



HAL
open science

Réponse sismique de la croûte terrestre à un changement de contrainte : application aux doublets de séismes

Guillaume Daniel

► To cite this version:

Guillaume Daniel. Réponse sismique de la croûte terrestre à un changement de contrainte : application aux doublets de séismes. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00239445v2

HAL Id: tel-00239445

<https://theses.hal.science/tel-00239445v2>

Submitted on 5 Mar 2008

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.

OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE
LABORATOIRE DE GEOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

THÈSE

présentée par

Guillaume DANIEL

Réponse sismique de la croûte terrestre à un changement de contrainte : application aux doublets de séismes

pour obtenir le titre de Docteur de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

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

Date de soutenance : le 17 décembre 2007

Composition du Jury :

Mustafa Aktar	Pr. Bogaziçi Üniversitesi, Istanbul	Rapporteur
Raul Madariaga	Pr. Ecole Normale Supérieure, Paris	Rapporteur
Fabrice Cotton	Pr. Université Joseph Fourier, Grenoble	Examineur
Jean Schmittbuhl	Dir. de Rech. EOST, Strasbourg	Examineur
Michel Bouchon	Dir. de Rech. LGIT, Grenoble	Directeur de thèse
David Marsan	M. de Conf. Université de Savoie, Chambéry	Directeur de thèse

"Salé a été ébranlée en même tems que Lisbonne a été renversée. Voilà une communication trop exacte pour être un jeu du hazard. Il s'agit de rendre raison de cette correspondance, de cette propagation, ou de cette communication singulière.[...] Tels tremblemens, qui s'exécutent à la même heure, à de grandes distances, & tels autres qui se manifestent à moins de distance, à plusieurs heures, ou même à plusieurs jours d'inter valle, peuvent cependant originai rement partir du même foyer. La marche de l'un a été favorisée par les circonstances des matières & des lieux & celle de l'autre aura été retardée."

Elie Bertrand, *Mémoires historiques et physiques sur les tremblemens de terre*
(8^{ème} mémoire), 1757.

Résumé

Nous présentons une analyse des variations du taux de sismicité liées aux doublets de forts séismes. Cette étude se concentre sur la zone des répliques du 1^{er} séisme, et cherche à estimer l'impact du 2nd choc principal sur cette activité. Nous nous sommes penchés sur deux cas de doublets de séismes : la séquence turque des séismes d'Izmit et de Düzce en 1999, et le doublet sud-islandais de juin 2000. Ces deux exemples nous apprennent que la réactivation de sismicité induite par le 2nd séisme d'un doublet n'est pas forcément corrélée avec les régions d'augmentation de la contrainte statique, et qu'elle s'établit avec prédilection sur les sites d'une activité géothermale. Sa décroissance temporelle n'est pas systématiquement conforme à la loi d'Omori, puisque des apaisements de ce taux peuvent apparaître avec un délai de quelques jours à quelques mois. Nous avons également investigué les propriétés des doublets de séismes à l'échelle globale, et nous montrons que ceux-ci peuvent être simplement décrits par les lois habituelles gouvernant la sismicité, la loi d'Omori-Utsu et la loi de Gutenberg-Richter. Enfin, contrairement aux résultats obtenus à partir de catalogues régionaux, il semblerait que la production moyenne de répliques consécutive aux 2^{nds} séismes des doublets soit équivalente à la superposition des productions de deux séismes isolés de magnitudes similaires. Cette dernière remarque mérite toutefois d'être étayée par une analyse plus fine des catalogues régionaux, au vu du manque de résolution d'un tel catalogue global pour les séismes de petite magnitude.

Abstract

We present an analysis of seismicity rate variations during doublets of large earthquakes. We focus on aftershocks localized in the vicinity of the 1st mainshock rupture zone in order to investigate how the 2nd one modifies this activity. We studied two particular doublets : the Izmit-Düzce sequence in 1999, and the icelandic doublet of June 2000. This led us to conclude that triggering of activity after the 2nd mainshocks of doublets can take place in regions that did not undergo static stress loading, with a preference for those linked with geothermal activity. The temporal decay of these reactivations does not systematically follow the Omori law, as quiescences may appear after a delay of days to months. We also studied global properties of earthquake doublets and showed that doublets may simply be described with usual laws of seismicity (i.e., Omori-Utsu and Gutenberg-Richter laws). Finally, average aftershock production following 2nd mainshocks of doublets appears to be equivalent to the superposition of two typical aftershock production following single mainshocks, contrary to observations from regional studies. However, this conclusion should be supported by finer analyses of regional datasets, because of the lack of resolution of global catalogues with respect to small magnitude earthquakes.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction générale	3
1 Des premières études sur les répliques à l'identification d'interactions	5
1.1 Historique contextuel de l'étude des répliques	5
1.1.1 1890 - 1910 : Travaux pionniers	6
1.1.2 1910-1960 : Essor de l'instrumentation, développements théo- riques	7
1.1.3 1960-1980 : Sismicité globale, informatisation	12
1.1.4 1980-1990 : Distribution spatiale des répliques	17
1.2 Idées contemporaines sur le déclenchement des séismes	20
1.2.1 Transfert statique de contrainte et séquences de forts séismes	20
1.2.2 Apaisements de sismicité	27
1.2.3 Déclenchement dynamique	28
1.3 Récapitulons...	31
1.4 Intérêt de cette étude et de l'approche adoptée	32
1.5 Doublets de séismes	33
1.5.1 Détection d'un apaisement de sismicité	34
1.5.2 Quelques mots sur l'estimation des variations du taux de sismicité	37
2 Réactivation de sismicité après le séisme de Düzce	39
2.1 Résumé	39
2.2 Introduction	42
2.3 Data	44
2.4 Method for Measuring Seismicity Triggering and Quiescence	44

2.5	Changes in Seismic Activity Along the North Anatolian Fault . . .	48
2.5.1	Eastern Region	49
2.5.2	Western Region	53
2.5.3	Yalova Cluster	54
2.6	Conclusion	62
2.7	Acknowledgments	63
3	Variations de la sismicité islandaise pendant le doublet de Juin 2000	65
3.1	Résumé	65
3.2	Introduction	67
3.3	Investigating seismicity rates variations of an incomplete catalogue	69
3.3.1	General outline of the method	70
3.3.2	Accounting for a non-stationary detection threshold	71
3.3.3	Practical implementation of the method	74
3.3.4	A test of the method	76
3.4	Rate changes in Southern Iceland following the June 21 st earthquake	78
3.4.1	Short-term triggering following the June 21, 2000 earthquake	80
3.4.2	Delayed quiescences	83
3.4.3	Comparing dynamic triggering of both June 2000 mainshocks	86
3.5	Conclusion	89
3.6	Acknowledgments	91
4	Etude globale des doublets de forts séismes	93
4.1	Résumé	93
4.2	Introduction	95
4.3	Selection of mainshocks and doublets	97
4.3.1	Dataset	98
4.3.2	Mainshock identification and aftershock sequences	99
4.3.3	Doublets of large earthquakes	106
4.4	Characteristics of earthquake doublets	107
4.4.1	Doublets occur as large aftershocks of large mainshocks . .	107
4.4.2	Relative azimuth of aftershocks	110
4.5	Comparing aftershock production of doublets and of single mainshocks	111
4.5.1	Aftershocks located within one rupture length of mainshocks	113

4.5.2	Bare aftershock rates	114
4.6	Discussion	119
Conclusion générale		125
A Ajustement d'un modèle par Maximum de Vraisemblance		131
A.1	Vraisemblance d'un processus de Poisson	132
A.2	Estimation par maximum de vraisemblance	133
A.2.1	Quelques exemples	133
A.2.2	A propos de la minimisation	135
B Mean-Field Extrapolation of the ETAS Model		137
B.1	Theory	138
B.2	Examples	140
C Détermination automatique de la complétude d'un catalogue		143
C.1	Modélisation de la sismicité incomplète	143
C.2	Zoom : calcul de φ	145
C.3	Estimation de l'incertitude sur les paramètres	146
Bibliographie		149

Table des figures

- 1.1 Fréquence des séismes en fonction de leur magnitude. Chacune de ces distributions (symboles) est représentée avec le meilleur ajustement de la loi Gutenberg-Richter, voir equation 1.2. **(a)** Japon, de 1923 à 2003, $b = 0.98 \pm 0.01$; **(b)** Taiwan, de 1995 à 2004, $b = 0.89 \pm 0.01$; **(c)** Vallée de l'Ubaye (swarm), 2004, $b = 1.20 \pm 0.06$; **(d)** Sismicité mondiale, de 1978 à 2006, $b = 1.05 \pm 0.01$ 9
- 1.2 **(gauche)** Diagramme circuit représentant la loi de comportement de la croûte terrestre soumise à une contrainte constante F . La partie supérieure de ce circuit correspond à un comportement élastico-visqueux *sensus stricto* sans fluage. La partie inférieure prend en compte le fluage de la croûte induit par le chargement tectonique séculaire aux grandes échelles de temps. **(droite)** Déformation d'un solide élastico-visqueux sans fluage au cours du temps, lorsque celui-ci est soumis à une contrainte évoluant comme indiqué dans la partie supérieure de ce graphe. D'après Benioff [1951]. 10
- 1.3 **(A)** Représentation de l'extrémité de la zone de rupture par une dislocation coin de déplacement b . **(B)** Dans notre cas, la pression de fluides initiale $P(r, 0)$ est égale à la pression hydrostatique $\sigma(r)$ induite par ce déplacement. D'après Nur and Booker [1972]. 14
- 1.4 Variation statique de la contrainte de Coulomb après le séisme de Homestead Valley de 1979. On voit clairement sur cet exemple que les répliques (carrés blancs) en dehors de la zone de faille (segment blanc) sont localisées préférentiellement dans les lobes d'augmentation de contrainte (rouges). Pour ce calcul, les auteurs ont pris un coefficient de friction $\mu = 0.75$. D'après Stein and Lisowski [1983]. 19

1.5 Transfert de contrainte induit par le glissement sur une faille (1 point source, $L=20\text{km}$, $W=15\text{km}$, glissement $\Delta U = 0.5 \text{ m}$) obtenu à partir de sismogrammes synthétiques [Bouchon, 1981; Cotton and Coutant, 1997]. Les stations sont disposées suivant deux directions : 0° (figurés colorés) et 140° (figurés contournés), à 5 km de profondeur. **(a)** Variation statique du critère de Coulomb $\Delta CRC = \Delta\tau - \mu(\Delta\sigma_n - p)$ pour $\mu = 0.6$ à $t=230 \text{ s}$. après le séisme. **(b)** Maximum de la variation dynamique de la contrainte, en valeur absolue. La direction 0° est dans la direction de propagation de la rupture. 24

1.6 **(haut)** Vitesse de déplacement du sol (composante verticale) enregistrée à Long Valley Caldera, dans la zone géothermale des Geysers et à Parkfield pendant le séisme de Landers. Pour chaque station les traces supérieures correspondent au signal non-filtré et les traces inférieures au signaux filtrés entre 5Hz et 30Hz. Les arrivées des ondes S du séisme de Landers, et les premiers évènements déclenchés localement sont indiqués par les symboles "S" et "1". Aucun évènement local n'est détecté à la station de Parkfield. D'après Hill et al. [1993]. **(bas)** (a) Même type de signal (3 composantes : (V)erticale, (N)ord et (E)st) enregistré pendant le Séisme d'Izmit (Turquie) sur une station déployée en Grèce. Les arrivées des ondes de Rayleigh et de Love sont indiquées par les symboles "R" et "L". (b) Signaux filtrés entre 5Hz et 20 Hz. Ceux-ci montrent deux séismes locaux (flèches, $M_L \sim 1$ et 3.8) déclenchés après l'arrivée des ondes de Rayleigh. Notez la différence d'échelle entre les panneaux (a) et (b). D'après Brodsky et al. [2000]. 29

1.7 Libération de la déformation cumulée dans la zone sismique sud-islandaise. La ligne continue correspond aux données de bonne qualité disponibles depuis 1700, la ligne pointillée est fondée sur la connaissance des séismes importants répertoriés depuis le 13^{ème} siècle. La zone en gris correspond à la période 1400-1500, pour laquelle les informations sont très limitées. D'après Bergerat [2001]. . 33

1.8 Probabilité que le taux observé $\hat{\Lambda}_1$ soit supérieur au taux préexistant Λ_0 , en fonction de la durée Δ de l'intervalle d'investigation, ainsi que du rapport moyen de ces taux $\hat{r} = \frac{\hat{\Lambda}_1}{\Lambda_0}$: (haut) pour $\Lambda_0=2 \text{ an}^{-1}$, (bas) pour $\Lambda_0=20 \text{ an}^{-1}$. Les intervalles de confiance à 99% sont indiqués par des lignes pointillées, et une ligne continue sépare les tendances en faveur du déclenchement ($\mathcal{P} > 0.5$), ou de l'apaisement ($\mathcal{P} < 0.5$) de sismicité. D'après Marsan and Nalbant [2005]. 37

2.1 Map of northwestern Turkey. Circles stand for all $M \geq 2.7$ events occurring from just after the Izmit earthquake (08/17/1999, day 229) to the end of year 2000. The two big stars indicate Izmit and Düzce epicenters and smaller ones show the location of the two $M_w \geq 5$ Izmit aftershocks occurring in the 5 days before the Düzce earthquake. Rectangle areas delimitate the three areas on which we focused our seismicity analysis. The seismicity swarm located close to Yalova is symbolically mentioned by Y. We located the city of Armutlu, where well data are available. 41

2.2 Cumulative number of earthquakes (+) for a run of an ETAS model, triggered by a large mainshock at $t = 0$. A second mainshock occurs at $t = 100$, causing the ETAS parameter K to be divided by two. Dashed line: extrapolation of the seismicity rates at $t \geq 100$ using an Omori-Utsu's law fitted on the $0 \leq t < 100$ interval, showing clear triggering caused by the second mainshock. Continuous line: extrapolation based on the ETAS model, also fitted on the same $0 \leq t < 100$ interval, but that uses the earthquakes at $t \geq 100$ as potential triggers. This extrapolation would predict stronger triggering than is observed because of the decrease of parameter K , and would thus conclude to a relative quiescence. 47

2.3	Analysis of seismicity rates following the Düzce earthquake for fault segments located to the east of the Izmit epicenter. Time t is expressed in days, Izmit and Duzce earthquakes occurring respectively on days 229 and 316.7. Origin time is Jan, 1 1999, 0h00. This graph contains two parts: (I) Comparison of cumulative seismicity rates obtained from Kandilli observatory catalog (crosses) with the best adjusted models (Omori-Utsu's law, ETAS). Grey dashed line: Omori-Utsu's law adjustment and extrapolation. Grey plain line: ETAS model fit up to day 316 and its corresponding extrapolation. (II) Magnitude of events for this area.	51
2.4	Probability density functions that an increase in magnitude of completeness δM_c to the east of the Izmit epicenter and during the 15 days after the Düzce earthquake, can explain the N observed events during that time.	53
2.5	Same as figure 2.3 for fault segments located to the west of the Izmit epicenter.	54
2.6	Evolution of the seismicity along the western North Anatolian Fault, between longitudes $28^\circ E$ and $32^\circ E$. Aftershock locations are projected onto their longitude coordinate. Time of occurrence is expressed in days (origin time is taken on Jan, 1 1999 at 0h00). Seismic activity linked with the swarm of Yalova presents a strong and long-lasting activation after the Izmit earthquake.	55
2.7	Same as figure 2.3 and 2.5 the Yalova area.	56
2.8	Same as figure 2.4 for the Yalova area.	57
2.9	Comparison of the observed versus the expected number of aftershocks for Yalova area from Izmit earthquake to the end of year 2000. Modelled number is deduced from the best-fitted Omori-Utsu's law. The dotted line signifies a perfect match between modelling and observations. Points located above this line indicate an underestimation of the seismicity by the model, i.e. a triggering episode, whereas points located under this line present an overestimation of the seismicity by the model (quiescence). Note the strong quiescence starting about 30 days after the Düzce earthquake.	58

2.10 Modeling of dynamic stress transfer generated by the Düzce earthquake at the center of the Yalova cluster. The three panels represent the three components of the stress tensor projected onto the target fault plane T_{xz} , T_{yz} and T_{zz} . The X-axis lies in the strike direction, Y-axis in the up-dip direction and the Z-axis is normal to the fault plane. Time on the horizontal axis is graduated in seconds, stress is graduated in bars. The target fault plane is located 177 km WSW from the Düzce epicenter with an azimuth of 265° and a dip of 70° [Karabulut et al., 2002]. Although the static component is very low, transient stress can reach up to several bars of loading for each one of the 3 components. Modeled frequency range lies between 0 and 5 Hz. 60

3.1 Map of Southern Iceland with seismicity from June to December 2000. Areas of investigation are indicated by white rectangles : **(R)** Reykjanes Peninsula, **(H)** Hengill triple junction and **(A)** Árnes fault plane. Lines and stars indicate the June 17 and 21 fault planes and epicenters. White circles point to places where the dynamic stress is calculated. Inset : location of the Southern Iceland Seismic Zone (SISZ). 67

3.2 Frequency-Magnitude distributions for SIL earthquakes in southern Iceland since Jan 1, 1999. Lines here show the best-fits of the model described by equation 3.2. **(top)** Seismicity occurring before June 17, 2000, for the three areas investigated in section 3.4. b -values are reported in table 3.1. For this period, completeness level is higher in the Reykjanes Peninsula than at Hengill and Arnes. **(bottom)** Comparison of the seismicity occurring before and after the June 2000 earthquake doublet, for the whole of southern Iceland. At this regional scale, the completeness level (vertical marks above the axis) increases by 0.13 and b -value decreases by 0.14 after the doublet. 73

3.3	<p>Method : (top) Synthetic catalog of aftershocks obeying the Omori-Utsu formula (see table 3.1 for parameters), where the completeness threshold decays exponentially (black dashed line). We estimate $M_c(t)$ (black line, along with errors), using a sliding window of 200 events, moving 10 by 10. From this estimate, we then compute the probability $\pi(t)$ (dash-dotted curve), see equation 3.5. (middle) Rate λ_1^* of earthquakes with $M \geq 0$ that would be recorded by the network if completeness were stationary at $M = 0$ (black line). Grey line : rate of observed/detected events $\lambda_1(t)$. (bottom) Reconstructed fit of $\lambda_1(t)^*$ before the second mainshock (grey line, with error envelope). Agreement with the synthetic rate before decimation - modified Omori formula - (stars) is very good, see table 3.1. The seismicity rate change after $t = 4$ is obtained by comparing the extrapolation of this fit (grey line) to the actual rate (black line).</p>	77
3.4	<p>Magnitude of completeness during 10 days after the June 17 earthquake for Arnes (black line), Reykjanes (dashed line) and Hengill (grey line).</p>	79
3.5	<p>Seismicity rate for the Árnnes fault area. Black bars: Earthquakes detected down to $M_{min} = 0$. White bars: Estimation of the rate of $M \geq M_{min}$ earthquakes, including both detected and undetected earthquakes. Grey line: Best-fit of the modified Omori formula to the data with error envelope (line thickness). An artificial gap occurs in the data between June 21 and 22, most probably due to the high activity on the adjacent June 21 fault.</p>	81
3.6	<p>Same as figure 3.5, for the Hengill Triple Junction area.</p>	82
3.7	<p>Same as figure 3.5 and 3.6, for the Reykjanes Peninsula.</p>	82
3.8	<p>Long-term quiescences. (top) Comparison between the extrapolated rate of earthquakes $\lambda_0(t)$ up to the end of year 2000 and the rate λ_1^* of earthquakes for magnitudes $M \geq M_{min}$, for (left) the Árnnes fault area, and (right) the Hengill Triple Junction. (bottom) Mean interevent times between successive $M > 1$ earthquakes. The interevent times are averaged over 20 successive couples of earthquakes, for the Hengill area (black line) and for the Árnnes area (dashed line). The double vertical bars correspond to the occurrence of both June 2000 mainshocks.</p>	85

3.9	A simple model with stress threshold σ_c . The probability density $f(\sigma)$ of the stress σ is uniform, so that the seismicity rate due to a constant tectonic loading stress rate is also constant. At the time of the 1 st mainshock, a proportion Q_1 of events are triggered by the dynamic stress σ_1^d . Neglecting the tectonic loading between the times of the two mainshocks, this model predicts a proportion $Q_2^{ex} = \frac{Q_1}{\sigma_1^d}(\sigma_2^d - \sigma_1^d)$ of earthquakes dynamically triggered by the 2 nd mainshock.	88
4.1	Evolution of the completeness for the NEIC catalogue from year 1973 to 2006. The magnitude of completeness is estimated as $M_c = \mu + \sigma$, and corresponds to the level for which 84% of the earthquakes are detected worldwide. Parameters μ , σ and b are inversed jointly, keeping σ and b constant for all series.	99
4.2	Year per year fit of the model $\varphi(M)$ described in equation 4.3 to the frequency-magnitude distribution of earthquakes. Circles correspond to the NEIC earthquake data, and lines show the best fit models.	100
4.3	Typical examples of mainshocks/aftershocks selection. Each panel shows the seismicity located in the circle of radius L_1 , around a mainshock (magenta circle). Magnitudes of the mainshocks decrease from top to bottom panels. Time scale is linear, in years. Events kept as aftershocks are shown in red, and other events, considered as decorrelated from the mainshocks, are in blue. The vertical green bar corresponds to the end of the aftershock sequence, i.e. when another mainshock overlap the mainshock rupture area.	102
4.4	Frequency-Magnitude relationship for all events of the NEIC catalogue (filled circles) and for all mainshocks (empty circles) selected according to the procedure described in section 4.3.2.	103
4.5	Mean aftershock decay rates $\lambda(t)$ of 7,649 mainshocks with $M \in [6; 9]$ with 95% Poisson confidence intervals (dotted lines). Best fits with an inverse power-law $\tilde{\lambda}(t)$, see equation 4.8 is shown by continuous lines.	104
4.6	Values of best parameters for the modeling of aftershock decay rates, see table 4.1 and figure 4.5.	105

4.7	Representation of a typical doublet spatial configuration. E_i are mainshock epicenters, and circles \mathcal{C}_i denote areas of influence, which radius corresponds to one rupture length L_i	106
4.8	Probability density function of the number of doublets verifying equation 4.10 obtained from 20,000 Monte Carlo simulations. These simulations concern only doublets which two epicenters are located within the circle \mathcal{C}_1 . From the NEIC catalogue, we obtained 212 such doublets, as indicated by the vertical dotted bar on the graph.	108
4.9	Rate (in day^{-1}) of second mainshock occurrence following the first mainshock (i) for all doublets (triangles), (ii) for doublets whose two epicenters are located within \mathcal{C}_1 (dots), and (iii) expected from Monte Carlo simulations (line) with 95% Poisson confidence intervals (thin lines).	109
4.10	Time elapsed between the two mainshocks $T_2 - T_1$ (in year) versus seismic moment release of the second mainshock, for all doublets. No linear correlation arises between these two parameters, as indicated by the low value of the correlation coefficient $\rho = 0.19$	110
4.11	Relative localisation of aftershocks within the circle \mathcal{C}_1 before the second mainshock. (top) Relative position angle θ and distance r from E_1 . Colors stands for different aftershock sequences with respect to their index (between 1 and 408), see colorbar. (bottom) Distribution of aftershocks relative azimuths. The first mainshock is located at the center of the graph, and the second at the angle 0 and radius 1.	112
4.12	Rate notations used for the building of the null hypothesis, as given in equation 4.13. An earthquake of magnitude M occurs at time T_1 after a period of stationary background activity $\mu(M)$. The actual observed rate is denoted $\tilde{\lambda}(t M)$ (dots), and the modeled rate is $\lambda(t > T_1 M) = \mu(M) + K/(t - T_1)^p$ (dashed line).	114
4.13	Comparison of the observed aftershock rates (circles) after T_2 within the area $\mathcal{C}_1 \cup \mathcal{C}_2$, with $\lambda_0(t M)$ (lines, with 95 % confidence interval). Time is expressed in days since the second mainshocks, and rates are expressed in day^{-1} . (top) Second mainshocks with $M \in [6, 7[$. (middle) Second mainshocks with $M \in [7, 8[$. (bottom) Second mainshocks with $M \in [8, 9]$	115

4.14	Figure on the top left hand corner is equivalent to figure 4.5 when \mathcal{C}_1 and \mathcal{C}_2 scale with $10L_i$. Other figures are similar to figure 4.13 for this case.	116
4.15	Comparison of bare aftershock rates following single mainshocks (dots) and following 2^{nd} mainshocks of doublets (lines, with Poisson 95% confidence level intervals) for three magnitude ranges: $M \in [6, 7[$ (top, red), $M \in [7, 8[$ (middle, green) and $M \in [8, 9]$ (bottom, blue)	118
4.16	Influence of the delay between two triggers $T_2 - T_1$ (see equation 4.21) on the seismicity rate that follows the second mainshock (after T_2). Color lines represent the rate taking place after two successive triggers, corrected from the contribution of the first trigger $\mu + \lambda_{12} - \lambda_1$. Colors stand for increasing values of the delay $T_2 - T_1$ between 0 and 1, in units of t_a , see colorbar. Dotted line show the expected rate for a single trigger of amplitude τ_2 . (top) for two consecutive loads $\tau_1 = \tau_2 = A.\sigma$. (bottom) for two consecutive loads $\tau_1 = \tau_2 = 15A.\sigma$	121
B.1	Discretization scheme of the time axis	138
B.2	Best fit and mean-field extrapolation of the ETAS model on three datasets used in this study: (a) Eastern region (b) Western region and (c) Yalova area	141

Remerciements

Au cours de ces trois années passées à Grenoble, j'ai évolué au laboratoire avec un entrain quotidiennement renouvelé. Et ceci principalement en raison de l'excellente ambiance de travail et de la convivialité qui y régne. Je tiens vivement à remercier tous les personnels administratifs, ingénieurs, techniciens, chercheurs et étudiants ayant participé de leur bonne humeur et de leur ouverture d'esprit à ce que ce séjour y fut chaleureux. Merci en particulier à mes co-bureaux Farokh, Olivier et Elisabeth pour avoir supporté mes grognements intempestifs contre ma machine ; à mes collègues de galère, Louis, Seb, Lolo, Héloïse, Clotaire, Marine, et Pierre-François ; et enfin à ceux qui n'en sont pas encore sortis, Pierre, Matthieu, Aloé, Thomas, Anthony, et tous les autres.

Bien entendu, la réalisation de ce travail n'est pas de mon seul fait, et n'aurait jamais été de telle facture sans l'implication de mes deux directeurs de thèse, David et Michel. Je les remercie de l'attention et de l'intérêt avec lesquels ils ont encadré ce travail. Je leur dois de m'avoir toujours montré avec discernement les aspects de ce travail sur lesquels il méritait de concentrer nos efforts. Tous les deux ont su mener cet encadrement en parfaite complémentarité. Je leur suis également reconnaissant de n'avoir eu de cesse de me rappeler que la concentration sur des aspects méthodologiques sophistiqués ne devait, en aucun cas, se faire au détriment de la compréhension des processus physiques. De même que négliger l'apport des données serait une grave erreur... Ces deux principes sont certainement les enseignements les plus importants que je tire de leur encadrement.

Je tiens aussi à remercier Mustafa Aktar, Raul Madariaga, Fabrice Cotton et Jean Schmittbuhl d'avoir accepté d'être les jurys de ma soutenance de thèse. De plus, je suis particulièrement reconnaissant à Jean de m'accueillir au sein de son équipe à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg pour prolonger mes activités de recherche pendant la prochaine année.

Parce qu'ils m'ont supporté et encouragé au quotidien, une large part de ma gra-

titude revient également aux nombreux colocataires et amis, avec lesquels nous avons partagé le toit de notre maison du bonheur de Saint-Egrève pendant ces quelques années : Lucie, Maud, Philippe, Véro, Andres, Pam, Olivier, Anna, Ben, Mik, Gaëlle, et bien sûr, Pars et MatQ, les abonnés du canapé. Parmi ces compagnons du petit matin et de la vingt-cinquième heure, il en est une qui s'est avérée d'un soutien essentiel, et qui, bien qu'en première ligne des dommages collatéraux de la rédaction du manuscrit, n'a jamais perdu une étincelle de son sourire... Merci pour cela Paola, mais surtout pour tout le reste ! Merci enfin à mes parents pour leur soutien infailible, et pour m'avoir permis d'en arriver là.

Un des piliers sur lesquels repose ce travail est la considération que chaque séisme déclenche ses propres répliques, menant ainsi à une évolution en cascade de la sismicité. L'évolution des idées obéit finalement à une règle similaire, c'est-à-dire que chaque nouvelle idée en apporte de nouvelles, qui elles-mêmes permettent de repousser sans cesse les frontières de notre connaissance du monde. Porté par cette idée, je conclurais ces quelques mots en souhaitant que le travail présenté ici puisse faire de nombreux ricochets, et conduise à une meilleure identification des causes à l'origine des tremblements de terre...

Introduction générale

Ce travail de thèse présente une étude de la *réponse sismique de la croûte terrestre à une perturbation de contrainte*. Cette réponse est mesurée par l'évolution de la sismicité suite à un fort tremblement de terre (la perturbation de contrainte). Dans cette étude, la sismicité est donc principalement constituée de répliques, distribuées au voisinage ou à quelque distance de la zone de rupture du choc principal. En quelque sorte, c'est le mécanisme de rupture du tremblement de terre, ainsi que la géométrie des fractures environnantes qui vont déterminer la répartition de ces répliques dans la croûte. Cette influence d'un séisme sur la localisation des suivants est parfois décrite comme un "dialogue permanent entre séismes" [Stein, 2003]. On signifie par là qu'il existe un genre de communication entre un séisme et ses répliques, ou entre plusieurs chocs principaux, par le biais d'interactions mécaniques. C'est ce mécanisme que l'on cherche ici à caractériser, afin de mieux saisir ce qui influence l'heure et le lieu d'un futur séisme.

Nous avons choisi de nous focaliser sur les séquences de deux forts tremblements de terre qui affectent la même région en une durée limitée. Cette configuration particulière offre la possibilité d'étudier aussi bien les augmentations, que les apaisements du taux de sismicité après le second de ces deux séismes.

L'organisation de ce manuscrit se veut à la fois didactique et chronologique. Celui-ci s'ouvre sur un chapitre introductif visant à présenter le contexte, les enjeux, et l'approche générale de cette étude sur les doublets de séismes et leurs répliques. L'évolution des idées sur les répliques et les interactions entre séismes y est présentée de manière contextuelle, c'est-à-dire avec le soucis de relier cette évolution à celle de l'appréhension plus générale des tremblements de terre depuis la fin du 19^{ème} siècle.

Le deuxième chapitre traite de la séquence des séismes d'Izmit et de Düzce en 1999 sur la faille nord-anatolienne. Ces deux séismes eurent lieu à trois mois d'intervalles, et le second choc principal (Düzce, M_w 7.2) prolongea la zone de rupture

du premier (Izmit, M_w 7.4) de 40 km vers l'Est. On y explique la méthode employée pour détecter des variations du taux de sismicité à partir d'un catalogue, et l'on montre que le séisme de Düzce réactiva de la sismicité à une distance grande comme 4 fois sa longueur de rupture. La zone concernée par ce déclenchement est la région géothermale de Yalova, localisée au sud-est de la mer de Marmara.

Le troisième chapitre concerne la séquence sud-islandaise du mois de Juin 2000. Deux évènements de magnitude M_S 6.6 y rompirent deux failles parallèles distantes de 17 km en l'espace de 3 jours. Nous décrivons tout d'abord comment la méthode utilisée sur la séquence turque peut être développée afin de prendre en compte les larges fluctuations de complétude du catalogue de sismicité. Cette amélioration nous permet ensuite d'estimer les variations du taux de sismicité pendant les quelques jours qui suivirent ces séismes. L'analyse montre alors qu'on peut distinguer une vaste étendue de déclenchement, initiée immédiatement après le second séisme, suivie en quelques endroits d'un apaisement notable du taux de sismicité.

Enfin, le dernier chapitre de ce manuscrit consiste en une étude plus globale des doublets de forts séismes. Nous y expliquons comment les propriétés d'occurrences de ces séquences révèlent qu'elles sont en fait tout à fait similaires à une succession typique d'un choc principal et d'une réplique de forte magnitude. De plus, nous indiquons que la productivité de répliques suivant les seconds séismes de ces doublets semble, au moins à grande échelle, correspondre simplement à la juxtaposition des productivités de deux séismes isolés de magnitude équivalente. Cette productivité ne s'éloignerait donc pas significativement de sa valeur moyenne après l'occurrence d'un premier séisme.

Chapitre 1

Des premières études sur les répliques à l'identification d'interactions

1.1 Historique contextuel de l'étude des répliques

Le terme "réplique" remonterait à la fin du 18^{ème} siècle, mentionné dans l'ouvrage de G. Vivenzio ('repliche', en italien) sur le tremblement de terre de Calabre de 1783¹. Jusqu'aux années 1870-1880 il apparaît sous diverses formes telles que "secundäre erdbeben" (Höfer, 1876), "secousses accessoires", "secousses successives" (Forel, 1881) ou encore "nachbeben" (Canaval, 1882)². Cette dernière forme lexicale ("*Nach*" : après, "*Beben*" : séisme) ainsi que celle du terme "Vorbeben" (précurseur ; "*Vor*" : avant) apparue en même temps, illustre bien la vision qui prévalait à l'époque et qui persista pendant encore plusieurs décennies. Ces phénomènes étaient vus comme possédant des caractéristiques physiques propres qui ne justifiaient leur existence qu'en regard d'un tremblement de terre de plus forte intensité, le choc principal. Cette fin du 19^{ème} siècle correspond également à l'apparition des premiers sismographes portables élaborés par Milne, Ewing et Gray vers 1880. Ils permirent d'améliorer notre compréhension des répliques en allant chercher l'information pertinente directement au lieu des séismes. Nous tentons dans ce chapitre de montrer l'évolution des idées relatives à ces répliques, et comment les mécanismes proposés pour expliquer leurs propriétés ont pu finalement

¹Istoria de' Tremuoti avvenuti nella Provincia della Calabria ulteriore, vol. 1, p.165, 1788

²voir Davison [1924a] à propos de l'apparition de la terminologie utilisée en sismologie

développer notre compréhension des séismes eux-mêmes.

1.1.1 1890 - 1910 : Travaux pionniers

La première étude connue sur les répliques fut conduite par F. Omori³ en 1894, à partir des premiers enregistrements sismographiques des grands séismes japonais de cette fin de siècle. Il s'agit des séismes de Kumamoto⁴ (1889), de Mino-Owari (1891) et de Kagoshima (1893). Ce travail marqua durablement les études de sismicité, encore de nos jours où cette référence est devenue incontournable. Omori mit en évidence la décroissance hyperbolique de la fréquence des répliques en fonction du temps, selon la formule

$$\lambda(t) = \frac{K}{t + c} \quad (1.1)$$

où λ est le nombre de répliques observées au temps t depuis le séisme principal, et K et c sont constants. Ce résultat, l'un des plus importants qui soit en sismologie, est aujourd'hui connu sous le nom de **loi d'Omori**. Depuis, les nombreuses études menées sur d'autres séismes au cours du 20^{ème} siècle ont toujours montrées l'extraordinaire reproductibilité de cette analyse.

Pendant les quelques années qui marquèrent le passage du 19^{ème} au 20^{ème} siècle la sismologie connut des développements notables tels que l'élaboration des premières cartes mondiales de sismicité par le comte Montessus de Ballore et J. Milne, ou la première échelle d'intensité sismique mise au point par G. Mercalli. On put également identifier les 3 types d'ondes élastiques connus (P, S et

³**Omori, Fusakichi** [1868-1923]. Omori conduit cette étude encouragé par son illustre professeur J. Milne, alors professeur de géologie à l'Imperial College of Engineering de Tokyo. Celle-ci lui valut une renommée internationale. Cependant, il ne faut pas oublier, qu'à l'instar de son mentor, son oeuvre embrassa l'ensemble des champs de la sismologie de son époque. Parmi les thèmes auxquels il s'intéressa, la partie la plus conséquente concerne les mesures des mouvements induits par les séismes, et notamment la réponse des bâtiments à ces perturbations. Il chercha à mieux concevoir les constructions afin que celles-ci soient plus résistantes aux tremblements de terre. Par ailleurs, il établit un prototype de relation linéaire entre la durée $T_s - T_p$ et la distance au foyer d'un séisme. Il s'intéressa également à la sismicité historique japonaise, la corrélation des séismes sous-marins avec les grandes fosses océaniques, ou avec les marées océaniques et les variations de la pression barométrique, la périodicité annuelle des séismes, l'étude des périodes dominantes dans les enregistrements d'oscillations du sol générées enregistrées pendant un séisme, les rapports relatifs aux séismes de San Francisco (1906) et de Messina (1908), et l'intérêt croissant, vers la fin de sa vie, pour l'étude des éruptions volcaniques. Dans son ensemble, on évalue sa production écrite à quelques 9000 pages! [Davison, 1924b].

⁴17 avril 1889, 17h 21, réputé pour être le 1^{er} télé-séisme, enregistré jusqu'à Potsdam (Allemagne)

Rayleigh) sur les sismogrammes et les instruments se perfectionnèrent, avec l'arrivée du premier sismographe à 3 composantes d'Emil Wiechert en 1900.

Le tournant majeur pour l'étude des sources sismiques se produisit après le 18 avril 1906, lorsque la ville de San Francisco fut dévastée par un fort tremblement de terre et par l'incendie qui en résulta. Cet événement fit l'objet d'une vaste campagne de mesures géodésiques qui permit de clarifier le rôle joué par la faille San Andreas pendant ce séisme. Ceci conduisit J.H. Reid à proposer en 1910 sa théorie du rebond élastique, suivant laquelle les séismes résultent de la relaxation soudaine d'une déformation élastique, accumulée sur une faille pendant plusieurs décades, ou plusieurs siècles. Cependant, seule, cette théorie ne parvient pas à expliquer les répliques. En effet, on y donne au choc principal le rôle du relaxateur de contrainte, et ceci amène donc à une considération assez paradoxale de l'occurrence des répliques, qui sont pour la plupart localisées sur ce même plan de faille, supposément déjà relaxé.

1.1.2 1910-1960 : Essor de l'instrumentation, développements théoriques

Les progrès de la première moitié du 20^{ème} siècle sont intimement liés à la compréhension grandissante des sismogrammes à la lumière des connaissances théoriques préexistantes, et dont l'analyse est affinée grâce à l'essor d'instruments dont la qualité et la variété ne cessent de croître (premier sismomètre à torsion par Anderson et Wood en 1925, sismomètres longue-période de La Coste en 1934, et de Ewing et Press en 1954).

Turner [1922] découvre l'existence de séismes localisés à des profondeurs de plusieurs centaines de kilomètres, Jeans [1923] pose les bases de la théorie des modes propres de la Terre, et Stoneley [1924] prouve l'existence d'ondes se propageant aux interfaces solide-solide, ou fluide-solide (diffraction), dont l'application est d'un grand intérêt pour le domaine naissant de l'exploration géophysique. La structure interne de la Terre est également mieux comprise dès lors que Gutenberg [1926] révèle une zone à plus faible vitesse en superficie du manteau terrestre et par la découverte du noyau interne par I. Lehmann en 1936.

Sir Jeffreys [1926] donne les premières estimations de l'énergie dégagée par un tremblement de terre, conduisant Richter [1935] à proposer une échelle de magnitude des séismes basée sur la réponse instrumentale du sismomètre (notée

M_L). Une meilleure classification des séismes de faible profondeur sera proposée quelques années plus tard par Gutenberg [1945] à partir de l'amplitude des ondes de surface. Ces deux sismologues sont en outre les premiers à révéler que la fréquence des séismes dépend de leur magnitude [Gutenberg and Richter, 1944]. **La loi de Gutenberg-Richter** est expliquée dans l'ouvrage *Seismicity of the Earth* (publié en 1954) qui répertorie la sismicité mondiale connue et localisée jusqu'à ce jour pour chacune des régions du monde. Cette loi décrit la fréquence d'occurrence des séismes de magnitude M selon l'expression

$$\log_{10} n(M) = a - b.M \quad (1.2)$$

où $n(M)$ est le nombre de séismes d'une région donnée dont la magnitude est égale à M , et a et b sont des constantes. La valeur de b , qui donne la pente de cette loi, est en général proche de 1, dans un intervalle allant de 0.8 à 1.5, selon la région et la période considérée, voir figure 1.1. Cette loi s'applique avec $b \approx 1$ quelque soit la taille du système considéré (émissions acoustiques, essais de sismicité, grandes frontières de plaques), et reflète donc les propriétés d'auto-similarité⁵ de la fréquence des séismes [Mandelbrot, 1982].

Dans l'ensemble, les travaux scientifiques de cette période se focalisent principalement sur les chocs principaux, leurs mécanismes focaux et les signaux enregistrés. Quelques rares auteurs étudient également les séquences de répliques, mais celles-ci ne sont vues que comme la manifestation d'un processus de relaxation inachevé après le choc principal. La théorie proposée par H. Benioff en 1951 et basée sur la relaxation visco-élastique de la déformation cosismique est la première à tenter d'expliquer les délais observés entre le choc principal et les répliques, en s'inscrivant directement dans cette ligne de pensée.

Modèle 1 : Relaxation de l'énergie de déformation [Benioff, 1951]

Considérons que les roches de la croûte terrestre se déforment élastiquement sous l'application d'une contrainte constante, avec une composante de déformation irréversible dépendante du temps ("creep", en anglais). Cette loi de comportement est illustrée sur la figure 1.2. Sur cet exemple, au moment où la contrainte est appliquée, la déformation augmente instantanément, passant sur ce schéma du point 0 au point a : Ce trajet correspond à la composante élastique de la défor-

⁵On parle d'auto-similarité dans un système donné lorsque les propriétés du tout sont semblables à l'une de ses parties, et donc qu'aucune échelle particulière ne caractérise un tel système.

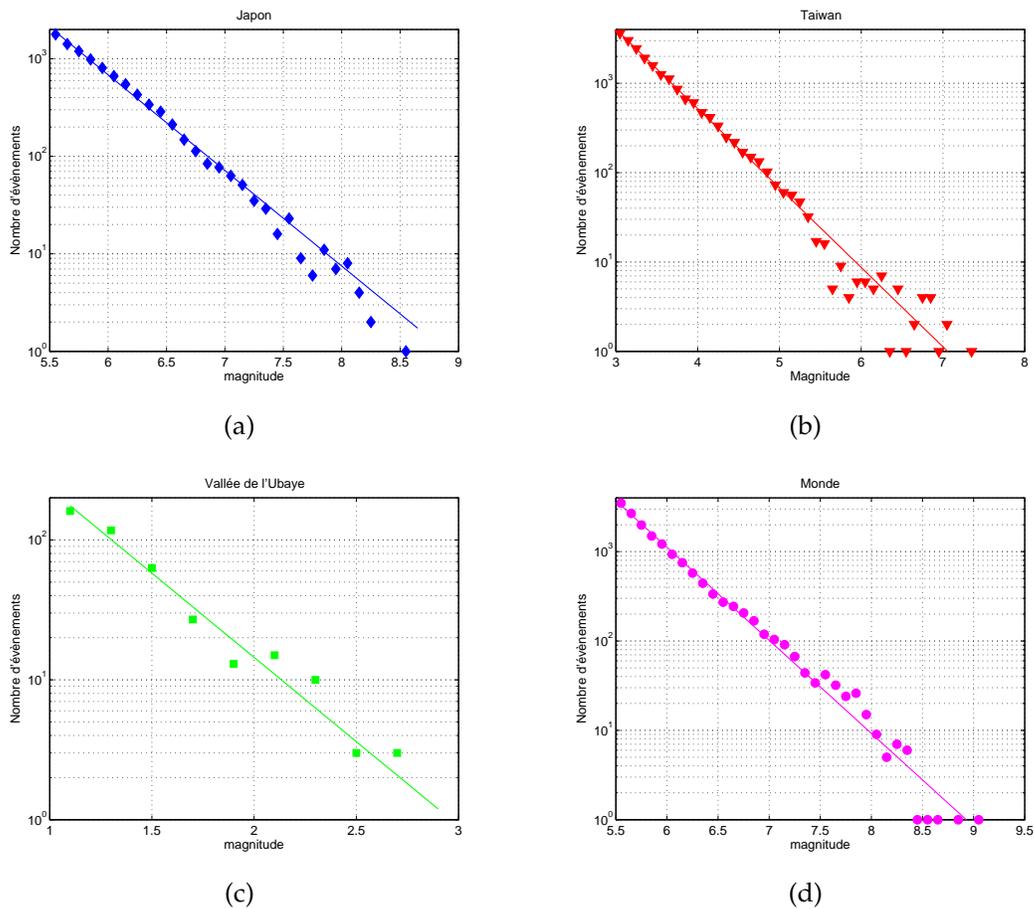


FIG. 1.1: Fréquence des séismes en fonction de leur magnitude. Chacune de ces distributions (symboles) est représentée avec le meilleur ajustement de la loi Gutenberg-Richter, voir equation 1.2. **(a)** Japon, de 1923 à 2003, $b = 0.98 \pm 0.01$; **(b)** Taiwan, de 1995 à 2004, $b = 0.89 \pm 0.01$; **(c)** Vallée de l'Ubaye (swarm), 2004, $b = 1.20 \pm 0.06$; **(d)** Sismicité mondiale, de 1978 à 2006, $b = 1.05 \pm 0.01$.

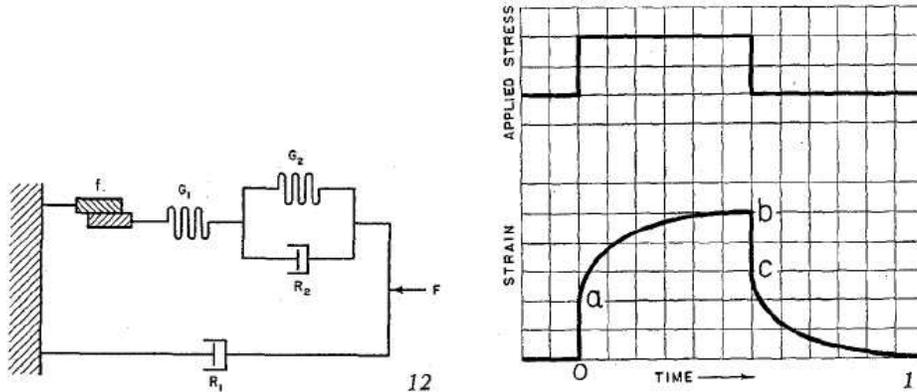


FIG. 1.2: **(gauche)** Diagramme circuit représentant la loi de comportement de la croûte terrestre soumise à une contrainte constante F . La partie supérieure de ce circuit correspond à un comportement élastico-visqueux *sensus stricto* sans fluage. La partie inférieure prend en compte le fluage de la croûte induit par le chargement tectonique séculaire aux grandes échelles de temps. **(droite)** Déformation d'un solide élastico-visqueux sans fluage au cours du temps, lorsque celui-ci est soumis à une contrainte évoluant comme indiqué dans la partie supérieure de ce graphe. D'après Benioff [1951].

mation du milieu. Lorsque l'on maintient la contrainte appliquée, la déformation continue d'augmenter au cours du temps avec un taux qui décroît, suivant le trajet ab . Si l'application de la contrainte est suffisamment longue, la déformation du solide n'augmente plus aux temps longs. Quand la contrainte est relâchée, la déformation d'un tel milieu diminue instantanément d'une quantité égale à la déformation élastique accommodée à l'application de la contrainte (trajet bc). Ensuite, la viscosité du milieu permet de récupérer graduellement la fraction restante de la déformation avec un taux qui diminue au cours du temps.

La déformation d'échantillons rocheux soumis à une contrainte compressive permet de caractériser ce comportement. Par exemple, les expériences de Michelson [1917, 1920] et de Griggs [1939] montrent que cette déformation ξ évolue suivant

$$\xi = a - b \cdot \log t \quad (1.3)$$

où a et b sont constants, lorsque l'on néglige la composante irréversible de la déformation (fluage)⁶. Benioff [1951] extrapole alors les résultats de ces expériences à de plus grandes échelles, et suppose que cette loi (Figure 1.2) décrit correctement le comportement rhéologique de la croûte terrestre.

⁶Cette forme, bien qu'adéquate pour la plupart des applications en géophysique, présente une discontinuité en $t = 0$. Lyons [1946] propose une forme alternative qui contourne cette difficulté sous la forme $\xi = a + b \cdot \log(\gamma t + 1) + c \cdot t$, avec γ constant. Dans cette expression le fluage est décrit par le terme $c \cdot t$.

Benioff explique la décroissance hyperbolique du taux de répliques par ce mécanisme de déformation solide elastico-visqueuse. Le choc principal ne libère que la fraction élastique de la déformation accumulée sur le plan de faille, par analogie au trajet bc de la figure 1.2. Après le séisme, la faille se ressoude et sa force cohésive se rétablit à un niveau inférieur au seuil qui prévalait avant le séisme. Comme la fraction visqueuse de la déformation se relâche graduellement, elle va donc à nouveau charger le plan de faille, à un taux gouverné par les propriétés du milieu. Lorsque la contrainte ainsi appliquée sur le plan de faille dépasse à nouveau le seuil de cohésion la rupture a lieu, c'est une réplique. Suite à cette réplique, le cycle recommence tant que le système dispose de suffisamment d'énergie de déformation.

Plusieurs points de cette approche restent toutefois discutables. En effet, on considère ici que ce processus ne se déroule que sur un plan de faille unique, et on n'appréhende donc pas la sismicité hors faille. Il est également implicite que les propriétés cohésives sont uniformes sur ce plan. Ce modèle implique donc un seuil de rupture constant sur la faille, qui est dépassé avant l'occurrence de chaque réplique par un chargement de contrainte visqueux lié à la relaxation de la déformation. Une vision antagoniste est défendue par Dieterich, qui explique la génération de répliques par un seuil de rupture dépendant du temps, et sans invoquer de chargement visqueux de la contrainte sur le plan de faille.

Modèle 2 : Seuil de rupture dépendant du temps

Dieterich [1972] montrera qu'afin de reproduire des séquences de répliques plus réalistes avec ce modèle simple, il convient d'utiliser en lieu et place d'une loi de cohésion simple, une loi de friction dépendante du temps selon l'expression

$$\mu_s = \mu_0 + A \cdot \log t \quad (1.4)$$

où μ_s est le coefficient de friction statique, et A est une constante de l'ordre de 0.02. Combinant une distribution aléatoire uniforme de μ_s sur la faille avec ce mécanisme de "durcissement" de la loi de friction (ou cohésion), ses simulations livrent des résultats plus proches des observations. Notamment, il obtient des séquences de répliques localisées sur le même segment de faille que le choc principal, et dont la durée augmente avec la magnitude du choc principal.

1.1.3 1960-1980 : Sismicité globale, informatisation

La décennie suivante s'ouvre sur le séisme le plus puissant de l'histoire moderne de la sismologie. Le 22 mai 1960 à 19h11, c'est une secousse d'une rare violence (magnitude 9.5) qui a lieu au large des côtes chiliennes. Cet évènement causa plusieurs milliers de victimes, et près de 2 millions de sans-abris. Un tsunami se propagea jusqu'au Japon et en Californie, et l'on reporta de nombreux glissements de terrains et d'importantes éruptions volcaniques à proximité de la zone épiscopale.

Il semble à cette époque émerger une volonté d'appréhender et de surveiller les phénomènes géophysiques à l'échelle planétaire. A partir de 1963 un réseau mondial de 120 stations sismologiques est déployé dans 60 pays sur toute la surface du globe : le "WorldWide Standardized Seismographic Network" (WWSSN). Dans le même temps, on parvient à expliquer la localisation mondiale de la sismicité dans le cadre plus général de la théorie de la dérive des continents (tectonique des plaques) pourtant proposée par Wegener dès 1912. On comprend ainsi que les séismes sont localisés aux frontières de plaques tectoniques rigides et expriment donc l'accommodation de la déformation subie par le mouvement d'une plaque par rapport à l'autre.

L'utilisation de l'informatique modifiera aussi considérablement la manière d'étudier les séismes. D'une part, avec l'installation du réseau WWSSN⁷ on met en place les premières procédures routinières de localisation des séismes. On peut également archiver de grands volumes de données sur bandes magnétiques.

D'autre part, l'avènement de l'informatique permet le développement d'outils de traitement numérique du signal (filtrage, transformée rapide de Fourier, filtrage F-K, analyse temps-fréquence) et la dynamique des systèmes d'acquisitions est décuplée grâce aux capacités des ordinateurs.

Fort d'un catalogue de sismicité augmenté depuis la tentative de Omori en 1894, et cherchant à en éprouver l'universalité, Utsu [1961] revisite la loi d'Omori et montre qu'une forme plus appropriée est donnée par

$$\lambda(t) = \frac{K}{(t+c)^p} \quad (1.5)$$

où l'exposant p varie sensiblement d'une séquence de répliques à l'autre autour

⁷progressivement remplacé par le "Global Seismographic Network" -GSN- depuis les années 1990

de la valeur 1. Cette forme plus générale est une excellente description de la décroissance d'une séquence de répliques au premier ordre. Elle est aujourd'hui dénommée **loi d'Omori-Utsu** ou formule modifiée d'Omori, en hommage à ces deux sismologues.

Chinnery livre en 1963 le premier calcul de la contrainte induite dans un demi-espace élastique homogène suite au glissement le long d'un plan de dislocation. Cette étude annonce l'arrivée d'une nouvelle école de pensée qui adhère au principe qu'un séisme modifie profondément les propriétés mécaniques du milieu environnant, non seulement en relaxant la contrainte accumulée, mais de manière plus complexe, chargeant et déchargeant ici et là l'état de contraintes du milieu en fonction de son mécanisme au foyer.

Modèle 3 : Modèle d'usure statique

Les expériences de Mogi [1962] suggèrent qu'il existe une similarité entre les propriétés statistiques de la fracturation d'échantillons rocheux et les séismes dans la croûte terrestre. Scholz [1968c] cherche donc à comprendre les propriétés de décroissance temporelle des répliques à partir d'expériences de micro-fracturation. Il propose un modèle d'usure statique ("static fatigue") qui prend en compte l'évolution permanente du champ de contrainte du milieu. Celui-ci est perturbé à chaque occurrence d'une réplique. Chacune de ces micro-ruptures engendre un incrément de déformation, à l'origine du comportement visqueux ("creep", voir section 1.1.2) du matériau [Scholz, 1968b]. Il part de l'idée qu'à chaque application de contrainte le milieu se fracture avec un délai qui varie comme l'exponentielle inverse de la contrainte. Le temps moyen de rupture \bar{t} d'un échantillon soumis à une contrainte σ est donné par la relation [Scholz, 1968a] :

$$\bar{t} = k \exp\left(\frac{S - \sigma}{c}\right) \quad (1.6)$$

où S est la force cohésive moyenne locale, et k et c sont constants. Pour un instant t donné, la probabilité de micro-rupture μ est donc fonction de la contrainte appliquée :

$$\mu(\sigma) \sim \frac{1}{k} \exp\left(-\frac{S - \sigma}{c}\right) \quad (1.7)$$

Si l'on considère un volume suffisamment petit pour que la distribution de la cohésion du matériau soit uniforme, alors l'application d'une distribution aléa-

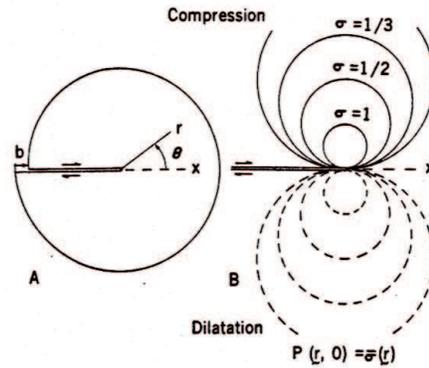


FIG. 1.3: (A) Représentation de l'extrémité de la zone de rupture par une dislocation coin de déplacement b . (B) Dans notre cas, la pression de fluides initiale $P(r, 0)$ est égale à la pression hydrostatique $\sigma(r)$ induite par ce déplacement. D'après Nur and Booker [1972].

toire de la contrainte dans ce milieu $f(\sigma)$ (autour d'une moyenne $\bar{\sigma}$) va générer une micro-fracturation dépendante du temps t . Sous l'hypothèse que chacune de ces micro-fractures est indépendante (elle ne dépend que de l'état de contrainte $f(\sigma, t)$ à chaque instant t), et qu'elle perturbe à chaque fois la distribution de contrainte du milieu, Scholz [1968c] montre finalement que la densité temporelle de micro-rupture peut être modélisée par

$$n(t) = \frac{Ac}{t} \quad (1.8)$$

avec A constant, rappelant ainsi la forme originale de la loi d'Omori.

Modèle 4 : Diffusion de la pression de fluides sous contrainte

Un autre mécanisme proposé par Nur and Booker [1972] et qui semble en mesure d'expliquer les délais observés entre choc principal et répliques, ainsi que leur localisation préférentielle à l'extrémité de la zone de rupture invoque la migration post-sismique des fluides crustaux. Les séismes superficiels (profondeur inférieure à 30 km) modifient l'état de contrainte de la croûte, favorisant ainsi la migration des fluides des zones de compression vers les zones de dilatation. Cette augmentation de la pression de fluide dans les zones de dilatation provoque alors des effets comparables à une diminution de la contrainte normale. La diffusion des fluides vers ces zones y fait donc graduellement décroître la résistance du matériau, et les répliques se succèdent à chaque fois que la résistance locale du matériau se ramène au niveau de la contrainte cisailante appliquée.

Partons d'un état initial à l'extrémité de la zone de rupture pour lequel la pression de fluide P est donnée par la contrainte (hydrostatique) induite par un séisme (Figure 1.3). On obtient donc la pression de fluide en un point localisé à une distance r et à un angle θ de l'extrémité de la zone de rupture par la relation suivante :

$$P(r, 0) \sim \frac{\sin \theta}{r} \quad (1.9)$$

Si le fluide considéré migre vers les zones de dilatation par diffusion, l'évolution temporelle de la pression de fluide s'exprime :

$$\frac{\partial P(r, t)}{\partial t} = c \nabla^2 P(r, t) \quad (1.10)$$

où c est une constante de diffusivité. L'expression précédente mène finalement à

$$P(r, t) \sim \frac{1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4ct}\right)}{r} \sin \theta \quad (1.11)$$

Nur and Booker [1972] relient alors le taux d'occurrence des répliques à la variation temporelle de la pression de fluides :

$$\lambda(t) \sim \int_V \frac{\partial P}{\partial t} \sim \frac{1}{t^{0.5}} \quad (1.12)$$

conduisant ainsi à l'obtention d'une décroissance hyperbolique du taux de répliques. L'expression 1.12 correspond à une loi d'Omori-Utsu avec un exposant $p = 0.5$. Cette valeur reste cependant relativement faible vis à vis des observations communes, donnant plutôt $p \approx 1$. Ce modèle, même s'il comprend l'avantage de lier un mouvement de fluide au taux de sismicité, ne peut donc expliquer pleinement la décroissance temporelle de répliques. De plus, il implique l'observation d'une diffusion systématique de la position des répliques d'un séisme ; ce qui n'a pas encore à ce jour été montré avec robustesse (une faible diffusion intrinsèque de la sismicité est cependant observée mais reste actuellement plus simplement explicable par un processus de déclenchement en cascades, voir par exemple Marsan et al. [2000] et Helmstetter et al. [2003a] à propos de la diffusion de la sismicité en Californie). Néanmoins, ce modèle permet de montrer que la contribution de la migration des fluides à la formation des taux de sismicité est une idée qui présente une certaine cohérence avec l'allure de l'atténuation post-sismique de la sismicité.

Modèle 5 : Croissance sub-critique de la fracture

A la page 13, Scholz [1968c] retrouve une décroissance temporelle du taux de répliques après un choc principal en se basant sur un mécanisme d'usure statique résultant de la corrosion, et sur l'hétérogénéité de la distribution de contrainte sur le plan de faille. Das and Scholz [1981b] étendent ce raisonnement et proposent un modèle basé sur les concepts de mécanique de la fracturation qui permettent d'expliquer des ruptures retardées, ou évoluant dans le temps (multiplets, répliques, précurseurs, phase de nucléation des séismes...).

Une fracture dans la croûte terrestre se propage en séisme lorsque le facteur d'intensité de contrainte k à son extrémité (\sim chute de contrainte) dépasse une valeur critique K_c . Cependant, elle peut aussi se propager de manière quasi-statique si

$$K_0 < k < K_c \quad (1.13)$$

où K_0 est une valeur minimale en deçà de laquelle la croissance de la fracture devient extrêmement lente, donc n'est plus détectable. Lorsque le front de rupture rencontre des zones où $k < K_0$, la propagation s'arrête.

Lorsqu'un séisme a lieu, le glissement sur le plan de faille est hétérogène, et il se forme donc des zones locales où le glissement est inférieur à son voisinage. Ces zones sont donc chargées en contrainte, présentant des valeurs $k < K_c$. Parmi celles-ci, toutes celles présentant des valeurs de facteurs d'intensité $K_0 < k < K_c$, continuent à se propager de manière quasi-statique, et romperont avec un délai gouverné par l'équation suivante

$$\dot{X} \sim k^n \quad (1.14)$$

où \dot{X} correspond à la vitesse de rupture, et n est une constante dépendante des propriétés du milieu. Dans le cadre de ce modèle, on s'attend donc à ce que :

1. les répliques aient toujours lieu, quelque soit le séisme observé, vu que le glissement est toujours hétérogène.
2. les répliques soient distribuées partout sur le plan de faille, mais pas forcément de manière homogène, avec une prépondérance aux extrémités de la rupture (grande concentration de contraintes).
3. les répliques voient leur activité diminuer dans le temps. Si l'on considère que les valeurs du facteur d'intensité sont distribuées uniformément entre

K_0 et K_c , alors Scholz [1968c] montre que leur taux doit diminuer comme $\sim 1/t$.

4. les répliques ne dégagent qu'une fraction de l'énergie libérée par le choc principal, leur occurrence n'étant gouvernée que par des variations du facteur d'intensité autour d'une valeur moyenne.

Ces 4 propositions sont normalement observées sur toutes les séquences de répliques. Par ailleurs, ce modèle permet aux auteurs de décrire d'autres mécanismes pouvant expliquer les doublets de séismes, séismes lents et précurseurs. Enfin, il faut bien noter ici que ce modèle impose la présence d'une phase de nucléation lente avant l'accélération vers une vitesse de l'ordre des ondes de volume qui marquera le début du séisme. On retrouvera également ce concept dans les formulations d'une loi de friction dépendante de la vitesse et du temps de contact entre les surfaces [Dieterich, 1979; Ruina, 1983], voir page 25.

1.1.4 1980-1990 : Distribution spatiale des répliques

A partir de la fin des années 1970, plusieurs études montrent que la position des répliques en dehors de la faille est corrélée avec les zones chargées en contrainte par le choc principal. Yamashina [1978] mentionne ainsi l'observation de répliques du séisme de Izu-Hanto-Okii (Japon, 1974) localisées le long de plans nodaux chargés en contraintes par un séisme antérieur, et propose donc que cette activité sismique soit induite par la redistribution des contraintes accompagnant ce séisme. Cette relation deviendra plus claire avec l'occurrence du séisme de Homestead Valley (Californie) en 1979. Les travaux de Das and Scholz [1981a] (voir aussi Stein and Lisowski [1983]) montrent que les répliques de cet événement sont localisées là où la contrainte cisailante est maximale, c'est-à-dire en dehors de la zone de faille suivant une direction perpendiculaire à celle de la rupture, ou à l'extrémité de la zone de rupture [Kostrov and Das, 1982]. Il est ici intéressant de noter que le travail de Stein and Lisowski [1983] s'appuie explicitement sur le critère de rupture de Coulomb, traditionnellement utilisé en mécanique de la fracturation pour définir le seuil de rupture par cisaillement d'un échantillon soumis à une contrainte compressive. Cette approche était toutefois déjà sous-jacente dans la démonstration de Nur and Booker [1972] qui assimilent les effets d'une augmentation de la pression de fluide avec une diminution locale de la contrainte lithostatique sur le plan de faille. Elle se raccroche également aux idées de Scholz [1968c] en clarifiant toutefois les contributions respectives des contraintes normales et cisailantes, et définit la force de cohésion comme la résultante des actions opposées

de la pression de fluide et de la contrainte normale. Revenons donc un instant sur l'application du critère de Coulomb au calcul de la variation de contrainte.

Critère de rupture de Mohr-Coulomb

La fracture le long d'une surface Σ s'initie quand ce critère dépasse une valeur critique σ_c sur le plan de faille "cible" que l'on considère :

$$\sigma_c = \tau - \mu(\sigma_n - p) \quad (1.15)$$

où τ représente la contrainte tangentielle à la surface Σ , σ_n la contrainte normale à Σ , et p la pression de fluides sur cette surface. En sismologie, contrairement aux expériences de laboratoire, il est très difficile de calculer la valeur initiale du champ de contrainte dans la croûte. Nous utilisons donc plutôt la variation de contrainte induite par un séisme, c'est-à-dire la différence entre l'état de contrainte final, après perturbation, et l'état initial. Celle-ci engendre le calcul de la variation du critère de rupture de Coulomb ΔCRC comme un indicateur de l'avancement vers la rupture d'un plan de faille Σ :

$$\Delta CRC = \Delta\tau - \mu(\Delta\sigma_n - \Delta p) \quad (1.16)$$

où $\Delta\tau$ correspond à la variation de la contrainte tangentielle projetée dans la direction du glissement, $\Delta\sigma_n$ à la variation de la contrainte normale à Σ ($\Delta\sigma_n > 0$ dans le cas d'une compression), et Δp à la variation de la pression de fluides entre ces deux états distincts. Ainsi, une augmentation de la contrainte de Coulomb ($\Delta CRC > 0$) indique un accroissement du potentiel de rupture sur la surface plane considérée, alors qu'une diminution ($\Delta CRC < 0$) suggère une réduction de ce potentiel. La figure 1.4 montre la variation statique du critère de rupture de Coulomb estimée après le séisme de Homestead Valley (Californie, 1979) [Stein and Lisowski, 1983]. Les répliques de ce séisme sont localisées préférentiellement dans les zones où cette variation est positive [Das and Scholz, 1981a; Stein and Lisowski, 1983].

Répliques dans la zone de rupture

Les répliques localisées dans la zones de rupture ont préférentiellement lieu en dehors et au bord des zones à fort glissement cosismique [Mendoza and Hartzell, 1988]. Mikumo and Miyatake [1979] montrent que l'on peut attendre une

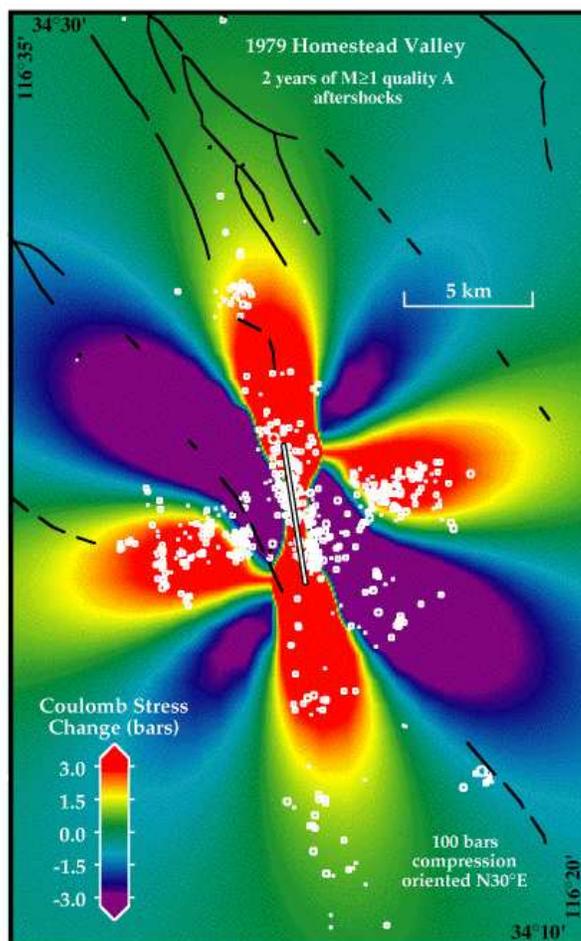


FIG. 1.4: Variation statique de la contrainte de Coulomb après le séisme de Homestead Valley de 1979. On voit clairement sur cet exemple que les répliques (carrés blancs) en dehors de la zone de faille (segment blanc) sont localisées préférentiellement dans les lobes d'augmentation de contrainte (rouges). Pour ce calcul, les auteurs ont pris un coefficient de friction $\mu = 0.75$. D'après Stein and Lisowski [1983].

telle répartition spatiale des répliques si la croûte terrestre obéit à une loi de relaxation visco-élastique, avec une distribution hétérogène de la cohésion et des temps de relaxation sur le plan de faille. Leurs simulations indiquent que ce modèle conduit à une distribution de l'énergie des répliques suivant la loi de Gutenberg-Richter (avec $b = 1.3$), et à une loi de décroissance temporelle suivant la loi d'Omori-Utsu, avec $p = 1.1 - 1.4$. Le bon accord des résultats obtenus par ces simulations avec les observations permet de proposer une explication conjointe à ces deux lois empiriques, et par là même, montre la viabilité d'un mécanisme de déclenchement des répliques par redistribution des contraintes sur le plan de faille. Cependant, la résolution assez grossière des inversions cinématiques et les erreurs sur les positions de répliques, toutes deux de l'ordre de quelques kilomètres (à moins d'utiliser des données relocalisées pour les répliques) rend la vérification de la corrélation spatiale entre glissement et position des répliques encore trop peu robuste pour confirmer cette hypothèse [voir la revue de Das and Henry, 2003].

1.2 Idées contemporaines sur le déclenchement des séismes

Avant les années 1980, l'organisation temporelle des chocs principaux était vue comme aléatoire (au sens de Poisson) ou gouvernée par le concept de cycle sismique inspiré des travaux de Reid (chargement séculaire d'une faille, puis relaxation soudaine des contraintes au delà d'une valeur limite). Depuis, il semble que l'occurrence des chocs principaux soit plus efficacement expliquée par des processus interactifs, où chaque séisme modifie tour à tour la probabilité qu'un autre tremblement de terre se déclenche dans une région donnée, dont l'extension s'avère plus large que le simple voisinage de la faille considérée.

1.2.1 Transfert statique de contrainte et séquences de forts séismes

L'étude rétrospective de successions de forts séismes ayant lieu au sein d'un même système de faille indique un contrôle, au moins partiel, des transferts co-sismiques de contraintes sur la localisation des épicentres. Plusieurs séquences analysées en lien avec les variations statiques du critère de Coulomb montrent un chargement au niveau du futur épicentre par les séismes antérieurs.

Par exemple, Stein et al. [1992] utilisent ce modèle pour expliquer la localisation du séisme de Landers (Californie, M_w 7.3, le 28 juin 1992) dans une zone préalablement chargée par les séismes de Homestead Valley (1979, M_L 5.2), de North Palm Springs (1986, M_L 6) et de Joshua Tree (1992, M_L 6.1). De surcroît, la plus forte réplique du séisme de Landers (le séisme de Big Bear, M_w 6.2) eu lieu quelques heures plus tard, elle aussi dans un lobe chargé par ce dernier événement. Stein et al. [1994] montrent aussi que l'épicentre du séisme de Northridge (Californie, 1994, M 6.7) est localisé dans une zone préalablement chargée par les séismes de Long Beach (1933, M 6.4), de Kern County (1952, M 7.3) et de San Fernando (1971, M 6.7). Des études similaires en d'autres régions du monde appuient ces conclusions. Árnadóttir et al. [2003] indiquent, à propos du doublet islandais de Juin 2000, que l'épicentre du second séisme fut chargé par le premier événement 3 jours plus tôt. Doser and Robinson [2002] expliquent de manière similaire la localisation des séismes dans la région de Marlborough (Nouvelle-Zélande) depuis 1888.

La migration des grands séismes ayant eu lieu entre 1939 et 1992 le long de la faille Nord Anatolienne (Turquie) est également expliquée, dans 9 cas sur 10, par une augmentation de contrainte induite par les séismes précédents au lieu du futur épicentre [Roth, 1988; Stein et al., 1997]. Face à de tels succès, on comprend donc que cette théorie, mise tout d'abord en avant pour expliquer les positions des répliques vis à vis des propriétés mécaniques du choc principal, nous révèle de précieuses informations sur le comportement et les successions de forts séismes. S'appuyant sur le mécanisme de migration mentionné ci-dessus, quelques sismologues ont d'ailleurs signalé un risque accru au sud-est d'Istanbul, à proximité de la ville d'Izmit [Toksoz et al., 1979; Stein et al., 1997]. Bien qu'aucune date ne fut suggérée, leurs prévisions se sont avérées exactes lorsqu'eu lieu un séisme dévastateur le 17 août 1999 dans la zone concernée, causant plusieurs milliers de victimes.

Une conséquence indirecte de l'adéquation de ce modèle pour la localisation des répliques et des séquences de forts séismes est que ces deux phénomènes puissent être expliqués par le même mécanisme. Quelques travaux récents ont d'ailleurs testé cette conjecture dans un contexte plus général, et montré que la segmentation de la sismicité suivant le schéma "précurseurs - choc principal - répliques" n'a pas vraiment lieu d'exister. Helmstetter et al. [2003b] et Felzer et al. [2004] suggèrent que les propriétés statistiques de ces différents types d'événements sont complètement décrites par un modèle où n'existe qu'un type de séisme, aux propriétés invariantes d'échelle.

Toutefois, le tableau n'est pas aussi simple que cela, et le transfert statique de contrainte n'est pas un modèle pleinement satisfaisant. D'autres séquences de séismes ne montrent pas un si bon accord avec cette approche. En effet, d'après ce modèle, le séisme de Landers relaxe les contraintes au lieu de l'épicentre du séisme de Hector Mine (1999, $M7.1$) qui lui succède quelques années plus tard [Harris and Simpson, 2002]. De même, Horikawa [2001] signale que pendant le doublet de Kagoshima (Japan, 1997), l'épicentre et l'aspérité principale du second séisme sont localisés dans une zone déchargée par le premier évènement. Ces deux types d'interactions ne sont pas expliquées par le transfert statique de contrainte, et il faut donc invoquer d'autres mécanismes, ou raffiner ce calcul, qui n'est qu'une estimation de premier ordre.

En outre, la simple comparaison des positions des répliques avec les lobes d'augmentation/diminution du critère de Coulomb ne fournit pas d'éléments suffisants, en raison de sa négligence de l'activité préexistante. En effet, si les lobes positifs connaissent déjà une forte activité avant le séisme, alors cette comparaison ne permet pas vraiment de vérifier la validité du modèle [Toda and Stein, 2003; Stein, 1999]. Il est donc plutôt recommandé de comparer l'augmentation (la diminution) du *taux de sismicité* avec le chargement (respectivement, le déchargement) de la contrainte de Coulomb par le choc principal. D'autres observations ne sont pas appréhendées et soulèvent donc quelques critiques quant à l'applicabilité de ce modèle [King and Cocco, 2000] :

- Bien que la théorie semble expliquer la localisation des évènements à partir de leurs précédents, il convient de se demander si elle décrit convenablement la physique sous-jacente, notamment à propos du rôle des fluides et de la loi de la loi de friction. De plus, les variations nécessaires au déclenchement de sismicité (typiquement entre 0.1 et 1 bar) sont faibles vis à vis de la chute de contrainte présumée pour les séismes, qui est plutôt de l'ordre de quelques dizaines de bars [Kanamori and Anderson, 1975].
- Comment expliquer l'observation de sismicité déclenchée dans les minutes après le séisme de Landers jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres de l'épicentre [Hill et al., 1993] ? En effet, à de telles distances du plan de faille (> 10 longueurs de rupture), le transfert statique de la contrainte de Coulomb est quasiment nul. On peut en effet montrer que la contrainte statique induite par le glissement le long d'une dislocation dans un milieu homogène décroît comme $1/r^3$ où r est la distance à ce plan [Aki and Richards, 2002], voir figure 1.5a. Ce modèle statique n'a donc aucune valeur prédictive sur la variation abrupte du taux local de sismicité à de telles distances du plan

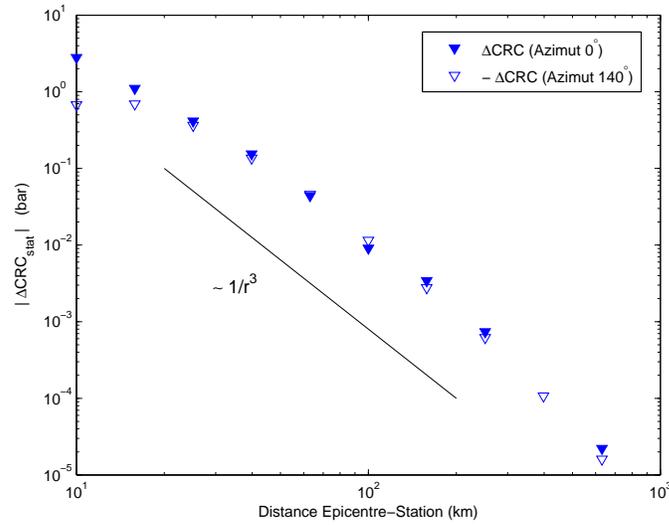
de faille.

- Comment expliquer les délais de déclenchements? Le critère de rupture de Coulomb à coefficient de friction constant ne prédit rien ni sur le temps auquel ont lieu les répliques, ni sur l'évolution de ce coefficient de friction. Il ne permet donc pas de livrer une explication raisonnable à cette décroissance. Une solution serait d'impliquer un mécanisme de friction dépendant du temps, comme par exemple des lois de friction "Rate-and-State" [Dietrich, 1994]. Une autre possibilité est une croissance sub-critique de la zone de fracture, comme proposée par [Das and Scholz, 1981b], page ?? . On peut aussi impliquer une relaxation élastico-visqueuse dans la croûte inférieure qui redistribue graduellement les contraintes dans la croûte supérieure, et donc influe sur le taux de sismicité pendant les mois qui suivent un fort séisme [voir Freed, 2005, ainsi que les references citées par cet article].
- L'existence d'apaisements du taux de sismicité dans les zones déchargées est encore une réalité controversée dans la communauté sismologique [Harris and Simpson, 1998; Felzer and Brodsky, 2005]. Si l'existence de celles-ci n'était pas prouvée, le mécanisme d'interaction pourrait tout aussi bien consister en un transfert dynamique, associé à quelque mécanisme favorisant le délai à la rupture.

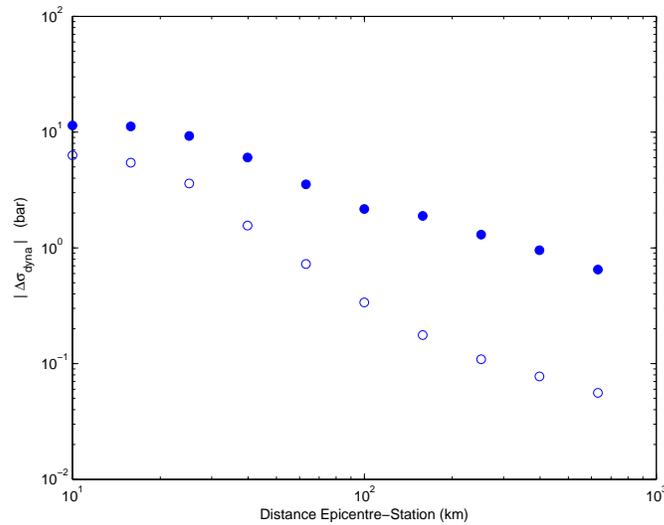
Bien entendu, le modèle statique évoqué ici n'a jamais eu vocation à expliquer toutes les observations en matière de sismicité. Il fut plutôt proposé initialement pour comprendre la distribution spatiale des répliques. Néanmoins, les limites mentionnées ci-dessous montrent l'invalidité de ce mécanisme pour expliquer les délais et le déclenchement à grandes distances. Il est donc nécessaire d'y associer d'autres processus mécaniques de transferts afin d'expliquer le comportement de la sismicité.

Note sur l'influence de la pression de fluides

La variation de pression de fluides Δp peut avoir un rôle non négligeable dans les calculs de transfert de contraintes et dans le déclenchement de séismes, comme le suggère l'équation 1.16, page 18. En effet, une augmentation de la pression de fluides va induire une diminution relative de la cohésion du plan de faille, et ainsi, (en diminuant la force qui maintient les deux lèvres de la faille l'une contre l'autre) encourager le glissement par cisaillement de cette surface. A ce titre, la séquence de Colfiorito (Umbria-Marche, Italie, 1997) constitue un bel exemple d'interactions gouvernées par les fluides, comme le sont beaucoup d'autres esaims



(a)



(b)

FIG. 1.5: Transfert de contrainte induit par le glissement sur une faille (1 point source, $L=20\text{km}$, $W=15\text{km}$, glissement $\Delta U = 0.5\text{ m}$) obtenu à partir de sismogrammes synthétiques [Bouchon, 1981; Cotton and Coutant, 1997]. Les stations sont disposées suivant deux directions : 0° (figurés colorés) et 140° (figurés contournés), à 5 km de profondeur. **(a)** Variation statique du critère de Coulomb $\Delta CRC = \Delta\tau - \mu(\Delta\sigma_n - p)$ pour $\mu = 0.6$ à $t=230\text{ s}$ après le séisme. **(b)** Maximum de la variation dynamique de la contrainte, en valeur absolue. La direction 0° est dans la direction de propagation de la rupture.

de sismicité. Au cours de cette crise, 8 séismes ($5 \leq M \leq 6$) ont lieu sur un réseau de failles normales au Nord des Apennins (Italie centrale). Une estimation des transferts statiques de contraintes induits par cette séquence [Cocco et al., 2000] montre que l'organisation spatiale de la séquence est mieux expliquée par la variation de contrainte normale seule, que par les variations statiques du critère de rupture de Coulomb, soulignant le rôle crucial de la pression de fluides dans le déclenchement de cette séquence [voir aussi Antonioli et al., 2005]. Ces conclusions sont également appuyées par Miller et al. [2004] qui proposent que la production de répliques soit la conséquence d'un dégazage cosismique de CO_2 à haute pression.

Les essaims de sismicité ("swarms") sont également parfois perçus comme résultant de la circulation d'un fluide en profondeur, qui, se forçant un passage dans les interstices du milieu, favoriserait le glissement le long de petits plans de fractures [Nur, 1974; Scholz, 2002]. Le déclenchement de sismicité pourrait donc être, dans ces situations, initié par une intrusion de fluides [Kurz et al., 2004; Hainzl and Ogata, 2005]. Enfin, le calcul statique de la contrainte de Coulomb considère que la pression de fluides reste constante pendant le processus de transfert de contrainte [King and Cocco, 2000]. Toutefois, à moyen terme, il serait plus correct d'impliquer des fluides crustaux eux-mêmes soumis aux variations de contraintes induites par les tremblements de terre, et migrant vers des zones où cette contrainte est moins importante. Cette migration fut observée de manière spectaculaire par Jónsson et al. [2003] au sud de l'Islande après la séquence de Juin 2000. Ces auteurs signalent une bonne corrélation entre l'augmentation de la pression de fluide et la diminution de la contrainte post-sismique pour un milieu poro-élastique.

Note sur l'influence de la loi de friction

L'utilisation d'une loi de friction spécifique pour la modélisation des transferts de contrainte peut être lourde de conséquences quand à l'effet d'un chargement sur le taux de sismicité. Si l'on utilise une loi de friction à coefficient μ constant dans l'expression 1.16 en page 18 (comme le font par exemple Stein and Lisowski [1983] et Stein et al. [1992]), on livre alors une vision très simplifiée de la réalité des conditions de friction sur un plan de faille.

Dans une telle configuration l'augmentation de la contrainte statique de Coulomb doit donc avoir une influence immédiate sur l'augmentation du taux de sismicité. En effet, la rupture s'initie immédiatement à l'application du chargement

de contrainte, si celui-ci dépasse un seuil de rupture σ_c dans la zone de nucléation considérée. On comprend donc que cette représentation implique une rupture immédiate de tous les segments de faille chargés au-dessus de leur valeur critique, et ne donne donc aucune explication quant à la décroissance du taux de sismicité au cours du temps.

Un modèle de friction plus réaliste devrait alors prendre en compte l'influence de paramètres externes tels que l'histoire de la rupture (maturité de la zone de faille, délai écoulé depuis le dernier évènement sismique), la vitesse de glissement ou encore la rugosité du plan de faille sur l'évolution de ce coefficient de friction μ . Les expérimentations menées en laboratoire par Dieterich et Ruina [Dieterich, 1972, 1978, 1979; Ruina, 1983] ont notamment permises de mieux caractériser quelques-uns de ces liens à travers l'établissement des lois de friction "*Rate and State*". On exprime alors le coefficient μ par l'expression suivante

$$\mu = \mu_0 + A \cdot \ln \frac{\dot{\delta}}{\dot{\delta}_0} + \sum_i B^i \cdot \ln \frac{\theta^i}{\theta_0^i} \quad (1.17)$$

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{\theta \dot{\delta}}{D_c} \quad (1.18)$$

où $\dot{\delta}$ est la vitesse du glissement sur la faille, θ un paramètre d'état modélisant l'âge de la surface de contact, D_c un glissement critique au-delà duquel le séisme se propage à la vitesse de ondes de volume, et A et B^i sont des constantes qui déterminent l'évolution du coefficient de friction en fonction de la vitesse de glissement (adoucissement ou durcissement).

Ces lois dépassent le concept de "seuil de rupture" proprement dit, puisque que l'on considère que le plan de faille est en perpétuel glissement, très lent voire indiscernable au début du cycle de chargement, puis accélérant hyperboliquement aux temps courts avant la rupture. A propos de l'effet d'un chargement statique de contrainte sur le plan de faille, on parlera d'un avancement de la faille vers la rupture [Dieterich, 1994; Gombert et al., 1997, 1998] plutôt qu'un déclenchement brutal. Ce modèle permet donc de bien mieux appréhender les déclenchements retardés des répliques, ou d'autres forts séismes. En étudiant la réponse d'un système de failles gouvernées par des lois de friction "rate-and-state" après application d'un chargement statique de contrainte, Dieterich [1994] montre que ce modèle a par ailleurs le "bon goût" de prédire une décroissance en $1/t$, en accord avec la loi d'Omori.

1.2.2 Apaisements de sismicité

L'observation d'apaisements du taux de sismicité ("quiescence" en anglais) est plus rarement reportée après un séisme que celle de déclenchements, c'est à dire de répliques. On peut d'ailleurs montrer que ces phénomènes demandent effectivement des conditions d'observations particulières pour être observés, tel qu'un taux préexistant suffisamment fort, ou qu'une longue période d'observation [Marsan and Nalbant, 2005], voir page 34. Le grand séisme de San Francisco en 1906 constitue l'un des quelques exemples vérifiant ces deux conditions. Ainsi on détecte dans les catalogues californiens une période de 50 à 70 ans après ce séisme, au cours de laquelle l'activité sismique est remarquablement faible le long de la faille San Andreas⁸ [Scholz, 1988; Harris and Simpson, 1998, et citations associées]. Par ailleurs, Harris and Simpson [1996] relèvent un apaisement de durée similaire dans les zones relaxées en contrainte par le séisme de Fort Tejon (Californie, 1857), et Ogata [2004] confirme ce phénomène après deux séismes de la fosse de Nankai (1944 et 1946). Le séisme de Landers occasionne également de tels apaisements de sismicité au sein de régions plus confinées [Wyss and Wiemer, 2000; Marsan and Nalbant, 2005], et plutôt pour les répliques localisées à faible profondeur [Ogata et al., 2003]. De plus, certains de ces apaisements apparaissent instantanément après un séisme [Dieterich et al., 2000; Wyss and Wiemer, 2000; Toda and Stein, 2003; Woessner et al., 2004] suggérant un lien de causalité direct ; tandis que d'autres n'émergent qu'après quelques jours ou quelques mois [Ogata et al., 2003; Marsan and Nalbant, 2005; Ma et al., 2005].

De tels délais, ainsi que l'occurrence de forts séismes dans des zones déchargées (comme par exemple, le séisme californien de Hector Mine, le 16 octobre 1999) remettent en cause la validité du modèle de transfert statique de contrainte, et posent la question de la réelle existence de ces "stress shadows" [Harris and Simpson, 2002; Felzer and Brodsky, 2005] telles que décrites par ce modèle. De même, il est assez intrigant que la majorité des répliques soient réparties le long du plan de faille d'un séisme, décrit par la théorie comme ayant subi une chute de contrainte. Notons cependant que si l'on considère que (i) les failles de notre milieu obéissent à une loi de friction rate-and-state, et (ii) que la chute de contrainte sur le plan de faille est hétérogène, alors il devient possible d'expliquer de tels délais et l'activité sismique importante sur le plan de faille [Helmstetter and Shaw, 2006; Marsan, 2006]. On montre en effet que dans cette configuration, le taux de

⁸Notons ici que Felzer and Brodsky [2005] soupçonnent plutôt un problème d'instrumentation, à cause d'une faible activité également détectée dans les zones non-déchargées.

sismicité augmentera brusquement avant de diminuer progressivement vers un état d'apaisement dans les zones où la contrainte de Coulomb est déchargée.

Nous montrons dans la suite que l'étude des doublets de séismes constitue un "outil" tout à fait adapté pour la recherche d'apaisements de sismicité, voir section 1.5.1.

Par ailleurs, et de manière également controversée [Reasenberg and Matthews, 1988], plusieurs travaux signalent l'observation d'une diminution de l'activité *avant* certains évènements sismiques majeurs. Par exemple, Wiemer and Wyss [1994] documentent une diminution du taux de sismicité avant les séismes de Landers et de Big Bear, Ogata et al. [2003] avant celui d'Hector Mine, et Ogata [1992] avant plusieurs forts séismes japonais au cours du XX^{ème} siècle.

1.2.3 Déclenchement dynamique

Le déclenchement de sismicité par transfert dynamique de contrainte est un phénomène qui peut se révéler tout à fait spectaculaire. Dans les minutes suivant le séisme de Landers, Hill et al. [1993] reportent une augmentation brutale du taux de sismicité jusqu'à plus de 1000 kilomètres de la zone de rupture. A de telles distances, la variation statique de la contrainte de Coulomb (qui diminue comme $1/r^3$) est quasiment nulle, et la causalité entre ce séisme et ces répliques requiert l'intervention d'un mécanisme de déclenchement différent. La variation dynamique de la contrainte de Coulomb diminue plus graduellement avec la distance (figure 1.5b), et constitue donc un candidat plausible pour le déclenchement à longues distances.

La corrélation du début de ce saut d'activité à Long Valley (Sierra Nevada, California) et aux Geysers (Coast ranges, Californie) avec le passage des ondes de Love et de Rayleigh suggère qu'il s'agit d'un effet dynamique lié au passage des ondes sismiques émises par le séisme de Landers [Hill et al., 1993], voir figure 1.6. Ce phénomène transitoire peut générer des contraintes locales plusieurs fois supérieures à la contribution statique pendant de très courtes durées.

Depuis, d'autres observations similaires ont été reportées après les séismes de Northridge (1994, M_s 6.6) et de Hector Mine (1999, M_w 7.1) [Gomberg et al., 2001], d'Izmit (1999, M_w 7.4) [Brodsky et al., 2000], de Denali (2002, M_w 7.9) [Prejean et al., 2004; Husen et al., 2004], ou de Sumatra (2004, M_w 9.0) [West et al., 2005].

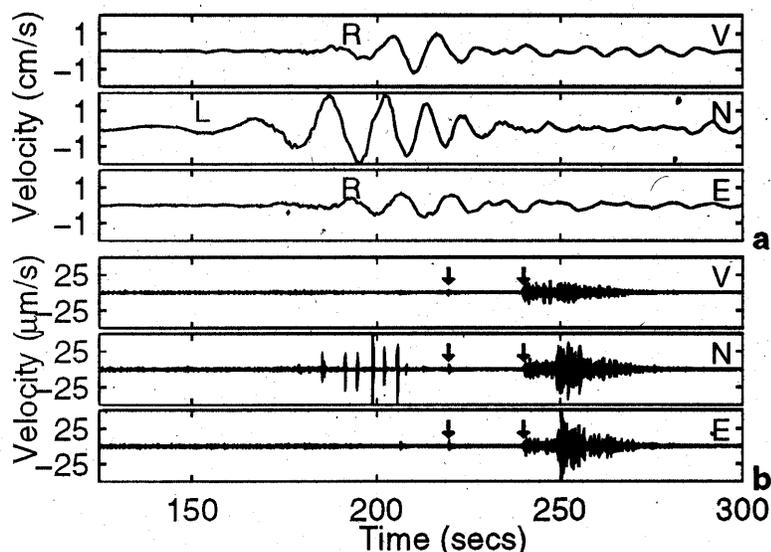
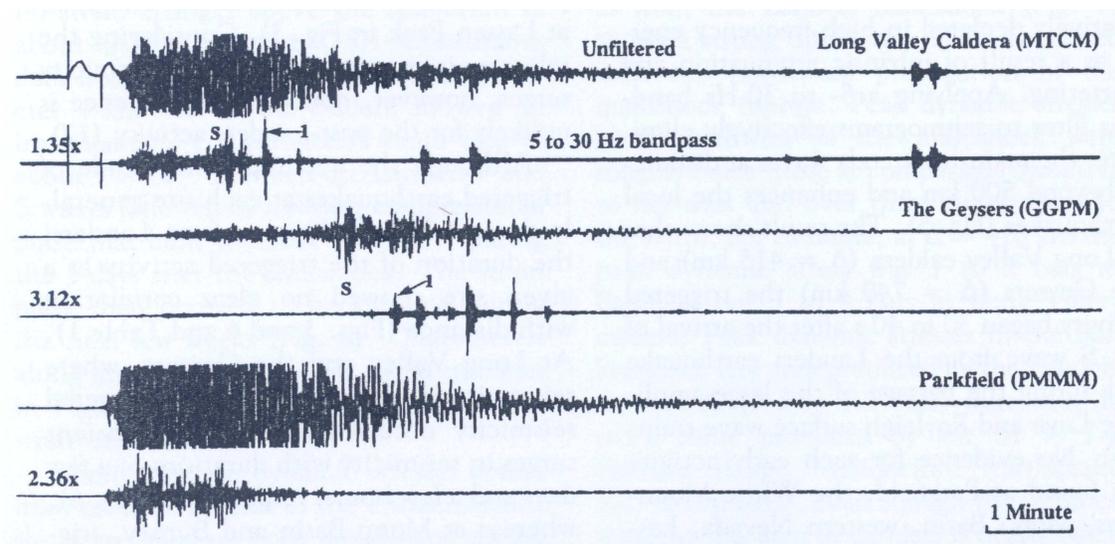


FIG. 1.6: (haut) Vitesse de déplacement du sol (composante verticale) enregistrée à Long Valley Caldera, dans la zone géothermale des Geysers et à Parkfield pendant le séisme de Landers. Pour chaque station les traces supérieures correspondent au signal non-filtré et les traces inférieures au signaux filtrés entre 5Hz et 30Hz. Les arrivées des ondes S du séisme de Landers, et les premiers évènements déclenchés localement sont indiqués par les symboles "S" et "1". Aucun évènement local n'est détecté à la station de Parkfield. D'après Hill et al. [1993]. **(bas)** (a) Même type de signal (3 composantes : (V)erticale, (N)ord et (E)st) enregistré pendant le Séisme d'Izmit (Turquie) sur une station déployée en Grèce. Les arrivées des ondes de Rayleigh et de Love sont indiquées par les symboles "R" et "L". (b) Signaux filtrés entre 5Hz et 20 Hz. Ceux-ci montrent deux séismes locaux (flèches, $M_L \sim 1$ et 3.8) déclenchés après l'arrivée des ondes de Rayleigh. Notez la différence d'échelle entre les panneaux (a) et (b). D'après Brodsky et al. [2000].

Il ressort de ces observations que tous les forts séismes ne génèrent pas de sismicité à longues distances. Le mécanisme à l'origine de cette sismicité est encore assez méconnu, et les idées ne sont pas encore arrêtées sur les paramètres physiques importants pour caractériser ce phénomène. Ainsi, Gomberg [1996] et Brodsky et al. [2000] affirment tout d'abord que l'amplitude des ondes ne semble pas être un critère pertinent pour expliquer cette occurrence sporadique de répliques à longues distances. Etudiant la sismicité à la Caldera de Long Valley (Californie), Brodsky and Prejean [2005] proposent plutôt l'existence d'un seuil de déclenchement dépendant de la fréquence du signal enregistré, de sorte que les signaux longues périodes (> 30 s.) soient plus efficaces que les signaux de courtes périodes pour déclencher de la sismicité, à amplitude égale. Cette idée semble confortée par les expériences de Beeler and Lockner [2003] et de Savage and Marone [2007] qui indiquent que la fréquence de la perturbation joue un rôle sur le déclenchement, en particulier à basse fréquence. Toutefois, ces conclusions ne sont pas définitives et sont aptes à encore évoluer et à s'éclaircir à la lumière de nouvelles données sismologiques et expérimentales.

Par exemple, Johnson and Jia [2005] et Gomberg and Johnson [2005] considèrent pour leur part que le déclenchement dynamique de séismes découle de la propagation de déformations larges ($> 10^{-6}$), suite à des séismes de forte directivité, comme les séismes de Landers, Hector Mine, ou Denali [Gomberg and Johnson, 2005]. Comme un simple critère de seuil expliquerait le déclenchement de sismicité à longues distances, ils suggèrent alors que l'influence de la fréquence du signal ne devrait pas jouer de rôle prépondérant dans ce processus. L'analyse répétée de tels épisodes de déclenchement dynamique pour d'autres séquences, et en d'autres régions du monde permettra sans doute à l'avenir de trancher ce débat.

La prédominance de l'effet dynamique sur l'effet statique est aussi controversée à proximité de la zone de rupture. Kilb et al. [2000] pensent qu'un mécanisme d'affaiblissement des failles par cycles successifs de chargement-déchargement est à l'origine du déclenchement dynamique, et qu'il joue également un rôle important à proximité de la zone de rupture. L'assymétrie de l'augmentation du taux de sismicité par rapport au plan de faille de Landers (déclenchement plus important au nord), est selon eux un argument en faveur de la prédominance des processus dynamiques dans les mécanismes d'interactions. Gomberg et al. [2003] appuient cet argument en montrant que la répartition de l'augmentation du taux de sismicité est corrélée avec la directivité de la rupture pour 15 séismes de magnitude entre 5.7 et 8.1. Felzer and Brodsky [2006] s'accordent également avec cette vue

en se basant sur la relation entre la densité moyenne de répliques et la distance au choc principal.

Quoi qu'il en soit, un mécanisme de déclenchement purement dynamique ne peut tenir car il ne permet pas d'expliquer les observations d'apaisements de sismicité. Enfin, dans la plupart des cas, les observations de déclenchements à longue distance n'ont pas lieu dans des régions tectoniques classiques, mais plutôt en des lieux où existe une activité volcanique récente ou géothermale [Hill et al., 1993; Husen et al., 2004; Brodsky and Prejean, 2005], avec souvent une activité sismique préexistante. Ceci requiert donc un chargement critique des failles locales, de sorte que l'accommodation de déformations transitoires puisse générer de la sismicité [Gomberg et al., 2004; Freed, 2005].

1.3 Récapitulons...

La décroissance hyperbolique du taux de sismicité après un séisme est une observation systématique et très reproductible (Loi d'Omori-Utsu) et plusieurs modèles très différents (relaxation elasto-visqueuse, migration de fluides, croissance sub-critique, loi de friction "rate-and-state"...) proposent une base physique à ce comportement. Cependant, il semble actuellement assez difficile d'en extraire une information pertinente sur les processus gouvernant cette relaxation, face à tant de modèles de natures si différentes.

La répartition spatiale des répliques est plus difficile à expliquer. Bien que son lien avec la redistribution des contraintes semble avéré, elle reste sujet à plus de variabilité, que ce soit sur, ou en dehors de la zone de faille. Spatialement, on rencontre même des zones où la décroissance en $1/t$ n'est pas respectée ("stress shadows", swarms). C'est donc probablement dans l'étude de cette variabilité que résident les clés de la compréhension du déclenchement des séismes et des interactions.

Les cas les plus clairs d'interactions entre séismes ont lieu pendant les doublets, ou les séquences de forts séismes. Du fait du caractère invariant d'échelle de la sismicité, l'étude de ces interactions à grande échelle représente une formidable opportunité de comprendre un caractère plus général de la sismicité. Plusieurs études ont déjà montré que les épicentres des événements ultérieurs sont souvent prédéterminés par les séismes précédents, et que les variations du champ de contrainte jouent un rôle important dans ces mécanismes. Nous cherchons donc

ici à comprendre plus finement ce qui influe sur la position et sur les temps d'occurrence des répliques, et dans quelles circonstances s'expriment ces interactions.

1.4 Intérêt de cette étude et de l'approche adoptée

Nous étudions la réponse sismique de la croûte terrestre à un changement de contrainte. Pour cela, nous cherchons à caractériser la distribution spatiale et les écarts à la décroissance moyenne des répliques. Que penser de la rare observation des zones d'apaisements de sismicité suite à un séisme ? Ces zones existent-elles vraiment ? Comment discriminer les effets des déclenchements statiques et dynamiques sur la sismicité ? La composition géologique de la croûte terrestre favorise-t-elle l'un ou l'autre de ces phénomènes, comme le pensent notamment Hill et al. [1993] ?

Afin de répondre à ces interrogations, notre approche est d'étudier les séquences de répliques liées aux doublets de forts séismes. Plus précisément, nous investiguons les taux de sismicité consécutifs aux seconds évènements de ces doublets. Le principal avantage de cette méthode est qu'elle nous permet d'étudier de manière non biaisée les apaisements de sismicité, en raison de la forte activité sismique préexistante. Plus généralement, nous pouvons voir l'influence d'une forte perturbation sur un grand nombre de petites ruptures, et comment les temps d'occurrence de la microsismicité en seront affectés.

Comme nous étudions les variations du taux de sismicité entre les états précédant et suivant le second choc principal d'un doublet, notre étude reste limitée à la zone de répliques du premier évènement. Cette configuration nous donne de plus l'opportunité d'étudier les variations de sismicité dans la zone de faille du premier séisme, et de comprendre comment celle-ci réagit à l'occurrence du second évènement de la séquence.

Par ailleurs, nous essaierons de comprendre comment la répartition spatiale de ces répliques est influencée par l'activité préexistante. Les zones déclenchées par le premier séisme le sont-elles à nouveau après le second ? Comment ce déclenchement se démarque-t-il alors de l'activité "normale" attendue si le second n'avait pas lieu ? Et comment évolue la loi d'Omori après le deuxième choc principal ? Est-elle reproductible d'un séisme à l'autre si ces deux évènements ont lieu à des temps rapprochés ?

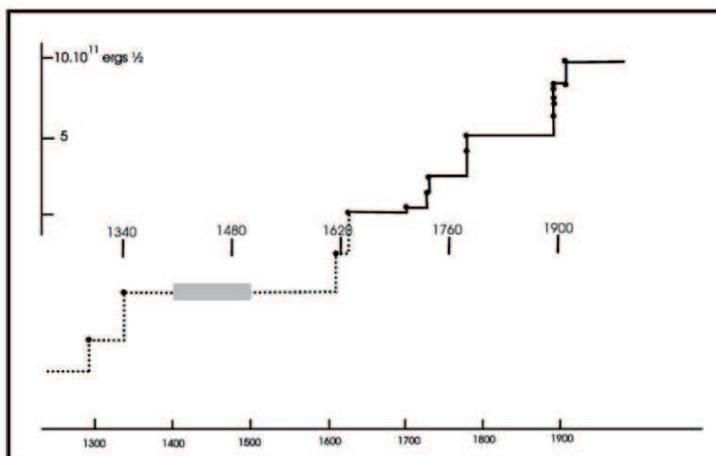


FIG. 1.7: Libération de la déformation cumulée dans la zone sismique sud-islandaise. La ligne continue correspond aux données de bonne qualité disponibles depuis 1700, la ligne pointillée est fondée sur la connaissance des séismes importants répertoriés depuis le 13^{ème} siècle. La zone en gris correspond à la période 1400-1500, pour laquelle les informations sont très limitées. D'après Bergerat [2001].

1.5 Doublets de séismes

Les séismes donnent toujours lieu à une multitude de répliques, distribuées pour la plupart au voisinage de la faille. Après un séisme, chaque jour passant voit le nombre de ses répliques diminuer comme $\sim \frac{1}{t}$ [Omori, 1894; Utsu, 1961]. Ce taux diminue tant et si bien que cette activité finit par s'estomper jusqu'au niveau stationnaire qui prévalait avant ce séisme (taux de fond). Chaque réplique génère ses propres répliques. Ces répliques secondaires sont parfois visibles lorsqu'avant ce retour à une activité "de fond", a lieu un autre fort séisme sur le même système de failles. Cet évènement constitue avec le précédent *un doublet de séismes*, maillon élémentaire d'une séquence sismique.

On pressent, à l'étude de la sismicité historique, que de telles séquences sont rares, mais correspondent à un comportement récurrent de la sismicité. L'exemple le plus impressionnant en sont certainement les séquences répétitives de la zone sismique sud-islandaise en 1732-1734, 1784, et 1896 (voir figure 1.7). Depuis l'avènement de la sismologie moderne, la littérature scientifique contient un certain nombre de descriptions plus quantitatives de doublets de séismes. Ceux-ci sont localisés dans toutes les parties du globe, des zones de subduction (Mexique, Indonésie, Japon) aux grands décrochements (Turquie, Californie), mais aussi en domaine intraplaque (Canada, Roumanie) ou océanique (Islande). Une liste illustrative de quelques doublets ayant eu lieu à la fin du 20^{ème} siècle est donnée

dans la table 1.1 (non exhaustive !). Outre l'aspect passionnant consistant à comprendre pourquoi cette rare succession de forts séismes peut avoir lieu dans un "espace-temps" limité, nous cherchons ici également à étudier l'impact que peut avoir l'occurrence du 2nd séisme sur les répliques du 1^{er}, ou comment le 1^{er} séisme peut conditionner les répliques du 2nd. Nous montrons d'ailleurs au paragraphe suivant qu'une telle manière d'approcher la problématique des interactions entre séismes permet autant d'identifier des épisodes d'activation, que d'inhibition du taux de sismicité. On peut effectivement montrer, à l'aide d'arguments statistiques simples, que la détection d'un apaisement significatif de sismicité requiert une durée d'observation d'autant plus longue que le taux de sismicité préexistant est faible [Marsan and Nalbant, 2005], voir figure 1.8.

1.5.1 Détection d'un apaisement de sismicité

Considérons un volume au sein duquel nous souhaitons étudier la variation entre un taux préexistant $\lambda_0(t < t_1)$ supposé parfaitement connu, donc tel que sa densité de probabilité soit $f_{\lambda_0}(x) = \delta(x - \lambda_0)$, et le taux observé dans un intervalle d'investigation de durée $\Delta = t_2 - t_1$. Si on extrapole le taux λ_0 à cet intervalle, le nombre d'évènements attendu n_0 est une variable aléatoire de Poisson de moyenne $\Lambda_0 = \lambda_0 \Delta$. Le nombre d'évènements réellement observés n_1 correspond également à la réalisation d'un processus de Poisson de moyenne Λ_1 :

$$\text{Prob}(n_1|\Lambda_1) = e^{-\Lambda_1} \frac{\Lambda_1^{n_1}}{n_1!} \quad (1.19)$$

Partant maintenant du nombre d'évènements observés n_1 , le théorème de Bayes donne l'expression de la densité de probabilité du nombre moyen observé Λ_1 :

$$f_{\Lambda_1}(\Lambda_1|n_1) = \frac{f(\Lambda_1)\text{Prob}(n_1|\Lambda_1)}{P(n_1)} \quad (1.20)$$

N'ayant pas d'information *a priori* sur $f(\Lambda_1)$ et $P(n_1)$, nous leur attribuons des densités uniformes, ce qui conduit à

$$\begin{aligned} f_{\Lambda_1}(\Lambda_1|n_1) &= C \text{Prob}(n_1|\Lambda_1) \\ f_{\Lambda_1}(\Lambda_1|n_1) &= C e^{-\Lambda_1} \frac{\Lambda_1^{n_1}}{n_1!} \end{aligned}$$

L'intégrale de la densité $f_{\Lambda_1}(\Lambda_1|n_1)$ doit être égale à 1. Or, l'intégrale de la loi de

Date	Magnitude	Région
11/05/1962	M 7.1	Acapulco, Mexique
19/05/1962	M 7.0	Acapulco, Mexique
14/07/1971	M_s 7.9	Iles Salomon, Océan Pacifique
26/07/1971	M_s 7.9	Iles Salomon, Océan Pacifique
20/07/1975	M_s 7.9	Iles Salomon, Océan Pacifique
20/07/1975	M_s 7.7	Iles Salomon, Océan Pacifique
07/06/1982	M_s 6.9	Ometepec, Guerrero, Mexique
07/06/1982	M_s 7.0	Ometepec, Guerrero, Mexique
01/08/1985	M_L 5.2	Vrancea, Roumanie
01/08/1985	M_L 5.5	Vrancea, Roumanie
23/11/1987	M_w 6.2	Elmore Ranch, Californie
24/11/1987	M_w 6.6	Superstition Hills, Californie
09/03/1989	M_L 4.3	Charlevoix, Canada
11/03/1989	M_L 4.4	Charlevoix, Canada
22/04/1992	M_w 6.1	Joshua Tree, Californie
28/06/1992	M_w 7.3	Landers, Californie
28/06/1992	m_w 6.4	Big Bear, Californie
19/10/1996	M_s 6.7	Hyuga-nada, Japon
02/12/1996	M_s 6.7	Hyuga-nada, Japon
26/03/1997	M_w 6.1	Kagoshima, Japon
13/05/1997	M_w 6.0	Kagoshima, Japon
17/08/1999	M_w 7.4	Izmit, Turquie
12/11/1999	M_w 7.2	Düzce, Turquie
17/06/2000	M_s 6.6	Árnes fault, Islande
21/06/2000	M_s 6.6	Hestfjall fault, Islande
05/02/2004	M_w 7.0	Irian Jaya, Indonesie
07/02/2004	M_w 7.3	Irian Jaya, Indonesie
28/11/2004	M_w 7.0	Hokkaido, Japon
06/12/2004	M_w 6.8	Hokkaido, Japon
26/12/2004	M_w 9.0	Iles Sumatra-Andaman, Indonesie
28/03/2005	M_w 8.7	Ile Nias, Indonesie

TAB. 1.1: Liste de quelques séquences de tremblements de terre depuis 1962. Ces évènements ont eu lieu pour la plupart en zone de subduction (Mexique, Indonesie, Japon), mais aussi le long des grands décrochements (Turquie, Californie), en domaine intraplaque (Canada, Roumanie) ou océanique (Islande). Cette liste

Poisson (1.19) étant normalisée par construction, il vient que $C = 1$ et donc

$$\begin{aligned} f_{\Lambda_1}(\Lambda_1|n_1) &= \text{Prob}(n_1|\Lambda_1) \\ &= e^{-\Lambda_1} \frac{\Lambda_1^{n_1}}{n_1!} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Supposons un rapport donné $r = \frac{\Lambda_1}{\Lambda_0}$ entre les moyennes des nombre attendu et nombre observé. La probabilité d'observer n_1 séismes pendant la durée Δ est donc

$$\begin{aligned} P(n_1) &= \text{Prob}(n_1|r\Lambda_0) \\ &= e^{-r\Lambda_0} \frac{(r\Lambda_0)^{n_1}}{n_1!} \end{aligned}$$

On définit la probabilité \mathcal{P} que $\Lambda_1 > \Lambda_0$, qui est donc la probabilité qu'il y ait une augmentation de l'activité, par

$$\mathcal{P} = \int_0^\infty f_{\Lambda_0}(\Lambda_0|n_0) \int_{\Lambda_0}^\infty f_{\Lambda_1}(\Lambda_1|n_1) d\Lambda_0 d\Lambda_1 \quad (1.22)$$

Marsan and Nalbant [2005] montrent alors que pour tout r , cette probabilité s'écrit

$$\mathcal{P} = 1 - \sum_{n_1=0}^{\infty} e^{-r\Lambda_0} \frac{(r\Lambda_0)^{n_1}}{n_1!} \Gamma_i(n_1 + 1, \Lambda_0)$$

où $\Gamma_i(a, x)$ correspond à la fonction gamma incomplète.

La figure 1.8 montre l'évolution de cette probabilité pour des durées d'investigation entre 10^{-3} an et 10 ans, pour des situations de déclenchement ($r > 1$), d'inhibition ($r < 1$), ou de maintien du taux d'activité préexistant ($r = 1$). Ces graphes illustrent que pour un faible taux préexistant Λ_0 , l'analyse des variations de sismicité est fortement biaisée vers la détection d'épisodes de déclenchement aux temps courts. Il n'est donc pas très surprenant que les épisodes d'inhibition de sismicité ne soient que rarement reportés après un fort séisme. Ceci est plutôt une conséquence de la trop courte durée d'investigation. Par conséquent, les chances sont également faibles de détecter des apaisement transitoires, s'il en est. Néanmoins, cette limitation peut être contournée si le taux préexistant est important. Les deux graphes de la figure 1.8 montrent une très nette diminution du délai minimal nécessaire à une estimation significative (à un niveau de confiance à 99%), de 3.98 ans pour $\lambda_0 = 2 \text{ an}^{-1}$ (haut) à 4.6 mois quand $\lambda_0 = 20 \text{ an}^{-1}$ (bas), soit une réduction du temps d'observation dans un rapport ≈ 10 , identique à

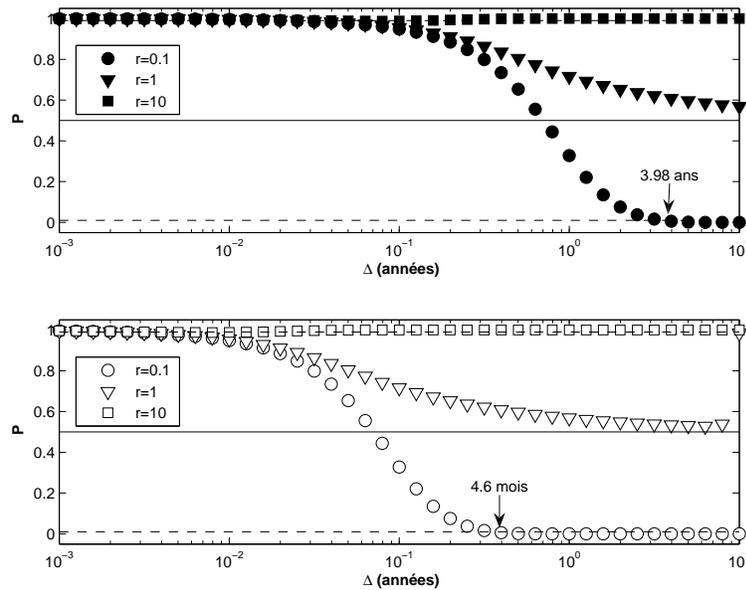


FIG. 1.8: Probabilité que le taux observé $\hat{\Lambda}_1$ soit supérieur au taux préexistant Λ_0 , en fonction de la durée Δ de l'intervalle d'investigation, ainsi que du rapport moyen de ces taux $\hat{r} = \frac{\hat{\Lambda}_1}{\Lambda_0}$: (haut) pour $\Lambda_0=2 \text{ an}^{-1}$, (bas) pour $\Lambda_0=20 \text{ an}^{-1}$. Les intervalles de confiance à 99% sont indiqués par des lignes pointillées, et une ligne continue sépare les tendances en faveur du déclenchement ($\mathcal{P} > 0.5$), ou de l'apaisement ($\mathcal{P} < 0.5$) de sismicité. D'après Marsan and Nalbant [2005].

celui des taux préalables λ_0 .

1.5.2 Quelques mots sur l'estimation des variations du taux de sismicité

La méthodologie employée pour estimer ces variations est directement inspirée des travaux de Marsan [2003] et de Marsan and Nalbant [2005]. Ces travaux mettent en avant une formulation rigoureuse de la probabilité d'observer une variation positive (ou négative) du taux de sismicité, que nous avons utilisée dans le chapitre 2 et développée dans le chapitre 3. Parmi les avantages de la méthode choisie, nos estimations ne requièrent pas l'hypothèse de stationarité du processus, qui peut être forcée au moyen d'un "declustering" préalable.

Ceci fournit en effet un certain raffinement par rapport aux premiers travaux relatifs à l'estimation des taux de sismicité [Matthews and Reasenberg, 1988; Reasenberg and Matthews, 1988; Wyss and Wiemer, 2000; Kilb et al., 2000; Gomberg et al., 2001], qui utilisaient systématiquement une technique dite de "declustering". Celle-ci vise à éliminer les répliques des séries temporelles de sismicité afin de ne comparer que les taux de choc principaux antérieurs et postérieurs à la

perturbation. De telles procédures définissent ainsi les répliques comme tous les évènements sismiques ayant lieu dans une région donnée (paramétrée en latitude/longitude, ou définie par un cylindre centré sur l'épicentre, et dont la taille peut éventuellement varier en fonction de la magnitude), et pendant une certaine durée après le choc principal (qui elle aussi peut varier en fonction de la magnitude du choc principal). Le principal défaut de ces méthodes est donc d'introduire une paramétrisation *ad-hoc* de la séquence de répliques, pouvant introduire des biais dans l'interprétation. Notre approche est résolument différente puisque nous considérons justement que *l'information qui nous intéresse est exprimée par les répliques*.

L'hypothèse de stationarité utilisée dans les travaux plus récents de Toda and Stein [2003] les conduit à comparer les nombres d'évènements (répliques incluses) avant et après la perturbation. En faisant cela, ces auteurs sous-entendent que le nombre de séismes au cours de chacun de ces deux intervalles (avant et après) est une variable aléatoire de Poisson à taux stationnaire (constant). Ceci n'est pas exact puisque l'on observe une décroissance de taux de répliques décrit par la loi d'Omori après un choc principal.

Nous testons donc l'hypothèse que le taux de sismicité après le second choc d'un doublet diffère d'un taux de référence non-stationnaire, du type loi d'Omori ou ETAS [Ogata, 1988]. Ce taux de référence est préalablement estimé sur la séquence de répliques du premier séisme jusqu'à l'avènement du second. La probabilité que le taux observé soit supérieur (ou inférieur) au taux attendu (par ex., Omori extrapolé) est finalement calculée à partir de l'équation (1.22), qui prend en compte toute la densité de probabilité de ces taux de sismicité (et donc leurs incertitudes), et non leur simples moyennes.

Chapitre 2

Réactivation de sismicité après le séisme de Düzce

Le contenu de ce chapitre est l'objet d'une publication au "Journal of Geophysical Research" en mai 2006 ("Perturbation of the Izmit earthquake aftershock decaying activity following the 1999 M_w 7.2 Düzce, Turkey, earthquake", V. 111). L'article est ici repris dans son intégralité, et dans la langue de publication (anglais). Un résumé français en est donné en préambule, décrivant la problématique, l'approche scientifique ainsi que les principaux résultats obtenus.

2.1 Résumé

Entre août et novembre 1999, la partie nord-occidentale de la Turquie fut secouée par deux grands tremblements de terre de magnitude supérieure à 7. Le premier, dont l'épicentre est localisé vers la ville d'Izmit, eu lieu le 17 août ; et le second, le 12 novembre, à proximité de la ville de Düzce, plus à l'Est. La faille Nord-Anatolienne rompit sur plus de 150 kilomètres à l'Est de la mer de Marmara, causant la perte de près de 20 000 vies humaines, et de nombreux dommages économiques.

D'un point de vue scientifique, l'étude du doublet Izmit-Düzce présente de fortes potentialités pour l'étude des processus de déclenchement de sismicité. En effet, la perturbation de l'activité sismique par le séisme de Düzce peut être bien documentée en raison du fort taux de sismicité préexistant, lié aux répliques du séisme d'Izmit. Il est donc envisageable de caractériser la réponse sismique de

la croûte en termes de déclenchement ou d'apaisement, suite à une perturbation de contrainte. Cette étude se focalise sur la réponse sismique du système local de failles, dans la région à l'Est de la mer de Marmara, suite à l'occurrence du séisme de Düzce. Nous mesurons les activations et apaisements de sismicité pendant les trois mois suivant ce séisme. Nous nous intéressons également au comportement d'un amas de sismicité vers la ville de Yalova, localisée à l'Ouest de l'épicentre du séisme d'Izmit, voir figure 2.1. Cet amas montre en effet une activité particulièrement dense et soutenue, qui fut notoirement affectée par le séisme de Düzce.

La méthode utilisée pour mesurer les variations du taux de sismicité est la suivante. Pour une région donnée, nous estimons d'abord le taux de sismicité faisant suite au premier séisme (ici, le séisme d'Izmit) jusqu'avant l'occurrence du second (le séisme de Düzce). Ces taux sont modélisés par modèles paramétrés, tels que la loi d'Omori-Utsu [Omori, 1894; Utsu, 1961] ou le modèle ETAS [Ogata, 1988]. Nous comparons ensuite l'activité sismique réellement observée après le séisme de Düzce avec ce que l'on pourrait attendre si ce séisme n'avait jamais eu lieu. Le taux attendu découle dans ce cas de l'extrapolation des modèles pour la période postérieure au second séisme. En quelque sorte, ce procédé revient à déconvoluer l'influence du second séisme sur le taux de sismicité de la région donnée.

Cette analyse se concentre ici sur la zone de faille rompue par le séisme d'Izmit, à laquelle sont associées de nombreuses répliques. En premier lieu, nous avons distingué deux régions, une à l'Ouest : du golfe d'Izmit à la baie de Yalova, et une autre plus à l'Est d'Izmit, s'étirant jusqu'à Karadere, voir figure 2.1. Nous montrons dans la suite que la zone Est a subi deux changements importants de taux d'activité : une réactivation importante commençant 5 jours avant le séisme de Düzce, qui fut suivie d'un apaisement de sismicité après ce séisme. Nous relierions la réactivation de cette partie de la zone de rupture avec l'occurrence de deux fortes répliques du séisme d'Izmit, dont l'une, de magnitude 5.7, eu lieu 24 heures avant le séisme de Düzce. Par ailleurs, nous suspectons l'apaisement consécutif de sismicité d'être lié à une reconfiguration locale du réseau sismologique, ayant entraîné une hausse de $\sim 0.1 - 0.15$ unité du seuil de complétude. A l'Ouest de l'épicentre, le comportement est différent. Alors qu'aucune variation particulière ne semble intervenir avant le second séisme, la sismicité montre une augmentation soudaine après son occurrence. Cherchant à localiser plus précisément les zones activées par ce séisme, nous avons établi que la zone géothermale de Yalova produisait l'essentiel de cette activation. Nous nous sommes ensuite penchés sur les propriétés de la sismicité dans cette zone. Cette réactivation commença 18 heures après ce séisme, rappelant le délai déjà observé de 48 heures

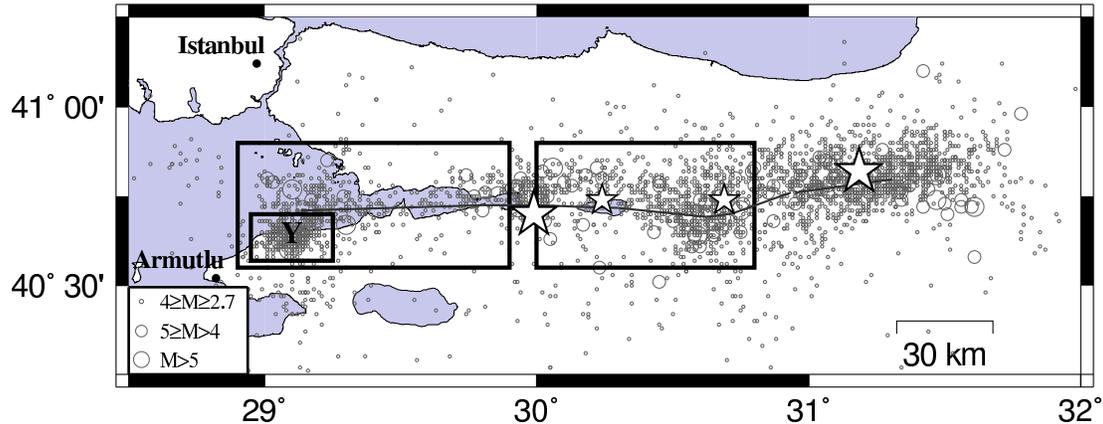


Figure 2.1: Map of northwestern Turkey. Circles stand for all $M \geq 2.7$ events occurring from just after the Izmit earthquake (08/17/1999, day 229) to the end of year 2000. The two big stars indicate Izmit and Düzce epicenters and smaller ones show the location of the two $M_w \geq 5$ Izmit aftershocks occurring in the 5 days before the Düzce earthquake. Rectangle areas delimitate the three areas on which we focused our seismicity analysis. The seismicity swarm located close to Yalova is symbolically mentioned by Y. We located the city of Armutlu, where well data are available.

après le séisme d'Izmit. De plus, la comparaison de cette activité déclenchée avec le taux attendu par l'extrapolation d'un modèle ETAS met en avant le caractère auto-entretenue de ce déclenchement. Nous rappelons qu'un tel comportement à une telle distance du séisme déclencheur rappelle des cas documentés de déclenchements dynamiques de sismicité, pour lesquels le mécanisme responsable de cette activation serait le passage des ondes sismiques dans un milieu aux propriétés mécaniques proches de la rupture. Notons ici que les délais que nous observons entre cette possible cause et le début de l'épisode d'activation ont déjà été observés en d'autres régions du monde, et notamment à la caldera de Long Valley, en Californie. Une ultime observation montre de plus que l'activation de sismicité fut suivie par un apaisement très marqué de la sismicité à Yalova, qui s'initia un mois après le séisme de Düzce et dura environ deux mois. Comme cet apaisement ne coïncide avec aucun événement sismique particulier, nous proposons que son origine puisse résider dans un processus aisé.

2.2 Introduction

On Aug., 17 1999, a M_w 7.4 earthquake occurred on the North Anatolian Fault (NAF), causing more than 18,000 casualties. The epicenter was located near Izmit, Turkey ($40^{\circ}45' N$, $29^{\circ}51.6'E$) and the associated rupture extended over 150 km, from the bay of Yalova to the region of Karadere (fig.2.1). Three months later, on Nov., 12 1999, a M_w 7.2 earthquake propagated the rupture 40 km eastwards. The epicenter of this second mainshock was located in the vicinity of Düzce, Turkey ($40^{\circ}45.6' N$, $31^{\circ}09.6'E$).

The NAF is one of the most seismically active region of the world as it experienced 10 $M \geq 7$ events during the XX^{th} century. The most recent strong seismic activity along this fault system is related to the Izmit-Düzce earthquake sequence, which also presents a short interevent time compared to the mean occurrence rate of $M \geq 7$ events during the last century. The proximity and rapid succession of these two events clearly suggests that some interaction mechanism dwelled in the sequence nucleation process. Nevertheless, the nature of this interaction is still prone to discussion. On one hand, static stress calculations based on historical seismicity provide strong arguments for static triggering by (1) showing that the Izmit earthquake occurred in an area of Coulomb stress increase caused by major earthquakes of the 20^{th} century [Nalbant et al., 1998; Parsons et al., 2000], and (2) highlighting the triggering role of the Izmit event on the Düzce earthquake. Particularly, King et al. [2001]; Utkucu et al. [2003] reported several bars of Coulomb static stress increase along the Düzce fault following the Izmit earthquake. King et al. [2001] also predicted a 1 to 5 bar stress increase in the eastern Marmara Sea, strongly increasing the seismic hazard in Istanbul (12 million inhabitants). On the other hand, post-seismic slip inversion, or viscous creep modeling, both based on GPS measurements [Bürgmann et al., 2002; Hearn et al., 2002], suggest that the 3 months delay period between these two shocks can be due to a slow loading of the Düzce segment caused by lower crust afterslip on the Karadere segment of the Izmit rupture. This afterslip was estimated to 0.4 m at 25 km depth [Hearn et al., 2002].

A complementary approach validating these mechanical models and providing additional information about the triggering mechanism comes from the analysis of microseismicity. For example, the good correlation between aftershock locations and positive Coulomb static stress lobes [Stein et al., 1992; King et al., 1994] supports the hypothesis that stress redistribution caused by the mainshock

durably affects the crust and the distribution of aftershocks. However, the existence of stress shadows predicted by the static stress model is still questionable as stress shadows do not systematically show activity rate decreases [Marsan, 2003; Felzer and Brodsky, 2005], or only develop after a period of reactivation [Ma et al., 2005]. A further step towards the understanding of the triggering mechanism is to propose that transient seismic waves emitted from a mainshock are able to cause a sudden increase in seismicity rate, out to distances where the static stresses become negligible. Such phenomenon was observed in the western United States following the 1992 M 7.3 Landers, California earthquake [Hill et al., 1993; Kilb et al., 2000; Gomberg et al., 2001], in Greece following the 1999 M 7.4 Izmit, Turkey earthquake [Brodsky et al., 2000], in western Canada and United States following the 2002 M 7.9 Denali, Alaska earthquake [Husen et al., 2004; Prejean et al., 2004; Gomberg et al., 2004], or at Mount Wrangell, Alaska following the 2004 M 9.0 Sumatra earthquake [West et al., 2005].

In this context, the goal of this paper is to study the pattern of triggering/quiescence generated by a strong earthquake, and to confront this observation with existing models. Although there is no obstacle in detecting activation episodes, quiescence is harder to detect when the seismicity level is low prior to an earthquake [see Marsan and Nalbant, 2005]. The Izmit-Düzce doublet is therefore of particular interest for studying triggering processes: the pattern of triggering due to the second shock can be well constrained because of the prior high seismicity levels generated by the first shock. It then becomes possible to estimate how the second shock affects the regional seismicity distribution and to characterize the interaction between these two spatially- and temporally- related large mainshocks. This approach was also taken by Toda and Stein [2003]; Woessner et al. [2004] with the Kagoshima sequence in Japan, and by Marsan and Nalbant [2005] with the Joshua Tree-Landers sequence.

This study thus focuses on analysing the seismic response of regional faults previously activated by the Izmit earthquake following the occurrence of the Düzce earthquake. We measure the activations and quiescences in the three months following the Düzce event. Finally, we closely examine a cluster of aftershocks located close to the town of Yalova (fig.2.1). This cluster, which is characterized by a stronger activity than its surroundings, is clearly affected by the Düzce earthquake, undergoing a reactivation after a delay of several hours following the occurrence of that event.

2.3 Data

We use a catalogue from the Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute (Istanbul, Turkey) composed of 5488 events between Aug, 17 1999 (day 229) and Dec, 31 2000 (day 731). We consider the catalogue to be complete for events with magnitude above $M_c = 2.7$, based on the validity of the Gutenberg-Richter law for higher magnitudes. However, we probably miss numerous aftershocks in the first days following the mainshocks, leading to an underestimation of hypothetical triggering episodes. Also, there is a 1-day gap in the catalogue between Aug, 20 (day 232) and Aug, 21 1999. Magnitudes of the events were selected keeping, by order of availability, M_w , M_L , M_S , m_b and M_D .

2.4 Method for Measuring Seismicity Triggering and Quiescence

Here we describe the method for measuring changes in seismicity rates following the Düzce earthquake. For a given area, the seismicity rate $\lambda(t)$ prior to the Düzce earthquake is estimated versus time. This estimation is done by fitting a parameterized seismicity model to the observed earthquake occurrence times, for the time interval spanning from the Izmit earthquake at time T_I to just before the Düzce earthquake at time T_D . We then compare the observed rate during a given period following the Düzce earthquake to the rate that would be expected if this earthquake had not occurred. In a way, this amounts to 'deconvolving' the influence of the Düzce earthquake on the seismicity rate.

Seismicity is modeled as a Poisson stochastic process. The seismic activity in a temporal interval of length Δt is seen as the result of a chance process to observe k events due to the activity rate $\lambda(t)$. The probability of occurrence of k events during this time interval is given by:

$$P(k|\Lambda) = e^{-\Lambda} \frac{\Lambda^k}{k!} \quad (2.1)$$

with $\Lambda = \int_t^{t+\Delta t} \lambda(s) ds$. As expressed in equation (2.1), this probabilistic description of seismicity strongly relies on the estimated activity rate $\lambda(t)$. In order to

estimate this rate, we use two models: a simple Omori-Utsu's law [Utsu, 1961]

$$\lambda(t) = \frac{K}{(t+c)^p} \quad (2.2)$$

where t denotes the elapsed time since the Izmit earthquake. The parameter set θ is $\{K, c, p\}$. The second one is the Epidemic-Type Aftershock Sequence (ETAS) model [Ogata, 1992] with no background seismicity term, which is negligible in the present application:

$$\lambda(t) = \sum_{i; t_i < t} \frac{K e^{\alpha(m_i - M_c)}}{(t - t_i + c)^p} \quad (2.3)$$

Here $\theta = \{K, \alpha, c, p\}$. We fit the model to the occurrence times t_i and magnitudes m_i of the earthquakes located in the area that occurred during the time interval $[T_I; T_D[)$. This is done using a maximum likelihood inversion technique. In practice, this consists in finding the optimal parameter set θ^* that will lead to the minimum of the following cost function [Ogata, 1992]:

$$J = \int_{T_I}^{T_D} \lambda(t) dt - \sum_{i; T_I \leq t_i < T_D} \ln \lambda(t_i) \quad (2.4)$$

This model is then extrapolated to the subsequent interval $[T_D + \Delta_1; T_D + \Delta_2]$, corresponding to our target period of investigation. In our case, this provides an estimation of the expected rate λ_0 if the Düzce earthquake had not occurred, based on the Izmit earthquake aftershock sequence up to T_D .

We predict this post-Düzce activity rate with no a priori knowledge on the upcoming seismicity using the Omori-Utsu's law:

$$\lambda_0 (t \in [T_D + \Delta_1; T_D + \Delta_2]) = \frac{K^*}{(t + c^*)^{p^*}} \quad (2.5)$$

with the best-fitted parameter set $\theta^* = \{K^*; c^*; p^*\}$ adjusted on the pre-Düzce seismicity. We also extrapolate the pre-Düzce rate with the ETAS model [Ogata, 1992]:

$$\lambda_0 (t \in [T_D + \Delta_1; T_D + \Delta_2]) = \sum_{i; T_I \leq t_i \leq T_D + \Delta_2} \frac{K^* e^{\alpha^* (m_i - M_c)}}{(t - t_i + c^*)^{p^*}} \quad (2.6)$$

Compared to the extrapolation based on the Omori-Utsu's law, this extrapolation treats the earthquakes occurring after the Düzce event as potential triggers. If the observations depart from this extrapolated rate, then the adjusted model can be

considered as not being adapted anymore to the seismogenic process acting in the time interval $[T_D + \Delta_1 ; T_D + \Delta_2]$, i.e. the parameter set θ characterizing this interval is significantly different from θ^* .

These two approaches provide complementary measures. Vigorous triggering immediately after the Düzce earthquake will be seen as such (i.e., triggering) by the Omori-Utsu extrapolation, while the ETAS extrapolation can classify this time period as quiescence if the rate of triggered earthquakes after Düzce is too low compared to what the ETAS model had predicted. The latter procedure [Ogata, 1992, 1999, 2005] therefore probes changes in the capacity of local earthquakes to trigger one another. It measures changes relative to a 'normal' triggering sequence, rather than the absolute level of triggering / quiescence as is done with the Omori-Utsu's law. This is illustrated in figure 2.2: an ETAS model is run, starting from the occurrence of a large mainshock mimicking the Izmit earthquake. At time $t = 100$, a second large mainshock occurs, causing the ETAS parameter K to be halved. Earthquakes then only trigger half of the local seismicity they used to before this second shock. Absolute triggering is observed by the Omori-Utsu extrapolation, while the ETAS extrapolation senses an anomalous dip in activity relative to what this second mainshock would have been expected to generate.

This two-fold procedure is particularly well suited to test whether seismic activity underwent a short-lived, transient perturbation. Such perturbation would lead to the occurrence of some unexpected aftershocks soon after the perturbation. Subsequently, these would generate their own secondary aftershocks sequence. Seismicity rate of this secondary process is therefore expected to be governed by the same generation process that governed seismicity before the perturbation occurred. In this case, it is predicted that significant triggering is seen by the Omori-Utsu's law, while the ETAS extrapolation does not depart from the observed seismicity rate: the triggered activity can last much longer than the duration of the perturbation because it is self-sustained. This most notably happens when the first few triggered earthquakes have relatively large magnitudes, hence locally triggering their own local aftershock sequences. This procedure thus amounts to deconvolving the triggered seismicity with the local response to a perturbation. Likely causes for triggering seismic activity may either be related to static or dynamic stress transfers.

We also attempted to run a mean-field extrapolation of the ETAS model, which leads to an estimation of the expected activity rate $\lambda_0(t)$ with no a priori knowledge of the post-Düzce seismicity, to double-check the results obtained with the

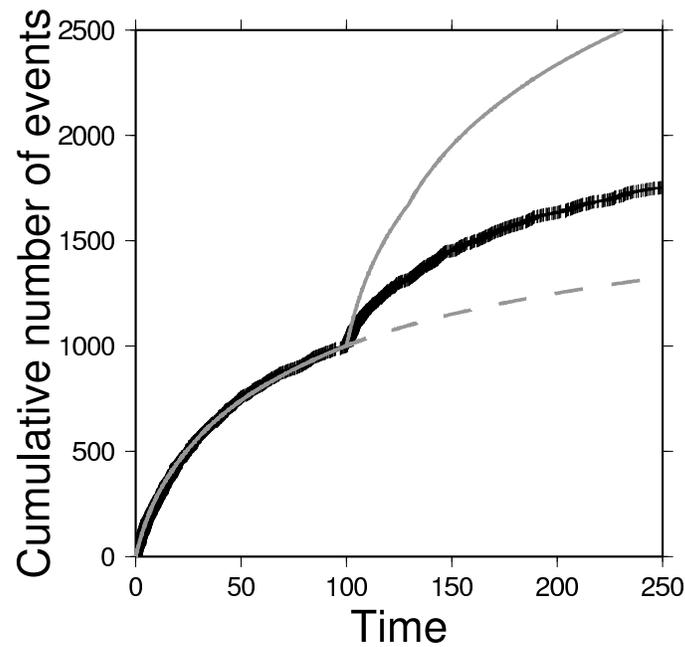


Figure 2.2: Cumulative number of earthquakes (+) for a run of an ETAS model, triggered by a large mainshock at $t = 0$. A second mainshock occurs at $t = 100$, causing the ETAS parameter K to be divided by two. Dashed line: extrapolation of the seismicity rates at $t \geq 100$ using an Omori-Utsu's law fitted on the $0 \leq t < 100$ interval, showing clear triggering caused by the second mainshock. Continuous line: extrapolation based on the ETAS model, also fitted on the same $0 \leq t < 100$ interval, but that uses the earthquakes at $t \geq 100$ as potential triggers. This extrapolation would predict stronger triggering than is observed because of the decrease of parameter K , and would thus conclude to a relative quiescence.

Omori-Utsu extrapolation. This is particularly important in zones where the activation caused by the Izmit earthquake is more complex than a simple Omori-Utsu relaxation. However, such mean-field extrapolations systematically lead to unstable and unrealistic activity rate λ_0 , caused by a branching ratio very close to 1; see appendix B for a thorough development on this. Also, the seismicity time series examined in the present work are all well fit with the Omori-Utsu model, hence a double-check was not crucial here.

Finally, we quantify whether the observed number of earthquakes departs significantly from the prediction. To do so, we compare λ_0 to the probability density function (pdf) of the observed seismicity rate $f_1(\lambda_1)$, expressed as the probability that the N events that were actually observed to occur in the target time interval $[T_D + \Delta_1; T_D + \Delta_2]$ result from of a Poisson process with mean λ_1 :

$$f_1(\lambda_1) = e^{-\lambda_1} \frac{\lambda_1^N}{N!} \quad (2.7)$$

We calculate P the probability of triggering as the probability that $\lambda_1 > \lambda_0$ [Marsan, 2003]:

$$P = \int_{\lambda_0}^{\infty} f_1(\lambda_1) d\lambda_1 = 1 - \Gamma_i(\lambda_0, N + 1) \quad (2.8)$$

where Γ_i stands for the incomplete gamma function. Marsan [2003] further defined the γ statistics as

$$\gamma = -\text{sgn}(P - 1/2) \cdot \log_{10} [\min(P, 1 - P)] \quad (2.9)$$

This, for example, implies $P = 99.9\%$ corresponds to $\gamma = +3$, or that $P = 0.001\%$ corresponds to $\gamma = -5$. Triggering with 99% significance level therefore implies that $\gamma > 2$, while quiescence with the same significance requires that $\gamma < -2$.

2.5 Changes in Seismic Activity Along the North Anatolian Fault

We run this analysis along the NAF, from longitude $28.9^\circ E$ to $30.8^\circ E$, which corresponds to a part of the fault segments that ruptured during the Izmit earthquake (fig.2.1). We could not consider seismicity rate variations to the east of

the Karadere segment, due to the spatial limitation of the catalogue used (containing aftershocks located up to only $32^\circ E$) and to the very low seismic activity in the months preceding the Düzce earthquake over that area. With such quiet pre-Düzce activity, adjustment of Omori's law and ETAS model is not reliable, thus preventing to run any quantitative analysis of seismicity rate variations after the Düzce earthquake. For the same reason, the dimensions of the selected areas were chosen in order to contain a sufficient number of events for running reliable model parameter inversions, and also to be greater than typical epicentral errors (i.e. a few km).

Thus, we distinguish a western region, extending from the epicenter of the Izmit earthquake to the gulf of Izmit, beyond the bay of Yalova, and an eastern region, covering the area from the Izmit earthquake epicenter to the town of Karadere, in order not to include the aftershock activity linked with the rupture of the Düzce fault (fig.2.1). We apply the method presented in section 2.4 to these two areas, covering most of the Izmit earthquake aftershock activity.

2.5.1 Eastern Region

In the area located to the east of the Izmit epicenter (fig.2.1), two consecutive changes in seismicity rate are observable.

Pre-Düzce reactivation

Reactivation of seismicity occurred in the 5 days preceding the Düzce earthquake. As visible on figure 2.3-I, the best fit model clearly underestimates the activity during the interval spanning from day 311 to $T_D = 316.7$ (corresponding to the occurrence of the Düzce earthquake). Extrapolated activity during that target interval is based on the Omori-Utsu's decay law adjusted for the time period spanning from the Izmit earthquake to 5 days before Düzce (i.e. days $T_I = 229$ to 311). The temporal decay of the Izmit earthquake aftershock sequence is very well explained by the Omori-Utsu's law up to day 311. Compared to this model, the rates observed between day 311 to the Düzce earthquake are anomalously high, this departure being quite significant ($\gamma > 6$). Such a reactivation is therefore very unlikely to happen by pure chance if the Izmit aftershock sequence were to decay 'normally' in this area. This argues in favor of an activation process not simply deriving from the 'normal' decay of the Izmit earthquake aftershock sequence,

but more likely attributable to secondary aftershock generation processes. This point is also supported by the very good adjustment of the ETAS model on a temporal interval spanning from the Izmit earthquake to $T_D = 316.7$ (see fig. 2.3-I). This shows that the 5-day long reactivation can be suitably modeled as an increase in seismicity rate consisting of aftershocks of two $M_w \geq 5$ events occurring 5 days and 1 day before the Düzce earthquake, respectively -the latter event being the M_w 5.7 Sapanca Lake earthquake ($40.74^\circ N$, $30.24^\circ E$; the second largest event of Izmit earthquake aftershock sequence), see fig. 2.3-II.

This result is in agreement with a study of Bouchon and Karabulut [2002], who focused on the anomalously high seismic activity in the 5 hours preceding the Düzce earthquake. Particularly, they reported an active cluster of seismicity in the middle of the Izmit rupture, and identified it as aftershock activity following the M_w 5.7 Sapanca Lake earthquake that occurred about 24 hours before the Düzce event. Furthermore, our analysis suggests that the Nov, 7 1999 (day 311) M_w 5.0 event located near Akyazi ($40.74^\circ N$, $30.69^\circ E$), about 40 km east of the Sapanca Lake earthquake epicenter, also accounted for the early activity of this activation episode. As showed by Bouchon and Karabulut [2002], this lead to a significantly high seismic activity on the Karadere segment of Izmit rupture, compared to what was expected from a Reasenber and Jones aftershock decay rate model [Reasenber and Jones, 1989, 1994]. Though both our analysis and Reasenber and Jones' model are based on the Omori-Utsu decay law, we believe, however, that our method is more reliable in estimating the Izmit aftershock sequence seismicity variations because we obtained the optimal parameter set θ^* (including the p value) that best-mimics our data.

The observation of anomalously high seismicity rates in the five days preceding the Düzce event, in an $\simeq 80$ km long area, related to these two $M_w \geq 5$ aftershocks of the Izmit earthquake (fig.2.3-II) strongly suggests a relationship between these events and the Düzce earthquake, though the nature of it is not identified. In particular, static stresses created by the two $M_w \geq 5$ earthquakes on the Düzce hypocenter are small, the distance being several times the rupture length. A cascade of dynamically triggered events starting from the M_w 5.7 Sapanca Lake earthquake and eventually leading to the Düzce earthquake would appear more plausible, even though this is pure speculation.

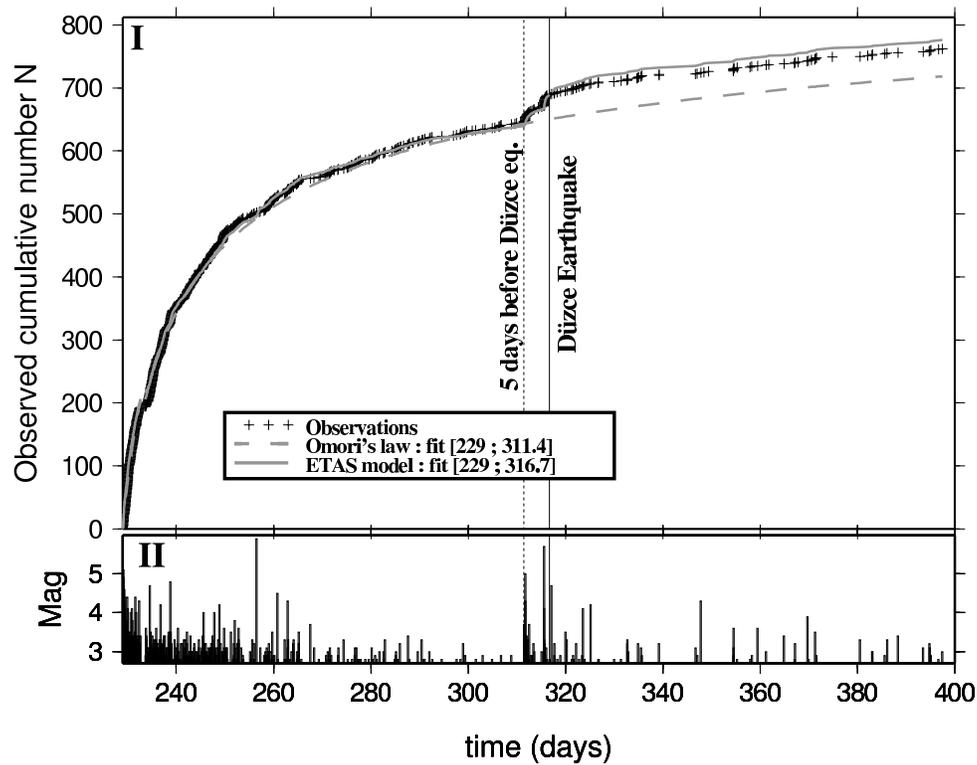


Figure 2.3: Analysis of seismicity rates following the Düzce earthquake for fault segments located to the east of the Izmit epicenter. Time t is expressed in days, Izmit and Düzce earthquakes occurring respectively on days 229 and 316.7. Origin time is Jan, 1 1999, 0h00. This graph contains two parts: **(I)** Comparison of cumulative seismicity rates obtained from Kandilli observatory catalog (crosses) with the best adjusted models (Omori-Utsu's law, ETAS). Grey dashed line: Omori-Utsu's law adjustment and extrapolation. Grey plain line: ETAS model fit up to day 316 and its corresponding extrapolation. **(II)** Magnitude of events for this area.

Post-Düzce quiescence

Extrapolation of the ETAS model to the 3 months following the Düzce earthquake (i.e., up to day 400) suggests that the expected seismicity should be more active than is actually observed in this area. We estimate a significance level of $\gamma = -1.17$ (i.e., a 6.8% probability to see this feature happening naturally by chance) that the observed post-Düzce activity rate is smaller than the expected (i.e., modelled) post-Düzce rate, in the first 3 months, see table 1.

However, this observed quiescence could be a consequence of a temporally higher detection threshold M_c over this region following the Düzce event, as already mentioned in section 2.3. Such an increase in the magnitude of completeness can either be introduced by a less exhaustive processing of the seismic signals, therefore limiting the catalogue to the strongest Düzce aftershocks, or by a change in the seismological network. The later actually occurred in this region after the Düzce earthquake, as 10 stations were removed from this region and installed closer to the Düzce epicenter area (*H.Karabulut, personal communication*).

An increase in M_c cannot be directly tested by the classical method of fitting a Gutenberg-Richter law and searching for a departure at magnitudes smaller than M_c , since the observed quiescence only lasts for about 15 days, during which interval 17 earthquakes occurred with magnitudes above the pre-Düzce M_c of 2.7. This number is too low for a reliable estimate of the Gutenberg-Richter law. We therefore adopt a different approach: we estimate the change δM_c that would explain this decrease in seismicity rate, and check whether such a change would seem plausible given the loss of 10 local stations. The null hypothesis therefore consists of supposing that the observed post-Düzce seismicity rate can be fully described by the ETAS extrapolated rate λ_0 , along with an increase in the detection threshold δM_c . We define the probability density function $f(\delta M_c)$ that this δM_c can explain the observation of $N = 17$ events above the new detection threshold occurring in the first 15 days from the Düzce earthquake:

$$f(\delta M_c) = \frac{\beta}{N!} \tilde{\lambda}_0^{N+1} \exp(-\tilde{\lambda}_0) \quad (2.10)$$

where, $\tilde{\lambda}_0 = \lambda_0 \cdot 10^{-b \delta M_c}$ with λ_0 corresponding to the extrapolated ETAS rate of seismicity for the 15 days post-Düzce time period, and $\beta = b \ln 10$ with b being the parameter of the Gutenberg-Richter relation. This pdf (see figure 2.4) suggests that an increase $\delta M_c \sim 0.1 - 0.15$ is very likely to explain the observed seismic-

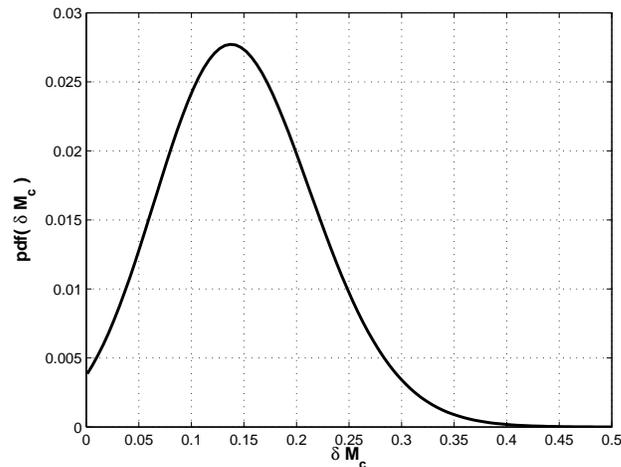


Figure 2.4: Probability density functions that an increase in magnitude of completeness δM_c to the east of the Izmit epicenter and during the 15 days after the Düzce earthquake, can explain the N observed events during that time.

ity. This seems a realistic value for the actual δM_c caused by the removal of 10 stations. The apparent shadow is therefore very likely to be artificial, with an instrumental origin.

2.5.2 Western Region

We now analyse the variation of the seismicity rate over the area located to the west of Izmit epicenter (fig.2.1). We adjust the two models on a period ranging from the occurrence of the Izmit earthquake to just before the Düzce earthquake (i.e. days 229 to 316.7), see fig.2.5. Contrary to what is observed in the east, the western area does not show any sign of reactivation preceding the Düzce earthquake. Extrapolation of the best-fitted Omori-Utsu's law after the Düzce earthquake shows a clear underestimation of the seismicity rate during that time. For two weeks after the Düzce earthquake, the data show a significant ($\gamma = 4.92$) increase in seismicity rate with respect to the extrapolated Omori-Utsu's law. Such an observation suggests this region experienced a triggering episode consecutive to the Düzce earthquake.

However, extrapolation of this model over a longer time period (i.e., from day 316.7 up to day 350 or 400) shows a decreasing γ value when increasing the duration of the extrapolated interval, cf. table 2.1. This feature argues in favor of a temporally bounded triggering episode. We thus propose that the triggering

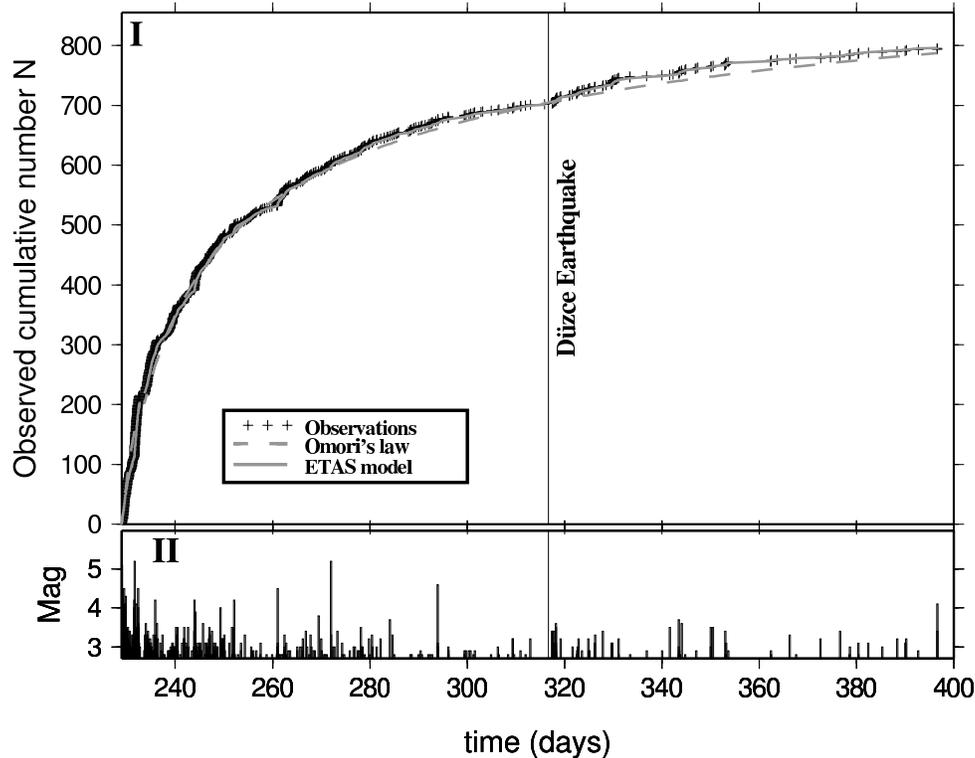


Figure 2.5: Same as figure 2.3 for fault segments located to the west of the Izmit epicenter.

episode lasted at least two weeks to at most one to two months over this area, as the γ value indicates a much lower significance level after that period.

2.5.3 Yalova Cluster

Measuring seismic activation at Yalova

Seismic activity observed to the west of Izmit epicenter includes a cluster located in the vicinity of the town of Yalova (fig.2.1). Most of the post-Düzce seismicity in the western region is confined to this area (fig.2.6) and after careful examination of the western area seismicity, we could verify that all triggered activity took place within this cluster. Furthermore, this cluster occurred in a very peculiar region with regards to its tectonic and geological settings. Compared to the other NAF segments that ruptured with mostly strike-slip motions during the Izmit earthquake, fault segments along the coasts of the Yalova bay are characterized by normal faulting [Karabulut et al., 2002], associated with a seismicity characterized by high b -value [Aktar et al., 2004]. Also, the area of Yalova is famous for its geothermal activity, with hot springs located 10 km SW from the city, pro-

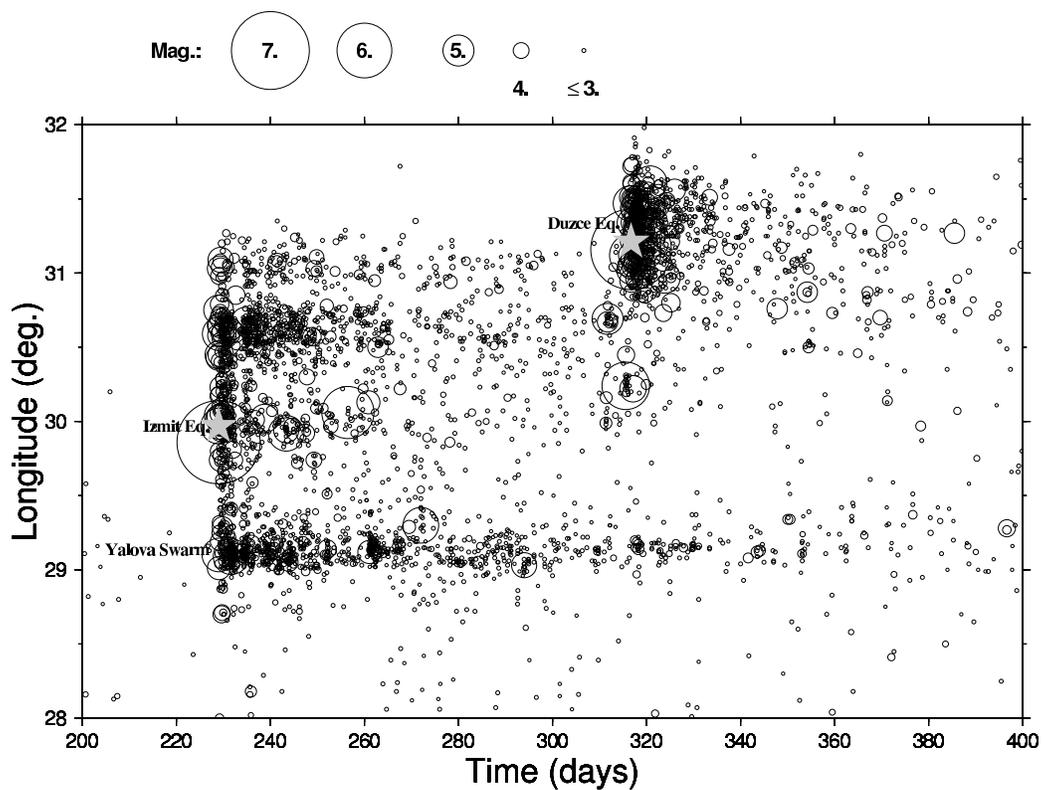


Figure 2.6: Evolution of the seismicity along the western North Anatolian Fault, between longitudes $28^{\circ} E$ and $32^{\circ} E$. Aftershock locations are projected onto their longitude coordinate. Time of occurrence is expressed in days (origin time is taken on Jan, 1 1999 at 0h00). Seismic activity linked with the swarm of Yalova presents a strong and long-lasting activation after the Izmit earthquake.

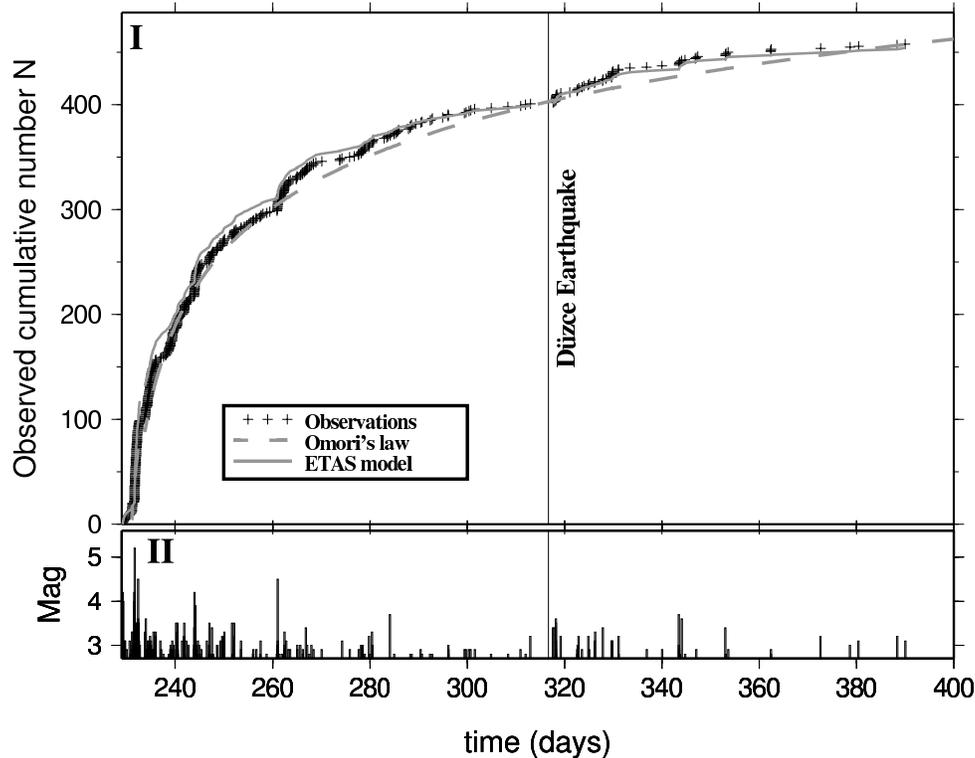


Figure 2.7: Same as figure 2.3 and 2.5 the Yalova area.

viding water suitable both for bathing and drinking. Thermal activity in Yalova has been reported since historical times, and the region is now under protection, prohibiting industrial or scientific extraction of its natural resources.

As illustrated in fig.2.6, this area underwent a strong and long-lasting activation of seismicity following the Izmit earthquake. This activity really began two days after the mainshock [Özalaybey et al., 2002; Karabulut et al., 2002]. The two Omori-Utsu's law and ETAS model were adjusted to the data for a period ranging from julian day 231 (2 day after the Izmit earthquake) to $T_D = 316.7$ (time of the Düzce earthquake), see fig.2.7-I. One may notice that models adjustments for this period show poorer fits than for the eastern and western regions. This is a consequence of trying to make the Yalova area as small as possible, thus reducing the number of aftershocks on which seismicity rates are estimated. Consequently, discrepancy between the best-fit models and data for the pre-Düzce period should not be interpreted as triggered/quiet episodes, but rather as a measure of the quality of fit of the two models on the data. Analysis of variations in seismicity rates for this cluster shows a clear reactivation of the seismic activity in the 15 days following the Düzce earthquake. Furthermore, early post-Düzce aftershocks magnitudes for this cluster are greater than for aftershocks occurring

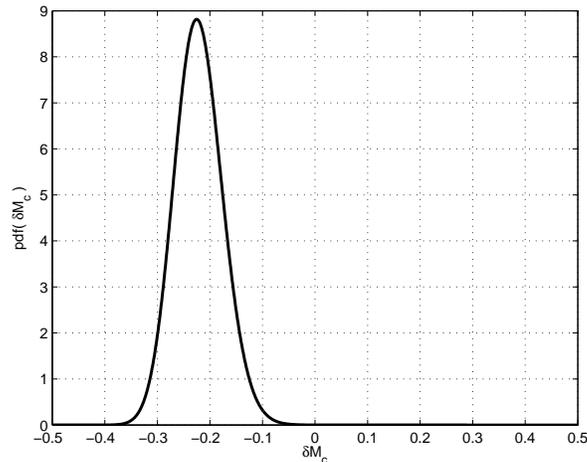


Figure 2.8: Same as figure 2.4 for the Yalova area.

in the 30 days preceding the Düzce earthquake. This observation is supported by a decrease of Gutenberg-Richter's law b -value, from the pre-Düzce interval to the post-Düzce interval. For two weeks after the Düzce event, this triggering episode lead to γ values of 5.26 when compared to an extrapolated Omori-Utsu's law (fig.2.7). Results summarized in table 2.1 highlight the strength of this triggering episode, as its effect on γ values is still significant in the month following the Düzce earthquake. Recalling the $f(\delta M_c)$ calculation made in section 2.5.1, we find here that the observed post-Düzce activity in this area can be explained by a decrease $\delta M_c \sim -0.2$ of the magnitude of completeness. As there is no reason for such a decrease of the detection threshold (all stations located around Yalova were maintained and none added [*H.Karabulut, pers. comm.*]), this analysis clearly indicates the existence of a triggering episode (fig.2.8). The nature and probable causes of this triggering are discussed in the next section.

In addition to this post-Düzce triggering episode, analysis of the Düzce aftershock sequence up to the end of year 2000 (day 731) suggests that a quiescence followed that triggering episode, starting about 30 days after the Düzce earthquake. Figure 2.9 compares the observed and the modelled number of events, the latter according to the best-fitted Omori-Utsu's law. This quiescence is found to be significant at the 98.1% level (γ value of -1.73).

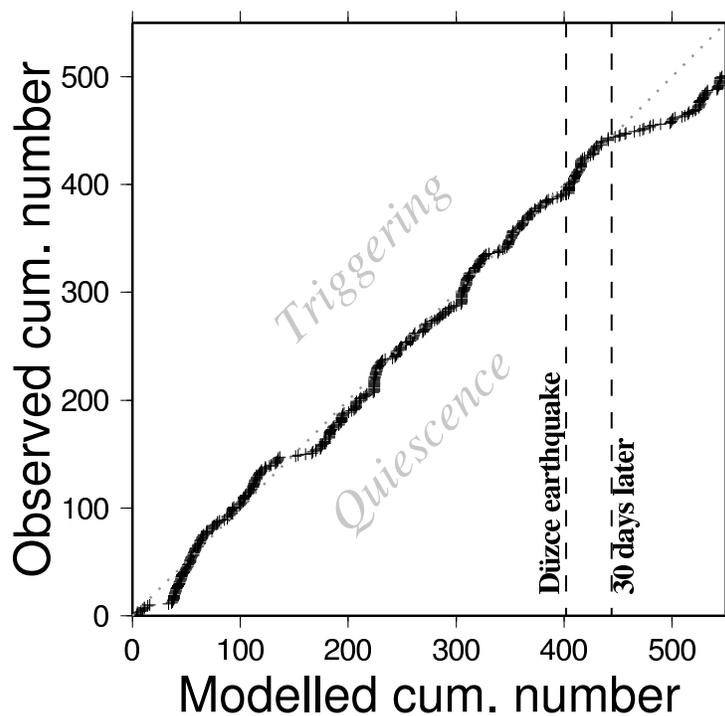


Figure 2.9: Comparison of the observed versus the expected number of aftershocks for Yalova area from Izmit earthquake to the end of year 2000. Modelled number is deduced from the best-fitted Omori-Utsu's law. The dotted line signifies a perfect match between modelling and observations. Points located above this line indicate an underestimation of the seismicity by the model, i.e. a triggering episode, whereas points located under this line present an overestimation of the seismicity by the model (quiescence). Note the strong quiescence starting about 30 days after the Düzce earthquake.

A case of dynamic triggering?

We run an extrapolation of the ETAS model on the post-Düzce seismicity at Yalova. The resulting curve, shown on fig.2.7-I, does not depart significantly from the post-Düzce data in the next 15 days, suggesting that the best-fit ETAS model does well in explaining the earthquake occurrences during that time interval. We recall that this model is fit on pre-Düzce data only.

This observation is similar to one made in the eastern region, for the 5 days preceding the Düzce earthquake: the seismic activity significantly departs from the extrapolated Omori-Utsu's activity rate, therefore indicating triggering, but can be well accounted for by the ETAS model if one considers the earthquakes after Düzce as local triggers. Since the ETAS model fits the post-Düzce activity, we interpret this activity to be self-sustained with the same aftershock generation process as was estimated on pre-Düzce activity. As the agreement between ETAS model and observed events starts soon after the Düzce earthquake, we infer that the perturbation seen by the seismogenic process and leading to the triggering of seismicity, was short-lived. We propose that this short-lived character of the perturbation can be associated to transient triggering, caused by the passage of seismic waves generated by the Düzce earthquake, along with the presence of pressurized fluids in this zone.

We model the stress transfer caused by the Düzce earthquake on an hypothetical fault located in the center of the Yalova cluster, with azimuth and dip set respectively to 265° and 70° (deduced from focal mechanisms presented in [Karabulut et al., 2002]). For the stress calculations based on the discrete wavenumber method [Bouchon, 1981; Cotton and Coutant, 1997], we used the results of the kinematic inversion of the Düzce earthquake presented in Bouin et al. [2004], as input parameters for the model. The three projected components of the stress tensor on the target fault plane are represented in fig.2.10, for the 100 s. following the occurrence of the Düzce earthquake. The arrival of transient waves 60 sec. after the mainshock produced a maximum dynamic stress load of several bars. Static shear stress produced at Yalova by the Düzce earthquake is very weak, with contribution of about 100 Pa. Moreover, additional water level data support the idea that the Düzce earthquake could be responsible for changes in hydraulic settings at Yalova. No well data are available around Yalova, as drilling is prohibited in this area, according to the will of Atatürk, the founder of Republic of Turkey. However, we obtained water level data from a well located in Armutlu, about 30 km southwest from Yalova (see figure 2.1). For this well, Simsek [2005]

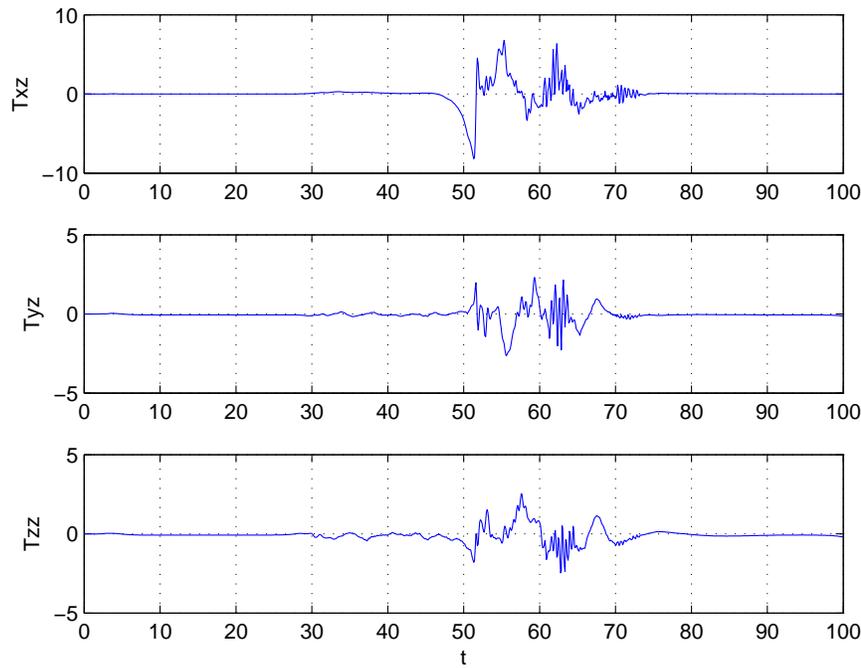


Figure 2.10: Modeling of dynamic stress transfer generated by the Düzce earthquake at the center of the Yalova cluster. The three panels represent the three components of the stress tensor projected onto the target fault plane T_{xz} , T_{yz} and T_{zz} . The X-axis lies in the strike direction, Y-axis in the up-dip direction and the Z-axis is normal to the fault plane. Time on the horizontal axis is graduated in seconds, stress is graduated in bars. The target fault plane is located 177 km WSW from the Düzce epicenter with an azimuth of 265° and a dip of 70° [Karabulut et al., 2002]. Although the static component is very low, transient stress can reach up to several bars of loading for each one of the 3 components. Modeled frequency range lies between 0 and 5 Hz.

reports a change in water level, which was below the wellhead before Nov, 12 1999, and then increased to form an artesian flow. In addition, two weeks before the Izmit earthquake, measurements at Yalova thermal water springs showed an increase in flow rate with a high deep water content [Simsek, 2005]. These are clear signs of deep-seated earthquake-related changes that might affect failure at seismogenic depths.

As mentioned in section 2.5.3, seismicity in Yalova experienced triggering followed by quiescence. In a previous numerical study, Gomberg et al. [1998] found that for a transient load over a population of faults controlled by rate-and-state friction, the seismic activity would increase for a duration comparable to the duration of the transient load. A quiescent period would then follow this activation. Here, we infer that the transient perturbation generated secondary after-

shocks, indicated by the goodness of fit of the ETAS model during that period, that may have amplified and lengthened the seismic response of this cluster, leading to an activation duration greater than expected for cases of dynamic triggering [Gomberg et al., 1998; Belardinelli et al., 2003]. However, we point out here an observed quiescence after the triggering episode, that these models would present as an expected consequence of the dynamic triggering process.

Another striking feature of this reactivation episode is that the seismic activity of the cluster restarted after a time delay of about 18 hours following the Düzce earthquake. In most studies, dynamically triggered seismic activity starts in the first seconds to minutes following the arrival of P-waves [Hill et al., 1993; Prejean et al., 2004; Husen et al., 2004; West et al., 2005] and is often correlated with the high amplitude surface wave arrivals [Brodsky et al., 2000; Prejean et al., 2004; West et al., 2005]. However, Hill et al. [1993] reported activity starting respectively 19 h, 23 h and 33h after the 1992 Landers earthquake P-wave arrivals at Mono Basin and at Burney, California, and in Cascade, Idaho. They also pointed out the increasing difficulty to associate any delayed aftershock reactivation with increasing delays from the mainshock. Though this does not presume on the physical potentiality for a delayed triggering mechanism, it rather highlights the difficulty of linking effects and causes when long delays separate them. Prejean et al. [2004] also detected a cluster of activity with a maximum magnitude of 3.0 starting in Long Valley Caldera, California more than 23 h following the arrival of the 2002 Denali Fault earthquake wave train, and lasting for 17 days. The reactivation in Yalova after the Düzce earthquake is very similar to the behavior of this cluster. Also, a cluster of seismicity started in Nicobar Islands about 30 days following the Great 2004 M_w 9.0 Sumatra earthquake. This raises questions about the existence of an upper temporal limit for delayed triggered activity following a mainshock. A recent study by Parsons [2005] suggests that delayed dynamic triggering can occur if passing waves can affect the mean critical slip distance D_c of fault driven by rate-and-state friction laws. However, while providing a framework for explaining Omori-like decays of purely dynamically triggered activity, this model cannot explain the lack of seismicity observed for the first 18 hours.

Plausible mechanisms responsible for those delays probably require non-linear processes. We thus suggest that the observed 18-hour delay at Yalova could result from a complex interaction between geothermal fluids circulation, repeated transient deformation episodes, extensional tectonic settings and the heavily fractured state of this area [Aktar et al., 2004]. In particular, this 18-hour delay is very similar to the 48-hour delay characterizing the activation at Yalova following the

Area	Fit interval	Target interval (TI)	Observed number in TI	Extrapolated number in TI	γ
<i>Omori-Utsu</i>					
East	[229; 311]]311; 316.7]	45	9.37	$\gamma \rightarrow +\infty$
West	[229; 316.7]	[316.7; 330]	40	19.34	$\gamma = 4.92$
West	[229; 316.7]	[316.7; 350]	61	42.99	$\gamma = 2.43$
West	[229; 316.7]	[316.7; 400]	93	84.95	$\gamma = 0.75$
Yalova	[231; 316.7]	[316.7; 330]	31	12.92	$\gamma = 5.26$
Yalova	[231; 316.7]	[316.7; 350]	45	29.19	$\gamma = 2.62$
Yalova	[231; 316.7]	[316.7; 400]	57	62.59	$\gamma = -0.58$
Yalova	[231; 316.7]	[316.7; 731]	501	549.94	$\gamma = -1.74$
<i>ETAS</i>					
East	[229; 316.7]	[316.7; 400]	73	87.28	$\gamma = -1.17$
Yalova	[229; 316.7]	[316.7; 400]	57	53.13	$\gamma = 0.57$

Table 2.1: Recapitulative table of estimated seismicity rate changes. We distinguish each area of study and also each model employed to provide the P and γ statistics quantifying the triggering effect.

Izmit earthquake [Özalaybey et al., 2002], making such a delay a property inherent to the geological setting of this area.

2.6 Conclusion

We have presented an analysis of the seismicity rate changes along the Izmit-ruptured segments of the North Anatolian Fault caused by the Düzce earthquake. Seismicity rates were adjusted by an Omori-Utsu's law or by an ETAS model to the Izmit earthquake aftershock sequence up to the occurrence time of the Düzce mainshock, three months later. We studied the statistical significance of the departure of the observed seismicity rate following the Düzce earthquake from what could be expected if this earthquake had not occurred, in order to detect episodes of triggering or quiescence.

For reliability of the estimated rate, we focused on two regions so that each contains a sufficient number of aftershocks for the inversion procedure and covers an area greater than the typical error on aftershock location. Consequently, we separately analysed an eastern and a western part of the Izmit fault zone.

The eastern part of the Izmit rupture shows an anomalous reactivation of seismicity in the 5 days preceding the Düzce earthquake, that we infer to be linked with the occurrence of two $M_w \geq 5$ aftershocks of the Izmit earthquake. Moreover,

post-Düzce seismicity in this region experienced quiescence as suggested by comparison of the observed data with the extrapolation of the best-fit ETAS model. However, this quiescence is likely to be spurious, as it coincides with a redeployment of the seismological network further east, and could be fully explained by considering a slight increase ($\delta M_c = 0.1$ to 0.15) of the detection threshold M_c .

The western part of the Izmit rupture shows a significant reactivation following the Düzce earthquake. As most aftershocks occurring in this region after the Düzce earthquake clustered in the vicinity of the geothermal area of Yalova, we isolated the seismicity behavior of this cluster. This area exhibits a significant triggering episode starting 18 hours after the Düzce earthquake. Moreover, we show that this reactivation lasted about 30 days, and was followed by a quiescence. Noticing that such a change is unlikely to be caused by static stress, we argue that this would correspond to a case of delayed dynamic triggering of seismicity by transient waves emitted during the Düzce earthquake. The Yalova cluster experienced a significant quiescence following this triggering episode, that started about 30 days after the Düzce earthquake and lasted for several months. The onset of this quiescence does not coincide with any remarkable seismic event in the vicinity, and could therefore be of aseismic origins.

The seismic behavior observed at Yalova recalls previous reports of dynamic triggering recorded elsewhere in geothermal areas [Hill et al., 1993; Husen et al., 2004; Husker and Brodsky, 2004; Prejean et al., 2004]. Pressurized fluids circulation and the highly fractured state of the area are likely to have played an important role in driving its seismic response. We could not however suggest a mechanism to explain the 18-hour delay. This type of delay is probably a characteristic of this area, as triggering was also delayed by about 2 days following the Izmit earthquake. Geothermal areas are very unstable regions, with a fault system in a mechanical equilibrium state very close to the rupture, as suggested by their high sensitivity to transient stress perturbations. By carefully describing the seismic behavior at Yalova, we hope this study may help improving our knowledge on the peculiar seismic response of geothermal areas.

2.7 Acknowledgments

We are very grateful to scientists from the Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute at Istanbul, and especially to Hayrullah Karabulut and Mustafa

Aktar for the data they kindly provided to us, and for their help in our attempt to extract the most possible information from the catalogues. We are also grateful to Serdar Özalaybey for providing data from the TÜBITAK Marmara Research Center. We also acknowledge Joan Gomberg, Tom Parsons and an anonymous reviewer for their constructive comments which helped in significantly improving the manuscript.

Chapitre 3

Variations de la sismicité islandaise pendant le doublet de Juin 2000

Ce chapitre est un article destiné à être publié dans une revue scientifique spécialisée. Il est, à l'heure où j'écris ces lignes, accepté pour publication au "Journal of Geophysical Research" sous la référence 2007JB005107. Cet article est ici repris dans son intégralité, et dans la langue de publication (anglais). Un résumé en français est ajouté en préambule de ce travail, afin d'en présenter les grandes lignes, et d'en expliquer les enjeux, les méthodes utilisées et principaux résultats.

3.1 Résumé

La zone sismique sud-islandaise est connue pour être le lieu récidivant de séismes de magnitude $M \sim 6$, se produisant seuls ou par séquences de 2 événements ou plus. La sismicité historique recense ainsi des séquences d'une durée de quelques jours à trois ans en 1294, 1339, 1389-1391, 1630-1633, 1732-1734, 1784, 1896 et 2000 [Bergerat, 2001]. Dans cette partie, nous étudions la dernière séquence de cette série, composée de deux séismes de magnitude $M_S 6.6$ ayant eu lieu les 17 et 21 juin 2000. La proximité dans l'espace et dans le temps de ces deux événements fait de cette séquence un cas d'école pour l'étude des interactions entre séismes. Plusieurs études précédentes ont montré comment le premier de ces deux tremblements de terre a conditionné l'apparition du second en chargeant les contraintes au lieu de son futur épicerentre [Árnadóttir et al., 2003], ou déclenché de très fortes répliques à grande distance dans les quelques secondes qui suivirent le passage

des ondes sismiques qu'il émit [Clifton et al., 2003; Pagli et al., 2003; Antonioli et al., 2006].

La conjonction de deux séismes aussi similaires (mécanismes focaux et magnitudes identiques) dans un laps de temps aussi court est assez remarquable. Elle présente, de même qu'au chapitre 2, une opportunité exceptionnelle pour étudier la réponse de la croûte à une perturbation du champ de contrainte. En particulier, nous cherchons à examiner la réponse sismique engendrée par le second de ces évènements.

Nous avons dû adapter la méthodologie employée au chapitre 2 afin de pouvoir prendre en compte les variations importantes du seuil de détection de la sismicité pendant les quelques jours suivant chacun de ces séismes. Ainsi, au lieu de ne garder que la fraction de sismicité dont la magnitude est supérieure ou égale au seuil de détection M_c , nous utilisons tous les évènements enregistrés par le réseau, en quantifiant la partie manquante de l'information. Cette quantification est réalisée par le calcul de la probabilité qu'un évènement sismique d'une magnitude donnée soit détecté par le réseau sismique [Ringdal, 1975; Ogata and Katsura, 1993, 2006]. Nous pouvons alors reconstruire le taux de sismicité ayant réellement eu lieu (que le réseau n'a donc que partiellement détecté) en divisant le taux observé au cours du temps par cette probabilité. Une fois les taux de sismicité corrigés de ces variations instrumentales, nous procédons comme au chapitre 2, en comparant un taux attendu (extrapolé) avec les observations faisant suite au second séisme.

Nous montrons alors que les trois régions analysées dans cette étude (Hengill, Reykjanes et la faille d'Árnes) ont subi une brève réactivation de sismicité (de l'ordre de 1 à 2 jours) immédiatement après le second séisme du 21 juin 2000. De plus, il semble que la durée de ce bref épisode de déclenchement soit corrélée avec la distance centrale de la zone à l'épicentre. Ces résultats sont en contradiction avec les transferts statiques de contraintes imposés par le second séisme sur la région. Nous proposons donc que cette réactivation soit plutôt dûe aux transferts dynamiques de contraintes. Sur une plus longue durée, les régions de Árnes et Reykjanes montrent de très nets apaisements de la sismicité. Ces apaisements à long terme sont plus cohérents avec les transferts statiques de contrainte que les déclenchements mentionnés précédemment. Enfin, pour chacune de ces régions, nous avons cherché à comparer la productivité en nombre de répliques des deux séismes. Il ressort de cette comparaison que le second évènement déclencha seulement 2.1% à Hengill et 0.3 % à Reykjanes du nombre attendu de répliques

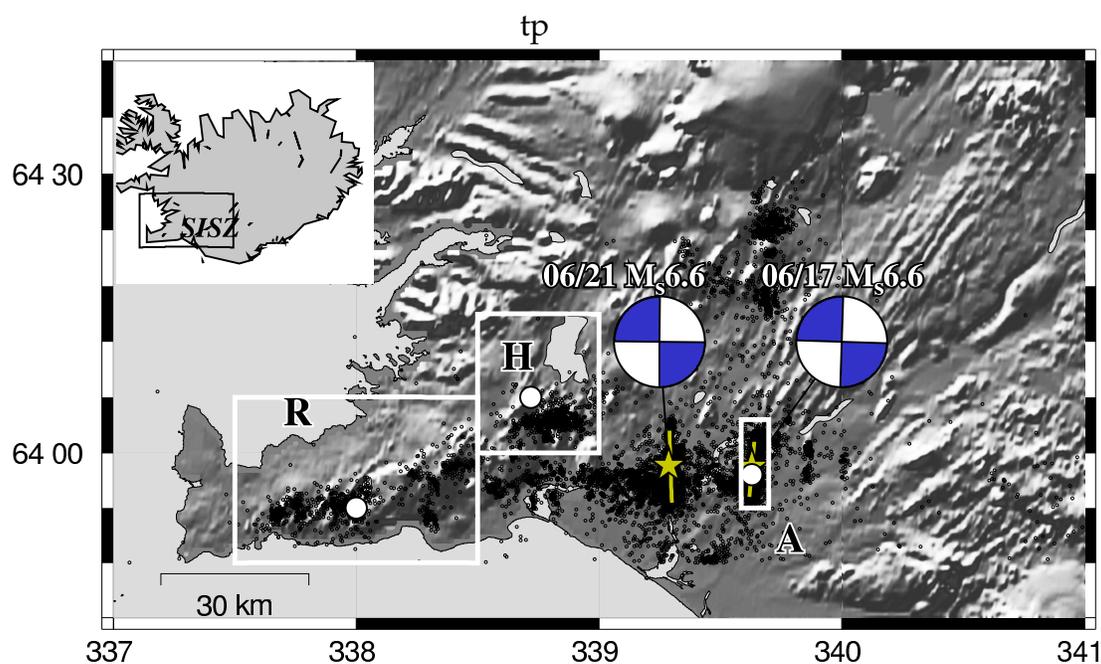


Figure 3.1: Map of Southern Iceland with seismicity from June to December 2000. Areas of investigation are indicated by white rectangles: **(R)** Reykjanes Peninsula, **(H)** Hengill triple junction and **(A)** Árnæs fault plane. Lines and stars indicate the June 17 and 21 fault planes and epicenters. White circles point to places where the dynamic stress is calculated. Inset: location of the Southern Iceland Seismic Zone (SISZ).

(ou respectivement 3.6% et 0.1% du moment sismique attendu) pour un modèle simple de déclenchement dynamique à seuil de contrainte. Cette non-linéarité du déclenchement dynamique est cohérente avec un modèle pour lequel la population d'évènements déclenchés est en partie épuisée par le premier séisme de la séquence.

3.2 Introduction

Stress changes induced by an earthquake are suspected to influence the distribution of off-fault seismicity, and to condition the future occurrence of large earthquakes [Das and Scholz, 1981a; King and Cocco, 2000, and references therein]. These changes are expected to modify the preexisting activity in the surrounding crust. Consequently, the study of seismicity rate changes after a large earthquake offers an opportunity to understand how the crust reacts to a stress perturbation. It has been suggested by a number of recent studies [Parsons, 2002; Marsan,

2003; Felzer and Brodsky, 2005; Mallman and Zoback, 2007] that seismicity quiescences, i.e., negative rate changes, are almost non-existent or rare at the scale of weeks/months. This could be caused by bias in the statistical analysis, as quiescences are not detectable if the prior level of seismicity is too low [Marsan and Nalbant, 2005]. A way to reduce this bias is to focus on sequences with several large shocks, so that the seismicity at the time of the later earthquakes is already high. Also, such sequences are particularly interesting as they allow to test whether triggering is intrinsically linear with respect to the time of occurrence of the trigger earthquakes, i.e., if the seismicity patterns caused by a succession of mainshocks can be reduced to a simple sum of the individual triggering of each mainshock taken separately. Here, we focus on the earthquake doublet that occurred in the Southern Iceland Seismic Zone (SISZ) in June 2000.

The sequence started on June 17, 2000 at 15:40:51 GMT with a M_s 6.6 right-lateral strike-slip earthquake, which hypocenter was located at $63.97^\circ N$, $20.37^\circ W$, and 6.3 km depth (Icelandic Meteorological Office (IMO) database¹). Aftershock locations indicate that this mainshock ruptured the 11 km long Árneshöfði fault characterized by strike $N7^\circ E$ and dip $86^\circ E$ [Stefánsson et al., 2003]. The second large earthquake had a very similar magnitude (M_s 6.6) and occurred on June 21 at 00:51:46.95 GMT, i.e. 3.5 days later, on a parallel fault (the Hestfjall fault) located 17 km west of the Árneshöfði fault, see figure 3.1.

Several studies have already put forward the interactions existing between earthquakes of this sequence. Calculation of the Coulomb stress changes following the June 17 event reveals an increase of about 1 bar at the June 21 epicenter, thus promoting failure of this second event [Árnadóttir et al., 2003]. The location of aftershocks also correlates well with zones of increased Coulomb stress, in the vicinity of these two faults. Besides, the June 17 earthquake was followed by quasi-instantaneous (few seconds) $M_L \sim 3.5$ aftershocks occurring at several tens of kilometers from the epicenter. These remote aftershocks could be caused by dynamic triggering related to the passage of the mainshock seismic waves [Clifton et al., 2003; Pagli et al., 2003; Antonioli et al., 2006]. Árnadóttir et al. [2004] notes that the June 21 earthquake, although being closer, triggered a weaker activity than the June 17 mainshock in the Reykjanes Peninsula.

Such a doublet of similar earthquakes (same focal mechanism, same size) occurring in a short time interval and close from each other is remarkable. However, this close succession of large mainshocks also brings a particular challenge for

¹<http://hraun.vedur.is/cgi-bin/sellib>

the estimation of seismicity rate changes, as the detection threshold of the seismological network is subject to large fluctuations during the period of interest. We overcome this difficulty by modeling the incompletely detected aftershock rate.

In what follows, we use the large number of aftershocks recorded by the South Iceland Lowland (SIL) network [Jakobsdóttir, 2006] to document fine changes in microseismic activity linked with these two mainshocks. In particular, we study how the stress perturbation induced by the June 21 event affected the seismicity triggered 3 days before by the first mainshock. Seismicity rate changes are computed using the approach proposed by Marsan [2003], further modified in order to account for rapid changes in completeness magnitude. Discussion of the results obtained for three selected regions in southern Iceland is given in section 3.4.

3.3 Investigating seismicity rates variations of an incomplete catalogue

We study the catalog from the Icelandic Meteorological Office (IMO), which contains about 50,000 seismic events from Jan 1st, 1999 to Dec 31st, 2000. During quiet periods (i.e. before June 2000) this network detects all events with magnitude above $M_c \sim 0.5$, see figure 3.2. Wyss and Stefánsson [2006] point out that this completeness level varies spatially, reaching $M_c = 1$ in some parts of the Reykjanes Peninsula. Our estimates, presented on top of figure 3.2, are in agreement with this observation. The bottom graph of figure 3.2 shows spatially averaged frequency-magnitude distributions of earthquakes for the whole of southern Iceland. After June 17, 2000 the completeness increases substantially in the SISZ because of important aftershock activity and overload of processing facilities (K. Vogfjorð, personal communication). Following such an increase, one expects the detection threshold to return back to its stationary level within a few days to weeks after the mainshock. The short time lapse (3.5 days) between the two mainshocks thus implies significant variations in the detection threshold, that need to be properly accounted for in this analysis. Our approach allows the study of seismicity rates during periods of non-stationary M_c level (e.g. between June 17 and 21), as we now detail.

3.3.1 General outline of the method

We calculate the probability that there exists an increase (or a decrease) of the seismicity rate after a large mainshock according to the procedure already described by Marsan [2003], Marsan and Nalbant [2005] and Daniel et al. [2006]. This method is here modified to include all detected seismicity, following Ogata and Katsura [2006]. Instead of throwing out many earthquakes (events with magnitude $M < M_c$), we optimize the available information: we use all earthquakes detected by the network, including those events with magnitude lower than the completeness of the catalog M_c . This requires calculating the probability of detection of an earthquake by the seismic network, see section 3.3.2

Usually, precursory seismic activity is very weak before large earthquakes, and estimation of rate variations induced by a mainshock can be strongly biased towards the detection of triggering [Marsan and Nalbant, 2005]. Investigating for quiescence consequently requires a high level of seismicity before the mainshock. In the case of earthquake doublets, this is achieved when analyzing seismicity rate variations occurring after the second large event. The aftershock sequence initiated by the 1st mainshock is modeled by an Omori-Utsu law, and changes brought by the 2nd mainshock are then estimated by comparing the actual rates to this reference Omori-Utsu rate.

Seismicity is modeled as a Poisson process. The probability of observing n events during an interval of duration δt is

$$P(n|\Lambda) = e^{-\Lambda} \frac{\Lambda^n}{n!}$$

with $\Lambda = \int_t^{t+\delta t} \lambda(s) ds$, and $\lambda(t)$ is the seismicity rate at time t .

Marsan [2003] estimates changes in seismicity rate as follows:

1. Adjustment of the reference seismicity rate $\lambda_0(t)$ for the period spanning from the first mainshock up to the second one. In this analysis, we use the modified Omori-Utsu formula [Omori, 1894; Utsu, 1961] for $\lambda_0(t)$:

$$\lambda_0(t) = \frac{K}{(t+c)^p} \tag{3.1}$$

2. Extrapolation of $\lambda_0(t)$ after the second mainshock. This extrapolation represents the seismic activity that would be expected if the second mainshock had not occurred.

3. Comparison of the extrapolated rate $\lambda_0(t)$ with the actual observed rate $\lambda_1(t)$ after the second mainshock. We conclude on the character of the perturbation (triggering/quiescence) by comparing this expected seismicity rate $\lambda_0(t)$ with the pdf of the actual seismicity rate $f_1(\lambda_1)$. This pdf is expressed as the probability that the n observed events in the target time interval result from a Poisson process with mean $\lambda_1 \delta t$:

$$f_1(\lambda_1) = \delta t e^{-(\lambda_1 \delta t)} \frac{(\lambda_1 \delta t)^n}{n!}$$

We define the probability \mathcal{P} of triggering as the probability that $\lambda_1 > \lambda_0$:

$$\mathcal{P} = \int_0^\infty d\lambda_0 \int_{\lambda_0}^\infty d\lambda_1 f_0(\lambda_0) f_1(\lambda_1)$$

from which we can derive the γ -statistics [Marsan, 2003] as

$$\gamma = -\text{sgn}(\mathcal{P} - 0.5) \log_{10} [\min(\mathcal{P}, 1 - \mathcal{P})]$$

For example, a probability $\mathcal{P} = 99.9\%$ of triggering corresponds to $\gamma = +3$ while $\mathcal{P} = 0.01\%$ corresponds to $\gamma = -4$, which is a 99.99% probability of quiescence. Note that γ and \mathcal{P} are obtained from the comparison of observed and extrapolated rates on a given time interval $[t, t + \delta t]$, and thus uniformly reflect rate changes during the whole time interval.

3.3.2 Accounting for a non-stationary detection threshold

We model aftershock rate following a mainshock with a modified Omori formula, see equation 3.1. This empirical law is one of the most robust in seismology, but it should be emphasized here that it only holds for complete datasets. We fitted the best K and p parameters for each area. In order to extend this law to incomplete datasets, we first need to estimate how incomplete is the frequency-magnitude distribution, i.e. what is the probability for an earthquake of magnitude $M < M_c$ to be detected by the network. To do so, we model the frequency distribution $\varphi(M)$ with a Gutenberg-Richter law [Gutenberg and Richter, 1954] multiplied by a detection function $q(M)$ [Ringdal, 1975; Ogata and Katsura, 1993]:

$$\varphi(M) = a\beta e^{-\beta M} q(M) \tag{3.2}$$

with $\beta = b \cdot \log(10)$. The detection function $q(M)$ corresponds to the probability that the network detects a seismic event with magnitude equal to M .

Ringdal [1975] proposed to model this function based on the argument that $q(M)$ is also the probability that the incoming waves radiated by the magnitude M earthquake are significantly above a typical station noise. For a log-normal noise, this leads to $q(M)$ being modeled by the integral of a gaussian distribution. We follow this approach and use

$$\begin{cases} q(M > M_{min}) &= \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{M_{min}}^M e^{-\frac{(M-\mu)^2}{2\sigma^2}} dM \\ &= 0.5 + 0.5 \operatorname{erf}\left(\frac{M-\mu}{\sigma\sqrt{2}}\right) \\ q(M \leq M_{min}) &= 0 \end{cases}$$

where μ stands for the magnitude at which a rate of 50 per cent of events are detected. Magnitude of completeness M_c is defined as $\mu + \sigma$, i.e. the magnitude at which 84 per cent of events are detected. M_{min} is the magnitude at which 0 per cent of events are detected.

This frequency-magnitude model for earthquakes fits equally well individual regions, as well as the whole of the Icelandic dataset, see figure 3.2. We obtained best parameters by Maximum Likelihood Estimation (MLE). These estimates show a global decrease of the b -value (from 0.85 to 0.71), and a global increase of the detection threshold $M_c = \mu + \sigma$ (from 0.56 to 0.69) after the June 2000 doublet. Though it has been showed that the b -value can change with time [Wiemer et al., 1998; Wiemer and Katsumata, 1999], we here interpret this decrease of b as deriving from the high completeness level at short times after the mainshocks, as pointed out by Marsan [2007], and also as changes in the spatial distribution of earthquakes. Consequently, we run the analysis for southern Iceland with a constant b -value for each area (see table 3.1) in order to overcome this feature. In doing so, we found the estimate of the completeness to be more stable with time. The b -values were first calculated from the magnitude distribution of events occurring before the doublet, see figure 3.2 (top). These b -values are very close or equal to 1, see table 3.1.

In what follows, we use all events above a minimum magnitude M_{min} equal to 1 in Hengill and in the Reykjanes Peninsula, and to 0 on the Árnas fault. This selection keeps about 80% of all the earthquakes detected by the SIL network, compared to the 39% of events with $M \geq M_c$.

We model the decay rate of aftershocks with $M \geq M_{min}$. We correct the Omori-

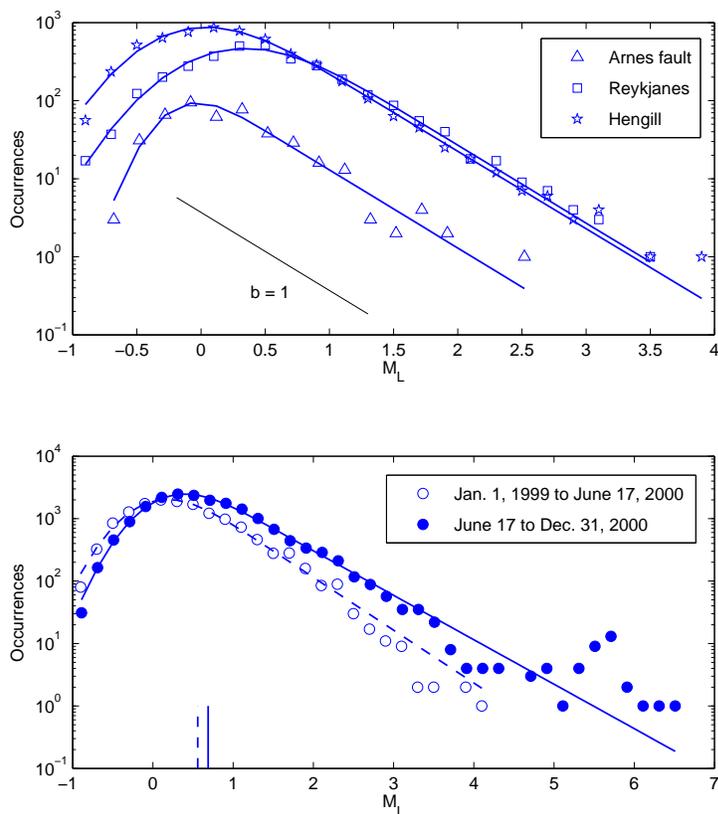


Figure 3.2: Frequency-Magnitude distributions for SIL earthquakes in southern Iceland since Jan 1, 1999. Lines here show the best-fits of the model described by equation 3.2. **(top)** Seismicity occurring before June 17, 2000, for the three areas investigated in section 3.4. b -values are reported in table 3.1. For this period, completeness level is higher in the Reykjanes Peninsula than at Hengill and Arnes. **(bottom)** Comparison of the seismicity occurring before and after the June 2000 earthquake doublet, for the whole of southern Iceland. At this regional scale, the completeness level (vertical marks above the axis) increases by 0.13 and b -value decreases by 0.14 after the doublet.

Utsu law for incomplete detection, by multiplying it by a time-dependent probability $\pi(t)$ which is the probability to detect an earthquake with $M \geq M_{min}$:

$$\lambda(t) = \frac{K\pi}{(t+c)^p} \quad (3.3)$$

with,

$$\pi = \int_{M_{min}}^{\infty} \beta e^{-\beta(M-M_{min})} q(M) dM \quad (3.4)$$

π can be expressed as

$$\pi = q(M_{min}) + e^{\frac{\sigma^2\beta^2}{2} - \beta(\mu - M_{min})} [1 - q(M_{min} + \sigma^2\beta)] \quad (3.5)$$

Because the detection capability of the network changes quickly with time during the June 2000 sequence, the parameters μ and σ of $q(M)$ are time-dependent, ensuring that the probability π also varies with time.

3.3.3 Practical implementation of the method

$\pi(t)$ and $q(M, t)$ are averaged along discretized time windows of $N_p = 150$ detected events, moving 10 event forward for each new window. For each time window i , we search for the best μ and σ , that fit the corresponding frequency-magnitude distribution of these N_p events. The probability density function φ for the magnitude of detected events is given in equation 3.2. Parameter a of equation 3.2 is optimized by setting

$$\int_{M_{min}}^{+\infty} \varphi(M) dM = N_p \quad (3.6)$$

Thus, for the i^{th} time window (with duration $\delta t_i = t_i - t_{i-1}$), the best $\{\mu, \sigma\}$ parameters minimize the following cost-function \mathcal{C} :

$$\begin{aligned} \mathcal{C} &= N_p - \sum_j \nu_j \ln \Phi_j \\ \Phi_j &= \int_{M_{min} + (j-1)\delta M}^{M_{min} + j\delta M} \varphi(M) dM \end{aligned} \quad (3.7)$$

where ν_j is the number of events which magnitude is in the $[M_{min} + (j-1)\delta M; M_{min} + j\delta M]$ interval. $\pi(t)$ is then calculated following equation 3.5.

According to the model, the mean number of earthquakes detected during the i^{th} time window is

$$\Lambda_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} \frac{K\pi}{(t+c)^p} dt \quad (3.8)$$

We obtain parameters $\{K, p\}$ of the modified Omori formula by MLE. We set $c = 0.003$ day (~ 4 min and 20 s) in order to increase the efficiency of the estimation procedure. This value is of the order of the mainshock signal duration (including the coda), during which the detection of smaller events is very difficult. The c parameter thus represents the transition time from a continuum (the mainshock) to the discrete occurrence of aftershocks [Kagan and Knopoff, 1981]. A nonzero c -value is also useful for avoiding rate singularity at $t = 0$. We found that c -values greater than 0.01 day lead the MLE to return higher p-values, and bias the analysis towards triggering. Estimation of parameters K and p is stable for any c -value smaller than this threshold.

The best $\{K, p\}$ parameters maximize the following likelihood function \mathcal{L} :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \prod_i e^{-\Lambda_i} \frac{\Lambda_i^{n_i}}{n_i!} \\ &= \prod_i \int e^{-\tilde{\Lambda}_i} \frac{\tilde{\Lambda}_i^{n_i}}{n_i!} f_{\Lambda}(\tilde{\Lambda}_i) d\tilde{\Lambda}_i \\ &= \prod_i \frac{E \left\{ e^{-\tilde{\Lambda}_i} \tilde{\Lambda}_i^{n_i} \right\}}{n_i!} \end{aligned} \quad (3.9)$$

In this expression, the indices i are related to adjacent time windows. n_i gives the number of observed (detected) events, and $\tilde{\Lambda}_i$ is the Poisson mean number of events occurring in the i^{th} time window. The pdf of this number is denoted as $f_{\Lambda}(\tilde{\Lambda}_i)$. Here, it should be emphasized that we do not recreate any earthquake missed by the network. On the contrary, we rather adapt the rate of the modified Omori formula according to the probability $\pi(t)$ that, at time t , the network is able to detect an earthquake occurring with magnitude $M \geq M_{\text{min}}$. Note also that $\tilde{\Lambda}_i$ is estimated with its distribution, in order to propagate uncertainties on the estimate of $\pi(t)$.

3.3.4 A test of the method

In order to test the method, we built a synthetic dataset $\mathcal{D} = \{t_i; M_i\}_{i \in [1; \mathcal{N}]}$, containing the occurrences times t_i and the magnitudes M_i of \mathcal{N} events. These earthquakes correspond to aftershocks of two mainshocks occurring at times $t_a = 0$ and $t_b = 4$, in arbitrary units. Following these two mainshocks, we generate two similar Omori-like aftershock sequences. Table 3.1 summarizes the parameters chosen for this synthetic catalogue. To simulate the effect of a time-varying detection by the network, we decimate the aftershock rates under the hypothesis that the completeness threshold M_c decays exponentially after the mainshock, see figure 3.3 (top). The decimation is done by thinning, according to the probability $q(M, t)$ that an aftershock of magnitude M is detected by the network. This mimics how the catalog completeness increases in the few hours/days following a mainshock, and then returns to its 'background' level. This choice of an exponentially-decaying $M_c(t)$ is dictated by similar observations on real sequences [Ogata and Katsura, 2006; Helmstetter et al., 2006].

Once decimated, the remaining aftershocks reproduce the seismicity that would be detected by the network under variable detection threshold.

Using this decimated dataset as the input for the method described above, we retrieve the seismicity rate change that occur after t_b . We first estimate variations of the completeness threshold under a constant b -value hypothesis. We see on figure 3.3 (top) the good agreement between our estimate and the 'true' exponential decay of $M_c(t)$ used for synthetics.

We then estimate the aftershock rate for all events λ_1^* , including those undetected, down to M_{min} .

$$\lambda_1^*(t) = \frac{\lambda_1(t)}{\pi(t)} \quad (3.10)$$

where $\lambda_1(t)$ is the rate of events down to M_{min} that were actually detected by the network. Rates are represented on figure 3.3 (middle graph).

We search for the best Omori-Utsu formula $\lambda_0(t) = K/(t + c)^p$, that fits λ_1^* . As mentioned in section 3.3.3, we estimate the $\{K, p\}$ parameters, such that

$$\lambda_1(t) = \frac{K}{(t + c)^p} \pi(t) \quad (3.11)$$

Table 3.1 gives the best values for K and p , which are very close to the 'true' pa-

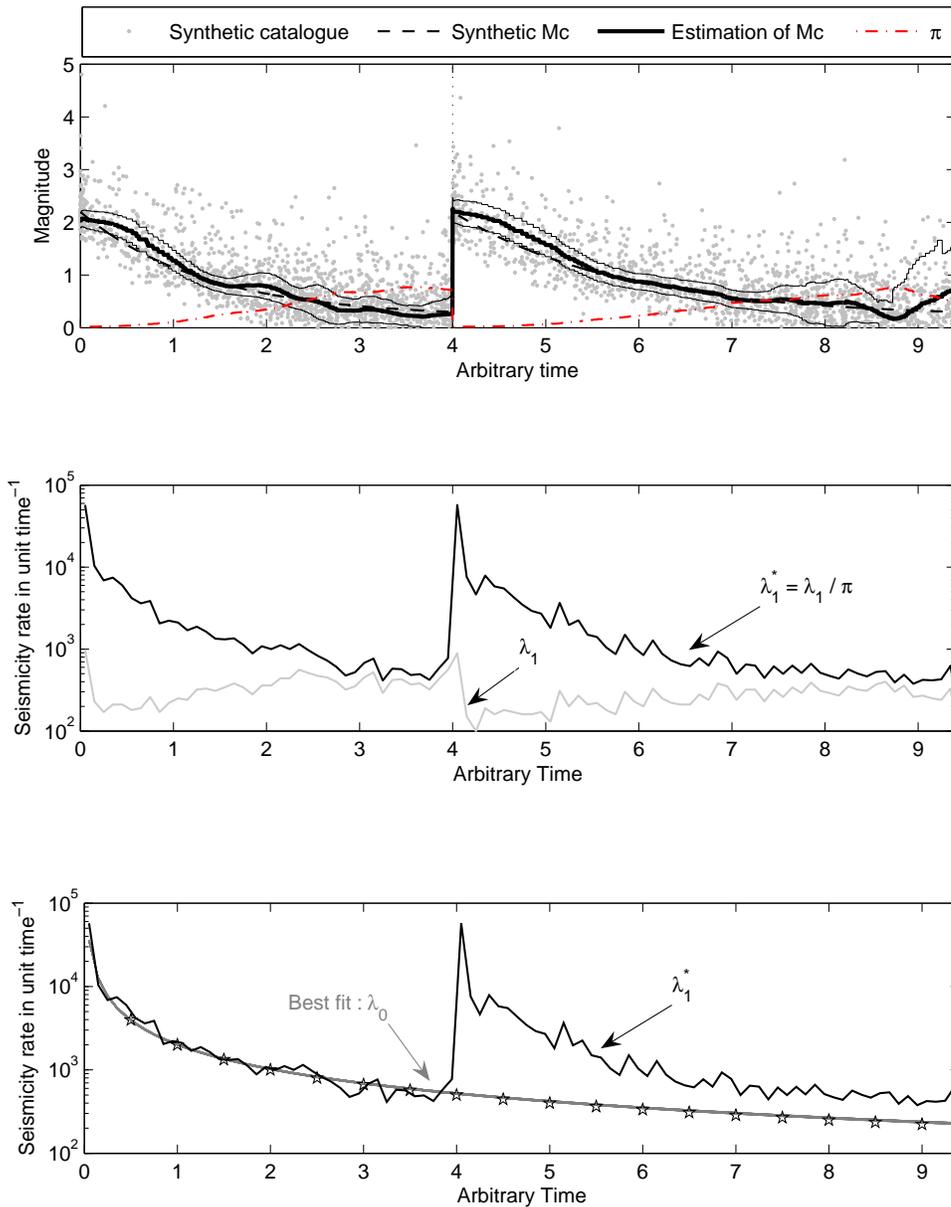


Figure 3.3: Method : **(top)** Synthetic catalog of aftershocks obeying the Omori-Utsu formula (see table 3.1 for parameters), where the completeness threshold decays exponentially (black dashed line). We estimate $M_c(t)$ (black line, along with errors), using a sliding window of 200 events, moving 10 by 10. From this estimate, we then compute the probability $\pi(t)$ (dash-dotted curve), see equation 3.5. **(middle)** Rate λ_1^* of earthquakes with $M \geq 0$ that would be recorded by the network if completeness were stationary at $M = 0$ (black line). Grey line : rate of observed/detected events $\lambda_1(t)$. **(bottom)** Reconstructed fit of $\lambda_1(t)^*$ before the second mainshock (grey line, with error envelope). Agreement with the synthetic rate before decimation - modified Omori formula - (stars) is very good, see table 3.1. The seismicity rate change after $t = 4$ is obtained by comparing the extrapolation of this fit (grey line) to the actual rate (black line).

rameters. Figure 3.3 (bottom graph) compares λ_1^* and $\lambda_0(t)$ which match closely, as expected.

Extrapolation of $\lambda_0(t)$ to times longer than t_b is also shown on figure 3.3. We compare this model with the rate λ_1^* of earthquakes that would be detected by the network under stationary completeness conditions with $M_c = M_{min}$:

$$\lambda_1^*(t > t_b) = \frac{\lambda_1(t > t_b)}{\pi(t > t_b)} \quad (3.12)$$

The discrepancy between these two rates as seen on figure 3.3 (bottom graph) argues in favor of a triggering episode after t_b . We find a probability $\mathcal{P} > 1 - 10^{-11}$ for triggering ($\gamma > 11$). This proves the ability of the method to properly correct for non-stationary completeness, especially as the rate of detected earthquakes $\lambda_1(t)$ spuriously dips after the second mainshock due to an increase of the detection threshold.

3.4 Rate changes in Southern Iceland following the June 21st earthquake

We investigate changes in seismicity rate after the June 21 earthquake. We particularly focus on three areas distributed in southern Iceland : the Hengill Triple Junction (a volcanic system), the Reykjanes Peninsula, and the June 17 Árnès fault plane, see figure 3.1. We selected these areas because of (i) their aftershock activity starting swiftly after the June 17 earthquake, (ii) their high aftershock rates and wide coverage allowing for a reliable estimate of the seismicity rate between June 17 and 21, (iii) the relative coherence of their geological settings. We also studied an area including the Geysir region, but in this case, the paucity of aftershocks between June 17 and 21 did not allow for a reliable estimate of the seismicity rate model.

These three areas exhibit different recoveries of their completeness level M_c after the two June 2000 mainshocks, see figure 3.4. The Arnes area shows the lowest detection threshold, with $M_c < 1$ starting from June 19, but is characterized by important fluctuations after June 21. The Hengill and Reykjanes areas both have a higher completeness level ($M_c > 1$) decreasing smoothly with time. We compute the seismicity rates for $M_{min} = 0$ at Arnes, and for $M_{min} = 1$ at Hengill and Reykjanes.

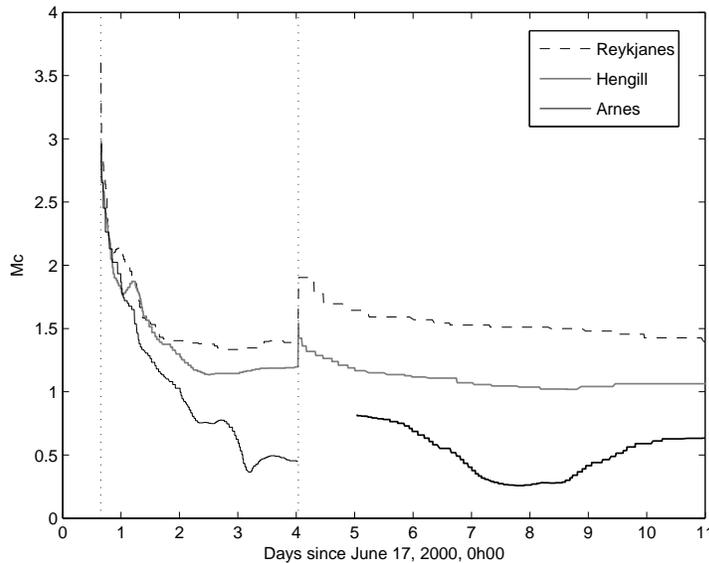


Figure 3.4: Magnitude of completeness during 10 days after the June 17 earthquake for Arnes (black line), Reykjanes (dashed line) and Hengill (grey line).

Early aftershock rates following the June 17 event exhibit an anomalous feature lasting for a few hours and characterized by a slower decay. This could be linked to an underestimation of $M_c(t)$ for that short period of time, which subsequently caused an overestimation of $\pi(t)$, and an underestimation of $\lambda_1^*(t)$. For this reason, we only used the aftershock activity starting a few hours (at T_{start} , as indicated in table 3.1) after the June 17 event in order to estimate the modified Omori formula parameters K and p . T_{start} is equal to the median time of the first sliding window, after which our estimates of $M_c(t)$ were seen to be reliable on the synthetic test.

We obtain p -values ranging from normal ($p = 1.08$ on Árnés fault) to high values ($p \sim 1.5$ for Hengill and Reykjanes). We stress here that peculiar crustal settings, like hydrothermal activity at Reykjanes [Clifton et al., 2003] and volcanic activity at Hengill [Einarsson, 1991] might be responsible for the observed fast decay of aftershock activity. Such fast decays have been reported on mid-ocean ridges [Bohnenstiehl et al., 2002] or in the vicinity of calderas [Klein et al., 2006], and have been attributed to high-temperature conditions and fast stress relaxation. This interpretation is also supported by numerical simulations [Ben-Zion and Lyakhovskiy, 2006] that showed the p exponent to increase with viscosity and the thermal gradient of the crust. We thus believe that estimates of high p -values for southern Iceland are not artifacts, but are linked to the high geothermal gradients characteristics of these areas.

	Synthetics	Estimate	Hengill	Reykjanes Pen.	Árnes fault
Longitude	-	-	[-21.5; -21]	[-22.5; -21.5]	[-20.42; -20.3]
Latitude	-	-	[64; 64.25]	[63.8; 64.1]	[63.9; 64.06]
M_{min}	-	0	1	1	0
K	2000	1981 ± 73	195 ± 15	188 ± 15	1831 ± 98
p	1	0.97 ± 0.01	1.45 ± 0.07	1.45 ± 0.06	1.08 ± 0.04
b	-	-	1.00 ± 0.07	1.00 ± 0.08	0.99 ± 0.17
T_{start} (day)	-	-	0.1	0.04	0.34
K_2	-	-	1.8 ± 11.1	0.4 ± 2.7	0 ± 1210
p_2	-	-	1.43 ± 1.41	1.47 ± 1.41	1.06 ± 1.41

Table 3.1: Summary of parameters estimate for the synthetics and for the three areas of investigation. Note that parameter c from the modified Omori formula is set to 0.003 day.

3.4.1 Short-term triggering following the June 21, 2000 earthquake

Soon after the June 21 earthquake, seismicity rates were significantly increased. We observe short-term triggering in each of the three areas, during the first days after the June 21 earthquake. By 'short-term', we mean a significant increase of seismicity rate lasting no more than a few days. All zones present a probability greater than 97% ($\gamma > 1.5$) that this short-term triggering after June 21 could not occur by pure chance, see table 3.2.

Note that at Árnes we cannot document any modification of the seismicity rate on June 21. Indeed, the proximity of this area to the June 21 fault plane induced an artificial seismic gap in the database up to June 22, most probably because of strong aftershocks occurring this day on the June 21 fault plane, and which wave-forms could mask smaller events at Árnes. As a consequence, too few events were detected at Árnes on June 21, making the estimate of $M_c(t)$ unreliable for that day. This estimate then improves on June 22. We therefore do not estimate neither M_c nor the rate change on June 21 for the Árnes fault, see figure 3.5. However, the significance of the triggering between June 22 and 23 ($\gamma = 2.5$) is a good indication that earlier triggering might have occurred there since June 21.

At Hengill, the initial triggering is significant for 1 day, see figure 3.6. At Reykjanes the triggering is weaker, as suggested by smaller γ , and lasts at most 1 day, see figure 3.7. This argues in favor of a correlation between distance from the mainshock and duration of an initial triggering phase.

The computation of static stress transfers for this sequence was performed by Árnadóttir et al. [2003]. According to these results, we question the ability of static

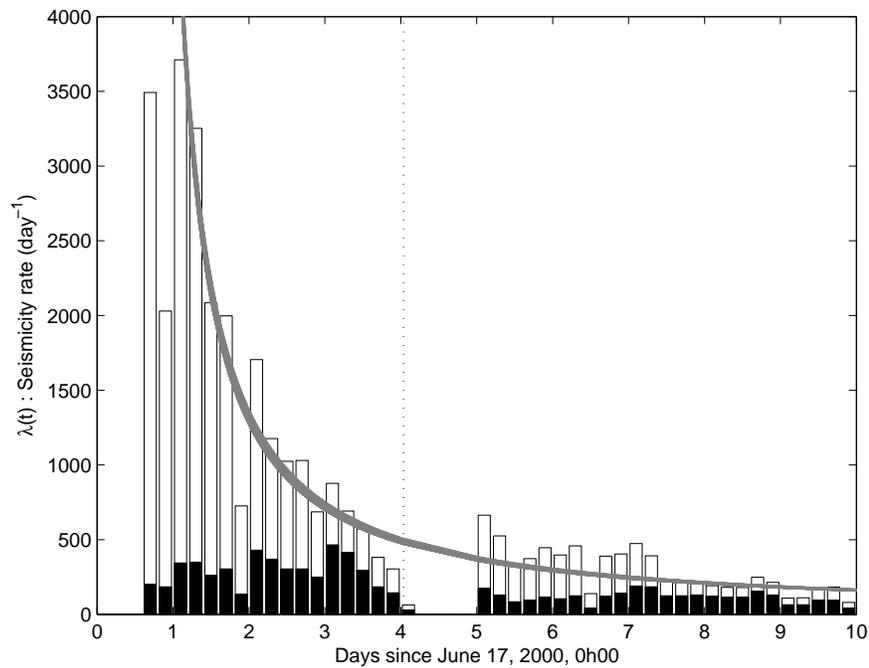


Figure 3.5: Seismicity rate for the Árnnes fault area. Black bars: Earthquakes detected down to $M_{min} = 0$. White bars: Estimation of the rate of $M \geq M_{min}$ earthquakes, including both detected and undetected earthquakes. Grey line: Best fit of the modified Omori formula to the data with error envelope (line thickness). An artificial gap occurs in the data between June 21 and 22, most probably due to the high activity on the adjacent June 21 fault.

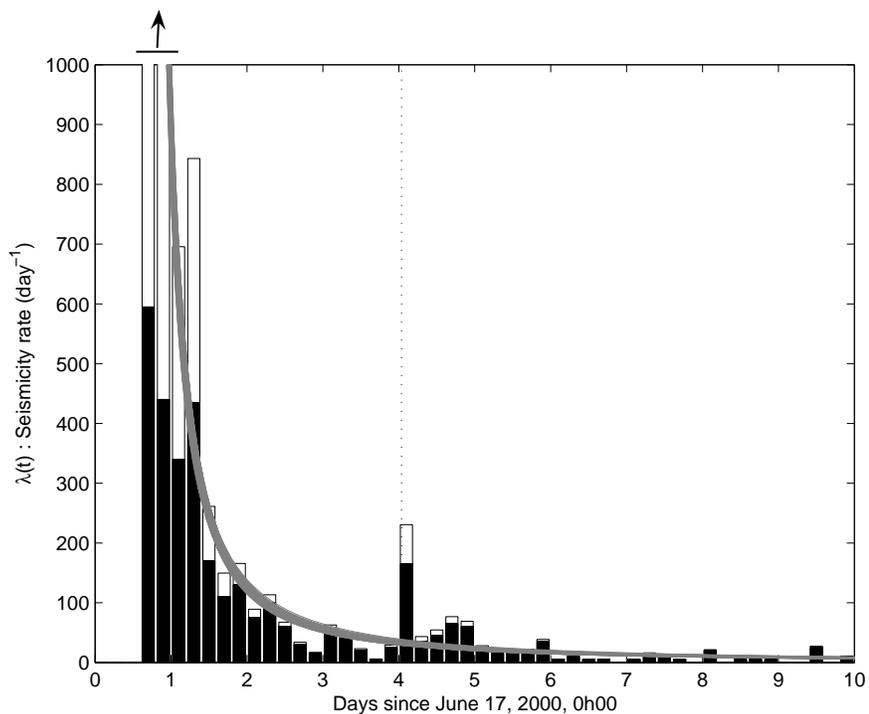


Figure 3.6: Same as figure 3.5, for the Hengill Triple Junction area.

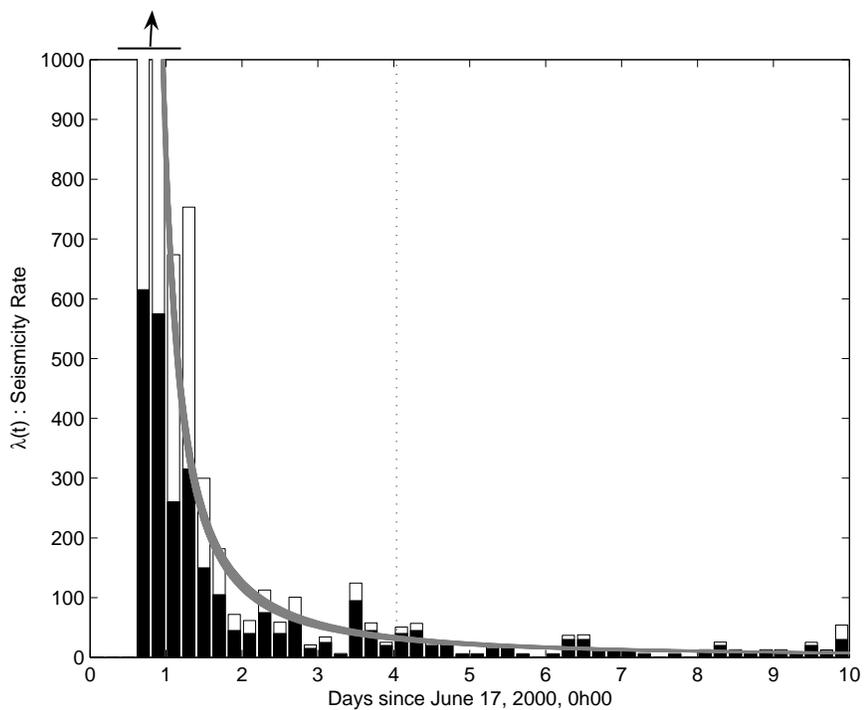


Figure 3.7: Same as figure 3.5 and 3.6, for the Reykjanes Peninsula.

stress transfers to explain these triggering episodes. First, the Hengill area is located in a stress shadow of both June earthquakes ($\Delta CFS \sim -1$ bar). Second, the Reykjanes Peninsula underwent only slight stress changes, not exceeding 0.5 bars. And third, the northern half of the Árnnes fault plane was loaded whereas its southern half was unloaded by the June 21 earthquake. As seismicity rates are larger in the south than in the north, we would expect a decrease of the rates after June 21 in the Árnnes area, which is not observed at the timescale of a few days. Consequently, we propose that these increases of seismicity rates at short timescale could have been triggered by ground-shaking accompanying the propagation of seismic waves from the $M_s 6.6$ June 21 epicenter.

Similar wave-induced perturbations have already been proposed to explain sudden episodes of triggering in southern Iceland on June 17 [Antonioli et al., 2006], as well as in numerous other places after large earthquakes [see Gomberg et al., 2001; Gomberg and Johnson, 2005, for examples in the western US]. In particular, fluid-saturated (i.e. geothermal and volcanic) areas appear to react very sensitively to transient stress perturbations. The Long Valley caldera in California [Hill et al., 1993; Gomberg and Johnson, 2005], the Yellowstone National Park in Wyoming [Husen et al., 2004], or the Yalova area in Turkey [Daniel et al., 2006] have all been shown, for example, to undergo significant triggering in the seconds to hours after the occurrence of a distant earthquake. The mechanical model proposed by Silver and Valette-Silver [1992] for geysers areas could be a valuable candidate for explaining the particular behavior of fluid-invaded regions subject to transient strains. Strain-induced microfracturing can modify the volumetric flow velocity or the reservoir permeability, and push the system out of equilibrium, thus affecting time intervals between geyser eruptions, and by extension, seismic interevent times. Nevertheless, it is still unclear how transient perturbations can affect the system for several days.

3.4.2 Delayed quiescences

We now investigate changes in the seismicity rates on a longer timescale, i.e. for months, up the end of year 2000. The γ values of table 3.2 indicate an anomalously quiet period between July 1 and October 1 at Hengill and at Árnnes. These estimates reflect the more seldom occurrence of events with $M \geq M_{min}$ at these timescales, as compared to the predicted rate $\lambda_1^*(t)$.

At Árnnes, figure 3.8 (top left) shows a net shutdown of activity starting about 20

Target period	Hengill	Reykjanes Pen.	Árnes Fault
[June 21 to June 21 + 2h30']	14.7	1.6	-
[June 21 to June 22]	14.5	1.5	-
[June 22 to June 23]	0.7	-0.7	2.5
[July 1 to Oct 1]	-4.7	-1.3	-10.1

Table 3.2: γ -statistics values for different target intervals following the June 21 mainshock: the first 2 hours and 30 minutes; the first day; the second day; and between the tenth and the hundredth day after the June 21 earthquake. We cannot estimate any value on June 21 at Árnes because of an artificial gap in the data, see section 3.4.1.

days after June 17, and lasting for about 2 months (at ~ 80 days after June 17, the slopes of both curves match again, indicating the end of this rate decrease). At Hengill, quiescence starts 10 to 15 days after June 17, after vigorous triggering. It remains visible up to the end year 2000, see figure 3.8 (top right).

Extrapolation of λ_1^* to several months after the mainshock predicts very low seismicity rates, possibly lower than the background rate preexisting before June 17, 2000. In order to compare these quiescences with the background activity, we study the evolution of the mean interevent times for these two areas, for all the duration of our catalog, see figure 3.8 (bottom). Interevent times are calculated using a moving average of 20 successive of earthquakes, and values are plotted at the mean time of each window. We calculate delays between successive $M > 1$ earthquakes in order to avoid bias linked with completeness fluctuations in the catalog (such a bias remains important during the first days after June 21, but we here focus on a later period of time). Both areas exhibit quiescences with different characteristics. After June 2000, interevent times at Hengill increase above the pre-June 2000 mean interevent time, pointing out to a clear shutdown of activity taking place after the doublet. For Árnes, the situation differs, because interevent times after June 2000 do not exceed the mean times before June 2000. In this case, the quiescence is thus only relative to the modified Omori formula prediction, and does consists in a slowdown, rather than a shutdown of activity.

These observations of quiescences remind previous studies of earthquake sequences which showed the existence of delayed quiescence after major earthquakes. For example, Daniel et al. [2006] detected relative quiescence at the Yalova geothermal area, Turkey, starting 30 days after the 1999 Duzce earthquake and lasting for about 80 days. Marsan and Daniel [2007] also reported a significant decrease in seismicity rate in the Nansan region, that started 14 months after the 1999 Chi-

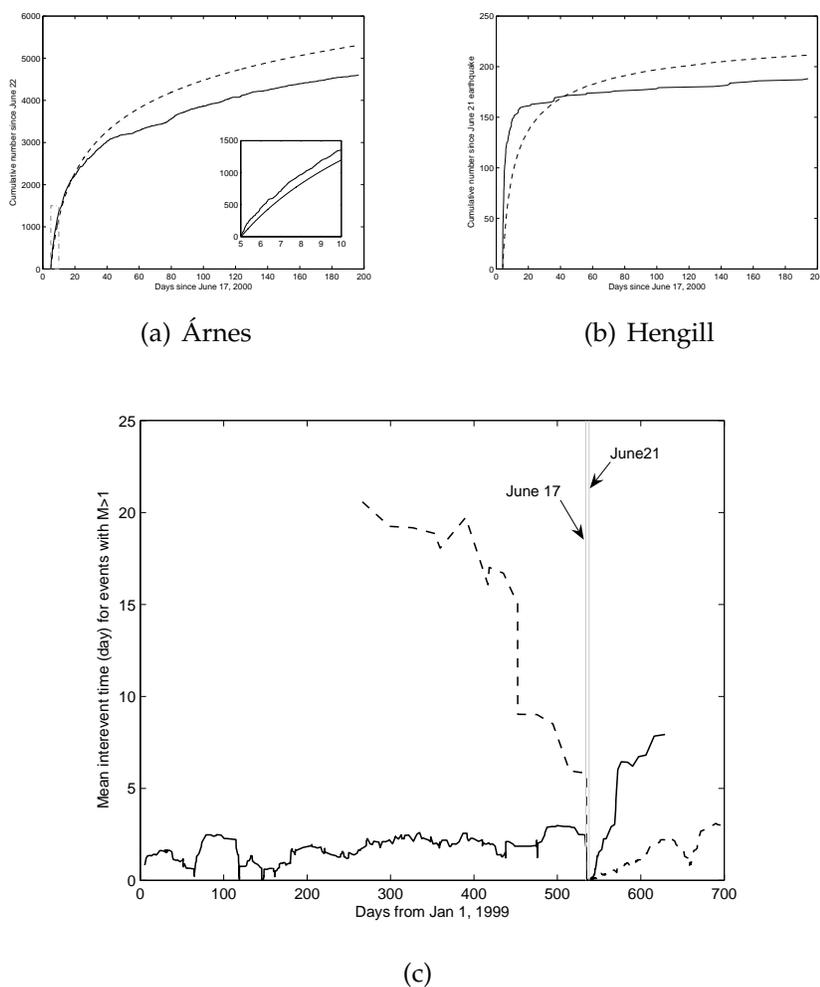


Figure 3.8: Long-term quiescences. **(top)** Comparison between the extrapolated rate of earthquakes $\lambda_0(t)$ up to the end of year 2000 and the rate λ_1^* of earthquakes for magnitudes $M \geq M_{min}$, for (left) the Árnnes fault area, and (right) the Hengill Triple Junction. **(bottom)** Mean interevent times between successive $M > 1$ earthquakes. The interevent times are averaged over 20 successive couples of earthquakes, for the Hengill area (black line) and for the Árnnes area (dashed line). The double vertical bars correspond to the occurrence of both June 2000 mainshocks.

Chi, Taiwan, earthquake. After the second event of the Kagoshima, Japan doublet, Toda and Stein [2003] also mention a strong and long-lasting episode of quiescence. After the 1983 Coalinga earthquake, Toda and Stein [2002] found that the Parkfield segment of the San Andreas fault, California, experienced a quiescence that started about 6 months after this event, and lasted up to 3 years.

The correlation between these quiescences in southern Iceland and static stress changes is noteworthy. As mentioned in section 3.4.1, both areas are expected to show a decrease in seismicity rates according to Coulomb stress calculations [Árnadóttir et al., 2003]. In this context, dynamic triggering (and its respective secondary aftershocks) could be responsible for the delayed appearance of these quiescences. We can also invoke heterogeneous stress drop on fault planes obeying rate-and-state friction in order to account for such delays [Marsan, 2006; Helmstetter and Shaw, 2006].

3.4.3 Comparing dynamic triggering of both June 2000 mainshocks

This seismic sequence was composed of two similar mainshocks, of equal magnitude, nearly identical focal mechanisms, and very close location. It thus provides a unique opportunity to compare the individual effects of successive, nearly identical mainshocks. It is clear that although each mainshock triggered activity in southern Iceland, the second one was far less efficient in doing so. A remarkable feature of this sequence is the importance of triggering at remote locations from the two ruptures. Following June 17, seismic activity was promoted up to 80 km away from the Árnes fault plane. Some of the events triggered had relatively high magnitude [Pagli et al., 2003; Antonioli et al., 2006], and generated themselves many aftershocks.

After the June 21 mainshock, seismicity increased at the Hengill triple junction and on the Reykjanes Peninsula, which are both outside the main rupture zone, and are therefore likely to be related to dynamic triggering. The effect of this transient perturbation vanishes quickly (after 1 or 2 days), see table 3.2.

We now examine the relationship between the number of events triggered by each mainshock over 3 days and the dynamic stress perturbation for these 2 zones. In order to separate each mainshock contribution to the aftershock sequence, we adjust the seismicity rates to a double Omori-Utsu law, with a first trigger occurring

at $t = 0$ (on June 17), and a second one at t_2 ,

$$\lambda(t) = \frac{K}{(t+c)^p} + \frac{K_2}{(t-t_2+c)^{p_2}} \quad (3.13)$$

where all 2-subscripted parameters are related to the second trigger. Values obtained for these parameters are listed in table 3.1. Individual mainshock productivity Q_i (in number of triggered events in the first three days) is calculated according to the following equations:

$$Q_1 = \int_0^{3days} \frac{K}{(t+c)^p} dt \quad (3.14)$$

$$Q_2 = \int_{t_2}^{t_2+3days} \frac{K_2}{(t-t_2+c)^{p_2}} dt \quad (3.15)$$

We then compare these values with the peak shear dynamic stress for each area. Modeling of dynamic stress transfers is performed using the discrete wavenumber method [Bouchon, 1981; Cotton and Coutant, 1997]. The kinematic fault slip model obtained by Pedersen et al. [2003] from joint inversion of InSAR and GPS data is used as input for the modeling. We use the 4-layers velocity model of Antonioli et al. [2006]; Vogfjord et al. [2002], and we adopt a risetime of 1s. The dynamic stresses are evaluated at the central point of each area, see figure 3.1. From these, two values are estimated: σ_1^d which corresponds to the peak shear dynamic stress amplitude produced by the first mainshock; and $\sigma_2^d - \sigma_1^d$, which corresponds to the excess of peak shear dynamic stress of the second event relatively to the first one. Our simulations lead to σ_1^d and σ_2^d values of the same order (few bars), as expected from the similarity of both mainshocks. Peak dynamic stresses of the June 17 earthquake, as presented in table 3.3, are in good agreement with estimates of Antonioli et al. [2006]. Moreover, values for σ_2^d are greater than σ_1^d because the second mainshock was closer to the target areas.

We then compare this last value with the productivity Q_2^{ex} that would be expected from a simple stress-threshold rupture model, as sketched in figure 3.9 :

$$Q_2^{ex} = \frac{Q_1}{\sigma_1^d} (\sigma_2^d - \sigma_1^d) \quad (3.16)$$

Such a basic model predicts that under for instance a 1 bar stress perturbation, all faults which rupture threshold is less than 1 bar above their current loading, will fail. Note that we could not assess an approximative peak dynamic stress value for the Árnas area, as this area is located in the near-field of the June 17

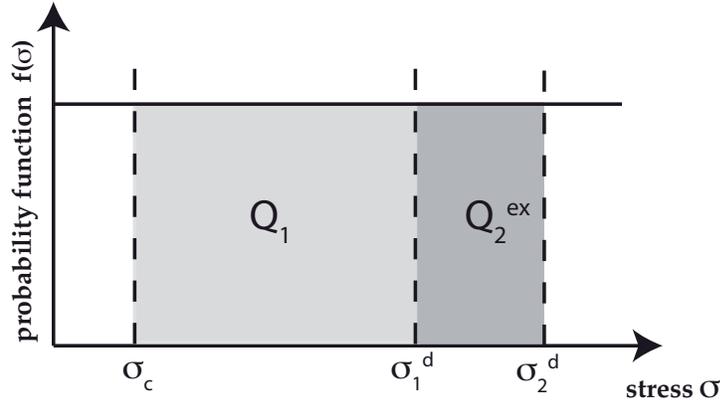


Figure 3.9: A simple model with stress threshold σ_c . The probability density $f(\sigma)$ of the stress σ is uniform, so that the seismicity rate due to a constant tectonic loading stress rate is also constant. At the time of the 1st mainshock, a proportion Q_1 of events are triggered by the dynamic stress σ_1^d . Neglecting the tectonic loading between the times of the two mainshocks, this model predicts a proportion $Q_2^{ex} = \frac{Q_1}{\sigma_1^d}(\sigma_2^d - \sigma_1^d)$ of earthquakes dynamically triggered by the 2nd mainshock.

earthquake.

Values of table 3.3 clearly indicate that this simple model does not hold, as productivities Q_2 for Hengill and Reykjanes after the June 21 mainshock are respectively 2.1% and 0.3% of what could be expected from the first mainshock of the sequence. This result is in agreement with Árnadóttir et al. [2003], who pointed out this low productivity after the June 21 event, although it occurred closer to these areas.

This discrepancy in productivity is also reflected in seismic moment releases associated with each mainshock. We estimate seismic moment release from magnitude (M_L) of events of the catalog using the relation of Hanks and Kanamori [1979] for moment magnitudes

$$M_o = 10^{1.5(M_L+10.7)} \quad (3.17)$$

This measure is dominated by aftershocks with large magnitudes, and thus is not sensitive to fluctuations of the detection threshold. At Reykjanes, only 0.1% of the post-June 17 moment release is observed after the second earthquake, and this value slightly increases to 3.6% at Hengill. Two reasons can explain this low productivity Q_2 : (1) the distribution of stress $f(\sigma)$ is not uniform, but 'peared' close to σ_c so that there is an anomalously large number of faults sufficiently close to failure prior to the June 2000 crisis. This would imply that the whole of the SISZ

	Hengill	Reykjanes
Q_1	5653	5450
Q_2	49	12
σ_1^d	1.52	0.74
$\sigma_2^d - \sigma_1^d$	0.62	0.61
$\frac{Q_1}{\sigma_1^d}$	3719	7365
$Q_2^{ex} = \frac{Q_1}{\sigma_1^d}(\sigma_2^d - \sigma_1^d)$	2306	4493
$\frac{Q_2}{Q_2^{ex}}$	2.1%	0.3%

Table 3.3: Estimation of the mainshock respective productivities, and the corresponding productivity over peak shear dynamic stress ratios. Productivities Q_i are expressed in number of events triggered in the first three days following the mainshock, and peak shear stresses in bars. The quantity Q_2^{ex} corresponds to the expected productivity of triggered events with a simple stress-threshold model of dynamic triggering.

was actually close to failure at the same time. The capacity of this region to produce earthquake sequences [Einarsson and Eiríksson, 1982; Árnadóttir et al., 2001; Bergerat, 2001] is perhaps a signature of such a regionally-wide loading process. (2) The supposed proportionality (linearity) between σ^d and Q is not valid. Johnson and Jia [2005]; Gomberg and Johnson [2005] proposed a model for dynamic triggering based on laboratory experiments, which predicts that propagation of seismic waves modifies the physical state of faults with gouge, according to dynamic nonlinear elasticity. After the passing of waves, the system recovers slowly, implying that strength of the next triggering episode will depend on the degree of recovery, i.e. on time elapsed since the preceding episode.

3.5 Conclusion

Using data recorded by the SIL seismological network from June to December 2000, we have studied earthquake interactions during the June 2000 seismic crisis in Iceland. We focused on the impact of the second, M_s 6.6, June 21 mainshock on the preexisting seismicity. For this purpose, we developed a method that accounts for the rapid fluctuations of the network detection threshold. Compared

to an analysis with constant M_c , this approach optimizes available information, using all events of a catalog down to a given magnitude M_{min} , lower than the smallest cutoff magnitude. For three areas, we considered the Omori-Utsu decay of aftershocks after June 17 as a nonstationary reference seismicity rate, and we investigated departures from this general trend after the second mainshock.

Vigorous instantaneous triggering of seismicity is observed on the Reykjanes Peninsula, at Hengill, and on the Árnès fault plane after the June 21 earthquake. We associate these perturbations with dynamic propagation of stresses in the crust, especially for the former two regions which are clearly off the main rupture zone. Quiescences delayed for 10 to 20 days after the second mainshock were also detected at Hengill and on the Árnès fault plane. At Hengill, this quiescence remains significant at least up to the end of year 2000. We mentioned that long-term quiescences for these two areas are more consistent with Coulomb stress calculations than the preceding short-term triggering. This pattern of initial triggering followed by quiescence can be explained in static stress shadows by either dynamic triggering, or static stress spatial heterogeneity, dominating the seismicity dynamics at early times (as observed for the 1999, Chi-Chi earthquake, see Marsan and Daniel [2007]).

We also compared the individual effects of each mainshock on the regional seismicity over a time scale of 3 days, for which the initial triggering, likely to be dynamic, dominates. Surprisingly, despite similar magnitude and focal mechanism, the second mainshock triggered far less events than the first one. Only few percent of the number of aftershocks expected from a simple stress-threshold model of dynamic triggering occurred. This observation is consistent with estimates of seismic moment release after each mainshock.

This result implies that either (i) stress distribution is not uniform in the SISZ, or (ii) the scaling of aftershock productivities with peak dynamic stress amplitudes is not valid.

In the current context of early warning for mainshocks/aftershocks, it is of first importance to understand the physical phenomenon driving the production of triggered events after a mainshock. In this respect, this analysis reveals the non-linear character of aftershock production induced by dynamic triggering. For at least some days, this nucleation process could thus 'keep in memory' the occurrence of a previous short-lived perturbation (few seconds).

3.6 Acknowledgments

We thank Kristin Vöðfjörð, Rikke Pedersen and staff from the Icelandic Meteorological Office for providing seismic data and information about catalogues. We also thank the associate editor and the two referees for their critical reviews, which helped to improve significantly the manuscript.

VARIATIONS DE LA SISMICITÉ ISLANDAISE PENDANT LE DOUBLET DE JUIN 2000

Chapitre 4

Etude globale des doublets de forts séismes

4.1 Résumé

L'observation de doublets de séismes, successions rapides et d'extension géographique limitée, révèle l'existence d'interactions fortes entre failles ou segments de failles. Dans ce chapitre, nous cherchons à caractériser les propriétés générales de leur occurrence, ainsi que de celles de leurs séquences de répliques à l'échelle mondiale. Plus particulièrement, nous testons l'hypothèse nulle suivante : "Les répliques ayant lieu après les 2nd chocs principaux de ces séquences correspondent-elles à une simple juxtaposition de 2 séquences de répliques normales (impliquant donc une linéarité de la production de répliques en cas de doublet), ou impliquent-elles d'autres phénomènes conduisant à une modification de cette productivité (épuisement des sites de nucléation de séismes par le 1^{er} évènement, non-linéarité de la loi de friction...)?".

Alors que la production de répliques augmente normalement en loi de puissance avec la magnitude du choc principal (équation 4.1), on observe toutefois des déviations notables pendant certaines crises sismiques comme les essaims de sismicité, ou quelques séquences de forts séismes. Les essaims de sismicité correspondent cependant à une catégorie spéciale de séismes, pour laquelle on soupçonne une influence importante de la migration de fluides sur cette productivité [Hainzl and Ogata, 2005; Vidale et al., 2006]. Par contre, la faible production de répliques observée pour quelques séquences de séismes pourrait révéler une dépendance de cette productivité vis à vis du délai entre les chocs principaux, ou

l'implication de processus non-élastiques gouvernant ce processus. Par exemple, lors du doublet Kagoshima (Japon) de 1997, Toda and Stein [2003] montrent que le second séisme déclenche beaucoup moins de répliques que le premier en dépit de magnitudes similaires pour les deux évènements. Ce caractère est également perceptible au cours de la séquence de Hyuga-nada (Japon) de 1996 [Yagi et al., 1999], ou de la zone sismique sud-islandaise en juin 2000 [Árnadóttir et al., 2003, et chapitre 3 de ce volume].

L'étude des doublets de séismes constitue ici l'outil idéal pour étudier les mécanismes gouvernant la production des séquences de répliques. Elle permet notamment de révéler les déviations des taux de répliques par rapport à la loi d'Omori, et de mettre en avant des interactions de second ordre, invisibles dans le cas de séismes seuls. Nous comptons donc sur la forte activité générée suite au premier séisme de ces doublets pour constituer un signal suffisamment fort, autour duquel pourront se révéler des déviations significatives, et dont l'analyse pourrait potentiellement s'appliquer à toutes les échelles de la sismicité.

Cette étude montre que la probabilité d'observer un second fort séisme après un premier, dans une petite fenêtre spatio-temporelle (zones de ruptures juxtaposées ou se recouvrant partiellement, et délais maximums d'un an), peut être simplement décrite à partir des propriétés habituelles des répliques (lois d'Omori-Utsu et de Gutenberg-Richter). En ce sens, ces seconds évènements sont donc des répliques de forte magnitude du 1^{er} séisme (parfois si fortes qu'elle peuvent même être supérieures à ce premier évènement). L'investigation de la production des répliques après le second de ces deux séismes dévoile par ailleurs que celui-ci correspond à celui d'un séisme isolé de même magnitude. Cette conclusion est corroborée par les résultats similaires d'une méthode paramétrique et d'une méthode plus objective (n'impliquant pas de modèle *a priori*) pour différencier les chocs principaux de leurs répliques respectives.

Il est intéressant de noter ici que ce résultat moyen, caractérisant l'ensemble de notre population de doublets, va à l'encontre des observations mentionnées précédemment, et d'un modèle où les failles sismogéniques seraient gouvernées par des lois de friction "Rate-and-State" [Dieterich, 1994], et soumises à de faibles perturbations de contraintes. Dans le cas de chargement plus forts en contraintes, les prévisions de ce modèle ne sont pas appréhendables avec la résolution de notre jeu de données.

Nous nous retrouvons donc face à deux possibilités. Soit aucune différence n'existe entre la productivité de répliques des séismes isolés et celles de séismes impli-

qués dans des doublets, comme suggéré par nos résultats. Dans ce cas, il convient d'expliquer les observations à Kagoshima et en Islande. Par exemple, le fort déclenchement dynamique de sismicité en Islande pourrait élucider la raison d'une forte productivité de répliques suivant le premier séisme par rapport au second.

Soit il existe bien une différence de productivité entre les séismes isolés et les seconds des doublets, mais celle-ci est faible (ne concerne pas la majorité des doublets), et nous n'avons pas ici la résolution suffisante pour isoler ce phénomène. Nous proposons alors de pousser plus loin cette investigation en utilisant des catalogues de sismicité régionaux, dont le seuil minimal de détection est bien plus bas. Ce genre d'analyse requerrait d'explorer la sismicité de plusieurs doublets au cas par cas, afin de distinguer d'éventuelles déviations de la production moyenne de répliques, et de chercher des corrélations avec le délai séparant les deux événements, leurs magnitudes, ou le contexte géologique de la région considérée. Enfin, une autre faiblesse de notre jeu de données réside dans son impossibilité à distinguer les comportements à très court-terme (quelques jours) après les 2^{nds} séismes des doublets, en raison de la trop grande rareté des répliques à l'échelle que nous considérons.

Une conclusion plus robuste sur l'existence de ce phénomène à une échelle plus fine reste donc à établir.

4.2 Introduction

Doublets of large earthquakes are occasionally observed worldwide and consist in a rapid succession of two strong mainshocks whose rupture zones overlap or are juxtaposed. Why such doublets occur? Undoubtedly, because faults strongly interact. Such seismic sequences have first attracted scientists' attention for the study of subduction zones. For example, the frequent occurrence of doublets and the simplicity of long-period waveforms in the Solomon trench or along the Middle America trench have been attributed to the existence of relatively large asperities on the fault plane [Lay and Kanamori, 1980; Astiz and Kanamori, 1984]. Noticing the absence of aftershock on the coseismic rupture zone of the Hyuga-Nada, Japan doublet, Yagi et al. [1999] concluded that aftershocks occurred within a region that played a role of barriers to dynamic rupture. Ortiz et al. [2000] used uplift and tsunamis records of the 1962 Guerrero, Mexico doublet in order to localize the rupture areas and to clarify the seismic hazard near Acapulco. Then,

systematic investigations of doublets properties have been conducted at a global [Kagan and Jackson, 1999] or regional [Gibowicz and Lasocki, 2005] scale. These authors showed that doublets cluster in time more than expected from a quasi-periodic recurrence model (e.g. seismic gap hypothesis) or from a Poissonian catalogue. They also investigated focal mechanisms, which they found to be similar for a majority of shallow earthquake pairs. Recent studies make use of doublets in order to study aftershock activity patterns [Toda and Stein, 2003; Árnadóttir et al., 2003; Marsan and Nalbant, 2005; Daniel et al., 2006]. Indeed, the high activity level caused by aftershocks of the first event provides a unique opportunity to detect fine changes in the seismicity rate after the second mainshock, and is particularly appropriate to detect triggering as well as quiescence episodes [Marsan and Nalbant, 2005].

Here, we investigate doublets of earthquake on a worldwide scale. We want to examine if aftershocks of doublets correspond to the superposition of two typical individual aftershock sequences, or rather involve phenomena affecting aftershock productivity (e.g. depletion of earthquake nucleation sites, nonlinear frictional properties, etc...). Then, we focus on the occurrence properties of these two mainshocks: How often are earthquake doublets observed ? We also try to answer whether their occurrence is predicted from classical properties of seismicity, like the Gutenberg-Richter (GR) law [Gutenberg and Richter, 1954].

The main issue concerns the aftershock production of doublets. Typically, the number of aftershock N_a triggered by a mainshock depends on the mainshock magnitude M , and on the completeness detection threshold M_c of the network according to a law of the form [e.g. Reasenber and Jones, 1989]:

$$N_a \sim 10^{\alpha(M-M_c)} \quad (4.1)$$

$$(4.2)$$

where α is a constant of the order of 0.8 to 1 [Helmstetter, 2003; Felzer et al., 2004]. However, in some situations the relation between N_a and M differs from this mean behavior, as for the case of seismic swarm activity or sequences of multiple mainshocks. For example, studies on swarm activity report a discrepancy between the size of the largest earthquake and the number of triggered events [Vidale and Shearer, 2006] that could be related with non-elastic stress transfers, like fluid diffusion processes (e.g. poro-elasticity) [Hainzl and Ogata, 2005; Vidale et al., 2006]. Other examples are sequences of multiple mainshocks. Reasenber [1985] points out that when two earthquakes with $M \geq 4$ occur in Central Califor-

nia within 80 km and 40 days of each other, aftershock productivity is relatively enhanced after the first event. The second earthquake of the 1997 Kagoshima, Japan doublet, studied by Toda and Stein [2003] was also shown to trigger far less aftershocks than the first one, which had occurred two months before. The same deficiency of aftershocks was observed after the second mainshock of the 1996 Hyuga-nada, Japan doublet [Yagi et al., 1999]. Also, Árnadóttir et al. [2003] and Daniel et al. [2007, chapter 3 of this volume] report a similar observation for the June 2000 icelandic sequence of two $M_s = 6.6$ mainshocks. These last authors propose that this discrepancy could either (i) argue in favor of a temporal dependence of the aftershock production on the time elapsed between the two mainshocks, or (ii) imply the involvement of non-elastic processes driving the seismicity.

The study of large earthquake doublet is thus a powerful tool to investigate properties of aftershock sequences. It possesses the ability to reveal systematic deviations of their temporal decay with respect to the well-established Omori law [Omori, 1894; Utsu, 1961], and to highlight related mechanisms that would otherwise appear secondary. As large earthquake doublets generate many aftershocks, their seismicity rate could be very sensitive to such variations and also be representative of processes occurring at even finer scales.

4.3 Selection of mainshocks and doublets

Our search for doublets of large earthquakes is mostly concerned with obtaining seismic sequences (and rates) that are not influenced by large precursory events, or by any strong aftershock occurring in the time lapse between the two earthquakes.

1. The fortuitous influence of a precursory event can be avoided if we select as first mainshocks those earthquakes for which no prior earthquake occurred with magnitude greater than a given threshold, in the surrounding area, as proposed by Helmstetter et al. [2005].
2. Then, the second mainshock of each doublet is determined as the first subsequent earthquake whose magnitude is greater than a specific threshold, and whose location is close in time and space to the first one.

We thus have to specify two different magnitude thresholds (one per mainshock), plus one spatial criterion and a time window in order to isolate earthquake doublets.

- The length of the time window surrounding the two events must be shorter than the typical duration of an aftershock sequence, so that the second event can affect the activity initiated by the first mainshock. In this case, the time window should also scale with the mainshock magnitude. For this study, we arbitrarily set the time window to 1 year.
- The size of the spatial window including the two epicenters must scale with the influence area of each mainshock in order to ensure that stress interactions are responsible for the formation of a doublet. We here consider that the area of influence for each earthquake is a circle of radius L_i , where L_i is an estimate of its fault length (according to the scaling relations proposed by Scholz [1982]).

4.3.1 Dataset

Our worldwide seismicity catalogue comes from the National Earthquake Information Center (NEIC) of the US geological Survey. This catalogue gathers information on more than 370,000 shallow ($z \leq 70$ km) earthquakes with $M \geq 2.5$ detected between 1973 and 2006 by worldwide seismological networks. This catalogue is built from composite magnitudes. Figure 4.1 shows the evolution of the level of completeness for the whole dataset. Since 1973, the completeness level of this catalogue has varied substantially, decreasing from about 5.3 to 4.75 at the global scale. We can also identify two major periods. The first one goes from 1973 to 1994 and shows fluctuations of M_c between 5.3 and 4.9. The second period begins in 1995 with a sudden drop of M_c around 4.6-4.8, which is then quite stable through time. We estimate these values by adjusting the following model $\varphi(M)$ [Ringdal, 1975; Ogata and Katsura, 1993] to the magnitude distribution:

$$\varphi(M) \sim q(M)\beta e^{-\beta M} \quad (4.3)$$

$$\text{with, } q(M) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^M e^{-\frac{(M-\mu)^2}{2\sigma^2}} dM \quad (4.4)$$

where β is proportional to the Gutenberg-Richter b value according to $\beta = b \cdot \ln 10$. μ and σ are two parameters of the model so that the completeness threshold is

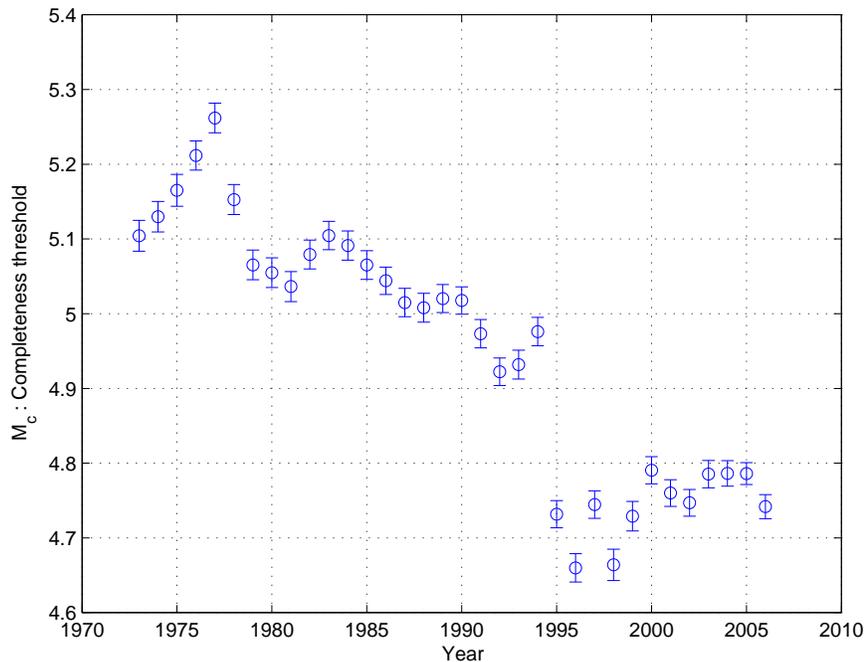


Figure 4.1: Evolution of the completeness for the NEIC catalogue from year 1973 to 2006. The magnitude of completeness is estimated as $M_c = \mu + \sigma$, and corresponds to the level for which 84% of the earthquakes are detected worldwide. Parameters μ , σ and b are inverted jointly, keeping σ and b constant for all series.

given by $M_c = \mu + \sigma$, corresponding to the magnitude above which 84% of the earthquakes are detected. M_0 is the minimum magnitude of the catalogue ($M_0 < M_c$). Figure 4.2 shows how this model fits the earthquake data closely. For the present analysis, we will keep all earthquakes with magnitude ≥ 5.5 , a rather conservative value that prevents biases due to data incompleteness.

4.3.2 Mainshock identification and aftershock sequences

Several authors have proposed algorithms to identify mainshocks out of a catalogue. Some of these are focused on declustering, i.e. optimized removal of aftershocks, in order to study the properties of mainshocks only [e.g. Gardner and Knopoff, 1974; Reasenber, 1985; Zhuang et al., 2002; Marsan, 2007]. Other methods more simply aim at parting mainshocks and aftershocks and at investigating aftershock sequences following these mainshocks [Helmstetter, 2003; Helmstetter et al., 2005]. We here isolate mainshocks following the method of Helmstetter et al. [2005] with somewhat different values for the parameters. We consider an

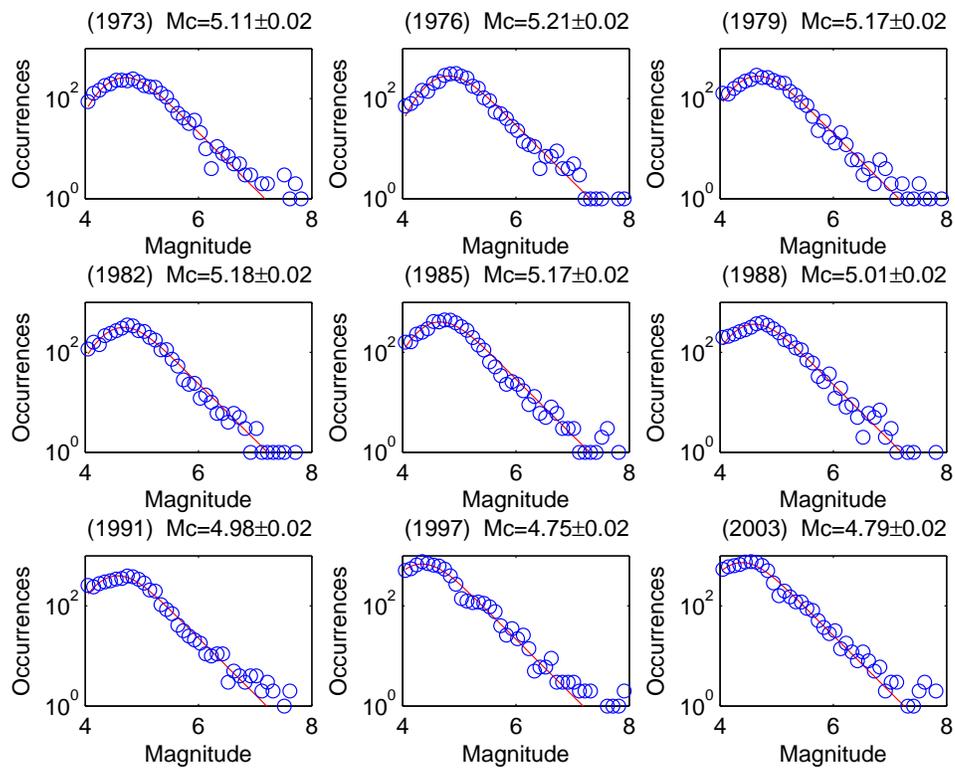


Figure 4.2: Year per year fit of the model $\varphi(M)$ described in equation 4.3 to the frequency-magnitude distribution of earthquakes. Circles correspond to the NEIC earthquake data, and lines show the best fit models.

earthquake to be a mainshock if its magnitude M_1 obeys

$$M_1 \geq \max(M_i) + \Delta M_1 \quad (4.5)$$

where M_i are the magnitudes of all events occurring during a time ΔT before that event and whose distances D_i to the earthquake epicenter is smaller than the sum of their respective rupture lengths L_i and L_1 :

$$D_i < L_i + L_1 \quad (4.6)$$

$$\text{with } L_i = L_6 \cdot 10^{0.75(M_i-6)} \quad (4.7)$$

Equation 4.7 comes from Scholz [1982], where L_6 corresponds to the typical rupture length for a M_6 earthquake. We set $L_6 = 10$ km. We account for location errors by setting all rupture lengths $L_i < L_{err}$ to be equal to $L_{err} = 10$ km. We use $\Delta M_1 = 2$ and $\Delta T = 2$ years. These criteria lead to the identification of 7,649 mainshocks with $M \geq M_c$.

As already pointed out by Helmstetter et al. [2005] this procedure considers most events of the catalogue as mainshocks. We found that mean rates of aftershocks remain stable for any time interval ΔT between 2 and 5 years. Values of ΔT smaller than 1 year led to aftershock rates more contaminated by on-going aftershock activity of previous mainshocks. Taking small values of ΔM_1 results in the same consequence, although with more efficiency, i.e. decreasing ΔM_1 by one unit increases the number of identified mainshocks more substantially than decreasing ΔT by one year.

Figure 4.3 shows typical examples of the configurations we obtain after declustering. Aftershocks are composed of events localized within the circle of radius L_1 that follow a given mainshock, and which occurred (i) before a second mainshock rupture area intersects this circle (even if not localized within this circle, like for some panels of figure 4.3), or (ii) at the end of the catalogue. This procedure retrieves aftershocks (in red) of $M \geq 6$ earthquakes (in magenta) that show a clear tendency for clustering within the first years after the mainshock. Events indicated in blue are those localized around the mainshock but that could be influenced by another mainshock which influence area intersects that of the previous mainshock. As the parameter ΔT constrains strongly what will be a mainshock, and what will not, it is thus of first importance not to select a ΔT too small that would separate two events of a doublet and lead to a small number of doublets, but also not to select a ΔT too large that would associate uncorrelated events.

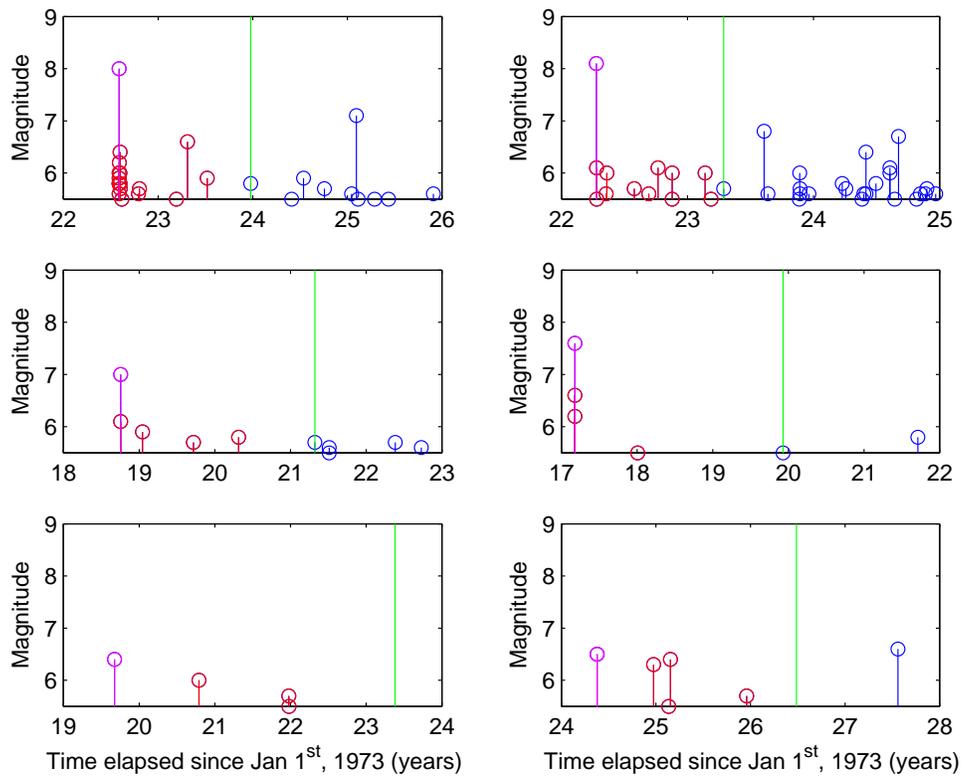


Figure 4.3: Typical examples of mainshocks/aftershocks selection. Each panel shows the seismicity located in the circle of radius L_1 , around a mainshock (magenta circle). Magnitudes of the mainshocks decrease from top to bottom panels. Time scale is linear, in years. Events kept as aftershocks are shown in red, and other events, considered as decorrelated from the mainshocks, are in blue. The vertical green bar corresponds to the end of the aftershock sequence, i.e. when another mainshock overlap the mainshock rupture area.

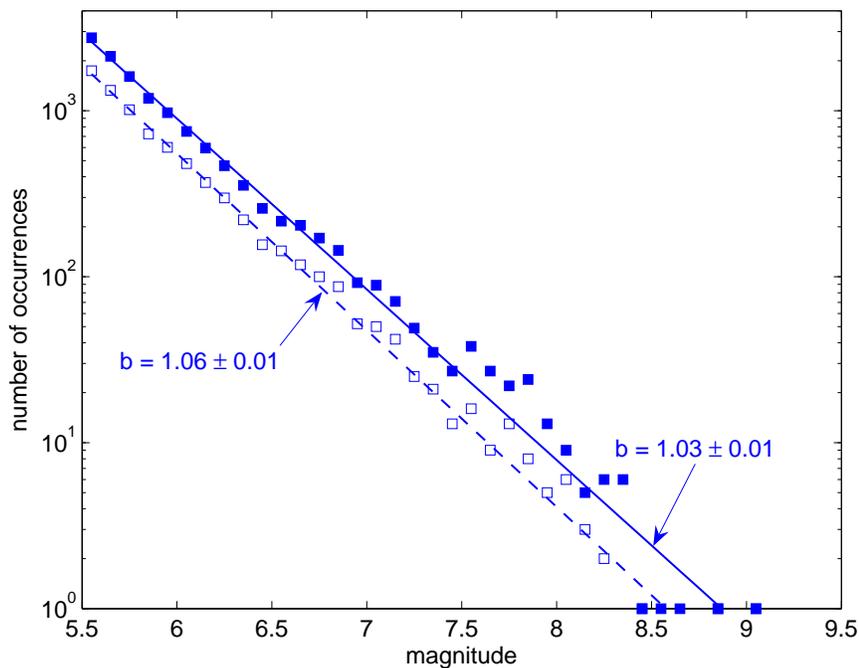


Figure 4.4: Frequency-Magnitude relationship for all events of the NEIC catalogue (filled circles) and for all mainshocks (empty circles) selected according to the procedure described in section 4.3.2.

The resulting selection of mainshocks presents a magnitude distribution very close to that of the original NEIC catalogue (Figure 4.4). The b -values for magnitudes of events before and after declustering are close to 1, with a slightly higher value for declustered mainshocks. This is an indication that the declustering process is homogeneous and does not favor any particular magnitude range. We divided the magnitudes in 3 three intervals, namely $M \in [6 ; 7[$, $M \in [7 ; 8[$, and $M \geq 8$. For each interval, we estimated the mean seismicity rate that follows each mainshock (Figure 4.5). We model these rates as an inverse power law to which is added of a stationary background rate μ :

$$\lambda(t) = \mu + K \cdot t^{-p} \quad (4.8)$$

This inverse power-law decay corresponds to the Omori-Utsu formula [Utsu, 1961] with parameter $c = 0$, as it is not required here to model aftershock rates satisfactorily (Figure 4.5). The rates of aftershocks decay with $p \sim 1$ regardless of the magnitude of the mainshock (Table 4.1). Besides, K values depend strongly on the mainshock magnitude. The background stationary term μ increases with magnitude, as expected from the increasing size of the rupture area with mag-

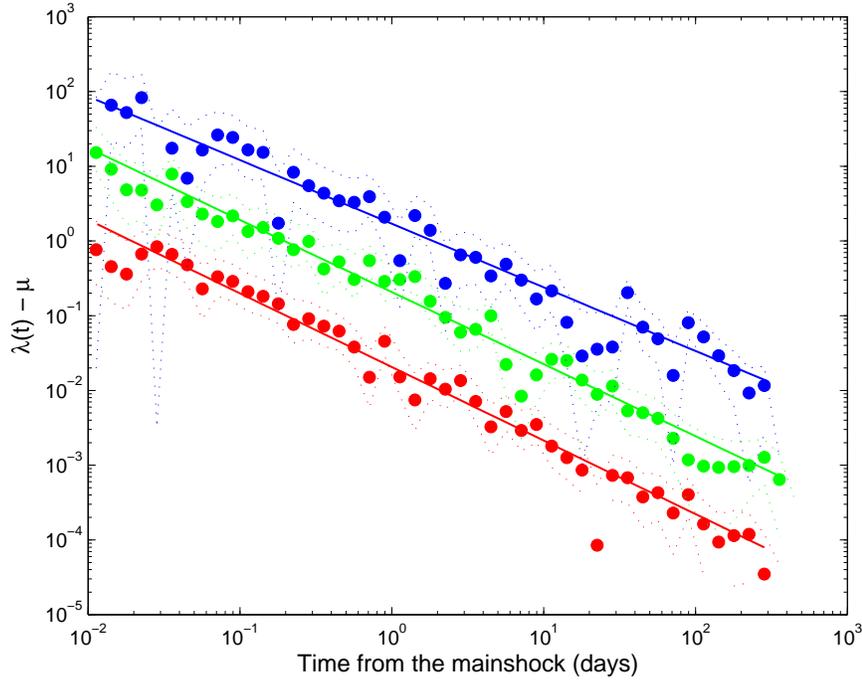


Figure 4.5: Mean aftershock decay rates $\lambda(t)$ of 7,649 mainshocks with $M \in [6; 9]$ with 95% Poisson confidence intervals (dotted lines). Best fits with an inverse power-law $\tilde{\lambda}(t)$, see equation 4.8 is shown by continuous lines.

nitude. Interestingly, we obtain p values that decrease with magnitude of the mainshock, contrary to what is found in other studies [e.g. Ouillon and Sornette, 2005]. We find this dependence to evolve as :

$$\begin{aligned} \log_{10} K &= A + \alpha(M - M_c) & (4.9) \\ \text{with, } A &= -2.48 \pm 0.18 \\ \alpha &= 0.85 \pm 0.08 \end{aligned}$$

This value lies within the range of values reported by previous similar studies [Helmstetter, 2003; Felzer et al., 2004; Helmstetter et al., 2005] which found α to range in $[0.8, 1]$. This estimate appears to be relatively stable for different completeness levels between 5.5 and 6, and for different starting dates of the catalogue. We find no significant variations for greater values of ΔT and ΔM , but larger errors on estimates with smaller ΔT and ΔM because of a decreasing number of aftershocks. Increasing the area of influence lead to smaller α values.

Magnitude	K	p	μ (day^{-1})
$M \in [6; 7[$	0.021 ± 0.001	0.98 ± 0.02	$1 \cdot 10^{-4} \pm 1 \cdot 10^{-5}$
$M \in [7; 8[$	0.207 ± 0.010	0.96 ± 0.02	$8 \cdot 10^{-4} \pm 1 \cdot 10^{-4}$
$M \geq 8$	1.704 ± 0.120	0.85 ± 0.02	$5.9 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-3}$

Table 4.1: Estimates of decay rate parameters of equation 4.8, see figures 4.5 and 4.6.

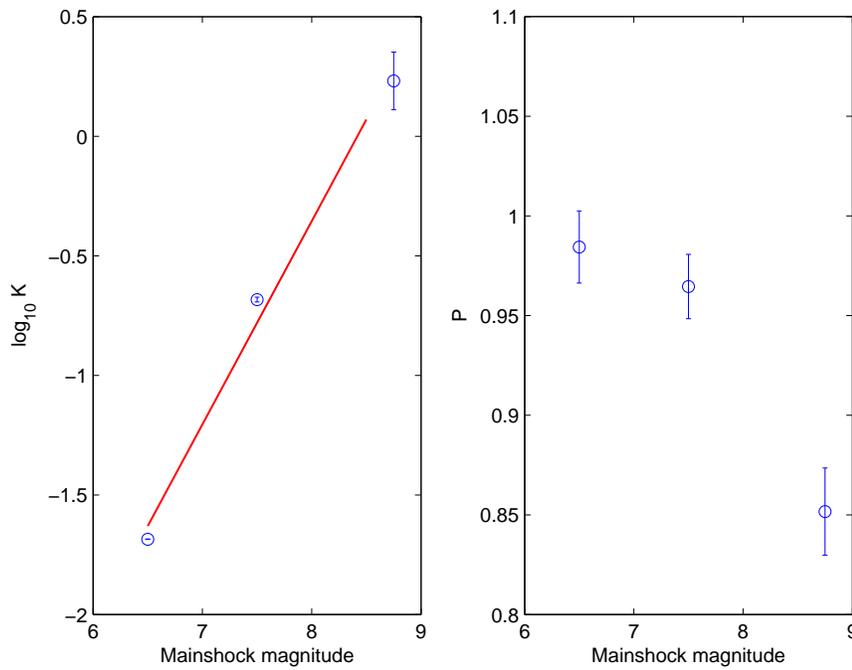


Figure 4.6: Values of best parameters for the modeling of aftershock decay rates, see table 4.1 and figure 4.5.

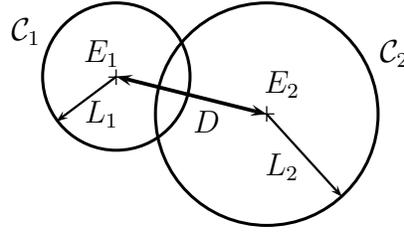


Figure 4.7: Representation of a typical doublet spatial configuration. E_i are mainshock epicenters, and circles C_i denote areas of influence, which radius corresponds to one rupture length L_i .

4.3.3 Doublets of large earthquakes

We now describe the criteria used for the selection of doublets. The first event in each doublet is a mainshock selected by the procedure explained in the previous section. This ensures that the aftershock rates of doublets are not contaminated by a strong preexisting aftershock activity, and that mainshocks of each doublet are not aftershocks of a previous larger event. Then, we search the NEIC catalogue for earthquakes that are not already mainshocks and that verify the four following conditions, so that they can be considered as the 2^{nd} mainshock of a doublet. (i) The delay between the two doublet mainshocks should not exceed $\Delta T = 1$ year. In doing so, aftershock rate is still strong at the time of the 2^{nd} mainshock. (ii) The second earthquake should have a magnitude M_2 that verify:

$$M_2 \geq M_1 - 0.5 \quad (4.10)$$

(iii) The inter-epicentral distance of the two earthquakes should be less than the sum of their respective rupture lengths :

$$D_{1,2} < L_1 + L_2 \quad (4.11)$$

The sketch of figure 4.7 represents a typical doublet spatial configuration, in agreement with equation 4.11. (iv) In order to prevent that a mainshock could be put at several doublets, we impose that an earthquake selected as a first mainshock cannot be the second mainshock of any other doublet. The first three conditions lead to the identification of 468 doublets in the NEIC catalogue. Application of the unique participation principle (4^{th} condition) reduces this number to 408 doublets. Among those 408 doublets, 212 have their two epicenters located within the circle C_1 (i.e., the 2^{nd} mainshock is in the rupture zone of the 1^{st}).

4.4 Characteristics of earthquake doublets

4.4.1 Doublets occur as large aftershocks of large mainshocks

Felzer et al. [2004] recently proposed that aftershocks and multiplets productions are driven by a unique mechanism. They showed that the frequent occurrence of doublets and multiplets in the Solomon Islands can be fully explained if one accounts for the high regional aftershock rate and earthquake density of this area, provided magnitudes are independently distributed following the GR law. If this reasoning is applied to a larger scale, we should be able to explain the observation of 212 doublets localized in the rupture zones of the 1st mainshocks, according to the aftershock rates of figure 4.5 and to the b-value of the NEIC catalogue. This constitutes a null hypothesis, that we now test. Starting from the population of 7,649 mainshocks and their respective 2,099 aftershocks located within the circle \mathcal{C}_1 around their mainshock, we estimated the probability density function (PDF) of the number of doublets that should be within this area during 1 year, according to our null hypothesis. Magnitudes occur independently following a GR law with $b = 1.03 \pm 0.01$. We performed a Monte-Carlo analysis by generating 20,000 random realisations of the magnitude set for aftershocks of these mainshocks. The so-obtained PDF is presented on figure 4.8. The maximum of this PDF coincides exactly with the actual observed number of doublets occurring within \mathcal{C}_1 , i.e. 212. This strongly suggests that second mainshocks of doublets can be considered as normal aftershocks that simply happen to have high magnitude.

Kagan and Jackson [1999] and Gibowicz and Lasocki [2007] have also pointed out that doublets are more clustered in time than events governed by a stationary Poisson process. Figure 4.9 shows the rate of inter-mainshock times for all doublets (triangles) and for the 212 doublets such that the two mainshocks occur in the same rupture zone (dots). The clustering of doublets within a short time window is evident and similar for these two populations. In addition, the similarity of trends between the Monte-Carlo simulations (lines) and the observed rates imply that second mainshock occurrence is only conditioned by the decay rate of aftershocks. We find that the rates shown in figure 4.9 decay with time according to an inverse power-law with exponent very close to 1, in agreement with exponents of aftershock rates as given in table 4.1. This result is coherent with the study of Kagan and Jackson [1999], who report a somewhat smaller p -value (~ 0.75) for $M \geq 7.5$ mainshocks referenced in the Harvard CMT catalogue.

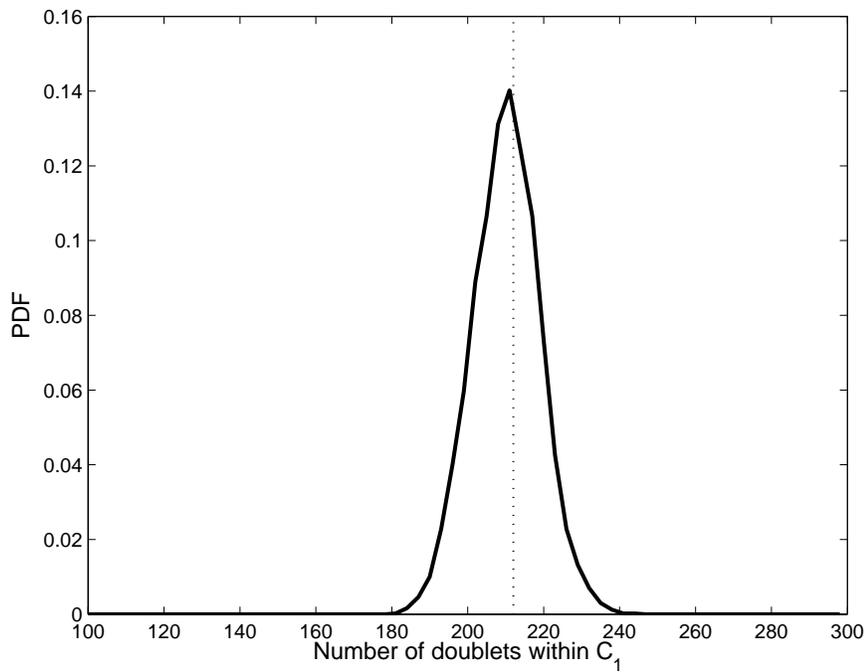


Figure 4.8: Probability density function of the number of doublets verifying equation 4.10 obtained from 20,000 Monte Carlo simulations. These simulations concern only doublets which two epicenters are located within the circle C_1 . From the NEIC catalogue, we obtained 212 such doublets, as indicated by the vertical dotted bar on the graph.

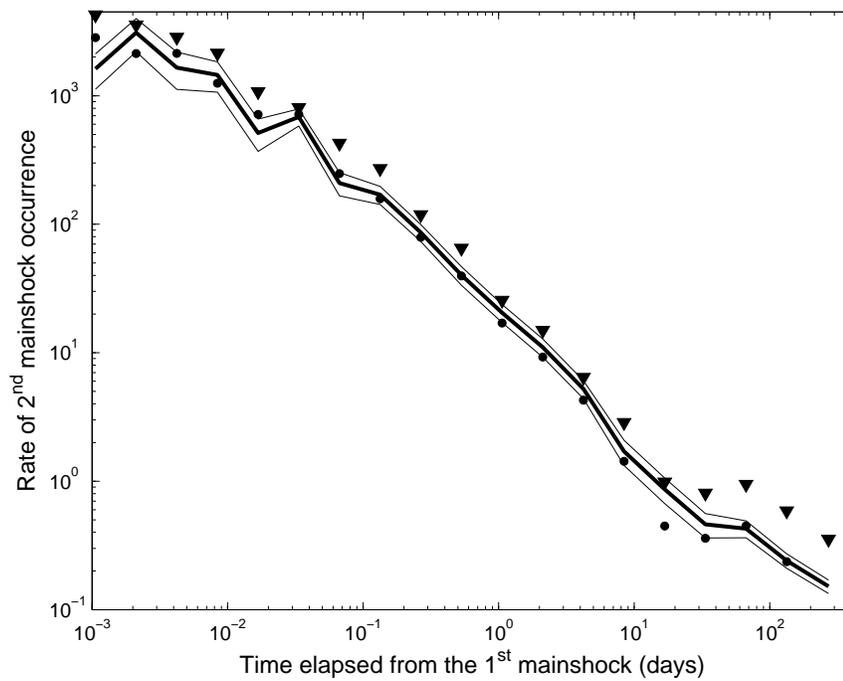


Figure 4.9: Rate (in day⁻¹) of second mainshock occurrence following the first mainshock (i) for all doublets (triangles), (ii) for doublets whose two epicenters are located within C_1 (dots), and (iii) expected from Monte Carlo simulations (line) with 95% Poisson confidence intervals (thin lines).

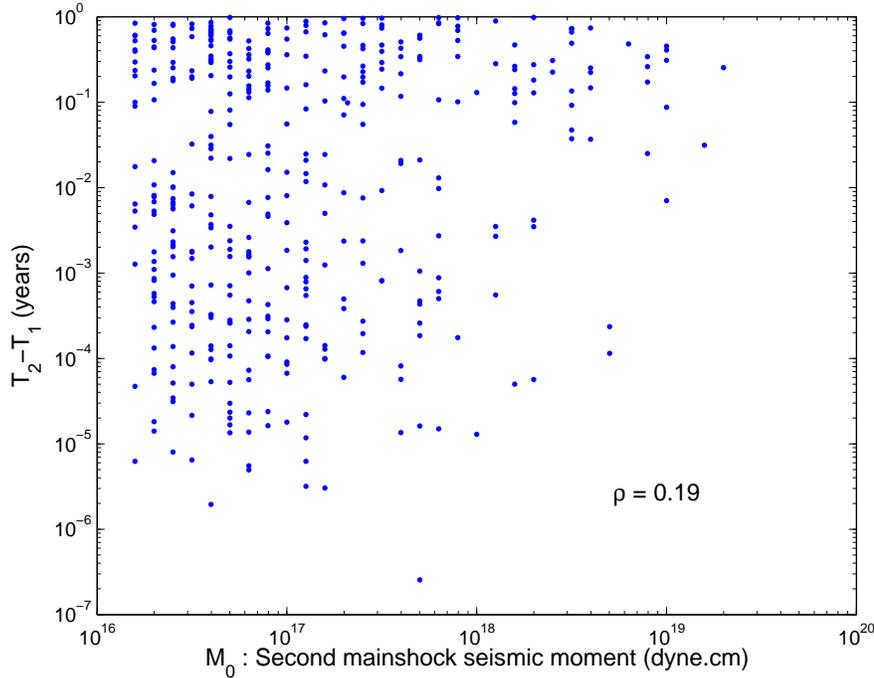


Figure 4.10: Time elapsed between the two mainshocks $T_2 - T_1$ (in year) versus seismic moment release of the second mainshock, for all doublets. No linear correlation arises between these two parameters, as indicated by the low value of the correlation coefficient $\rho = 0.19$.

According to our null hypothesis, no correlation should exist between the inter-mainshock times and the magnitude of the second mainshocks. This feature is consistent with findings of Gibowicz and Lasocki [2007] and with our dataset (Figure 4.10). There is no apparent correlation, as supported by the low value of the correlation coefficient. We find $\rho(\log_{10} M_0, \log_{10}[T_2 - T_1]) = 0.19 \pm 0.09$ at the 97% confidence level. The large scatter, the apparent lack of correlation and the strong clustering of doublets within a short time window rule out any relation between the recurrence time τ of large earthquakes and the seismic moment release of the pending earthquake M_0 , as proposed by slip-predictable models [Lay and Wallace, 1995], or by Astiz and Kanamori [1984] for the Mexican subduction zone (i.e., $\log \tau \approx 1/3 \log M_0$).

4.4.2 Relative azimuth of aftershocks

We calculate the relative azimuth θ of an aftershock with respect to the doublet direction θ_D , i.e. direction of the line joining the two epicenters. We do so for aftershocks located around the first mainshock (in the circle \mathcal{C}_1) before and after

occurrence of the second mainshock. Note that we have excluded from this analysis aftershocks of the Sumatra-Andaman M9 earthquake, as their great number would strongly bias the distribution of azimuth around 120-150 degrees before the occurrence of the second shock on figure 4.11. Figure 4.11 shows the location of all aftershocks around the first mainshocks before the second mainshocks. The relative position of aftershocks $\{\theta$ (angle) ; r (distance) $\}$ on this figure is calculated as follows:

$$\begin{aligned}\theta &= \theta_D - \theta_a \\ r &= \frac{D_a}{D}\end{aligned}\tag{4.12}$$

where θ_a corresponds to the azimuth of the line from the mainshock epicenter to the aftershock, D_a to the distance separating them, and D the inter-mainshock distance. This figure suggests that before the occurrence of the second mainshock, aftershocks tend to cluster within about 30° along the direction joining the two epicenters (direction 0°). In other words, the direction of the pending second mainshock corresponds to the direction of denser aftershock activity. Moreover, this feature appears to be independent on the distance between the two mainshocks. After the second mainshock, scattering increases around this direction, and aftershocks located within \mathcal{C}_2 do not present any preferential direction. This observation is consistent with the idea that the second mainshock tend to occur along the same fault zone as of the first, which it tends to extend. Our doublets simply consist in mainshocks followed by a strong aftershock (so strong that it can even be of greater magnitude than the mainshock). We have also shown above that they do not contravene the Omori and GR laws. So, this result highlights the aftershock-like behavior of the second mainshock, as the mean localisation of these occurs along the most probable direction to observe an aftershock.

4.5 Comparing aftershock production of doublets and of single mainshocks

We now aim at testing the hypothesis of linearity in earthquake triggering. Particularly, we question whether the rate of aftershocks triggered by the second mainshock of a doublet is consistent with the mean rates following a single mainshock (i.e. not involved in doublet). To do so, we test the following null hypothesis: "the mean aftershock rate after the second event of a doublet simply consists in the su-

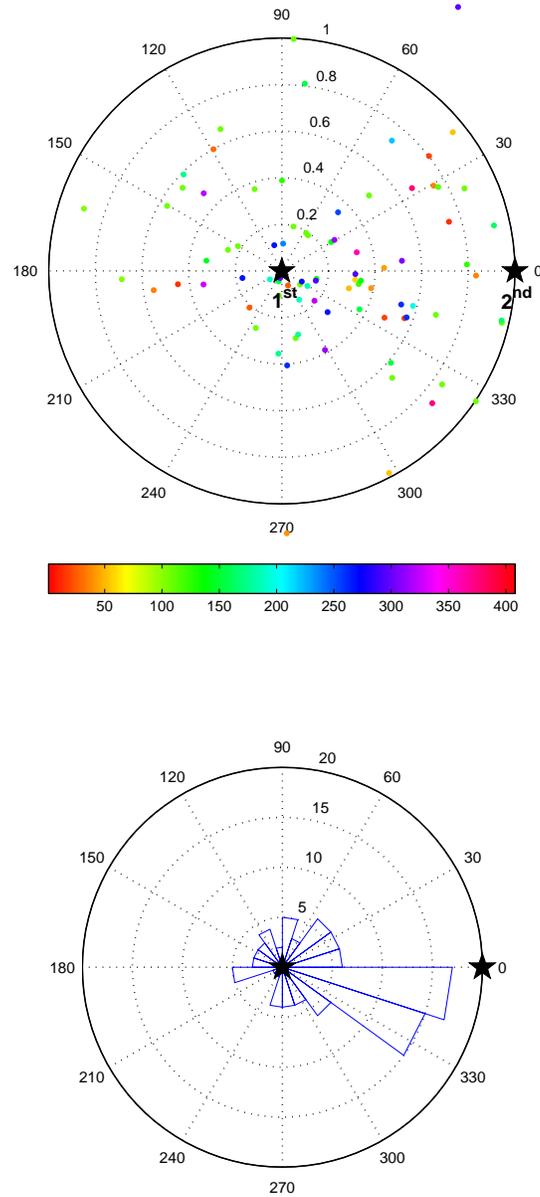


Figure 4.11: Relative localisation of aftershocks within the circle C_1 before the second mainshock. **(top)** Relative position angle θ and distance r from E_1 . Colors stand for different aftershock sequences with respect to their index (between 1 and 408), see colorbar. **(bottom)** Distribution of aftershocks relative azimuths. The first mainshock is located at the center of the graph, and the second at the angle 0 and radius 1.

perimposition of the mean aftershock rates for single earthquakes of equivalent magnitude" with the actual mean aftershock rates that follow all second mainshocks of doublets. This null hypothesis amounts to consider that aftershock triggering only depend on the coseismic perturbation, and not on the stress history in the area.

4.5.1 Aftershocks located within one rupture length of mainshocks

We gather all aftershocks that occurred in the two areas \mathcal{C}_1 and \mathcal{C}_2 around the mainshocks, as described above. We then compare the observations, i.e. the rate with which these aftershocks occurred after the second mainshock, with what is expected from the mean aftershock rates (obtained in section 4.3.2). The null hypothesis $\lambda_0(t)$ is defined as

$$\lambda_0(t > T_2 | M_1, M_2) = \lambda(t > T_2 | M_1) - \mu(M_1) + \tilde{\lambda}(t - T_2 | M_2) - \mu(M_2) + \mu_d \quad (4.13)$$

where λ corresponds to the mean aftershock rate model adjusted on all mainshocks of magnitude M , according to $\lambda(t > T_1 | M) = \mu(M) + K/(t - T_1)^p$ (4.8); $\mu(M)$ is the mean background rate before all mainshocks of magnitude M ; $\tilde{\lambda}(M)$ is the observed mean aftershock rate after all mainshocks of magnitude M ; and μ_d is the background rate within the area $\mathcal{C}_1 \cup \mathcal{C}_2$. The nature of the terms λ and $\tilde{\lambda}$ is shown on figure 4.12. Our intention is to make λ_0 as close as possible to the empirical rates expected after a second mainshock, when aftershock of a previous mainshock are still occurring in the same area. We represent the aftershock activity related with the first mainshock by the best fit models $\tilde{\lambda}(t)$ shown in figure 4.5. Use of the model rather than actual observed rates $\lambda(t)$ is more convenient to calculate the first mainshock contribution when the delay between the two mainshocks is not an exact multiple of the bin width used for discretization of the time axis. By doing so, we do not introduce any bias to the null hypothesis as $\lambda(t)$ is very consistent with observed aftershock rates (Figure 4.5). We expect that deviations of the aftershock rates after 2^{nd} mainshocks of doublets with regards to $\lambda_0(t|M)$ can reveal a systematic difference in aftershock production during doublets with respect to this simple linear superposition of two single mainshocks.

Figure 4.13 presents this comparison for three magnitude ranges. For the three cases, the observations fall within the 95% confidence interval of the expectation (dotted lines). This indicates that aftershock rates after the 2^{nd} mainshocks

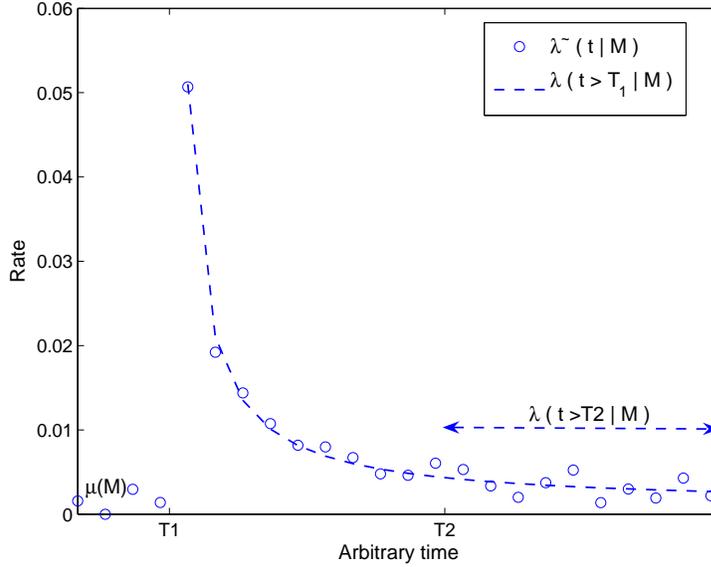


Figure 4.12: Rate notations used for the building of the null hypothesis, as given in equation 4.13. An earthquake of magnitude M occurs at time T_1 after a period of stationary background activity $\mu(M)$. The actual observed rate is denoted $\tilde{\lambda}(t|M)$ (dots), and the modeled rate is $\lambda(t > T_1|M) = \mu(M) + K/(t - T_1)^p$ (dashed line).

of doublets agree well with rates observed following single mainshocks. We also find that the agreement remains good for an area of radius up to 10 rupture lengths around the mainshock epicenters (Figure 4.14). Deviations between the null hypothesis and actual rates after 2^{nd} mainshocks, for this latter case and times greater than ~ 10 days appear on figure 4.14. As this discrepancy consists in a downward shift of the observed rates with respect to the null hypothesis, it is likely attributable to an overestimate of the stationary background rate μ_d before doublets in the building of λ_0 . The null hypothesis mentioned above thus appears to be valid regardless of the magnitude of the second mainshock.

4.5.2 Bare aftershock rates

The results presented in the previous section are obtained for aftershocks located within an area surrounding the mainshocks of the doublets. Consequently, they may be very sensitive to the parameterization used for doublet selection and for the definition of areas \mathcal{C}_i . We thus double-check these results by comparing bare aftershock rates of single mainshocks to that of second events of doublets with a model-independent stochastic declustering procedure. Bare aftershock rates

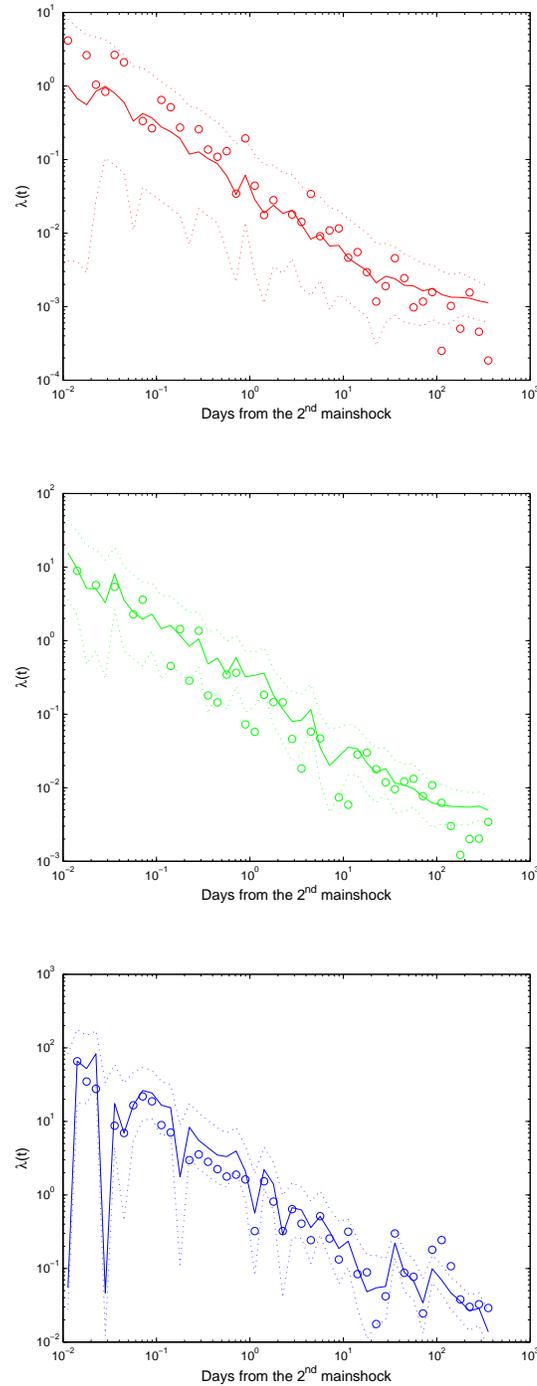


Figure 4.13: Comparison of the observed aftershock rates (circles) after T_2 within the area $\mathcal{C}_1 \cup \mathcal{C}_2$, with $\lambda_0(t|M)$ (lines, with 95 % confidence interval). Time is expressed in days since the second mainshocks, and rates are expressed in day^{-1} . **(top)** Second mainshocks with $M \in [6, 7[$. **(middle)** Second mainshocks with $M \in [7, 8[$. **(bottom)** Second mainshocks with $M \in [8, 9]$.

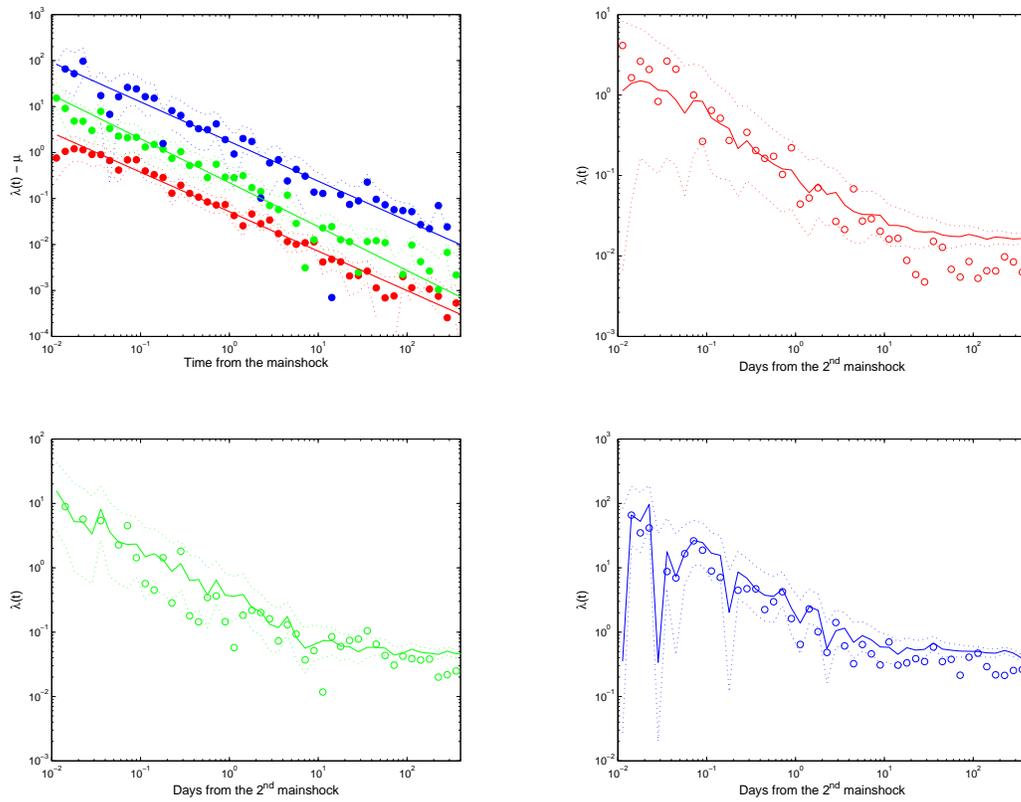


Figure 4.14: Figure on the top left hand corner is equivalent to figure 4.5 when \mathcal{C}_1 and \mathcal{C}_2 scale with $10L_i$. Other figures are similar to figure 4.13 for this case.

correspond to the aftershocks triggered only by the mainshock (first-generation aftershocks), and not to the total rate of aftershocks produced by the mainshock and all its aftershocks (that include many secondary aftershocks). This procedure states that the seismicity rate at one point x and at time t is given by

$$\lambda(x, t) = \lambda_0 + \sum_i \lambda_i(x, t) \quad (4.14)$$

where λ_0 is a term standing for the 'background' activity (modeled by a stationary Poisson process), and $\lambda_i(x, t) = \lambda(x - x_i, t - t_i, m_i)$ for the rate density contribution of an earthquake \mathbf{i} that occurred at (x_i, t_i) . The λ_i are obtained after convergence of an iterative calculation, so that at iteration \mathbf{k} the rates are

$$\lambda^{(k)}(\Delta x, \Delta t, m) = \frac{1}{C} \sum_{i,j \in A} \alpha_j \lambda^{(k-1)}(|x_j - x_i|, t_j - t_i, m_i) \quad (4.15)$$

$$\lambda_0^{(k)} = \frac{1}{C_0} \sum_{j=1}^N \alpha_j \lambda_0^{(k-1)} \quad (4.16)$$

$$\text{with the constant, } \alpha_j = \frac{1}{\lambda_0^{(k-1)} + \sum_{i=1}^{j-1} \lambda^{(k-1)}(|x_j - x_i|, t_j - t_i, m_i)} \quad (4.17)$$

where the domain A contains the pairs of earthquakes \mathbf{i} and \mathbf{j} that verify $|x_j - x_i| = \Delta x \pm \delta_x$, $t_j - t_i = \Delta t \pm \delta_t$ and $m_i = m$. N is the total number of earthquakes, C and C_0 are normalizing constants depending on the duration of time series, the discretization steps $\delta_{x,t}$ and the extent of the surface analysed [Marsan, 2007].

If the production of aftershocks following all second mainshocks of doublets were equal to the production of single mainshocks of the same magnitude, we would expect similar bare aftershock rates for these two populations. We here independently estimate rates for single mainshocks and for 2^{nd} mainshocks of doublets.

Figure 4.15 shows the comparison of these bare rates for single mainshocks and 2^{nd} mainshocks of doublets. There is a good correspondence between bare rates of single mainshocks and rates of 2^{nd} mainshocks of doublets for the three magnitude ranges. There are some slight departures from this good agreement between the two types of rates, for times longer than 10 days and rates lower than 0.1 day^{-1} for the lower and higher magnitude ranges. This may be due to the short duration of bare aftershock sequences and to the less crowded population of doublets, leading to poor estimates at longer times. For each estimate we also computed the Poissonian 95% confidence level intervals. In addition, we obtain a background term $\lambda_0 \approx 0.01$, value under which this procedure typically become worse. So,

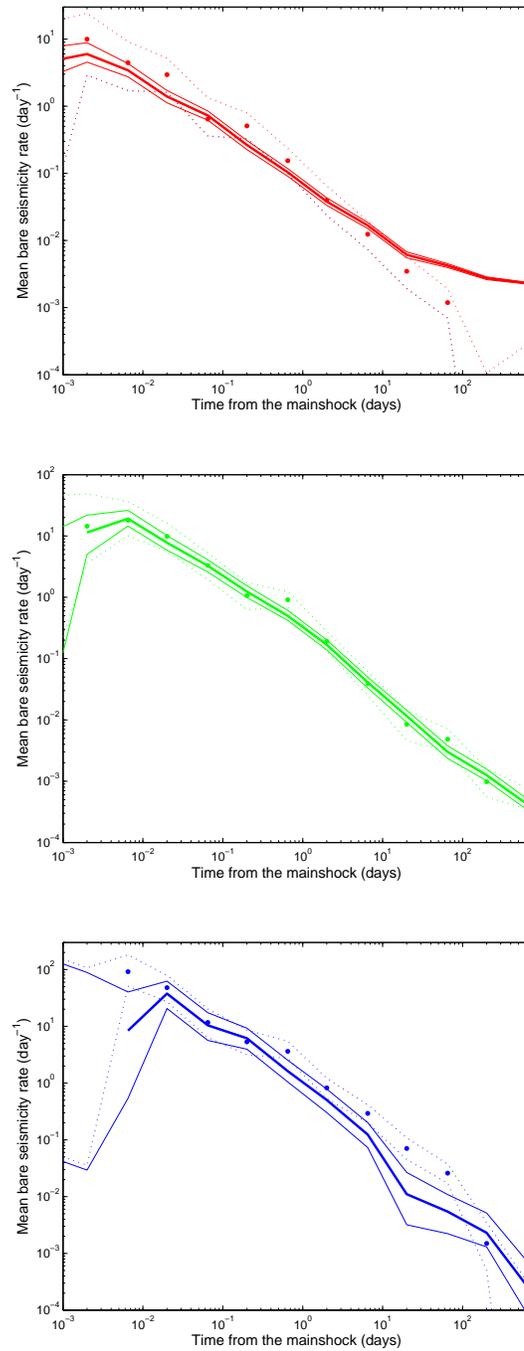


Figure 4.15: Comparison of bare aftershock rates following single mainshocks (dots) and following 2nd mainshocks of doublets (lines, with Poisson 95% confidence level intervals) for three magnitude ranges: $M \in [6, 7[$ (top, red), $M \in [7, 8[$ (middle, green) and $M \in [8, 9[$ (bottom, blue)

results presented in this section do not allow to reject the null hypothesis that (bare) aftershock rates following second events of doublets can be modeled by (bare) aftershock rates of single mainshocks of similar magnitude. We rather see a good coherence between these (bare) rates, at least for mainshocks with magnitude between 7 and 8, and for other magnitude ranges for times ≤ 10 days after the mainshock. In order to give a more definitive conclusion and validate the conclusions above, we need a thorough knowledge of the error estimates on these declustered rates (work currently in progress).

4.6 Discussion

The probability to observe a 2^{nd} mainshock in a small space-time window (overlapping or juxtaposed rupture traces, and within 1 year) after a 1^{st} mainshock can be simply described from the usual properties of aftershocks: 2^{nd} mainshocks of doublets are just as large as of the 1^{st} mainshocks. The time delay between the 2 shocks is as inferred from the mean aftershock rate that follows a mainshock (Omori-Utsu law), and the GR law. As a consequence, they can be viewed as aftershocks. This is consistent with findings of Parsons [2002], who argues that the rate of large ($M_s \geq 7$) earthquakes decays according to an Omori law for several years after another large mainshock.

Investigation of the aftershock production patterns in section 4.5 reveals that the production of aftershocks associated with the second event of a doublet corresponds to that of single mainshocks of similar magnitudes. Although being of a different nature, the two methods used lead to this conclusion. Due to the dependence of the selection procedure on the parameter choice (ΔT , ΔM , L_i and equation 4.10), we double-checked this similarity of aftershock rates with a more objective and elegant approach that requires no parameterization for the discrimination of aftershocks. According to the good agreement between the analyses, the choice of parameters for the selection procedure did not lead to any bias in the analysis.

This average similarity of aftershock rates belies recent observations of lower aftershock production following the second mainshock of a doublet at Kagoshima [Toda and Stein, 2003], or in Iceland [Daniel et al., 2007, chapter 3, this volume]. It also goes against expectations from a simple model where mainshock occurrence leads to static stress loading of a population of faults governed by rate-and-state laws [Dieterich, 1994]. In such a context, we do not expect to observe such

similarity (linearity) between the production patterns of single mainshocks and doublets. Instead, the delay between the two main events of a doublet influences strongly the aftershock rate that follows the second mainshock. The seismicity rate following a given mainshock is described as

$$\lambda(t) = \frac{\mu}{\gamma(t)\dot{\tau}} \quad (4.18)$$

where μ is the stationary background rate related to the constant tectonic stress loading rate $\dot{\tau}$, and γ links the rupture on faults to changes in stress. This function evolves as $d\gamma = \frac{1}{A\sigma}(dt - \gamma d\tau)$. We model aftershock rates during doublets as a consequence of two successive stress loadings τ_1 and τ_2 of a population of faults. Thus, after a first mainshock occurring at T_1 and up to the second one at T_2 , we have

$$\lambda(T_2 > t > T_1) = \frac{\mu}{1 + \epsilon_1 \cdot e^{-\frac{t-T_1}{t_a}}} \quad (4.19)$$

$$\epsilon_1 = e^{\frac{-\tau_1}{A\sigma}} - 1 \quad (4.20)$$

where $t_a = \frac{A\sigma}{\dot{\tau}}$. After the second trigger, we get

$$\lambda(t > T_2) = \frac{\mu}{1 + \epsilon_2 \cdot e^{-\frac{t-T_2}{t_a}}} \quad (4.21)$$

$$\epsilon_2 = e^{\frac{-\tau_2}{A\sigma}} - 1 + \epsilon_1 \cdot e^{-\frac{T_2-T_1}{t_a}} e^{-\frac{\tau_2}{A\sigma}} \quad (4.22)$$

Figure 4.16 shows how the delay $T_2 - T_1$ between two mainshocks that load the population of faults influences the seismicity rate that follows the second mainshock $\lambda_2 = \lambda(t > T_2)$. It appears that the shorter this delay, the higher the seismicity rate above its expected value. According to this simple model, the seismicity rate that follows the second mainshock becomes comparable to the rate λ_2 after several values of t_a , namely about 4 or 5 times t_a , hence many years. The strength of the stress load also plays a role. For high stress loads (Figure 4.16, bottom) this discrepancy vanishes, except for very short times after the second mainshocks, typically so small that may not be distinguishable. This last graph suggests that our analyses may not have the resolution to identify such rate discrepancies, as it is expected only for small stress loads.

At this point, we are facing two possibilities. The first one is that no difference exists between doublets and single mainshocks, as observed, in terms of aftershock production. Understanding of the physics of aftershocks thus requires to

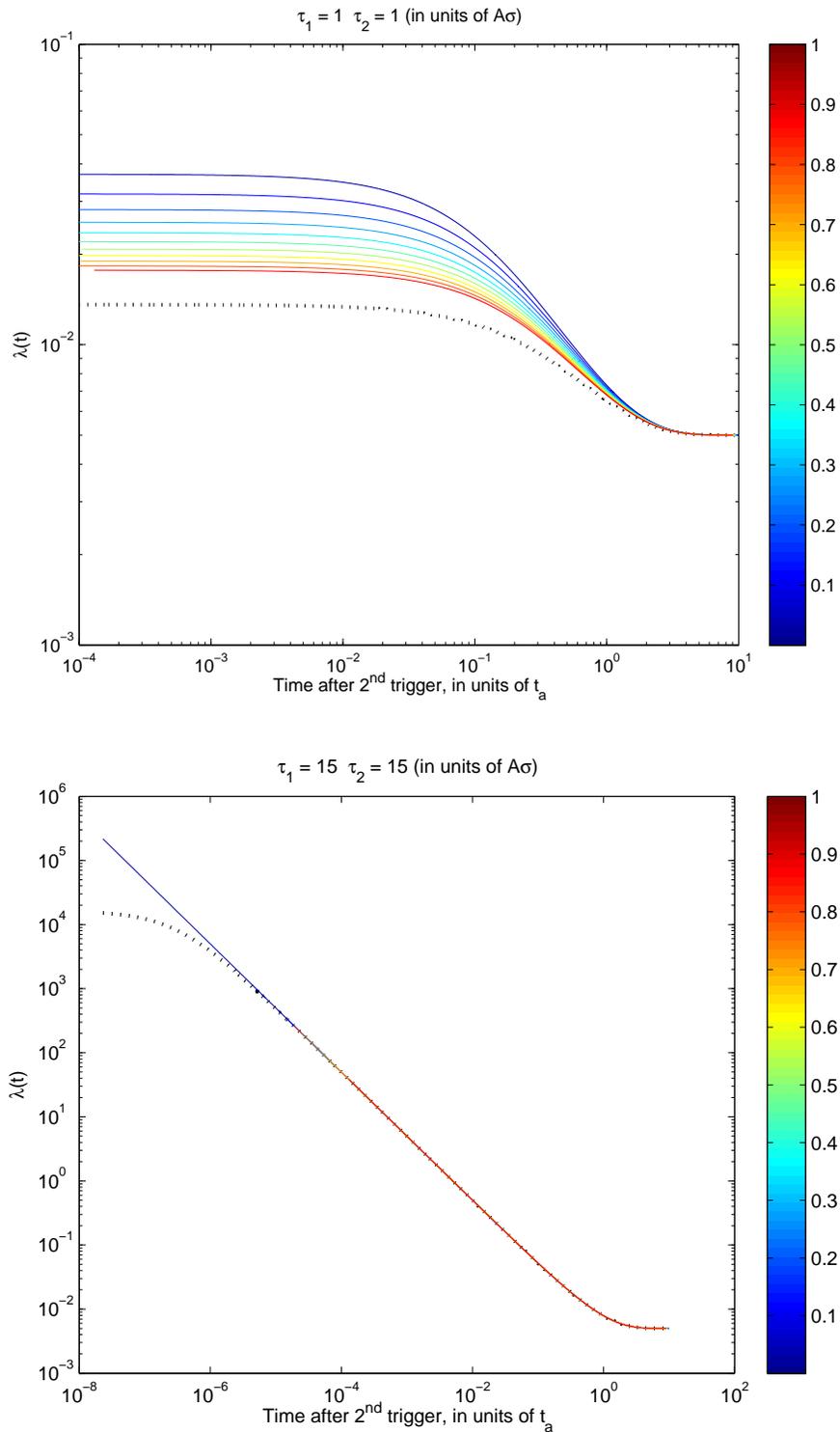


Figure 4.16: Influence of the delay between two triggers $T_2 - T_1$ (see equation 4.21) on the seismicity rate that follows the second mainshock (after T_2). Color lines represent the rate taking place after two successive triggers, corrected from the contribution of the first trigger $\mu + \lambda_{12} - \lambda_1$. Colors stand for increasing values of the delay $T_2 - T_1$ between 0 and 1, in units of t_a , see colorbar. Dotted line show the expected rate for a single trigger of amplitude τ_2 . **(top)** for two consecutive loads $\tau_1 = \tau_2 = A\sigma$. **(bottom)** for two consecutive loads $\tau_1 = \tau_2 = 15A\sigma$.

find a suitable physical phenomenon in order to be able to explain the weaker aftershock production after the 2nd mainshocks at Kagoshima and in Iceland. In Iceland, for example, strong dynamic triggering associated with the first main event could explain why the second one triggered fewer aftershocks. The second possibility is that there is a difference in production patterns between these two situations, but it is weak and we do not have the full resolution to distinguish this effect. This insufficient resolution might come from the dataset employed in this study. In fact, the use of a global catalogue of seismicity only brings information on the rate of strong aftershocks. Implication of regional catalogues is a possibility to consider, if one wants to search for more subtle discrepancies in aftershock production. Investigation of respective aftershock sequences for each main event might first allow to identify cases of anomalous aftershock production after the 2nd mainshocks. Then, sorting of these anomalous behaviors with respect to magnitudes of the mainshocks, time delays between main events, or geological settings might help to draw some conclusions about parameters that govern aftershock production of earthquakes. In addition, with a global catalogue, to keep the numbers of events as high as possible, we did not distinguish between different subregions within the rupture zone. Integrating over this zone is perhaps too strong a smoothing effect, that does not allow to isolate nonlinear behaviors at more restricted distance intervals from this mainshock. Obviously, such a large region does not correspond to any valuable entity with respect to stress transfers models. Also, It is very difficult to separate reliably short-term from long-term effects from such dataset. Indeed, it is also possible that non-linearity expresses only for short delays (up to few days, e.g. Iceland), but here this problem could not be addressed properly as aftershocks occurs too sparsely at short times after the mainshock, in a global catalogue.

Recalling our recommendation for studying aftershock productivities from regional catalogues, it is worth here mentioning the case of the November 1987 Superstition Hills earthquake doublet. These two events were separated by 12 hr, and their magnitudes were respectively $M_s 6.2$ and $M_s 6.6$. A crude estimate of their respective short-term productivities consists in counting how many aftershocks with $M > 4$ occurred within a one fault length-radius for 12 hr after each earthquake. A rapid count in a finely relocalized catalogue [Shearer et al., 2005] gives 8 events occurring in the first 12 hr around the first event, and 6 for the first 12 hr around the second. Again, provided the completeness threshold did not exceed $M_c = 4$ during this sequence, the production after the second event is weaker than of the first event. Though the difference in numbers is not so signifi-

cant, it becomes more important if one accounts for the difference in magnitudes between these events. Another case is the Joshua Tree-Landers sequence, where the first event triggered a surprinsingly high number of aftershocks. These doublets would be very interesting to investigate further and although the production of $M \geq 5.5$ aftershocks following second mainshocks of doublets is similar to that of single mainshocks, the question of how production behaves at finer scale still remains open.

Conclusion Générale

L'analyse des variations du taux de sismicité nous a permis de caractériser le déclenchement des répliques pendant les séquences de forts séismes. Pour réaliser ce travail, nous nous sommes appuyés sur les catalogues de sismicité établis dans 3 contextes tectoniques différents (la faille nord-anatolienne : grande faille décrochante en limite de plaque, la zone sismique sud-islandaise : failles décrochantes parallèles au sein d'une zone transformante en formation, et une analyse globale). L'analyse des répliques dans chacun de ces jeux de données a permis de retrouver certaines caractéristiques spatiales et temporelles de la sismicité, et d'en proposer de nouvelles, comme autant de jalons d'une meilleure compréhension des interactions entre séismes.

De manière générale, il apparaît que les doublets de séismes sont simplement assimilables à des séquences "choc principal-réplique". Elles sont à ce titre simplement décrites par les lois habituelles de la sismicité, la loi d'Omori-Utsu et la loi de Gutenberg-Richter. Toutefois, la forte magnitude du second événement principal va induire de fortes perturbations de l'état de contrainte de la croûte terrestre, et modifier ainsi les propriétés de la séquence de répliques initiée par le premier choc principal.

Le 2nd séisme influence la distribution des répliques du 1^{er}

Nous avons étudié comment le 2nd séisme d'un doublet perturbe les répliques du 1^{er}. Ces interactions, quand elles ont lieu, peuvent se décliner de deux façons : déclenchement ou apaisement.

Nous avons montré que le taux de sismicité peut être réactivé par ce 2nd événement dans les zones où le 1^{er} avait auparavant déclenché des répliques. Cette réactivation ne suit pas forcément la loi d'Omori, et n'est pas non plus cantonnée aux régions d'augmentation de la contrainte statique. Nous proposons que ces

observations soient expliquées, au moins pour partie, par un déclenchement dû à la variation dynamique de la contrainte (induite par la propagation des ondes sismiques émises par ce second séisme). Celle-ci pourrait donc déstabiliser un équilibre mécanique local et y initier une cascade de répliques. Comment alors discriminer les effets du déclenchement statique par rapport au déclenchement dynamique ? Ces deux mécanismes peuvent avoir lieu successivement. En effet, pendant la propagation du champ d'ondes émis par le séisme, la perturbation dynamique domine et déstabilise certaines régions sur son passage, provoquant d'éventuels déclenchements de sismicité. Ces déclenchements donnent ensuite lieu à des cascades de répliques secondaires [Brodsky, 2006], qui peuvent masquer temporairement la réponse statique du milieu. Cette réponse devient distincte après quelques jours/semaines, donnant parfois lieu à l'apparition d'un apaisement de la sismicité.

La rareté de ces épisodes d'apaisements entretenait le doute sur leur existence réelle, et sur l'adéquation des transferts statiques de contraintes pour expliquer les variations de sismicité. Ce travail montre que l'emploi d'une méthodologie adaptée permet cependant de les détecter plus facilement, et peut être plus systématiquement. Bien que ceux-ci apparaissent dans des zones très localisées, leur existence n'en est pas moins avérée, et leur durées peuvent s'étendre jusqu'à plusieurs mois. Néanmoins, les délais reportés avant leur détection (quelques jours/semaines) posent la question de leur lien causal direct avec le choc principal.

L'influence de la composition du sous-sol et de la géologie des zones déclenchées fut également investiguée. Il apparaît que l'activité géothermale ou volcanique rende certaines régions particulièrement sensibles à une variation de contrainte (transitoires), comme par exemple à Yalova, au sud-est de la mer de Marmara (Turquie), ou autour du volcan de Hengill, à l'est de Reykjavik en Islande. Cette observation confirme que la circulation de fluides crustaux exerce une influence prépondérante sur la stabilité sismique de ces zones.

Enfin, on appréhenda la question de la reproductibilité de la loi d'Omori après le second choc d'un doublet, par l'analyse d'un catalogue global de sismicité. Ce questionnement fut suggéré par les résultats obtenus à l'échelle de la séquence d'Islande. Il y apparaissait que la production de répliques du second séisme est significativement inférieure à celle du premier. De l'analyse globale, il ressort que les taux moyens de répliques après plusieurs seconds séismes de doublets sont égaux à la simple superposition des taux pour des séismes isolés. Nous ne pou-

vons donc distinguer l'impact du premier séisme sur la production de répliques du second à l'échelle globale, contrairement aux observations régionales. Nous relevons cependant de probables difficultés liées à la résolution du jeu de données employé pour cette étude. En effet, l'étude menée à l'échelle mondiale ne reste fiable que pour les séismes (et répliques) de forte magnitude ($M \geq 5.5$), et manque donc de résolution pour des événements de plus petite magnitude, et pour des temps courts (premiers jours) après les chocs principaux.

La principale limite de la méthode utilisée est qu'elle requiert un nombre suffisant d'évènements sismiques (i) pour estimer correctement le taux de répliques généré par le 1^{er} choc principal jusqu'au 2nd, et (ii) pour que les conclusions sur la variation de ce taux après le 2nd choc principal soient significatives. Son implémentation ne permet donc qu'une investigation de la sismicité au sein de zones relativement larges lorsque l'activité sismique est sporadique. Cette résolution spatiale dépend également de la qualité du catalogue utilisé et de son niveau de complétude, eux-mêmes découlant de l'efficacité de la procédure de constitution du catalogue et de l'importance des moyens d'observation disponibles localement.

Perspectives

A côté de ces avancées sur la compréhension des interactions, ce travail livre quelques directions dont l'étude permettrait de répondre plus précisément à la problématique de cette thèse.

Un premier point à éclaircir concerne l'origine dynamique des réactivations de sismicité immédiatement après un séisme. Plus particulièrement, comment le déclenchement à Yalova ou à Hengill est-il influencé par la fréquence et l'amplitude de la perturbation transitoire générée par le séisme principal? En effet, la méthode utilisée pour caractériser les variations du taux de sismicité, bien qu'elle suggère des épisodes furtifs et quasi-instantanés de déclenchement après un séisme, n'est pas destinée à conclure sur la nature physique des mécanismes associés. Ces aspects devraient donc être analysés à l'aide des signaux enregistrés par des stations localisées à proximité de ces régions. Ces signaux, après filtrage, pourraient permettre d'investiguer l'éventuelle corrélation d'évènements locaux avec un contenu fréquentiel donné, ou des seuils de déformation [Brodsky and Prejean, 2005; Gomberg and Johnson, 2005]. Lorsque ce déclenchement est simultané à l'arrivée des ondes, on pourrait également corroborer son occurrence avec

les ondes de surface (Rayleigh, Love) [Hill et al., 1993; Brodsky et al., 2000].

Ensuite, que révèlent les délais avant l'observation d'épisodes de déclenchement ou d'apaisement de la sismicité ? Les comprendre permettrait de mieux saisir le comportement rhéologique de la croûte terrestre à différentes échelles de temps (de la minute à quelques mois). Il convient tout d'abord de s'assurer que les délais observés pour le déclenchement (jusqu'à quelques heures) ne sont pas issus d'artéfacts liés à la haute complétude du catalogue aux temps courts après un séisme. Encore une fois, ceci peut être appréhendé en s'intéressant directement aux signaux filtrés dans les minutes suivant le séisme. Si l'absence d'évènement était confirmée à cette petite échelle de temps, faudrait-il invoquer des processus de migrations de fluides, ou des transferts de contraintes visco-élastiques pour expliquer ce retard par rapport au choc principal ?

L'apparition tardive d'apaisement est aussi potentiellement lourde d'implications mécaniques. S'agit-il effectivement d'une "empreinte" à long terme du déchargement statique, mais masquée aux temps courts par du déclenchement dynamique ? Dans ce cas, une investigation systématique des sites déclenchés dynamiquement dans les "stress shadows" devrait révéler une graduation de ces délais avec l'importance du déclenchement observé. Par ailleurs, une telle graduation à grande distance de l'épicentre du séisme (plusieurs longueurs de faille) pourrait révéler que ce chargement dynamique anticipe la rupture de sites de nucléation de séismes qui auraient sinon eu lieu plus tard. Cette anticipation laisserait donc un "réservoir" de sites moins important pour une période ultérieure, et impliquerait donc un apaisement temporaire de sismicité, jusqu'à ce que le chargement tectonique n'ait compensé cet effet. Une dernière alternative est que ces apaisements de sismicité résultent de processus asismiques (par exemple, migration de fluides, relaxation visqueuse...). La mise en évidence de tels processus nécessite cependant l'appui de mesures complémentaires. On pourrait alors étudier la corrélation de l'évolution d'autres paramètres, provenant par exemple de mesures en puits, ou de mesures de déformations à plus grande échelle, avec l'apparition de ces apaisements.

L'action des fluides crustaux sur la sismicité doit également faire l'objet d'une meilleure caractérisation. Il est notamment important de saisir comment leur présence va influencer sur la productivité de répliques, ou sur le déclenchement. L'étude d'essaims de sismicité ("swarms"), souvent reliés à cette présence de fluides, et d'injections de fluides en forage constitue à ce titre un cadre de prédilection permettant de préciser cette influence. Pour les expériences en forage, la connaissance des propriétés du milieu et des conditions d'injection permettrait de relier

celle-ci à une réponse caractéristique du milieu. Avec les "swarms", la sismicité évolue sous des conditions plus naturelles (bien que le forçage y soit particulier et souvent inaccessible) et leurs propriétés compléteraient le champ d'investigation de ces interactions fluides-sismicité.

Enfin, il est nécessaire de pousser plus loin l'étude de la micro-sismicité en utilisant la profusion de répliques de très petites magnitudes ($M < 0$). Celles-ci nous livreront en effet de précieuses informations sur le comportement de la sismicité à plus grande échelle, et sur les processus qui se transmettent d'une échelle à l'autre (effet d'une perturbation de contrainte régionale sur l'amasement à petite échelle, influence des petits séismes sur les plus gros...). Les catalogues régionaux de sismicité sont à ce jour les seuls capables de fournir la résolution suffisante pour saisir ces questions, et tenter d'établir des liens avec les propriétés mécaniques d'un milieu. Il devient également possible, grâce à ces jeux de données très complets, de tester fiablement et jusqu'à ces petites magnitudes, les lois montrant des propriétés d'auto-similarité, comme la fréquence d'occurrence des séismes (loi de Gutenberg-Richter), ou la production de répliques (qui dépend de la magnitude suivant une loi de puissance).

Il faut donc souligner la mission importante des réseaux sismologiques nationaux et régionaux mis en place au cours des dernières décennies, et qui n'ont cessé de se perfectionner et de se développer, fournissant des données dont la qualité a considérablement augmentée. Par exemple, les développements récents en matière de relocalisation de séismes constituent un apport intéressant qui mérite d'être mis plus systématiquement au service des études sur la sismicité. Nul doute que les futurs développements permettront d'appréhender avec une résolution spatiale encore plus fine les crises sismiques qui animent continuellement la croûte terrestre.

En conclusion, ce travail de thèse illustre la forte potentialité d'une bonne compréhension des répliques pour expliquer l'occurrence plus générale des séismes. Il semble maintenant primordial de se concentrer sur les conditions préalables à la génération de répliques ainsi que sur leurs propriétés, afin d'espérer un jour prévenir robustement les plus gros tremblements de terre.

Annexe A

Ajustement d'un modèle par Maximum de Vraisemblance

Les catalogues de sismicité peuvent être décomposés comme des séries temporelles ou des séries de magnitude de séismes. Faisant l'hypothèse que ces séries sont constituées d'évènements indépendants, il devient alors possible de les décrire comme des processus de Poisson ¹. Suivant l'idée que l'on se fait du processus, la densité de probabilité de chaque réalisation (ou le taux d'activité du processus) peut être décrit par un modèle. Ainsi, la loi d'Omori [Omori, 1894; Utsu, 1961] ou le modèle ETAS [Ogata, 1988] reproduisent le taux de sismicité induit par un fort séisme avec un certain succès. Par ailleurs, la loi de Gutenberg-Richter [Gutenberg and Richter, 1954] est tout à fait adaptée pour modéliser la fréquence des magnitudes des séismes pour une région et un intervalle temporel donnés. Cependant, d'un jeu de données à l'autre, les paramètres constitutifs de ces différentes lois peuvent varier significativement.

Nous présentons les bases de la méthode d'estimation des paramètres par *maximum de vraisemblance*. Quelques éléments pratiques sont également ajoutés, afin d'obtenir une estimation plus efficace de ces différents modèles.

¹En pratique, on pourrait opposer la remarque que les évènements qui composent la sismicité ne sont pas indépendants. En effet, suite à un fort tremblement de terre, on s'attend à observer de nombreuses répliques qui n'auraient pas eu lieu sans ce fort séisme. A proprement parler, celles-ci dépendent donc du séisme principal. Dans cette approche, nous contournons le problème en parlant de processus de Poisson à *taux non-stationnaire*. Ainsi, la dépendance connue des répliques au séisme principal est incluse dans un modèle non-stationnaire de taux de sismicité (par ex., loi d'Omori, modèle ETAS...).

A.1 Vraisemblance d'un processus de Poisson

Nous modélisons les séries temporelles de séismes comme des processus de Poisson de densité (taux d'activité) $\lambda(t)$. La probabilité d'obtenir n évènements au cours d'un intervalle de longueur δt est donc

$$P(n|\Lambda) = e^{-\Lambda} \frac{\Lambda^n}{n!} \quad (\text{A.1})$$

où $\Lambda = \int_t^{t+\delta t} ds \lambda(s)$.

Par extension, on peut représenter l'activité sur l'intervalle $[0; T]$ comme une série temporelle de $N = \frac{T}{\delta t}$ termes n_i ($i=1, \dots, N$) définissant chacun le nombre d'évènements observés dans la i^{eme} fenêtre temporelle $[(i-1)\delta t; i\delta t]$.

La vraisemblance du processus de Poisson de densité $\lambda(t)$ relativement aux N observations est donnée par

$$L = \prod_{j=1}^N P(n_j|\Lambda_j) \quad (\text{A.2})$$

En recombinaut A.1 et A.2, on obtient

$$L = e^{\sum_{j=1}^N (-\Lambda_j + n_j \ln \Lambda_j - \ln n_j!)} \quad (\text{A.3})$$

A ce point, il devient plus aisé de raisonner avec le logarithme de la vraisemblance afin de simplifier les expressions

$$\begin{aligned} l &= \ln L \\ l &= \sum_{j=1}^N -\Lambda_j + n_j \ln \Lambda_j - \ln n_j! \\ l &= - \int_0^T dt \lambda(t) + \sum_{j=1}^N n_j \ln \Lambda_j - \ln n_j! \end{aligned}$$

Et lorsque la limite δt tend vers 0

$$\begin{aligned} l &= - \int_0^T dt \lambda(t) + \sum_k \ln (\lambda(t_k) \delta t) \\ l &= - \int_0^T dt \lambda(t) + \sum_k \ln \lambda(t_k) + \sum_k \ln \delta t \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

La somme \sum_k se fait maintenant sur tous les évènements, et non plus sur les fenêtres temporelles. Notons de plus que le terme $\sum_k \ln \delta t$ diverge, mais reste constant quelque soit l'expression de la densité $\lambda(t)$.

A.2 Estimation par maximum de vraisemblance

Nous voulons obtenir l'expression de la densité du processus qui explique au mieux nos observations. Celle-ci peut dépendre d'un jeu de paramètre θ tel que, dans le cas d'un taux non-stationnaire,

$$\lambda = \lambda(t; \theta)$$

Ce problème se ramène donc à chercher le jeu de paramètres $\hat{\theta}$ qui va maximiser la vraisemblance du modèle choisi par rapport aux données; satisfaisant donc l'équation suivante

$$\frac{\partial l(\hat{\theta})}{\partial \theta} = 0$$

On définit alors une fonction coût

$$J(\theta) = \int_0^T dt \lambda(t; \theta) - \sum_k \ln \lambda(t_k; \theta) \quad (\text{A.5})$$

dont le minimum est donné par le jeu optimal de paramètre $\hat{\theta}$.

A.2.1 Quelques exemples

L'expression de la fonction coût à minimiser varie en fonction du modèle considéré. Pour une loi d'Omori [Omori, 1894; Utsu, 1961], le taux non-stationnaire s'écrit

$$\lambda(t) = \frac{K}{(t+c)^p}$$

et donc,

$$J = \frac{K}{(1-p)} [(T+c)^{1-p} - c^{1-p}]$$

Pour un modèle ETAS [Ogata, 1988],

$$\lambda(t) = \mu + \sum_{k; t_k < t} \frac{A e^{\alpha(m_k - m_c)}}{(t - t_k + c)^p}$$

et donc,

$$J = \mu T + \sum_{k; t_k < T} \left(\frac{A e^{\alpha(m_k - m_c)}}{1 - p} [(T - t_k + c)^{1-p} - c^{1-p}] - \ln \left(\mu + \sum_{j; t_j < t_k} \frac{A e^{\alpha(m_j - m_c)}}{(t_k - t_j + c)^p} \right) \right)$$

où les t_k et m_k correspondent respectivement aux temps d'occurrence et magnitude des évènements, et m_c à la magnitude de complétude du catalogue.

La méthode présentée ci-dessus peut aussi servir à l'estimation de la valeur de b de la loi Gutenberg-Richter [Aki, 1965]. Dans ce cas, les données sont des séries de magnitude de séismes, dont la densité de probabilité est donnée par

$$P(m_k | \beta) = \beta e^{-\beta(m_k - m_c)}$$

tel que $\beta = b \cdot \ln(10)$. En prenant le maximum du logarithme de la vraisemblance, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{d(\beta)}{d\beta} &= 0 \\ \sum_{k=1}^N \frac{N}{\hat{\beta}} [1 - (m_k - m_c)\hat{\beta}] &= 0 \\ \frac{N}{\hat{\beta}} - \sum_{k=1}^N (m_k - m_c) &= 0 \\ \hat{\beta} &= \frac{1}{\bar{m} - m_c} \end{aligned}$$

où \bar{m} correspond à la moyenne des magnitudes $\frac{\sum_k m_k}{N}$. La valeur de l'ordonnée à l'origine de cette relation se déduit ensuite de cette estimation par $a = N \hat{\beta} e^{\hat{\beta} m_c}$. Si l'on suppose une distribution gaussienne de la fonction de vraisemblance au voisinage de la solution, l'écart-type sur l'estimation de β est donné par

$$\sigma_\beta = \frac{\hat{\beta}}{\sqrt{N}}$$

A.2.2 A propos de la minimisation

Il existe de nombreux algorithmes dédiés à la recherche du minimum d'une fonction [Press et al., 1992]. Parmi ceux-ci, on peut distinguer les algorithmes faisant appel aux dérivées partielles de la fonction (gradient conjugué, méthodes quasi-Newton...), et ceux n'utilisant pas ces dérivées, parfois difficiles à calculer (méthode de Powell, simplex...). Dans tous les cas, la qualité de l'estimation dépendra du nombre de paramètres à déterminer au regard de la quantité de données disponibles. Il est donc particulièrement recommandé, si possible, de contraindre certains paramètres indépendamment. Par exemple, dans l'estimation des paramètres des lois d'Omori et du modèle ETAS, on peut s'appuyer sur le nombre total d'évènements contenu dans la série pour déterminer optimalement un paramètre, et faciliter la convergence de l'algorithme.

Connaissant le nombre total N d'évènements dans la série, on peut écrire

Pour la loi d'Omori,

$$\begin{aligned} N &= \int_0^T dt \lambda(t) \\ N &= \frac{K}{1-p} [(T+c)^{1-p} - c^{1-p}] \\ \text{et } \hat{K} &= \frac{N(1-p)}{[(T+c)^{1-p} - c^{1-p}]} \end{aligned}$$

où le paramètre \hat{K} optimal dépend de N , et des deux autres paramètres.

Pour le modèle ETAS,

$$\begin{aligned} N &= \int_0^T dt \lambda(t) \\ N &= \mu T + \frac{A}{1-p} \sum_{k: t_k < T} e^{\alpha(m_k - m_c)} [(T - t_k + c)^{1-p} - c^{1-p}] \\ \text{et donc, } \hat{\mu} &= \frac{N}{T} - \frac{A}{T(1-p)} \sum_{k: t_k < T} e^{\alpha(m_k - m_c)} [(T - t_k + c)^{1-p} - c^{1-p}] \end{aligned}$$

Appendix B

Mean-Field Extrapolation of the ETAS Model

As invoked in section 2.4, in some cases, an increase in seismicity rate can be very well accounted for by a standard ETAS model extrapolation (Ogata [1992, 1999, 2005]), provided the observed rate and magnitude of events in the extrapolation interval match the magnitude-dependent aftershock production rate predicted by the adjusted ETAS model. Consequently, this type of extrapolation may not discriminate an anomalous reactivation episode under such conditions. This reason led us to introduce the mean-field extrapolation as a more suitable method to detect unexpected behaviors.

As described in equation 2.3, estimating the seismicity rate at t from the ETAS model requires including all $m_i > m_c$ seismic events occurring at $t_i < t$. Nevertheless, as we want to extrapolate the post-Düzce seismicity rate with no a priori knowledge on the upcoming seismicity, we must at least give the model an estimation of what average activity would be expected. We thus included in the mean-field extrapolation all $m_i \geq m_c$ seismic events occurring at $t < T_D$, in addition to information about the expected magnitudes of upcoming events (for $t \geq T_D$). This last point is based on the estimated b-value of the Gutenberg-Richter's law, and information on the expected mean rate of earthquake occurrence is estimated via the branching rate (or average number of triggers generated by each aftershock, forced to be less than 1, for convergence of the estimate) given by:

$$\frac{\beta K_0 c^{1-p}}{(p-1)(\beta-\alpha)} < 1 \quad (\text{B.1})$$

where $\beta = b \cdot \log(10)$.

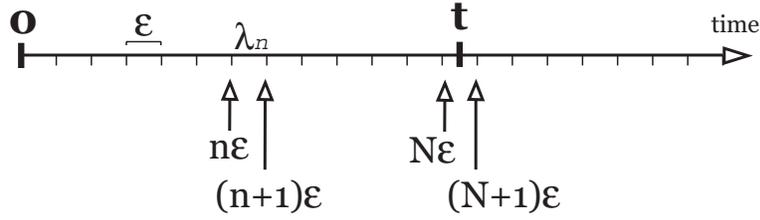


Figure B.1: Discretization scheme of the time axis

B.1 Theory

We here present ways of running a mean-field extrapolation of the ETAS model [Ogata [1992]], once the optimal parameter set $\theta = \{K_0; \alpha; c; p\}$ is obtained from an inversion procedure. Note that all event magnitude values m_i are subtracted from the completeness threshold m_c . Expression for the extrapolated rate $\lambda_0(t)$ depends on the dataset content:

- Given $\{t_i; m_i\}$, the occurrence times and magnitudes of the events on a time interval subsequent to the fit interval, one may deduce the mean-field rate $\lambda_0(t)$ as:

$$\lambda_0(t) = \int_0^\infty dm \int_{-\infty}^\infty ds g(t-s, m) \phi(s, m) \quad (\text{B.2})$$

with

$$\phi(s, m) = \sum_i \delta(s - t_i) \delta(m - m_i)$$

$$g(t, m) = 0 \text{ for } t < 0$$

$$g(t, m) = K_0 e^{\alpha m} (t + c)^{-p} \text{ for } t \geq 0$$

- Given $\{t_i\}$ but no information on the corresponding $\{m_i\}$, we get:

$$\lambda_0(t) = \int_{-\infty}^t ds K_0 (t - s + c)^{-p} \phi(s) \int_0^\infty dm e^{\alpha m} f(m) \quad (\text{B.3})$$

where $f(m)$ stands for the probability density function that the magnitude is m , according to Gutenberg-Richter's law:

$$f(m) = \beta e^{-\beta m}$$

Thus,

$$\lambda_0(t) = \int_{-\infty}^t ds \frac{K_0 \beta}{\beta - \alpha} (t - s + c)^{-p} \phi(s) \quad (\text{B.4})$$

- Neither information on $\{t_i\}$, nor on $\{m_i\}$, but knowing the probability $\lambda(t, t + \varepsilon)$ for an earthquake to occur at time $t_i \in [t; t + \varepsilon]$.

The time axis is thus discretized into equal-sized segments of length ε (see fig.B.1).

Probability density function for a single event to occur in the time interval $[t; t + \varepsilon]$ is given by $\frac{\lambda(t, t + \varepsilon)}{\varepsilon}$ (with $\varepsilon \ll 1$), then,

$$\lambda_0(t) = \int_{-\infty}^t ds \frac{K_0 \beta}{\beta - \alpha} (t - s + c)^{-p} \sum_n \frac{\lambda_n(s)}{\varepsilon}$$

where,

$$n \geq 0$$

$$\lambda_n(s) = 0 \text{ for } s \notin [n\varepsilon; (n+1)\varepsilon]$$

$$\lambda_n(s) = \lambda_n \text{ for } s \in [n\varepsilon; (n+1)\varepsilon]$$

Thus,

$$\lambda_0(t) = \frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta - \alpha)} \sum_n \lambda_n \int_{\min[n\varepsilon, t]}^{\min[(n+1)\varepsilon, t]} ds (t - s + c)^{-p}$$

from what we get

$$\begin{aligned} \lambda_0(t) &= \frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta - \alpha)(1 - p)} \sum_{n; (n+1)\varepsilon < t} \lambda_n ([t + c - n\varepsilon]^{1-p} - [t + c - (n+1)\varepsilon]^{1-p}) \\ &+ \frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta - \alpha)(1 - p)} \lambda_N ([t + c - N\varepsilon]^{1-p} - c^{1-p}) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

with, $N\varepsilon < t < (N+1)\varepsilon$

As we discretized the time axis, calculating the mean rate λ_m between time indexes $m\varepsilon$ and $(m+1)\varepsilon$ requires an integration:

$$\lambda_m = \int_{m\varepsilon}^{(m+1)\varepsilon} dt \lambda_0(t)$$

leading to,

$$\begin{aligned} \lambda_m &= \frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta - \alpha)(1 - p)} \sum_{n < m} \lambda_n \int_{m\varepsilon}^{(m+1)\varepsilon} dt ([t + c - n\varepsilon]^{1-p} - [t + c - (n+1)\varepsilon]^{1-p}) \\ &+ \frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta - \alpha)(1 - p)} \lambda_m \int_{m\varepsilon}^{(m+1)\varepsilon} dt ([t + c - m\varepsilon]^{1-p} - c^{1-p}) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Finally,

$$\lambda_m = \sum_{n \leq m} G_{m-n} \lambda_n \quad (\text{B.7})$$

with,

$$G_0 = -\frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta-\alpha)(1-p)} \left[c^{1-p} \varepsilon + \frac{c^{2-p} - (\varepsilon+c)^{2-p}}{2-p} \right]$$

$$G_p = \frac{K_0 \beta}{\varepsilon(\beta-\alpha)(1-p)(2-p)} \left[-2(p\varepsilon + c)^{2-p} + ((p-1)\varepsilon + c)^{2-p} + ((p+1)\varepsilon + c)^{2-p} \right] \quad (p > 0)$$

Calculation of the mean-field rate is then performed as follows:

1. Calculation of the source term $\lambda^{(0)}$
In our case, this term is calculated from the known series of seismicity up to the end of the fit interval.
2. Calculation of G
3. Iterations up to $i \sim 100$: $\lambda^{(i+1)} = G \lambda^{(i)}$
One should verify that the iteration process does converge towards 0, which is guaranteed for branching rate value $\frac{\beta K_0 c^{1-p}}{(p-1)(\beta-\alpha)} < 1$. The furthest the branching rate to 1, the fastest the convergence towards 0.
4. Summation: $\Lambda = \lambda^{(0)} + \lambda^{(1)} + \dots + \lambda^{(i)} + \dots$ in order to obtain the mean-field rate Λ .

To conclude, we would like to emphasize the fact that the extrapolated seismicity rate should be understood as a realisation of a stochastic process, and that consequently, its distribution can be obtained by running Monte-Carlo analysis. However, such a procedure is somewhat tedious and time-consuming for any standard PC. So we opted for an mean-field extrapolation procedure, that, although it gives no information on the extrapolated rate distribution, provides an estimation of the seismicity rate ensemble average that can be expected.

B.2 Examples

We performed this mean-field extrapolation on the dataset described in this study. Figures B.2a, B.2b and B.2c respectively show ETAS mean-field extrapolated rates for the eastern region, the western region and Yalova area. As it is visible on these plots, mean-field extrapolated activity is exploding (i.e. tends towards an infinite number of expected events). This problematic behavior is a consequence of a

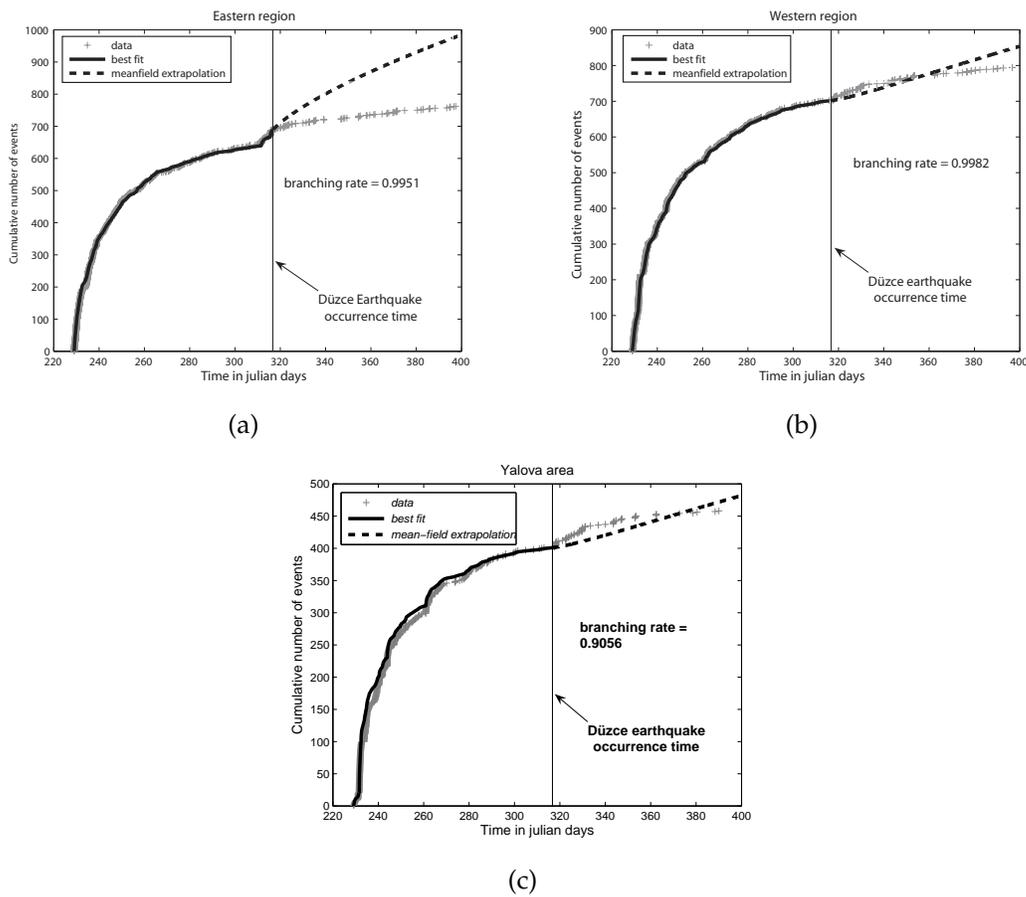


Figure B.2: Best fit and mean-field extrapolation of the ETAS model on three datasets used in this study: (a) Eastern region (b) Western region and (c) Yalova area

branching rate value very close to 1, as systematically returned by the inversion procedure. Consequently, we preferred not to include these exploding extrapolations into the results presented of this study because discussions based on unrealistic predictions may weaken our conclusions.

Annexe C

Détermination automatique de la complétude d'un catalogue

Nous présentons ici une approche permettant la détection du seuil de complétude d'un catalogue de sismicité, sans intervention humaine. La procédure adoptée est ici inspirée d'un précédent travail de Ogata and Katsura [1993].

C.1 Modélisation de la sismicité incomplète

Considérons tous les évènements enregistrés par un catalogue, même ceux de magnitude inférieure à la magnitude de complétude du catalogue. Nous cherchons ensuite à ajuster ce jeu de données (distribution fréquence - magnitude) à un modèle défini par :

$$\lambda(m) = a\beta e^{-\beta m} q(m)$$

où $\lambda(m)$ correspond au taux moyen d'un processus de Poisson, caractérisant la distribution du nombre d'évènements attendu de magnitude m . Cette expression correspond à une loi de Gutenberg-Richter de paramètre $\beta = b \ln(10)$, modulée par une fonction de detection $q(m)$. La fonction de detection $q(m)$, qui correspond à la probabilité qu'un séisme de magnitude m soit détecté par le réseau sismologique, est définie par :

$$0 < q(m) < 1 \text{ pour } m < M_c$$

$$q(m) = 1 \text{ pour } m \geq M_c$$

Ringdal [1975] suggère que cette fonction soit l'intégrale d'une distribution gaussienne, dans le cas d'un bruit sismique gaussien. On peut donc ainsi quantifier la fraction d'évènements non-détectés par le réseau en dessous du seuil de complétude par l'expression :

$$q(m) = \frac{1}{\sigma\sqrt{(2\pi)}} \int_{M_{min}}^m dm e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}} = 0.5 + 0.5 \operatorname{erf}\left(\frac{m-\mu}{\sigma\sqrt{2}}\right)$$

où M_{min} correspond à la magnitude minimale du jeu de données ($M_{min} \leq m_c$).

Par ailleurs, on peut contraindre a , sachant que :

$$\int_{M_{min}}^{+\infty} dm \lambda(m) = N$$

$$\Rightarrow a = \frac{N}{\int_{M_{min}}^{+\infty} dm \beta e^{-\beta m} q(m)}$$

où N est le nombre total d'évènements de magnitude $m \geq M_{min}$.

Dans la suite, nous raisonnerons dans un espace discret, où les magnitudes sont réparties dans des intervalles réguliers de taille δm (voir aussi Utsu[1966], à propos de la discrétisation des intervalles de magnitude pour l'estimation d'une loi GR). La magnitude minimale détectée est notée M_{min} . Ainsi, pour la $i^{\text{ème}}$ boîte, le nombre attendu de séismes sera

$$\Lambda(M_{min} + (i-1)\delta m, M_{min} + i\delta m) = \int_{M_{min}+(i-1)\delta m}^{M_{min}+i\delta m} dm a\beta e^{-\beta m} q(m)$$

L'estimation de la meilleure loi caractérisant un jeu de données peut être estimée par maximum de vraisemblance, c'est-à-dire en maximisant une fonction de vraisemblance L_θ , dont la valeur dépend du jeu de paramètres $\theta = \{\beta, \mu, \sigma\}$:

$$L_\theta = \prod_{i=1}^{N_b} e^{-\Lambda_i} \frac{\Lambda_i^{n_i}}{n_i!}$$

où, n_i est le nombre d'évènements observés dont la magnitude est comprise entre $M_{min} + (i-1)\delta m$ et $M_{min} + i\delta m$, et N_b correspond au nombre total de "boîtes". On a donc :

$$\ln L_\theta = \sum_{i=1}^{N_b} -\Lambda_i + n_i \ln \Lambda_i - \ln n_i!$$

Maximiser la vraisemblance de la fonction $\ln L_\theta$ revient donc à minimiser une fonction coût J_θ définie comme

$$J_\theta = -\ln L_\theta = N - \sum_{i=1}^{N_b} n_i \ln \Lambda_i$$

où

$$\begin{aligned} \Lambda_i &= \Lambda(M_{min} + (i-1)\delta m, M_{min} + i\delta m) \\ &= a\varphi(M_{min} + (i-1)\delta m, M_{min} + i\delta m) \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned} \varphi(m_1, m_2) &= -e^{-\beta m_2} q(m_2) + e^{-\beta m_1} q(m_1) \\ &+ e^{\frac{\sigma^2 \beta^2}{2} - \mu \beta} \left[0.5 \operatorname{erf} \left(\frac{m_2 - \mu + \sigma^2 \beta}{\sigma \sqrt{2}} \right) - 0.5 \operatorname{erf} \left(\frac{m_1 - \mu + \sigma^2 \beta}{\sigma \sqrt{2}} \right) \right] \end{aligned}$$

C.2 Zoom : calcul de φ

$$\varphi(m_1, m_2) = \int_{m_1}^{m_2} dm \beta e^{-\beta m} q(m)$$

La résolution de cette expression peut se faire en utilisant une intégration par parties, où l'on pose $u = q(m)$ et $v' = \beta e^{-\beta m}$. Il vient donc $u' = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ et $v = -e^{-\beta m}$.

L'intégrale devient alors

$$\varphi(m_1, m_2) = [-e^{-\beta m} q(m)]_{m_1}^{m_2} + \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{m_1}^{m_2} dm e^{-\beta m} e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

Posons

$$\begin{aligned} f &= e^{-\beta m} e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}} \\ \iff &e^{-\frac{1}{2\sigma^2} [m^2 + \mu^2 - 2m\mu + 2\sigma^2 \beta m]} \\ \iff &e^{\frac{-1}{2\sigma^2} [(m + \sigma^2 \beta - \mu)^2 - \sigma^4 \beta^2 + 2\mu \beta \sigma^2]} \end{aligned}$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma\sqrt{(2\pi)}} \int_{m_1}^{m_2} dm e^{-\beta m} e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}} &= e^{\frac{\sigma^2\beta^2}{2}-\mu\beta} \frac{1}{\sigma\sqrt{(2\pi)}} \int_{m_1}^{m_2} dm e^{\frac{-1}{2\sigma^2}(m-(\mu-\sigma^2\beta))^2} \\ &= e^{\frac{\sigma^2\beta^2}{2}-\mu\beta} \left[\frac{1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{m_2 - \mu + \sigma^2\beta}{\sigma\sqrt{(2)}} \right) - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{m_1 - \mu + \sigma^2\beta}{\sigma\sqrt{(2)}} \right) \right] \end{aligned}$$

Et,

$$\begin{aligned} \varphi(m_1, m_2) &= -e^{-\beta m_2} q(m_2) + e^{-\beta m_1} q(m_1) \\ &\quad + e^{\frac{\sigma^2\beta^2}{2}-\mu\beta} \left[0.5 \operatorname{erf} \left(\frac{m_2 - \mu + \sigma^2\beta}{\sigma\sqrt{(2)}} \right) - 0.5 \operatorname{erf} \left(\frac{m_1 - \mu + \sigma^2\beta}{\sigma\sqrt{(2)}} \right) \right] \end{aligned}$$

Une fois établie cette relation, il devient possible de déterminer la valeur du paramètre a , en posant $m_1 = M_{min}$ et $m_2 = +\infty$.

Ceci conduit à l'expression

$$\varphi(M_{min}, +\infty) = e^{-\beta M_{min}} q(M_{min}) + e^{\frac{\sigma^2\beta^2}{2}-\mu\beta} \left[0.5 - 0.5 \operatorname{erf} \left(\frac{M_{min} - \mu + \sigma^2\beta}{\sigma\sqrt{(2)}} \right) \right]$$

Qu'on peut ensuite réinjecter dans

$$\int_{M_{min}}^{+\infty} dm \lambda(m) = N$$

d'où il vient que

$$\begin{aligned} a \cdot \varphi(M_{min}, +\infty) &= N \\ \iff a &= N/\varphi(M_{min}, +\infty) \end{aligned}$$

C.3 Estimation de l'incertitude sur les paramètres

Soit $\theta^* = \{\theta^{(j)}\}$ les j paramètres optimaux, obtenus par maximum de vraisemblance.

Par analyse de Monte-Carlo ($N \gg 1$), on perturbe la solution optimale, telle que

$$\theta_i = \theta^* + \varepsilon_i \quad i = 1, \dots, N$$

et où ε_i est une perturbation aléatoire, distribuée suivant une loi normale centrée $\mathcal{N}(0, \sigma_i)$, dont l'écart-type σ_i doit être plus grand que l'incertitude que l'on trouvera sur les paramètres (il faudra donc vérifier que cette condition est réalisée une fois obtenue l'incertitude sur les paramètres). On détermine ensuite les valeurs correspondantes de vraisemblance $L_i = e^{-J_i}$ (NB : Pour éviter à la fonction 'exp' de diverger, on peut aussi prendre $L_i = e^{-(J_i - J^*)}$ où J^* correspond à $\min\{J(\theta^*); \min(J_i)\}$).

Ceci nous permet donc de construire les fonctions de répartition marginale pour chacun des paramètres $\theta^{(j)}$ telles que

$$F_j(\theta^{(j)}) = \frac{\sum_{\{i; \theta_i^{(j)} < \theta^{(j)}\}} L_i}{\sum_i L_i}$$

Les incertitudes sur les paramètres correspondent alors aux écarts-type des fonctions de répartition marginales relatives à chacun de ces paramètres

$$E[\theta^{(j)}] = \frac{\sum_i L_i \theta_i^{(j)}}{\sum_i L_i}$$

$$E[\theta^{(j)2}] = \frac{\sum_i L_i \theta_i^{(j)2}}{\sum_i L_i}$$

$$\sigma^{(j)} = \sqrt{E[\theta^{(j)2}] - E[\theta^{(j)}]^2}$$

Bibliographie

Seismological notes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 50(4) :609, 1960.

K. Aki. Maximum likelihood estimate of b in the formula $\log N=a-bM$ and its confidence limits. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 43 :237–239, 1965.

K. Aki and P.G. Richards. *Quantitative seismology*. University Science Books, Sausalito, California, 2nd ed. edition, 2002.

M. Aktar, S. Özalaybey, M. Ergin, H. Karabulut, M.-P. Bouin, C. Tapirdamaz, F. Biçmen, A. Yörük, and M. Bouchon. Spatial variation of aftershock activity across the rupture zone of the 17 august 1999 Izmit earthquake, Turkey. *Tectonophysics*, 391 :325–334, 2004.

A. Antonioli, D. Piccinini, L. Chiaraluce, and M. Cocco. Fluid flow and seismicity pattern : Evidence from the 1997 Umbria-Marche (central Italy) seismic sequence. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.

A. Antonioli, M.E. Belardinelli, A. Bizzarri, and K.S. Vogfjörð. Evidence of instantaneous dynamic triggering during the seismic sequence of year 2000 in south Iceland. *J. Geophys. Res.*, 111 :B03302, 2006.

T. Árnadóttir, S. Hreinsdóttir, G. Guðmundsson, P. Einarsson, M. Heinert, and C. Völksen. Crustal deformation measured by GPS in the South Iceland Seismic Zone due to two large earthquakes in June 2000. *Geophys. Res. Lett.*, 28 (21) : 4031–4033, 2001.

T. Árnadóttir, H. Geirsson, and P. Einarsson. Coseismic stress changes and crustal deformation on the reykjanes peninsula due to triggered earthquakes on 17 june 2000. *J. Geophys. Res.*, 109, September 2004. doi : 10.1029/2004JB003130.

P. Árnadóttir, S. Jónsson, R. Pedersen, and G.B. Guðmundsson. Coulomb stress changes in the South Iceland Seismic Zone due to two large earthquakes in June 2000. *Geophys. Res. Lett.*, 30 (5), 2003.

L. Astiz and H. Kanamori. An earthquake doublet in Ometepec, Guerrero, Mexico. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 34 :24–45, 1984.

- N.M. Beeler and D.A. Lockner. Why earthquakes correlate weakly with the solid earth tides : Effects of periodic stress on the rate and probability of earthquake occurrence. *J. Geophys. Res.*, 108(B8) :2391, 2003. doi :10.1029/2001JB001518.
- M.E. Belardinelli, A. Bizzarri, and M. Cocco. Earthquake triggering by static and dynamic stress changes. *J. Geophys. Res.*, 108 :2135, 2003.
- Y. Ben-Zion and V. Lyakhovsky. Analysis of aftershocks in a lithospheric model with seismogenic zone governed by damage rheology. *Geophys. J. Int.*, 165 :197–210, 2006. doi :10.1111/j.1365-246X.2006.02878.x.
- H. Benioff. Earthquakes and rock creep : (part 1 : Creep characteristics of rocks and the origin of aftershocks). *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 41 :31–62, 1951.
- F. Bergerat. La sismicité historique en Islande : aspects géologiques et impacts environnementaux et sociaux. Exemples dans la Zone sismique sud-islandaise. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 333 :81–92, 2001.
- D.R. Bohnenstiehl, M. Tolstoy, R.P. Dziak, C.G. Fox, and D.K. Smith. Aftershock sequences in the mid-ocean ridge environment : an analysis using hydroacoustic data. *Tectonophysics*, 354(1) :49–70, 2002.
- M. Bouchon. A simple method to calculate Green's functions in elastic layered media. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 71 :959–971, 1981.
- M. Bouchon and H. Karabulut. A note on seismic activity near the eastern termination of the Izmit rupture in the hours preceding the Duzce earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92(1) :406–410, 2002.
- M.-P. Bouin, M. Bouchon, H. Karabulut, and M. Aktar. Rupture process of the 1999 November 12 Düzce (Turkey) earthquake deduced from strong motion and Global Positioning System measurements. *Geophys. J. Int.*, 159 :207–211, 2004.
- E.E. Brodsky. Long-range triggered earthquakes that continue after the wave train passes. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :L15313, August 2006. doi : 10.1029/2006GL026605.
- E.E. Brodsky and S.G. Prejean. New constraints on mechanisms of remotely triggered seismicity at Long Valley Caldera. *J. Geophys. Res.*, 110(B4), 2005. doi :10.1029/2004JB003211.
- E.E. Brodsky, V. Karakostas, and H. Kanamori. A new observation of dynamically triggered regional seismicity : earthquakes in Greece following the august, 1999, Izmit, Turkey earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 27 :2741–2744, 2000.
- R. Bürgmann, S. Ergintav, P. Segall, E.H. Hearn, S. McClusky, R.E. Reilinger, H. Woith, and J. Zschau. Time-dependent distributed afterslip on and deep below the Izmit earthquake rupture. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92(1) :126–137, 2002.

- M.A. Chinnery. The stress changes that accompany strike-slip faulting. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 53(5) :921–932, 1963.
- A.E. Clifton, C. Pagli, J.F. Jónsdóttir, K. Eythorsdóttir, and K. Vogfjörð. Surface effects of triggered fault slip on Reykjanes Peninsula, SW Iceland. *Tectonophysics*, 369 :145–154, 2003.
- M. Cocco, C. Nostro, and G. Ekstöm. Static stress changes and fault interaction during the 1997 Umbria-Marche earthquake sequence. *J. Seismol.*, 4 :501–516, 2000.
- F. Cotton and O. Coutant. Dynamic stress variations due to shear faults in a plane-layered medium. *Geophys. J. Int.*, 128 :676–688, 1997.
- G. Daniel, D. Marsan, and M. Bouchon. Perturbation of the Izmit earthquake aftershock decaying activity following the 1999 M_w 7.2 Düzce, Turkey, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 111, 2006. doi :10.1029/2005JB003978.
- G. Daniel, D. Marsan, and M. Bouchon. Triggering in southern Iceland following the June 2000, M_s 6.6 doublet. *J. Geophys. Res.*, 2007. Accepted for publication.
- S. Das and C. Henry. Spatial relation between main earthquake slip and its aftershock distribution. *Rev. Geophysics*, 41(3) :1013, September 2003. doi : 10.1029/2002RG000119.
- S. Das and C.H. Scholz. Off-fault aftershock clusters caused by shear stress increase? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 71(5) :1669–1675, 1981a.
- S. Das and C.H. Scholz. Theory of time-dependent rupture in the earth. *J. Geophys. Res.*, 86(B7) :6039–6051, 1981b.
- C. Davison. Notes on some seismological terms. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 14 : 26–37, 1924a.
- C. Davison. Fusakichi omori and his work on earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 14 :240–255, 1924b.
- J.H. Dieterich. Time-dependent friction as a possible mechanism for aftershocks. *J. Geophys. Res.*, 77(20) :3771–3781, 1972.
- J.H. Dieterich. time-dependent friction and the mechanics of stick-slip. *Pure App. Geophys.*, 116 (4-5) :790–806, 1978.
- J.H. Dieterich. Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.*, 84 :2161–2168, 1979.
- J.H. Dieterich. A constitutive law for earthquake production and its application to earthquake clustering. *J. Geophys. Res.*, 99 (B2) :2601–2618, 1994.

- J.H. Dieterich, V. Cayol, and P. Okubo. The use of earthquake rate changes as a stress meter at kilauea volcano. *Nature*, 408 :457–460, 2000.
- D.I. Doser and R. Robinson. Modeling stress changes induced by earthquakes in the southern marlborough region, south island, new zealand. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92(8) :3229–3238, 2002. doi : 10.1785/0120010107.
- P. Einarsson. Earthquakes and present-day tectonism in Iceland. *Tectonophysics*, 189 :261–279, 1991.
- P. Einarsson and J. Eiríksson. Earthquake fractures in the districts Land and Rangárvellir in the South Iceland Seismic Zone. *Jökull*, 32 :113–120, 1982.
- K.R. Felzer and E.E. Brodsky. Testing the stress shadow hypothesis. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- K.R. Felzer and E.E. Brodsky. Decay of aftershock density with distance indicates triggering by dynamic stress. *Nature*, 441 :735–738, 2006.
- K.R. Felzer, R.E. Abercrombie, and G. Ekstrom. A common origin for aftershocks, foreshocks and multiplets. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94(1) :88–98, 2004.
- A.M. Freed. Earthquake triggering by static, dynamic, and postseismic stress transfer. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 33 :335–367, 2005.
- J.K. Gardner and L. Knopoff. Is the sequence of earthquakes in southern californian, with aftershocks removedn poissonian? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 64(5) : 1363–1367, October 1974.
- S.J. Gibowicz and S. Lasocki. Earthquake doublets and multiplets in the Fiji-Tonga-Kermadec region. *Acta Geophysica Polonica*, 53(3) :239–274, 2005.
- S.J. Gibowicz and S. Lasocki. Analysis of shallow and deep earthquake doublets in the fiji-tonga-kermadec region. *Pure App. Geophys.*, 164 :53–74, 2007.
- J. Gomberg. Stress/strain changes and triggered seismicity following the M_w 7.4 Landers, California earthquake. *J. Geophys. Res.*, 101 :751–764, 1996.
- J. Gomberg and P.A. Johnson. Dynamic triggering of earthquakes. *Nature*, 437 : 830, 2005.
- J. Gomberg, M.L. Blanpied, and N.M. Beeler. Transient triggering of near and distant earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 87(2) :294–309, 1997.
- J. Gomberg, N.M. Beeler, M.L. Blanpied, and P. Bodin. Earthquake triggering by transient and static deformations. *J. Geophys. Res.*, 103 (B10) :24,411–24,426, 1998.
- J. Gomberg, P.A. Reasenber, P.Bodin, and R.A. Harris. Earthquake triggering by seismic waves following the Landers and Hector Mine earthquakes. *Nature*, 411 :462–466, 2001.

- J. Gomberg, P. Bodin, and P.A. Reasenberg. Observing earthquakes triggered in the near-field by dynamic deformations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93(1) :118–138, 2003.
- J. Gomberg, P. Bodin, K. Larson, and H. Dragert. Earthquake nucleation by transient deformations caused by the $M = 7.9$ Denali, Alaska, earthquake. *Nature*, 427 :621–624, 2004.
- D. Griggs. Creep of rocks. *Jour. Geol.*, 47 :225–251, 1939.
- B. Gutenberg. Untersuchungen zur frage, bis zu welcher tiefe die erde kristallin ist. *Zeit, Geophys.*, 2 :24–29, 1926.
- B. Gutenberg. Amplitudes of surface waves and magnitudes of shallow earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 35 :3–12, 1945.
- B. Gutenberg and C.F. Richter. *Seismicity of the Earth and associated phenomena*. Princeton Univ. Press, 1954.
- B. Gutenberg and C.F. Richter. Frequency of earthquakes in california. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 34 :185–188, 1944.
- S. Hainzl and Y. Ogata. Detecting fluid signals in seismicity data through statistical earthquake modeling. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005. DOI :10.1029/2004JB003247.
- T.C. Hanks and H. Kanamori. A moment magnitude scale. *J. Geophys. Res.*, 84 (B5) :2348–2350, May 1979.
- R.A. Harris and R.W. Simpson. The $m_w 7.1$ Hector mine, California, earthquake : A test of the stress shadow hypothesis ? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92(4) :1497–1512, 2002. doi : 10.1785/0120000913.
- R.A. Harris and R.W. Simpson. In the shadow of 1857 - the effect of the great Ft. Tejon earthquake on subsequent earthquakes in southern California. *Geophys. Res. Lett.*, 23 (3) :229–232, 1996.
- R.A. Harris and R.W. Simpson. Suppression of large earthquakes by stress shadows : a comparison of coulomb and rate-and-state failure. *J. Geophys. Res.*, 103 : 24439–24451, 1998.
- E.H. Hearn, R. Bürgmann, and R.E. Reilinger. Dynamics of Izmit earthquake postseismic deformation and loading of the Düzce earthquake hypocentre. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92(1) :172–193, 2002.
- A. Helmstetter. Is earthquake triggering driven by small earthquakes ? *Phys. Rev. Lett.*, 91(5), 2003.
- A. Helmstetter and B. Shaw. Relation between stress heterogeneity and after-shock rate in the rate-and-state model. *J. Geophys. Res.*, 111, July 2006. doi : 10.1029/2005JB004077. doi :10.1029/2005JB004077.

- A. Helmstetter, G.Ouillon, and D. Sornette. Are aftershocks of large californian earthquakes diffusing? *J. Geophys. Res.*, 108 :2483, 2003a. doi : 10.1029/2003JB002503.
- A. Helmstetter, D. Sornette, and J.R. Grasso. Mainshocks are aftershocks of conditional foreshocks : How do foreshock statistical properties emerge from aftershock laws. *J. Geophys. Res.*, 108(B1) :2046, 2003b. doi : 10.1029/2002JB001991.
- A. Helmstetter, Y.Y. Kagan, and D.D. Jackson. Importance of small earthquakes for stress transfers and earthquake triggering. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005. doi :10.1029/2004JB003286.
- A. Helmstetter, Y.Y. Kagan, and D.D. Jackson. Comparison of short-term and time-independent earthquake forecast models for southern california. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96(1) :90–106, February 2006. doi : 10.1785/0120050067.
- D.P. Hill, P.A. Reasenber, A. Michael, and W.J. Arabaz. Seismicity remotely triggered by the M_w 7.3 Landers, california, earthquake. *Science*, 260 :1617–1623, 1993.
- H. Horikawa. Earthquake doublet in kagoshima, japan : rupture of asperities in a stress shadow. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 91(1) :112–127, 2001. doi : 10.1785/0119990131.
- S. Husen, S. Wiemer, and R.B. Smith. Remotely triggered seismicity in the Yellowstone National Park region by the 2002 $M_w = 7.9$ Denali fault earthquake, Alaska. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94(6B), 2004.
- A.L. Husker and E.E. Brodsky. Seismicity in idaho and montana triggered by the denali fault earthquake : A window into the geologic context for seismic triggering. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94(6B) :S310–S316, December 2004. doi : 10.1785/0120040618.
- S.S. Jakobsdóttir. The SIL system - 15 years of near-real time monitoring. Technical report, 1st ECEES meeting, Geneva, Switz., September 2006.
- J.H. Jeans. The propagation of earthquake waves. *Proc. Roy. Soc. London*, A 102 : 554–574, 1923.
- H. Jeffreys. On the amplitude of bodily seismic waves. *Monthly Notices Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, 1 :334–348, 1926.
- P.A. Johnson and X. Jia. Nonlinear dynamics, granular media and dynamic earthquake triggering. *Nature*, 437 :871–874, 2005.
- S. Jónsson, P. Segall, R. Pedersen, and G. Björnsson. Post-earthquake ground movements correlated to pore-pressure transients. *Nature*, 424, 2003.

Y.Y. Kagan and D.D. Jackson. Worldwide doublets of large shallow earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 89(5) :1147–1155, 1999.

Y.Y. Kagan and L. Knopoff. Stochastic synthesis of earthquake catalogs. *J. Geophys. Res.*, 86 :2856–2862, 1981.

H. Kanamori and D.L. Anderson. Theoretical Basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65(5) :1073–1095, 1975.

H. Karabulut, M.P. Bouin, M. Bouchon, M. Dietrich, C. Cornou, and M. Aktar. The seismicity in the eastern Marmara Sea after the 17 august 1999 Izmit earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92(1) :387–393, 2002.

D. Kilb, J. Gomberg, and P. Bodin. Triggering of earthquake aftershocks by dynamic stresses. *Nature*, 408 :570–574, 2000.

G.C.P. King and M. Cocco. Fault interactions by elastic stress changes : new clues from earthquake sequences. *Adv. in geophys.*, 44, 2000.

G.C.P. King, R.S. Stein, and J. Lin. Static stress changes and the triggering of earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84(3) :935–953, 1994.

G.C.P. King, A. Hubert-Ferrari, S.S. Nalbant, B. Meyer, R. Armijo, and D. Bowman. Coulomb stress interactions and the 17 august 1999 Izmit, Turkey earthquake. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 0 :1–13, 2001.

F.W. Klein, T. Wright, and J. Nakata. Aftershock decay, productivity and stress rates in Hawaii : Indicators of temperature and stress from magma sources. *J. Geophys. Res.*, 111, 2006. doi : 10.1029/2005JB003949.

B.V. Kostrov and S. Das. Idealized models of fault behavior prior to dynamic rupture. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 72(3) :679–703, 1982.

J.H. Kurz, T. Jahr, and G. Jentzsch. Earthquake swarm examples and a look at the generation mechanism of the Vogtland/Western Bohemia earthquake swarms. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 142 :75–88, 2004.

T. Lay and H. Kanamori. Earthquake doublets in the Solomon Islands. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 21 :283–304, 1980.

T. Lay and T.C. Wallace. *Modern global seismology*. Academic Press, Inc., San Diego, CA, 1995.

I. Lehmann. *P'. Bur. Ctr. Seism. Int.*, A 14 :3–31, 1936.

W.J. Lyons. The general relations of flow in solids and their applications to the plastic behavior of tire cords. *Jour. Appl. Physics*, 17 :472, 1946.

- Kuo-Fong Ma, Chung-Han Chan, and R.S. Stein. Response of seismicity to Coulomb stress triggers and shadows of the 1999 $M_w = 7.6$ Chi-Chi, Taiwan, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 110,B05S19, 2005.
- E.P. Mallman and M.D. Zoback. Assessing elastic coulomb stress transfer models using seismicity rates in southern california and southwestern japan. *J. Geophys. Res.*, 112, March 2007. doi : 10.1029/2005JB004076.
- B.B. Mandelbrot. *The fractal geometry of nature*. W.H. Freeman and Company, 1982. ISBN 0-7167-1186-9.
- D. Marsan. Triggering of seismicity at short timescales following californian earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 108 :2266, 2003.
- D. Marsan. Can co-seismic stress variability suppress seismicity stress shadows? insights from a rate-and-state friction model. *J. Geophys. Res.*, 111 (B6), 2006. DOI :10.1029/2005JB004060.
- D. Marsan. The branching structure of earthquake occurrence revealed by model-independent stochastic declustering. *In preparation*, 2007. Code and documentation available at <http://www.lgiti.univ-savoie.fr/MISD/misd.html>.
- D. Marsan and G. Daniel. Measuring the heterogeneity of the co-seismic stress change following the 1999 m_w 7.6 chi-chi earthquake. *J. Geophys. Res.*, 112(B7), 2007. DOI :10.1029/2006JB004651.
- D. Marsan and S.S. Nalbant. Methods for measuring rate changes : A review and a study of how the M_w 7.3 Landers earthquake affected the aftershock sequence of the M_w 6.1 Joshua Tree earthquake. *Pure App. Geophys.*, 162 :1151–1185, 2005.
- D. Marsan, C.J. Bean, S. Steacy, and J. McCloskey. Observation of diffusion processes in earthquake populations and implications for the probability of seismicity systems. *J. Geophys. Res.*, 105 (B12) :28081–28094, December 2000.
- M.V. Matthews and P.A. Reasenber. Statistical methods for investigating quiescence and other temporal seismicity patterns. *Pure App. Geophys.*, 126(2-4) :358–372, 1988.
- C. Mendoza and S.H. Hartzell. Aftershock patterns and main shock faulting. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 78(4) :1438–1449, 1988.
- A.A. Michelson. Elastic viscous flow, part 1. *Jour. Geol.*, 25 :405–410, 1917.
- A.A. Michelson. Elastic viscous flow, part 2. *Jour. Geol.*, 28 :18–24, 1920.
- T. Mikumo and T. Miyatake. Earthquake sequences on a frictional fault model with non-uniform strengths and relaxation times. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 59 : 497–522, 1979.

- S.A. Miller, C. Collettini, L. Chiaraluce, M. Cocco, M. Barchi, and B.J.P. Kaus. Aftershocks driven by a high-pressure CO₂ source at depth. *Nature*, 427 :724–727, 2004.
- K. Mogi. Study of the elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relation to earthquake phenomena. *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 40 :125–173, 1962.
- S.S. Nalbant, A. Hubert, and G.C.P. King. Stress coupling between earthquakes in northwest Turkey and the north Aegean sea. *J. Geophys. Res.*, 103(B10) :24469–24486, 1998.
- A. Nur. Matsushiro, Japan earthquake swarm : Confirmation of the dilatancy-fluid diffusion model. *Geology*, 2 :217–221, 1974.
- A. Nur and J.R. Booker. Aftershocks caused by pore fluid flow? *Science*, 175 (4024) :885–887, February 1972. doi : 10.1126/science.175.4024.885.
- Y. Ogata. Seismicity quiescence and activation in western Japan associated with the 1944 and 1946 great earthquakes near the Nankai trough. *J. Geophys. Res.*, 109 (B4), 2004. doi :10.1029/2003JB002634.
- Y. Ogata. Detection of anomalous seismicity as a stress tensor change. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- Y. Ogata. Statistical models for earthquake occurrences and residual analysis for point processes. *Am. Stat. Assoc.*, 83(401), 1988.
- Y. Ogata. Detection of precursory relative quiescence before great earthquakes through a statistical model. *J. Geophys. Res.*, 97 :19845–19871, 1992.
- Y. Ogata. Seismicity analysis through point-process modeling : a review. *Pure App. Geophys.*, 155 :471–507, 1999.
- Y. Ogata and K. Katsura. Immediate and updated forecasting of aftershock hazard. *Geophys. Res. Lett.*, 33, May 2006. doi : 10.1029/2006GL025888.
- Y. Ogata and K. Katsura. Analysis of temporal and spatial heterogeneity of magnitude frequency distribution inferred from earthquake catalogues. *Geophys. J. Int.*, 113 :727–738, 1993.
- Y. Ogata, L.M. Jones, and S. Toda. When and where the aftershock activity was depressed : contrasting decay patterns of the proximate large earthquakes in southern California. *J. Geophys. Res.*, 108(B6), 2003. doi : 10.1029/2002JB002009.
- F. Omori. On the aftershocks of earthquakes. *J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo*, 7 : 111–200, 1894.

- M. Ortiz, S.K. Singh, V. Kostoglodov, and J. Pacheco. Source areas of the Acapulco-San Marcos, Mexico earthquakes of 1962 ($M_{7.1};7.0$) and 1957 ($M_{7.7}$), as constrained by tsunami and uplift records. *Geofisica Int.*, 39(4) :337–348, 2000.
- G. Ouillon and D. Sornette. Magnitude-dependent omori law : theory and empirical study. *J. Geophys. Res.*, 110(B4), April 2005. doi : 10.1029/2004JB003267.
- S. Özalaybey, M. Ergin, M. Aktar, C. Tapirdamaz, F. Biçmen, and A. Yöruk. The 1999 Izmit earthquake sequence in Turkey : Seismological and Tectonic aspects. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92 (1) :376–386, 2002.
- C. Pagli, R. Pedersen, F. Sigmundsson, and K.L. Feigl. Triggered fault slip on June 17, 2000 on the Reykjanes Peninsula, SW-Iceland captured by radar interferometry. *Geophys. Res. Lett.*, 30 (6), 2003.
- T. Parsons. Global omori law decay of triggered earthquakes : Large aftershocks outside the classical aftershock zone. *J. Geophys. Res.*, 107(B9) :2199, 2002. doi :10.1029/2001JB000646.
- T. Parsons. A hypothesis for delayed dynamic earthquake triggering. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.
- T. Parsons, S. Toda, R.S. Stein, A. Barka, and J.H. Dieterich. Heightened odds of large earthquakes near Istanbul : an interaction-based probability calculation. *Science*, 288 :661–665, 2000.
- R. Pedersen, S. Jónsson, T. Árnadóttir, F. Sigmundsson, and K.L. Feigl. Fault slip distribution of two June 2000 M_w 6.5 earthquakes in South Iceland estimated from joint inversion of InSAR and GPS measurements. *Earth & Plan. Sci. Lett.*, 213 :487–502, 2003.
- S.G. Prejean, D.P. Hill, E.E. Brodsky, S.E. Hough, M.J.S. Johnston, S.D. Malone, D.H. Oppenheimer, A.M. Pitt, and K.B. Richards-Dinger. Remotely triggered seismicity on the United States West Coast following the M_w 7.9 Denali fault earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94(6B) :S348–s359, 2004. DOI :10.1785/0120040610.
- W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery. *Numerical Recipes in C : The art of scientific computing, 2nd edition*. Cambridge University Press, 1992.
- P.A. Reasenberg. Second order moment of central california seismicity, 1969-1982. *J. Geophys. Res.*, 90 :5479–5495, 1985.
- P.A. Reasenberg and L.M. Jones. Earthquake hazard after a mainshock in California. *Science*, 243 :1173–1176, 1989.
- P.A. Reasenberg and L.M. Jones. Earthquakes aftershocks : update. *Science*, 265 : 1251–1252, 1994.

-
- P.A. Reasenber and M.V. Matthews. Precursory seismic quiescence : a preliminary assessment of the hypothesis. *Pure App. Geophys.*, 126 :373–406, 1988.
- H.F. Reid. The mechanics of earthquakes. In *The California Earthquake of April 18, 1906 : Report of the State Investigation Commission, Vol. 2*. Carnegie Institution of Washington, Washington D.C., 1910.
- C.F. Richter. An instrumental earthquake magnitude scale. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 25 :1–32, 1935.
- F. Ringdal. On the estimation of seismic detection thresholds. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65 (6) :1631–1642, 1975.
- F. Roth. Modelling of stress patterns along the western part of the north anatolian fault zone. *Tectonophysics*, 152 :215–226, 1988.
- A. Ruina. Slip instability and and state variable friction laws. *J. Geophys. Res.*, 88 :10359–10370, 1983.
- H.M. Savage and C. Marone. Effects of shear velocity oscillations on stick-slip behavior in laboratory experiments. *J. Geophys. Res.*, 112, 2007. doi :10.1029/2005JB004238.
- C.H. Scholz. *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge University Press, 2nd ed. edition, 2002.
- C.H. Scholz. Mechanism of creep in brittle rock. *J. Geophys. Res.*, 73 :3295, 1968a.
- C.H. Scholz. The frequency-magnitude relation of microfracturing and its relation to earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 58 :399–417, 1968b.
- C.H. Scholz. Microfractures, aftershocks, and seismicity. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 58(3) :1117–1130, 1968c.
- C.H. Scholz. Scaling laws for large earthquakes : consequences for physical models. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 72(1) :1–14, 1982.
- C.H. Scholz. Mechanisms of seismic quiescence. *Pure App. Geophys.*, 126 (2-4) : 701–718, 1988.
- P. Shearer, E. Hauksson, and G. Lin. Southern California hypocenter relocation with waveform cross-correlation, Part 2 : Results using source-specific station terms and cluster analysis. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 :904–915, 2005. doi : 10.1785/0120040168.
- P.G. Silver and N.J. Valette-Silver. Detection of hydrothermal precursors to large northern california earthquakes. *Science*, 257 :1363–1367, 1992.

- S. Simsek. Geothermal activity at earthquake zones and using of geothermal energy on earthquakes areas, in : *Geothermal geochemistry and some new geothermal approaches*. pages 167–180, 2005.
- R. Stefánsson, G.B. Guðmunsson, and P. Halldórsson. The South Iceland earthquakes 2000 : a challenge for earthquake prediction research. 2003.
- R.S. Stein. Earthquake conversations. *Scientific American*, 288(1) :72–79, January 2003.
- R.S. Stein. The role of stress transfers in earthquake occurrences. *Nature*, 402 :605, 1999.
- R.S. Stein and M. Lisowski. The 1979 Homestead Valley earthquake sequence, California : Control of aftershocks and postseismic deformations. *J. Geophys. Res.*, 88 :6477–6490, 1983.
- R.S. Stein, G.C.P. King, and J. Lin. Change in failure stress on the southern San Andreas fault system caused by the 1992 $M_w=7.4$ Landers earthquake. *Science*, 258 :1328–1332, 1992.
- R.S. Stein, G.C.P. King, and J. Lin. Stress triggering of the 1994 $m=6.7$ northridge, california, earthquake by its predecessors. *Science*, 265 :1432–1435, 1994. doi : 10.1126/science.265.5177.1432.
- R.S. Stein, A.A. Barka, and J.H. Dieterich. Progressive failure on the north anatolian fault since 1939 by earthquake stress triggering. *Geophys. J. Int.*, 128 :594–604, 1997.
- R. Stoneley. Elastic waves at the surface of separation of two solids. *Proc. Roy. Soc. London*, A 106 :416–428, 1924.
- S. Toda and R.S. Stein. Response of the san andreas fault to the 1983 coalinganuneez earthquakes : an application of the interaction-based probabilities for parkfield. *J. Geophys. Res.*, 107, 2002. doi : 10.1029/2001JB000172.
- S. Toda and R.S. Stein. Toggling of seismicity by the 1997 Kagoshima earthquake couplet : A demonstration of time-dependent stress transfer. *J. Geophys. Res.*, 108 (B12) :2567, 2003.
- M.N. Toksoz, A.F. Shakal, and A.J. Michael. Space-time migration of earthquakes along the north anatolian fault and seismic gaps. *Pure App. Geophys.*, 117 :1258–1270, 1979.
- H.H. Turner. On the arrival of earthquake waves at the antipodes and on the measurements of the focal depth of an earthquake. *Monthly Notices Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, 1 :1–13, 1922.

M. Utkucu, S.S. Nalbant, J. McCloskey, S. Steacy, and O. Alptekin. Slip distribution and stress changes associated with the 1999 November 12, Duzce (Turkey) earthquake ($M_w=7.1$). *Geophys. J. Int.*, 153 :229–241, 2003.

T. Utsu. A statistical study on the occurrence of aftershocks. *Geophys. Mag.*, 30 (4) :521–605, 1961.

J.E. Vidale and P.M. Shearer. A survey of 71 earthquake bursts across southern California : Exploring the role of pore fluid pressure fluctuations and aseismic slip as drivers. *J. Geophys. Res.*, 111, 2006. doi :10.1029/2005JB004034.

J.E. Vidale, K.L. Boyle, and P.M. Shearer. Crustal earthquake bursts in California and Japan : Their patterns and relation to volcanoes. *Geophys. Res. Lett.*, 33, 2006. doi : 10.1029/2006GL027723.

K.S. Vogfjord, G. Nolet, W.J. Morgan, R.M. Allen, R. Slunga, B.H. Bergsson, P. Erendsson, G. Foulger, S. Jakobsdóttir, B. Julian, M. Pritchard, S. Ragnarsson, and R. Stefánsson. Crustal profiling in iceland using earthquake source-arrays. *Eos Trans. AGU*, 83(47), 2002. Fall Meet. Suppl., Abstract S61C-1161.

A. Wegener. Die entsethung der kontinente. *Int. J. Earth Sci.*, 3(4) :276–292, 1912. doi :10.1007/BF02202896.

M. West, J.J. Sánchez, and S.R. McNutt. Periodically triggered seismicity at mount wrangell, alaska, after the sumatra earthquake. *Science*, 308(5725) :1144–1146, 2005. doi : 10.1126/science.1112462.

S. Wiemer and K. Katsumata. Spatial variability of seismicity parameters in aftershock zones. *J. Geophys. Res.*, 104(B6) :13,135–13,151, June 1999. doi : 10.1029/1999JB900032.

S. Wiemer and M. Wyss. Seismic quiescence before the Landers ($M=7.5$) and Big Bear ($M=6.5$) 1992 Earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84 (3) :900–916, 1994.

S. Wiemer, S.R. McNutt, and M. Wyss. Temporal and three dimensional spatial analyses of the frequency-magnitude distribution near long valley caldera, california. *Geophys. J. Int.*, 134(2) :409–421, August 1998. doi : 10.1046/j.1365-246x.1998.00561.x.

J. Woessner, E. Hauksson, S. Wiemer, and S. Neukomm. The 1997 Kagoshima (Japan) earthquake doublet : a qualitative analysis of aftershock rate changes. *Geophys. Res. Lett.*, 31, 2004. doi : 10.1029/2003GL018858.

M. Wyss and R. Stefánsson. Nucleation points of recent mainshocks in southern iceland, mapped b-values. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96(2) :599–608, April 2006. doi : 10.1785/0120040056.

M. Wyss and S. Wiemer. Change in the probability for earthquakes in southern california due to the Landers $M_w=7.3$ earthquake. *Science*, 290 :1334, 2000.

Y. Yagi, M. Kikuchi, and S. Yoshida. Comparison of the coseismic rupture with the aftershock distribution in the Hyuga-nada earthquakes of 1996. *Geophys. Res. Lett.*, 26(20) :3161–3164, 1999.

K. Yamashina. Induced earthquakes in the izu peninsula by the izu-hanto-oki earthquake of 1974, japan. *Tectonophysics*, 51(3-4) :139–154, 1978.

J. Zhuang, Y. Ogata, and D. Vere-Jones. Stochastic declustering of space-time earthquake occurrences. *J. Am. Stat. Assoc.*, 97(458) :369–380, 2002.

Résumé

Nous présentons une analyse des variations du taux de sismicité liées aux doublets de forts séismes. Cette étude se concentre sur la zone des répliques du 1^{er} séisme, et cherche à estimer l'impact du 2nd choc principal sur cette activité. Nous nous sommes penchés sur deux cas de doublets de séismes : la séquence turque des séismes d'Izmit et de Düzce en 1999, et le doublet sud-islandais de juin 2000. Ces deux exemples nous apprennent que la réactivation de sismicité induite par le 2nd séisme d'un doublet n'est pas forcément corrélée avec les régions d'augmentation de la contrainte statique, et qu'elle s'établit avec prédilection sur les sites d'une activité géothermale. Sa décroissance temporelle n'est pas systématiquement conforme à la loi d'Omori, puisque des apaisements de ce taux peuvent apparaître avec un délai de quelques jours à quelques mois. Nous avons également investigué les propriétés des doublets de séismes à l'échelle globale, et nous montrons que ceux-ci peuvent être simplement décrits par les lois habituelles gouvernant la sismicité, la loi d'Omori-Utsu et la loi de Gutenberg-Richter. Enfin, contrairement aux résultats obtenus à partir de catalogues régionaux, il semblerait que la production moyenne de répliques consécutive aux 2^{nds} séismes des doublets soit équivalente à la superposition des productions de deux séismes isolés de magnitudes similaires. Cette dernière remarque mérite toutefois d'être étayée par une analyse plus fine des catalogues régionaux, au vu du manque de résolution d'un tel catalogue global pour les séismes de petite magnitude.

Abstract

We present an analysis of seismicity rate variations during doublets of large earthquakes. We focus on aftershocks localized in the vicinity of the 1st mainshock rupture zone in order to investigate how the 2nd one modifies this activity. We studied two particular doublets : the Izmit-Düzce sequence in 1999, and the icelandic doublet of June 2000. This led us to conclude that triggering of activity after the 2nd mainshocks of doublets can take place in regions that did not undergo static stress loading, with a preference for those linked with geothermal activity. The temporal decay of these reactivations does not systematically follow the Omori law, as quiescences may appear after a delay of days to months. We also studied global properties of earthquake doublets and showed that doublets may simply be described with usual laws of seismicity (i.e., Omori-Utsu and Gutenberg-Richter laws). Finally, average aftershock production following 2nd mainshocks of doublets appears to be equivalent to the superposition of two typical aftershock production following single mainshocks, contrary to observations from regional studies. However, this conclusion should be supported by finer analyses of regional datasets, because of the lack of resolution of global catalogues with respect to small magnitude earthquakes.