

Université Louis Pasteur - Strasbourg I

**Thèse de doctorat
(mention sciences)**

en vue de l'obtention du titre de
Docteur de l'université Louis Pasteur
Spécialité: Géophysique

Audrey TOCHEPORT

**Modélisation cinématique de la rupture sismique:
approche détaillée du séisme de Kokoxili (14 Novembre 2001),
approche globale appliquée aux séismes intermédiaires et
profonds.**

Thèse soutenue le 8 novembre 2006.
Devant le jury composé de

Heidi HOUSTON	Examinatrice	Université de Washington
Michel CAMPILLO	Rapporteur externe	LGIT, Grenoble
Torsten DAHM	Rapporteur externe	Université de Hambourg
Michel CARA	Rapporteur interne	IPG, Strasbourg
Sébastien CHEVROT	Invité	OMP, Toulouse
Jérôme VAN DER WOERD	Invité	IPG, Strasbourg
Luis RIVERA	Directeur de thèse	IPG, Strasbourg

École et Observatoire des Sciences de la Terre
Institut de Physique du Globe de Strasbourg UMR 7516
Laboratoire de Sismologie

Remerciements

Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont permis la réalisation de ce travail de thèse.

J'aimerais tout d'abord remercier sincèrement mon directeur de thèse Luis Rivera qui, suite à une rencontre fortuite à la fin de mon année de maîtrise dans le bureau d'Armando Cisternas, a su me transmettre sa passion pour la sismologie de la source et guider mon travail tout d'abord en stage de DEA, puis en thèse. Merci de m'avoir fait confiance et permis de découvrir le monde de la recherche.

Je souhaite également remercier les membres de mon jury d'avoir accepté de participer à la soutenance : Heidi Houston, Michel Campillo, Michel Cara, Törtsen Dahm, Sébastien Chevrot et Jérôme Van der Woerd. Un merci tout particulier à Sébastien Chevrot et Jérôme Van der Woerd qui ont pris une place importante dans l'orientation de mon travail, je leur dois beaucoup.

Je remercierais également tous ceux qui ont de près ou de loin contribué à ce travail, je pense en particulier à Janine Fischbach et Monique Willer pour leur disponibilité et leur gentillesse, à Henri Heassler, Catherine et Louis Dorbath pour leur bonne humeur et leur discussion qui rendent la vie quotidienne dans un laboratoire moins monotone, à mes collègues moniteurs, ATER et enseignants chercheurs pour les bons souvenirs des heures enseignées à l'EOST, aux autres thésards qui ont croisé ma route et qui m'ont soutenu, je pense en particulier à Anne, et Sophie L.

Enfin, ce travail n'aurait jamais vu le jour sans le soutien incommensurable de mes proches.

Résumé

Cette thèse porte sur l'étude cinématique de la source sismique d'événements majeurs à partir d'ondes de volume enregistrées à des distances téléseismiques (à plus de 3000 km de l'épicentre). Deux approches ont été utilisées pour retrouver les principaux paramètres à la source tels que l'histoire temporelle de la rupture, son moment sismique, ou encore son tenseur de moment sismique. Une première approche s'intéresse à imager finement la rupture provoquée par le séisme de Kokoxili du 14 novembre 2001, $M_w = 7.8$, par la modélisation des formes d'ondes de volume. Cet événement qui a rompu au moins 400 km de la faille de Kunlun au nord du Tibet fait partie des plus importants séismes décrochants intracontinentaux recensés. Nous nous intéresserons tout particulièrement à comprendre la phase d'initiation de la rupture à l'ouest autour de la zone épacentrale où la géométrie des failles est bien plus complexe qu'à l'est où la propagation est unilatérale sur au moins 350 km. Pour évaluer l'impact que cette très longue rupture a pu avoir sur les failles environnantes, une analyse de la sismicité autour du segment rompu en 2001 a été effectuée. Elle montre une activité relativement modérée mais toujours active aujourd'hui, soit plus de 4 ans après. Parmi cette sismicité, l'apparition de deux essaims d'événements en 2003, distants d'environ 200 km de la faille, l'un au nord-est, l'autre au sud-ouest de l'épicentre, a motivé une modélisation de la redistribution des contraintes suite au choc principal. Les résultats indiquent une possible interaction entre la redistribution des contraintes due au choc principal et l'activation de ces failles. Néanmoins, l'intervalle de temps et la distance séparant les deux essaims du choc principal suscitent encore beaucoup de questions. Dans une deuxième approche, nous développons une nouvelle méthode rapide d'estimation des paramètres à la source appliquée aux séismes intermédiaires et profonds. Elle est basée sur une analyse simple des formes d'ondes P, pP et S enregistrées à des distances téléseismiques et s'affranchit de leur modélisation. L'application de cette méthode à tous les séismes de magnitude de moment supérieure à 6,5 et plus profonds que 100 km sur la période 1990-2006 a donné naissance à un catalogue incluant la fonction source, le moment sismique, l'énergie radiée, le tenseur de moment sismique. Si les séismes profonds ont fait l'objet de nombreuses études, leur mécanique est toujours sujet à discussion. L'application de la méthode, décrite ci-avant, aux séismes profonds a donc deux intérêts majeurs : valider la méthode et apporter de nouveaux éléments à la discussion sur la mécanique des séismes intermédiaires et profonds. Les résultats de cette première étape basée sur l'analyse des formes d'ondes sont ensuite réutilisés afin de déterminer des informations sur la finitude spatiale de la source. Dans cette deuxième étape, on utilise les moments d'ordre secondaire pour représenter la source afin de contraindre un modèle simple de rupture étendue. On complète ainsi la connaissance de la source par des informations additionnelles telle que les dimensions de la zone rompue, la direction de propagation, la vitesse de rupture.

Abstract

This thesis is about the kinematic study of seismic source of major events from teleseismic bodywaves (more than 3000 km from epicenter). Two approaches have been used to recover the main source parameters such as the source time function, seismic moment and moment tensor. A first approach consists in imaging in detail the rupture caused by the $M_w = 7.8$ 14 november 2001 Kokoxili earthquake by modeling bodywaves. This event, who ruptured at least 400 km of the Kunlun fault in the north of Tibet, is one of the most important intracontinental strik-slip event ever recorded. We are in particular interested in understanding the initial phase of the rupture in the west around the epicentral area where the fault geometry is more complex than in the east where the propagation is unilateral on more than 350 km. To estimate the impact of this very long rupture on the surrounding faults, we analyse the seismicity around the 2001 ruptured segment. It shows a relatively moderate activity but always active today, that is to say more than 4 years after. Among this seismicity, we distinguish two clusters of events appearing in 2003 distant of about 200 km from the main fault, one in the northeast and the other one in the southwest of the epicenter. These observations motivate a coulomb stress redistribution modeling after the main shock. The results show a possible correlation between the redistribution of coulomb stress due to the main shock and the activation of theses faults. However, the time interval and distance separating the two clusters from the main shock still fuels a lot of questions. In a second approach, we develop a fast new method for estimating the source parameters of intermediate and deep earthquakes. It is based on a simple analysis of P, pP and S waveforms recorded at teleseismic distances and avoids their modeling. The application of this method to all events having a moment magnitude greater than 6,5 and deeper than 100 km during the period 1990-2006 has led to the creation of a catalogue including the source time function, seismic moment, radiated energy and moment tensor. If deep earthquakes have been widely studied, their mechanism is still not well understood. The application of the method to intermediate and deep earthquakes has two main goals : validate the method and give new elements for the discussion of their physical mechanisms. The results of this first step based on a waveform analysis are then used to recover information about the spatial finiteness of the source. In this second step, we use the second degree moments to represent the seismic source to constrain a simple model of extended source. Thus, we complete the knowledge of the source with additional information such as the dimensions of the ruptured zone, the direction of propagation and the rupture velocity.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Abstract	v
Introduction	1
I Modélisation de la source sismique en champ lointain	5
1 Représentation d'une source sismique	7
1.1 Théorie générale	7
1.1.1 Introduction	7
1.1.2 Équations du mouvement	8
1.1.3 Déplacement dans le cas d'une discontinuité de glissement	9
1.1.4 Tenseur de moment	11
1.1.5 Les moments d'ordre supérieur	12
1.1.6 Approximation du point source	14
1.1.7 Réponse d'un milieu homogène infini à une dislocation	17
1.2 La source à travers les données télésismiques	18
1.2.1 Les ondes de volume télésismiques	18
1.2.2 Construction d'un sismogramme synthétique	19
2 Modélisation cinématique de la rupture	29

2.1	Introduction	29
2.2	À partir de la modélisation des formes d'ondes	30
2.2.1	Introduction	30
2.2.2	Modèle de Hartzell et Heaton	30
2.2.3	La méthode des "patches" de glissement	31
2.2.4	La méthode de Kikuchi et Kanamori	32
2.3	En s'affranchissant de la modélisation de formes d'ondes	37
2.3.1	Introduction	37
2.3.2	Rétro-propagation	38
2.3.3	Nouvelle approche pour la détermination des paramètres à la source des séismes profonds	38
3	Le problème inverse	47
3.1	Introduction	47
3.2	Inversion pour un système d'équations linéaires	48
3.3	Méthode d'inversion pour des problèmes non linéaires	50
3.3.1	Méthodes de recherche sur grille	50
3.3.2	Recherche sur grille répétée : déconvolution itérative	50
3.3.3	Méthodes de Monte-Carlo	52
3.3.4	Programmation semi-définie	56
II	Approche détaillée du séisme de Kokoxili (14 Novembre 2001)	
	59	
	Introduction	61
4	A Study of the 14 November 2001 Kokoxili earthquake : History and Geometry of the Rupture from Teleseismic Data and Field Observations	63
4.1	Abstract	64
4.2	Introduction	64
4.3	Tectonic Setting and Field Observations	66
4.4	Body-Wave Analysis	68

4.4.1	Data	68
4.4.2	Inversion	69
4.4.3	Application to the Kokoxili Earthquake	70
4.5	Discussion and Conclusions	80
4.5.1	Body-Wave Inversion	80
4.5.2	Comparison with Other Studies	81
	Acknowledgements	82
	Appendix A	83
5	Coulomb stress modeling of the Kokoxili, November 14 2001 earthquake	85
5.1	Abstract	86
5.2	Introduction	86
5.3	Tectonic setting and field observations	88
5.4	Regional seismicity along the Kunlun fault	88
5.4.1	Seismicity in the 20th century	88
5.4.2	The Kokoxili earthquake and its aftershocks	90
5.4.3	Coulomb stress calculations	93
5.5	Discussion and Conclusions	95
	Acknowledgements	97
III	Approche macroscopique appliquée aux séismes intermédiaires et profonds	99
	Introduction	101
6	A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes	103
6.1	Abstract	104
6.2	Introduction	104
6.3	Basis	105
6.4	Description of the method	107
6.4.1	Data	107

6.4.2	Determining the source time function	108
6.4.3	Determining focal mechanisms	110
6.5	Results	112
6.5.1	Moment rate functions	112
6.5.2	Moment tensor solutions	112
6.5.3	Radiated Energy	116
6.6	Variation with depth	118
6.6.1	Properties of the Source Time Functions	118
6.6.2	Focal mechanisms	121
6.7	Discussion	123
6.8	Conclusion	129
	Appendix A - Description of the method	131
	Appendix B - STF corrected for attenuation	136
	Acknowledgements	138
6.9	Estimation de l'erreur	143
7	The finite source properties of intermediate and deep earthquakes	145
7.1	Abstract	146
7.2	Introduction	146
7.3	Data	147
7.4	Method	149
7.4.1	Earthquake representation	149
7.4.2	Estimation of the second moments	150
7.5	Results	151
7.6	Discussion and conclusion	159
	Conclusions	165
	Table des Figures	171
	Liste des tableaux	176

Introduction

L'occurrence régulière de tremblements de terre violents à l'origine de catastrophes humaines, nous rappelle combien ce phénomène naturel est à chaque fois surprenant et combien l'homme reste impuissant face à lui. Avant de pouvoir, un jour peut-être les prédire, il faut dans un premier temps bien comprendre leur mécanisme. Une branche importante de la sismologie se consacre ainsi à l'étude de la source sismique à partir des ondes générées par les séismes. En s'appuyant sur nos connaissances actuelles de la structure terrestre, on s'affranchit des effets de propagation des ondes à l'intérieur de la terre afin d'isoler les effets de la source à étudier. L'existence de réseaux de stations sismologiques à la surface du globe et leur développement contribuent à l'amélioration de la couverture mondiale facilitant les études détaillées des séismes. La mise à disposition des données sismologiques en temps quasi-réel permet au sismologue d'estimer les caractéristiques d'une source sismique très peu de temps après un séisme. Ainsi, on peut trouver les premières estimations de la localisation du choc principal, de la magnitude ou encore du mécanisme seulement quelques heures après le séisme.

Ce travail de thèse porte sur l'étude détaillée de la source sismique de séismes majeurs à partir d'ondes de volume télé-sismiques, c'est-à-dire d'ondes enregistrées à plus de 3000 km de l'épicentre. On s'intéresse, dans cette étude, à la cinématique de la source sismique, c'est-à-dire à la détermination de l'histoire de la rupture et de sa distribution spatiale sur le plan de faille. Deux approches ont été utilisées pour retrouver les principaux paramètres à la source tels que l'histoire temporelle de la source, le moment sismique, le tenseur de moment sismique, l'énergie radiée ou encore la directivité. Dans une première partie, une approche "microscopique" cherche à retrouver la distribution spatio-temporelle des points sources sur un plan de faille donné et discrétisé, à partir d'une inversion des formes d'ondes P et S. Cette technique très utilisée pour l'étude détaillée des sources sismiques a été appliquée au séisme de Kokoxili du 14 novembre 2001, $M_w = 7,8$. Dans une deuxième partie, une nouvelle méthodologie a été développée pour avoir, cette fois, une approche "macroscopique" de la source sismique, visant à obtenir une image intégrée des caractéristiques de la rupture. Celle-ci s'applique à l'étude des séismes profonds (profondeur supérieure à 100 km). Cette deuxième approche s'affranchit de la connaissance a priori du plan de faille, ne nécessite

pas le calcul des fonctions de Green et ne dépend que faiblement de la structure.

Cette thèse s'articule autour de trois parties. La partie I rappellera tout d'abord, quelques bases théoriques générales permettant de caractériser la source sismique et de comprendre les différents effets constituant un sismogramme. Toutes ces notions seront utiles pour les parties suivantes. Nous développerons ensuite les méthodes permettant de retrouver les caractéristiques des sources sismiques à partir de la modélisation des formes d'ondes de volume à distances télésismiques, en particulier celle de Kikuchi and Kanamori (1991) qui sera utilisée dans la partie II. Nous présenterons également deux méthodes plus rapides s'affranchissant du calcul des fonctions de Green et tout particulièrement une nouvelle approche développée dans le cadre de cette thèse. Nous discuterons enfin, des différentes techniques d'inversions existantes et de celles utilisées dans cette thèse.

La partie II présente une étude détaillée du séisme de Kokoxili du 14 novembre 2001, $M_w = 7.8$. Dans le premier chapitre (II.1), nous nous intéressons à imager finement la rupture qui a rompu un segment de 400 km de la faille de Kunlun au Nord du Tibet. Cet événement, appelé Kokoxili, fait partie des plus importants séismes décrochants intra-continentaux recensés. Enregistré par des réseaux de stations régionales et télésismiques, l'histoire de sa source a suscité plusieurs études. La plupart d'entre elles s'accordent sur une rupture à propagation unilatérale vers l'Est d'au moins 350 km avec une initiation à l'ouest, laquelle est plus complexe. La méthode d'inversion utilisée est celle de Kikuchi and Kanamori (1991) bien adaptée à la modélisation de formes d'ondes complexes comprenant plusieurs sous-événements. Après une modélisation globale de la rupture et afin de clarifier la discussion quant à la phase d'initiation, nous nous sommes focalisés, en particulier, sur la modélisation du début du signal en prenant en compte une géométrie de faille complexe associée à la région d'initiation de la rupture. En effet, des investigations tectoniques montrent que la zone d'initiation se situe dans une région de bifurcation de la faille. L'algorithme original a été modifié pour pouvoir traiter une géométrie complexe de failles.

Le deuxième chapitre de cette partie (II.2) présente une analyse de la sismicité dans la région touchée par cet événement majeur. Le segment du séisme de Kokoxili, sur la faille de Kunlun, se situe entre deux événements historiques majeurs ayant rompu les segments environnants. L'analyse des répliques de ce séisme montre une activité relativement modérée mais toujours active aujourd'hui, soit plus de 4 ans après. Parmi cette sismicité, l'apparition de deux essaims d'événements en 2003, distants d'environ 200 km de la faille, l'un au Nord-Est, l'autre au Sud-Ouest de l'épicentre, a motivé une modélisation de la redistribution des contraintes suite au choc principal. Les résultats indiquent une possible interaction entre la redistribution des contraintes due au choc principal et l'activation de ces séismes. Néanmoins, une telle interaction à de telles distances et après un intervalle de temps aussi long, deux ans, reste à prouver et suscite encore beaucoup de questions.

Dans la partie III, nous développons une nouvelle méthode d'estimation des paramètres à la source des séismes intermédiaires (profondeurs comprises entre 100 km et 350 km) et profonds (profondeurs supérieures à 350 km). Nous présentons, chapitre (III.1), une nouvelle approche permettant de retrouver rapidement les paramètres à la source tels que les fonctions sources et le tenseur de moment sismique à partir d'une analyse simple des formes d'ondes enregistrées à des distances télésismiques sans passer par leur modélisation. La fonction source représente une information importante pour caractériser la source sismique mais reste cependant absente des catalogues classiques rassemblant les principaux paramètres à la source des séismes. Elle représente l'évolution temporelle du moment sismique pendant un séisme et contient, intrinsèquement, les détails de l'histoire de la rupture. Sa détermination implique généralement une inversion des formes d'ondes, et donc le calcul de sismogrammes synthétiques, lourd en temps de calcul. La méthode ne dépend ici d'aucun modèle a priori et est quasi-immédiate. La méthode peut prendre en compte des phases P, pP et S, voire d'autres, à condition qu'elles soient bien isolées dans le temps ce qui restreint son application aux séismes intermédiaires et profonds. L'utilisation systématique d'une telle méthode a donné naissance à un catalogue complet incluant la fonction source, le moment sismique, l'énergie, le tenseur de moment sismique ainsi qu'une estimation de l'erreur. Les paramètres à la source de tous les séismes de magnitude de moment supérieure à 6,5 et plus profonds que 100 km ont été estimés sur la période 1990-2006. Si les séismes profonds ont fait l'objet de nombreuses études, leur mécanisme est toujours très discuté. L'application de la méthode, décrite ci-avant, aux séismes profonds a donc deux intérêts majeurs : valider la méthode et apporter de nouveaux éléments à la discussion sur le mécanisme des séismes intermédiaires et profonds. Les résultats obtenus ont été systématiquement comparés avec ceux provenant de méthodes classiques. La comparaison montre que les fonctions sources ainsi déterminées offrent un niveau de détails supérieur à celui obtenu par des méthodes de modélisation de formes d'ondes et par des méthodes de sommation. Elles permettent de donner une estimation de l'énergie radiée. Les mécanismes aux foyers déterminés sont également en bon accord avec les solutions de référence. Les différentes solutions du tenseur de moment sismique offrent la possibilité d'estimer les composantes isotrope et non double couple. Les composantes isotropes constituent une information additionnelle qui n'est pas disponible actuellement dans les catalogues. L'analyse des histoires temporelles de la rupture en fonction de la profondeur semble suggérer un changement dans le mécanisme au-delà de 550 km. En effet, au-delà de cette profondeur, les formes des fonctions sources sont plus simples et leur durée relative plus faible. Si cette différence est principalement expliquée par l'augmentation de la vitesse des ondes S en profondeur, il reste néanmoins un biais entre les séismes intermédiaires et profonds qui pourrait être un argument en faveur d'un changement dans le processus de rupture.

Les fonctions sources apparentes à chaque station issues de la méthode détaillée précé-

demment (III.6) montrent dans certains cas des variations systématiques d'une station à l'autre de la durée de l'histoire temporelle. Ces variations traduisent l'information sur l'extension spatiale de la source. Basée sur ces observations, la méthode précédente est complétée avec une troisième étape visant à étudier la directivité. Suivant l'approche développée par McGuire [2004], on utilise les fonctions sources apparentes à chaque station pour estimer leurs moments du premier et second ordre (III.2, III.7). Ces derniers sont ensuite utilisés pour contraindre un modèle simple de cinématique de la rupture représentée par les moments d'ordre secondaires spatiaux de la distribution du glissement. Cette technique permet de faire une estimation de la longueur de rupture, de sa durée, ainsi que de la direction de propagation.

Première partie

Modélisation de la source sismique en champ lointain

Chapitre 1

Représentation d'une source sismique

1.1 Théorie générale

L'objectif de ce chapitre est de rappeler les notions de base sur lesquelles reposent les méthodes utilisées dans cette thèse.

1.1.1 Introduction

Un des enjeux de la sismologie est de comprendre la physique des sources sismiques. Le sismologue tente de retrouver ses caractéristiques à partir des données dont il dispose, c'est-à-dire le mouvement du sol enregistré à différentes stations. Afin d'étudier le champ de déplacement causé par un séisme en un point donné, commençons par rappeler les équations du mouvement qui permettent d'estimer le mouvement d'un corps soumis à des forces. Dans le cadre de la sismologie, le corps est un volume au sein duquel se produit une discontinuité de déplacement à l'origine d'un séisme. Le lieu de cette discontinuité est aussi appelé faille. Burridge and Knopoff (1964) ont montré qu'une telle discontinuité de déplacement peut être représentée en terme de forces équivalentes. Cette représentation permet d'obtenir une expression simple du champ de déplacement enregistré en surface que nous allons détailler. Nous rappellerons également la notion de tenseur de moment qui décrit au premier ordre les forces équivalentes à une source sismique dans l'approximation du point source.

Pour un modèle de Terre donné, la géométrie et l'histoire de la rupture (et par conséquent les forces équivalentes) déterminent complètement le champ de déplacement enregistré partout sur le globe. Notre problème ici se présente comme un problème inverse qui consiste à retrouver au mieux les caractéristiques de la source à partir des données sismologiques. Ces forces équivalentes sont déterminées à partir de sismogrammes enregistrés qui

contiennent l'information de la source, du trajet des ondes à l'intérieur de la Terre ainsi que des effets dûs à l'instrument de mesure. La principale difficulté relative aux études de la source sismique est de l'extraire du signal enregistré en corrigeant des autres effets mentionnés plus haut (propagation, instrument,...).

1.1.2 Équations du mouvement

La relation fondamentale de la dynamique (2^{ème} loi de Newton) permet de calculer le mouvement d'un corps à partir des forces qui lui sont appliquées. Pour appliquer cette relation à un corps arbitraire de volume V délimité par une surface S , il est nécessaire de trouver la force totale qui lui est appliquée, égale à la somme des contributions des forces de volume et de surface représentées par les intégrales dans l'équation suivante (Pujol, 2003) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} dV = \int_S \vec{T}(\vec{n}) dS + \int_V \vec{f} dV \quad (1.1)$$

où \vec{u} est le déplacement, ρ la densité, $\frac{\partial}{\partial t}$ la dérivée partielle par rapport au temps, $T(\vec{n})$ la traction agissant en un point de la surface, \vec{n} la normale à cette surface, et \vec{f} la force par unité de volume.

En introduisant le tenseur des contraintes τ_{ij} ($T_i = \tau_{ij}n_j$) et en utilisant le théorème de Gauss, on arrive à l'expression suivante :

$$\int_V (\rho \ddot{u}_i - f_i - \tau_{ji,j}) dV = 0 \quad (1.2)$$

où $i,j=1,2,3$. On obtient ainsi une première forme générale des équations du mouvement :

$$\rho \ddot{u}_i = f_i + \tau_{ji,j} \quad (1.3)$$

Équation de l'élastodynamique

Dans le cas des matériaux de la croûte terrestre et pour les niveaux de contraintes et déformations associés au passage des ondes sismiques, la relation entre contrainte et déformation peut être considérée comme élastique linéaire. La loi de Hooke relie linéairement les déformations (ε_{pq}) et les contraintes (τ_{kl}) :

$$\tau_{kl} = c_{klpq} \varepsilon_{pq} \quad (1.4)$$

où c_{klpq} est un tenseur d'ordre 4 contenant les constantes élastiques. Le nombre de paramètres indépendants de ce tenseur est de 21. Dans le cas d'un milieu isotrope, le nombre de paramètres indépendants se réduit à deux. Dans un tel milieu la loi de Hooke s'écrit :

$$\tau_{nj} = \lambda \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \delta_{nj} + 2\mu \varepsilon_{nj} \quad (1.5)$$

où λ et μ sont les paramètres de Lamé, δ_{nj} est le symbole de Kronecker.

En combinant la loi de Hooke 1.5, la définition du tenseur de déformation et l'équation du mouvement 1.3, on obtient un système de trois équations différentielles dont les inconnues sont les composantes du champ de déplacement :

$$\rho \ddot{u}_n = (\lambda + 2\mu) \partial_{nj}^2 u_j + \mu \nabla^2 u_n + f_n \quad (1.6)$$

Ce sont les équations de l'élastodynamique. Elles définissent la propagation des ondes dans un milieu homogène isotrope linéairement élastique. C'est à partir de la résolution de ces équations et de la mesure du déplacement en surface que la source peut être contrainte.

1.1.3 Déplacement dans le cas d'une discontinuité de glissement

Grâce au théorème de représentation (Burridge and Knopoff, 1964; Aki and Richards, 1980), on peut décrire le déplacement \vec{u} d'un point dans l'espace, dû à des forces de volume f dans le volume V et à des conditions de bord à la surface S limitant ce volume. Considérons le cas d'une faille de surface Σ qui, en jouant, peut être assimilée à une discontinuité de déplacement à l'intérieur d'un volume V . La surface considérée dans ce cas est la surface externe S , et les deux surfaces internes Σ^+ et Σ^- qui sont les deux côtés opposés de la faille. Si une dislocation se produit à travers Σ , il y aura une discontinuité dans le champ

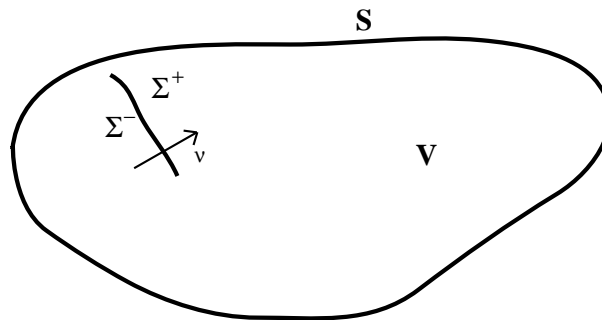


FIG. 1.1 – Corps élastique de volume V , de surface S limitant ce volume et une surface intérieure Σ de normale $\vec{\nu}$ qui présente une discontinuité de déplacement.

de déplacement de telle sorte que l'équation du mouvement ne sera plus satisfaite sur tout l'intérieur de S . Elle sera cependant valable à l'intérieur du volume délimité par la surface $S + \Sigma^+ + \Sigma^-$ et les théorèmes de représentation y seront applicables. Soient \vec{x} et t le point et l'instant d'observation du déplacement \vec{u} , $\vec{\eta}$ et τ les points et le temps où les forces de volume agissent. En supposant que le déplacement observé \vec{u} et le tenseur de Green G (réponse du milieu à une force unitaire) satisfont des conditions de bord homogènes sur S ,

on obtient :

$$\begin{aligned}
u_n(\vec{x}, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_V f_p(\vec{\eta}, \tau) G_{np}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\eta}, 0) dV_\eta \\
&+ \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_\Sigma \left([u_i(\vec{\xi}, \tau)] C_{ijpq} \nu_j G_{np,q}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\xi}, 0) \right) d\Sigma_\xi \\
&- \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_\Sigma \left([T_p(\vec{u}(\vec{\xi}, \tau), \nu)] G_{np}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\xi}, 0) \right) d\Sigma_\xi \quad (1.7)
\end{aligned}$$

où G_{np} est le tenseur de Green et $G_{np,q}$ est sa dérivée spatiale dans la direction q ($\partial/\partial\xi_q$). Le deuxième et le troisième terme de cette équation représentent les contributions dues aux discontinuités de déplacement et traction aux points $\vec{\xi}$ de Σ . De par les propriétés de la fonction δ de dirac et de ses dérivées, on peut introduire des intégrales de volume dans les deuxième et troisième termes de l'équation 1.7.

On a :

$$G_{np}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\xi}, 0) = \int_V \delta(\vec{\eta} - \vec{\xi}) G_{np}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\eta}, 0) dV_\eta$$

et

$$-G_{np,q}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\xi}, 0) = \int_V \delta_q(\vec{\eta} - \vec{\xi}) G_{np}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\eta}, 0) dV_\eta$$

où

$$\delta_q(\vec{\eta} - \vec{\xi}) = \frac{\partial}{\partial\eta_q} \delta(\vec{\eta} - \vec{\xi})$$

En introduisant ces expressions dans l'équation 1.7, on obtient :

$$\begin{aligned}
u_n(\vec{x}, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_V G_{np}(\vec{x}, t - \tau; \vec{\eta}, 0) \cdot \\
&\left[f_p(\vec{\eta}, \tau) - \int_\Sigma \{ [u_i(\vec{\xi}, \tau)] C_{ijpq}(\vec{\xi}) \nu_j \delta_q(\vec{\eta} - \vec{\xi}) + [T_p(\vec{u}(\vec{\xi}, \tau), \nu)] \} d\Sigma_\xi \right] dV_\eta \quad (1.8)
\end{aligned}$$

Sous cette forme, on constate que l'intégrale sur la surface Σ est impliquée de la même manière que la force de volume f_p . Par conséquent, on en déduit que l'effet de la discontinuité à la surface Σ peut être remplacé par un certain jeu de forces e_p (Burridge and Knopoff, 1964) :

$$e_p(\vec{\eta}, \tau) = - \int_\Sigma \{ [u_i(\vec{\xi}, \tau)] C_{ijpq}(\vec{\xi}) \nu_j \delta_q(\vec{\eta} - \vec{\xi}) + [T_p(\vec{u}(\vec{\xi}, \tau), \nu)] \} d\Sigma_\xi \quad (1.9)$$

agissant sur un milieu sans faille. Ce jeu de forces produit, en l'absence d'une dislocation, le même champ de déplacement que celui engendré par une dislocation. Les forces de volume équivalentes (1.9) sont valables pour un milieu hétérogène, anisotrope et sont remarquables par leur dépendance aux seules propriétés élastiques du milieu rompu.

1.1.4 Tenseur de moment

À partir de l'expression du déplacement dû à une discontinuité (1.8), on peut facilement introduire le tenseur de moment sismique en la réécrivant sous la forme d'une convolution temporelle, notée $*$:

$$u_n(\vec{x}, t) = \int_{\Sigma} [u_i(\vec{\xi}, t)] \nu_j C_{ijpq} * G_{np,q}(\vec{x}, t; \vec{\xi}, 0) d\Sigma_{\xi} \quad (1.10)$$

où on a supposé l'absence de forces de volume externes f_p et la continuité des tractions sur la surface de faille Σ . Le premier terme de la convolution a les dimensions d'un moment par unité de surface et la dérivée partielle de G_{np} par rapport à ξ_q représente la réponse à un couple de forces agissant dans la direction p sur un bras dans la direction q .

En définissant les composantes du tenseur de densité de moment m comme :

$$m_{pq}(\vec{\xi}, t) = [u_i(\vec{\xi}, t)] \nu_j C_{ijpq} \quad (1.11)$$

on obtient une expression du théorème de représentation pour un déplacement u_n en \vec{x} au temps t dû à une discontinuité de déplacement à travers Σ :

$$u_n(\vec{x}, t) = \int_{\Sigma} m_{pq}(\vec{\xi}, \tau) * G_{np,q}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}, 0) d\Sigma_{\xi} \quad (1.12)$$

Pour une source ponctuelle, on définit le tenseur de moment sismique :

$$M_{pq} = \int_{\Sigma} m_{pq}(\vec{\xi}, \tau) d\Sigma_{\xi} \quad (1.13)$$

De par sa définition, le tenseur de moment sismique, M_{pq} donne une représentation intégrale (moyenne) de la source sismique. Dans le cas d'un milieu élastique, linéaire, isotrope et d'une faille ponctuelle, le tenseur de densité de moment 1.11 devient :

$$m_{pq}(\vec{\xi}, \tau) = \lambda \nu_k [u_k(\vec{\xi}, \tau)] \delta_{pq} + \mu (\nu_p [u_q(\vec{\xi}, \tau)] + \nu_q [u_p(\vec{\xi}, \tau)]) \quad (1.14)$$

Si on revient à un système de forces de volume équivalentes e_p , l'expression 1.10 du déplacement dû à une dislocation peut également s'écrire :

$$u_n(\vec{x}, t) = \int_V e_p(\vec{\xi}, \tau) * G_{np}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}, 0) dV_{\xi} \quad (1.15)$$

qui correspond au premier terme dans le théorème de représentation (1.7).

Considérons le développement des fonctions de Green en série de Taylor autour d'un point de référence $\vec{\xi}_0$:

$$G_{np}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}, 0) = G_{np}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}_0, 0) + (\xi_q - \xi_q^0) G_{np,q}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}_0, 0) + \dots \quad (1.16)$$

Le déplacement (1.15) peut alors s'écrire comme une somme de termes qui traduisent des informations de plus en plus complètes de la source (Julian et al., 1998) :

$$u_n(\vec{x}, t) = G_{np}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}^0, 0) * E_p(t) + G_{np,q}(\vec{x}, \tau; \vec{\xi}^0, 0) * M_{pq} + \dots \quad (1.17)$$

où la dépendance spatiale de la source a été remplacée par une série de coefficients représentant des aspects de plus en plus complexes de la source comme :

$$E_p(t) = \int_V e_p(\vec{\xi}, \tau) dV_{\xi} \quad (1.18)$$

qui est la force totale exercée à la source et

$$M_{pq}(t) = \int_V (\xi_q - \xi_q^0) \cdot e_p(\vec{\xi}, t) dV_{\xi} \quad (1.19)$$

qui est le tenseur de moment.

Cette formulation multipolaire (Backus and Mulcahy, 1976b) montre que la source sismique peut être représentée par la somme de multipôles de différents ordres : une force (ordre 1), un dipôle (ordre 2) et une série de multipôles d'ordres supérieurs. Dans le cas d'une source endogène (par exemple un séisme), la force nette est nulle si bien que le premier terme de l'équation 1.17 est nul. L'équilibre angulaire implique la symétrie du tenseur de moment sismique (Gilbert, 1970; Jost and Herrmann, 1989) de telle sorte qu'il compte seulement six composantes indépendantes.

1.1.5 Les moments d'ordre supérieur

Comme le montre l'équation 1.17, le tenseur de moment décrit plus haut est seulement un des moments spatiaux-temporels produits par un séisme à l'intérieur de la Terre. Introduits par Backus and Mulcahy (1976a,b) et Backus (1977a,b), les termes d'ordre supérieurs contiennent des informations sur la complexité spatiale et temporelle de la rupture d'un séisme. Plusieurs études comme par exemple celles de Stump and Johnson (1982), Bukchin (1995), Dahm and Kruger (1999), McGuire et al. (2001, 2002) et McGuire (2004) montrent qu'ils permettent de déterminer la finitude d'une source et la propagation de la rupture. On définit le moment spatial général d'ordre s , c'est-à-dire ayant s indices spatiaux k, l, \dots :

$$\mu_{jkl\dots}(t) = \int_V \xi_k \xi_l \dots \dot{f}_j(\vec{\xi}, t) d^3 \vec{\xi} \quad (1.20)$$

Au lieu de considérer les moments spatiaux comme des fonctions du temps, on peut aussi décrire la dépendance temporelle des sources en utilisant les moments spatio-temporels (Julian et al., 1998) :

$$\mu_{jkl\dots}^{(q)} = \int dt \int_V t^q \xi_k \xi_l \dots \dot{f}_j(\vec{\xi}, t) d^3 \vec{\xi} \quad (1.21)$$

Pour faciliter la résolution du problème, on fait généralement l'approximation que les composantes du tenseur de moment ont la même dépendance temporelle (équation 1.28) : $\mathbf{M}(t) = s(t)\overline{\mathbf{M}}$ où $\mathbf{M}(t)$ est le tenseur de moment, $s(t)$ est la fonction source scalaire temporelle et $\overline{\mathbf{M}}$ décrit l'orientation de la source.

Le moment d'ordre 0 correspond au moment sismique scalaire M_0 (déjà vu dans l'expression 1.30) et s'écrit sous la forme :

$$\mu^{(0,0)} = \int \int_V \dot{f}(\vec{\xi}, t) d^3 \vec{\xi} dt \quad (1.22)$$

Les moments d'ordre 1 normalisés $\mu^{1,0}/M_0$ et $\mu^{0,1}/M_0$ donnent respectivement le centroïde spatial et temporel :

$$\vec{\mu}^{(1,0)} = \int \int_V \dot{f}(\vec{\xi}, t) \vec{\xi} d^3 \vec{\xi} dt, \quad \mu^{(0,1)} = \int \int_V \dot{f}(\vec{\xi}, t) t d^3 \vec{\xi} dt \quad (1.23)$$

Le centroïde $\vec{\xi}_0$ ($\equiv \vec{\mu}^{(1,0)}$) représente le centre géométrique de la distribution finale du déplacement sur la faille. Il se situe par définition à l'endroit où il faudrait placer une source ponctuelle vouée à modéliser au mieux la source étendue.

Les moments de second ordre pour une source de coordonnées $\vec{\xi}$ au temps t_0 sont appelés moments centraux quand $\vec{\xi}_0 = \mu^{(1,0)}/M_0$ et $t_0 = \mu^{(0,1)}/M_0$. Ils s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} &= \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{xy} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{xz} & \mu_{yz} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \\ &= \int \int_V \dot{f}(\vec{\xi}, t) (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)^T d^3 \vec{\xi} dt \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$\mu^{(0,2)} = \int \int_V \dot{f}(\vec{\xi}, t) (t - t_0)^2 d^3 \vec{\xi} dt \quad (1.25)$$

$$\vec{\mu}^{(1,1)} = \int \int_V \dot{f}(\vec{\xi}, t) (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) (t - t_0) d^3 \vec{\xi} dt \quad (1.26)$$

Ces moments d'ordre 2 permettent d'avoir accès aux complexités spatio-temporelles de la rupture. En effet, $\boldsymbol{\mu}^{(2,0)}$ (équation 1.24) est relié à l'extension spatiale de la rupture, $\mu^{(0,2)}$ (équation 1.25) est relié à la durée de la rupture et enfin $\vec{\mu}^{(1,1)}$ (équation 1.26) est relié à la propagation de la rupture.

D'après Backus (1977a,b) et Silver and Jordan (1983), on peut définir les dimensions caractéristiques d'une faille par $x_c(\vec{n})$ de la distribution de glissement dans la direction \vec{n} , la

durée caractéristique τ_c , la longueur de rupture caractéristique L_c , la vitesse caractéristique v_c (ou vitesse apparente) et la vitesse moyenne du centroïde spatial instantannée \vec{v}_0 par :

$$\begin{aligned} x_c(\vec{n}) &= 2\sqrt{\vec{n}^T \mu^{(2,0)} \vec{n}}, \\ \tau_c &= 2\sqrt{\mu^{(0,2)}}, \\ v_c &= L_c/\tau_c, \quad \vec{v}_0 = \vec{\mu}^{(1,1)}/\mu^{(0,2)}, \end{aligned}$$

où L_c est la valeur maximale de $x_c(\vec{n})$ correspondant à la plus grande valeur propre de $\mu^{(2,0)}$. La largeur peut également être estimée à partir de la deuxième valeur propre la plus grande de $\mu^{(2,0)}$.

Le rapport entre \vec{v}_0 et v_c , encore appelé rapport de directivité, permet de décrire la directivité de la source. Il est égal à 1 dans le cas d'une propagation parfaitement unilatérale et à 0 dans le cas d'une rupture parfaitement bilatérale. Suivant le type de propagation, la vitesse de rupture apparente peut être différente de la rupture de propagation proprement dite. Par exemple, dans le cas d'une rupture parfaitement unilatérale, la vitesse de rupture apparente est identique à la vitesse de rupture alors que dans le cas d'une rupture parfaitement bilatérale, la vitesse apparente est deux fois plus grande que la vitesse de rupture effective. On ne peut donc pas interpréter directement V_c comme la vitesse de rupture.

1.1.6 Approximation du point source

L'approximation d'un point source est valable lorsque le signal sismique a une longueur d'onde bien plus grande que les dimensions de la source et que la distance source-récepteur est très grande par rapport aux dimensions de la source. Dans ce cas, seul le deuxième terme de l'équation 1.17 est à considérer (Backus and Mulcahy, 1976b; Stump and Johnson, 1982). Sous ces hypothèses, on peut sortir $G_{np,q}$ de l'intégrale sur la surface dans l'équation 1.12 et le déplacement s'écrit alors simplement :

$$u_n(\vec{x}, t) = M_{pq} * G_{np,q} \quad (1.27)$$

Cette nouvelle expression du déplacement 1.27 introduit une relation linéaire entre le champ de déplacement u_n et le tenseur de moment M_{pq} . Elle montre combien l'hypothèse du point source ainsi que l'utilisation du tenseur de moment simplifient le problème inverse consistant à retrouver le mécanisme de la source à partir d'enregistrements sismiques.

Dans le cas où le mécanisme au foyer est fixe (normale au plan de faille $\vec{n} = \text{constant}$ et vecteur glissement $\vec{s} = \text{constant}$), les composantes du tenseur de moment sismique ont la même dépendance temporelle $s(t)$:

$$u_n(\vec{x}, t) = M_{pq}[G_{np,q} * s(t)] \quad (1.28)$$

Le déplacement est alors une simple fonction linéaire des composantes du tenseur de moment et des termes entre crochets.

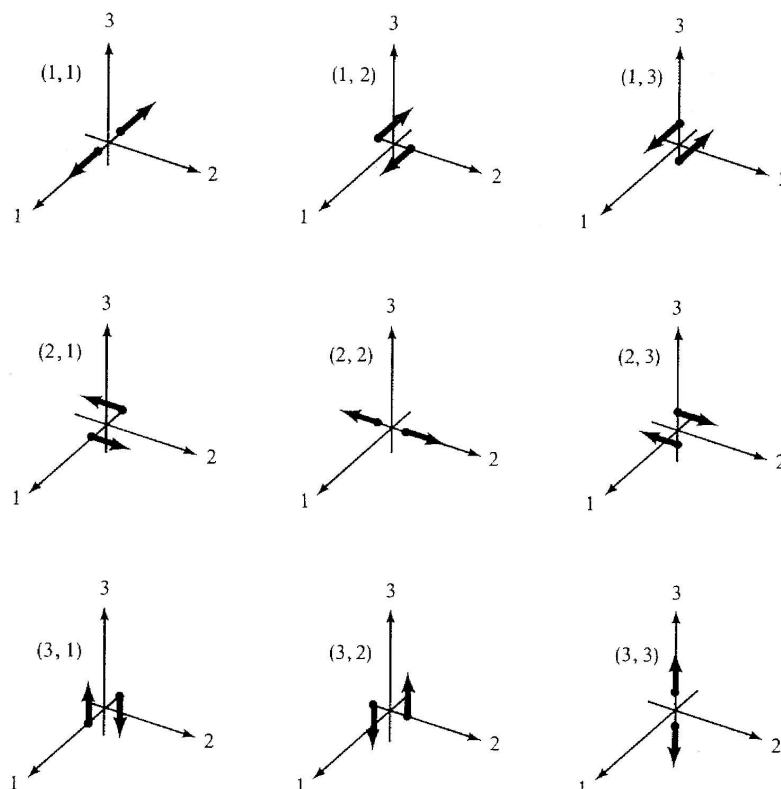


FIG. 1.2 – Représentation des neuf double forces M_{pq} . Trois d'entre eux sont des dipôles ($p = q$), les autres sont des couples. Pour ces derniers, les indices p, q correspondent respectivement à la direction des forces et du bras d'action. Figure d'après Aki and Richards (1980).

Le tenseur de moment dépend de l'orientation de la faille, du glissement (norme et direction) et des propriétés élastiques à la source 1.11. Il contient ainsi toute l'information de la source ponctuelle. Le tenseur de moment sismique décrit une superposition de neuf couples de forces élémentaires dont chaque composante correspond au moment d'un de ces systèmes de forces (figure 1.2). Les éléments diagonaux de ce tenseur M_{11} , M_{22} , M_{33} correspondent à des dipôles linéaires qui n'exercent pas de moment. La somme des valeurs propres du tenseur, c'est-à-dire la composante isotrope, traduit les variations de volume à la source. Elle est positive si la source est de nature explosive et négative si la source est de nature implosive. Si la somme des valeurs propres s'annule, la composante isotrope du tenseur de moment est nulle. Si en plus une des valeurs propres est nulle, le tenseur de moment est un pur double couple. Après plusieurs années de discussion, les sismologues

(Knopoff and Gilbert, 1959, 1960; Vvedenskaya, 1960) ont montré que le système de forces le plus adapté pour décrire un glissement sur une faille est une distribution en double couple sur la surface Σ . (La figure 1.3 donne un exemple de double couple). Si aucune des valeurs

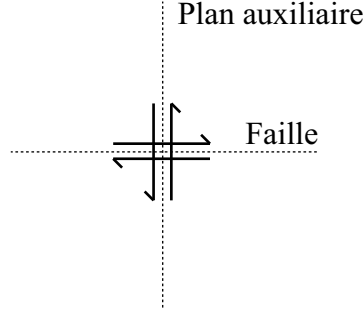


FIG. 1.3 – Modèle de double couple

propres est nulle alors que leur somme s'annule, il existe différents moyens de décomposer le tenseur de moment comme par exemple : double couple majeur et mineur (Kanamori and Given, 1981), un double couple et un dipôle linéaire compensé (CLVD) (Knopoff and Randall, 1970). Un CLVD est la somme d'un dipôle principal et de deux dipôles orthogonaux entre eux, de magnitude deux fois plus petite que celle du dipôle original, et se trouvant dans le plan orthogonal à ce dernier corrigeant des effets de changement de volume.

Dans le cas où la discontinuité en déplacement est parallèle à Σ (double-couple), l'expression 1.14 devient :

$$m_{pq} = \mu(\nu_p[u_q] + \nu_q[u_p]) \quad (1.29)$$

Supposons que $[u_q] = D l_q$ où D est la norme du glissement et \vec{l} est le vecteur unitaire dans la direction du glissement. On a alors : $m_{pq} = \mu D(\nu_p l_q + \nu_q l_p)$. Si $[u_q]$ est constant sur Σ , on a $M_{pq} = S m_{pq}$ où S est la surface de la faille. Dans ce cas, le tenseur de moment s'écrit :

$$M_{pq} = \mu S D(\nu_p l_q + \nu_q l_p) \quad (1.30)$$

où $\mu S D$ est le moment sismique scalaire M_0 (Aki, 1966) représentant l'importance ou la magnitude du tenseur de moment sismique.

Kanamori (1977) a introduit la notion de magnitude de moment M_w qui permet d'avoir une échelle de magnitude simple basée sur le moment sismique (Aki and Richards, 1980) :

$$M_w = \log(M_0)/1.5 - 10.7 \quad (1.31)$$

1.1.7 Réponse d'un milieu homogène infini à une dislocation

Le champ élastique complet engendré par une dislocation ponctuelle est (Aki and Richards, 1980) :

$$\begin{aligned}
u_n = & \left(\frac{15\gamma_n\gamma_p\gamma_q - 3\gamma_n\delta_{pq} - 3\gamma_p\delta_{nq} - 3\gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho} \right) \frac{1}{r^4} \int_{\frac{r}{\alpha}}^{\frac{r}{\beta}} \tau M_{pq}(t - \tau) d\tau \\
& + \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - \gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\alpha^2} \right) \frac{1}{r^2} M_{pq}(t - \frac{r}{\alpha}) \\
& - \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - 2\gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\beta^2} \right) \frac{1}{r^2} M_{pq}(t - \frac{r}{\beta}) \\
& + \underbrace{\frac{\gamma_n\gamma_p\gamma_q}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}(t - \frac{r}{\alpha})}_{\text{Onde } P} - \underbrace{\frac{\gamma_n\gamma_p - \delta_{np}}{4\pi\rho\beta^3} \gamma_q \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}(t - \frac{r}{\beta})}_{\text{Onde } S} \tag{1.32} \\
& \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{Champ lointain}}
\end{aligned}$$

où α est la vitesse des ondes P , β est la vitesse des ondes S , ρ est la densité et $\gamma_i = \partial_i r$ est le cosinus directeur de \vec{x} selon la direction i , r est la distance source-récepteur et $M_{pq}(t)$ est le tenseur de moment sismique.

Pour une orientation donnée, l'amplitude relative des termes de cette expression dépend fortement de la distance source-récepteur r . Les trois premiers termes varient comme r^{-2} et les deux derniers termes comme r^{-1} . Ces derniers dominent lorsque r tend vers l'infini, on les appelle par conséquent les termes en champ lointain.

On peut remarquer que la forme d'onde correspondant à une onde de volume en champ lointain (P ou S) est proportionnelle à la dérivée temporelle du moment sismique, ou encore à la dérivée de la fonction dislocation $D(t)$. Dans le cas des séismes profonds où les phases sont bien isolées, toutes les formes d'ondes doivent alors être proportionnelles à un signe près à la fonction source.

Les données utilisées dans cette thèse sont des ondes de volume télé-sismiques c'est-à-dire enregistrées à grandes distances de la source. Seuls les termes en champ lointain nous intéressent, c'est-à-dire les deux derniers termes de l'expression 1.32. Le premier correspond au déplacement des ondes P (longitudinales) et le second au déplacement des ondes S (transversales). Plus généralement le déplacement pour une source h enregistré à la station 0 dans l'hypothèse d'une source ponctuelle en double couple en champ lointain peut s'écrire pour chacune des phases P, S :

$$u_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho_h c_h^3 r_h} \mathfrak{R}(\phi, \theta) \dot{M}(t) \tag{1.33}$$

où ρ_h est la densité du milieu à la source, c_h est la vitesse de l'onde considérée, $\mathfrak{R}(\phi, \theta)$

est le diagramme de radiation à la source et $\dot{M}(t)$ est la fonction source temporelle encore appelée STF qui vient de l'abréviation anglaise "Source Time Function".

1.2 La source à travers les données télésismiques

1.2.1 Les ondes de volume télésismiques

Définition

Quand on parle de distance télésismique, on se réfère aux ondes enregistrées à des distances épacentrales comprises environ entre 30° et 90° . À ces distances, le trajet des ondes P et S est particulièrement simple parce qu'il n'interagit pas avec le noyau et que la propagation s'effectue principalement dans le manteau inférieur qui est un milieu relativement homogène. Les ondes quittent la source de façon quasi-verticale ce qui limite les effets des trajets dans les milieux latéralement hétérogènes tels que la croûte et le manteau supérieur et produit des formes d'ondes relativement simples et plus directement liées à l'histoire de la rupture. Leur complexité vient essentiellement du mécanisme au foyer et de l'interaction avec la structure superficielle à la source et à la station. Le trajet se complexifie si on sort de cette gamme de distance. En effet, au-dessous de 30° de distance épacentrale, le ray part loin de la verticale à la source, le trajet se faisant principalement dans la croûte et le manteau supérieur. Au-delà de 90° , les ondes rencontrent l'interface noyau-manteau. Les données télésismiques P et S de par leur simplicité se prêtent bien à l'étude de la source sismique. L'émergence de réseaux de stations sismologiques mondiales et la disponibilité en temps quasi-réel de ces données présentent un deuxième argument en faveur de leur utilisation dans la modélisation de la source.

Traitement des données

Nous utilisons dans cette étude, des données large bande avec une bande passante plate en vitesse entre environ 0.2 s. et 100 s.. Dans cette thèse nous utilisons principalement ce type de données dont la fréquence d'échantillonnage est de 20 coups par secondes (canaux BH).

La densité actuelle de la couverture mondiale des stations sismologiques permet d'obtenir une répartition correcte des stations à distance télésismique pour la plupart des séismes malgré une couverture plus éparsée dans l'hémisphère sud. Si leur abondance facilite les études de source, l'étape de traitement de ces données est très importante. Toutes les données doivent être triées en fonction de la qualité des signaux mais également en fonction de leur situation géographique afin d'obtenir une bonne couverture spatiale autour de

l'épicentre. Cette étape préliminaire est effectuée manuellement car son automatisation est difficile à mettre en oeuvre mais elle est primordiale pour le succès de la modélisation. Le procédé classique de traitement des données utilisé par la suite est le suivant :

- Récupération des données par requête au FDSN (Federation of Digital Seismograph Networks).
- Sélection des stations entre 30 et 90° de distance épacentrale.
- Visualisation des données et sélection suivant leur qualité et leur densité géographique.
- Déconvolution des sismogrammes par la réponse de l'instrument.
- Rotation des composantes horizontales enregistrées pour obtenir les composantes naturelles transversales (SH) et radiales (SV) des ondes S .
- Choix de la fenêtre temporelle pour les ondes P et SH .

1.2.2 Construction d'un sismogramme synthétique

Dans le paragraphe 1.1.7 nous avons introduit (équation 1.33) la solution pour une source ponctuelle dans un milieu infini dans le cas d'un double couple. Kanamori and Stewart (1976) ont réécrit cette équation pour des ondes téléseismiques dans le cas d'une Terre radialement hétérogène et malgré sa complexité, les deux expressions restent similaires :

$$\begin{aligned}
 u_0(\vec{r}, t) &= \frac{M_0}{4\pi\rho_h\alpha_h^3} \cdot \frac{\mathcal{G}(\Delta)}{a} \\
 &\cdot \left[\mathfrak{R}^P \dot{X}(t - \tau^P) + \mathfrak{R}^{pP} \Pi^{PP}(i_h) \dot{X}(t - \tau^{pP}) + \mathfrak{R}^{sP} \Pi^{SP}(j_h) \dot{X}(t - \tau^{sP}) \right] \\
 &\cdot C^P(i_0) * Q(t) * I(t)
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

Une équation équivalente peut être donnée pour l'onde S . Cette équation met en évidence les différents termes qui entrent dans la constitution d'un sismogramme. En effet, les sismogrammes enregistrés portent des informations sur :

- l'amplitude radiée à la source ($\frac{M_0}{4\pi\rho_h\alpha_h^3} \mathfrak{R}^Y \dot{X}(t - \tau^Y)$),
- le trajet source-récepteur dans la croûte incluant les réflexions à la surface de la Terre (Π) et la réponse impulsionnelle du site au récepteur ($C^P(i_0)$) pour un rai arrivant avec une incidence i_0)
- le trajet source-récepteur dans le manteau incluant l'atténuation anélastique $Q(t)$ et le coefficient d'expansion géométrique $\mathcal{G}(\Delta)$
- les caractéristiques du sismomètre et du système d'enregistrement ($I(t)$)(figure 1.4).

L'isolation de la source sismique devient alors plus compliquée car cela suppose une bonne modélisation des effets dus à la propagation de l'onde. Les différents éléments intervenant dans le sismogramme des ondes téléseismiques sont détaillés un à un ci-après.

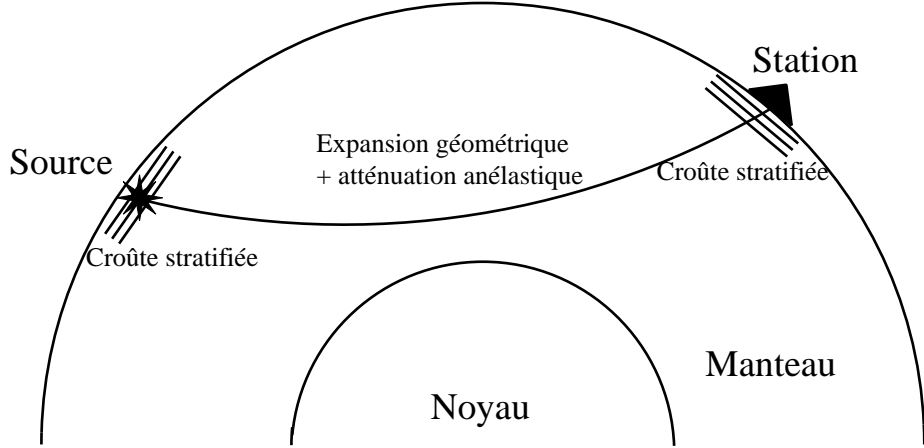


FIG. 1.4 – Différents effets entrant dans la constitution du sismogramme : effets de la source, de la structure crustale à la source, de la propagation mantellique, de la structure crustale à la station et de la réponse instrumentale de la station sismologique.

Amplitude radiée à la source pour un double-couple : $(\frac{M_0}{4\pi\rho_h\alpha_h^3}\mathfrak{R}^Y\dot{X}(t-\tau^Y))$

M_0 est le moment sismique scalaire d'une source à dépendance temporelle du type $X(t)$, \mathfrak{R}^Y est le coefficient de radiation d'une phase Y , ρ_h et α_h sont la densité et la vitesse des ondes Y à la source.

La géométrie d'une faille est décrite sur la figure 1.5.

Le diagramme de radiation décrit l'amplitude des ondes de volume en fonction de la direction de départ à la source : $\vec{\gamma}$. Il s'écrit à l'aide du tenseur de moment sismique \mathbf{M} qui contient l'information sur la géométrie de rupture (comme vu dans l'expression 1.30). Dans le cas d'une dislocation, il s'exprime comme suit :

$$\mathbf{M} = M_0(\vec{\nu}^T \vec{d} + \vec{d} \vec{\nu}^T)$$

où \vec{d} est le vecteur unitaire orienté dans la direction du glissement et $\vec{\nu}$ est un vecteur unitaire normal au plan de faille.

Les trois coefficients de radiation \mathfrak{R}^P , \mathfrak{R}^{SV} et \mathfrak{R}^{SH} qui donnent l'amplitude du champ de déplacement à la source selon les trois directions $\vec{\gamma}$, \vec{p} et $\vec{\phi}$ s'écrivent (Aki and Richards, 1980) :

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}^P &= \vec{\gamma}^T M \vec{\gamma} \\ \mathfrak{R}^{SH} &= \vec{p}^T M \vec{\gamma} \\ \mathfrak{R}^{SV} &= \vec{\phi}^T M \vec{\gamma}\end{aligned}\tag{1.35}$$

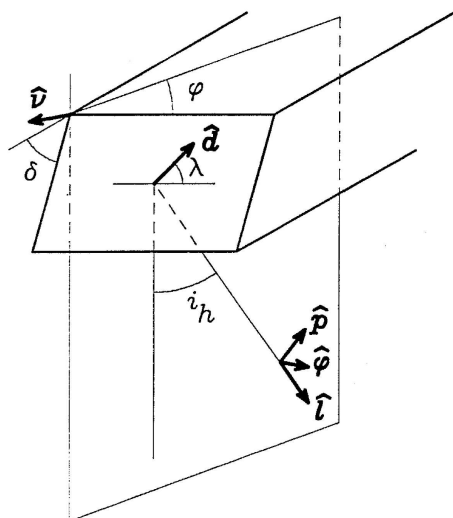


FIG. 1.5 – Géométrie d'une faille. Le vecteur unitaire \vec{d} pointe dans la direction du glissement et appartient au bloc inférieur. Il est défini par son pendage δ et l'angle du glissement λ . ϕ est l'azimut de la station mesuré dans le sens contraire aux aiguilles d'une montre à partir de l'azimut de la faille. \vec{v} est un vecteur unitaire normal au plan de faille. Le rai quitte la source avec un angle de départ i_h dans le plan vertical contenant le grand cercle à la station. \vec{l} , \vec{p} et $\vec{\phi}$ sont les vecteurs unitaires associés aux déplacements u^P , u^{SV} et u^{SH} . Figure d'après Okal (1992).

où $\vec{\gamma}$ est le vecteur unitaire orienté dans la direction de départ du rai. Il est équivalent à \vec{l} sur la figure 1.5. \vec{p} et $\vec{\phi}$ sont les vecteurs unitaires associés aux déplacements u^{SV} et u^{SH} . Le premier (onde P) est polarisé dans la direction de propagation, le deuxième (onde SV) est normal à celle-ci et contenu dans le plan source-récepteur contenant le rai et le troisième (onde SH) est polarisé perpendiculairement au plan défini par les directions de polarisation des ondes P et SV . L'amplitude des champs émis est donc fonction de la direction d'observation par rapport à l'orientation de la faille. La figure 1.6 montre l'importance des phases de profondeur ainsi que l'effet immédiat du mécanisme au foyer sur la forme du sismogramme. Il s'agit à chaque fois (pour une faille inverse à 45° et pour une faille verticale à glissement vertical) de la superposition des trois pulses (P , pP , sP), chacun ayant sa polarité, son amplitude et son délai pour former le sismogramme complet de l'onde P . A distance télé-sismique, pour une source peu profonde, il faut considérer les phases de profondeur pP et sP , issues de la réflexion des ondes P et S à la surface libre, qui font partie du champ de l'onde P . Les phases équivalentes pour l'onde S sont pS et sS . Pour des sources peu profondes, ces phases arrivent quasiment en même temps que les phases principales d'où la nécessité de les inclure dans la modélisation. Ces phases permettent également d'affiner la localisation en profondeur de l'hypocentre, faiblement contraint par

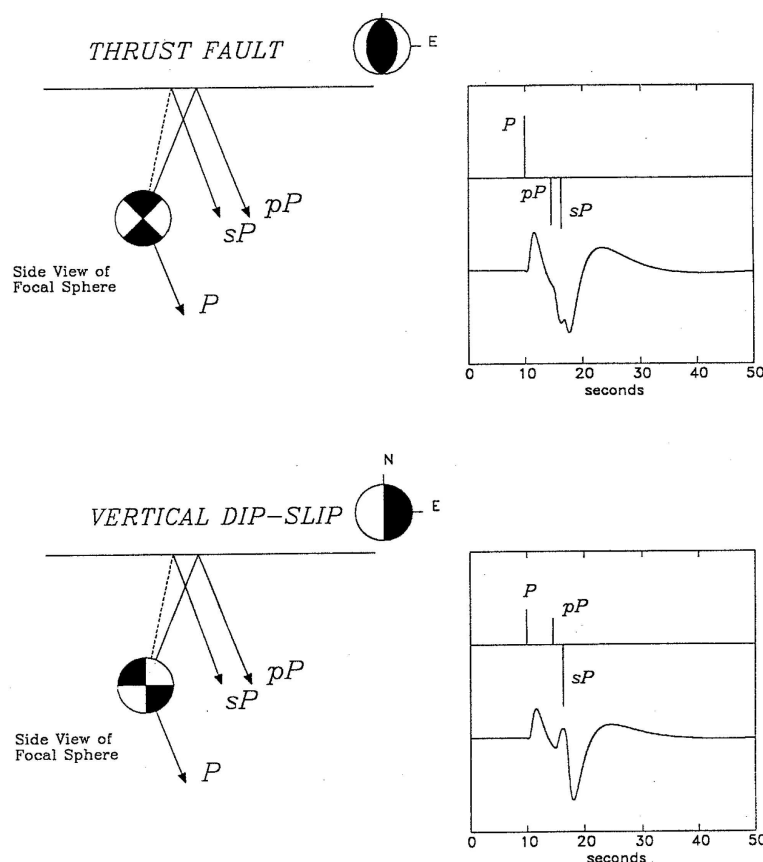


FIG. 1.6 – Les différentes phases du sismogramme peuvent être modélisées comme une suite d’impulsions dont l’amplitude et la polarité sont dictées par le mécanisme au foyer avec, en plus, pour les phases de profondeur, le coefficient de réflexion en surface. Les sismogrammes obtenus sont la convolution de la fonction source simple avec les impulsions. La figure du haut correspond à un mécanisme en faille inverse et celle du bas en glissement purement vertical. Le cas des ondes S est très similaire avec un angle d’émergence plus important et une fonction de Green adaptée. Figure d’après Okal (1992).

les ondes P et S directes.

Effets de propagation : $\mathcal{G}(\Delta)$, $Q(\omega)$, Pi^{AB} , $C^P(i_0)$

Pour simplifier le calcul de la fonction de Green dans le cas des ondes de volume téléseismiques, on découpe le problème en plusieurs parties.

On considère que les ondes traversent deux régions :

- une première représentant la croûte terrestre stratifiée dans laquelle les réflexions, réfractions et les conversions sont nombreuses. Celle-ci concerne les régions de la

source, du point de rebond pour les phases de profondeur et enfin du récepteur.

- une seconde représentant le manteau.

Dans la croûte (Π^{AB}) La structure locale de la croûte terrestre génère toute une série d'ondes réfléchies, converties et transmises qui contribuent à la complexité du sismogramme. Ces réflexions à la surface libre ainsi que sur les interfaces crustales peuvent être calculées grâce à la technique des matrices de propagation introduite par Thomson (1950) puis développée par Haskell (1953, 1964); Bouchon (1976). Le milieu stratifié dans son ensemble est alors modélisé par une série de couches horizontales empilées au-dessus d'un demi-espace. La source se trouve à l'intérieur d'une couche quelconque ou du demi-espace sous-jacent. Cette technique des propagateurs va servir à chaque fois qu'il y aura interaction avec la structure en surface c'est-à-dire près de la source, à la station et au point de rebond pour les phases réfléchies. Lorsqu'un déplacement du sol dû à un tremblement de terre est enregistré, le signal contient non seulement l'onde qui arrive à la surface mais aussi les ondes qui s'y réfléchissent. Cet effet peut s'exprimer facilement à partir des coefficients de réflexion (Π^{PP} , Π^{SP}), d'une onde plane à la surface libre.

La traversée de la croûte terrestre constitue une étape importante dans le trajet d'une onde car elle participe à la complexité de sa forme finale. On comprend alors l'importance qu'occupe le modèle de croûte lors de la modélisation de sismogrammes synthétiques. Il est d'usage d'utiliser un modèle de Terre moyen unique pour toute la croûte tel que PREM (Dziewonsky and Anderson, 1981) ou IASP91 (Kenneth and Engdahl, 1991) dans les modélisations classiques aux récepteurs ainsi qu'à la source. L'utilisation de modèles de croûte adaptés à des contextes géologiques particuliers peut s'avérer utile comme nous le montrerons dans le chapitre 2.1 dans le cas de l'étude du séisme de Kokoxili, (Tibet).

Dans le manteau ($\mathcal{G}(\Delta)$, $Q(\omega)$) Le manteau est beaucoup plus homogène latéralement que la croûte terrestre. En conséquence, les effets de propagation sont beaucoup plus simples à prendre en compte. Il est nécessaire tout d'abord de connaître la géométrie du rai pour relier l'angle de départ à la source avec la distance épacentrale. En ce qui concerne la polarisation des ondes, l'effet est pris en compte naturellement, car le trièdre $(\vec{\gamma}, \vec{p}, \vec{\phi})$ tourne avec le rai. En plus, deux autres effets doivent être pris en compte : le facteur d'expansion géométrique et le facteur d'atténuation anélastique.

Expansion géométrique ($\mathcal{G}(\Delta)$) Dans le cas d'une Terre homogène, la théorie des rais permet d'exprimer ce facteur sous la forme $|\frac{1}{r}|$ avec $|\vec{r}| = |\vec{x} - \vec{\xi}|$ où $\vec{\xi}$ est la position du point source qui rompt à $t=0$ et \vec{x} la position finale du front d'onde arrivant à la station.

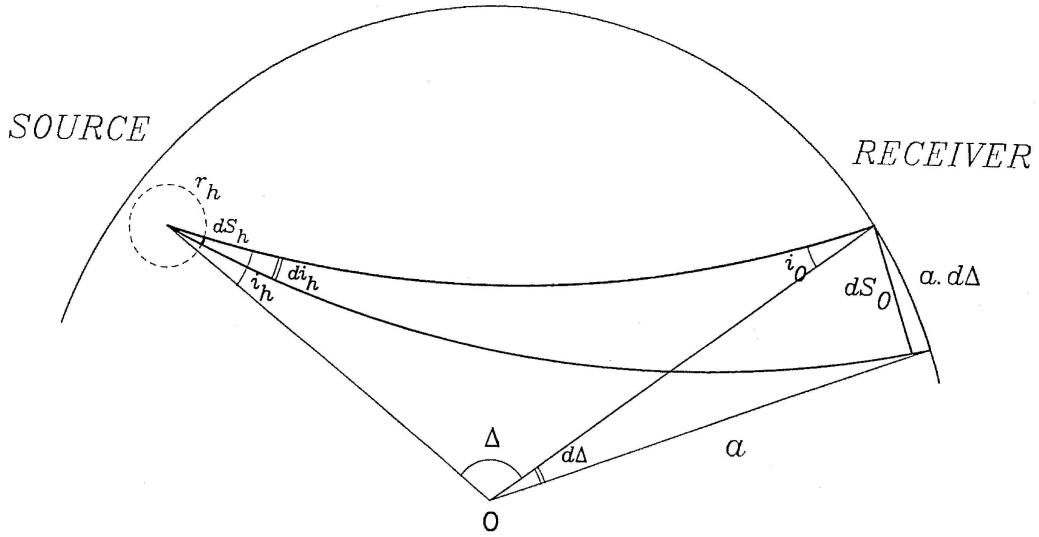


FIG. 1.7 – Schéma montrant l'effet du facteur d'expansion géométrique sur les rais lors de la propagation dans le manteau. Figure d'après Okal (1992).

Dans un tel milieu, les fronts d'onde grandissent en s'éloignant de la source tout en gardant une forme sphérique de rayon αt pour les ondes P et βt pour les ondes S et arrivent en \bar{x} au temps r/α et r/β .

Cependant, lorsque nous considérons une Terre radialement hétérogène, les fronts d'onde qui arrivent au récepteur n'ont plus de symétrie sphérique. Ce facteur a donc une importance non négligeable dans ce cas, car il traduit la concentration ou l'éparpillement des rais en fonction de l'éloignement à la source et des angles d'incidence à la source et au récepteur (figure 1.7). En égalisant l'énergie associée au champ lointain à la source et à la station, il est facile de montrer que l'amplitude du déplacement en fonction de Δ peut s'écrire pour une onde P :

$$u_0 = r_h \frac{\mathcal{G}(\Delta)}{a} u_h$$

où

$$\mathcal{G}(\Delta) = \left[\frac{\rho_h \alpha_h \sin i_h}{\rho_0 \alpha_0 \sin \Delta \cos i_0} \left| \frac{di_h}{d\Delta} \right| \right]^{-1/2} \quad (1.36)$$

On voit que l'effet de l'hétérogénéité est pris en compte simplement en remplaçant le facteur $|\frac{1}{r}|$ par $\frac{\mathcal{G}(\Delta)}{a}$. Le facteur d'expansion géométrique pour les ondes S par exemple, mais ceci est valable pour toute autre phase, est obtenu en remplaçant la vitesse des ondes P, α , par la vitesse des ondes S, β , et les angles d'incidence des ondes P par ceux des ondes S. La figure 1.8 montre l'évolution de ce facteur en fonction de la distance épacentrale pour les ondes P et S pour le modèle de terre IASP91 (Kenneth and Engdahl, 1991). On remarque

que en dessous de 35° et au-delà de 85° , des problèmes dus à l'interaction des ondes avec le manteau commencent à intervenir.

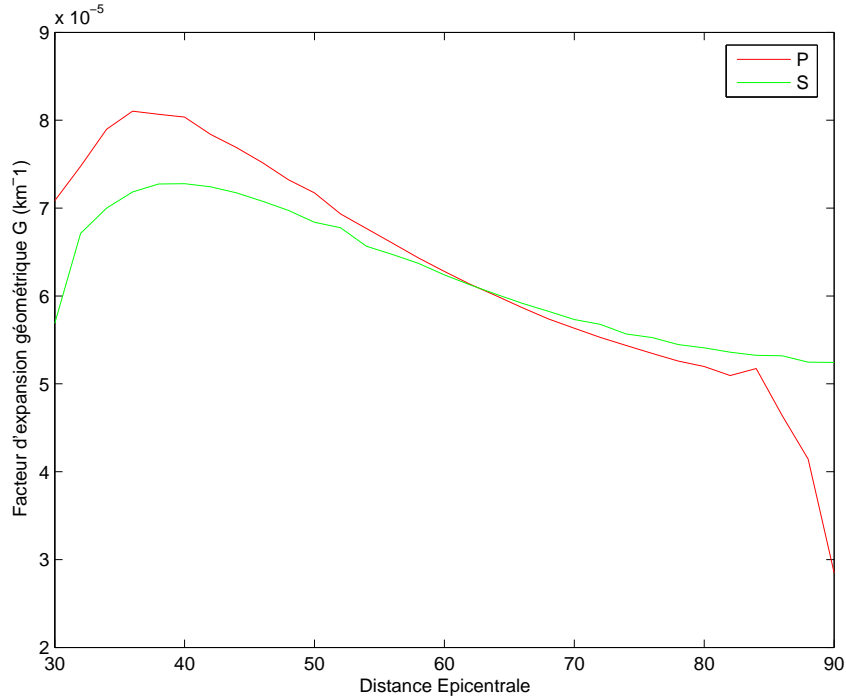


FIG. 1.8 – Evolution du facteur d'expansion géométrique en fonction de la distance épiscopentrale. Modèle de terre utilisé : IASP91.

Atténuation anélastique ($Q(\omega)$)

Dans le paragraphe précédent, les pertes dues à l'anélasticité ont été négligées. Le facteur de qualité Q traduit les pertes d'énergie d'une oscillation dans un milieu au cours de sa propagation. Il est défini par :

$$\frac{1}{Q(\omega)} = -\frac{\Delta E}{2\pi E} \quad (1.37)$$

où E est l'énergie de l'oscillation et $-\Delta E$ est la perte d'énergie au cours de chaque cycle causé par les imperfections dans le matériau élastique. Pour chaque composante fréquentielle, l'effet cumulé de l'atténuation anélastique peut s'écrire sous la forme :

$$A(\omega) = A_0(\omega)e^{-\omega t^*(\omega)/2} \quad (1.38)$$

où $A_0(\omega)$ est l'amplitude initiale $A(\omega)$ est l'amplitude atténuée corrigée de l'atténuation et t^* s'écrit sous forme d'intégrale :

$$t^*(\omega) = \int_{rai} \frac{dt}{Q} = \int_{rai} \frac{ds}{v(s)Q(s, \omega)} \quad (1.39)$$

Les valeurs de $t^*(\omega)$ peuvent être estimées à partir des différences d'amplitude par rapport à un modèle élastique. L'atténuation est plus forte dans les couches externes (croûte et manteau supérieur). Il a été estimé, de façon empirique que, pour des distances télésismiques t^* est à peu près indépendant de la distance. Pour le cas d'un séisme superficiel, il vaut approximativement 1 s pour les ondes P et 4 s pour les ondes S (Anderson and Hart, 1978). Bien que l'atténuation soit plus importante pour les ondes S, celles-ci quittent la source avec une amplitude plus grande et dominant encore le signal à grande distance. L'atténuation dépend cependant de la profondeur de la source. En effet, pour le cas des séismes profonds, les ondes directes P et S évitent un trajet dans le manteau supérieur à la source et subissent par conséquent nettement moins d'atténuation que les séismes superficiels. Pour des sources plus profondes que 200 km, les valeurs de t^* pour les ondes P et S seraient respectivement proches de 0.75 s et 2.5 s. Les phases de profondeur comme par exemple pP , sS subissent, quant à elles, une atténuation plus forte due à leur trajet montant supplémentaire à travers le manteau supérieur près de la source.

La réponse instrumentale ($I(t)$)

Le sismogramme $smg(t)$ enregistré à une station donnée correspond à la réponse instrumentale $i(t)$ convoluée au déplacement $e(t)$:

$$smg(t) = e(t) * i(t) \quad (1.40)$$

Pour isoler le mouvement du sol, il est plus simple d'utiliser la réponse fréquentielle de l'instrument. Dans ce cas, la relation précédente s'écrit dans le domaine de Fourier :

$$SMG(\omega) = E(\omega) \cdot I(\omega) \quad (1.41)$$

La fonction $I(\omega)$ peut être plus ou moins compliquée selon la configuration de l'appareillage (capteur+filtre+ convertisseur+...). Le processus peut se diviser en deux parties séparées : avant et après le convertisseur. La partie analogique (avant le convertisseur Analogique/Digital) est exprimée typiquement dans le domaine de Fourier-Laplace : ($s = i\omega$). La réponse des filtres appliquée après la numérisation est plus naturellement exprimée dans le domaine de la transformée en z ($z = exp(i\omega)$). La réponse instrumentale d'un capteur et de l'appareillage associé est un système linéaire représenté par la convolution temporelle des fonctions de transfert associées à chaque étape de l'acquisition des données. Elle est

habituellement donnée comme une fonction de variables complexes dans le domaine des fréquences. Elle est alors représentée par le produit des fonctions associées aux différentes étapes de l'acquisition des données (sismomètre, amplificateur, filtre analogique, convertisseur analogique-digital, filtre digital,...). Si on considère qu'il existe k étapes, chacune représentée par une fonction $G_i(\omega)$, la réponse du système sera :

$$I(\omega) = \prod_{i=1}^k G_i(\omega) \quad (1.42)$$

Les étapes principales sont décrites sur le schéma suivant :

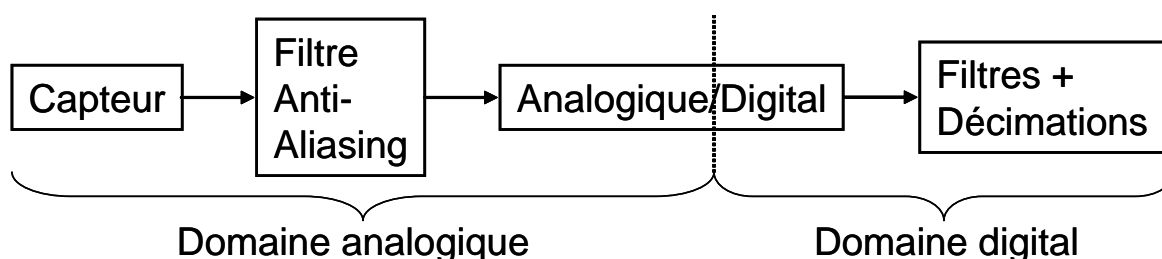


FIG. 1.9 – Schéma récapitulatif des étapes principales participant dans la réponse instrumentale.

En effet, le sismomètre réagit tout d'abord au mouvement du sol à travers le mouvement de sa masse puis le traduit en signal électrique. Ce signal est ensuite amplifié, puis il subit un filtre anti-aliasing (FAA) avant d'être converti signal en digital avec un taux élevé d'échantillonnage (plusieurs milliers de Hz). Il est ensuite soumis à une série de filtres et de décimations pour ramener le pas d'échantillonnage à des valeurs standard (100, 40, 20, 1 Hz).

La partie analogique de la fonction de transfert est habituellement exprimée sous la forme :

$$I_A(i\omega) = C \frac{\prod_{j=1}^L (i\omega - z_j)}{\prod_{k=1}^N (i\omega - p_k)} \quad (1.43)$$

Cette fraction est décrite par une série de L zéros complexes z_j pour lesquels le numérateur est nul et une série de N pôles complexes p_k pour lesquels le dénominateur est nul et C est une constante. Une discussion complète sur l'utilisation des pôles et des zéros peut être trouvée dans le livre de Scherbaum (1996).

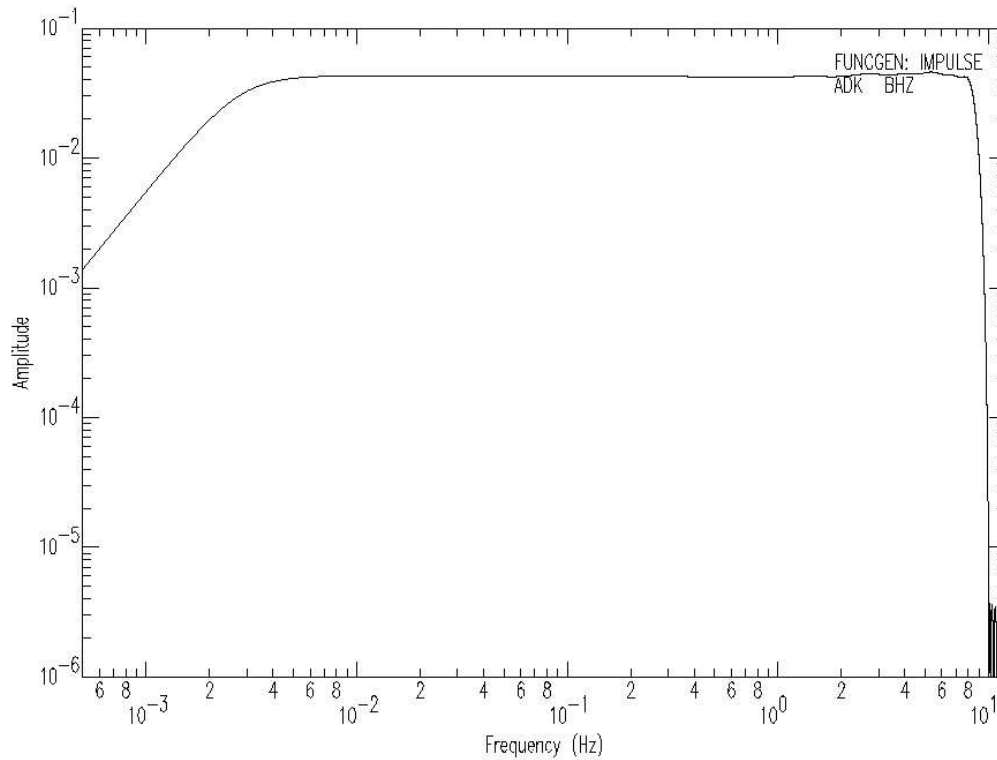


FIG. 1.10 – Réponse d'un sismomètre en vitesse de la station ADK du réseau IU.

La réponse typique d'un sismomètre large bande moderne comprend un plateau en vitesse sur une certaine bande passante. Un exemple de réponse instrumentale d'un sismomètre résultant de tous les effets combinés des étapes décrites précédemment est représenté sur la figure 1.10. On observe une montée en ω^2 jusqu'à une fréquence coin à 360 s, la fréquence propre du sismomètre, puis un plateau qui correspond à une bande passante entre environ 200 s et 9 Hz, suivie d'une chute rapide. Ce dernier filtrage passe-bas est obtenu grâce aux filtres numériques de décimation et permet de respecter la condition de Nyquist avec une perte minimale d'information.

Chapitre 2

Modélisation cinématique de la rupture

2.1 Introduction

Jusqu'à maintenant, nous avons présenté les théories "directes" qui permettent de calculer les déplacements du sol enregistrés lors d'un séisme à partir d'un modèle donné en champ lointain. Nous avons également détaillé toutes les étapes qui entrent dans le calcul d'un sismogramme. Ce dernier représente la donnée de base du sismologue qui va chercher à en extraire l'information qui l'intéresse. En particulier, en sismologie de la source, on dispose d'une collection de sismogrammes d'un même événement provenant de différentes stations réparties à la surface du globe terrestre, les enregistrements étant propres à une station. L'objectif est de retrouver l'information liée à la source sismique qui est commune à tous ces enregistrements. La structure à la source est aussi commune à tous ces enregistrements, d'où l'importance d'utiliser un modèle de croûte proche de la réalité dans la procédure d'inversion. Nous allons maintenant nous intéresser aux différentes méthodes qui permettent de retrouver les caractéristiques d'une source sismique. Il existe en particulier deux types de méthodes vouées à l'étude de l'histoire de la rupture : les modélisations dynamiques et cinématiques. La modélisation dynamique consiste à retrouver l'histoire et la distribution du glissement et des contraintes sur le plan de faille en se donnant des conditions initiales sur les contraintes ainsi qu'une loi de frottement reliant le glissement et les contraintes sur la plan de faille. Ces modèles bien plus complexes que les modèles cinématiques, permettent de modéliser la dynamique de la faille. Ils reposent néanmoins sur des conditions initiales ainsi que sur des propriétés mécaniques en chaque point de la faille qui restent difficiles à estimer.

La modélisation cinématique quant à elle, cherche à retrouver seulement la distribution spatio-temporelle du glissement, à partir des sismogrammes en utilisant les théorèmes de représentation du type 1.8, 1.10. Elle a l'avantage de donner une image détaillée du proces-

sus de la rupture à l'aide d'un nombre limité de paramètres et sans hypothèse forte a priori. L'approche cinématique constitue une première étape importante dans la compréhension du processus de rupture et donne accès à différents paramètres pouvant être réutilisés dans les hypothèses des modélisations dynamiques.

C'est cette approche cinématique que nous adopterons dans la suite de cette thèse pour retrouver les paramètres de la rupture tels que :

- son histoire temporelle
- sa distribution spatiale
- son mécanisme au foyer
- sa géométrie

Il existe plusieurs méthodes de modélisations cinématiques plus ou moins sophistiquées. Si la plupart passe par une modélisation des formes d'ondes coûteuse en temps de calcul pour retrouver les paramètres à la source, d'autres s'en affranchissent. Nous allons dans ce chapitre détailler ces deux types de méthode.

2.2 À partir de la modélisation des formes d'ondes

2.2.1 Introduction

La source à l'origine des forts tremblements de terre ne se limite pas à un choc principal concentré à un endroit donné de la faille mais c'est un processus plus complexe qu'une source ponctuelle qui peut être vu comme une succession de chocs. Une telle complexité est étroitement liée aux hétérogénéités des propriétés mécaniques dans la zone de la faille qui sont souvent caractérisées par les modèle d'aspérités (Kanamori and Stewart, 1976) ou de barrières (Das and Aki, 1977). Dans le but de mieux comprendre cette complexité, plusieurs techniques d'inversion visant à retrouver l'histoire spatio-temporelle de la rupture ont vu le jour (par ex. Kikuchi and Kanamori, 1982; Nabelek, 1984; Harzell and Heaton, 1985; Kikuchi and Fukao, 1985; Kikuchi and Kanamori, 1991). D'autres méthodes cherchent à retrouver les caractéristiques principales de la source (Vallée and Bouchon, 2004).

2.2.2 Modèle de Hartzell et Heaton

Cette méthode est basée sur l'hypothèse du "pulse de Heaton" (Harzell and Heaton, 1983; Heaton, 1990) selon laquelle, par opposition au modèle classique de "crack", seulement une petite frange de la surface de faille derrière le front de rupture est en mouvement à chaque instant. En d'autres termes, il y aurait un front de "healing" (cicatrisation) suivant de très près le front de rupture. Elle suppose que la rupture est un processus continu

et impose que la majeure partie du glissement est relâchée au passage du front de rupture. Cette approximation ne permet pas de modéliser des séismes où des points de la faille glisseraient à nouveau, longtemps après le passage du front de rupture. La faille est généralement discrétisée en sous-failles et les paramètres cinématiques comme le glissement statique, le temps de déclenchement et le temps de montée sont cherchés pour chaque sous-faille. Chaque sous-faille est représentée par une grille de points source qui doit être suffisamment fine pour reproduire une propagation continue de la rupture. La résolution du problème inverse permet de retrouver en chaque point de la faille les paramètres cinématiques. De nombreuses méthodes considèrent la vitesse de rupture constante pour simplifier le problème. Les hautes fréquences observées ne sont alors modélisées que par des variations de glissement. Une des principales difficultés qui se pose alors concerne la taille de la grille. En effet, la grille doit être assez fine pour pouvoir modéliser les détails haute fréquence de l'histoire de la rupture mais pas trop fine pour éviter de modéliser des détails trop haute fréquence qui rendrait ainsi le problème instable. Deux remèdes ont été tentés : l'utilisation de sous-failles plus grandes ou d'un paramètre de lissage. Le premier conduit à une modélisation sans détail et insuffisante et le deuxième introduit une relation entre la taille de la grille et le paramètre de lissage (Vallée and Bouchon, 2004). Les hautes fréquences peuvent également être produites par des changements de vitesse de rupture (Campillo, 1983; Campillo et al., 1989). Une autre méthode a alors été développée pour prendre en compte ces changements de vitesse de rupture basée sur des fenêtres glissantes (Harzell and Heaton, 1983). Elle a l'avantage de pouvoir relaxer la condition de glisser uniquement au passage de la rupture, imposée en chaque point de la faille. Cependant le nombre de fenêtre glissantes doit être limité pour garder un nombre raisonnable d'inconnues.

2.2.3 La méthode des "patches" de glissement

Le but de cette méthode développée par Vallée and Bouchon (2004) est de donner une image simplifiée mais robuste du processus de rupture tout en gardant la notion de source étendue à partir de données télésismiques. Elle donne une vision de l'histoire de la rupture intermédiaire à celle obtenue par les modèles de centroïde et les méthodes de tomographie de la source. En effet, elle ne cherche pas à retrouver une image détaillée de la source mais plus une image à grande échelle visant à retrouver simplement ses caractéristiques importantes comme la position et la dimension de la zone de glissement principale, le glissement moyen et la vitesse de rupture moyenne. La source est décrite par des zones de glissement, "slip patch", caractérisées par un glissement constant, un temps de montée constant et une vitesse de rupture constante. Dans la plupart des cas, seules une ou deux zones sont nécessaires pour arriver à un bon accord avec les données. Le nombre réduit de paramètres permet de donner une solution simple et rapide expliquant les données.

2.2.4 La méthode de Kikuchi et Kanamori

Une autre manière habituelle de représenter la source sismique est de considérer qu'elle est constituée de plusieurs points source ayant chacun des caractéristiques propres. On parle dans ce cas de sous-événements. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'étude de formes d'ondes complexes pour lesquelles la fonction source est constituée de plusieurs sous-événements. D'abord utilisée par Fukao (1972), cette méthode a ensuite été régulièrement modifiée et améliorée par Kikuchi and Kanamori (1982); Ruff and Kanamori (1983); Kikuchi and Fukao (1985); Kikuchi and Kanamori (1986, 1991, 2003). Elle est rendue célèbre grâce au travail de Kikuchi and Kanamori (1982) dont les programmes ont été largement utilisés pour l'étude de grands tremblements de terre. Elle consiste à trouver l'amplitude (ou magnitude) du point source ainsi que sa position sur une faille discrétisée permettant de minimiser les différences entre sismogrammes synthétiques et données observées. Le processus est itéré plusieurs fois jusqu'à l'obtention d'un accord satisfaisant entre données et synthétiques. Cette méthode permet de donner une idée détaillée de l'histoire spatio-temporelle de la rupture à partir de la distribution des points source sur le plan de faille. Cette méthode des sous-événements et plus particulièrement celle de Kikuchi and Kanamori (1991, 2003) qui sera appliquée dans la partie 2.1 au séisme de Kokoxili (14 Novembre 2001, Tibet, $M_w = 7.8$), est décrite plus en détail ci-dessous.

La méthode

Comme décrite brièvement plus haut, la méthode de Kikuchi and Kanamori (1991) permet de modéliser des ondes de volume complexes enregistrées à distance télé-sismique. Le modèle de rupture est considéré comme une séquence de sous-événements distribués sur le plan de faille et déterminés successivement par déconvolution itérative. Pendant la procédure d'inversion, le mécanisme au foyer des sous-événements peut soit être fixe soit laissé libre. L'inversion à mécanismes libres est appropriée pour étudier un processus complexe à la source et comprendre comment le mécanisme évolue au cours de la propagation de la rupture.

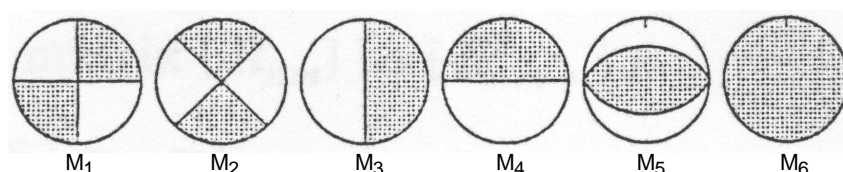


FIG. 2.1 – Représentation des six tenseurs de moment élémentaires.

Chaque sous-événement est caractérisé par un tenseur de moment, son temps d'initia-

tion et sa localisation sur le plan de faille. Le tenseur de moment final M_{ij} pour chaque sous-événement peut s'écrire comme une combinaison linéaire des six tenseurs élémentaires notés M^n (figure 2.1), définis par Kikuchi and Kanamori (1991) :

$$M^1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} ; M^2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} ; M^3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} ;$$

$$M^4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} ; M^5 = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} ; M^6 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} ;$$

Ces tenseurs élémentaires forment une base de tenseur permettant de représenter la source sismique :

$$M_{ij} = \sum_{n=1}^{N_b} a_n M_{ij}^n \quad (2.1)$$

où N_b est le nombre de tenseurs élémentaires qui varie de deux à six suivant les contraintes imposées au mécanisme et a_n représente l'importance de la contribution du $n^{ième}$ tenseur élémentaire. L'avantage de cette base est que l'on peut former différents types de solution suivant la sous-base utilisée :

1. $M^1, \dots, M^6 =$ tenseur de moment général
2. $M^1, \dots, M^5 =$ tenseur de moment purement déviatorique. Dans ces deux premiers cas, le problème est linéaire.
3. M^1, \dots, M^5 avec $\det[M^{ij}]$ nul = double couple général. Cette contrainte additionnelle aussi imposée dans les bases suivantes rend le problème non-linéaire.
4. M^1, \dots, M^4 avec $\det[M^{ij}]$ nul = double couple avec un plan nodal vertical
5. $M^1, M^2 =$ décrochement pur

Le plan de faille est défini par son azimuth, sa longueur, sa largeur, son pendage et est échantillonné dans les deux dimensions pour définir une grille sur laquelle les sous-événements sont placés pendant l'inversion (figure 2.2). Une première étape consiste à calculer les fonctions de Green associées à chaque couple source-station possible. La propagation dans la croûte est calculée en utilisant la technique des matrices de propagation de Haskell (1953, 1964) dans un milieu stratifié, mentionnée brièvement dans le chapitre précédent. Cela concerne la région de la source mais aussi, la structure proche des stations réceptrices. Dans le cas du séisme de Kokoxili, deux modèles différents de croûte ont été utilisés pour cette étape, un modèle global pour les stations et un autre plus adapté à l'épaisse croûte du plateau tibétain pour la source.

En dehors des caractéristiques du plan de faille, d'autres paramètres d'entrée sont nécessaires à l'inversion comme, par exemple, le maximum de vitesse de rupture autorisé,

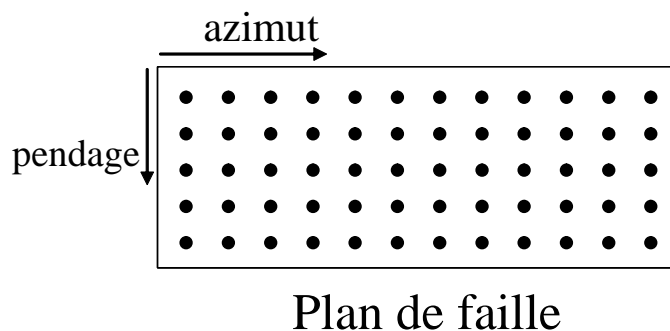


FIG. 2.2 – Représentation de la grille de faille considérée dans l’inversion de Kikuchi and Kanamori (1991).

la forme d’une fonction source élémentaire (impulsion, trapèze ou triangle), le nombre de sous-événements et la fenêtre temporelle des sismogrammes utilisés. La vitesse maximale de rupture définie ici représente une limite maximale de la vitesse entre un point source et le suivant. La durée des données à inverser doit être choisie après analyse des phases présentes sur le sismogramme à l’aide du tracé d’hodochrones par exemple. La figure 2.3 montre un exemple de données réelles sur lesquelles on a tracé les hodochrones théoriques. Il est important de s’assurer qu’aucune autre phase n’interagit significativement avec les ondes P ou SH à modéliser. Cette précaution est d’autant plus importante que la durée de la source est longue. En effet, dans ce cas, les phases comme la PcP ou la PP peuvent interagir avec la phase directe. Par exemple, pour une source à 30 km de profondeur, et une station à 60° de distance épacentrale, la P est suivie de la PcP après environ 46 secondes et de la PP après environ 133 secondes. Dans la partie suivante, nous verrons que pour le cas du séisme de Kokoxili du 14 novembre 2001 qui a duré environ 120 secondes, les interactions avec d’autres phases comme la PP ou la PcP ne gênent pratiquement pas la modélisation mais cela devient très critique pour des sources plus longues. Par exemple, pour le séisme de Sumatra de décembre 2004 qui a une durée exceptionnelle d’environ 600 secondes, ce type de modélisation n’est plus du tout adapté.

L’inversion, qui est basée sur une technique de déconvolution itérative déterminant successivement les caractéristiques de chaque sous-événement, sera détaillée dans la section 3.3 du chapitre concernant l’inversion. L’idée est d’enlever successivement aux données l’effet de chaque sous-événement jusqu’à l’obtention d’un bon accord entre données et synthétiques.

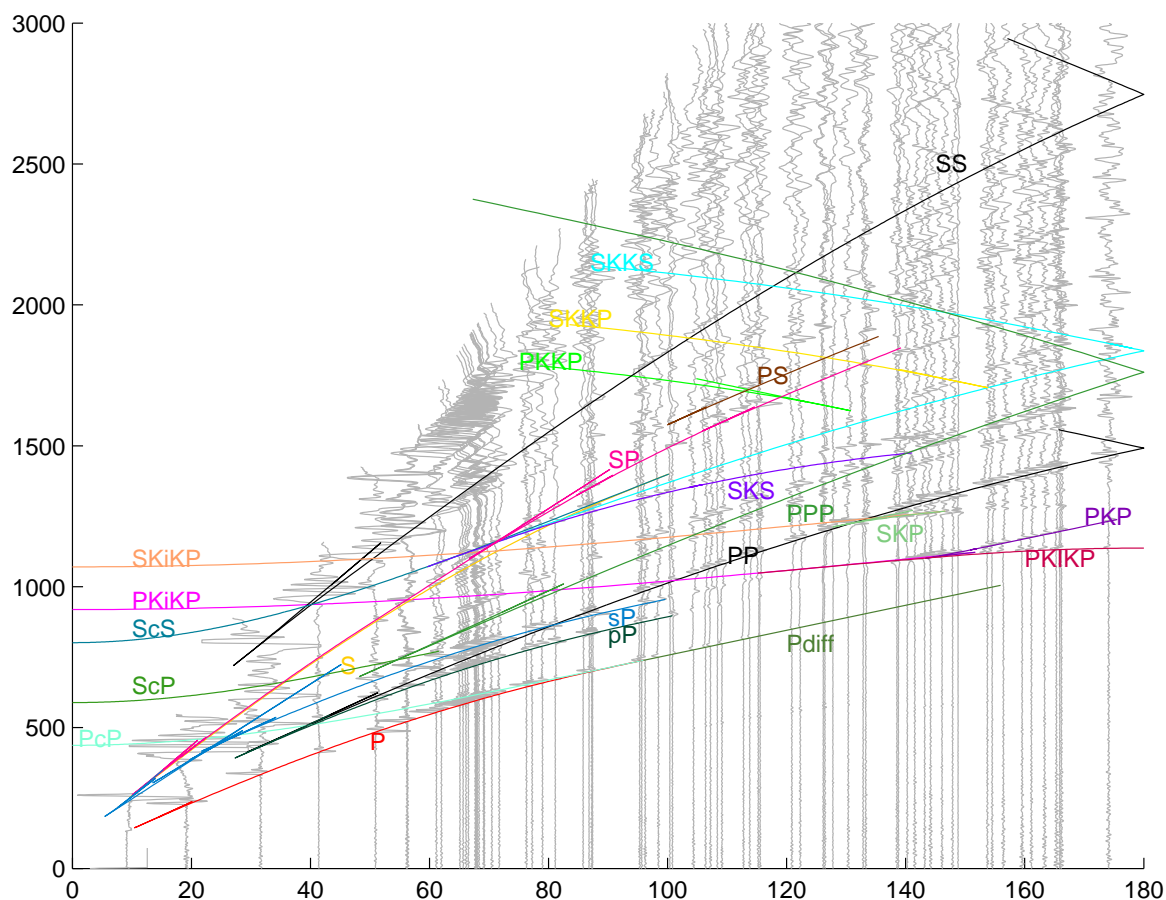


FIG. 2.3 – Données du séisme de Bolivie du 9 juin 1994 représentées en fonction de la distance épacentrale sur lesquelles on a superposé les hodochrones théoriques. On peut noter que pour le cas de ce séisme très profond (647 km), les phases sont très bien séparées.

Avantages et inconvénients de la méthode

Dans ce type de méthode, les paramètres recherchés sont approchés en cherchant à minimiser la différence existant entre les données réelles et les synthétiques produits avec un jeu de paramètres. Un tel problème impliquant autant de variables présente potentiellement des risques de sous-détermination. En effet, plusieurs modèles peuvent arriver à expliquer avec la même qualité les données et il est souvent difficile de juger quelle gamme de solutions est acceptable. Kikuchi and Kanamori (1991) mettent eux-même en avant ce type de problème et préconisent la prudence dans l'interprétation des modèles trouvés. Une approche raisonnable de ce problème consiste alors à commencer par un modèle très simple qui implique un petit nombre d'inconnues et de relacher ensuite petit à petit les contraintes imposées au modèle pour affiner la solution. On commence en général par cher-

cher les caractéristiques moyennes de la source avec un seul point source élémentaire. Si on a une idée du mécanisme, on peut le fixer pendant l'inversion pour réduire le nombre d'inconnues. Chaque contrainte additionnelle apportée par la sismologie ou d'autres données comme, par exemple, les observations effectuées sur le terrain après un évènement, peuvent aider à juger la qualité de la solution finale.

Un second problème inhérent à la méthode est relié à l'ordre d'apparition des sous-évènements lors de la déconvolution. En effet, ils sont trouvés dans l'ordre décroissant du moment sismique scalaire (Kikuchi and Kanamori, 1982). Ceci s'explique simplement par le fait que l'inversion, cherchant à améliorer la ressemblance entre les données et les synthétiques, va expliquer en premier les plus grands sous-évènements. Young et al. (1989) ont mis en évidence que la solution finale dépend de l'ordre dans lequel les sous-évènements sont déterminés. Ils ont appelé ce problème "dépendance du trajet" (path dependence). Ainsi, en changeant l'ordre d'itération, on obtient une autre séquence de sous-évènements. Il est cependant difficile de décider quelle séquence est correcte en se basant uniquement sur les formes d'ondes. Afin de déterminer l'effet de l'ordre d'itération sur la solution, Kikuchi and Kanamori (1991) ont ajouté une étape supplémentaire dans leur algorithme après une procédure normale d'itérations. Une fois la solution finale obtenue, le premier sous-évènement est effacé et sa contribution est restituée au sismogramme. Les paramètres correspondant à ce sous-évènement sont alors réévalués. Cette opération est ensuite répétée pour chaque sous-évènement. Cette procédure redétermine ainsi les paramètres de tous les sous-évènements en relâchant les contraintes imposées par le chemin particulier suivi dans le premier jeu d'itérations.

Ihmlé (1998) a également montré dans son étude comparative sur le séisme bolivien de 1994 que l'interprétation des sous-évènements dans les modélisations d'ondes télésismiques peut conduire à des résultats inexacts. Il montre que les sous-évènements correspondent en fait à des centroïdes instantanés, et que de ce fait leur localisation ne correspond pas forcément à la zone exacte de la rupture. Il trouve également que les vitesses apparentes de rupture obtenues à partir de ces localisations sous-estimeraient aussi la vitesse du front de rupture. Le cas du séisme bolivien étudié par Ihmlé (1998) est néanmoins très particulier de par sa nature très profonde. La géométrie de son plan de faille ayant un rapport longueur sur largeur relativement faible peut expliquer les imprécisions de la méthode des sous-évènements. Cette méthode reste cependant largement valide dans le cas où les plans de faille présentent un rapport de forme grand, ce qui est le cas de la plupart des grands séismes superficiels.

Malgré ces quelques défauts, rappelons que cette méthode a permis la modélisation d'un grand nombre de sources à l'origine de séismes importants avec succès. Il est vrai qu'une sur-interprétation de la solution trouvée par cette méthode peut s'avérer dangereuse. Une utilisation rationnelle de cette méthode permet néanmoins de retrouver une bonne

estimation des caractéristiques principales d'un séisme (son moment sismique scalaire, son mécanisme moyen, sa durée) et de donner une idée de l'histoire temporelle de la source, de la direction de propagation et du changement de mécanisme au cours de la rupture dans le cas des sources complexes.

Dans le chapitre II.1 de cette thèse, nous présentons une application de cette méthode au séisme de Kokoxili du 14 novembre 2001 (Tibet, $M_w = 7.9$) qui a rompu la faille du Kunlun sur une distance de 435 km. La géométrie du segment rompu par ce séisme est particulièrement simple et peut être représentée par une faille linéaire sur plus de 350 km. Dans la zone de l'épicentre, elle se complique par la présence de trois branches successives. Afin de prendre en compte cette géométrie complète dans notre inversion, nous avons modifié l'algorithme de Kikuchi and Kanamori (2003).

2.3 En s'affranchissant de la modélisation de formes d'ondes

2.3.1 Introduction

Les méthodes présentées dans la section précédente donnent une image plus ou moins détaillée de la rupture sismique et sont basées sur la modélisation d'ondes de volume. Elles nécessitent comme décrit au préalable le calcul des fonctions de Green ce qui reste une étape relativement coûteuse en temps de calcul. Le calcul des fonctions de Green implique également la prise en compte d'un modèle de terre a priori. La complexité du sismogramme, comme on l'a vu dans le chapitre précédent est principalement due à la source elle-même ainsi qu'à l'interaction du front d'onde avec la structure de la croûte dans la région de la source. La figure 1.6 montre que la modélisation des ondes P implique alors non seulement la modélisation de la P mais également de la pP et de la sP qui se superposent avec l'onde P pour des séismes superficiels. De même, pour l'onde S , sa modélisation nécessite la prise en compte de la pS et de la sS . Ces phases réfléchies augmentent fortement la complexité du problème et sont en partie à l'origine de la non-unicité de la solution. Dans cette section, nous allons présenter deux méthodes permettant de s'affranchir de la modélisation des formes d'ondes et donc du calcul des fonctions de Green qui permettent d'imager la source et de déterminer ses paramètres principaux. Tout d'abord, la méthode de rétro-propagation développée par Ishii et al. (2005) permet d'obtenir rapidement une image détaillée de la propagation de la rupture et de son histoire temporelle. Nous présentons ensuite une nouvelle approche développée au cours de cette thèse permettant de déterminer les principales caractéristiques de la source de séismes profonds (profondeurs supérieures à 100 km).

2.3.2 Rétro-propagation

La rétro-propagation ou "back-projection", est une simplification de la migration en temps inverse du champ d'onde, une technique bien connue pour imager la structure en sismique réflexion. Elle permet d'imager directement la rupture d'un séisme à partir des premières arrivées des ondes et peut être mise en oeuvre dans l'heure qui suit le séisme. Elle consiste à sommer les sismogrammes pour chaque position possible de la source. Elle somme constructivement les amplitudes radiées du point source effectif et annule les autres amplitudes présentes dans le sismogramme (Ishii et al., 2005). Cette procédure est répétée à intervalles de temps réguliers afin d'avoir une image évolutive de la propagation de la rupture dans le temps. La rétro-propagation a été appliquée au séisme de Sumatra du 26 décembre 2004 (Ishii et al., 2005), l'un des plus gros jamais enregistré, ainsi qu'au séisme du 28 mars 2005 situé également à Sumatra (Walker et al., 2005). La séquence d'images obtenue représente l'évolution spatio-temporelle détaillée des ruptures. Cette séquence d'images, est la projection de la rupture sur une surface parallèle à la surface de la Terre et pour une profondeur égale à celle de l'hypocentre. La densité du réseau utilisé est déterminante pour la précision des résultats. Ishii et al. (2005) ont appliqué cette méthode avec les données hautes fréquences du réseau japonais Hi-Net, très dense, comptant environ 700 stations réparties à travers le Japon. Walker et al. (2005) ont montré que la méthode était également applicable à partir de la combinaison des données provenant du GSN (Global Seismic Network) et de Hi-Net. Cette méthode permet également de donner une estimation de la longueur de rupture, de son évolution temporelle ainsi que de sa vitesse de rupture et de la nature directive de la source. Cette méthode assez simple d'utilisation pourrait être implémentée en temps quasi-réel.

2.3.3 Nouvelle approche pour la détermination des paramètres à la source des séismes profonds

Dans le but de déterminer les paramètres à la source d'un séisme à partir d'ondes de volume téléseismiques, nous avons développé au cours de ce travail de thèse une nouvelle approche permettant d'estimer la fonction source, le tenseur de moment, l'énergie radiée et les paramètres de directivité des séismes plus profonds que 100 km. Nous ne cherchons plus ici à déterminer le détail de la propagation mais à obtenir des paramètres "macroscopiques" décrivant la source sismique dans son ensemble. En raison de la profondeur de leur source, ces séismes ont l'avantage de présenter des phases P et S bien isolées des phases de profondeur pP , sP , sS , pS et d'éviter ainsi les complexités dans la forme d'onde due à la superposition des différentes phases. Ces deux effets simplifient fortement la forme des ondes enregistrées à distances téléseismiques. L'atténuation anélastique subie par les ondes pour

ce type de séisme est également plus faible puisque les ondes ne traversent qu'une seule fois, proche de la station, le manteau supérieur fortement atténuant. La prise en compte des effets dûs à la propagation des rais pour des séismes profonds est donc bien plus simple à prendre en compte que dans le cas de séismes superficiels. Une fois ces effets corrigés, leur forme d'onde contient directement les informations de la radiation à la source ainsi que son histoire temporelle.

Si on considère que le mécanisme est constant comme dans l'équation 1.28, il reste alors à estimer l'histoire temporelle de la rupture ($s(t)$) et le mécanisme moyen ($\overline{\mathbf{M}}$). Dans cette approche on néglige ainsi les effets de directivité de la source. La méthode est basée sur une analyse de similarité des formes d'ondes enregistrées à distances téléseismiques et ne nécessite pas leur modélisation. Elle consiste, dans une première étape, à retrouver l'histoire temporelle de la rupture. La première étape de cette méthode consiste à trouver :

1. un délai en temps τ_j pour chaque trace j permettant de caler les données temporellement
2. un coefficient d'amplitude A_j pour chaque trace permettant de caler les données en amplitude
3. une fonction source $s(t)$ moyenne permettant de retrouver les différentes traces par les simples calages dans le temps et en amplitude mentionnés ci-avant.

Ce problème, fortement non-linéaire, est résolu à l'aide d'une méthode de recuit simulé qui sera détaillée dans le chapitre 3, de cette partie, concernant les méthodes d'inversions. Il consiste à minimiser la différence entre les données observées et une fonction source moyenne pondérée par un facteur d'amplitude, A_j , et qui peut être décalée en temps, τ_j . La mesure des délais en temps et des amplitudes à chaque station s'inspire du travail de Chevrot (2002).

En d'autres termes, la fonction coût E à minimiser par le recuit simulé est la suivante :

$$E = \sum_j \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s(t_k)| \quad (2.2)$$

où j est l'indice correspondant à la station, t_k est le temps à l'échantillon k , $D_j(t_k + \tau_j)$ est la forme d'onde observée à la station j décalée d'un délai τ_j , $s(t_k)$ est l'amplitude de la fonction source moyenne. Les inconnues sont donc les délais τ_j , les amplitudes A_j ainsi que la fonction source moyenne $s(t_k)$. Le recuit simulé va donc comporter trois types de perturbation afin de converger vers la solution : 1) perturbation de la série temporelle $s(t)$, 2) perturbation des délais τ_j , 3) perturbation des coefficients d'amplitude A_j . Les résultats obtenus par cette inversion vont ensuite pouvoir être exploités afin d'en déduire les principales caractéristiques de la source.

Les fonctions sources

La fonction source moyenne représente l'histoire temporelle de la rupture. Son intégrale en temps est égale au moment sismique scalaire M_0 . Elle renseigne sur la durée et la complexité de la source. Houston et al. (1998) définit la complexité d'une fonction source comme le nombre de sous-événements impliqués dans celle-ci. Elle peut être estimée en comptant automatiquement le nombre de fois que la dérivée temporelle de la fonction source passe par 0 (après filtrage des hautes fréquences avec une fréquence coin appropriée). Bien que contenant des informations précieuses sur la source, les fonctions source sont jusqu'à présent absentes des catalogues classiques répertoriant les paramètres à la source (comme par exemple le catalogue de Harvard, CMT). Tanioka and Ruff (1997) ont commencé à fournir les fonctions source de séismes modérés à forts à partir d'une inversion d'ondes de volume télésismiques semi-automatique. Si elles devenaient accessibles dans les catalogues standards, elles pourraient constituer le point de départ d'autres inversions de source cherchant une image plus détaillée de la rupture.

Tenseur de moment

Les coefficients d'amplitude A_j obtenus par le recuit simulé contiennent l'information de la radiation à la source. En supposant que la source est ponctuelle, on peut utiliser ces coefficients, une fois corrigés des effets de propagation, comme des observables secondaires pour inverser le tenseur de moment sismique. Pour les séismes profonds, les effets de propagation se réduisent à un coefficient pour le facteur d'expansion géométrique et un coefficient pour les réflexions à la surface libre au récepteur. L'atténuation anélastique ne sera pas prise en compte ici car elle a peu d'influence sur le moment sismique, celui-ci correspondant à la limite des fréquences nulles ($\omega = 0$) et sur l'estimation du tenseur de moment. En revanche, plus tard, lors de l'estimation de l'énergie radiée, il faudra prendre en compte les effets de l'atténuation. Trois solutions alternatives sont alors estimées pour le tenseur de moment :

1. Une solution complète du tenseur de moment est estimée à partir d'une inversion linéaire. En effet, les amplitudes sont reliées de façon linéaire aux composantes du tenseur par la géométrie. Sous forme matricielle et pour n données, on a le système suivant à résoudre :

$$d = Gm \tag{2.3}$$

où d contient les n données soit nos amplitudes, G contient les informations sur la géométrie de rai, et m contient les 6 composantes du tenseur de moment sismique.

Plus précisément, on a :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ d_n \end{pmatrix}}_d = \underbrace{\begin{pmatrix} x_1^2 & 2x_1y_1 & 2x_1z_1 & y_1^2 & 2y_1z_1 & z_1^2 \\ x_2^2 & 2x_2y_2 & 2x_2z_2 & y_2^2 & 2y_2z_2 & z_2^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_n^2 & 2x_ny_n & 2x_nz_n & y_n^2 & 2y_nz_n & z_n^2 \end{pmatrix}}_G \underbrace{\begin{pmatrix} M_{xx} \\ M_{xy} \\ M_{xz} \\ M_{yy} \\ M_{yz} \\ M_{zz} \end{pmatrix}}_m \quad (2.4)$$

où

$$\begin{aligned} x_n &= \sin i_n \cos \phi_n \\ y_n &= \sin i_n \sin \phi_n \\ z_n &= \cos i_n \end{aligned} \quad (2.5)$$

où i_n est l'angle de départ à la source et ϕ_n est l'azimut de la station.

Nous rappellerons dans le chapitre suivant comment résoudre ce type de systèmes linéaires. Cette solution permet d'estimer le tenseur de moment sismique complet et en partie sa composante isotrope.

2. Une solution où on impose une invariance du volume à la source. Une inversion avec la contrainte (linéaire) de trace nulle permet d'estimer ce tenseur. Il ne nous reste alors plus que 5 paramètres dans notre problème. Cette solution est directement comparable à la solution CMT donnée par Harvard. Elle permet d'estimer la composante non double couple (NDCC) de la partie déviatorique du tenseur de moment. Elle est définie comme (Giardini, 1983) :

$$\varepsilon = -\Lambda_2 / \max(|\Lambda_1|, |\Lambda_3|) \quad (2.6)$$

où $\Lambda_1 > \Lambda_2 > \Lambda_3$ sont les valeurs propres du tenseur de moment. ε varie de -0.5 à 0.5 et indique le taux de NDCC. Pour un pur double-couple $\varepsilon = 0$, alors qu'il est égal à ± 0.5 pour une source purement non double-couple.

3. Une solution en double couple est ensuite recherchée, cette fois à partir d'une inversion non-linéaire car en plus de la nullité de la trace, on impose cette fois la nullité du déterminant du tenseur, qui est une condition non-linéaire. Le principe de l'inversion consiste simplement à balayer systématiquement les quatre paramètres permettant de décrire la solution en double-couple, soit, le moment sismique scalaire M_0 , l'azimut de la faille (ϕ), son pendage (δ) ainsi que son angle de glissement (λ).

On obtient alors trois solutions plus ou moins contraintes du tenseur, les composantes isotropes non communiquées dans les catalogues standards de paramètres à la source, ainsi que les composantes non double couple.

Énergie radiée

À partir de la fonction source obtenue et du moment sismique scalaire, on peut estimer l'énergie radiée qui est un autre paramètre macroscopique de la source. D'après Haskell (1964), l'énergie radiée peut s'exprimer comme la somme de l'énergie des ondes P et S .

$$E_R = E_\alpha + E_\beta = \left[\frac{1}{15\pi\rho\alpha^5} + \frac{1}{10\pi\rho\beta^5} \right] \int \ddot{M}^2(t) dt \quad (2.7)$$

où E_R est l'énergie radiée, E_α et E_β sont les énergies des ondes P et S ; ρ , α et β sont la densité et les vitesses des ondes P et S à la source et $\ddot{M}(t)$ est la dérivée temporelle de la fonction source. On a vu que lorsque les ondes se propagent à l'intérieur de la terre, la structure terrestre agit comme un filtre et les modifie. Une mesure précise de l'énergie radiée implique alors une correction de tous les effets de propagation comme la dissipation d'énergie due à l'atténuation anélastique ou encore du facteur d'expansion géométrique. La mesure de cette énergie est également très sensible au contenu fréquentiel du spectre de la source puisqu'elle dépend de toute la bande fréquentielle. Pour minimiser les erreurs sur la mesure de l'énergie radiée, il faut alors faire les corrections nécessaires afin de retrouver le contenu fréquentiel le plus complet possible. Nous appliquerons deux corrections à nos fonctions source. Tout d'abord, la prise en compte de l'atténuation anélastique négligée jusqu'à présent pour l'estimation du tenseur de moment doit être prise en compte pour estimer l'énergie radiée. Comme notre étude s'applique à des séismes profonds, on utilise une valeur de $t^* = 0.4s$ pour enlever l'effet de l'atténuation (Houston et al., 1998). Cette correction a tendance à augmenter la fréquence coin et donc de réhausser des hautes fréquences du spectre de la source. Ensuite, une deuxième correction concerne la largeur de bande limitée de nos données qui conduit à une sous-estimation de l'énergie radiée. Pour cela, nous utilisons la méthode proposée par Ide and Beroza (2001) qui consiste à appliquer un facteur d'ajustement à l'énergie radiée estimée à l'aide de nos données; facteur qui corrige de l'énergie perdue. Il est alors intéressant de calculer le rapport entre l'énergie radiée et le moment sismique scalaire afin de pouvoir comparer les énergies d'événements de taille différente (Venkataraman and Kanamori, 2004). Une intense activité de recherche s'est développée ces dernières années au sujet de la variance ou invariance de ce rapport en fonction du moment sismique. L'enjeu scientifique est lié à la détermination d'un éventuel changement de comportement en fonction de la taille du séisme qui pourrait avoir des implications sur la physique de la rupture sismique. La figure 2.4 montre plusieurs estimations du rapport E_R/M_0 provenant de différentes études. Malgré la dispersion des données, on remarque que le rapport E_R/M_0 a tendance à diminuer lorsque la magnitude décroît. Ide and Beroza (2001) suggèrent que cette tendance est un artéfact qui peut s'expliquer par une correction inappropriée des effets du trajet ou de la bande-passante limitée de l'instrument et en concluent que ce rapport est indépendant de l'échelle des moments. D'autres études

(Kanamori and Rivera, 2004; Venkataraman and Kanamori, 2004) estiment, quant à elles, que cette très grande variation peut aussi être expliquée par un changement dans la loi d'échelle. Ce débat reste encore ouvert aujourd'hui et ses implications sont très importantes dans la compréhension du processus de la rupture.

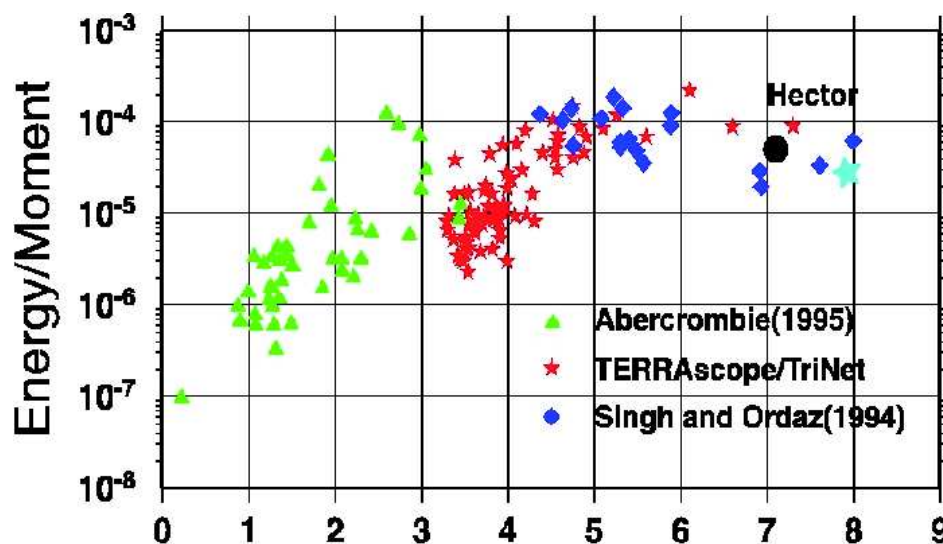


FIG. 2.4 – Figure montrant les estimations du rapport energie radiée sur moment en fonction de la magnitude de moment provenant de différentes études régionales ou télésismiques. D'après Venkataraman (2002).

Directivité

Jusqu'à présent, la directivité a été négligée dans l'estimation des paramètres à la source. Ceci signifie que l'on a ignoré les variations entre les fonctions source apparentes aux différentes stations. En divisant les fonctions source apparentes observées par le coefficient d'amplitude A_j correspondant et déterminé par le recuit simulé, on obtient un jeu de fonctions source apparentes normalisées. Celles-ci présentent des variations plus ou moins importantes en fonction de la position géographique de la station et traduisent des effets de directivité à la source.

Comme nous l'avons vu précédemment dans le paragraphe 1.1.5., ces effets de directivité peuvent être estimés à partir des moments secondaires. Dans ce cas, on ne s'arrête pas à une représentation de la source au premier ordre mais au second ordre. D'après la méthode de McGuire (2004) et (Bukchin, 1995), on peut estimer les propriétés d'une source de dimension finie sans aucun modèle a priori et à partir des moments d'ordre deux. En effet, les fonctions source apparentes permettent de calculer le moment $\mu^{(0,2)}$ vu dans l'équation

1.25. Dans cette expression, l'intégrale sur le volume de la source de la fonction $f(\vec{\xi}, t)$ correspond à la fonction source. L'expression de $\mu^{(0,2)}$ devient alors :

$$\mu^{(0,2)} = \int s(t)(t - t_0)^2 dt$$

Ce moment peut donc être estimé pour chaque station, à partir de sa fonction source apparente. On l'appellera $\mu_s^{(0,2)}$ où l'indice s signifie station. Ils correspondent à une mesure de la durée des fonctions apparentes. Les moments secondaires sont reliés linéairement aux $\mu_s^{(0,2)}$:

$$\mu_s^{(0,2)} = \mu^{(0,2)} - 2\vec{s} \cdot \vec{\mu}^{(1,1)} + \vec{s}^T \cdot \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \cdot \vec{s} \quad (2.8)$$

où \vec{s} est le vecteur lenteur à la source, soit le vecteur unitaire de départ à la source divisé par la vitesse de l'onde. La qualité de la solution de l'équation 2.8 dépend de la variété des vecteurs lenteurs et des phases utilisées dans l'inversion. Dans le cas où tous les $\mu_s^{(0,2)}$ mesurés proviennent uniquement d'ondes P dans le même hémisphère focal, il y aura un "trade-off" complet entre la durée de la rupture et la vitesse de propagation de la rupture impossible à résoudre.

Par ailleurs, les différents moments d'une fonction ne peuvent pas être considérés comme des variables complètement indépendantes. Il est aisé de démontrer en particulier (Cramer, 1951) que si la fonction $f(\vec{\xi}, t)$ est positive, ce qui est une hypothèse raisonnable dans notre cas, alors la matrice formée avec ses moments de deuxième ordre doit respecter la condition suivante :

$$\begin{bmatrix} \mu^{(0,2)} & \vec{\mu}^{(1,1)T} \\ \vec{\mu}^{(1,1)} & \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \end{bmatrix} \geq 0 \quad (2.9)$$

Le symbole ≥ 0 dans cette équation signifie que la matrice des moments d'ordre 2 est semi-définie positive, c'est-à-dire que toutes ses valeurs propres sont non-négatives. Cette condition est fortement non-linéaire. La résolution de ce système d'équations soumis à une contrainte de positivité semi-définie sera décrite plus en détail dans le chapitre 3 concernant l'inversion. Dans la pratique, on utilisera un algorithme de programmation semi-définie développé par Borchers (2006). Comme on l'a vu dans le paragraphe 1.1.5, ces moments permettent ensuite d'estimer la durée et les dimensions de la source, la vitesse de rupture ainsi qu'un paramètre de directivité permettant de trancher entre une propagation parfaitement bilatérale ou unilatérale.

Intéret de la méthode

La méthode présentée ci-avant peut s'appliquer en principe à toute autre phase. Dans cette thèse, nous l'avons mise en oeuvre pour les phases P , S et pP . Dans la partie III,

nous présentons les résultats de cette méthode appliquée à l'ensemble des séismes profonds répertoriés dans le catalogue Harvard ayant eu lieu entre 1990-2005, de profondeur supérieure à 100 km et de magnitude M_w supérieure à 6.5. Grâce à son concept très simple et à sa rapidité, son automatisation est parfaitement envisageable. Une utilisation systématique permettrait de compléter les catalogues des paramètres à la source existant avec les fonctions source qui sont très rarement mises à disposition ainsi que avec les composantes isotropes absentes des catalogues classiques. Ce type de méthode peut également avoir un intérêt tout particulier d'un point de vue statistique car elle est facilement applicable à un grand nombre d'événements dont les paramètres estimés peuvent être exploités par exemple en fonction de la localisation géographique ou encore en fonction de la profondeur.

Chapitre 3

Le problème inverse

3.1 Introduction

La physique d'un problème comme celle exposée ci-avant, permet de faire des prédictions. Etant donnée une description complète d'un système physique, nous pouvons prédire les observations. La prédiction des mesures est appelée problème direct. Le problème inverse consiste à utiliser les observations pour en déduire les valeurs des paramètres qui caractérisent le système physique. Alors que le problème direct, souvent déterministe, admet une solution unique, le problème inverse peut admettre plusieurs solutions. Dès lors, on doit utiliser explicitement toutes les informations a priori sur les paramètres du modèle.

La formulation générale du problème direct peut s'écrire de la façon suivante :

$$d = G(m) \tag{3.1}$$

où d sont les données ou observables dont nous disposons (un vecteur de dimension N_d), m sont les paramètres recherchés (un vecteur de dimension N_m) et G est une fonction permettant de prédire un jeu de données lorsqu'on se donne l'ensemble des paramètres m . Autrement dit, la fonction G représente le problème direct. Dans le problème inverse, on dispose au contraire d'un jeu de données d et on cherche à retrouver le ou les jeux de paramètres m correspondant. Il existe différentes approches pour résoudre un problème inverse. La littérature consacrée à ce sujet est riche puisque ce problème n'est pas limité à la géophysique mais s'applique à d'autres domaines comme par exemple à l'économie ou à la médecine. Le problème inverse est traité en détail par Tarantola (2005) ou encore Menke (1989), aussi nous allons seulement rappeler quelques notions nécessaires à notre étude.

3.2 Inversion pour un système d'équations linéaires

Lorsque dans l'équation 3.1 la fonction $G(m)$ est simplement une relation linéaire du type Gm où G est une matrice indépendante de m , on est tenté d'écrire : " $m = G^{-1}d$ "; mais cette formulation n'est bien sûr valable que lorsque la matrice G est inversible (ce qui demande en particulier que G soit carrée).

Pour résoudre ce système nous allons utiliser la méthode développée par Lanczos (1961). Cette méthode consiste à travailler non pas directement sur G mais à partir d'une matrice symétrique composée de G , de son adjointe notée \tilde{G} et de 0 selon la configuration suivante (Aki and Richards, 1980; Menke, 1989) :

$$S = \begin{pmatrix} 0 & G \\ \tilde{G} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

La matrice S ainsi obtenue est carrée et symétrique. Ceci nous assure l'existence d'un ensemble de vecteurs propres orthogonaux. Chacun de ces vecteurs propres peut être partitionné en deux parties, \vec{u}_i qui est sa projection dans l'espace des données et \vec{v}_i qui est sa projection dans l'espace des paramètres. Ceci s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0 & G \\ \tilde{G} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{u}_i \\ \vec{v}_i \end{pmatrix} = \lambda_i \begin{pmatrix} \vec{u}_i \\ \vec{v}_i \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

où λ_i est la valeur propre associée.

On peut montrer que la matrice G peut être décomposée sous la forme (Lanczos, 1961) :

$$G = U_p \Lambda_p V_p^T \quad (3.4)$$

où p est le nombre de valeurs propres non nulles, Λ_p est une matrice diagonale dont les termes diagonaux, sont les valeurs propres non nulles de S , U_p est une matrice rectangulaire de dimension $N_d \times p$ dont les colonnes sont les u_i associés à ces valeurs propres non nulles. De la même manière, V_p est une matrice rectangulaire de dimension $N_m \times p$ dont les colonnes sont les v_i associés aux valeurs propres non nulles de S . Lanczos (1961) définit une matrice inverse G_L^{-1} donnée par :

$$G_L^{-1} = V_p \Lambda_p^{-1} U_p^T \quad (3.5)$$

On peut ainsi en déduire une solution :

$$m_L = G_L^{-1} d = V_p \Lambda_p^{-1} U_p^T d \quad (3.6)$$

Dans le cas sur-déterminé, $p = N_m$ et l'expression 3.6 devient simplement :

$$m = (G^T G)^{-1} G^T d \quad (3.7)$$

Conditionnement d'une matrice

Afin de caractériser la stabilité du système linéaire, on calcule le conditionnement de la matrice G . Pour une matrice réelle, il est égal à : $Cond = \frac{\Lambda_{max}}{\Lambda_{min}}$ où Λ_{max} et Λ_{min} sont les valeurs propres maximum et minimum de G . On peut montrer que :

$$\frac{\|\Delta m\|}{\|m\|} \leq Cond \frac{\|\Delta d\|}{\|d\|} \quad (3.8)$$

Il apparaît alors que le conditionnement de la matrice G peut être interprété comme le coefficient de proportionnalité entre l'erreur relative sur m d'une part et d d'autre part. Le calcul du conditionnement d'une matrice permet de mesurer la variation relative des paramètres par rapport à la variation relative des données. Si la matrice G est mal conditionnée, (conditionnement élevé), une petite variation dans les données peut amener une grande variation dans les paramètres. Le conditionnement de la matrice mesure la stabilité de la solution et doit être déterminé systématiquement. Il sera estimé pour contrôler la qualité des inversions du tenseur de moment sismique dans le chapitre 6.

Matrice de covariance a posteriori

La matrice d'erreur ou matrice de covariance a posteriori sur le modèle donne une estimation de l'erreur sur les paramètres recherchés. Elle est définie comme :

$$C_m = (G^T C_D^{-1} G + C_{Mi}^{-1})^{-1} \quad (3.9)$$

où C_D est la matrice de covariance sur les données due à une erreur relative sur leur mesure et C_{Mi} est une matrice de covariance a priori sur le modèle. En l'absence d'information a priori sur le modèle la matrice C_{Mi}^{-1} est nulle et lorsque le problème n'est pas sous-déterminé, l'expression 3.9 s'écrit alors :

$$C_m = (G^T C_D^{-1} G)^{-1} \quad (3.10)$$

Si les composantes du vecteur d sont statistiquement indépendantes et ont toutes la même variance σ_d^2 alors la matrice de covariance devient :

$$C_m = \sigma_d^2 (G^T G)^{-1} \quad (3.11)$$

car $C_D = \sigma_d^2 I$ (où I est la matrice identité). Dans le cas plus général d'un système sous-déterminé, la décomposition 3.4 permet de trouver une matrice de covariance a posteriori pour l'inverse de Lanczos :

$$C_m = \sigma_d^2 V_p \Lambda_p^{-2} V_p^T \quad (3.12)$$

Vu que dans notre problème on a une relation linéaire entre le champ de déplacement et le tenseur de moment (équation 2.4) nous pourrions utiliser cette technique de résolution

de problème inverse. Dans le problème de l'inversion du tenseur de moment sismique nous utilisons le nombre de conditionnement afin de vérifier que nous nous trouvons bien dans un problème sur-déterminé et nous utilisons les relations 3.7 et 3.10.

3.3 Méthode d'inversion pour des problèmes non linéaires

3.3.1 Méthodes de recherche sur grille

Lorsque le problème à résoudre comporte peu de paramètres, une des méthodes consiste à faire une recherche en grille. Dans ce cas, on cherche à estimer une solution permettant de minimiser, au sens d'une norme prédéfinie, la relation :

$$\|G(m) - d\| = \textit{minimum} \quad (3.13)$$

La recherche en grille consiste à discrétiser l'espace des paramètres et à évaluer l'expression 3.13 pour toutes les combinaisons possibles afin d'en déduire le ou les meilleurs modèles. Elle explore tout le domaine des paramètres de manière homogène mais nécessite un grand nombre de calculs. Elle ne s'appliquera pas aux systèmes ayant un grand nombre d'inconnues. Cette technique a été utilisée pour l'estimation de la solution en double couple introduite à la page 41. Cette inversion, non-linéaire à cause de la condition de nullité du déterminant, comporte 4 paramètres : le moment sismique M_0 et les paramètres définissant le plan de faille : son azimuth, son pendage et l'angle du glissement. Comme orientation de départ, on prend la solution du tenseur à trace nulle présentée page 41, et on balaye à 30° autour de cette solution. Pour chaque solution, on effectue une inversion linéaire pour trouver le moment sismique scalaire.

3.3.2 Recherche sur grille répétée : déconvolution itérative

Nous allons détailler la technique de déconvolution itérative, utilisée dans la méthode de Kikuchi and Kanamori (1991), qui sera appliquée dans la partie suivante à l'étude détaillée du processus de rupture du séisme de Kokoxili (14 novembre 2001, Tibet). L'inversion est basée sur une technique de déconvolution itérative qui détermine successivement les sous-événements en minimisant la différence entre les données et les synthétiques calculés pour un jeu de paramètres. Le cas de la recherche de sous-événements est un cas spécifique de la recherche en grille qui consiste à effectuer de manière répétée une recherche sur grille en raison du grand nombre de paramètres recherchés. Les paramètres sont estimés à l'aide d'un balayage itéré. L'ensemble des paramètres à la source des sous-événements est représenté par le vecteur p dans les équations qui suivent. Ainsi, la localisation dans la direction

de l'azimut, la profondeur, le temps d'initiation mais aussi le tenseur de moment des sous-événements sont représentés par p . Les coefficients a_n représentant les contributions des tenseurs de moment élémentaires sont obtenus en minimisant les différences entre les données et les synthétiques. En utilisant la même notation que Kikuchi and Kanamori (1991), la procédure d'inversion minimise la fonction coût Δ définie comme suit :

$$\Delta = \sum_{j=1}^{N_s} \int \left[x_j(t) - \sum_{n=1}^{N_b} a_n w_{jn}(t, p) \right]^2 dt \quad (3.14)$$

$$= R_x - 2 \sum_{n=1}^{N_b} a_n G_n + \sum_{m=1}^{N_b} \sum_{n=1}^{N_b} R_{nm} a_n a_m \quad (3.15)$$

où N_s représente le nombre de données, $x_j(t)$ représente le sismogramme à la station j , $w_{jn}(t, p)$ représente les synthétiques à la station j due au $n^{ième}$ tenseur élémentaire \mathbf{M}_n , p représente les paramètres à la source et N_b le nombre de sources élémentaires. R_x est l'auto-corrélation des données, R_{nm} est l'auto-corrélation des synthétiques et G_n est l'inter-corrélation entre les synthétiques et les données :

$$R_x = \sum_{j=1}^{N_s} \int [x_j(t)]^2 dt \quad (3.16)$$

$$R_{nm}(p) = \sum_{j=1}^{N_s} \int [w_{jn}(t, p) w_{jm}(t, p)] dt \quad (3.17)$$

$$G_n(p) = \sum_{j=1}^{N_s} \int [w_{jn}(t, p) x_j(t)] dt \quad (3.18)$$

Comme il a été montré par Kikuchi and Kanamori (1991), l'erreur résiduelle Δ peut aussi être écrite comme suit :

$$\Delta = R_x - \sum_{n=1}^{N_b} \sum_{m=1}^{N_b} R_{nm}^I G_m G_n \quad (3.19)$$

$$\bar{\Delta} = 1 - \frac{\sum_{n=1}^{N_b} \sum_{m=1}^{N_b} R_{nm}^I G_m G_n}{R_x} \quad (3.20)$$

où R_{nm}^I est la matrice inverse de R_{nm} ($R_{nm}^I = R_{nm}^{-1}$) et $\bar{\Delta}$ est l'erreur résiduelle normalisée.

Une recherche sur grille est effectuée dans l'espace et le temps définis pour trouver les paramètres qui minimisent la fonction coût Δ ce qui revient à maximiser la fonction $\Psi(p)$ notée :

$$\Psi(p) = \frac{\sum_{n=1}^{N_b} \sum_{m=1}^{N_b} R_{nm}^I G_m G_n}{R_x} = \text{maximum} \quad (3.21)$$

Cette fonction $\Psi(p)$ mesure la similarité entre les formes d'onde observées et synthétiques. Si $\Psi(p) = 1$, cela signifie que les données observées et synthétiques sont identiques. L'effet du sous-événement ainsi trouvé est ensuite soustrait des données afin de réitérer l'opération pour chercher la source élémentaire suivante.

Pour bien contraindre les paramètres à la source d'un séisme on doit disposer d'un jeu de données suffisamment large et bien distribué. En effet, il est possible de trouver plusieurs ensembles de paramètres qui expliquent à peu près de façon équivalente les données et il est alors difficile de choisir une solution. On risque de trouver une solution permettant de minimiser la différence entre les données et les synthétiques correspondant à un minimum local et non à un minimum global. La non-linéarité de l'inversion ajoutée au fait que le problème n'est pas très bien contraint montrent qu'il est nécessaire d'imposer quelques informations additionnelles pour la stabiliser. Les formes d'ondes peuvent être utilisées par exemple pour effectuer une première estimation de la durée de la rupture. Les études de terrain effectuées après un séisme permettent d'apporter des informations précieuses sur la géométrie de la rupture ou éventuellement le type de mécanisme (décrochant, normal ou inverse) le long d'un ou plusieurs segments qui peuvent être utilisées pour évaluer la solution trouvée par inversion. L'erreur finale résiduelle normalisée $\bar{\Delta}$ mesure la qualité d'une solution et évalue la cohérence entre données et synthétiques.

3.3.3 Méthodes de Monte-Carlo

Les méthodes décrites précédemment fournissent une solution rapide ajustant bien les données, mais qui ne garantissent en aucune façon la robustesse et l'unicité de la solution. Contrairement à ces dernières, l'objectif des méthodes de Monte-Carlo est de développer des techniques permettant de retrouver le minimum global d'une fonction fortement non-linéaire en effectuant une exploration globale de l'espace des paramètres. Également désignées sous le terme de méthodes d'exploration statistiques, elles reposent sur l'évaluation de certains processus par des tirages aléatoires. Il existe de nombreuses approches des méthodes de Monte-Carlo mais les deux algorithmes les plus utilisés à ce jour sont le recuit simulé (Metropolis et al., 1953; Kirkpatrick et al., 1983) et l'algorithme génétique (Holland, 1975).

Le recuit simulé

Cette méthode d'optimisation s'inspire du processus thermo-dynamique de cristallisation et simule numériquement le passage de la matière d'un état initial désordonné à un état final ordonné (cristal pur) représentant la solution, en passant par des étapes de refroidissement et de réchauffement. Par analogie avec le processus physique, la fonction

coût à minimiser est l'énergie E du système. Dans le schéma classique de l'algorithme du recuit simulé, on calcule à chaque itération les variations ΔE d'énergie causées par des perturbations aléatoires des paramètres du modèle. Si les paramètres perturbés ont pour effet de diminuer le coût ($\Delta E < 0$), ils sont conservés. Si, au contraire, ils augmentent le coût, ils sont acceptés avec la probabilité $P = e^{-\Delta E/T}$, où T est un paramètre analogue à la température. Un nombre aléatoire α , compris entre 0 et 1, est ensuite généré et comparé à la probabilité P . Si $\alpha < P$, les perturbations sont acceptées malgré la dégradation de la fonction coût. L'acceptation de modèles dégradant le système permet d'explorer une plus grande partie de l'espace des solutions et tend ainsi à éviter de rester piégé dans un minimum local.

Une loi de décroissance contrôle la baisse de température. Au départ, elle est fixée à une valeur initiale T_0 puis elle diminue à chaque itération en température de $T * \gamma$, où γ est le facteur de refroidissement. Si γ est proche de 1, la convergence vers un minimum global sera lente alors que si sa valeur est faible, la convergence sera plus rapide mais on augmente les risques de rester piégé par un minimum local. Si cette méthode ne garantit pas d'atteindre le minimum global, elle limite cependant les risques de rester bloquer dans un minimum local. Sa bonne mise en oeuvre nécessite quelques réglages préalables des paramètres contrôlant la convergence, tels que la température initiale et sa loi de décroissance ou encore le nombre d'itérations à chaque température.

L'algorithme génétique

Cet algorithme se base sur la même idée générale que le recuit simulé et s'inspire du processus de sélection naturelle et des phénomènes de brassages génétiques (sélection, croisement, mutation). Contrairement au recuit simulé qui agit sur seul un modèle, l'algorithme génétique fait évoluer plusieurs modèles à la fois. À chaque nouvelle itération du processus, une partie de l'information de l'itération précédente va être acquise, permettant d'évoluer vers le ou les optima du problème d'optimisation. La sélection, le croisement et la mutation agissent de façon aléatoire sur et entre les modèles pour les faire évoluer en parallèle. Contrairement au recuit simulé, cet algorithme conserve en mémoire toutes les itérations précédentes. Son application demande également un certain nombre de réglages initiaux assez délicats tels que la combinaison optimale entre taux de mutation, taux de croisement et taux de sélection. Dans sa forme classique l'algorithme génétique converge rapidement et n'est vraiment exploratoire qu'au début de l'inversion.

L'algorithme de voisinage

La stratégie de cet algorithme (Sambridge, 1999a) est d'optimiser l'échantillonnage de l'espace des modèles afin de concentrer l'exploration dans les régions d'intérêt. L'espace des modèles est divisé géométriquement à l'aide des cellules de Voronoï (Voronoi, 1908). Après avoir généré un ensemble de départ composé de n_s modèles répartis uniformément dans l'espace des modèles, la fonction coût est évaluée pour les derniers modèles générés et les n_r modèles ayant la plus petite valeur sont conservés. Au sein des cellules de Voronoï des modèles sélectionnées, n_s nouveaux modèles sont tirés aléatoirement et le processus est réitéré jusqu'à converger vers le bon modèle. L'avantage de cette technique, par rapport aux deux autres présentées plus haut qui nécessitent un réglage fin des paramètres de convergence, est de ne dépendre que de deux paramètres entiers qui permettent de rendre l'algorithme plus ou moins exploratoire. Si l'algorithme de voisinage offre de bonnes capacités d'exploration et de convergence, sa mise en oeuvre a néanmoins un coût important en temps de calcul qui est un facteur limitant pour les problèmes comportant un grand nombre d'inconnues.

Description détaillée du recuit simulé utilisé pour la détermination des paramètres à la source des séismes profonds

Comme nous l'avons déjà dit dans le chapitre précédent, nous avons choisi d'utiliser la technique du recuit simulé pour déterminer la fonction source moyenne, les amplitudes et les délais associés à chaque station. L'utilisation de la méthode de recuit simulé offre un bon compromis entre l'exploration de l'espace des modèles et la rapidité de convergence au vu du nombre d'inconnues élevé dont nous disposons dans ce problème. En effet, si on considère une longueur de fenêtre de 20 s pour les données échantillonnées à 20 coups par seconde, le nombre d'inconnues pour la fonction source est de 400. Si on utilise 50 stations dans l'inversion, on ajoute ainsi 100 inconnues supplémentaires : 50 pour les amplitudes et 50 pour les délais en temps. Cela nous amène à un total de 500 inconnues à résoudre pour un tel jeu de données.

Une annexe détaillée de la méthode est incluse à la fin du chapitre 6 de la partie 3 ; aussi, nous ne détaillerons que les étapes principales entrant en jeu dans le processus d'inversion. Dans ce problème, on cherche à minimiser la différence entre les données observées qui peuvent être décalées d'un délai τ_j et une fonction source moyenne s_k ($s_k = s(t_k)$) pondérée par un facteur d'amplitude A_j , où j correspond à l'indice de la station et k correspond à l'indice des temps (Chevrot, 2002). Comme déjà vu dans l'équation 2.2 à la page 39, la fonction coût E à minimiser est la suivante :

$$E = \sum_j \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s_k| \quad (3.22)$$

où $D_j(t_k + \tau_j)$ sont les données observées à la station j .

L'algorithme utilisé pour la résolution de notre problème diffère du schéma classique décrit plus haut afin d'augmenter la rapidité de convergence. Chaque itération du recuit simulé comporte trois types de perturbations. Vu la forme de la fonction coût E (3.22), lorsque l'on fait varier soit τ_j soit s_k soit A_j , il est nécessaire de ne parcourir qu'un seul indice et il n'y a donc pas besoin de recalculer tous les autres termes ce qui représente un gain en temps de calcul. Pour les trois perturbations que nous allons décrire, la variation d'énergie due à une perturbation d'un des paramètres est évaluée de la manière suivante : $\Delta E = E_2 - E_1$, où E_1 est l'énergie correspondant aux valeurs courantes des paramètres et E_2 est l'énergie correspondant aux paramètres perturbés. Dans chacun des cas, on ne recalculera pas l'énergie totale mais seulement les termes dépendant des paramètres perturbés. Voici une description des trois types de perturbations :

1. Perturbation de la fonction source temporelle (STF) s_k . Dans ce cas, seuls les termes dépendant de l'indice temporel perturbé, k , doivent être réévalués dans la variation d'énergie. Cette variation d'énergie ΔE est estimée pour chaque échantillon, E_1 et E_2 étant définis comme :

$$E_{1_j} = \sum_j |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s_k| \quad (3.23)$$

$$E_{2_j} = \sum_j |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot (s_k \pm \Delta s)| \quad (3.24)$$

où Δs est la perturbation de la série temporelle. Un nombre aléatoire α compris entre 0 et 1 détermine le signe de la perturbation appliquée à s_k : si $\alpha > 0.5$ et $s_k < A_{max}$, Δs est ajouté et si $\alpha < 0.5$ et $s_k > 0$ alors Δs est retranché. Si la perturbation fait diminuer l'énergie, ($\Delta E < 0$), elle est acceptée. Dans cette étape, seules les perturbations permettant de diminuer la fonction coût sont conservées afin d'améliorer la convergence vers la solution finale (Chevrot, 2002).

2. Perturbation des délais temporels τ_j . Dans ce type de perturbation, seuls les termes dépendant de la station perturbée d'indice j doivent être réévalués dans la variation d'énergie. Un délai aléatoire τ_{ran} compris entre un temps de décalage minimum k_{min} et un temps de décalage maximum k_{max} est généré. La variation d'énergie est évaluée pour chaque trace comme :

$$E_{1_k} = \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s_k| \quad (3.25)$$

$$E_{2_k} = \sum_k |D_j(t_k + \tau_{ran}) - A_j \cdot s_k| \quad (3.26)$$

Le modèle est soit accepté directement s'il diminue l'énergie, soit accepté avec la probabilité P . Afin de s'assurer de l'unicité de ces délais, leur somme est contrainte

à être nulle. Cette contrainte additionnelle est justifiée par le fait que si toutes les traces sont décalées par un même délai constant, le décalage relatif des traces sera toujours le même.

3. Perturbation des facteurs d'amplitudes A_j . Dans ce cas, seuls les termes dépendant de la station perturbée j doivent être réévalués dans la variation d'énergie. Elle est évaluée comme suit :

$$E_{1_j} = \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s_k| \quad (3.27)$$

$$E_{2_j} = \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - (A_j \pm \Delta A) \cdot s_k| \quad (3.28)$$

où ΔA est une perturbation aléatoire de l'amplitude. Si $A_j < A_{max}$ alors la perturbation ΔA est ajoutée à l'amplitude A_j et si $A_j > -A_{max}$ elle est retranchée. Les perturbations sont acceptées si elles permettent de diminuer l'énergie, sinon, elles sont acceptées avec la probabilité P .

3.3.4 Programmation semi-définie

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2.3.3, la méthode d'inversion des paramètres de directivité consiste à résoudre un système d'équations linéaires (équation 2.8) soumis à une condition particulière sur la matrice des moments d'ordre 2 de la fonction source $f(\vec{\xi}, t)$ (matrice 2.9). Rappelons le système d'équation 2.8 :

$$\mu_s^{(0,2)} = \mu^{(0,2)} - 2\vec{s} \cdot \vec{\mu}^{(1,1)} + \vec{s}^T \cdot \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \cdot \vec{s} \quad (3.29)$$

Cette équation revient à résoudre un problème inverse du type : $\mathbf{A}\vec{m} = \vec{b}$, où \vec{b} représente les $\mu_s^{(0,2)}$, soit les données, \vec{m} représente les paramètres du modèle, soit les 10 composantes des moments de second ordre et la matrice \mathbf{A} contient les informations sur la géométrie des rais. Ce problème est résolu en minimisant $\|\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b}\|$ avec la contrainte suivante :

$$\begin{bmatrix} \mu^{(0,2)} & \vec{\mu}^{(1,1)T} \\ \vec{\mu}^{(1,1)} & \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \end{bmatrix} \succeq 0 \quad (3.30)$$

où l'inégalité signifie que la matrice est semi-définie positive. Cette contrainte est fortement non-linéaire puisqu'elle est équivalente à imposer la non-négativité des valeurs propres de la matrice 4×4 précédente. On utilise des algorithmes dits de programmation semi-définie (Vandenberghe and Boyd, 1996) permettant de résoudre un système d'équations linéaires soumis à ce type de contrainte. Une telle contrainte est non-linéaire, non-lisse, mais convexe et les algorithmes de programmation semi-définis exploitent cette dernière propriété de convexité pour définir un processus itératif d'optimisation ad-hoc. Cette technique s'étant

particulièrement développée au cours des dernières années, on trouve de nombreuses références récentes sur le sujet incluant aussi bien des articles théoriques (Vandenberghe and Boyd, 1996; Boyd and Vandenberghe, 2004) que des algorithmes prêts à l'emploi (Borchers, 2006).

Afin d'utiliser ce type d'algorithme, il est nécessaire de reformuler notre problème de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & \text{minimiser } \vec{c}^T x \\ & \text{soumis à } F(x) \geq 0 \\ & \text{où } F(x) \triangleq F_0 + \sum_{i=1}^m x_i F_i \end{aligned}$$

Les données du problème sont le vecteur $\vec{c} \in \mathbf{R}^m$ et les $m + 1$ matrices symétriques $F_0, \dots, F_m \in \mathbf{R}^{n \times n}$. L'inégalité $F(x) \geq 0$ signifie que $F(x)$ doit être semi-définie positive, c'est-à-dire que $z^T F(x) z \geq 0$ pour tout $z \in \mathbf{R}^n$.

Appliqué à notre problème particulier de détermination des moments d'ordre 2, cela revient à :

minimiser c
soumis à

$$\begin{bmatrix} c & (\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b})^T \\ (\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b}) & \mathbf{I}^N \end{bmatrix} \geq 0 \quad (3.31)$$

et

$$\begin{bmatrix} \mu^{(0,2)} & \vec{\mu}^{(1,1)T} \\ \vec{\mu}^{(1,1)} & \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \end{bmatrix} \geq 0 \quad (3.32)$$

où c est une variable à minimiser de telle sorte que $\| \mathbf{A}\vec{m} - \vec{b} \| \leq c$ et \mathbf{I} est une matrice identité de dimension N . Les deux matrices peuvent alors s'écrire sous la forme d'une seule matrice diagonale par blocs dont le premier serait une matrice $(N + 1) \times (N + 1)$ et le deuxième une matrice 4×4 , soumise à la contrainte de positivité. Le problème devient alors :

minimiser c
soumis à

$$\begin{bmatrix} c & (\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b})^T & 0 \\ (\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b}) & \mathbf{I}^N & 0 \\ 0 & 0 & \begin{matrix} \mu^{(0,2)} & \vec{\mu}^{(1,1)T} \\ \vec{\mu}^{(1,1)} & \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \end{matrix} \end{bmatrix} \geq 0 \quad (3.33)$$

Cette formulation est typique de la programmation semi-définie par deux aspects : la représentation de plusieurs inégalités linéaires de matrices par une seule inégalité d'une

matrice diagonale par blocs et le fait d'utiliser les compléments de Schur pour représenter une contrainte convexe non-linéaire comme une inégalité de matrice. En effet, l'inégalité du premier bloc matrice est équivalent à : $c - (\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b})^2 \geq 0$. Cette expression correspond au complément de Schur pour le cas de notre matrice et revient à écrire : $\|\mathbf{A}\vec{m} - \vec{b}\| \leq c$. La reconnaissance du complément de Schur est souvent une étape clé pour la reformulation du problème d'optimisation convexe sous la forme d'un programme semi-défini. Il est ensuite aisé de reconstituer les différentes matrices F_i nécessaire à la formulation du programme semi-défini.

Deuxième partie

Approche détaillée du séisme de Kokoxili (14 Novembre 2001)

Introduction

Nous proposons ici une étude détaillée de la source d'un séisme particulier, celui de Kokoxili (14/11/2001, Tibet) de magnitude 7.8 (Harvard CMT, 2001) qui est un exemple remarquable de décrochement intra-continentale et qui, de ce fait, justifie une étude spécifique. Cet événement a rompu dans sa totalité le segment de Kusai Hu (figure 4.1) se situant à l'Ouest de la faille de Kunlun sur une distance de 435 km, ce qui en fait l'un des plus importants séismes décrochants enregistrés au cours du siècle dernier.

Cette partie est divisée en deux chapitres.

Dans le premier, nous cherchons à reconstituer l'histoire spatio-temporelle de la rupture par la modélisation des formes d'ondes de volume téléseismiques. Enregistré par des réseaux de stations régionales et téléseismiques, ce séisme a suscité plusieurs études de l'histoire de sa source. Si une rupture de propagation unilatérale vers l'Est d'au moins 350 km avec une initiation à l'ouest ne fait plus aucun doute, il est plus difficile de se prononcer sur sa phase d'initiation. Nous appliquons ici une méthode d'inversion adaptée à l'étude des ondes de volume complexes incluant de multiples sources élémentaires (Kikuchi and Kanamori, 1991) afin de modéliser les formes d'ondes et de retrouver l'histoire spatio-temporelle de la rupture. On cherche ici une vision détaillée de la source de ce séisme où la complexité spatiale est modélisée par l'agencement d'un ensemble de sources ponctuelles distribuées dans l'espace. Un effort particulier est fait pour la modélisation du début du signal, où on prendra en compte une géométrie de faille complexe associée à la région d'initiation de la rupture. En effet, les investigations de terrain (Klinger et al., 2005b; Xu et al., 2006) et l'INSAR (Lasserre et al., 2005) montrent que la zone d'initiation se situe dans une région d'embranchement de failles. L'algorithme original a été modifié pour pouvoir traiter une géométrie complexe de failles. On s'intéressera tout d'abord particulièrement au détail du début de la rupture à l'ouest en prenant en compte des branches de faille de direction et mécanismes différents avant de modéliser la rupture complète. Trois inversions ont été effectuées afin de rendre compte au mieux de la propagation de cette rupture.

1. Une première inversion, prenant en compte uniquement la branche principale, nous permet de retrouver la propagation unilatérale vers l'Est ainsi que le mécanisme moyen de rupture à dominante décrochante. La fonction source a une durée totale de rupture de 120 secondes et la répartition du moment sismique au cours du temps suggère deux phases de propagation distinctes. La comparaison des sismogrammes synthétiques résultant de cette modélisation et des données réelles met en évidence une très nette incohérence dans les 40 premières secondes du signal correspondant à l'initiation à l'ouest.
2. Une seconde inversion concerne le début du signal mal expliqué par la précédente inversion basée sur une faille unique. Cette fois, une géométrie plus complexe de

failles à l'ouest a été introduite. Les résultats montrent que 3 failles sont nécessaires pour optimiser la modélisation des formes d'ondes. La rupture s'initie sur une branche occidentale et de manière, apparemment, bilatérale. Elle se propage ensuite à travers un graben d'extension avant d'atteindre, finalement, la faille principale du Kunlun.

3. Une inversion globale combinant les deux précédentes est enfin réalisée pour modéliser la rupture dans sa totalité en incluant les complexités dans la zone épacentrale à l'ouest. Les résultats montrent que la longueur totale de rupture est d'au moins 400 km, en bon accord avec les observations de terrain qui indiquent 435 km de longueur de rupture, et conduisent à réévaluer la magnitude de moment de cet événement à 7,9. Cette dernière inversion permet d'obtenir une modélisation des formes d'ondes satisfaisante sur l'ensemble du signal et propose une histoire de rupture compatible avec les observations de terrain.

Dans le deuxième chapitre, nous examinons en détail la sismicité dans la région du séisme suivant l'événement et ce, sur plusieurs années (2001-2005). Le segment du séisme de Kokoxili, sur la faille de Kunlun, se situe entre deux événements historiques majeurs ayant rompu les segments environnants (Van der Woerd et al., 2002a). L'analyse des répliques de ce séisme sur une large région environnant la zone rompue montre une sismicité active dès les premiers jours suivant le choc principal, suivie d'une activité très modérée mais présente jusqu'à nos jours, soit près de 5 ans après le choc principal. On remarque la présence singulière de deux essaims apparaissant environ deux ans après le choc principal et distants d'environ 200 km de la faille, l'un au nord-est de l'extrémité est de la rupture, l'autre au sud-ouest de l'extrémité ouest de la rupture. Cette apparition de sismicité a motivé une modélisation de la redistribution des contraintes de Coulomb suite au choc principal. Les résultats indiquent une possible activation de failles distantes, spatialement (200 km) et temporellement (2 ans), du choc principal de 2001. Néanmoins, les variations de la contrainte de Coulomb semblent compatibles avec l'activation de failles à de telles distances, la manière et le processus physique dans la croûte et le manteau responsables de cette excitation sismique reste à prouver et suscite encore beaucoup de questions (King et al., 1994; Toda and Stein, 2000).

Chapitre 4

A Study of the 14 November 2001 Kokoxili earthquake : History and Geometry of the Rupture from Teleseismic Data and Field Observations

Ce chapitre est constitué d'un article paru dans le *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96 (5), p 1729-1741.

Audrey Tocheport¹, Luis Rivera¹, and Jérôme Van der Woerd¹

¹ Institut de Physique du Globe, UMR 7516, 5 rue René Descartes, 67084 Strasbourg Cedex, France

4.1 Abstract

A study of the 14 November 2001 Kokoxili earthquake is performed to estimate the source parameters from teleseismic body-wave inversion. The earthquake broke the western Kusai Hu segment of the east-west trending Kunlun strike-slip fault, with the presence of surface rupture traces over 400 km. This event of M_w 7.8 (Harvard CMT, 2001) was followed by a moderate but continuous seismic activity. We apply an inversion method of complex body waves with multiple subevents (Kikuchi and Kanamori, 1991) to model the waveforms and to understand the rupture process. Field observations are used to constrain the inversion and to evaluate the solution. Considering the western complexities of the Kusai Hu segment, we invert the first part of the data to model the initiation of the rupture. The rupture is found to begin on the fault branch lying southwest of the Buka Daban Peak. Although the rupture propagates dominantly eastward, some subevents systematically appear to the west of the epicenter. Then, an inversion of the complete body-wave traces shows that the rupture propagated unilaterally eastward along the straight part of the Kusai Hu segment.

4.2 Introduction

The 14 November 2001 Kokoxili earthquake M_w 7.8 occurred north of the Tibetan plateau, along the Kunlun fault with a rupture length of over 400 km (Van der Woerd et al., 2002a; Lin et al., 2002; Xu et al., 2002) (Fig. 4.1a). This event is one of the largest continental strike slips recorded in the past century. Despite the large size of this earthquake, it did not cause much damage because it occurred in an almost unpopulated region, the nearest large city, Golmud, lying 150 km away.

The Kunlun fault is a major east-west sinistral strike-slip fault that runs for more than 1600 km from 86° E to 105° E along the eastern Kunlun range, crossing parts of the Xinjiang, Xizang, and Qinghai provinces. During the twentieth century, the seismicity of the Kunlun fault was sparse but continuous with several moderate and large earthquakes associated with the Kunlun fault. The largest earthquakes are the 1937 earthquake of M 7.5 that ruptured most of the Dongxi Co segment (Jia et al., 1988) and the 1997 Manyi earthquake of M_w 7.6 that broke the Manyi segment producing a surface rupture of about 170 km (Van der Woerd et al., 2002b,a; Peltzer et al., 1999) (Fig. 4.1b).

The 2001 Kokoxili event ruptured mainly the Kusai Hu segment of the Kunlun fault, which is located between the 1937 and 1997 epicenters. Harvard CMT (2001) estimates the magnitude M_w at 7.8 and locates the centroid eastward of the epicenter at 35.80° N 92.91° E on the Kusai Hu segment near the Kusai Lake.

Field investigations show that the coseismic surface rupture extends for about 435 km from nearly 90.2° E west of the Buka Daban Peak to 95° E, east of the Kunlun Pass (Xu et al., 2002; Lin et al., 2003). The whole surface rupture has been mapped in the field and shows a 30-km-long ruptured segment to the west and the main 350-km one separated by an extensional step-over graben system of about 40 km long (Klinger et al., 2005b) (Fig. 4.1b, c). The observed displacements correspond essentially to a pure left-lateral strike-slip motion on subvertical faults. Coseismic displacements were measured by different teams (Van der Woerd et al., 2002a, 2003; Lin et al., 2002; Klinger et al., 2003, 2004, 2005b,a; Lasserre et al., 2003; Fu et al., 2005; Lasserre et al., 2005; Li et al., 2005; Xu et al., 2006) along the rupture after the 2001 earthquake. First field investigations (Lin et al., 2002) described coseismic rupture with displacements up to 16 m, which, however, were not corroborated by other teams and studies (Xu et al., 2002; Klinger et al., 2005b,a; Lasserre et al., 2005; Xu et al., 2006). The coseismic slip ranges mostly between 3 and 5 m and with maxima about 8-10 m 250 km east of the epicenter (Xu et al., 2002; Lasserre et al., 2005; Klinger et al., 2005a).

The Kokoxili earthquake was recorded by regional and teleseismic networks allowing the study of its source history (Bouchon and Vallée, 2003; Lin et al., 2003; Rivera et al., 2003; Antolik et al., 2004; Ozacar and Beck, 2004). These seismic studies, combined with geologic observations, provide a picture of the rupture with an initiation in the west, near the Buka Daban Feng summit, and an eastward propagation with supershear rupture velocity (Bouchon and Vallée, 2003) where large displacements have been observed (Xu et al., 2002; Lin et al., 2002). Most of the rupture is a simple eastward propagation, except in the epicentral area where several fault branches connect and where the rupture mechanisms vary.

Although the overall propagation of the rupture seems to be understood, its initiation is still under discussion. Indeed, slightly different fault geometries of the western Buka Daban Peak region were used to model the rupture, either as an almost uniform segment (Lin et al., 2003) or as two segments with distinct orientations (Fig. 4.1c) (Antolik et al., 2004; Ozacar and Beck, 2004). The directions of propagation on the different segments are also not well resolved. The lack of detailed fault maps to precisely constrain the complex geometry of this fault branching and the poor sensitivity of teleseismic body-waves to such details explain the difficulty in understanding the rupture history in this region.

In this study, we invert teleseismic body-waves taking into account our own field observations and those from other studies (Xu et al., 2006; Klinger et al., 2005b; Lasserre et al., 2005) to constrain the source parameters and the history of the 14 November 2001 rupture. We use a multiple-event inversion (Kikuchi and Kanamori, 2003) and modify the algorithm to include multiple branches with different orientations and interconnected. After performing a simple inversion, considering only the main fault to determine a mean

focal mechanism, we focus on the rupture initiation history, which is the most complex part of the rupture. We then compute a final inversion including branches in the epicentral region and the main fault.

4.3 Tectonic Setting and Field Observations

The Tibetan plateau and the Himalayan mountains result from the Indo-Asia continental collision (Tapponnier and Molnar, 1977; Tapponnier et al., 2001b) (Fig. 4.1a). Since about 50 Ma, the northward displacement of India is about 5 cm/yr with about 2 cm/yr absorbed in the Himalayan thrusts (Bilham et al., 1997; Lavé and Avouac, 2000). The remaining convergence is absorbed to the north, in and around the Tibetan plateau and in the Tian Shan (Avouac and Tapponnier, 1993).

Although most of the convergence is absorbed by active shortening along the Tibet plateau margins and northeast of Tibet (Peltzer and Saucier, 1996; Meyer et al., 1998), part of it is accommodated by horizontal block motions along large 1000- to 2000-km-long strike-slip faults, such as the Altyn Tagh, Kunlun, Haiyuan, Karakorum, and Xianshuihe faults (e.g. Van der Woerd et al., 1998, 2002b; Lasserre et al., 2002; Mériaux et al., 2004; Chevalier et al., 2005) (Fig. 4.1a). The Kunlun fault runs south of the eastern Kunlun mountains between the high Tibetan plateau to the south and northeast Tibet with a lower elevation to the north. The fault extends from 86° E to 105° E for about 1600 km, separating two geologically and tectonically different domains. To the south, the high Tibetan plateau, with an average elevation of 4800 m is dominated mostly by oblique, northeast-southwest or northwest-southeast-trending strike-slip and north-south-trending normal faults (e.g. Armijo et al., 1989; Taylor et al., 2003), whereas to the north, the margin of Tibet, with an average elevation of 3500 m, is dominated by \sim east-west-striking strike-slip and thrust faulting (e.g. Meyer et al., 1998; Tapponnier et al., 2001b) (Fig. 4.1b).

Geomorphic offsets along the Kunlun fault, whose ages were determined by cosmogenic, radiocarbon or thermoluminescence dating, (Van der Woerd et al., 1998, 2000, 2002b; Li et al., 2005) indicate that the long-term slip-rate of the Kunlun fault has been about 10-12 mm/yr for the past 40 ka. Together with the measurements of large coseismic offsets this rate allows the determination of the recurrence time of M 7-8 earthquakes to range between 300 and 800 years along the different segments of the fault (Tapponnier et al., 2001a; Van der Woerd et al., 2002b; Li et al., 2005).

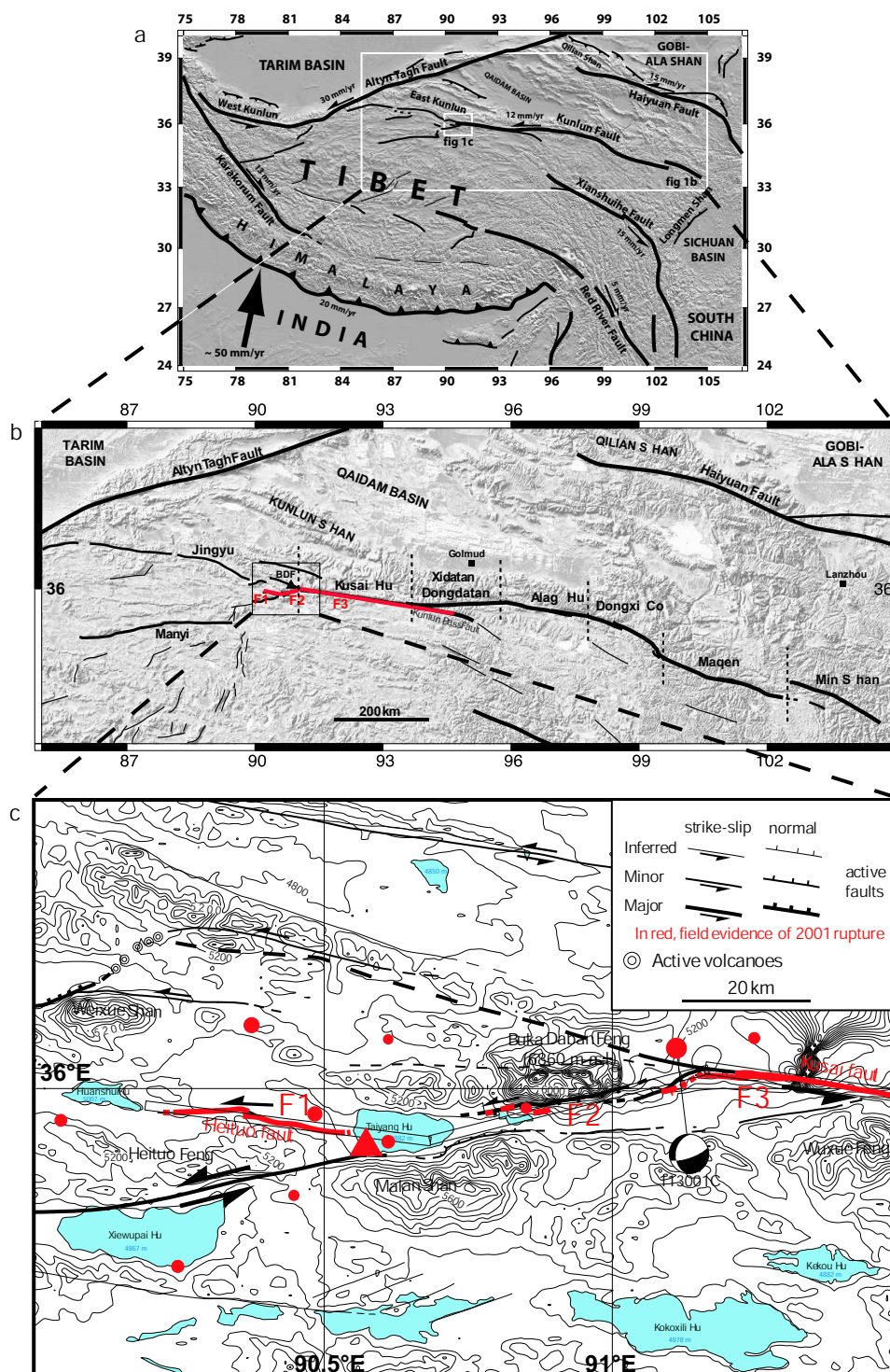


FIG. 4.1 – a) Simplified map of major faults in and around the Tibet Plateau. Faults and kinematics modified from Tapponnier et al. (2001b). b) First-order segmentation of the Kunlun fault modified from Van der Woerd et al. (1998). c) Detailed map of the faults involved in the 2001 Kokoxili earthquake from field evidence. The post-2001 seismicity from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4.0$ is mapped. The Harvard focal mechanism of the main aftershock of $M_w = 5.2$ is indicated. The large triangle corresponds to the epicenter relocation of Engdahl (2002). Open rectangles outline simplified faults F1, F2 and F3 used in inversion.

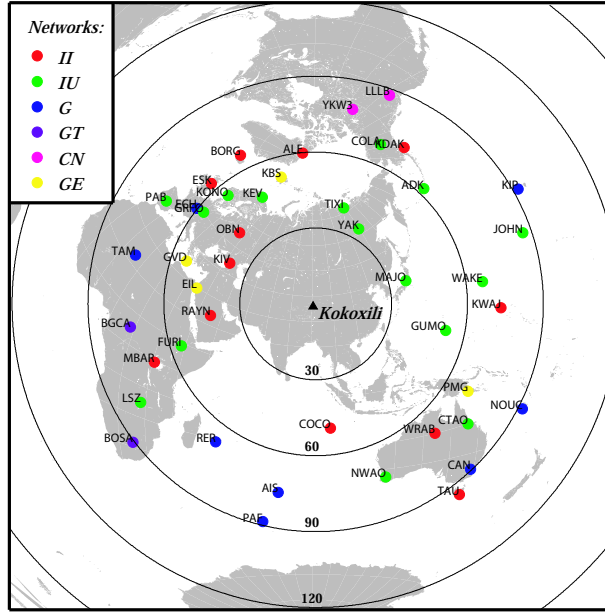


FIG. 4.2 – Map of broad band stations used in our inversion distributed at epicentral distances between 30° to 95° .

4.4 Body-Wave Analysis

4.4.1 Data

We use teleseismic P and S body waves recorded by the broadband seismological stations of the Incorporated Research Institutions for Seismology (IRIS) and GEOSCOPE programme (Geo) networks. According to the geographical distribution and the quality of the data we select 41 vertical records of P phases and 15 SH phases. Figure 4.2 shows the distribution of the selected stations, which are all within 30° to 95° of epicentral distances to avoid long crustal paths or core mantle boundary (CMB) interactions. We use relative data weighting giving 30 – 50% of weight to the SH phases with respect to 100% to the P phases.

African stations are particularly well suited to cover southwestern azimuths with south and east azimuths being covered by island stations in the Indian and Pacific oceans and also in Australia. The north is covered by North American stations. Even if some gaps remain (north of the Indian ocean) the general azimuthal coverage is fairly good.

We converted the broadband high-gain seismometer (BH) records into ground displacement, resampled them at 1 sample per second and performed a horizontal rotation according to the theoretical backazimuth of each station to isolate the SH phases.

One important question is the choice of the record length to be used in the waveform inversion. Figure 4.3 shows the selected vertical records. The first observation is manifest; we are dealing with a very long rupture. Due to the directivity, the apparent duration varies from about 80 sec in the eastern stations (e.g., MAJO, GUMO), to more than 120 sec in the western stations (PAB, TAM). Unfortunately, with the given mechanism and depth, a relatively important PP phase comes into the rupture-duration time window. In other words, the PP phases originating in the early stage of the rupture interfere with the P phases originating in the later stage of the rupture. This effect is especially true in the western, antidirectional, stations. To model the PP is not a problem in itself; the problem arises because the PP overlaps with the P and the resulting interference is strongly dependent on the propagation model. As a result, we would lose the well-known asset of teleseismic modeling of not being very dependent on the global propagation model. We then decided to choose a record length of 130 sec (starting 10 sec before the P arrivals). With this choice, we avoid the PP interference for most of our stations. The price for that is the loss of the information contained in the latter portion of the western records. An additional potential problem is related to the PcP arrival. Fortunately for the mainly strike-slip mechanism we have at hand, the PcP amplitudes are very small and they can be neglected without harm.

We systematically observe a weak burst of energy in the first 40 sec followed by a much more energetic one nearly 50 sec after the beginning of the first arrivals. A comparison between the seismograms recorded by eastern and western stations shows that the first bracket of energy seems to be more important in the western stations. On the contrary, the second bracket is much more energetic on the eastern stations. This suggests an eastward propagation of the main rupture along the east-west-trending fault with a complex initiation of the rupture in the west.

4.4.2 Inversion

We use the Kikuchi and Kanamori (1991) teleseismic body-wave inversion program to model these data. The rupture pattern is parameterized as a sequence of subevents distributed on the fault plane determined successively by iterative deconvolution. During the inversion procedure the focal mechanisms of the subevents can be fixed or be determined by the inversion. Mechanism inversion is appropriate to study a complex source process and to understand the mechanism of propagation of the rupture, so we allow the mechanism to vary freely in the inversion.

Each subevent is characterized by a moment tensor, its onset time, and its location on the fault (Kikuchi and Kanamori, 1991). The fault plane is defined by its azimuth, its length, and its dip and is sampled in both dimensions to define a grid on which the

subevents are placed during the inversion.

Before performing the inversion itself, it is necessary to calculate the elementary Green's functions for all potential source-station geometries. The propagation in the crust is calculated by using the propagator matrices technique (Haskell, 1953, 1964) in layered media. It concerns the region of the source location but also the structure near the receiver stations. In the Kokoxili earthquake, two models are then necessary for this step; one global for the receivers and another one more adapted to the thick Tibetan crust for the source.

Besides the fault-plane characteristics, other input parameters are needed in this inversion, such as the maximum allowed rupture velocity, the shape of the elementary source time functions (impulse, trapezoid, or triangle), the number of sources, and the duration of the records. The maximum rupture velocity defined here implies a minimum delay between the epicentral time and the rupture time of any given node.

The inversion is nonlinear, and because the problem is not well constrained, it is necessary to impose some additional information to stabilize it. From the preceding discussion, we fixed the source duration to 130 sec. The fault-rupture map is also a rich source of information to fix the initial geometrical parameters. The final normalized residual error measures the quality of the solution and is used to evaluate the fit between the data and the synthetics.

4.4.3 Application to the Kokoxili Earthquake

We made three different inversions to understand the rupture propagation. To know the overall faulting mechanism, we first performed an inversion where the point sources are constrained to lie on the main ruptured fault as seen in the field. Then, to understand the initiation of the rupture more precisely, we modeled the first 35 sec of the records considering the western segments F1 and F2 (Fig. 4.1b,c) of the Kusai Hu segment. For this second step we had to modify the Kikuchi's algorithm to take into account several fault planes with different trends in a single inversion. The subevents are free to occur on any of the different planes. Finally, we present a complete inversion taking into account the main fault and the western geometrical complexities to model the whole rupture process. In all the inversions, the focal mechanisms are left completely free.

Single Fault Inversion

The overall geometry of the Kusai Hu segment is rather simple without major changes in its orientation. The rupture propagated mainly along the Kusai Hu segment located between 91° E and 94° E. This segment is remarkably straight having an orientation of

N90° E in the west, N100° E in the center, and N110° E in the east. Consequently, we modeled the Kusai Hu segment by a unique linear structure having a mean orientation of N100°E which corresponds to fault F3 (Fig. 4.1b).

The first inversion is then performed on the fault plane defined previously and on the total duration of the P waves. The potential fault grid length is set to 480 km and sampled every 10 km. We also define a maximum depth for the subevents of 20 km with a sampling every 2 km. The source time function is composed by overlapping triangles having half-durations fixed to 3 sec.

The crustal velocity models define the principal boundaries on which reflexions and refractions of waves happen, producing complex waveforms. These models must be chosen carefully to improve the modeling of the waveforms and reduce the uncertainty of the source parameters. To model the wave propagation in the crust, we use two different models, one for the source and one for the receivers. For the receivers, we use the standard global preliminary reference earth model (PREM) of Dziewonsky and Anderson (1981). For the source, we choose a locally appropriate structure that takes into account the thick Tibetan crust. Different detailed models exist for Tibet. We tested the ASIA model of Kosarev et al. (1993), and the CRUST 2.0 model (Laske et al., 2001). All crust models lead to the same modeling results and to a very similar fit between the waveforms and synthetics. The only systematic difference is related to the seismic moment. With PREM, we obtain a moment magnitude of 7.8; with the two others we obtain 7.9. In the following, we use the ASIA model (Kosarev et al., 1993) for the inversions.

The results of the inversion are shown on Figure 4.3 with the resulting average focal mechanism surrounded by the data and the calculated synthetics. The fit between the data and the synthetics is fairly good overall except for the first weak burst of the P waves before 40 sec, which is undermodeled for several stations.

The elementary sources tend to cluster where the maximum moment is concentrated near the centroid location. This is observed even if a larger number of elementary sources are allowed in the inversions. The main reason for this behavior of the algorithm is the very high amplitude ratio between the main pulse and the weak first arrival. Indeed, even after some steps of the iterative deconvolution, the misfit around the main pulse remains dominant with respect to the initial amplitudes. This indicates a limitation of the method for the study of complex source time history. To model the entire P waveform, we modified the previous inversion and applied a weighting factor to penalize the later segments of the seismograms. This weighting should force the inversion to better explain the first weak part of the records.

The total duration is about 110 sec and the rupture length reaches about 300 km long. The inversion results yield an eastward propagation of the rupture after an initiation in

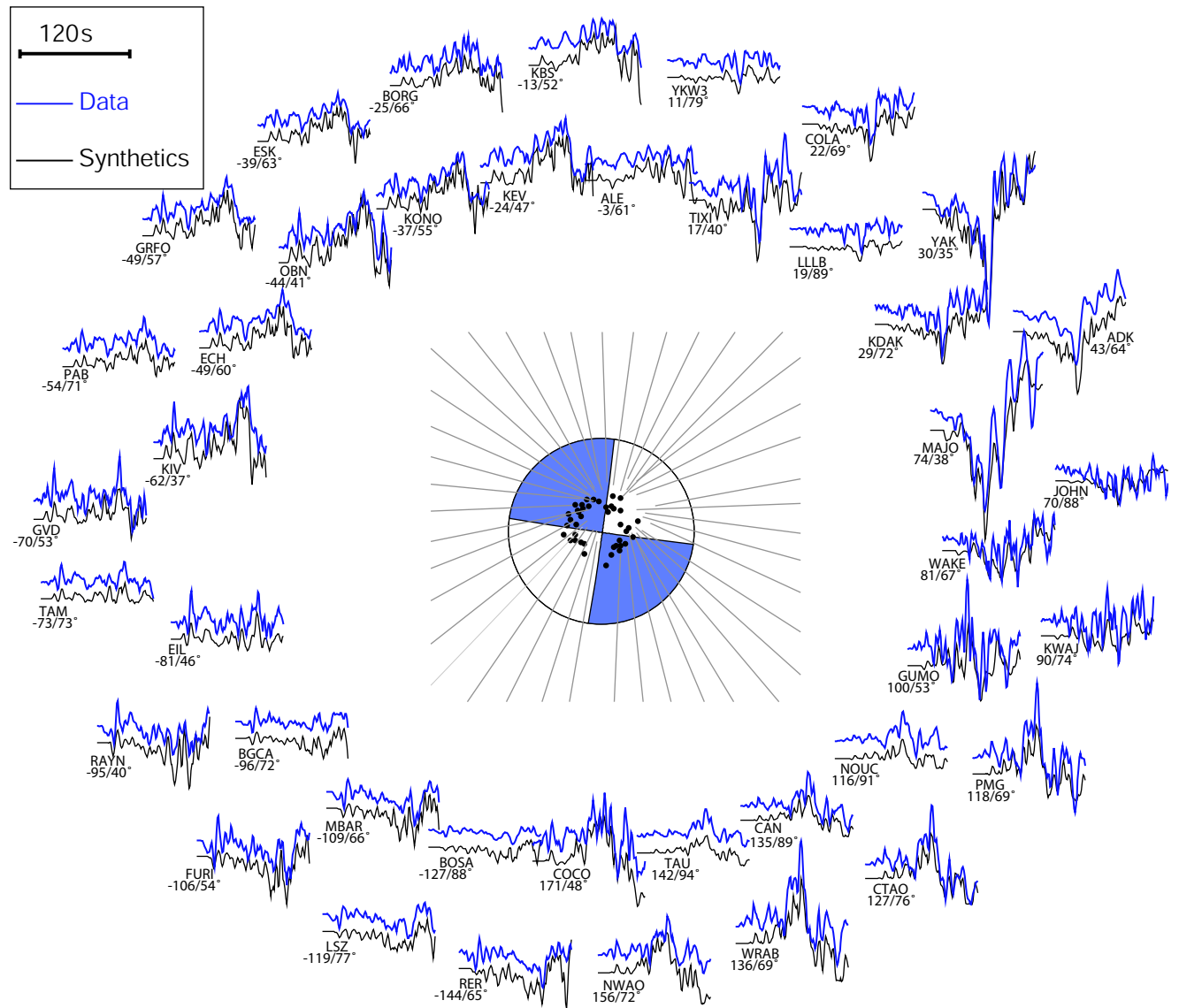


FIG. 4.3 – Mean focal mechanism obtained for a multiple source inversion considering a single fault plane corresponding to the main Kunlun fault (F3 on figure 1b) surrounded by the P waveforms and the obtained synthetics. The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.

the west. In the next step, we focus on the rupture initiation considering a more realistic geometry to detail the beginning of the propagation.

Rupture Initiation

The 2001 epicenter relocation of Engdahl (2002) ($35.894^{\circ}N$, $90.573^{\circ}E$) is located on a secondary strike-slip fault west of the Kusai Hu segment corresponding to branch F1 on Figure 4.1c. To understand how the rupture propagated from the epicenter to the main Kunlun fault, we model the western fault geometry that comprises the secondary strike-slip fault (F1) and the extensional step-over (F2). This links the first branch (F1) to the main fault F3 (Fig. 4.1c). We model the two faults F1 and F2 as having a length of 45 km with a sampling of 15 km and use the same definition in depth as for the main plane. In this second step, we invert the first 35 sec of the P waves to focus on the very beginning of the propagation.

A test with a single point source preferentially places the source on branch F1 near the epicenter location with a strike-slip mechanism. To improve our model of propagation along these three faults we perform other inversions by progressively adding subevents. For each inversion we carried out sensitivity tests to study the stability of the focal mechanism and the spatiotemporal distribution obtained for each source. This means that for each inversion, we perform about forty other inversions by alternately changing the stations involved and observe the variability of the inverted parameters. The figure in Appendix shows the variations of the spatiotemporal distributions of the sources and of the focal mechanisms for two inversions involving five and eight sources. With five elementary sources or more, the data are well modeled. The P -waveform synthetics obtained from the five-sources inversion are shown on Figure 4.4.

The inversion considering the three fault branches improves the fit between waveforms and synthetics by about 10% compared with a unique fault inversion. The synthetics obtained from the unique fault inversion are shown on Figure 4.5.

Eight sources give a good idea of the propagation along the three fault branches. We notice that the last focal mechanisms becomes unstable. Involving more than eight sources in the inversion shows that both focal mechanisms and spatiotemporal distribution of the last sources are not well constrained. With seven and eight sources, we observe that the rupture still begins on the F1 fault with a constant strike-slip mechanism (Fig. 4.6).

Although some sources appear systematically to the west near the initiation point (Figure in Appendix), their associated seismic moment is relatively small. The propagation to the east seems to be a more robust feature. As discussed by Antolik et al. (2004) the teleseismic data are not especially well suited to properly constrain the relative location of

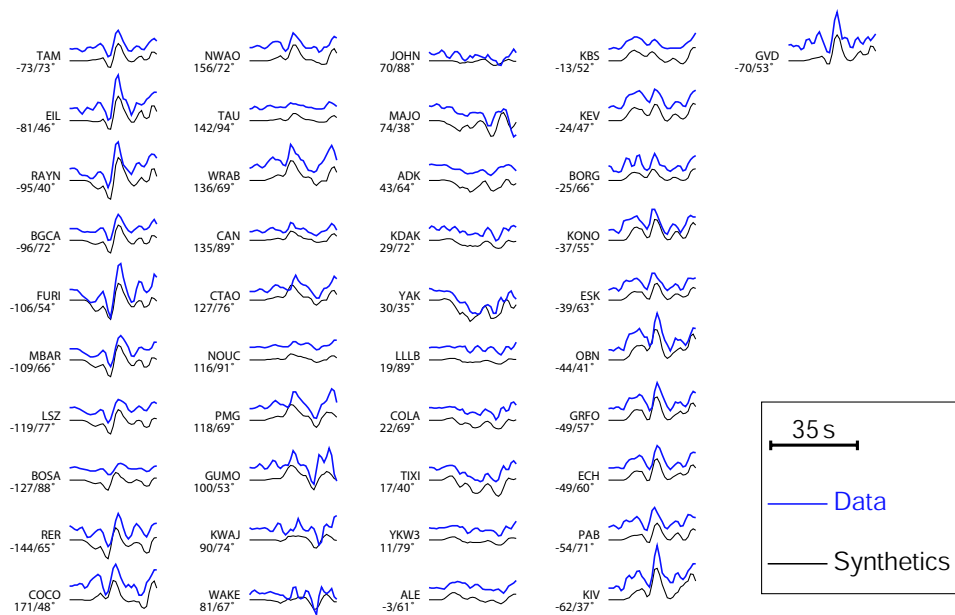


FIG. 4.4 – Synthetic seismograms of the P waves and the corresponding data resulting from the inversion of the first 35 seconds of the data to model the beginning of the rupture considering fault branches F1, F2 and F3 shown on Figure 1c. The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.

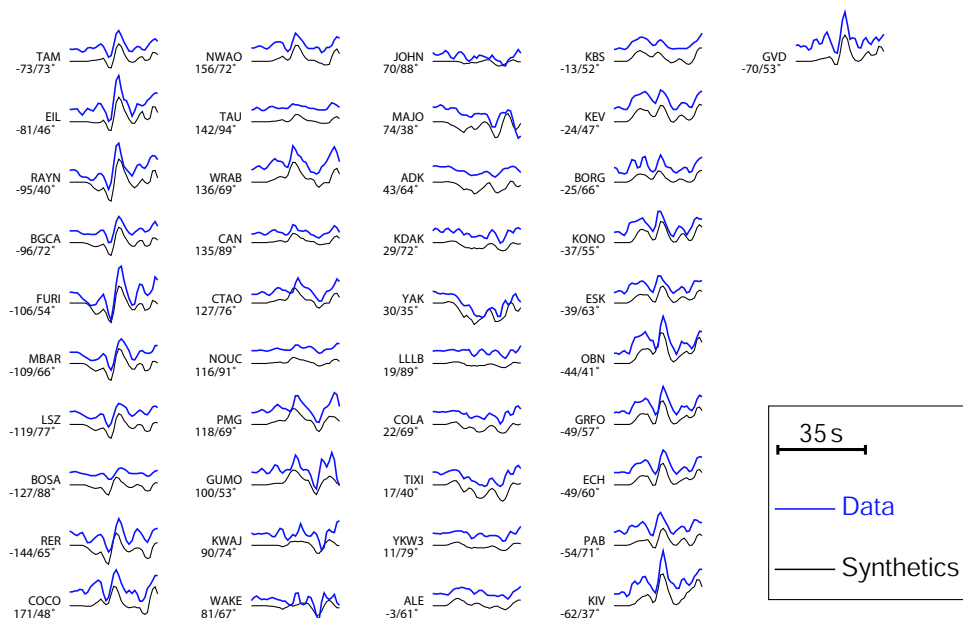


FIG. 4.5 – Same as in Figure 4.4 but considering a unique fault inversion.

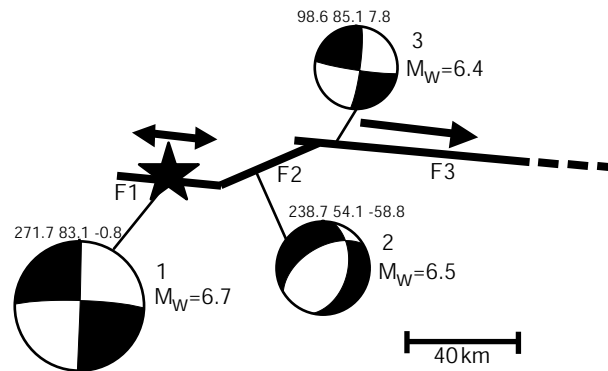


FIG. 4.6 – Detail of the Kokoxili rupture initiation process based on the results of the inversion of the first 35 seconds. Mean focal mechanisms are shown for each branch, their size being proportional to their seismic moments. Arrows indicate the bi-lateral or unilateral direction of propagation.

the subevents. The rupture then passes through the pull-apart (F2) where normal faulting is dominant and finally reaches the main F3 fault at the beginning of the Kusai Hu segment where we recover a strike-slip mechanism.

Multiple Fault Branch Inversion

The third inversion is a combination of the first two described earlier to model the whole rupture process, accounting for the western geometry of the epicenter area. Thus, we invert for multiple subevents, considering the main N100° E striking fault and the two western branches F1 and F2, by inverting the total duration of the body waves of about 120 sec. We apply the same weighting factor as in the first inversion to the beginning of the data and consider the hypocenter relocation of Engdahl (2002) placed at 10 km in depth.

Because the results concerning the elementary sources occurring toward the end of the rupture are sensitive to the number of sources involved in the inversion, we perform a sequence of inversion tests to see how the obtained parameters vary with the number of sources and to evaluate how many sources are significant. Figure 4.7 shows the results of the inversions including from 5 to 70 elementary sources. We see that the first 20 elementary sources are necessary to fit the waveforms and that the residual misfit becomes acceptable at about 30 elementary sources (Fig. 4.7a).

Figure 4.7b,c shows the evolution of the latest and farthest elementary source obtained in the inversions. The duration increases gradually with the number of subevents whereas the evolution of the longest distance increases in steps. The total duration of the signal seems to be explained with about 50 elementary sources and the most eastern source is

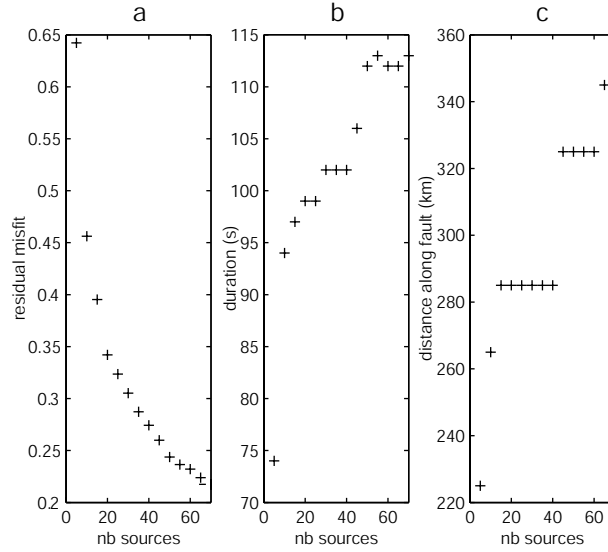


FIG. 4.7 – Evolution as a function of the number of sources included in the inversion of :
a) The misfit between data and synthetics. b) The time corresponding to the latest source.
c) The distance of the farthest source in respect to the epicenter location.

located at about 350 km from the epicenter.

Figure 4.8 shows the waveform modeling including 30 elementary sources for some stations compared with the records. The fit is good even for the beginning of the signal, which is improved by the addition of the fault branches F1 and F2. The mean focal mechanism is almost pure strike slip ($97.5^\circ, 89.0^\circ, 0.5^\circ$) and the obtained total scalar moment released is $M_0 9 * 10^{20}$ N m, which corresponds to a moment magnitude of $M_w 7.9$.

The SH waveforms included in this inversion are shown on Figure 4.9; there is also a good coherence between the data and the synthetics.

The source time function obtained from an inversion considering 30 sources is shown on figure 4.10c and reveals two stages. The first stage, corresponding to the first pulse of 40 sec, has a relatively small seismic moment equivalent to 6% of the total, which amounts to a $M_w 7.1$. The second stage lasts about 80 sec and corresponds to 94% of the total seismic moment, which is equivalent to a $M_w 7.9$. The average rupture velocity obtained is about 3.4 km/sec, which is lower than the 3.9 km/sec obtained by Bouchon and Vallée (2003) who observed supershear velocity. To understand the rupture propagation we can also look at the position of the most important dislocation points on the different faults shown on Figure 4.10a,b. The rupture initiates on F1 at the epicenter location at a depth of 10 km and seems to propagate bilaterally during the first 40 sec with a constant and

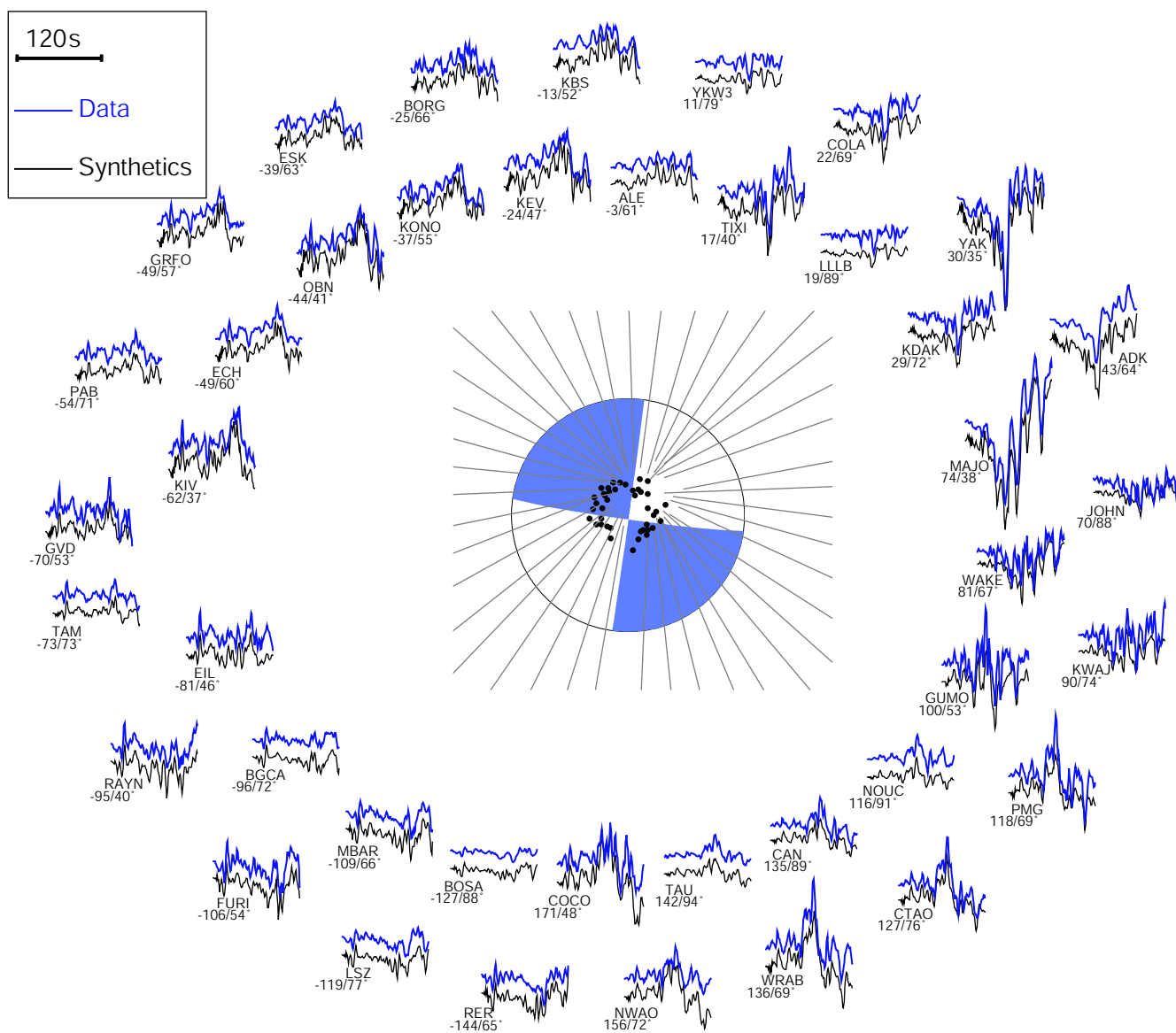


FIG. 4.8 – Mean focal mechanism obtained for the complete multiple source inversion considering the western fault segments F1 and F2 and the main fault F3 (Fig. 1b,c) and 30 sources surrounded by the P waveforms and the calculated synthetics. The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.

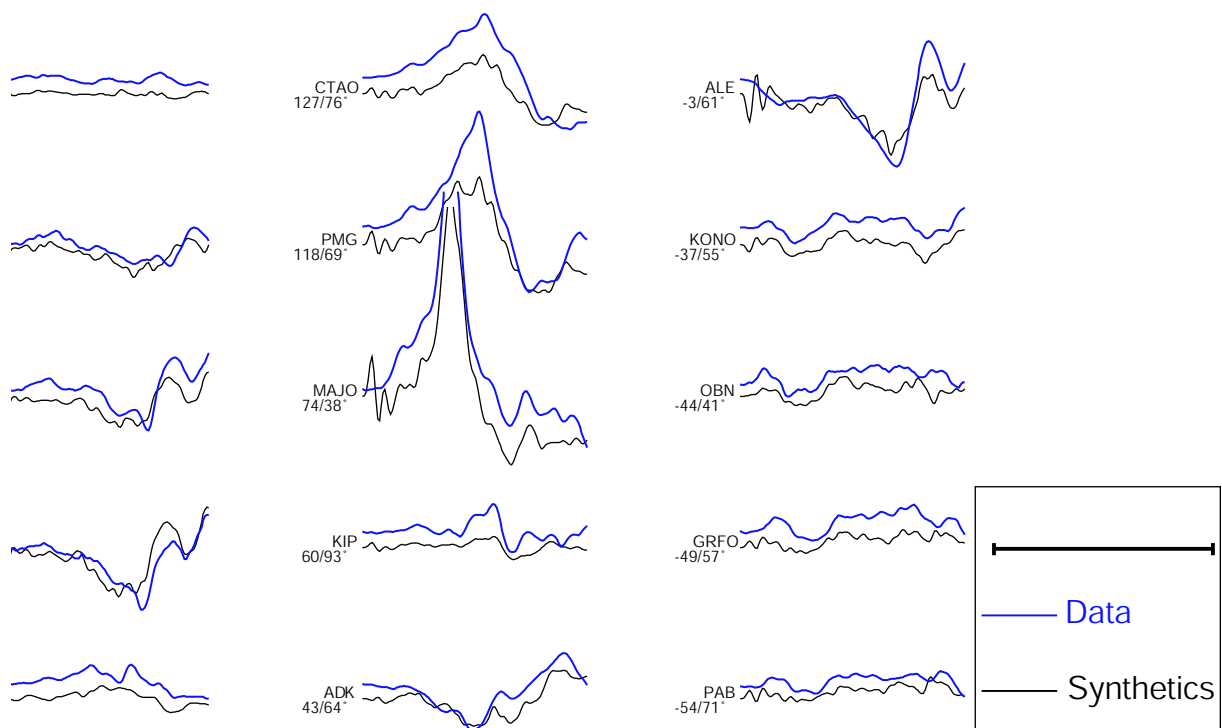


FIG. 4.9 – SH waveforms and the synthetics obtained for the last complete multiple source inversion considering faults F1, F2 and F3 (Fig. 1b,c). The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.

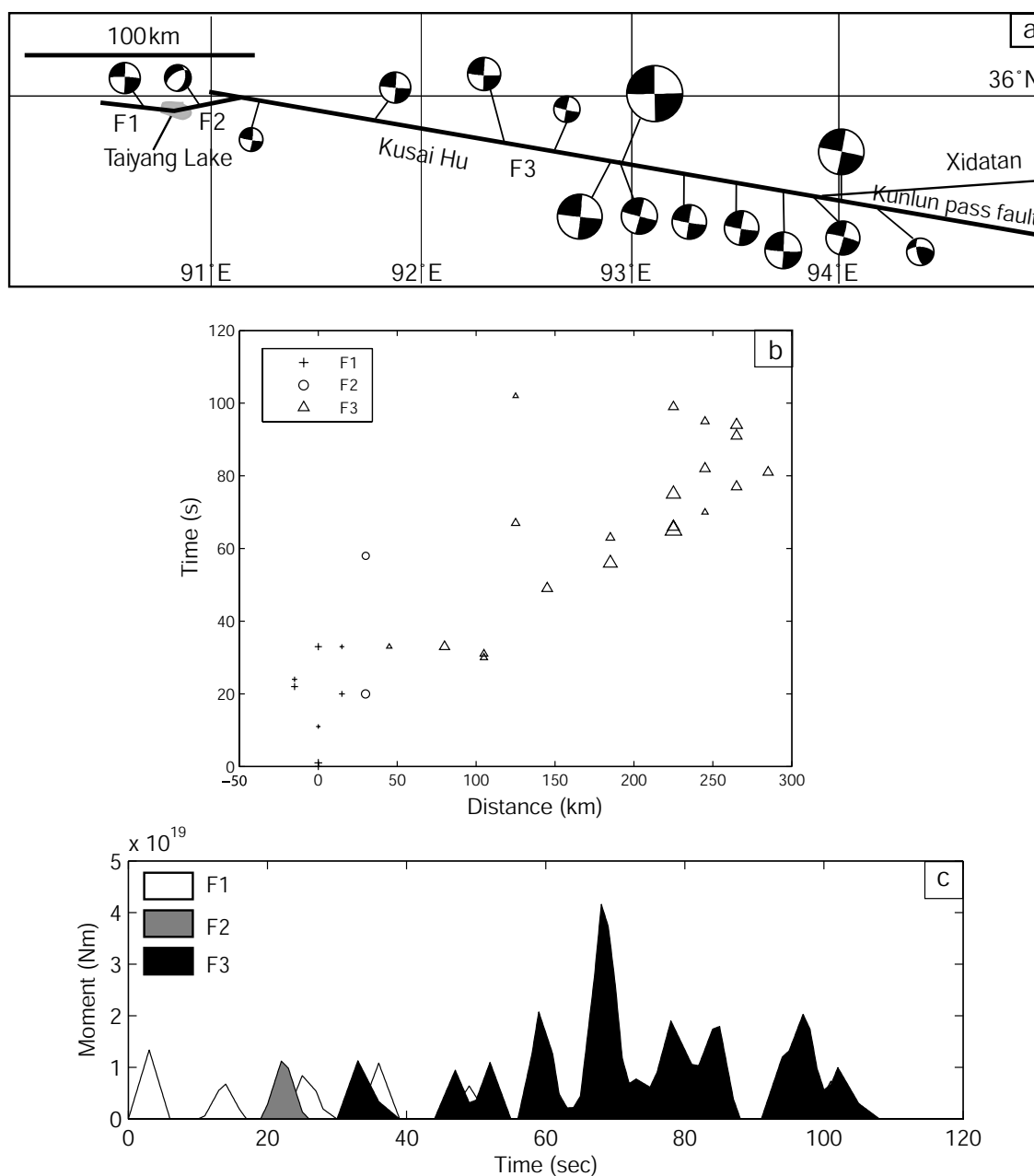


FIG. 4.10 – a) Spatial distribution of the first 15 elementary sources having the most important associated seismic moments along the different fault branches F1, F2 and F3, resulting from the complete inversion involving 30 elementary sources. b) Spatio-temporal distribution of the 30 elementary sources along the different fault branches F1, F2 and F3. The origin corresponds to the epicenter location. The size of the symbols is relative to the seismic moment of each elementary source. c) Source time function obtained with 30 elementary sources along the three fault branches F1, F2, F3. White triangles corresponds to the propagation on branch F1, gray triangles to branch F2 and black triangles to branch F3.

dominant strike-slip mechanism. About 20 sec after the initiation, it passes on F2 through the extensional graben with a strong normal component. It finally reaches the beginning of the Kusai Hu segment (F3) 30 sec after the initiation with a first burst ending at 40 sec at the end of the first stage. Although this burst reaches the Kusai Hu segment, it seems to relate to the first part of the rupture as it belongs to the first 40 sec.

A few seconds after the end of the first stage at about 40 sec, the propagation continues unidirectionally eastward on the main Kunlun fault with a dominant left-lateral strike-slip mechanism corresponding to the second main pulse of the source time function. The focal mechanisms obtained are very stable all along the fault, and the strike of the elementary sources is very similar to the strike of the fault without any constraint imposed on the mechanism. The maximum of the moment rate function happens around 70 sec and is located near the CMT location. One hundred seconds after the beginning of the earthquake, we still observe mostly strike-slip mechanisms and some reverse ones. The focal mechanism is very stable along the fault with a pure left-lateral strike-slip mechanism. The normal component of the subevents observed in the west, near the epicenter location, agrees with the oblique normal strand observed near 91° E (Xu et al., 2006), which may be responsible for the uplift of the Buka Daban Feng (Van der Woerd et al., 2002a). The few thrust subevents found in the east are also consistent with the Kunlun Pass fault being a thrust fault with a strike-slip component (Van der Woerd et al., 2002b).

4.5 Discussion and Conclusions

4.5.1 Body-Wave Inversion

The teleseismic body-wave inversion results indicate that the 14 November 2001 earthquake had a complex rupture propagation that is best modeled with a multiple events inversion involving three faults. The rupture model shows an initiation on the secondary strike-slip fault F1 with a dominant eastward propagation. It then propagates through the oblique extensional graben F2 before reaching the main Kunlun fault F3 where the rupture continues its way with an eastward unilateral propagation for at least 350 km. Some elementary sources appear about 350 km eastward from the intersection of the main fault and the branch F2, which means that the total length of the rupture is at least 400 km. The mean depth of the sources is 15 km and the mean displacement is about 5 m. We find a dominant strike-slip mechanism for the whole rupture with a normal component in the west at the beginning of the rupture. The distribution of the moment during this earthquake is highly heterogeneous. The first stage represents only about 6% of the total seismic moment while most of the moment concentrates near the location of the CMT (35.8° N, 92.9° E) where the largest coseismic offsets have been measured.

Three different crustal models were tested for the source in the inversion. With the PREM model we find a moment magnitude of 7.8 compared with the 7.9 obtained using model a more adapted for Tibet such as ASIA of Kosarev et al. (1993) or CRUST 2.0 (Laske et al., 2001). This difference in magnitude can be easily explained directly by the presence of the rigidity μ in the definition of the scalar seismic moment. The use of the potency (Ben-Menahem and Singh, 1981) instead of the seismic moment would avoid this discrepancy because the three models yield similar potency values.

We also tested the influence of the maximum allowed rupture velocity on the results. We observe a constant decrease of the residual misfit function with the increase of the maximum rupture velocity until 3.5 km/sec where the error is minimized. After that point, the rise of velocity increases the misfit function, so 3.5 km/sec seems to be the ideal maximum velocity. However, the error is lowered by only 4% for this velocity in comparison with a maximum velocity fixed to 3.0 km/sec, which is close to the Rayleigh velocity in the brittle crust. Bouchon and Vallée (2003) concluded from a far-regional surface waves study that the rupture started with a sub-Rayleigh rupture velocity of about 2.4 km/sec and then became supershear, reaching 5 km/sec after 100 km of propagation with a mean rupture velocity of 3.9 km/sec. Other teleseismic body-wave studies, such as by Lin et al. (2003) or Ozacar and Beck (2004), use a method similar to ours and find a mean rupture velocity of 3.4 km/sec. Similarly, Antolik et al. (2004) found a rupture velocity of 3.6 km/sec, which is very similar to our best rupture velocity. However, our inversion does not clearly require supershear rupture velocity to significantly improve the fit to the data. Because teleseismic bodywaves leave the source with a nearly vertical departure angle, they are less sensitive to the rupture velocity than surface waves.

4.5.2 Comparison with Other Studies

Other seismic body-wave inversions propose different rupture process histories. Lin et al. (2003) using a similar inversion method obtain for the strike, dip and rake, respectively ($96^\circ, 86^\circ, 7^\circ$), close to our average solution and a similar rupture history starting near the epicenter bilaterally before extending unilaterally to the east. The total seismic moment they obtained is $6.5 * 10^{20}$ N m (M_w 7.8) and is lower than the value we propose. They place the epicenter at (36.01° N, 90.10° E), on the western end of the Kusai Hu segment near the interaction with branch F2, which differs from our results. They did not model the western complexities and considered a single east-west fault in the inversion, which limits the interpretation of the beginning of the propagation.

Ozacar and Beck (2004) analyze the source process of the M_w 7.9 Denali earthquake of November 2002 (Eberhart-Phillips et al., 2003) together with the 2001 Kunlun earthquake. They also use the multiple subevents inversion of Kikuchi and Kanamori (1991) to model

the two distinct pulses observed on the waveforms. They first invert the initial pulse and place the epicenter west of Taiyang Lake (Fig. 4.1c) and find a very similar rupture history for the first 40 sec. They then invert the residual waveforms and find a unilateral eastward propagation with a left-lateral strike-slip mechanism having the following characteristics ($95^\circ, 70^\circ, -15^\circ$). Their focal mechanism solution is not very different from ours except for the dip. They found a total seismic moment of $4.55 * 10^{20}$ N m (M_w 7.7) about half of ours.

Antolik et al. (2004) used a two-step inversion procedure to recover the rupture process and the slip distribution along the fault. As Ozacar and Beck (2004), they assume propagation on two strike-slip segments linked by an extensional step-over (Antolik et al., 2004). They find rupture propagation starting west of the Taiyang Lake with a strike-slip subevent followed 5 sec later by an oblique-slip subevent having a large normal component remaining in the extensional step-over and a continuous propagation along it before reaching the main segment and propagating unilaterally eastward over 350 km. Our source time function shows that the rupture lasted about 40 sec on the first secondary strike-slip segment, which suggests bilateral propagation on this segment while the rupture already propagated through the step-over about 20 sec after the beginning, before reaching the western part of the main fault at about 30 sec.

All of the three previous studies obtain a source time function, which is mainly concentrated after 40 sec. Our source time function agrees with two-stage propagation. Our first step of propagation in the west lasts 40 sec and involves about 90 km of fault length spread along the three initial branches. Our total seismic moment is $9.0 * 10^{20}$ N m, which is the highest obtained for this earthquake, and the total rupture length is at least 400 km, in agreement with field mapping, which gives a length of 435 km (Xu et al., 2006).

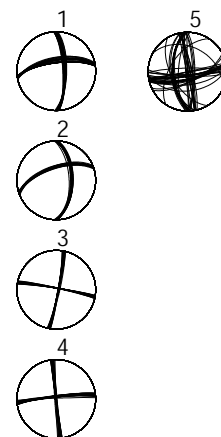
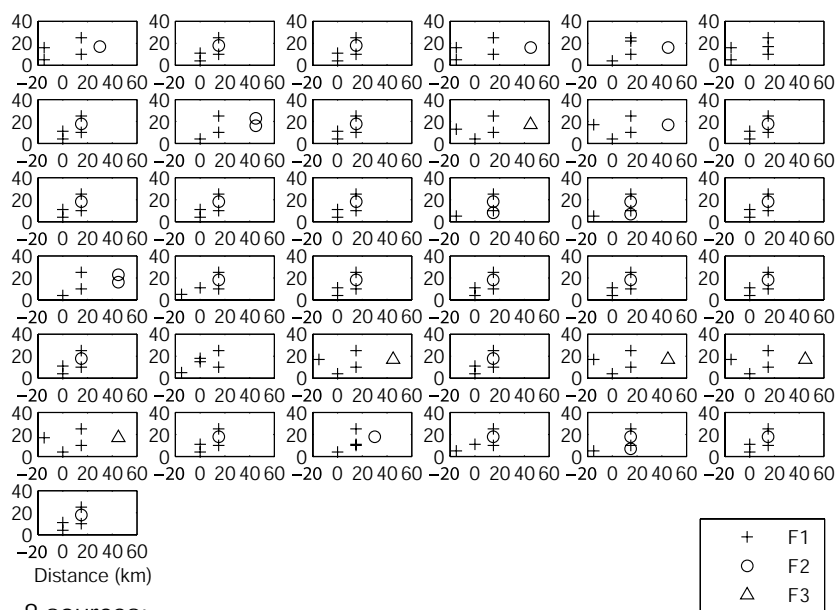
Acknowledgments

The waveforms used in this study were obtained from the IRIS and GEOSCOPE data centers. Most of the figures were produced using Generic Mapping Tool (GMT) software. We thank Michael Antolik, Jeanne Hardebeck, and an anonymous reviewer for their critical and helpful revision of the manuscript.

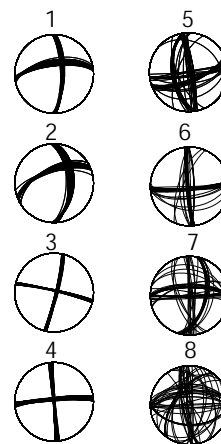
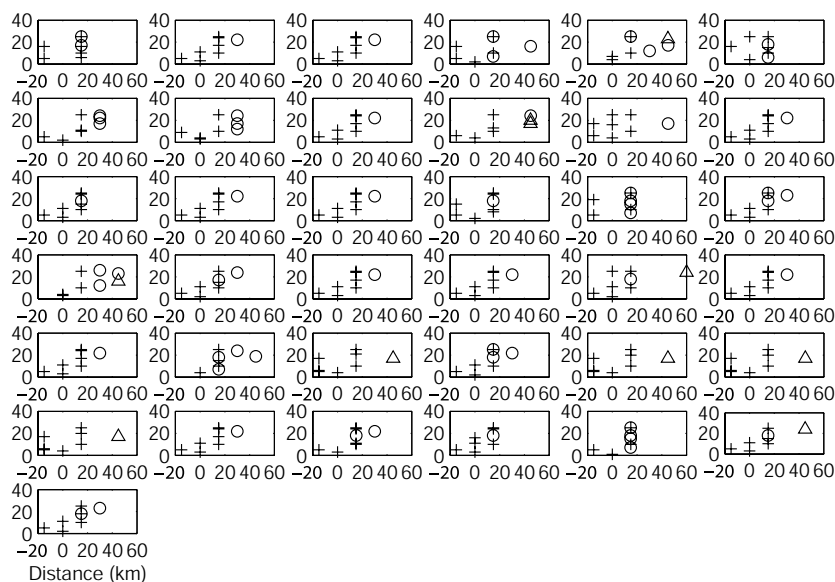
Appendix A

Results of the inversion tests of the first 35 s of the signal including a different station selection for each inversion in order to appreciate the stability of the solution. These tests are done for a first inversion (figures above) involving 5 elementary sources and for a second inversion involving 8 elementary sources. On the left : spatio-temporal distribution of the elementary sources for all test inversions results. On the right : Superimposition of all the focal mechanisms solutions corresponding to all test inversions solutions for each elementary source.

5 sources:



8 sources:



Chapitre 5

Coulomb stress modeling of the Kokoxili, November 14 2001 earthquake

Audrey Tocheport¹, Luis Rivera¹, and Jérôme Van der Woerd¹

¹ Institut de Physique du Globe, UMR 7516, 5 rue René Descartes, 67084 Strasbourg Cedex, France

5.1 Abstract

A study of the 14 November 2001 Kokoxili earthquake is proposed to analyze the seismicity around the ruptured area before and after the earthquake. The earthquake broke the western Kusai Hu segment of the east-west trending Kunlun strike-slip fault with the presence of surface rupture traces over 400 km. This event of $M_w = 7.8$ (Harvard CMT, 2001) was followed by a moderate but continuous seismic activity. During the four years following the main event two clusters of events more than 200 km away from the fault are observed, south of the Buka Daban Peak and north of the eastern end of the Kusai Hu segment. Models of the Coulomb stress changes caused by the main shock on different fault geometries show that the distribution of aftershocks and clusters are consistent with an increase of the Coulomb stress.

5.2 Introduction

The 14 November 2001 Kokoxili earthquake $M_w = 7.8$ occurred north of the Tibetan plateau, along the Kunlun fault with a rupture length over 400 km (Van der Woerd et al., 2002a; Lin et al., 2002; Xu et al., 2002) (Figure 5.1). It is one of the most important continental strike-slip event recorded in the last century. Despite the important size of this earthquake, it did not cause much damage because it occurred in an almost unpopulated region, the nearest large city, Golmud, lying 150 km away. However, it has stirred up many field investigations and other studies to understand its rupture process.

The Kunlun fault is a major east-west sinistral strike-slip fault which runs for more than 1600 km from 86°E to 105°E along the eastern Kunlun ranges, crossing parts of the Xinjiang, the Xizang and the Qinghai provinces. During the 20th century, the seismicity of the Kunlun fault has been sparse but continuous with several moderate and large earthquakes associated with the Kunlun fault. The most important ones are the 1937 earthquake of $M = 7.5$ which ruptured most of the Dongxi Co segment (Jia et al., 1988) and the 1997 Manyi earthquake of $M_w = 7.6$ which broke the Manyi segment producing a surface rupture about 170 km long (Van der Woerd et al., 2002b,a; Peltzer et al., 1999), east and west of the 2001 rupture, respectively (Figure 5.2).

The 2001 Kokoxili event ruptured mainly the Kusai Hu segment of the Kunlun fault which is comprised between the 1937 and 1997 epicenters. Harvard estimates the magnitude M_w at 7.8 and locates the centroid eastward of the epicenter at 35.80°N 92.91°E on the Kusai Hu segment near the Kusai Lake.

Field investigations show that the co-seismic surface rupture reaches about 435 kilometers extending from nearly 90.2°E west of the Buka Daban Peak to 95°E, east of the Kunlun Pass (Xu et al., 2002, 2006; Lin et al., 2003). The whole surface rupture has been mapped in the field and shows a 30 km long ruptured segment to the west and the main 350 km one separated by an extensional step-over graben system of about 40 km long (Klinger et al., 2005b) (Figures 5.2 and 5.3). The observed displacements correspond essentially to a pure left lateral strike-slip motion on sub-vertical faults. Co-seismic displacements were measured by different teams (Xu et al., 2002, 2006; Van der Woerd et al., 2002a, 2003; Lin et al., 2002; Klinger et al., 2003, 2004, 2005b,a; Lasserre et al., 2003; Fu et al., 2005; Lasserre et al., 2005; Li et al., 2005) along the rupture after the 2001 earthquake. First field investigations (Lin et al., 2002) described co-seismic rupture

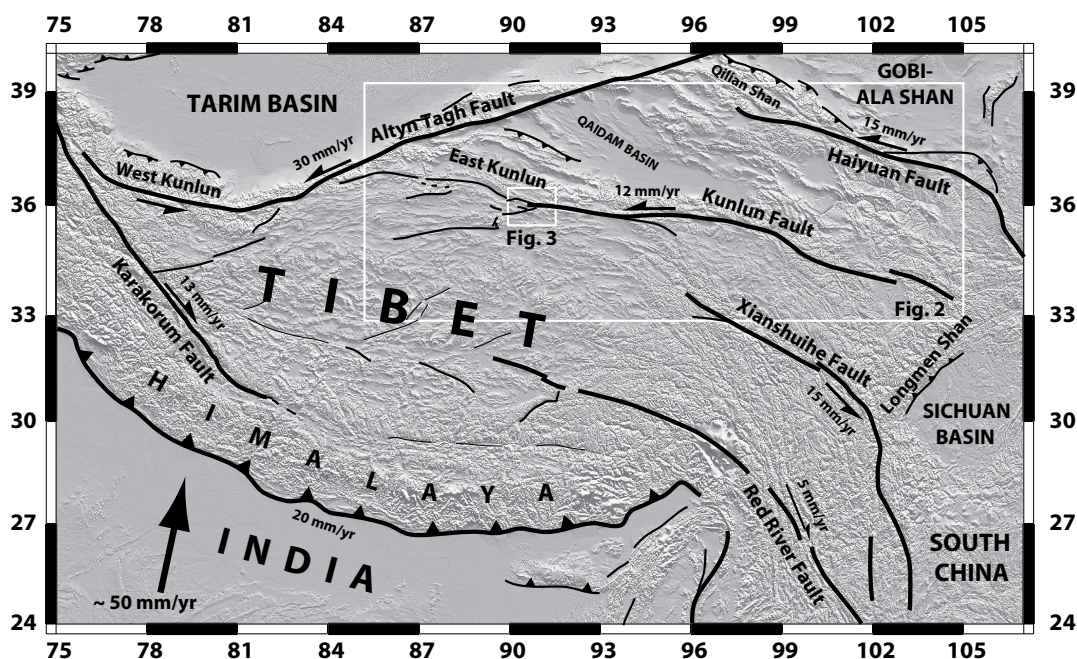


FIG. 5.1 – Simplified map of major faults in and around the Tibet Plateau. Faults and kinematic modified from Tapponnier et al. (2001b).

with displacements up to 16 m, which however were not corroborated by other teams and studies (Xu et al., 2002; Klinger et al., 2005b,a; Lasserre et al., 2005). The co-seismic slip ranges mostly between 3 and 5 m and with maximum about 8-10 m 250 km east of the epicenter (Xu et al., 2002, 2006; Lasserre et al., 2005; Klinger et al., 2005a).

About 40 aftershocks of magnitude M_b greater than 4.0 happened in the 5 days following the main shock (ISC, 2001). During the 2 years following the 2001 earthquake about 100 events of magnitude greater than 3 were recorded by worldwide networks along the ruptured segment and about 300 km around it. King et al. (1994) and several other authors have shown that the spatial location of aftershocks of an earthquake are often correlated with the change of stress associated with the main shock. Presumably, the 2001 earthquake caused a change in the distribution of stress in this region. To determine if the stress induced by the Kokoxili earthquake is responsible for the increasing seismic activity on the surrounding faults, we model the effect of the main shock on them by calculating the Coulomb stress changes. The comparison of the Coulomb stress distribution with the analysis of the location of the aftershocks helps to study the interaction between faults in this region. The Kokoxili earthquake may be the consequence of stress interactions after the 1997 Manji earthquake and raises the question about future earthquakes in the region especially in the next eastern Xidatan segment which has not broken in the last 500 years (Van der Woerd et al., 1998, 2002b).

5.3 Tectonic setting and field observations

The Tibetan plateau and the Himalayan mountains are the most impressive and striking markers of the Indo-Asia continental collision (Figure 5.1). In less than 50 Ma the convergence of India towards the Eurasian plate created not only the spectacular Himalayan front but also lifted up a large part of the Asian continent to a mean altitude of 4500 m. Other consequence of this convergence north of India is the creation of the biggest collisional strike-slip fault system (Tapponnier and Molnar, 1977) and the formation of large sedimentary basins with high elevation (Meyer et al., 1998; Metivier et al., 1998; Tapponnier et al., 2001b) (Figure 5.2). The actual northward displacement of India is about 5 cm/yr with about 2 cm/yr absorbed by the Himalayan frontal thrust (Lavé and Avouac, 2000; Bilham et al., 1997). The remaining convergence is absorbed to the north, in and around the Tibetan plateau and in the Tian Shan (Avouac and Tapponnier, 1993).

While most of the convergence is absorbed by active shortening along the Tibet plateau margins and in northeast Tibet (Meyer et al., 1998; Peltzer and Saucier, 1996), part of it is accommodated by horizontal block motions along large 1000 to 2000 km-long strike-slip faults, such as the Altyn Tagh, Kunlun, Haiyuan, Karakorum, Xianshuihe faults (Figure 5.1). The long-term slip-rate of these faults, typically in the cm/yr range, (e.g. Van der Woerd et al., 1998, 2002b; Lasserre et al., 2002; Mériaux et al., 2004; Chevalier et al., 2005), testifies that these faults are large lithospheric scale structures (e.g. Wittlinger et al., 1998) capable of producing M 7-8 earthquakes.

The Kunlun fault runs south of the eastern Kunlun mountains bounding the high Tibetan plateau to the south from the northeastern border of Tibet of lower elevation, and is a prominent example of continental scale slip-partitioning (e.g. Meyer et al., 1998). The fault extends from 86°E to 105°E for about 1600 km, separating two geologically and tectonically different domains. To the south, the high Tibetan plateau, with an average elevation of 4800 m, is dominated mostly by oblique, NE-SW or NW-SE trending, strike-slip and N-S trending normal faults (e.g. Armijo et al., 1989; Taylor et al., 2003), while to the north, the margin of Tibet, with an average elevation of 3500 m is dominated by EW striking strike-slip and thrust faulting (e.g. Tapponnier et al., 2001b; Meyer et al., 1998) (Figure 5.2). Geomorphic offsets along the fault, whose ages were determined by cosmogenic, radiocarbon or thermoluminescence dating (Van der Woerd et al., 1998, 2000, 2002b; Li et al., 2005) indicate that the long-term slip-rate of the Kunlun fault is about 10-12 mm/yr for the last 40 ka. Together with the measurements of large co-seismic offsets this rate allows the determination of the recurrence time of M 7-8 earthquakes to range between 300 and 800 yrs along the different segments of the fault (Tapponnier et al., 2001a; Van der Woerd et al., 2002b; Li et al., 2005).

5.4 Regional seismicity along the Kunlun fault

5.4.1 Seismicity in the 20th century

The knowledge of the historical seismicity of northern Tibet is limited because large areas are not inhabited and very few pieces of evidence of earthquake damages are available before the

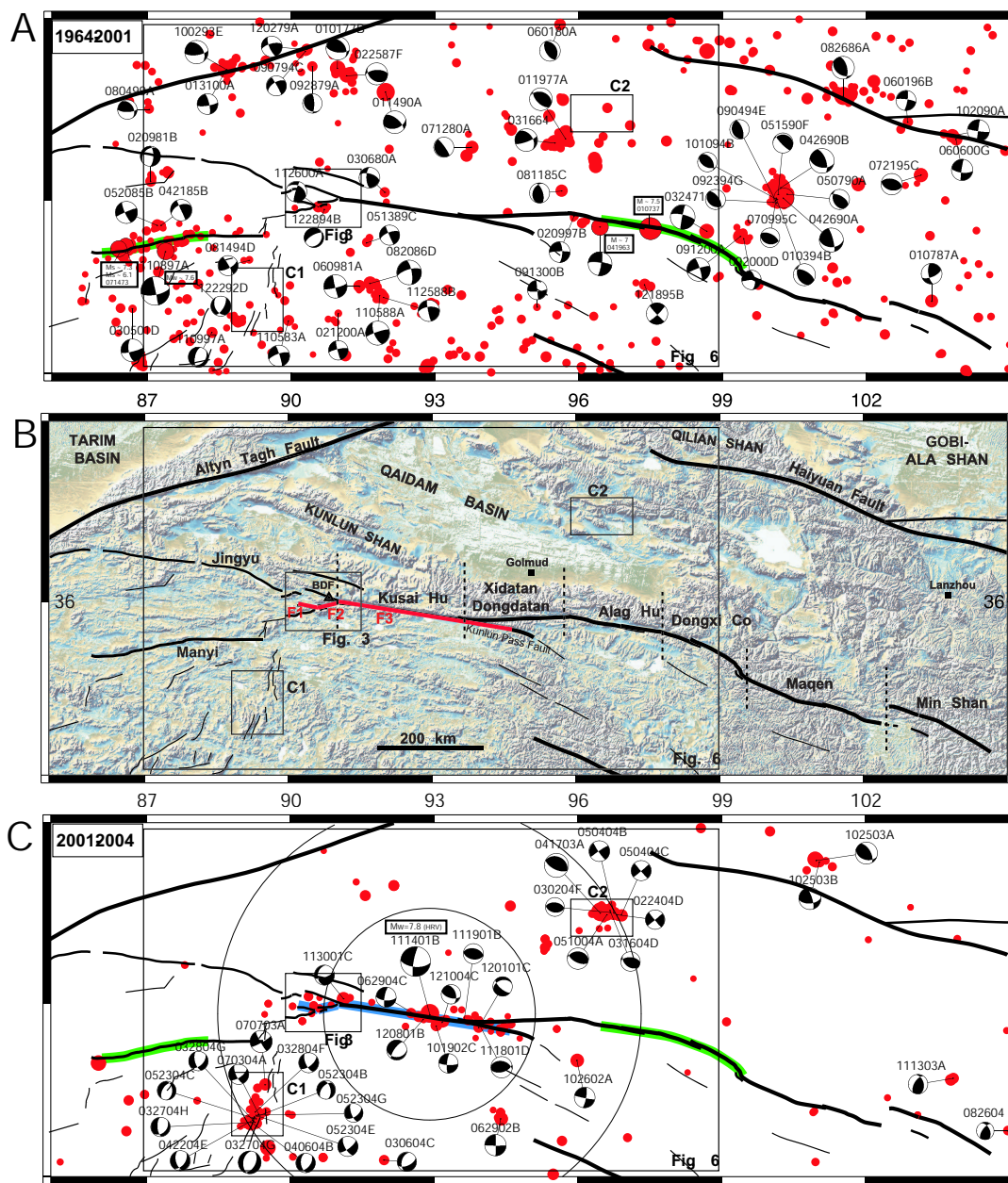


FIG. 5.2 – Map of the Kunlun fault showing : a) Seismicity along and around the Kunlun fault from 1964 to 13/11/2001 from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4$. and Harvard focal mechanisms of the main events. The 1937 and 1963 events are also represented. b) First order segmentation of the Kunlun fault modified from Van der Woerd et al. (1998). c) Seismicity on and around the Kunlun fault from 14/11/2001 to 31/12/2004 from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4$. and Harvard focal mechanisms of the main events. The size of the dots is related to the magnitude of the events. C1 and C2 two post 2001 clusters of events (see text). Circles have radius of 200 and 400 km centered on the Harvard centroid.

20th century. The Kunlun fault can be divided (e.g., Van der Woerd et al., 2002a,b) into 7 major segments with lengths of 150 to 300 km, possibly the source location for large earthquakes (Figure 5.2b). The division is based on the fault geometry restraining bends, pull-aparts and strike-slip changes.

Long-term slip-rates studies and co-seismic offset measurements imply recurrence times for $M > 7.5$ events along several segments (Van der Woerd et al., 1998, 2000, 2002b; Li et al., 2005). To the east, along the Dongxi Co segment M 7.5 earthquakes are found to recur every 450 years, while along the Xidatan segment M 8 earthquakes recur every 800 years (Van der Woerd et al., 2002b; Tapponnier et al., 2001a). More recently, Li et al. (2005) have estimated that M 8 earthquakes repeat on the Kusai Hu segment every 300 years.

Since 1960, knowledge of the seismicity of the Tibetan region has improved thanks to regional and global networks that helped to build up a complete world-wide catalog of seismicity. Since 1900 several large earthquakes have broken segments of the Kunlun fault (Figure 5.2a). The first one occurred the 7th January 1937 with a magnitude of 7.5 and ruptured the Dongxi Co segment for at least 150 km and field observations suggest a sinistral strike-slip mechanism (Jia et al., 1988). On 19 April 1963, a $M_s \sim 7$ ruptured the fault 100 km westward of the previous event with a left lateral strike-slip mechanism (Fitch, 1970). Some years later, in 1971, a $M_s \sim 6.4$ earthquake happened between the Alag Hu and the Dongxi Co segment with a pure left lateral strike-slip mechanism. On the 14th July 1973, a sequence of events of $M_s \sim 7.3$ and $M_s \sim 6.1$ (NEIC, 2004) struck the western end of the Manyi segment and ruptured an oblique, normal fault with a sinistral component (Tapponnier and Molnar, 1977). Then, in November 1997, a $M_w \sim 7.6$ produced a surface break of about 170 km on the same segment with a pure left-lateral strike-slip mechanism (Peltzer et al., 1999).

Before the Kokoxili earthquake of 2001, some smaller events have also been recorded on the Kusai segment. On 6 March 1980, a $M_w \sim 5.8$ ruptured its western part and then, on 3 July 1994, another $M_w \sim 5.8$ happened southeast of the Buka Daban Feng (Van der Woerd et al., 2002a).

5.4.2 The Kokoxili earthquake and its aftershocks

The Kokoxili earthquake of 2001 ruptured whole length of the Kusai Hu segment and parts of the surrounding ones. The ruptured segments lie between the Manyi events of 1973 and 1997, and the Alag Hu event of 1963. Preliminary determination of the epicenter (PDE) (NEIC, 2004) is at $35.95^\circ\text{N } 90.54^\circ\text{E}$ with a magnitude M_w of 7.8 at a depth of 10 km. This location corresponds to the western end of the Kusai Hu segment (Xu et al., 2002; Klinger et al., 2005a). At its western termination, the Kusai Hu segment splits into several branches south and west of the Buka Daban Feng following an overall extensional horsetail before resuming into two main strike-slip segments, the Jingyu and the Manyi, to the north and to the south, respectively (Figure 5.2b). The major branches affected by this earthquake are the northern one named F3 which follows the Kunlun fault to the Kunlun Pass fault, a southern one named F2 which follows the southern foothill of the Buka Daban Feng and a secondary branch named F1 (Figure 5.2b, 5.3). The centroid location is situated at $35.80^\circ\text{N } 92.91^\circ\text{E}$ (Harvard CMT, 2001) near the middle of the Kusai Hu segment north of the Kusai Hu lake where the largest co-seismic offsets are observed (Klinger et al., 2005b,a; Lasserre et al., 2005). The rupture seems to have begun around the PDE location in a complex part of the Kunlun fault and then propagated eastward running along the straight $N110^\circ E$ part of the

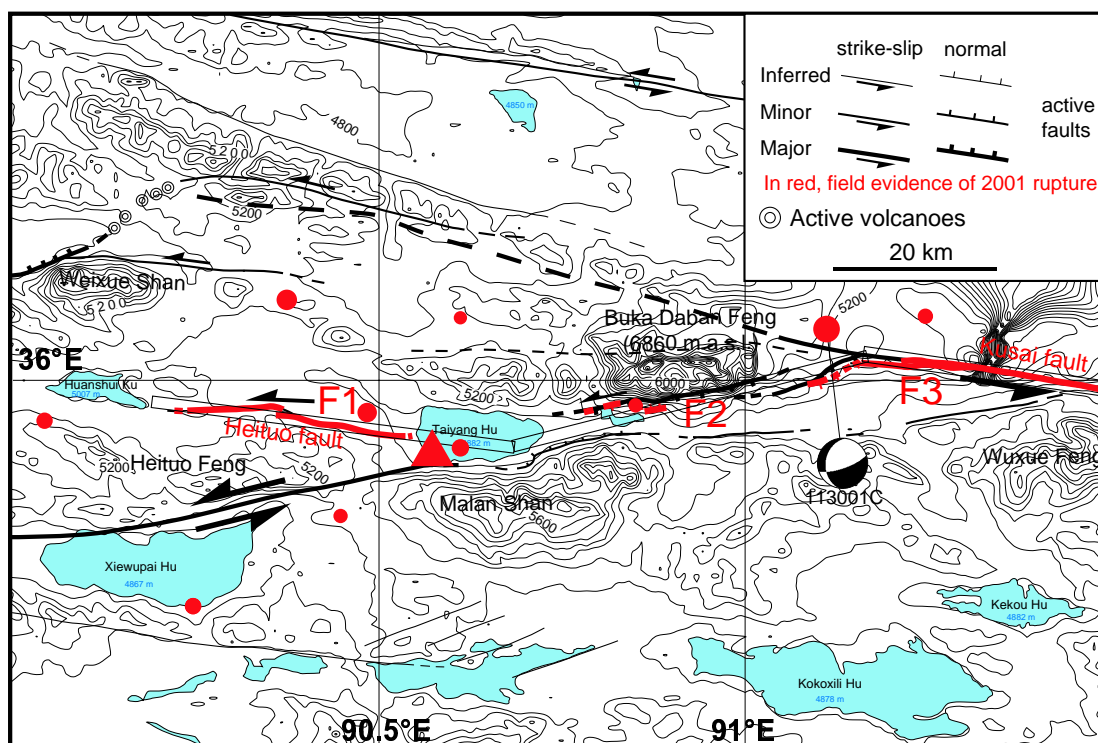


FIG. 5.3 – Detailed map of the faults involved in the rupture initiation and field evidence of the 2001 Kokoxili earthquake. The 2001 post-seismicity from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4$ is mapped. The Harvard focal mechanism of the main aftershock of $M_w = 5.2$ is indicated. The red triangle corresponds to the epicenter relocation of Engdahl (2002).

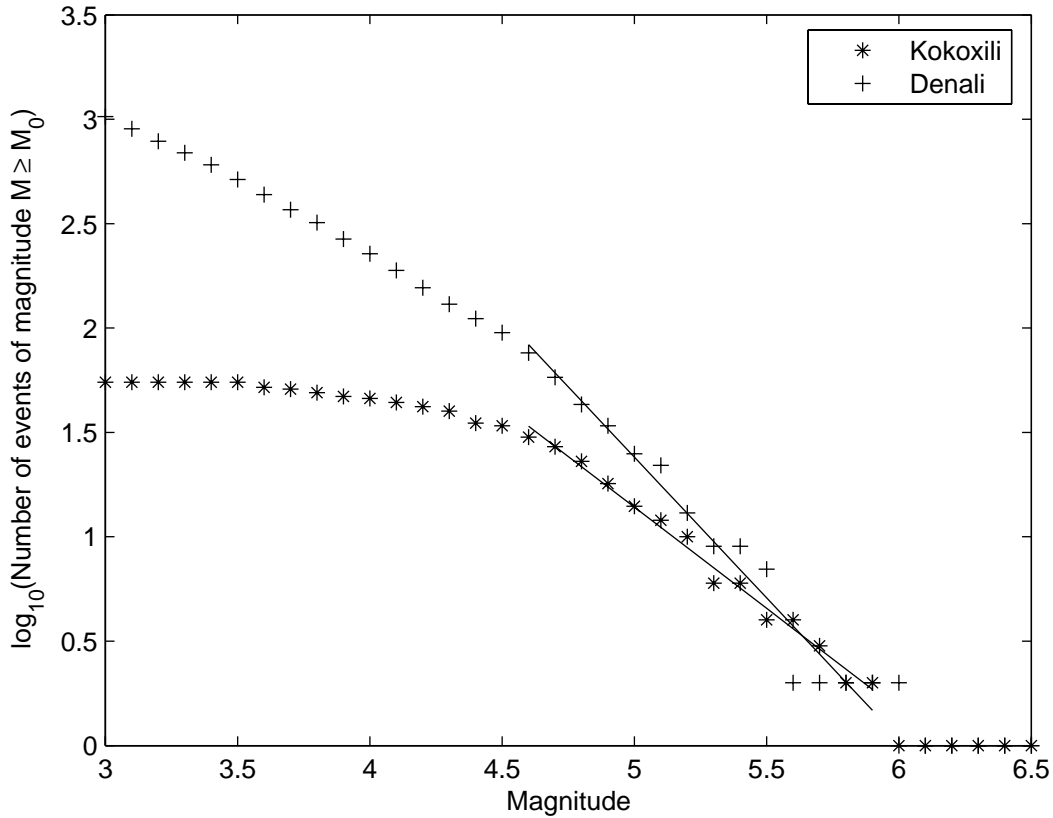


FIG. 5.4 – Gutenberg-Richter laws for the 2001 Kokoxili and the 2002 Denali earthquakes aftershocks including events of magnitude greater than 3 from the NEIC (2004) catalogue that occurred in the 5 months following these two earthquakes.

Kusai Hu segment. The initiation process is still not well resolved (Lin et al., 2003; Antolik et al., 2004). Several focal mechanisms have been proposed for this earthquake (Harvard CMT, 2001; Lin et al., 2003; Ozacar and Beck, 2004; Antolik et al., 2004). The Harvard CMT (2001) solution (strike=94°, dip=61°, rake=-12°) corresponds to a strike-slip motion with southward dip while the ERI (2001) proposes an almost pure strike-slip faulting (strike = 89°, dip = 88°, rake = -5°).

The seismicity rate increase following this earthquake is not as large compared for example to the 2002 Denali earthquake, another large continental strike-slip event of comparable magnitude ($M_w=7.9$, Harvard CMT (2002)) (Eberhart-Phillips et al., 2003). On figure 5.4 we compare the Gutenberg-Richter laws for these two earthquakes including the events of magnitude greater than 3 from the NEIC (2004) catalogue during the 5 months following the respective main shocks. The catalogue seems to be complete for magnitudes greater than 4.5 for both events and we can see that the number of aftershocks of the Denali earthquake is much larger. About 100 events of magnitude equal or greater than 4.5 occurred for the Denali earthquake compared to 30 for the Kokoxili earthquake. The aftershocks recorded on the rupture zone were mainly normal or thrust mechanisms. The small number of aftershocks of the Kokoxili earthquake might be explained by

a simpler fault geometry and propagation mechanism than the Denali earthquake.

During the month following the main shock about 53 earthquakes of magnitude greater than 3.5 occurred within 300 km of the Kunlun fault with 40 in the first 5 days after the main shock (NEIC, 2004) (Figure 5.2c). Then, the seismicity tends to decline until the present but some activity still remains. Off the fault, at distances over 50 km, the aftershocks are very scattered, except for two clusters of events (C1 and C2 on Figure 5.2c). These clusters of events are seismic sequences happening since 2003 as shown on figure 5.5. The first one (C1) is concentrated south of the Buka Daban Feng around $34^{\circ}\text{N } 89^{\circ}\text{E}$. More than 40 events of $M_b \geq 3.5$ are listed in the NEIC (2004) seismicity catalog in this small area. The focal mechanisms of the larger earthquakes given by the Harvard CMT catalog show a dominant normal mechanism which is consistent with roughly north-south trending normal faults in this area. The second cluster (C2), is a smaller group of events in the Qinghai region situated northward of the Alag Hu segment around $37.5^{\circ}\text{N } 96.5^{\circ}\text{E}$. This cluster can be divided in two subgroups following the nature of the focal mechanisms. The first one is mostly reverse while the second one is mainly strike-slip, consistent with the style of deformation of northern Tibet (Meyer et al., 1998; Gaudemer et al., 1995).

5.4.3 Coulomb stress calculations

Large earthquakes cause a change of stress which is superposed to the pre-existing stress field. The Coulomb criterion is a simple criterion which permits to predict at what level of shear and normal stress rupture will happen for a given material (King et al., 1994). It determines the critical shear stress corresponding to the failure of rocks for a normal stress and a given friction coefficient. The Coulomb failure stress (CFS) change can be defined as follows :

$$\Delta CFS = \Delta\tau - \mu' * \Delta\sigma_N \quad (5.1)$$

where $\Delta\tau$ is the shear stress change on the fault, $\Delta\sigma_N$ is the normal stress change defined positive for compression and μ' is the apparent coefficient of friction including the pore fluid pressure and the properties of the fault zone. A positive change of ΔCFS favors failure while negative one inhibits failure and creates stress shadow zones. King et al. (1994) observe in some cases that the spatial location of aftershocks is correlated with a change in the Coulomb stress. A large number of aftershocks or subsequent main shocks occur more often where the Coulomb stress increases than where the Coulomb stress decreases. To determine if the 2001 rupture may have triggered the increased seismicity of clusters C1 and C2 though Coulomb stress change (Figure 5.2c), we model the changes in stress due to the main strike-slip event on different fault plane geometries determined from the clusters C1 and C2 focal mechanisms. We calculate the stress in an elastic half space (Okada, 1992; Cai et al., 2004) due to the main shock. In our model, we consider a main 400 km long fault with a width of 20 km following the Kusai Hu segment and the Kunlun Pass Fault (F3), and two shorter segments southward of the Buka Daban Feng (F1 and F2 on figure 5.2b). In the following calculations we place our observation points at the surface. Several tests using different values of μ' have been done to evaluate its effect. Since the differences in the results were negligible, we fixed μ' to an average value of 0.4 (*see also* King et al. (1994)).

Two surface slip distributions were available to us, one from SAR interferometry (Lasserre et al., 2005) and the other from a high-resolution SPOT image optical correlation (Klinger et al., 2005a). The two data sets are similar and in the following we use the InSAR data with less

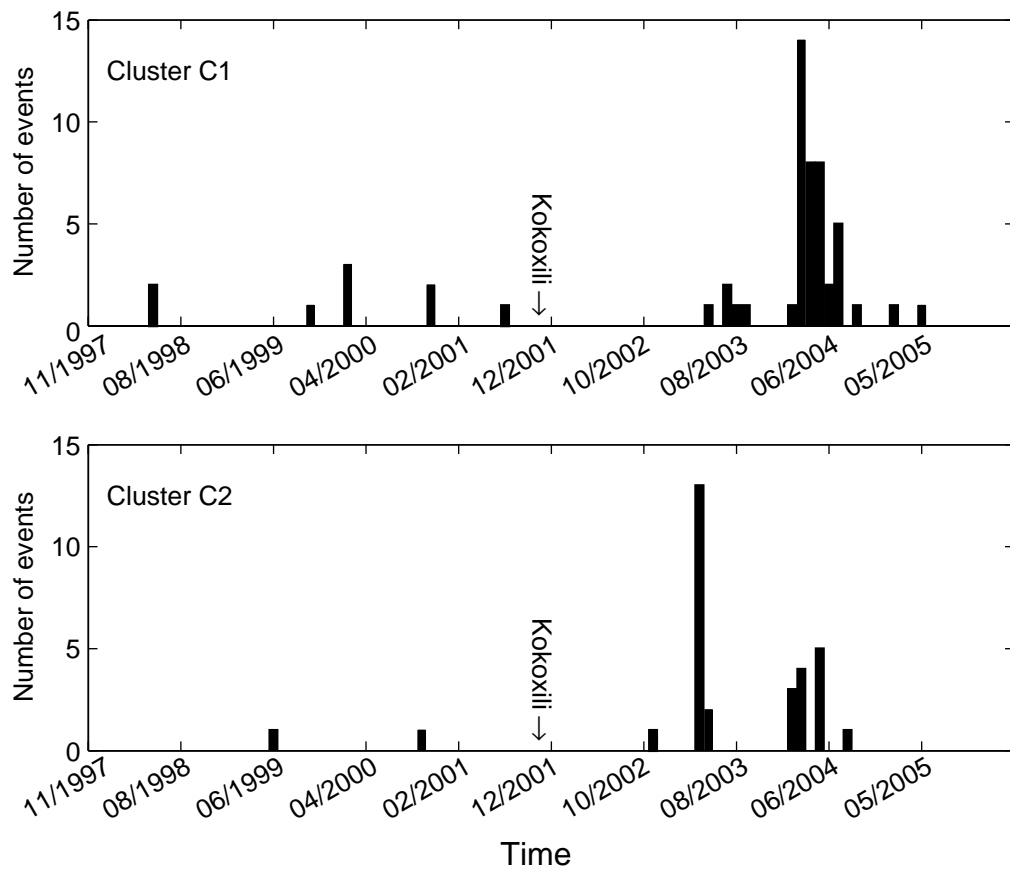


FIG. 5.5 – **Figure 5.5** Number of events of $M_b \geq 4$ from the NEIC (2004) catalogue that happened around the south-western(C1) and the north-eastern (C2) clusters shown in figure 5.2c during a period that covers 4 years before the 2001 Kokoxili main shock and 3 years and a half after. Each bar corresponds to the number of events for a period of one month.

resolution (about 5 km) but sufficient for our study. In addition, the InSAR data covers well the western complexities, the entire Kusai Hu segment and also the beginning of the Kunlun Pass fault.

The stress change due to the mainshock displacement has been estimated for three different fault geometries corresponding to the main patterns of the Harvard mechanisms (Figure 5.2c) that is to say for a NS striking normal fault in cluster C1, for a 135°N striking reverse or a 45°N or 135°N striking strike-slip fault in cluster C2. For each mechanism we tested both of the two nodal planes. We first look at cluster C1 where the dominant normal focal mechanism occurs on north-south oriented faults. At the free surface, for dipping planes of 45° the traction is identical on both nodal planes and thus the Coulomb stress is very similar. Figure 5.6a illustrates the Coulomb stress change on this first type of fault where we can distinguish four principal lobes, two of stress rise and two others of stress decrease. The occurrence of the cluster C1 and its mechanism is consistent with the stress increase reaching 1.5 bars in this region which seems to be sufficient to trigger events (King et al., 1994). For cluster C2, we first calculate the Coulomb stress change due to the main shock on a 135°N reverse fault. The obtained pattern of the Coulomb stress distribution is more complex with several minor lobes and two main ones which are negative and correspond to a Coulomb stress decrease. Surprisingly, in this case, C2 is located in one of those negative lobes. In the case of the strike slip faults, we tested the two nodal planes of strike 45° and 135° (Figure 5.6b,c). In both cases, the aftershocks are included in a stress rise lobe of more than 1.5 bars. The stress change is higher for the 135° azimuth plane, shown on figure 5.6c, which may help discriminate between the two nodal planes.

It seems probable that the main shock of 2001 has caused a change in the local stress regime. The Kokoxili earthquake may be responsible for the increased and localized seismicity in these two clusters as the modeled Coulomb change is more than 1.5 bars even up to 200 km away from the ruptured fault (King et al., 1994). However, Coulomb stress modeling does not explain the reverse mechanisms in cluster 2, unless these events were locally triggered by other events in the cluster. Coulomb stress triggering also does not explain the ≈ 2 years delay between the Kokoxili earthquake and the beginning of the activity in these clusters.

5.5 Discussion and Conclusions

The analysis of the seismicity on and around the 14 November 2001 rupture since that date shows two distinct clusters of events which correspond to a rise of the modeled Coulomb stress of this earthquake.

The Coulomb failure stress change is a very simple criterion, which has been applied to many faults such as the San Andreas fault in California and the north Anatolian fault in Turkey to study earthquake triggering and has been successful in many cases. In the case of the Kunlun fault, it seems probable that the 2001 Kokoxili earthquake is responsible for the two clusters of aftershocks C1 and C2 that appeared around $34^\circ\text{N}, 89^\circ\text{E}$ and $37.5^\circ\text{N}, 96.5^\circ\text{E}$ since this event (figure 5.2c). Figure 5.5 shows the number of earthquakes of magnitude $M_b \geq 4$ that happened per month in each zone in a period starting four years before the earthquake and ending three and a half years after. We see that the seismicity is very sparse before the main shock in the two clusters and much more dense about one year and a half after. If we look at the location

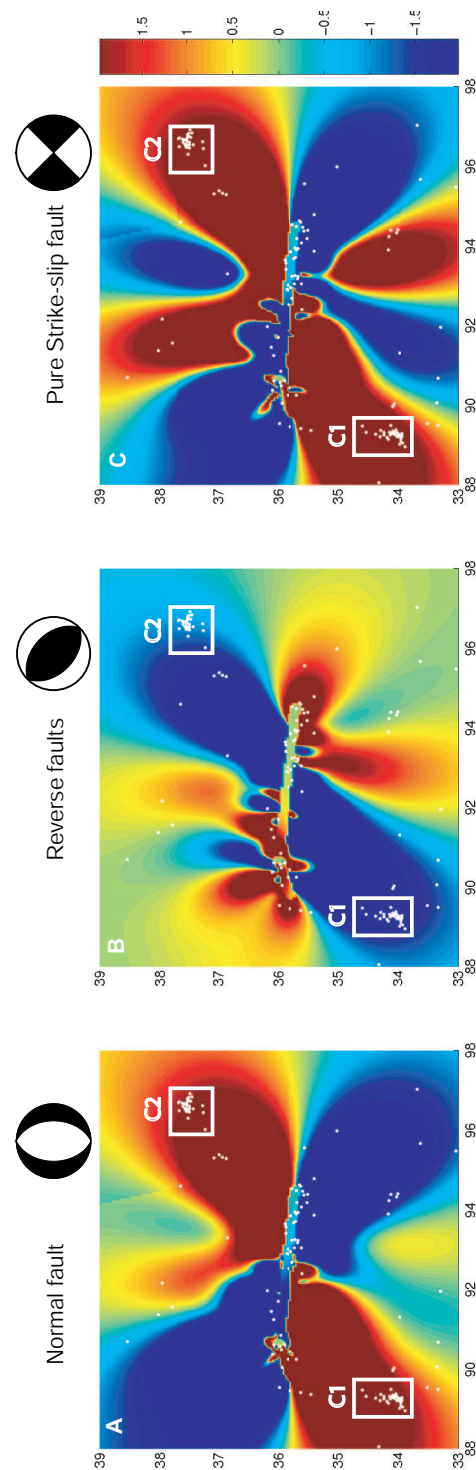


FIG. 5.6 – Coulomb stress modeling for the Kokoxili earthquake using the surface distribution of slip from SAR interferometry inversion from Lasserre et al. (2005) measured for slip on the branches F1, F2 and F3 shown on figure 5.2b : a) for a pure N-S normal fault b) for a pure N135 reverse fault. c) for a pure N135 strike-slip fault The color scale is in bar.

of the earthquakes that happened before the 2001 main shock (figure 5.2a) we see that they are not situated near the two clusters but more towards the limits of the considered zone. Thus, it is clear that the two clusters of seismicity appeared after the Kokoxili earthquake and might be the consequence of stress perturbation. The Coulomb failure stress modeling explains the seismicity for normal or strike-slip fault mechanisms with an increase of the criterion of more than 1.5 bars respectively in the two zones C1 and C2. This stress change of 1.5 bars seems to be sufficient to trigger earthquakes as changes of 0.5 bars or less are usually considered capable of triggering (King et al., 1994). However, the stress change effects due to the main fault on a reverse system is negative in the zone C2 whereas some few reverse mechanism events are present. This modeling shows that the ability of the simple Coulomb failure stress criterion seems to be too limited to model complex stress systems. However, it is in good agreement with most of the post-seismicity observed and suggests that the 2001 rupture triggered the seismicity on the surrounding faults 300 km away a few years later. Moreover, the increase of Coulomb stress for the main focal mechanisms of clusters C1 and C2 are consistent with the tectonic regime existing northward and southward of the Kunlun fault. In the case of the strike-slip faults of cluster C2, the modeling seems to be able to discriminate the active plane between two nodal planes. In fact, the plane of azimuth 135 corresponding to the highest modeled stress change has the same orientation as active faults observed in this region. In summary, the location where the clusters of events happened and their mechanisms are compatible with the Coulomb stress calculations, but the long delay time and the large distance that separate them from the Kunlun fault are however puzzling.

Acknowledgements

We thank Cécile Lasserre and Yann Klinger for making available the surface slip distribution obtained from SAR interferometry data modeling and from high resolution satellite imagery, respectively. Most of the figures were produced using GMT software.

Troisième partie

Approche macroscopique appliquée aux séismes intermédiaires et profonds

Introduction

Dans cette troisième partie, nous ne nous intéressons plus à l'étude d'un évènement précis, mais plutôt à une étude globale et systématique de la source des séismes profonds (profondeur supérieure à 100 km). Nous ne cherchons pas à retrouver le détail spatio-temporel de l'histoire de la rupture mais à obtenir une vision intégrée des paramètres principaux de la rupture. Nous présentons ici, une nouvelle approche pour retrouver les paramètres à la source des séismes profonds qui a été développée dans le cadre de cette thèse et qui a occupé une grande partie de mon travail. Elle permet d'estimer les fonctions sources, le tenseur de moment sismique, l'énergie radiée ainsi que les paramètres de directivité à partir d'une analyse simple des formes d'ondes P, pP et S enregistrées à des distances téléseismiques sans passer par leur modélisation.

Le premier chapitre est constitué d'un article actuellement en cours de révision au *Journal of Geophysical Research*. Il présente les résultats de l'application de cette méthode à tous les séismes de magnitude de moment supérieure à 6,5, dont la profondeur est supérieure à 100 km et pour la période 1990-2005, soit au total 129 séismes. Pour chacun de ces évènements, on a estimé la fonction source temporelle, le tenseur de moment sismique ainsi que l'énergie radiée. On utilise l'approximation de point source afin de déterminer le tenseur de moment sismique. On négligera ici tout effet de directivité. La méthode se divise en deux étapes successives :

- La première vise à déterminer la fonction source moyenne ainsi que les coefficients d'amplitude associés à chaque station contenant l'information de la radiation à la source.
- Une deuxième partie inverse ces coefficients d'amplitude afin de déterminer le tenseur de moment sismique. Trois solutions alternatives sont alors estimées : le tenseur complet permettant d'évaluer le pourcentage de composante isotrope, le tenseur purement déviatorique (de trace nulle) qui est directement comparable à la solution CMT d'Harvard et qui permet de calculer le pourcentage de composante non double couple et enfin, le tenseur en double couple.

Les mécanismes obtenus sont systématiquement comparés avec ceux provenant de méthodes classiques telles que Harvard. La comparaison montre que les fonctions sources ainsi obtenues offrent un niveau de détail élevé qui semble meilleur que celui obtenu par des méthodes de sommations (Houston et al., 1998). Elles permettent de donner une estimation de l'énergie radiée en accord avec d'autres études (Ide and Beroza, 2001; Venkataraman and Kanamori, 2004). Les mécanismes aux foyers déterminés sont en bon accord avec les solutions de référence (Harvard). Les composantes isotropes estimées constituent une information additionnelle qui n'est pas disponible dans les catalogues classiques répertoriant les paramètres à la source. L'analyse des histoires temporelles de la rupture en fonction de la profondeur semble suggérer un changement dans le mécanisme au-delà de 550 km. En effet, au-delà de cette profondeur, les formes des fonctions sources sont plus simples et leur durée relative plus faible. Si cette différence est principalement expliquée par l'augmentation de la vitesse des ondes S en profondeur, il reste néanmoins un biais entre les séismes intermédiaires et profonds qui pourrait être un argument en faveur d'un changement dans le processus de rupture.

Le second chapitre fait l'objet d'un article actuellement en cours de préparation. Dans ce chapitre, on tente de résoudre les caractéristiques spatiales de la source. Dans la méthode présentée dans le chapitre 1, les fonctions sources relatives à chaque station présentent dans certains cas des variations systématiques d'une station à l'autre. Ces variations traduisent l'information de

la finitude spatiale de la source. Basé sur ces observations, on complète la méthode présentée précédemment avec une troisième étape visant à étudier la directivité. Suivant l'approche développée par McGuire (2004), on utilise les fonctions sources relatives à chaque station pour estimer leurs moments de second ordre. Ces derniers sont ensuite utilisés pour contraindre un modèle simple de cinématique de la rupture représenté par les moments spatiaux de deuxième ordre. Cette technique permet de retrouver une estimation de la longueur de rupture, de sa durée, de la direction de propagation ainsi qu'un paramètre traduisant l'effet directif de la source. Cette méthode a été appliquée à quatre événements majeurs bien étudiés dans la littérature et communs avec le catalogue déjà exploité afin de comparer nos résultats. Les premiers résultats montrent que le moment spatio-temporel d'ordre 2, représentant la direction de propagation, estimé par cette méthode est bien contraint par l'inversion et donne des résultats en accord avec les autres études. Il permet même dans certains cas de discriminer le plan de faille. La détermination du moment spatial d'ordre 2 donnant une représentation élipsoïdale de la source, reste pour l'heure insatisfaisante. En effet, le plan de faille suggéré par l'inversion ne correspond, en général, à aucun plan du mécanisme au foyer et n'est pas compatible avec la direction de propagation de la rupture. Nous travaillons encore sur différentes pistes dans le but d'améliorer nos résultats.

Chapitre 6

A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes

Ce chapitre est constitué d'un article actuellement en révision dans le *Journal of Geophysical Research*.

Audrey Tocheport¹, Luis Rivera¹, and Sébastien Chevrot²

¹ Institut de Physique du Globe, UMR 7516, 5 rue René Descartes, 67084 Strasbourg Cedex, France

² Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5562, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

6.1 Abstract

We develop an inversion algorithm to extract the Source Time Function and Moment Tensor of intermediate and deep earthquakes from a set of teleseismic body-wave records.

The method proceeds in two stages. First, a nonlinear inversion is performed (a) to align the waveforms in time, (b) to determine a common source time function, and (c) to measure a collection of observed station amplitudes. The nonlinear inversion is performed with simulated annealing.

The station amplitudes are then used, in the second stage, as secondary observables to invert for the moment tensors. We perform three different inversions to estimate the complete moment tensor solution, the pure deviatoric solution, and the double-couple solution. All the calculations are extremely simple and, in particular, it is not necessary to compute synthetic seismograms.

In its present form, the method requires well-isolated phases at different stations, which restricts its application to intermediate and deep events. The algorithm is applied to the FDSN broadband records corresponding to the period 1990-2005 of worldwide intermediate and deep seismicity (*depth* ≥ 100 km) of magnitude greater than 6.5. The source time functions are compared to those obtained from other studies of intermediate and deep events. The moment tensors are also systematically compared to the Harvard-CMT solutions. The results are then analyzed as a function of depth of the events. We find a good agreement with the depth dependence of some source parameters as shown by many reference studies of intermediate and deep earthquakes.

6.2 Introduction

Nowadays, it is easy to have a first estimation of the source parameters of an earthquake in near real-time. In fact, great efforts have been done in the past decades to determine a number of parameters and to make them quickly available to the scientific community. The National Earthquake Information Center (NEIC) began to automatically determine the location and the magnitude of worldwide earthquakes in a rapid fashion in the 1970's. Different groups then turned to the systematic estimation of the moment tensors, which requires heavier inversion. Today, several organizations provide reliable source mechanism solutions in a very short time. The most used ones are the Harvard CMT (Dziiewonski et al., 1981) and the U.S. Geological Survey (USGS) solutions Sipkin (1982) obtained both from long-period body-waveform inversion.

The source time function is another important information to characterize the seismic source, but it is seldom provided in earthquakes source parameter catalogs. It represents the temporal evolution of the seismic moment release during an earthquake and contains details about the history of the rupture. The work of Tanioka and Ruff (1997) has begun to provide semi-automatically the source time functions of moderate to great earthquakes from teleseismic body-wave inversion. The determination of moment-rate functions usually implies body-wave inversion and thus the computation of synthetic seismograms, which is usually a time consuming operation.

In this study, we propose a new approach to estimate the moment-rate function and focal mechanisms based on a simple stacking waveform analysis of P waves recorded at teleseismic distances (i.e., similar to the approach of Vidale and Houston (e.g. 1993); Persh and Houston

(e.g. 2004) without doing any modeling of body-waves. This method follows the work of Chevrot (2002) who measured the relative arrival times of body-waves by resolving a non-linear inverse problem using a simulated annealing technique. Our problem is to minimize the difference between the observed data, and an average normalized waveform (i.e. the source time function) scaled with an appropriate factor and that can be time delayed. For the case of intermediate and deep earthquakes, the observed displacement waveform is a good estimation of the moment-rate function of the event. The amplitude factors obtained in the first step represent the radiation pattern of the P wave and we use them to estimate the seismic moment tensor. We explore three inversion procedures : one unconstrained to estimate the complete moment tensor, one constrained to be a pure deviatoric, and another constrained to be a double-couple. The pure deviatoric solution is systematically compared to the Harvard CMT solution. The obtained source time functions and seismic moments are then used to estimate the radiated energy.

The present state of the method requires well-isolated phases at different stations, which restricts its application to intermediate and deep earthquakes. We estimate the source parameters of 129 earthquakes deeper than 100 km and with $M_w \geq 6.5$ for the period 1990-2005. Since 1990, a large number of data is available, which gives a good azimuthal coverage for most of the studied events. Deep events are mostly situated in great subduction zones such as Tonga-Kermadec islands, Fiji islands, Vanuatu islands, Izu-Bonin islands, Japan coast, or the Andean cordillera with Chile, Peru and Bolivia (see Figure 6.1).

Deep earthquakes are clearly associated with subducting slabs but their mechanism is still controversial and has stirred up a large number of studies. Recently, a variety of mechanisms for deep earthquakes has been suggested (e.g. Kanamori, 1986; Frohlich, 1989; Green and Houston, 1995; Wiens, 2001). The main proposed mechanisms are : dehydration embrittlement that might explain the seismicity to about 350 km with the liberation of fluids that reactivate preexisting faults (Kirby et al., 1996), plastic instabilities (Hobbs and Ord, 1988), thermal shear instabilities (Griggs and Baker, 1969; Kanamori et al., 1998; Karato et al., 2001), and transformational faulting which predicts that deep earthquakes occur within a narrow metastable olivine wedge transforming into spinel (Green and Burnley, 1989; Kirby et al., 1996; Green and Houston, 1995).

Recent studies of source time functions of deep earthquakes have examined the depth-dependence of their duration, shape, and complexity and compared the predictions of the different mechanisms with observations (e.g. Vidale and Houston, 1993; Bos et al., 1998; Houston and Vidale, 1994; Houston et al., 1998; Persh and Houston, 2004). The present study reviews those results and compares them to the observations obtained from our set of source time functions.

6.3 Basis

In this study, we consider body-waves at teleseismic distances and assume that the dimensions of the fault are small compared to the source-receiver distances. Consequently, if we consider a finite rupture time and a small dimension of the fault plane, the seismic source can be represented by a point source (Brune, 1970). We do not consider any directivity effect of the source. In the point source approximation we have a simple linear relation between the displacement and the components of the seismic moment tensor :

$$u_k = M_{ij} * G_{ki,j} \quad (6.1)$$

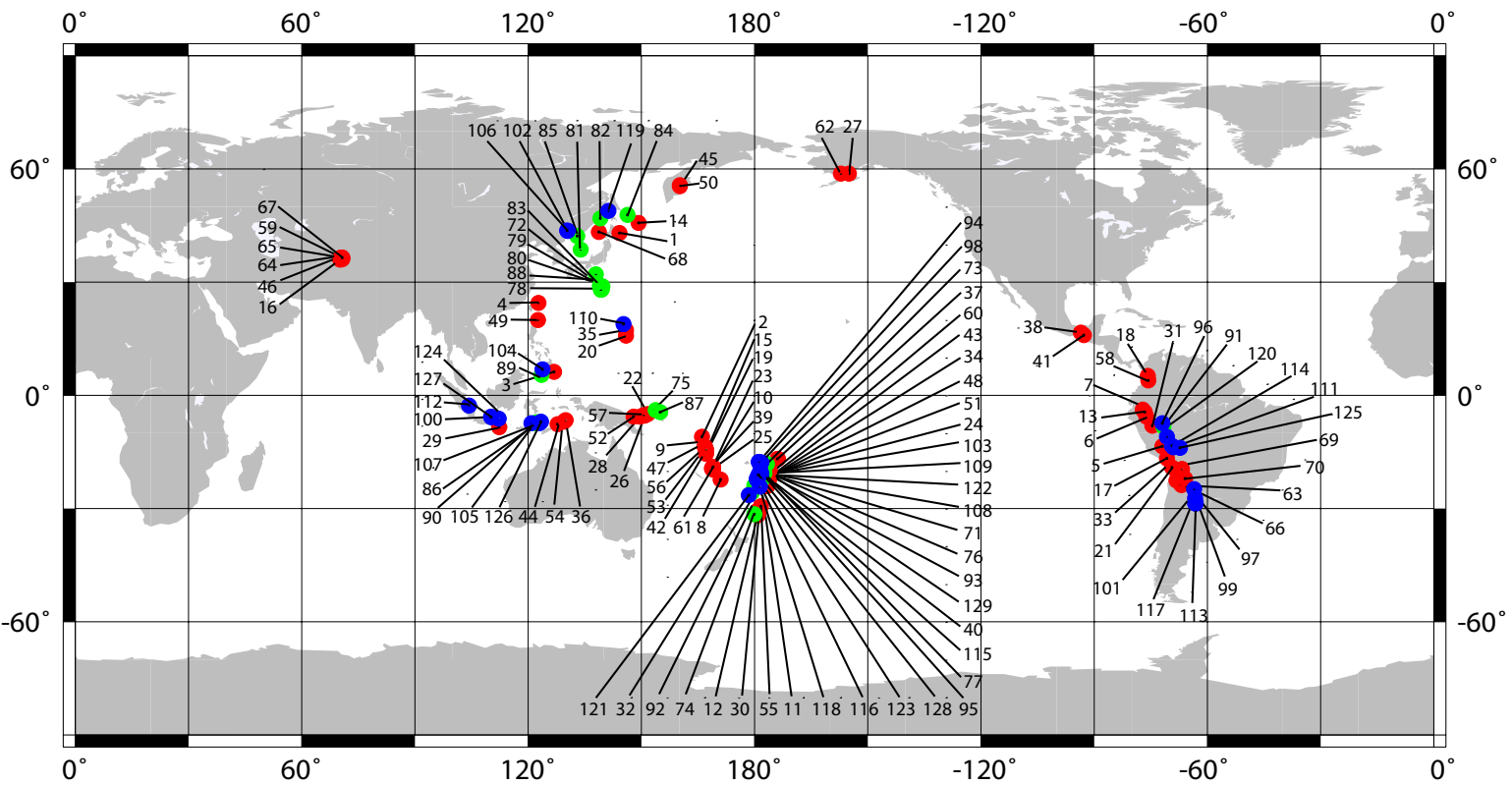


Fig. 6.1 – World map showing location of intermediate and deep earthquakes having $M_w \geq 6.5$ and depth $\geq 100\text{km}$ in the period 1990-2005. Red circles represent $100 < \text{depth} \leq 350\text{km}$, green circles represent $350 \leq \text{depth} < 550\text{km}$ and blue circles represent $\text{Depth} \geq 550\text{km}$. The number correspond to the events listed in table 1.

where u_k is the vector displacement observed at station k , M_{ij} is the seismic moment tensor with i and j the tensor indices varying from 1 to 3, and $G_{ki,j}$ represents the gradient of the Green's functions with respect to j for station k . In this study, the moment tensor components are assumed to have the same time dependence, which means a constant focal mechanism during the rupture, so that we can write :

$$\mathbf{M}(t) = s(t)\bar{\mathbf{M}} \quad (6.2)$$

Thereby, $\dot{\mathbf{M}}$ can be written as :

$$\dot{\mathbf{M}} = \dot{s}\bar{\mathbf{M}} \quad (6.3)$$

where $s(t)$ is a scalar function of time and source strength, $\bar{\mathbf{M}}$ is the moment tensor representing the fault geometry of the source (Okal, 1992) and $\dot{\mathbf{M}}$ is the moment-rate function. The P wave displacement for heterogeneous medium in the far field approximation is given by :

$$u^P = \frac{\vec{\gamma}^T \cdot \dot{\mathbf{M}} \cdot \vec{\gamma}}{4\pi\sqrt{\rho_s\rho_r\alpha_s\alpha_r\alpha_s^2}\mathcal{G}^P}\vec{\gamma} = \frac{\vec{\gamma}^T \cdot \bar{\mathbf{M}} \cdot \vec{\gamma}}{4\pi\sqrt{\rho_s\rho_r\alpha_s\alpha_r\alpha_s^2}\mathcal{G}^P}\dot{s}\vec{\gamma} \quad (6.4)$$

where u_P is the P displacement, ρ_s and ρ_r are the densities at the source and the receiver, α_r and α_s are the P wave velocities at the source and the receiver, \mathcal{G}^P is the geometrical spreading factor (Kanamori and Stewart, 1976), $\vec{\gamma}$ is the unit vector along the propagation direction. The numerator of equation 6.4 is the radiation pattern for the P waves.

The 6 independent components of the moment tensor can be solved from waveform inversion of seismograms. We follow the popular decomposition of the moment tensor introduced by Dziewonski et al. (1981), in which a moment tensor is expressed as the sum of an isotropic tensor, a double-couple tensor and a compensated linear vector dipole (CLVD). The first one is proportional to the sum of the eigenvalues of the moment tensor and represents the volume change of the source. It is positive if the source is explosive and negative if the source is implosive (Jost and Herrmann, 1989). The CLVD part corresponds to the deviatoric non double-couple component of the complete moment tensor with no volume change (Knopoff and Randall, 1970).

6.4 Description of the method

The proposed method estimates the source parameters (i.e., the moment tensor $\bar{\mathbf{M}}$) in two stages. We first resolve the temporal part of the source, $\dot{s}(t)$, using a simulated annealing inversion. In this stage, we align the waveforms in time, determine a common source time function and recover a collection of observed station amplitudes. In the second stage, the amplitude and polarity information are used to retrieve the average focal mechanism $\bar{\mathbf{M}}$.

6.4.1 Data

The method has been applied to the events from the CMT catalog with $M_w \geq 6.5$ and depth ≥ 100 km for the period 1990-2005 of the Harvard CMT catalog (see Figure 6.1). In total, 129 events were treated. Figure 6.2 shows their moment-depth distribution. There are fewer events in the range 300 km to 550 km which is a well known pattern of deep seismicity (e.g. Frohlich, 1989). Following the data distribution and the convention of other studies (Persh and Houston, 2004), we

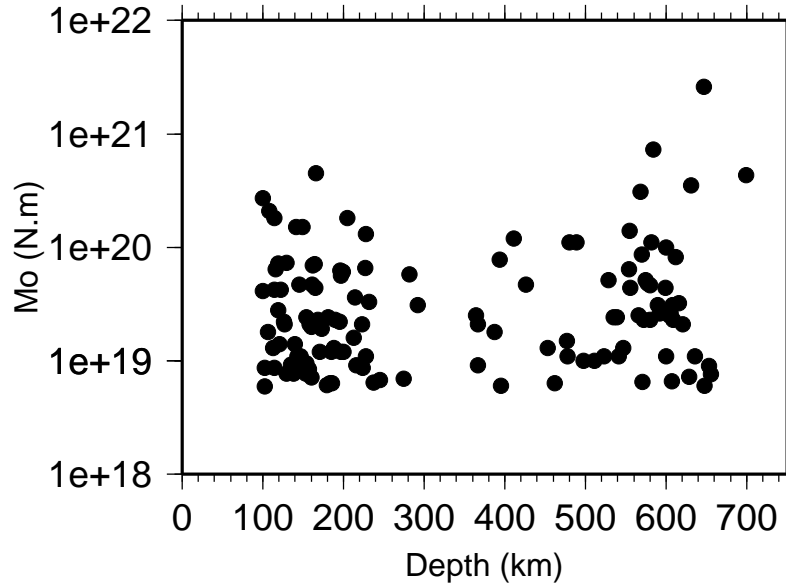


FIG. 6.2 – Distribution of Harvard CMT moments as a function of depth.

consider hereafter three depth intervals : I1 from 100 to 350 km, I2 from 350 km to 550 km and I3 for events deeper than 550 km also named in this study, "intermediate", "deeper" and "very deep" earthquakes respectively. The method is applied to the BHZ component of teleseismic P waves collected by the broad-band IRIS data center and the Geoscope network. All the stations situated in the distance range 30° to 90° were considered and then selected to improve the azimuthal distribution and the quality of the data. The processing applied to the BHZ data was the same for all the events. A bandpass taper filter of corner frequencies [0.003-0.01 ; 6-8] Hz has been applied to the BHZ data. The sampling rate is 20 points per second. They are then deconvolved from their instrument response in order to convert them into ground displacement. The duration of the first arrival differs from one event to another. A time window is then chosen individually for each event with a pre-event in the mean of 4 s before the theoretical P wave arrival time and a length depending on the estimated duration of the first wave. This window length is estimated visually on the displacement data in order to end a few seconds after the first arrival and before the following phases. All the traces are then aligned on the theoretical P wave arrival times.

6.4.2 Determining the source time function

In this first step, we search for the source time function, a time delay and an amplitude factor for each trace. This strongly non-linear inverse problem is solved by minimizing the difference between the observed data and an average source time function scaled with an appropriate factor and that can be time delayed. Different methods exist for solving nonlinear problems. Stochastic methods randomly explore the model space and are thus well adapted for solving complex inverse problems. They are not dependent on the initial model because they are able to find

the global minimum of a multi-modal function. They are based on random perturbations of the model parameters. The most popular global optimization algorithms are the simulated annealing (Kirkpatrick et al., 1983) and genetic algorithms (Holland, 1975). Simulated annealing, which is a generalization of the Monte Carlo method, mimics the physical process of thermal cooling and annealing. The energy of the system is represented by the cost function, which decreases during cooling and corresponds to a change from disorder to order. Genetic algorithms are also inspired by natural processes. A more recent approach for solving nonlinear problems is the neighborhood algorithm (Sambridge, 1999a,b), which divides geometrically the space of models and concentrates the search only on the regions where the misfit function is minimal. Different methods of optimization can also be combined in order to increase the efficiency of the inversion algorithm. Although neighborhood algorithm is rather easy to use with only two tunable parameters, its convergence for problems having a large number of unknowns seems to be relatively slow (Sambridge, 2002). In contrast, the simulated annealing method is well suited for such problems and can be tuned to properly explore the model space and converge toward the global minimum rapidly. In the following, we use the simulated annealing technique to determine the source time functions of intermediate and deep events.

This first step follows the work of Chevrot (2002) for the measurement of time delays and average amplitudes. The algorithm is described in detail in the appendix A of this paper, so that only its main steps are summarized here. A simulated annealing inversion aligns in time and amplitude the different waveforms. The unknowns of our problem are a delay time τ_j and a relative amplitude A_j for each station j and an optimal common wavelet $s(t_k)$, which we constrain to be positive (k is the time index). Before applying the simulated annealing, all traces are normalized and the parameters are initialized. That is, the time series $s(t_k)$ is set to the mean of the absolute value of all normalized traces, the time delays are set to zero and the amplitude factors are set to the ratio of the energy of the signal at station j and the energy of the mean time series $s(t_k)$. The goal is to minimize the difference between the observed data shifted with a delay time τ_j and the common time function $s(t_k)$ scaled with an amplitude factor A_j . The objective function to minimize is the following :

$$E = \sum_j \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s(t_k)| \quad (6.5)$$

where j is the index corresponding to the station, t_k is the time at sample k , $D_j(t_k + \tau_j)$ is the observed waveform data at station j shifted with a time delay τ_j , A_j is the amplitude factor related to station j and $s(t_k)$ is the amplitude of the mean source time function. The initial energy E_0 is estimated and the optimization begins. Each iteration includes three steps : 1) perturbations of the time-series values, 2) perturbation of the time delays and 3) perturbations of the amplitude factors. At each iteration and after each step, the energy or the cost function is computed and the perturbation ΔE is evaluated. If the energy decreases ($\Delta E \leq 0$), the new perturbed model is accepted and replaces the current model. On the other hand, if the energy increases, $\Delta E \geq 0$, the model is possibly accepted according to a probability equal to $P = e^{-\Delta E/T}$ where T is the temperature parameter. In appendix A, we show that convergence occurs after approximately 3000 iterations.

If we consider a 20 s data window length with a sampling rate of 20 points per second, the number of unknowns of the source time function is 400. Considering data from 50 stations in the inversion brings 100 additional unknowns in the problem, 50 for the amplitudes and 50 for

the time delays associated with each station. Thus, a typical inversion run involves about 500 parameters.

In the left of Figure 6.3 we illustrate the results of the described procedure for three different events. The observed P displacements represented in black are shifted with the optimal time-delays and normalized by the amplitude factors. The optimal source time function is traced in red. Since the time function represents the history of moment release during an earthquake, its area is equal to the scalar seismic moment M_0 . This parameter is systematically calculated for each event. We define the source duration when 95% of the scalar seismic moment has been released.

6.4.3 Determining focal mechanisms

The inputs required for the second step are the amplitudes of displacement at each station as determined in the first step, and the azimuths and take-off angles for each source-station path. Once the amplitudes associated with each station A_j are corrected for the propagation effects such as geometrical spreading and reflection coefficient at the free surface, they are inverted to get the seismic moment tensor $\bar{\mathbf{M}}$ of the event. At this stage, it is not necessary to correct for anelastic attenuation since it has little influence on the seismic moment and moment tensor estimations. It will be done in a later stage, when the radiated energy is calculated (section 4.3). For each event, we estimate three alternative moment tensor solutions :

1. A *linear unconstrained inversion* for the complete set of moment tensor components. In particular, we determine the isotropic component for each event.
2. A *linear constrained inversion*, in which the trace of the moment tensor is constrained to be zero. This means that there is no volume change in the source region. This *pure deviatoric* solution is similar to the Harvard CMT solution. The non double-couple component (NDCC) of the deviatoric moment tensor is also estimated. It is defined as (Giardini, 1983) :

$$\varepsilon = -\lambda_2 / \max(|\lambda_1|, |\lambda_3|) \quad (6.6)$$

where $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ are the eigenvalues of the deviatoric moment tensor. ε varies from -0.5 to 0.5 and indicates the amount of NDCC. For a pure double-couple $\varepsilon = 0$ whereas it is equal to ± 0.5 for a pure non-double-couple source.

3. A second, *constrained*, but *non-linear inversion* searches for a *double-couple* solution (DC). In this case, the intermediate eigenvalue λ_2 is constrained to be 0, which corresponds to a pure double-couple source. Since this condition is non-linear, we search for an optimal solution by systematically scanning the 4 source parameters characterizing the double-couple solution : the scalar seismic moment M_0 , the azimuth of the fault plane ϕ , its dip δ , and its rake λ .

The second column of Figure 6.3 shows the resulting focal mechanisms corresponding to three different cases and the Harvard moment tensor. The two left focal mechanisms compare the Harvard CMT and our pure deviatoric solutions. α corresponds to the angle existing between the two moment tensors principal axis. The observed amplitudes are systematically compared to theoretical amplitudes, using the Harvard moment tensor and our pure deviatoric solution to measure the scatter and unmodelled effects in data such as directivity (Figure 6.3, third column). Our solution is very similar to the Harvard CMT for each case.

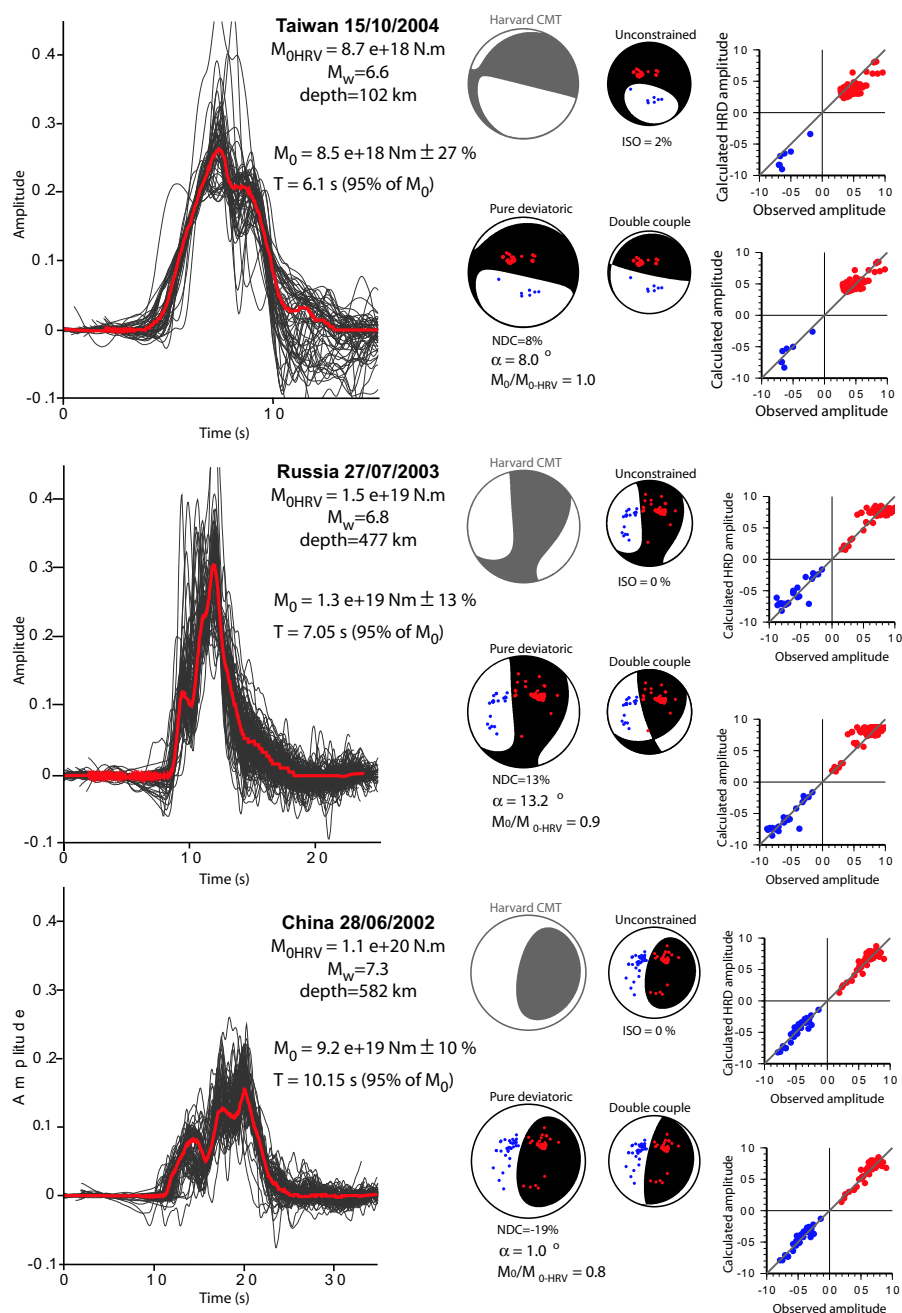


FIG. 6.3 – Results of simulated annealing for three events. Left : aligned P waves normalized with the amplitude factors (black) and average source time function (red). Middle : Results of the three moment tensor inversions and Harvard CMT solution. The polarity of the data used are plotted on the three obtained solutions. The Harvard CMT and pure deviatoric beachballs (larger size) are directly comparable. α is the angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution. Right : Observed amplitudes systematically compared with theoretical ones : Above : measure of similarity with Harvard ; below : measure of scatter and unmodelled effects in data (including directivity)

6.5 Results

6.5.1 Moment rate functions

All the obtained source time functions are shown on Figure 6.4 in order of increasing depth. To better compare the source time functions of events of different size, we have scaled the time functions to a common size, following the procedure of Houston et al. (1998).

Time and amplitude are normalized according to the scaling relations of (Kanamori and Anderson, 1975). The time axis is multiplied by $\left(\frac{M_{0ref}}{M_0}\right)^{\frac{1}{3}}$ and the amplitudes are multiplied by $\left(\frac{M_{0ref}}{M_0}\right)^{\frac{2}{3}}$. Then, the area under the source time functions is normalized to a M_{0ref} reference value fixed at 10^{19} N.m ($M_w = 6.6$) following Houston et al. (1998). The source time functions obtained from the first step of our method describe the moment release history with great details. Indeed, while some of the source time functions are very simple with a triangular shape (for example, STF number 2, 18, 50), we also observe complex shapes with several sub-events (for example, STF number 20, 55, 80). The applied procedure preserves high frequency details of the source time functions (for example, STF number 16, 96). We can compare the general shapes of our source time functions with the ones obtained from Houston et al. (1998) and Persh and Houston (2004) who both used a stacking method to determine the time functions without any modeling of body-waves. The shapes of their time functions tend to look smoother than ours (see Figure 6.5 of Persh and Houston (2004)). This effect is probably due to the differences in the alignment method used. Stacking acts like a low-pass filter if the arrivals are not exactly aligned in time before stacking, hence the stack destructively sums the higher frequencies (Bleistein et al., 2001; Gausland, 2004). Persh and Houston (2004) aligned waveforms based on features in the first few seconds whereas our alignment technique will preferentially align the highest amplitude portion of the source time function. If we look at the STF of the event corresponding to the Harvard code 071698C (number 2), which has a very simple shape, we see that they are very similar. If we compare events of Harvard code 092898D (number 29) or 082098B (number 79), we observe more details in our STF than the ones of Persh and Houston (2004) which look smoother. We can also make another comparison with the results of Tibi et al. (2002) who obtained source parameters using the full body-wave inversion of Nabelek (1984). They study in detail the histories of 6 large intermediate-depth earthquakes which are included in our catalog of events. Although their inversion method yields much less time detail than ours, we observe a general resemblance of our source time functions with theirs. In fact, we recover the different sub-events identified on the source time functions of Tibi et al. (2002) for the six earthquakes.

6.5.2 Moment tensor solutions

All the moment tensors obtained with each type of inversion are presented in Figure 6.5. The second beach-ball shows our pure deviatoric solution which is directly comparable to the Harvard solution shown by the first beach-ball. To make the comparison easier, we compare systematically our parameters with Harvard's in Figure 6.6. We can see that the moment magnitudes M_w are very similar and fall close to the unit slope line but our M_w seem to be systematically slightly

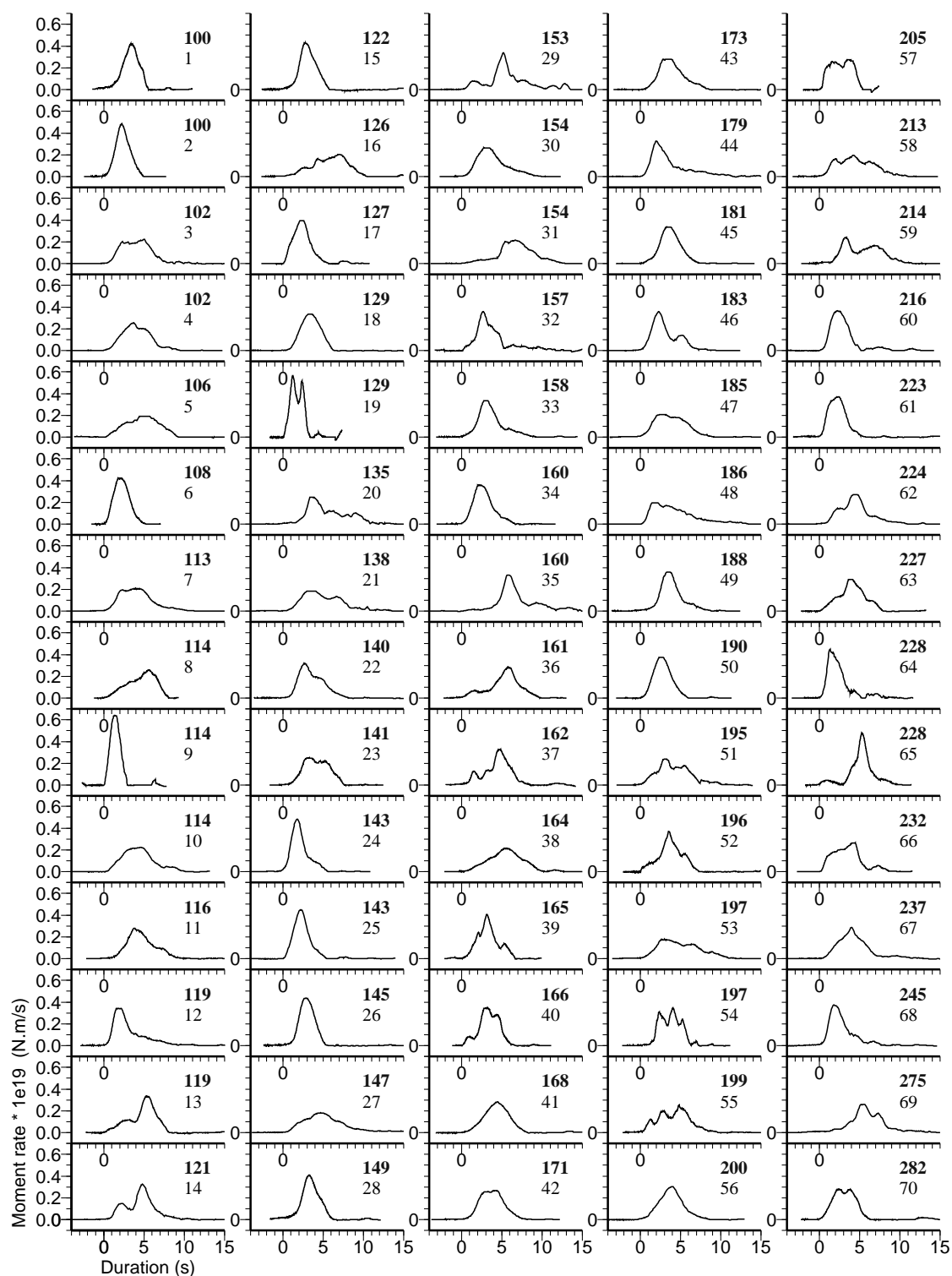


FIG. 6.4 – Source time functions obtained from the nonlinear inversion as a function of depth. The source time functions have been scaled to a common size, following the Houston et al. (1998) procedure. The depth is indicated in bold and the number of the event corresponds to the first column of table 1.

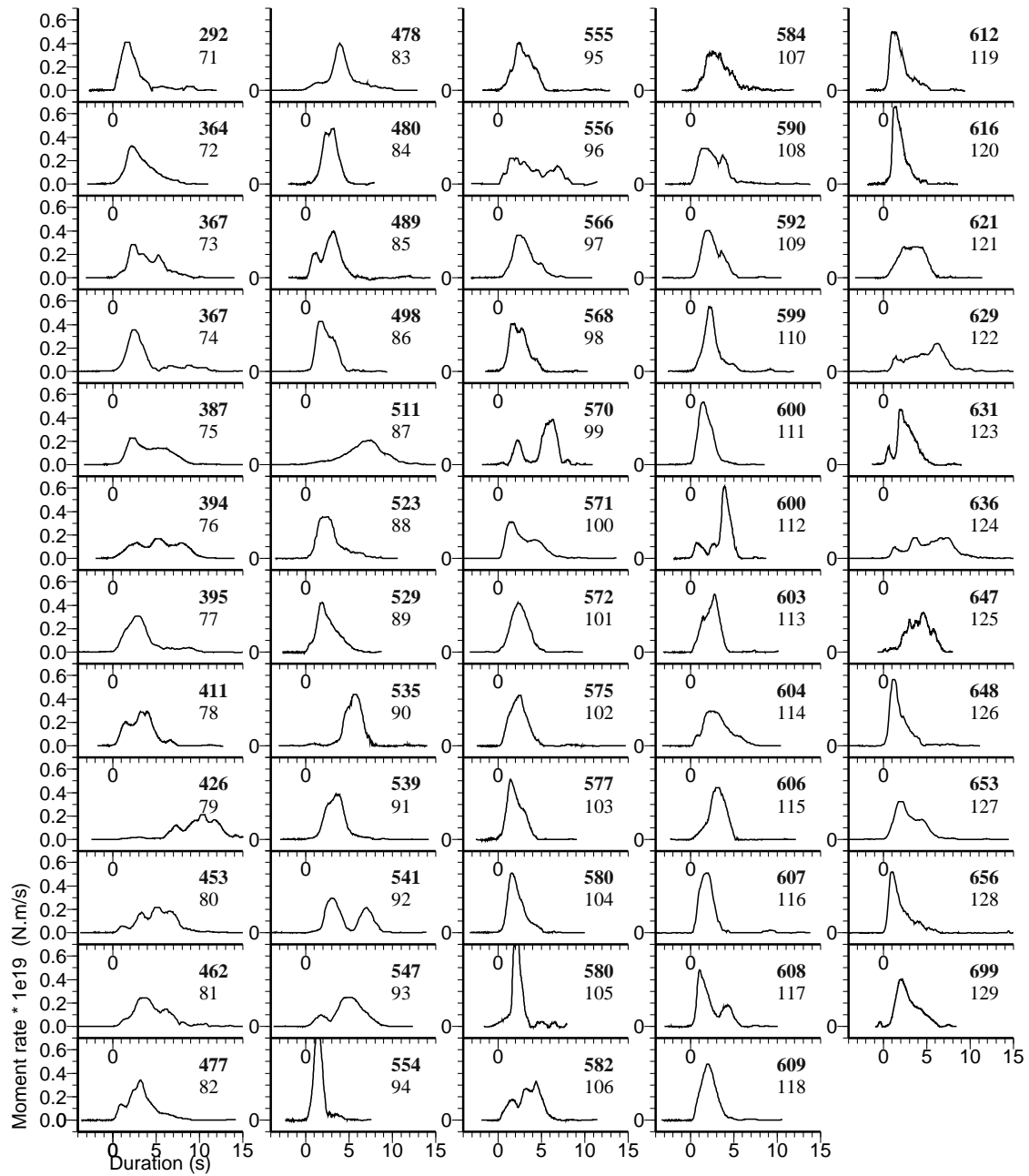


Figure 4 (end)

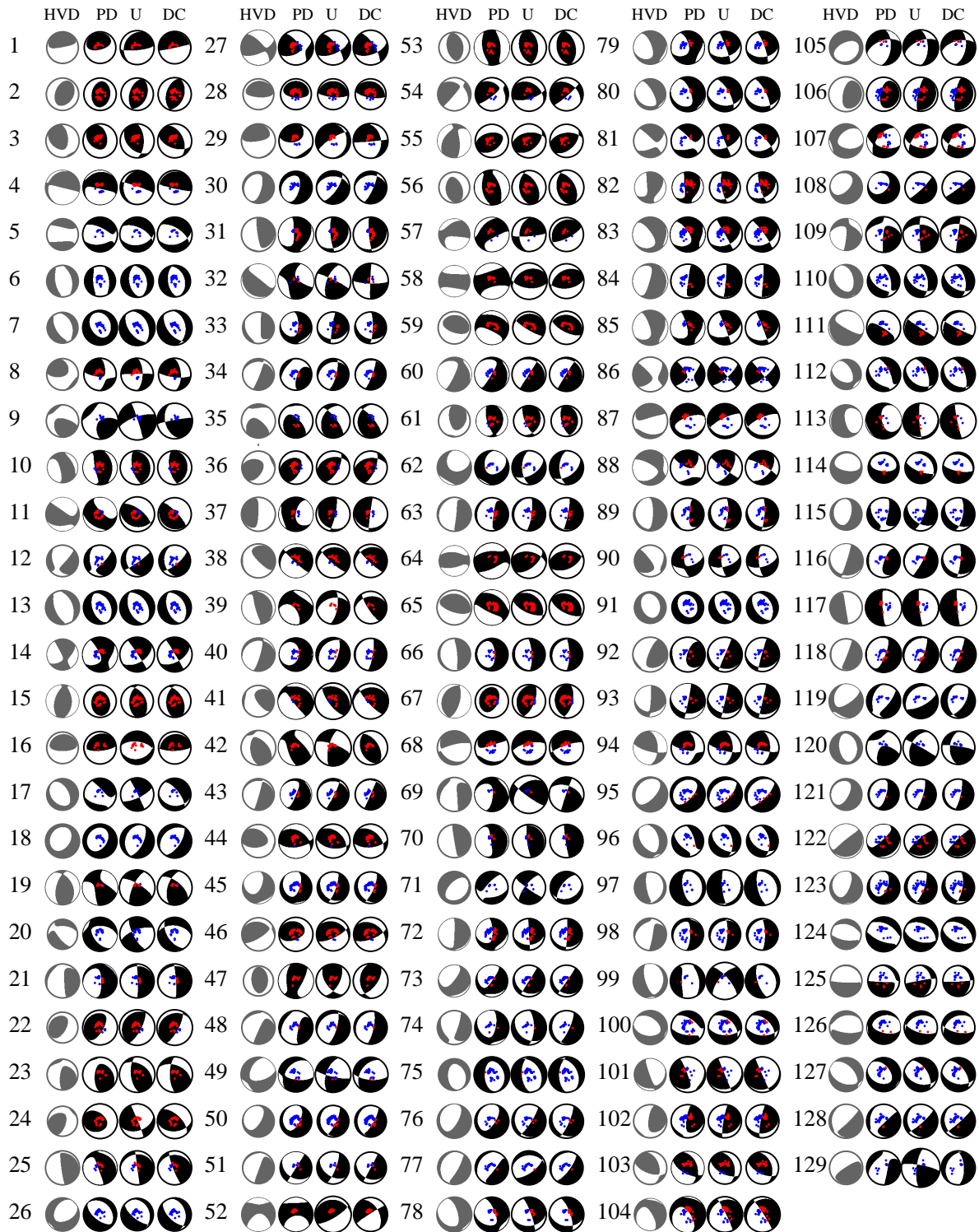


FIG. 6.5 – Representation of the solutions of the three moment tensor inversions : The number on the left corresponds to the event listed in table 1, the first beachball corresponds to the Harvard CMT solution (HRV), the second corresponds to the pure deviatoric solution (PD), which is directly comparable to the Harvard solution, the third corresponds to the unconstrained inversion (U), and the fourth corresponds to the double-couple solution (DC).

smaller than with a mean difference of 0.05 in magnitude unit (Figure 6.6a). This difference occurs perhaps because the Harvard solution incorporates lower frequency data.

To appraise our mechanisms we calculate the angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution. This angle ranges roughly between 0 and 40°, with a strong maximum around 10° (Figure 6.6b). The best constrained solutions (larger dots) are concentrated in the 0 – 25° range. There are nevertheless a small, but non-negligible, set of events with angles ranging between 25° and 40°. There are different explanations for such cases : either bad station coverage due to the earthquake location (event number 52), or due to paucity of BHZ data for events which occurred in the early nineties (events number 17 or 32), or a mechanism with uniform polarity, which is difficult to constrain with P wave data only (event number 9, 26). One interpretation of Figure 6.6b is that uncertainties in focal mechanism orientation are often 5 – 15°.

The scatter in the comparison of the non double-couple component is much stronger (Figure 6.6c), the mean value of the deviation being about 15%. There is no clear trend as a function of magnitude. There may be a very slight tendency of our solutions towards a positive NDC whereas those of Harvard are more symmetrically distributed. From Figure 6.6c we infer that the non-double-couple component is usually not well resolved.

6.5.3 Radiated Energy

The obtained source time functions and seismic moments can be used to estimate the radiated energy which is another important source parameter. Following Haskell (1964), the radiated energy can be expressed as the sum of the P and S waves energy :

$$E_R = E_\alpha + E_\beta = \left[\frac{1}{15\pi\rho\alpha^5} + \frac{1}{10\pi\rho\beta^5} \right] \int \ddot{M}^2(t)dt \quad (6.7)$$

where E_R is the radiated energy, E_α and E_β are the energy of the P and S waves, ρ , α and β are the density and P and S waves velocities at the source location, and $\ddot{M}(t)$ is the source time function derivative. Accurate estimates of the radiated energy are difficult to obtain owing to complex wave propagation effects in the earth that have to be removed from the data. In addition, measurement of radiated energy is very sensitive to the frequency content of the source spectrum as it depends on the entire frequency band. To reduce the uncertainty of our estimated radiated energy, we apply two corrections. The first removes the anelastic attenuation effect (Q) which acts like a low-pass filter. We use a value of $t^* = 0.4s$ (Houston et al., 1998) to remove this attenuation effect. This relatively low value for t^* takes into account that, for deep earthquakes, P waves travel through the upper mantle, where most of attenuation takes place, only once. Accounting for attenuation tends to increase the corner frequency and thus to recover higher frequencies of the source time function. We set the cut-off frequency to 1 Hz. The source time functions corrected for attenuation are presented in appendix B. The second correction deals with the limited bandwidth of our data which can lead to underestimation of radiated energy. Ide and Beroza (2001) have proposed an adjustment factor to take into account the missing energy. This factor corrects the estimated energy with respect to the true energy corresponding to a higher frequency limit set here to 5 Hz. The corrected energy to moment ratio is shown in Figure 6.7. There is no apparent $\frac{E_R}{M_0}$ versus M_0 relationship and an almost constant ratio of about $1.4 \cdot 10^{-5}$ is observed in the whole

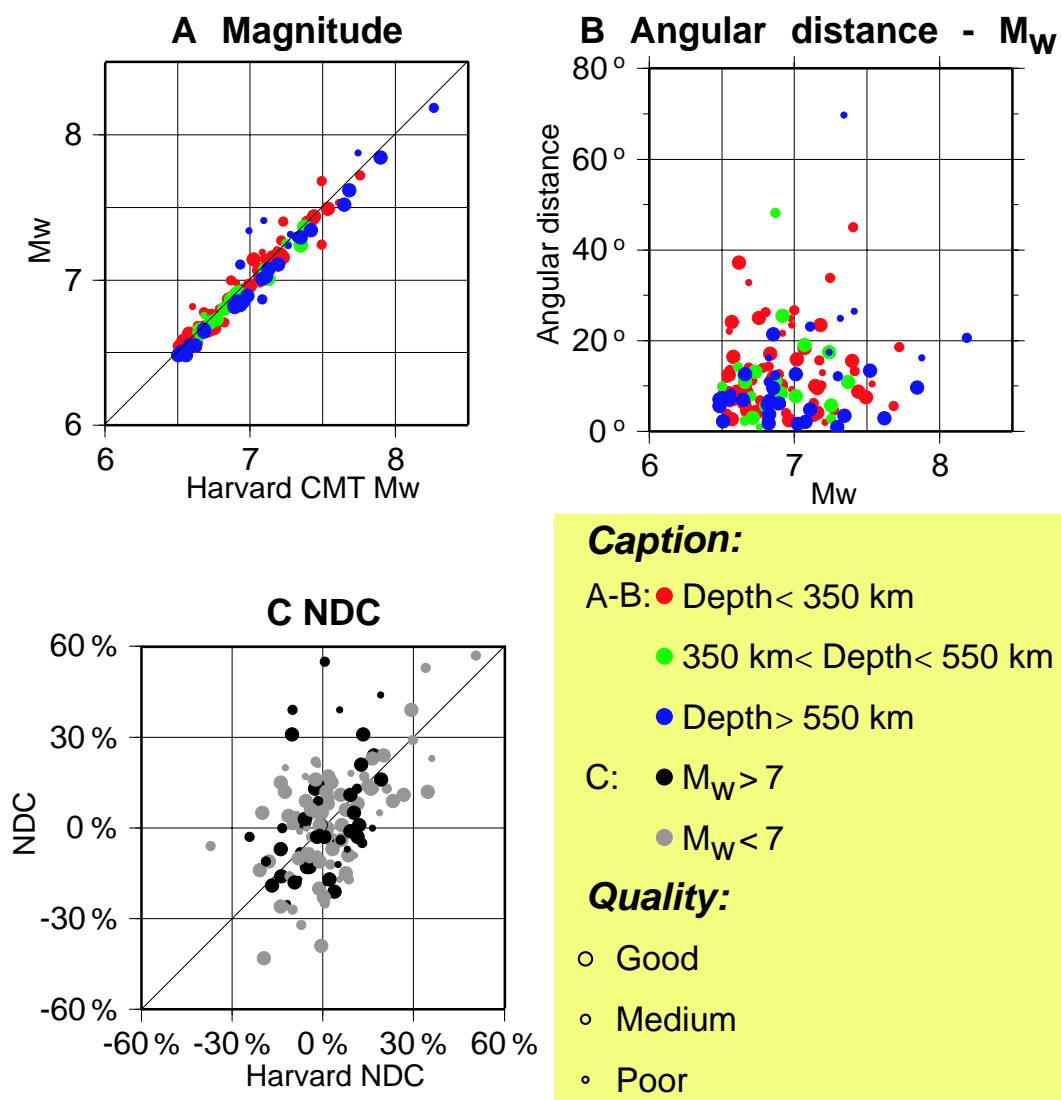


FIG. 6.6 – Comparison of our pure deviatoric moment tensor solution with the Harvard CMT for : a) magnitude, b) angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution and c) non-double-couple component.

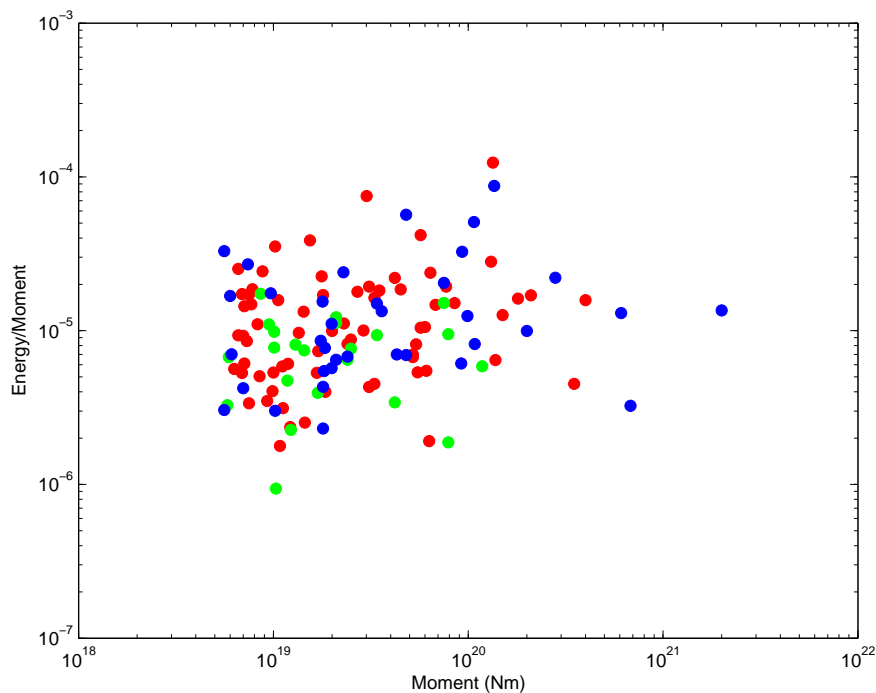


FIG. 6.7 – Radiated energy to seismic moment ratio for all the studied events. The red points show events for depth shallower than 350 km, the green for depth between 350 km and 550 km, the blue for depth greater than 550 km

moment range within a factor of 4. We do not see significant differences with the values observed for shallower earthquakes (Choy and Boatwright, 1995; Ide and Beroza, 2001; Venkataraman and Kanamori, 2004).

6.6 Variation with depth

6.6.1 Properties of the Source Time Functions

To evaluate the quality of our source time functions compared to those from other studies we now investigate if some of their properties follow the previously observed depth-dependence for intermediate and deep earthquakes (Vidale and Houston, 1993; Houston and Vidale, 1994; Houston et al., 1998; Houston, 2001; Bos et al., 1998; Persh and Houston, 2004).

First, we look for a depth dependence of the duration of our source time functions. Figure 6.8 shows the variation of the scaled duration with depth. The scatter of scaled durations decreases with depth as well as scaled durations itself. At intermediate depths, the mean scaled duration is about 9 s while it is about 6 s at 600 km depth. These values are in good agreement with the

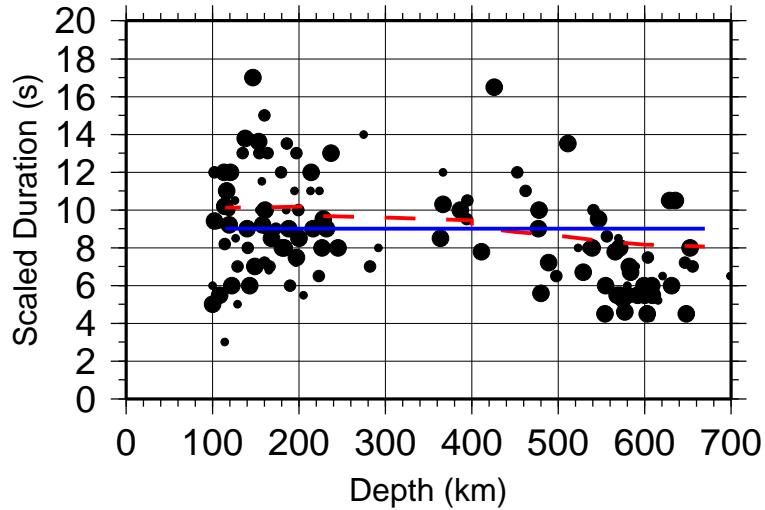


FIG. 6.8 – Scaled duration as a function of depth. The size of the points represents the quality of the solution; small points have poor quality and large ones have good quality. Solid blue line corresponds to $\Delta\sigma V_r^3 = \text{constant}$, red dashed line corresponds to $\Delta\sigma = \text{constant}$.

durations found by Bos et al. (1998) and Houston et al. (1998), which are directly comparable to ours, since all these studies used the same duration scaling and normalized all the functions to the same reference moment of 10^{19} N.m.

Secondly, to better quantify their shapes, we estimate the kurtosis, the skewness (Pollard, 1977) and the complexity (Houston et al., 1998) and compare their depth behavior with the studies of Houston et al. (1998), Houston (2001) and Persh and Houston (2004). The kurtosis is a measure of the peakedness of a time series around its mean. High values of kurtosis means that the time series has a distinct peak near the mean and a rather rapid decrease. For a standard Gaussian shape, the kurtosis is 3 so that a kurtosis greater than 3 indicates a peaked distribution while a kurtosis lower than 3 indicates a flatter distribution. The skewness is a measure of the symmetry or rather the lack of symmetry of a time series about its mean. A skewness of 0 means a perfect symmetry. Positive skewness indicates that the time series has a more pronounced tail on the right end of the distribution while negative skewness indicates a tail on the left of the distribution. On Figure 6.9a we plot the kurtosis against the skewness. We see that most of the skewness values range between -0.5 and 1.0 with a strong concentration around 0, which correspond to a moderate asymmetry. The skewness is mostly positive so that longer tails are observed toward the end of the time series. The skewness of the deepest group I3 ranges mostly between -0.5 and 0.5 and is less scattered than for the other depth groups, which seem to have more asymmetric shapes. The kurtosis varies mostly from 1.7 to 5.0 and is mainly concentrated around 2.7 which is very close to that of a Gaussian function. The kurtosis of the deepest ones (I3) is mostly under 3.5 which means that the time functions are flatter than for the two other depth intervals. We also observe a clear trend between kurtosis and positive skewness which seems to follow a positive linear dependence. This means that the more peaked the function, the more asymmetric it is with

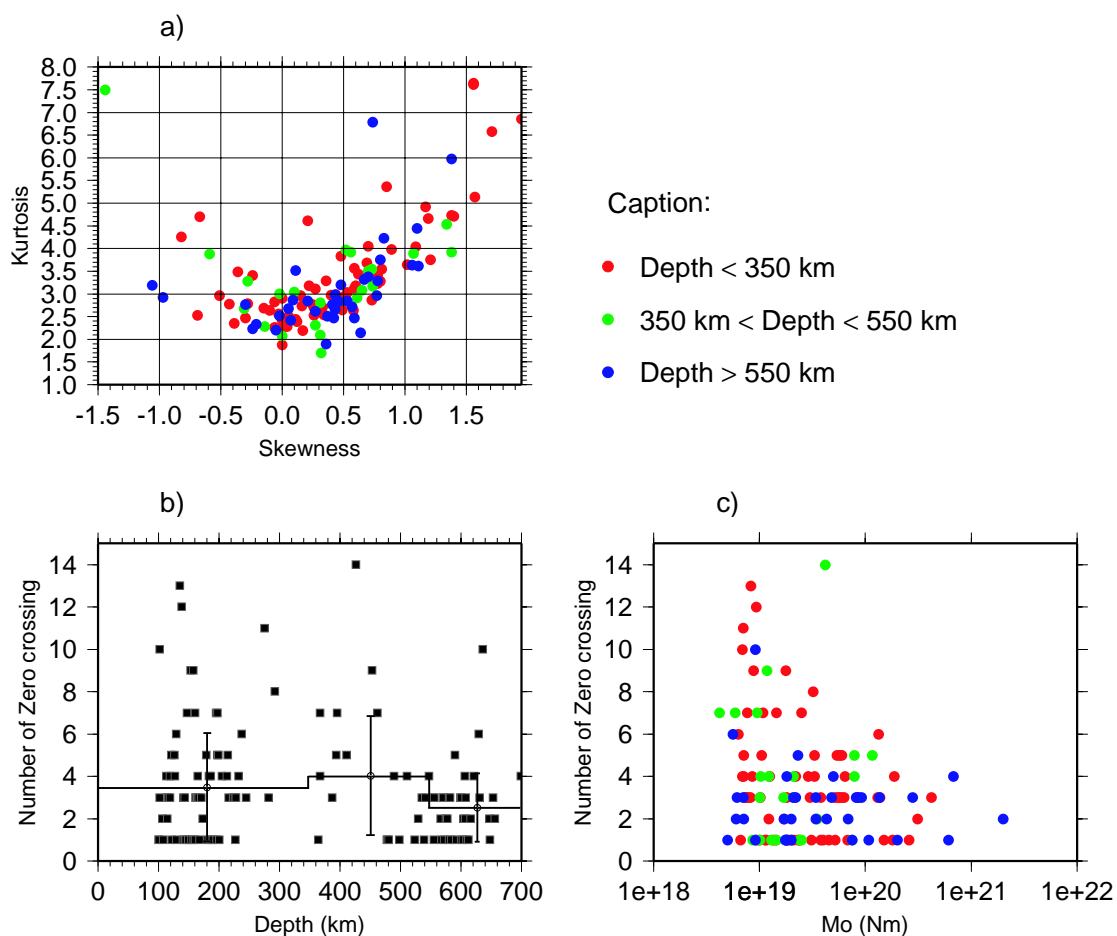


FIG. 6.9 – a) Kurtosis against the skewness calculated from the scaled source time functions. b) Number of zero crossings versus depth. c) Number of zero crossings versus M_o .

a long tail towards positive times. In other words, a high impulsive initiation phase is typically followed by a more progressive decline and ends with a tail. These observations are consistent with the typical shape of deep earthquake rupture histories observed in the study of Persh and Houston (2004). A similar but less obvious observation can be done for negative skewness value (left tail) which decreases with kurtosis. This implies a long initiation phase followed by a peaked source time function. Nevertheless, only 21% have negative skewness values.

The complexity has been defined by Houston et al. (1998) as the number of sub-events involved in the source time function. The complexity of the source time function depends directly on the rupture mechanics which might reflect the physical state of the source (Persh and Houston, 2004). It can be estimated automatically by counting the number of zero crossings of the time derivative of the moment-rate function after a smoothing filter (0.5 Hz low-pass). We can see on Figure 6.9b that the number of zero crossings is higher for events between 250 and 480 km depth compared

to other depth intervals except for one event (number 72). However, there are few events situated in this depth range. The mean values of complexity are 3.6 for intermediate events (I1), 4.0 for zone (I2) and 2.5 for the deepest zone (I3). Figure 6.9c shows that the number of zero crossings decreases strongly as the seismic moment increases. This may be an artifact due to the decrease of corner frequency when seismic moment increases, which tends to filter high frequencies and make source time functions appear simpler in shape. We also note that the deepest group (I3) seems to have the simplest shape, mostly symmetric with few sub-events. The shallowest depth range (I1) seems to be more difficult to characterize because of a high variation of the three parameters. However, the different mean values seem to indicate a particular behavior. Indeed, the I2 depth range is characterized by a more symmetric shape than the second group (I2) and has the highest mean peakedness of 3.4 (against 3.3 for the deeper group and 3.0 for the deepest one).

The variations of these three parameters with depth show that the zone between 350 and 550 km depth has the most complex time functions with a great asymmetry and a large number of sub-events. However, we must keep in mind that we have only 22 events in this depth range which may restrict these conclusions. We also notice that the deepest events (below 550 km) present systematically the simplest shapes. The complexity observed for the depth range 350 to 550 km and the simplicity of the shapes below 550 km might reflect a change in the rupture mechanics between the two groups. All of these observations are in good agreement with the results of Houston et al. (1998), Houston (2001) and Persh and Houston (2004).

6.6.2 Focal mechanisms

To quantify the effect of depth on focal mechanism, we first use a representation which defines the types of mechanisms following the orientation of the P, T and N axis. This approach allows classification of the mechanisms them as strike-slip, thrust or normal. They can be plotted on a triangle diagram where the vertices correspond to one of those three mechanisms (Frohlich, 1992). We define thrust, strike-slip and normal focal mechanisms as those who have, respectively, their T, B and N axes plunging more steeply than 45° . It is possible that some events do not correspond to any criteria defined above and those will be hereafter called oblique mechanisms. The triangle diagram on Figure 6.10a represents the distribution of our double-couple mechanisms of all intermediate and deep events treated in this study belonging to different subduction zones in order to see if there is a general pattern of depth dependence.

We first see that the events are mostly concentrated between thrust and normal mechanisms and that there are fewer strike-slip events. We also note that the focal mechanisms seem to evolve from thrust to normal as depth increases. In fact, events with depth shallower than 350 km are mostly concentrated near the thrust corner, events deeper than 550 km are mostly concentrated near the normal corner and events in between seem to be in the middle with several oblique mechanisms consistent with result of Isacks and Molnar (1971). We also estimate for each depth range the percentage of events belonging to each type of mechanism to get a more precise idea of their distribution with depth. The histograms of Figure 6.10b show that thrust mechanisms are dominant and represent 42%, for events between 100 km and 350 km depth. For events between 350 km and 550 km depth we see that normal mechanisms are predominant with 45%, but a non-negligible part of them have oblique mechanisms. The deeper events are clearly dominated by normal mechanisms. The portion of strike-slip mechanisms is small in all depth ranges.

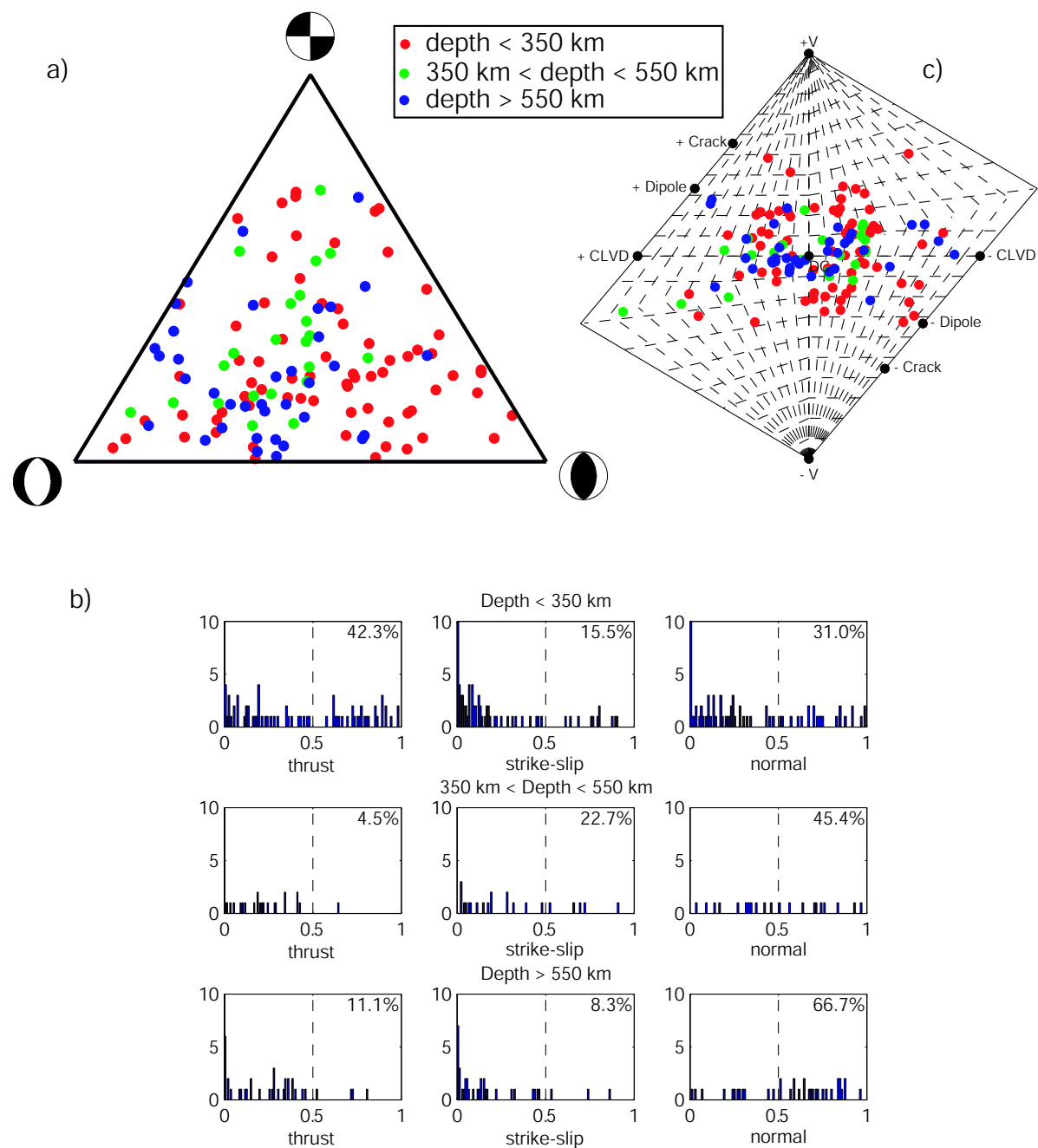


FIG. 6.10 – a) Triangle diagram which represents the distribution of the focal mechanism type for intermediate and deep events (Frohlich, 1992). b) Histograms showing the distribution of focal mechanism type with depth. c) Other representation of the moment tensor using the source type plot of Hudson (1989).

The dominant presence of thrust mechanisms at shallow depths is consistent with the fact that down-dip tension predominates at intermediate depths. However, it is regionally variable with down-dip compression in the Western Pacific whereas South America has down-dip tension at intermediate depths (Green and Houston, 1995). Normal mechanisms observed at greater depth result from down-dip compression along the slab which is the most common stress pattern observed for slabs that possess deep seismicity (Green and Houston, 1995; Chen et al., 2004).

Another way to compare the moment tensor of different events is to use the source type diagram of Hudson (1989), which plots the source mechanisms according to their proportion of deviatoric and isotropic components. We can see on Figure 6.10c that events are mostly concentrated at the center of the plot which corresponds to a pure double-couple. The most scattered events belong to the shallowest depth range ($\leq 350\text{km}$) compared to the deepest depth range ($\geq 550\text{km}$) which are more concentrated around the pure double-couple solution.

In Figure 6.10b we mixed the results from different subduction zones to extract general properties of deep earthquakes as a function of depth. To discuss more precisely our general observation we now focus on a particular subduction zone. We choose the Tonga Kermadec trench for which we have the largest number of events. Figure 6.11a shows the focal mechanisms corresponding to our double-couple solutions in this region. Normal mechanisms are largely dominant. Figure 6.11b shows a depth profile centered on -25° N and -175° E for the same events but with their mechanisms projected on the back-hemisphere of the focal sphere. We observe that the focal mechanisms are rather homogeneous with the P axis parallel to the dip of the slab, showing down-dip compression. In this region, for shallow events, down-dip compression still dominates, but a few tensional down-dip events are also present. This agrees with the results of Isacks and Molnar (1971) who found that the axis of maximum or minimum compressive stress are often parallel to the dip of the slab and that below 300 km the slabs are predominantly under down-dip compression.

6.7 Discussion

The present study of intermediate and deep earthquakes is in good agreement with the results of several other previous reference studies (Houston and Vidale, 1994; Houston et al., 1998; Vidale and Houston, 1993; Persh and Houston, 2004). The source time functions obtained with our method offer a level of detail greater than those obtained from waveform modeling methods (Nabelek, 1984) and from previous stacking methods (Houston et al., 1998). Our approach aligns best around the maximum moment rate whereas Persh and Houston (2004) aligns near the beginning of the waveforms. Traveltimes are determined by the optimization during the search of the best time delay $\Delta\tau$ and this avoids the ambiguity of picking on noisy traces. In Figure 6.12, we illustrate the difference of the results obtained from a simple cross-correlation and the simulated annealing technique used in this study to align traces in time. 11 traces of a complex signal have been considered. Figure 6.12a shows the signals aligned on the theoretical P wave arrival times. After alignment using cross-correlation and simulated annealing a strong difference in alignment of some traces is observed (Figure 6.12b). These differences produce changes in the average waveform obtained from each method. The cross-correlation results seem to have less coherence than the simulated annealing results, especially at the beginning of the signal. This results in a smoothing of the first pulse in the average source time function obtained by cross-correlation (Figures 6.12b-c).

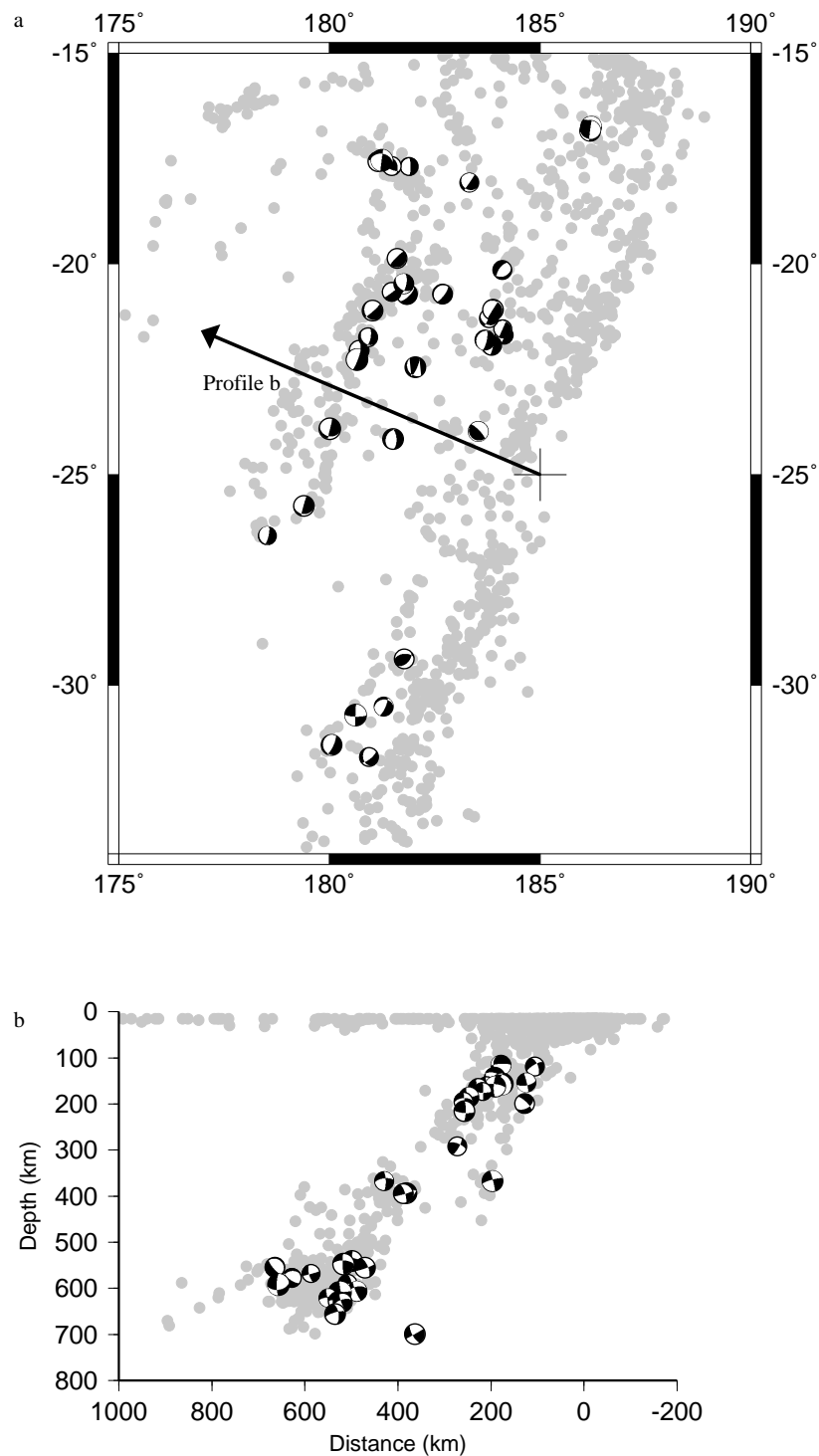


FIG. 6.11 – a) Map of the Tonga region seismicity showing the double-couple solutions of events of magnitude greater than 6.5 and having depth greater than 100 km that were treated in this study. b) Profile in depth of the Tonga slab with the same seismicity as above. The focal mechanisms have been projected on the back hemisphere of the focal sphere.

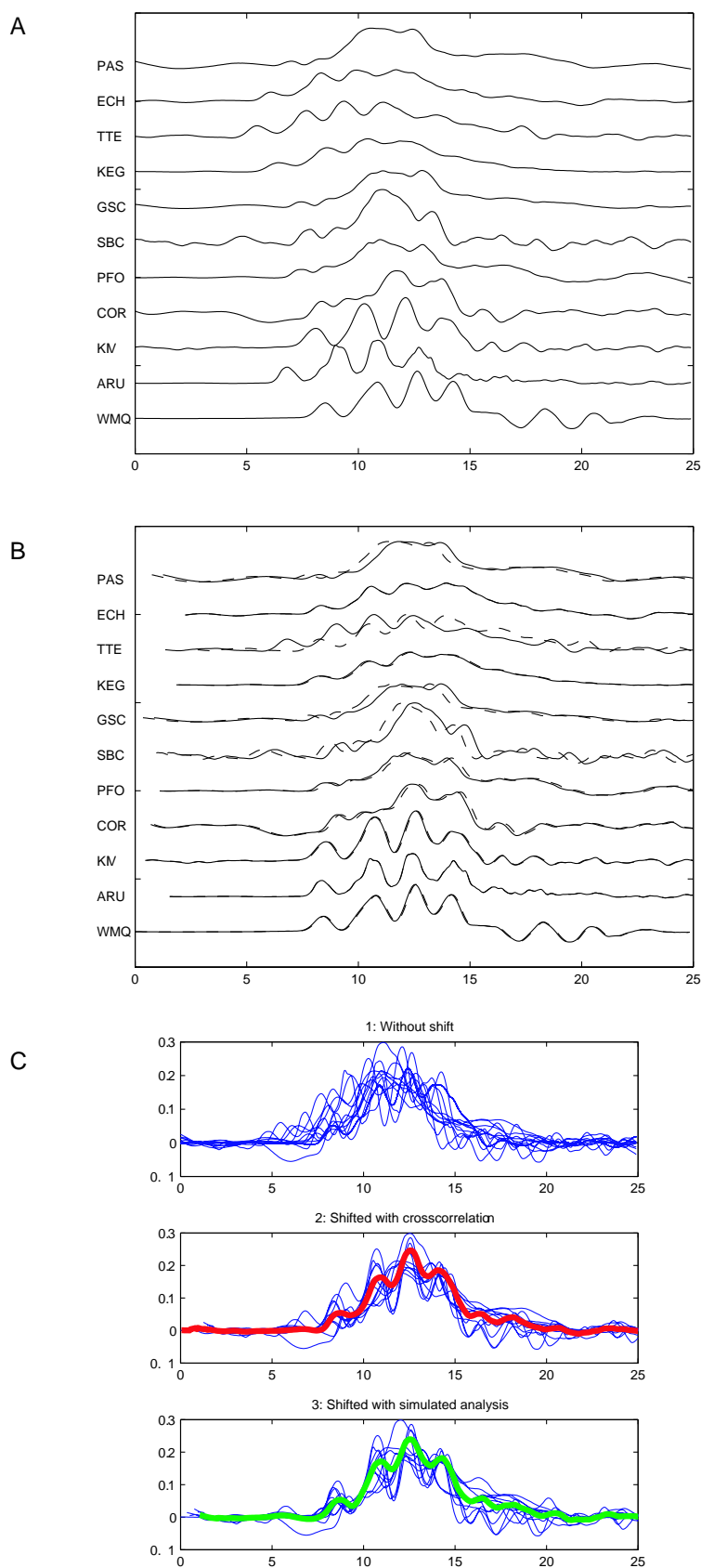


FIG. 6.12 – a) Example of 11 non aligned traces. b) Comparison between the alignments resulting from a simple cross-correlation (dashed lines) and from our non linear inversion (line). c) Comparison of the mean signal resulting from cross-correlation (second figure) and from our non linear inversion (figure 3). On the first figure the signals are not aligned.

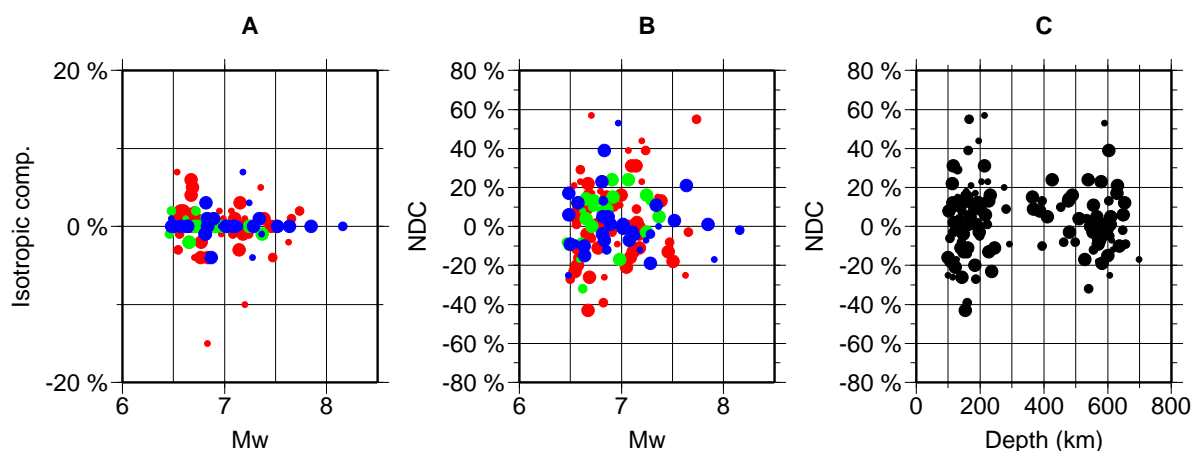


FIG. 6.13 – a) Isotropic component as a function of Mw. b) Non-double-couple component (NDC) as a function of Mw. c) Non-double-couple component (NDC) as a function of depth.

In this example we only used cross-correlations between one trace and the 11 others. If the multi cross-correlation technique would certainly be more precise than a simple cross-correlation, it can still be trapped in local minima especially in the case of noisy traces (Chevrot, 2002). The alignments of the first arrivals is crucial in the use of stacking method. If the arrivals are misaligned, the stack destructively sums the higher frequencies and acts like a low-pass filter (Bleistein et al., 2001; Gausland, 2004). This explains the somewhat smoother shapes of the source time functions obtained by other stacking methods.

The obtained source time functions and seismic moment allow estimation of the radiated energy which are comparable to the values obtained for shallow events from other studies (Choy and Boatwright, 1995; Ide and Beroza, 2001; Venkataraman and Kanamori, 2004). Even if the estimates of radiated energy are strongly dependent on the correction parameters, they seem to be in the right order of magnitude. No apparent trend is resolvable in the $\frac{E_R}{M_0}$ versus M_0 relationship nor systematic variation with depth.

Other results obtained from the moment tensor inversions are also of interest. Figure 6.13a shows the proportion of the isotropic component of the complete moment tensor, which is determined in the first inversion of the moment tensor. This information is not estimated by ordinary automatic methods of determination of source parameters as those used for example by Harvard or USGS. It was initially proposed that isotropic sources play an important role in the mechanism of deep earthquakes due to a sudden volume change associated to phase transitions. Nevertheless, it is now admitted that the isotropic component represents a very small part of the seismic moment tensors with a contribution lower than 10% (Kawakatsu, 1991) and probably lower than

2%. The isotropic component of our non-constrained solutions is extremely low for most of the studied events (Figure 6.13a) and confirms the results of previous studies, in spite of the limited coverage of the focal sphere offered by P waves.

The non-double-couple component (NDCC) of the seismic moment tensor is an important ingredient for explaining the mechanism responsible for deep earthquakes. In fact, several studies have found significant NDCC and their physical explanation is suitable for these types of earthquakes (Frohlich, 1989; Houston, 1993). NDCC can have different origins, such as a volume-preserving deformation caused by phase transitions (Knopoff and Randall, 1970) or the sum of two different double-couple sources (Kuge and Lay, 1994). If the seismogenic zone of the slab narrows with depth and as stress orientations show that deep fault planes are not parallel to the subducting slab, large and deep seismicity can not be explained by a very long fault plane but rather by multiple planes distributed along the seismogenic zone (Houston, 1993). Multiple fault planes should produce an increase of the NDCC. However, we observe a great scattering in the distribution of our NDCC in both magnitude and depth (Figure 6.13b-c). If a large number of events shows significant NDCC component and especially for depth shallower than 300 km, it is difficult to see any depth-dependence trend.

The relationship between the seismic moment and the duration is given by (Vidale and Houston, 1993) :

$$\tau \propto \frac{M_0^{1/3}}{V_r \Delta\sigma^{1/3}} \quad (6.8)$$

where τ , M_0 , V_r and $\Delta\sigma$ are the duration, the seismic moment, the rupture velocity and the stress drop, respectively. Not having direct measurement of the rupture velocity nor the stress drop, we need some additional hypothesis to test the agreement between relation 6.8 and our dataset. A first possibility consist into assuming a constant stress drop along with a constant ratio between the rupture velocity and the shear wave velocity (β). As defined before, scaled durations are obtained by multiplying the unscaled durations by $\left(\frac{M_{0ref}}{M_0}\right)^{\frac{1}{3}}$, with $M_{0ref} = 10^{19} Nm$ (Houston et al., 1998). They are shown on figure 6.8 as a function of depth. Under these hypothesis, the scaled duration is inversely proportional to the shear wave velocity. The dashed line on figure 6.8 depicts the evolution of $1/\beta$ over the entire depth range and accounts only for a minor part of the observed decrease in scaled durations with depth. Figure 6.14a shows the duration τ versus $M_0^{1/3}/\beta$. In spite of the scatter, there is a well defined trend which is overall in good agreement with equation 6.8. There is, however, a slight but systematic bias between intermediate and deep events as we already saw on figure 6.8. An alternative choice is to assume a constant product $\Delta\sigma V_r^3$. Kanamori and Rivera (2004) argued that the usual scaling relation $\Delta\sigma = constant$ should be replaced by $\Delta\sigma V_r^3 = constant$ if it is to be used in a more general context where the rupture velocity is supposed to vary. This is very probably the case here, where the dataset includes events happening in quite different thermo-mechanical conditions owing to their depth which ranges from 100 km to 700 km. This implies that the scaled duration should be invariant as indicated by the solid line on figure 6.8. Corresponding to this second possibility, figure 6.14b shows the duration τ versus $M_0^{1/3}$. The overall trend is quite the same as before but the difference between deep and intermediate events is clearer. These observations argue in favor of a difference in the process of deeper earthquakes which needs an explanation. This implies that V_R and/or $\Delta\sigma$ change in such way that the product $\Delta\sigma V_r^3$ increases with depth. This trend can also be explained by a

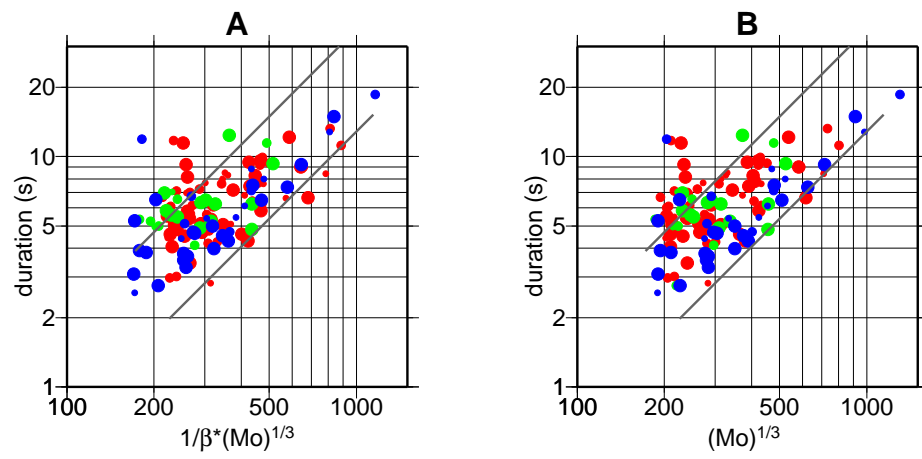


FIG. 6.14 – a) Representation of duration as a function of M_0/β . Solid lines assume v_r is a constant fraction of β and stress drop is constant. b) Representation of the duration as a function of the cubic root of M_0 . Solid lines assume the product $\Delta\sigma v_r^3$ constant.

difference in shape ratio (W/L) corresponding to less elongated ruptures at depth. Whatever the explanation, still each group seems to be consistent. This result, if confirmed, argues in favor of a change in the rupture behavior below 550 km as suggested by (Houston, 1993; Vidale and Houston, 1993; Houston, 2001; Persh and Houston, 2004). This change is also consistent with the shapes of the source time functions of this deeper events, which look simpler suggesting more homogeneous fault planes with smooth rupture (Persh and Houston, 2004).

6.8 Conclusion

This work presents the results of a new robust method developed to study the source mechanics of intermediate and deep earthquakes. The method enables rapid calculation of source time functions having a greater detail in the source history than those obtained from heavier methods such as body-wave inversions, which involves waveform modeling (e.g. Nabelek, 1984; Tibi et al., 2002) and slightly more detail than those determined by previous stacking methods (Houston et al., 1998; Persh and Houston, 2004). The analysis of our source time functions recovers the main characteristics of the depth-dependence of intermediate and deep earthquakes. Once scaled to a reference moment M_0 , we find an average scaled source duration of 9 s for intermediate events and of 6 s for very deep events which is very similar to the results of Bos et al. (1998) who estimate the duration by fitting triangles to the stacks of broadband waveforms. We also arrive to the same conclusion as Houston and Vidale (1994), Houston et al. (1998) and Persh and Houston (2004) about the depth dependence of the temporal pattern of rupture histories. The source time functions of events situated in the depth range 350-550 km are more complex than in the other depth ranges, with a stronger asymmetry and a large number of sub-events. The analysis of the shapes also shows that earthquakes deeper than 550 km have simpler source histories, mostly symmetric with fewer sub-events which argues in favor of a rupture mechanism change at those depths.

The results of the second step of the method concerning the determination of the seismic moment tensor are well correlated with the Harvard CMT solutions. We have however a few events for which the P waveforms do not suffice to constrain the mechanism. The use of additional phases such as pP, sP or S phases should help us to constrain better these seismic moment tensors especially for events with few data or having a unique polarity for all the available P waves. The estimation of the isotropic component from our first non-constrained inversion of the seismic moment is an additional information which is not given yet by automatic source parameters inversions (Harvard, USGS).

The obtained source time functions and seismic moments can be used to estimate the radiated energy of intermediate and deep earthquakes.

Although the method seems to work well for large intermediate and deep earthquakes, it would need to be tested and adapted for the study of lower magnitude events and also for shallower earthquakes. Finally, several by-products are directly available with our method, such as a station static delays or systematic station amplification factors and could be useful in many seismological studies. We could for example use the static station delays to improve the location of the studied events or as a starting point for removing local anomalies in tomographic studies. On the other hand, the source time function catalog represents precious information to be used in any tomo-

graphic study based on waveform analysis. The method could also be applied automatically to get a first, fast and complete image of the source parameters of deep earthquakes.

Appendix A - Description of the method

In this appendix, we explain in detail the simulated annealing procedure used to determine the mean source time function, the time delays and the amplitude factors associated with each station. In the following, $s(t_k)$ is the source time function, where t_k is the time at sample k , τ_j represents the time delay at station j and A_j the amplitude factor at station j . The traces are prepared as follows. The maximum of the absolute value of the amplitudes of all the traces, A_{max} , is searched. Then the traces are all divided by this maximum value. The polarity of each trace is given by the sign of its integral; if this is negative this trace is flipped. The time series $s(t_k)$ is initialized to the mean of all the normalized traces. The amplitudes A_j are initialized to the ratio of the area under the time series of the trace corresponding to station j against the area under the initial mean time function. The delay times τ_j are set to 0. Examples of initial raw traces and the same traces but shifted and scaled with the initial parameters and the initial mean time function superposed in red are shown in Figures 6.15.

The simulated annealing technique minimizes the difference between the observed waveforms shifted with the time delays and the mean source time function scaled with the amplitude factors. At each iteration, the energy change ΔE caused by random perturbations of the parameters are calculated. If the new perturbed parameters decrease the energy, $\Delta E < 0$, they are conserved. If they increase the energy, $\Delta E > 0$, they are accepted with the following probability : $P = e^{-\Delta E/T}$, where T is a parameter analog to temperature. An annealing schedule controls the decrease of temperature. This annealing schedule starts at with an initial temperature T_0 at each iteration the temperature T is lowered by $T * \gamma$, where γ is the cooling rate. If γ is very close to 1, the convergence towards the global minimum will be slow. When γ is decreased, the convergence is faster but the solution may be trapped inside a secondary minimum. A random number α , between 0 and 1, is generated and compared to the probability P . If $\alpha < P$, the perturbations are accepted even if they increase the objective function. This procedure allows to escape from a local minimum.

We have made some slight modifications of this classical simulated annealing scheme in order to take advantage of some properties of our problem to hasten the convergence. In the following, the term energy and objective function are used equivalently. All the parameters of the simulated annealing are summarized in table 2.

We consider the following objective function :

$$E = \sum_j \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s(t_k)|$$

where j is the index corresponding to the station, t_k is the time at sample k , $D_j(t_k + \tau_j)$ is the observed data at station j shifted with a time delay τ_j , A_j is the amplitude factor related to station j and $s(t_k)$ is the amplitude of the mean source time function.

After parameter initialization, the initial energy E_0 is evaluated. Each iteration of the simulated annealing involves three steps and the energy change ΔE is computed at each step. The expression of the objective function shows that the time samples of the source time function are independent, which means that the time indices and the station indices are independent. Therefore a perturbation of a parameter depending on one index will only change the terms of the objective function depending on this index. For the three following steps, the energy change pro-

Fiji Islands 05/08/1996

$M_{0\text{-HRV}} = 1.4\text{e}+20 \text{ N}\cdot\text{m}$, ($M_w = 7.4$), Depth = 555 km

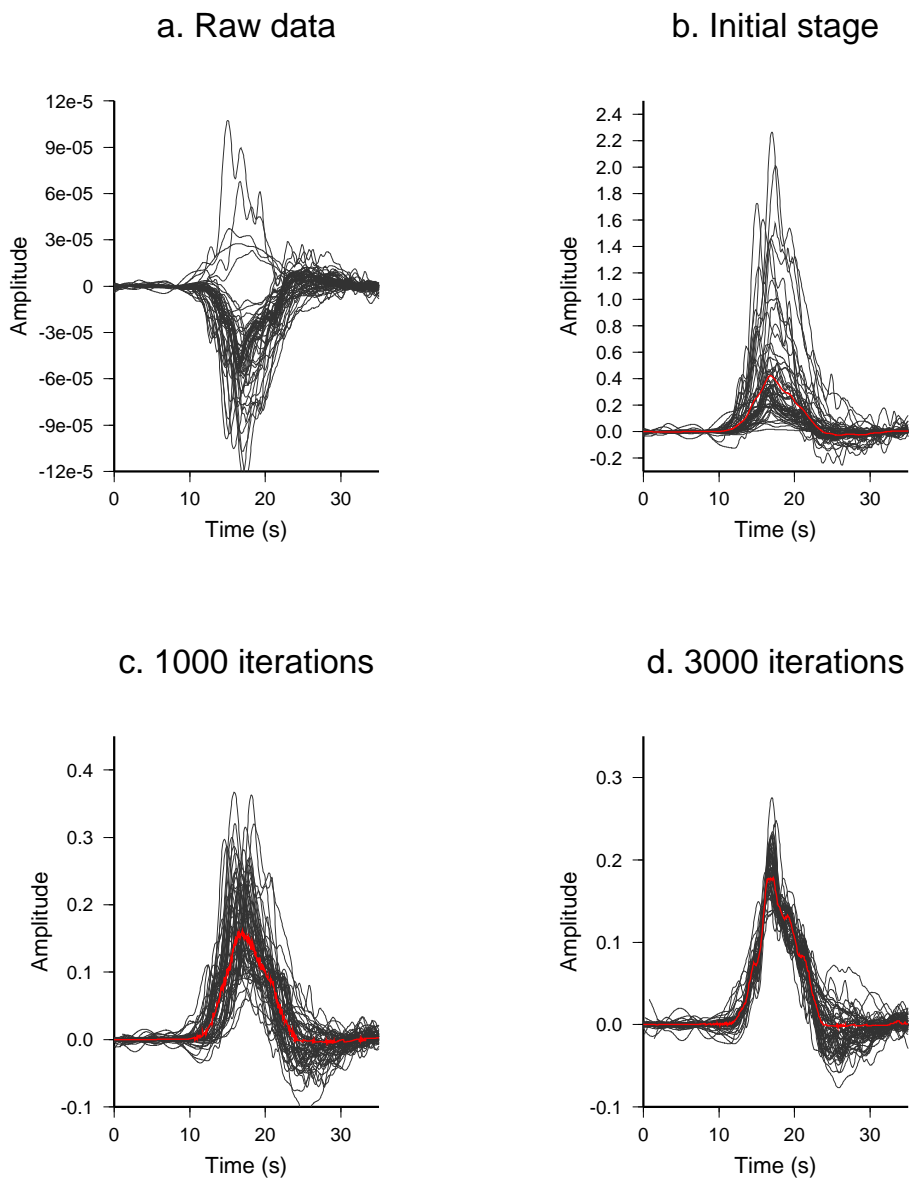


FIG. 6.15 – Evolution of the signals scaled and shifted and of the STF (in red) during the processing of the Fiji event (05/08/1996). a) Raw signals before inversion. b) Normalized data scaled with the initial amplitude factor A_j before inversion. Different steps of the simulated annealing technique : c) Shifted scaled traces at the 1000th iteration. d) Same as c) but at the end of the inversion (3000 iterations).

duced by the perturbation of one parameter is evaluated as follows : $\Delta E = E_2 - E_1$, where E_1 is the energy corresponding to the current values of the parameters and E_2 is the new perturbed energy corresponding to the new values of the parameters. The three steps are :

1. Perturbation of the time series $s(t_k)$.

In this case, only terms depending on the perturbed time index k have to be reevaluated in the energy change. The energy change ΔE is estimated for each time sample where E_1 and E_2 are defined as follows :

$$E_1 = \sum_j |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s(t_k)| \quad (6.9)$$

$$E_2 = \sum_j |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot (s(t_k) \pm \Delta s)| \quad (6.10)$$

where Δs is the perturbation of the time series. A random number α ranging between 0 and 1 determines the sign of the perturbation applied to the time series : if $\alpha > 0.5$ and $s(t_k) < A_{max}$, Δs is added and if $\alpha < 0.5$ and $s(t_k) > 0$ then Δs is subtracted. If the perturbation of the time series decreases the energy ($\Delta E < 0$), the new values of the time series are accepted. In this step, only perturbations that decrease the energy are conserved because as it is shown by Chevrot (2002) this improves the convergence of the algorithm to the final solution. An example of the evolution of the amplitude of a time series for a fixed time sample is shown in Figure 6.16a.

2. Perturbation of the time delays τ_j .

For this step, only terms depending on the perturbed station index j have to be reevaluated in the energy change. A random time delay τ_{ran} is generated so that it ranges from the minimum time lag, k_{min} , to the maximum time lag, k_{max} . The time delays were chosen between -3 s and +3 s for teleseismic body-waves, which have been preliminary aligned on the theoretical arrival time of P waves. The energy change is evaluated for each trace as follows :

$$E_1 = \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s(t_k)|$$

$$E_2 = \sum_k |D_j(t_k + \tau_{ran}) - A_j \cdot s(t_k)|$$

The model is either accepted directly if it decreases the energy or accepted with the probability P defined above. For the sake of uniqueness, an additional constraint is imposed on the time shifts ; they are constrained to add up to 0. In fact, if a constant time shift is applied to all the traces so that the time series is shifted by the same delay, the same minimum is found (Chevrot, 2002). An example of the evolution of a time delay at one station as a function of the number of iterations is shown in Figure 6.16b.

3. Perturbation of the amplitude factors A_j .

For this step, only terms depending on the perturbed station j have also to be reevaluated

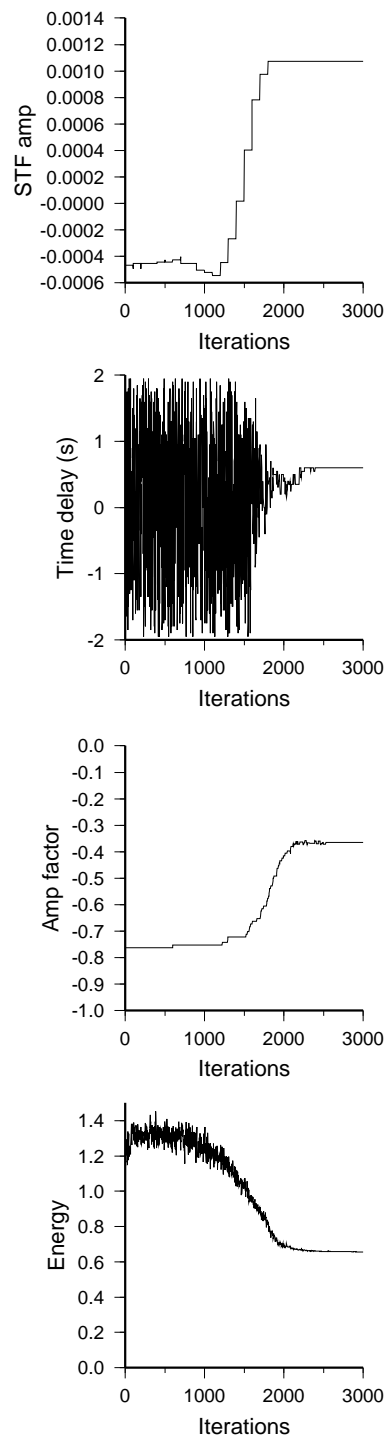


FIG. 6.16 – Evolution of the parameters and of the objective function during the simulated annealing inversion for the same event as for figure 15. a) Evolution of the amplitude of an arbitrary time sample of the STF during the inversion. b) Evolution of the time delay of one station during the inversion. c) Evolution of an amplitude factor for one station during the inversion. d) Evolution of the objective function during the inversion.

in the energy change. It is evaluated as follows :

$$E_1 = \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s(t_k)|$$

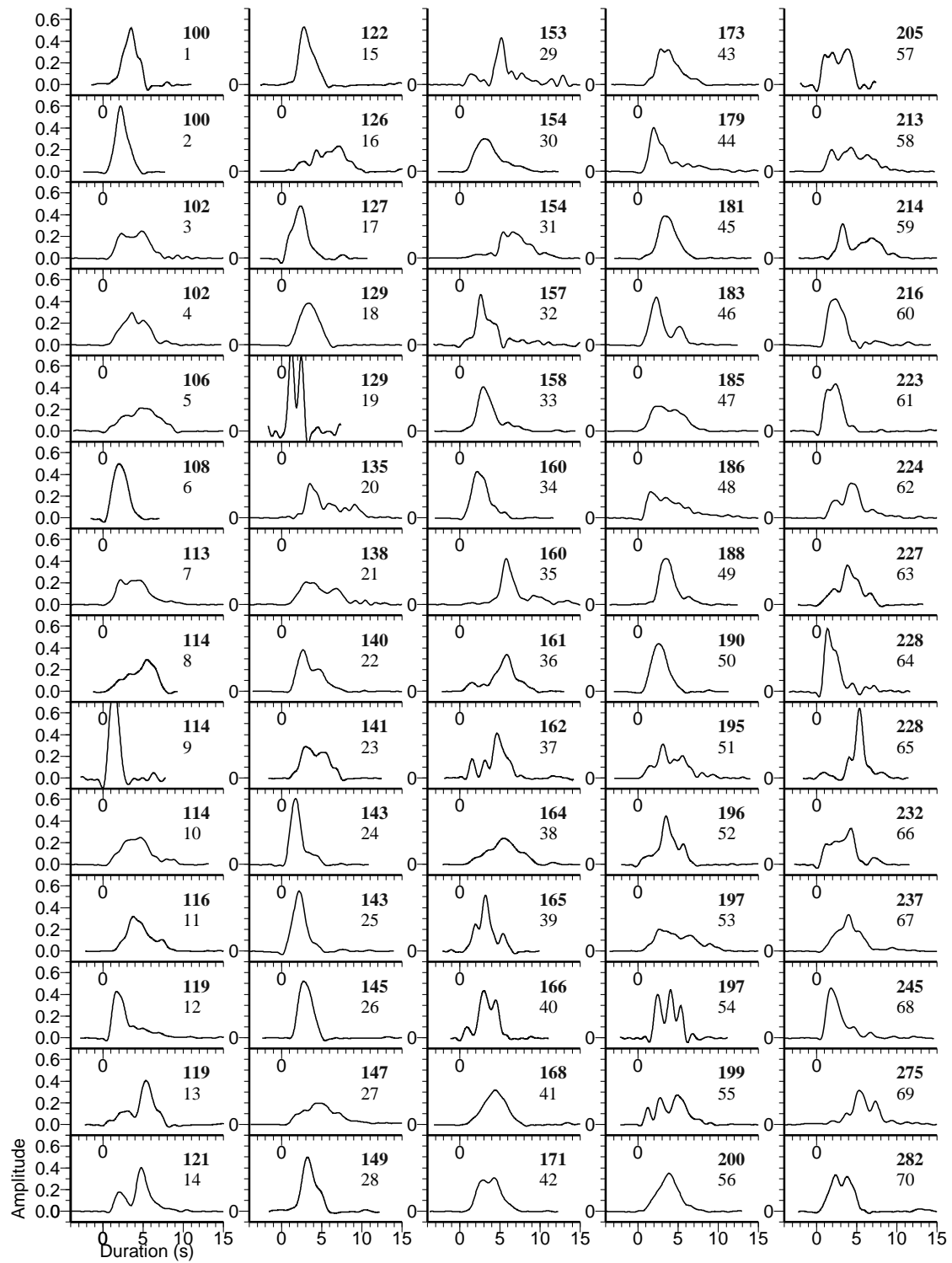
$$E_2 = \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - (A_j \pm \Delta A) \cdot s(t_k)|$$

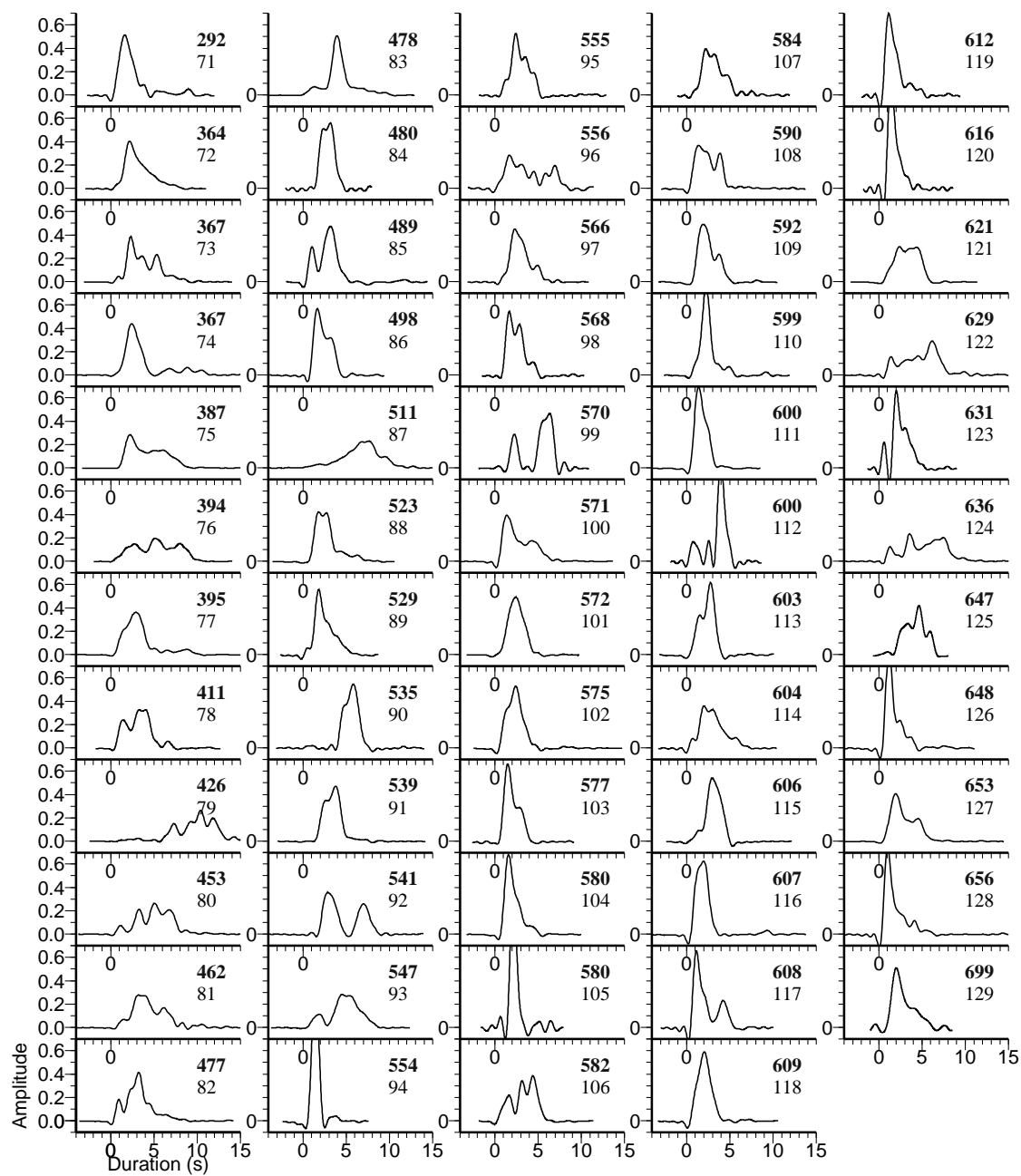
where ΔA is a random perturbation of the amplitude. If $A_j < A_{max}$ then the perturbation ΔA is added to the amplitude A_j and if $A_j > -1 * A_{max}$ it is subtracted.

The perturbations are accepted if the energy decreases, otherwise, they are accepted with probability P described above. Figure 6.16c shows the evolution of an amplitude factor associated to a particular station as a function of the number of iterations.

For the example shown in Figure 6.16 we see that all the parameters converge after 2500 iterations. 3000 iterations are usually sufficient to converge to the final solution. The parameters are then updated and the final energy is evaluated. The evolution of one objective function is shown on Figure 6.16d. Figure 6.15c-d show the shifted and scaled data and the mean source time function (in red) for 1000 and 3000 iterations respectively. After the simulated annealing, the traces and the mean source time function are multiplied by A_{max} to retrieve the real amplitudes.

Appendix B - STF corrected for attenuation





(end)

Acknowledgements

We thank Iris and Geoscope for supplying data. Harvard catalog and SAC software were used extensively. Most of the Figures were done using GMT software (Wessel and Smith, 1991).

Table 1

Nb	label	Depth (km)	Mo (Nm)	Mw	Lat (°)	Lon (°)	Angle (°)	ISO (%)	NDC (%)	Dur (sec)	NBZ	Skew	Kurt	Mrr	Mtt	Mpp	Mrt	Mrp	Mtp	Exp (Nm)
1	011593C	100	2.10e+20	7.54	144.29	43.06	10.5	-2	-25	6	1	-0.82	4.26	0.77	-0.28	-0.50	1.99	0.50	0.12	20
2	071698C	100	4.20e+19	7.07	166.09	-10.91	18.4	0	-16	5	1	0.16	2.74	4.43	-0.77	-3.67	-0.10	-0.69	-0.50	19
3	042095B	102	6.90e+18	6.55	126.89	6.33	8.9	0	-16	12	10	0.59	3.57	5.70	-1.39	-4.30	2.46	2.63	3.09	18
4	101504A	102	8.50e+18	6.61	122.74	24.48	8.0	2	8	9	3	0.40	2.98	1.71	-2.91	1.20	7.91	-1.93	-0.69	18
5	070691A	106	1.22e+19	6.71	-71.88	-13.41	11.3	2	-6	9	2	-0.06	2.26	-9.10	11.93	-2.83	2.39	-4.90	-2.01	19
6	092605A	108	1.80e+20	7.49	-76.15	-5.65	7.6	0	-18	5	1	0.30	2.73	-1.61	-0.32	1.93	0.04	0.36	-0.18	20
7	050295B	113	9.90e+18	6.65	-77.07	-3.77	6.3	6	22	12	4	0.69	3.40	-9.95	2.40	7.55	-3.72	1.20	-2.27	18
8	010498A	114	3.50e+20	7.68	171.08	-22.31	5.6	1	-3	8	2	-0.39	2.35	0.70	0.23	-0.93	1.62	0.57	2.96	20
9	010901G	114	3.01e+19	6.97	167.11	-14.90	25.0	-15	-26	3	3	0.12	2.39	1.28	-1.59	0.31	-13.32	-11.61	25.27	19
10	110603C	114	7.50e+18	6.57	168.82	-19.41	24.2	0	12	10	3	0.52	2.98	5.43	0.90	-6.33	1.18	-4.35	0.95	18
11	041696A	116	6.10e+19	7.18	-176.47	-23.98	23.5	-3	31	11	3	0.44	2.99	2.30	-2.16	-0.14	-3.44	3.68	3.16	19
12	050397C	119	2.70e+19	6.94	-179.06	-31.70	4.1	0	-3	10	4	1.38	4.73	-1.29	-0.79	2.07	-1.62	-0.98	0.79	19
13	102897A	119	5.70e+19	7.16	-76.55	-4.44	4.2	3	2	9	3	-0.69	2.53	-5.52	0.93	4.59	-0.27	1.50	-1.92	19
14	101694C	121	1.06e+19	6.67	149.32	45.78	8.6	0	11	12	5	0.36	3.29	-0.13	7.63	-7.50	2.60	-6.20	-3.20	19
15	111597D	122	3.50e+19	7.02	167.21	-14.92	15.9	0	-21	6	1	-0.00	2.91	3.60	-0.57	-3.04	-1.01	-0.35	0.37	19
16	013191B	126	3.30e+19	7.00	70.23	36.01	8.4	2	-1	10	5	-0.30	2.47	1.63	-1.44	-0.19	2.80	0.04	-0.79	19
17	052491B	127	3.30e+19	7.00	-70.68	-16.69	26.7	-1	-17	8	4	1.56	7.62	-1.89	2.24	-0.35	0.78	-1.68	-1.80	19
18	081995C	129	6.60e+18	6.53	-75.69	5.22	3.9	0	29	7	1	0.00	2.42	-6.52	2.66	3.86	-2.09	-3.00	1.14	18
19	072790B	129	1.34e+20	7.41	167.26	-15.50	45.0	5	15	5	6	0.70	4.05	4.67	3.08	-7.75	-3.59	-2.81	10.84	20
20	020505A	135	8.30e+18	6.60	146.00	15.89	9.3	-3	4	13	13	0.58	2.64	-6.28	5.72	0.56	1.09	3.75	-4.18	18
21	113099A	138	9.30e+18	6.63	-69.37	-19.01	7.9	0	12	13	12	0.78	3.42	-1.98	1.14	0.84	0.53	-8.89	2.27	18
22	081495A	140	1.35e+19	6.74	151.80	-4.90	4.4	-2	-11	9	1	0.49	2.65	7.19	-4.31	-2.89	5.03	10.60	-2.78	18
23	101192C	141	1.38e+20	7.41	168.83	-19.17	13.3	-4	-8	8	3	0.04	2.28	9.42	-0.10	-9.33	-3.81	-8.10	4.94	19
24	012504B	143	1.02e+19	6.66	-173.79	-16.75	10.0	5	-26	6	1	0.78	3.23	8.00	-8.23	0.22	-1.39	6.25	1.29	18
25	062995D	143	6.60e+18	6.53	168.95	-19.42	11.8	1	8	6	3	1.56	7.65	1.93	-0.76	-1.17	1.77	-5.77	2.28	18
26	051099C	145	4.50e+19	7.09	150.97	-5.38	86.0	-1	1	6	1	-0.06	2.83	-3.85	1.90	1.94	-2.06	1.23	-1.92	19
27	072801A	147	1.08e+19	6.68	-154.97	58.82	4.6	0	-4	17	7	1.19	4.66	3.39	-9.36	5.97	0.21	5.69	4.19	18
28	040599A	149	1.50e+20	7.44	149.71	-5.65	8.8	0	-13	7	1	-0.36	3.49	0.92	-0.72	-0.20	1.23	-0.11	0.07	20
29	092898D	153	8.80e+18	6.62	112.40	-8.36	37.2	4	-43	13	9	0.69	3.69	1.02	2.03	-3.04	7.02	2.42	5.00	18
30	070998D	154	3.10e+19	6.98	-178.71	-30.51	9.3	1	11	10	1	0.80	3.28	-1.79	0.77	1.02	-0.23	-2.50	0.97	19
31	040398E	154	1.11e+19	6.68	-74.48	-7.96	14.1	0	16	13	1	-0.24	3.41	3.33	2.17	-5.50	0.73	-9.36	-3.96	18
32	032190A	157	1.77e+19	6.82	-179.38	-30.71	1.6	-1	18	11	9	1.40	4.71	2.77	8.16	-10.93	-6.01	3.69	13.17	18
33	111705A	158	2.00e+19	6.85	-68.09	-22.49	11.9	0	15	9	1	0.81	3.55	-0.66	0.20	0.46	-0.36	-1.61	-0.91	19
34	122798A	160	2.10e+19	6.87	-175.86	-21.69	8.7	0	-39	7	1	0.59	3.12	-0.52	-0.28	0.81	-0.56	-1.64	1.14	19
35	060996A	160	7.70e+18	6.58	145.98	17.36	16.5	0	-14	15	7	0.89	3.98	3.22	1.75	-4.97	-5.14	3.77	0.31	18
36	122595E	161	5.50e+19	7.15	129.65	-6.93	4.4	0	-11	10	3	-0.51	2.97	3.58	-2.71	-0.87	0.01	3.62	-2.64	19
37	010800G	162	8.50e+19	7.27	-173.81	-16.84	4.6	-1	39	9	3	-0.43	2.78	-0.35	4.94	-4.59	0.71	7.32	1.97	19
38	102195C	164	6.30e+19	7.19	-93.42	16.67	10.2	0	0	13	3	0.22	3.18	1.49	-3.04	1.55	3.98	-4.08	0.59	19
39	081290C	165	6.40e+19	7.19	169.05	-19.58	13.0	2	39	6	4	0.29	2.64	0.97	-1.71	0.74	2.65	-3.57	4.83	19
40	101497A	166	4.00e+20	7.72	-176.15	-21.94	18.6	2	55	7	3	-0.28	2.79	-2.06	2.15	-0.09	-0.56	-3.81	-0.35	20
41	031494C	168	1.85e+19	6.83	-92.64	15.98	17.2	-4	5	8	1	-0.10	2.64	7.36	-6.93	-0.43	8.95	-13.31	5.78	18
42	031796A	171	1.19e+19	6.70	167.19	-14.57	8.0	7	21	8	3	0.25	2.77	8.51	0.12	-8.63	-3.57	-0.95	7.75	18
43	041399B	173	1.70e+19	6.81	-175.89	-21.54	3.0	0	7	9	2	0.51	2.89	-0.08	0.34	-0.26	-0.63	-1.53	0.16	19
44	071394G	179	7.10e+18	6.55	127.90	-7.63	6.4	-1	1	12	5	1.21	3.76	5.57	-6.25	0.68	2.86	1.88	1.70	18
45	061603C	181	2.40e+19	6.91	160.25	55.48	10.2	0	11	8	1	0.15	2.97	-1.32	-0.19	1.50	-0.94	-1.63	-0.49	19

Table 1–Continued

Nb	label	Depth (km)	Mo (Nm)	Mw	Lat (°)	Lon (°)	Angle (°)	ISO (%)	NDC (%)	Dur (sec)	NBZ	Skew	Kurt	Mrr	Mtt	Mpp	Mrt	Mrp	Mtp	Exp (Nm)
46	040504J	183	6.90e+18	6.55	70.84	36.52	12.5	0	-20	8	4	0.73	2.87	4.80	-4.80	-0.01	3.91	3.26	0.80	18
47	092890B	185	1.12e+19	6.69	166.84	-13.47	32.8	2	17	10	1	0.26	2.53	7.79	3.35	-11.14	4.15	2.02	-3.14	18
48	070401B	186	7.10e+18	6.55	-176.31	-21.81	13.6	1	-27	13	4	1.02	3.65	-2.78	-1.10	3.88	-0.89	-5.71	2.82	18
49	051893F	188	1.43e+19	6.76	122.65	19.97	25.1	-4	1	9	1	0.48	3.83	-8.85	10.56	-1.71	-7.53	4.49	5.70	18
50	061004H	190	2.30e+19	6.89	160.32	55.79	12.6	0	13	6	1	0.26	2.70	-1.29	0.04	1.26	-1.06	-1.59	-0.01	19
51	062390B	195	2.50e+19	6.92	-176.22	-21.29	21.7	0	0	11	7	0.53	3.03	-0.02	-1.30	1.31	-1.08	-1.69	-0.61	19
52	122297A	196	6.80e+19	7.21	148.05	-5.56	2.0	-10	44	7	1	-0.15	2.69	0.89	-6.07	5.18	4.42	0.56	-0.64	19
53	061096A	197	1.45e+19	6.76	166.99	-13.54	6.9	1	13	13	7	0.34	2.54	13.36	1.83	-15.18	1.20	0.92	2.43	18
54	030205A	197	5.70e+19	7.16	130.05	-6.50	9.6	-1	-3	7	5	0.11	2.44	1.32	-3.83	2.51	3.25	3.16	0.33	19
55	060301A	199	6.00e+19	7.17	-178.23	-29.37	15.7	0	-5	10	5	0.05	2.51	5.53	-4.73	-0.79	-1.10	1.60	-2.34	19
56	020805A	200	1.00e+19	6.65	167.15	-14.20	6.3	1	9	8	1	0.27	3.11	9.15	0.53	-9.67	-1.67	1.19	2.61	18
57	123090D	205	7.70e+19	7.24	150.73	-5.23	33.9	1	23	5	4	0.00	1.88	3.83	-2.39	-1.44	5.12	1.94	-4.48	19
58	090297B	213	1.67e+19	6.80	-75.57	4.00	26.3	-4	57	11	4	0.33	2.71	10.16	-17.91	7.74	5.70	0.55	-8.44	18
59	080993G	214	5.40e+19	7.14	70.47	36.48	10.0	1	31	12	5	0.17	2.20	2.44	-3.63	1.19	3.69	-1.92	1.83	19
60	072703A	216	7.50e+18	6.57	-176.12	-21.09	2.7	0	6	9	3	1.71	6.58	0.24	1.79	-2.02	-3.73	-6.21	0.31	18
61	021194C	223	1.80e+19	6.82	169.08	-18.89	14.3	0	1	6	3	0.85	5.37	1.32	0.18	-1.49	0.55	-1.01	0.02	19
62	050190B	224	7.30e+18	6.56	-157.05	58.83	13.6	0	23	11	3	0.62	3.44	-5.23	0.75	4.48	-3.83	2.41	3.36	18
63	051200C	227	5.20e+19	7.13	-66.85	-23.72	3.7	0	-13	8	1	-0.03	2.56	-1.57	-0.59	2.16	-0.62	-4.76	0.58	19
64	071491A	228	1.54e+19	6.78	70.74	36.12	14.0	1	17	8	3	1.57	5.14	12.14	-15.17	3.04	2.11	4.55	-4.96	18
65	030302C	228	1.31e+20	7.40	70.42	36.57	15.6	1	13	9	3	-0.67	4.70	9.62	-7.77	-1.84	7.20	-2.50	6.23	19
66	052493E	232	2.90e+19	6.96	-66.88	-23.45	2.5	0	16	9	4	0.60	3.18	-1.55	0.49	1.05	0.04	-2.63	-0.17	19
67	110899D	237	6.30e+18	6.52	70.81	36.48	8.2	0	-23	13	6	1.17	4.92	5.86	-1.68	-4.17	1.79	3.22	-0.85	18
68	122296B	245	7.80e+18	6.58	138.78	43.29	7.2	2	-11	8	3	1.09	4.04	-3.02	5.01	-1.99	5.96	2.52	-0.58	18
69	101090A	275	7.00e+18	6.55	-66.60	-19.43	22.1	-33	20	14	11	0.21	4.62	-1.06	2.13	-1.07	-0.11	-6.34	2.73	18
70	012397B	282	5.20e+19	7.13	-65.92	-22.04	6.3	0	9	7	3	0.01	2.27	0.63	0.46	-1.10	0.71	-5.02	0.20	19
71	060991C	292	3.10e+19	6.98	-175.90	-20.15	23.5	0	-9	8	8	1.95	6.86	-2.08	2.16	-0.08	0.42	1.51	1.61	19
72	101193D	364	2.50e+19	6.92	138.02	32.12	25.5	0	15	8	1	0.74	3.17	-0.22	0.43	-0.22	-0.16	-2.11	-1.34	19
73	042801B	367	2.10e+19	6.87	-176.68	-18.07	11.1	0	9	10	4	0.61	2.92	-0.06	-0.69	0.75	-1.10	-1.53	-0.47	19
74	081500C	367	9.50e+18	6.64	-179.95	-31.42	11.5	1	8	12	7	1.38	3.92	-4.79	-0.85	5.65	-3.02	-6.45	-3.46	18
75	062495A	387	1.69e+19	6.80	153.93	-3.83	5.6	1	8	10	3	0.31	2.10	-15.50	1.34	14.16	2.22	7.12	-2.94	18
76	071192A	394	7.90e+19	7.25	-177.96	-22.45	2.8	0	13	9	5	-0.00	2.08	-4.01	0.24	3.78	-4.20	-5.55	0.23	19
77	010403A	395	5.90e+18	6.50	-177.32	-20.72	9.9	2	-10	10	7	1.34	4.54	-3.05	0.86	2.20	-3.04	-3.77	2.03	18
78	080600B	411	1.18e+20	7.37	139.68	28.89	10.9	-1	5	7	5	0.31	2.81	-5.83	4.83	1.00	0.97	-8.70	-5.84	19
79	082098B	426	4.20e+19	7.07	139.47	28.99	19.1	0	24	16	14	-0.59	3.88	-0.72	2.52	-1.81	-0.03	-3.07	-1.98	19
80	050391A	453	1.18e+19	6.70	139.65	28.14	7.8	2	10	12	9	0.10	3.04	-5.90	4.08	1.82	1.88	-9.57	-4.13	18
81	011993D	462	5.80e+18	6.49	133.96	38.70	5.6	-1	-8	11	7	0.73	3.55	-1.89	5.14	-3.25	1.29	-2.83	-1.91	18
82	072703C	477	1.30e+19	6.73	139.23	46.99	13.2	0	13	9	1	0.70	3.51	0.61	0.31	-0.92	0.24	-0.91	-0.43	19
83	031696C	478	1.01e+19	6.66	139.12	29.12	12.5	-2	14	10	1	0.56	3.92	-2.35	6.84	-4.48	3.24	-7.34	-1.87	18
84	111702C	480	7.50e+19	7.24	146.45	47.81	17.5	0	-3	5	1	-0.02	3.01	-0.45	-0.45	0.91	-1.01	-7.41	-0.61	19
85	072194D	489	7.90e+19	7.25	133.04	42.30	5.8	0	16	7	4	-0.14	2.28	0.52	3.50	-4.02	1.48	-6.15	-3.10	19
86	080292B	498	8.60e+18	6.61	121.83	-7.27	14.2	0	-8	6	1	0.27	2.31	-0.40	-7.94	8.35	-1.14	2.43	1.13	18
87	050296F	511	1.03e+19	6.66	155.02	-4.42	11.0	-2	4	13	4	-0.28	3.28	-6.06	6.17	-0.10	7.45	3.50	0.39	18
88	012092C	523	1.44e+19	6.76	139.38	28.02	1.0	0	-17	8	1	1.07	3.89	0.06	11.50	-11.56	7.91	-2.26	3.52	18
89	020505C	529	3.40e+19	7.01	123.63	5.45	7.8	0	-17	6	2	0.65	3.08	-0.99	-0.70	1.69	-0.30	-3.08	-0.59	19
90	060791C	535	2.10e+19	6.87	122.43	-7.07	48.2	0	4	8	3	-1.44	7.50	-0.66	-0.28	0.94	-0.72	0.84	1.59	19

Table 1–Continued

Nb	label	Depth (km)	Mo (Nm)	Mw	Lat (°)	Lon (°)	Angle (°)	ISO (%)	NDC (%)	Dur (sec)	NBZ	Skew	Kurt	Mrr	Mtt	Mpp	Mrt	Mrp	Mtp	Exp (Nm)
91	101202H	539	2.40e+19	6.91	-71.66	-8.30	8.5	0	24	8	1	0.52	3.97	-2.55	0.78	1.77	-0.57	0.03	-0.61	19
92	102794C	541	1.01e+19	6.66	179.39	-25.75	2.4	0	-32	10	3	0.32	1.70	1.10	-4.84	3.75	-2.39	-9.17	-0.92	18
93	080793E	547	1.23e+19	6.71	179.99	-23.91	3.1	0	0	9	4	-0.31	2.68	-0.89	-2.42	3.31	-2.34	-10.16	-5.75	18
94	032998D	554	4.80e+19	7.11	-178.85	-17.57	4.8	0	-3	4	3	1.38	5.98	1.37	0.25	-1.62	2.90	0.35	3.47	19
95	080596G	555	1.08e+20	7.34	-178.16	-20.72	3.5	1	11	6	1	0.07	2.42	-7.94	3.74	4.21	-5.39	-5.90	2.68	19
96	062003D	556	2.10e+19	6.87	-71.89	-7.37	12.4	0	-12	8	3	0.36	1.90	-1.60	0.24	1.35	-0.42	-0.58	-1.27	19
97	042994A	566	1.99e+19	6.85	-63.22	-28.51	9.6	-4	5	7	2	0.67	3.32	-14.03	1.42	12.62	-3.19	14.26	-1.99	18
98	030994E	568	2.00e+20	7.52	-178.11	-17.69	13.4	0	3	5	1	0.43	2.66	-0.88	0.10	0.78	0.05	-1.81	0.46	20
99	062391G	570	9.90e+19	7.32	-63.25	-27.23	25.0	-4	-18	8	3	-0.97	2.93	-7.70	-1.89	9.59	0.67	4.52	-1.25	19
100	111594D	571	6.10e+18	6.51	110.29	-5.61	2.3	0	-9	8	3	0.59	2.47	-5.15	5.26	-0.11	-1.30	-1.37	-2.70	18
101	032105A	572	1.82e+19	6.83	-63.47	-24.86	3.8	0	-7	5	1	0.21	2.85	-0.37	-5.00	5.37	-6.09	16.03	3.37	18
102	040899B	575	4.30e+19	7.08	130.47	43.66	2.1	0	-7	5	2	0.27	2.62	0.94	-0.75	-0.19	-0.19	-3.86	-1.71	19
103	071504C	577	3.60e+19	7.02	-178.52	-17.68	1.7	0	1	4	2	0.37	2.51	2.71	-1.00	-1.71	1.73	0.05	2.01	19
104	052603E	580	1.79e+19	6.82	123.85	6.90	1.8	-1	23	5	1	0.78	3.29	-6.06	-2.36	8.42	10.04	-12.55	4.27	18
105	052490C	580	1.36e+20	7.41	120.95	-7.30	26.5	-1	0	6	3	0.74	6.79	-8.30	2.05	6.25	5.15	-4.17	9.15	19
106	062802B	582	9.20e+19	7.30	130.45	43.74	1.0	0	-19	7	3	-0.24	2.23	4.81	-2.08	-2.73	-1.24	-8.25	-0.84	19
107	061796A	584	6.10e+20	7.84	123.02	-7.38	9.7	0	1	6	1	0.41	2.77	-3.59	5.25	-1.67	-0.96	2.93	2.46	20
108	093091A	590	2.40e+19	6.91	-178.52	-20.67	6.1	0	53	7	5	0.70	3.38	-1.34	0.77	0.56	-1.48	-1.72	-0.59	19
109	041693E	592	1.84e+19	6.83	-178.76	-17.54	6.8	-1	-4	5	1	0.42	2.47	0.73	0.88	-1.61	-1.72	-13.48	12.31	18
110	082395A	599	3.40e+19	7.01	145.30	18.88	12.7	0	-1	6	3	0.80	3.76	-2.68	0.68	2.01	-0.91	-1.04	-1.97	19
111	112897C	600	9.70e+18	6.64	-68.90	-13.70	7.0	0	-15	5	1	0.83	4.23	-0.70	1.83	-1.13	-8.08	5.05	-1.30	18
112	072504B	600	9.30e+19	7.30	104.38	-2.68	12.2	0	-4	5	3	-1.06	3.19	-7.62	2.87	4.76	-0.12	-4.06	-5.05	19
113	051094C	603	1.99e+19	6.85	-63.02	-28.62	21.5	1	39	4	1	-0.21	2.33	-5.28	6.28	-1.00	-5.00	19.06	4.55	18
114	011094C	604	1.80e+19	6.82	-69.27	-13.28	11.0	0	13	7	2	0.53	2.85	-1.13	0.85	0.28	-1.45	0.10	-0.18	19
115	101996E	606	4.80e+19	7.11	-178.24	-20.47	23.1	0	-5	5	4	0.11	3.52	-2.58	-1.38	3.96	-1.61	-2.49	-1.60	19
116	033194A	607	6.00e+18	6.50	-179.30	-22.05	7.8	1	-25	4	2	0.43	2.99	-0.56	-1.91	2.47	-1.92	-5.34	0.23	18
117	042300B	608	2.29e+19	6.89	-63.04	-28.41	6.2	1	1	6	3	0.64	2.15	-3.71	0.37	3.34	-1.40	22.56	-1.18	18
118	051698B	609	1.75e+19	6.82	-179.35	-22.27	6.0	3	5	5	1	0.48	3.20	-4.73	1.38	3.35	-6.07	-15.83	0.92	18
119	051290A	612	7.50e+19	7.24	141.38	48.94	17.5	3	-7	5	1	1.06	3.64	-5.37	-0.17	5.55	-3.56	-2.42	2.95	19
120	101790B	616	1.07e+20	7.34	-70.73	-10.95	69.8	7	-12	5	2	1.10	4.45	1.55	5.32	-6.87	-5.21	-1.63	6.91	19
121	090497A	621	1.80e+19	6.82	178.52	-26.45	16.2	0	5	6	4	-0.05	2.21	-0.84	0.11	0.73	-0.47	-1.58	0.10	19
122	111704G	629	5.60e+18	6.48	-178.40	-19.87	5.6	0	17	10	6	0.05	2.68	1.46	-1.13	-0.33	-3.77	-3.60	-1.70	18
123	081902A	631	2.80e+20	7.62	-179.08	-21.74	2.9	0	21	6	3	0.09	2.87	-1.49	0.05	1.44	-1.22	-2.02	-0.47	19
124	090292M	636	1.02e+19	6.66	112.21	-6.11	12.6	0	-10	10	10	-0.02	2.52	-9.18	8.20	0.97	-2.97	0.43	-4.42	18
125	060994A	647	2.00e+21	8.19	-67.25	-13.82	20.7	0	-2	7	2	-0.30	2.77	-0.34	0.35	-0.01	-1.78	-0.03	-0.87	21
126	080700E	648	5.60e+18	6.48	123.53	-6.95	7.1	0	6	4	1	0.77	2.97	-4.09	4.38	-0.30	-3.09	1.79	0.61	18
127	092894B	653	7.00e+18	6.55	110.28	-5.75	7.2	0	12	8	3	0.57	2.72	-6.07	4.37	1.70	-0.65	-3.11	-3.11	18
128	121800A	656	7.40e+18	6.57	-178.98	-21.11	8.4	0	-9	7	2	1.11	3.62	-1.69	-1.72	3.41	-5.03	-4.22	1.85	18
129	081902C	699	6.80e+20	7.88	-178.49	-24.16	16.2	34	-17	6	4	0.46	2.84	-3.55	-0.38	3.93	0.41	-4.19	4.01	20

TAB. 6.1: Summary of the results for each event sorted by depth : number of the event, Harvard code, Depth, Seismic moment, Moment magnitude, Latitude, Longitude, Angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution, Isotropic component, Non double couple component, Duration, Number of zero crossings, Skewness, Kurtosis, Moment tensor components and exponent

TAB. 6.2 – Parameters used in the simulated annealing

Parameter	Value
Number of iterations	3000
γ	0.996
T_0/E_0	3
Δs	0.01
Δamp	Random number between 0 and 0.01
k_{min}	-3 s
k_{max}	+3 s

6.9 Estimation de l'erreur

Il est important de pouvoir juger de la confiance à donner aux résultats que l'on estime. Sans ces estimations, le danger réside dans la sur-interprétation des résultats qui sont alors considérés comme "parfaits". Actuellement, le problème de l'estimation de l'erreur est de plus en plus considéré dans les études de source et des efforts sont faits pour l'apprécier.

Dans l'article précédent, les figures 6.6, 6.8 et 6.13 font appel à la notion de qualité. Cette notion repose sur un premier calcul rapide de l'erreur qui a été intégré de façon systématique à la méthode développée ci-avant. L'erreur a posteriori sur les composantes du tenseur de moment sismique a été estimée en utilisant l'équation 3.11 présentée dans le chapitre 3 à la page 49 que l'on rappelle ici :

$$C_m = \sigma_d^2 (G^T G)^{-1}$$

où C_m est la matrice de covariance a posteriori sur les paramètres du modèle et σ_d^2 est la variance supposée uniforme pour toutes les données. Afin d'obtenir une première estimation de l'erreur, cette variance a priori a été estimée en utilisant le *misfit* a posteriori de la façon suivante :

$$\sigma_d^2 = \frac{1}{M - N} \sum_{j=1}^M (d_j - \sum_{k=1}^N G_{jk} m_k)^2$$

où M est le nombre d'observables, N est le nombre de paramètres recherchés, soit 6 pour les composantes du tenseur de moment sismique dans le cas de l'inversion sans contrainte, d contient les observables et $G_{jk} m_k$ représente la prédiction des données à partir du jeu de paramètres trouvé par inversion. Par conséquent, cette variance prend en compte l'écart entre les données réelles et les données prédites par la théorie. Cette première estimation de l'erreur permet de donner une idée sur la capacité du modèle trouvé à prédire les observations.

Dans une deuxième approche, on tente d'estimer une vraie matrice de covariance a priori sur les données afin de prendre en compte l'erreur associée à chaque donnée et de ce fait d'estimer l'erreur sur chaque paramètre du modèle. Cette approche apporte une estimation plus précise de l'erreur sur le modèle inversé. Dans ce cas, on appliquera l'équation 3.10 que l'on rappelle :

$$C_m = (G^T C_D^{-1} G)^{-1}$$

Dans notre problème inverse, les données sont les coefficients d'amplitude à chaque station déterminés à l'aide du recuit simulé.

Rappelons la fonction coût (vue en 3.22) que l'on cherche à minimiser à l'aide du recuit simulé :

$$E = \sum_j \sum_k |D_j(t_k + \tau_j) - A_j \cdot s_k|$$

où $D_j(t_k + \tau_j)$ sont les données observées à la station j qui peuvent être décalées d'un délai τ_j , s_k est une fonction source moyenne pondérée par un facteur d'amplitude A_j , où

j correspond à l'indice de la station et k correspond à l'indice dans le temps. A partir des signaux et de la fonction source, on peut donner une estimation approchée du coefficient A_j de la manière suivante :

$$A_j(\zeta) = \frac{\langle s(t + \zeta), D_j(t + \tau_j) \rangle}{\langle s(t + \zeta), s(t) \rangle}$$

où $A_j(\zeta)$ est le rapport entre l'inter-corrélation de la fonction source et des données et l'auto-corrélation de la fonction source. En faisant varier le décalage ζ jusqu'à 2 secondes, on obtient plusieurs estimations de l'amplitude A_j . Ces variations traduisent alors la sensibilité du coefficient en amplitude au décalage appliqué. On peut ainsi estimer la variance de chacun des coefficients en amplitude et on obtient alors notre matrice de covariance a priori sur les données, C_D .

Le tableau suivant présente les estimations de l'erreur obtenues avec chacune des deux approches décrites précédemment pour un exemple donné (séisme chinois du 28/06/2002) :

	E	$M_{rr} = 4.88$	$M_{\theta\theta} = -2.27$	$M_{\phi\phi} = -2.93$	$M_{r\theta} = -1.22$	$M_{r\phi} = -8.21$	$M_{\theta\phi} = -0.91$
1	16.7 %	± 0.93	± 0.55	± 0.26	± 0.93	± 0.31	± 0.41
2 ($\Delta\zeta = 1s.$)	22.1 %	± 1.31	± 0.22	± 0.30	± 1.13	± 0.14	± 1.01
2 ($\Delta\zeta = 2s.$)	19.4 %	± 1.15	± 0.20	± 0.26	± 0.99	± 0.14	± 0.88
2 ($\Delta\zeta = 3s.$)	17.6 %	± 1.04	± 0.17	± 0.24	± 0.90	± 0.10	± 0.80

TAB. 6.3 – *Misfit* puis erreur estimée sur chacune des composantes du tenseur de moment sismique trouvée par les deux approches décrites précédemment dans le cas de l'inversion sans contrainte. Les valeurs du tenseur de moment doivent être multipliées par 10^{19} et leur unité est en Nm. La première méthode utilise le *misfit* comme estimation de l'erreur ; la deuxième utilise le rapport entre inter et auto corrélation. La méthode 2 dépend d'un paramètre que l'on a fait varier pour apprécier son influence sur les résultats.

Ces deux méthodes montrent un comportement similaire et prennent toutes deux en compte les enregistrements dans le calcul de l'erreur. La deuxième méthode suit néanmoins une approche plus rigoureuse que la première et semble plus fiable. D'autres méthodes de calcul de l'erreur auraient pu être envisagées comme par exemple le bootstrap (Efron, 1979; Efron and Tibshirani, 1993) ou le jackknife (Quenouille, 1949, 1956). Cependant leur utilisation demande un temps de calcul très important s'il devait être conjugué à la méthode de recuit simulé.

Chapitre 7

The finite source properties of intermediate and deep earthquakes

Ce chapitre est constitué d'un article actuellement en cours de préparation.

Audrey Tocheport¹, Luis Rivera¹, and Sébastien Chevrot²

¹ Institut de Physique du Globe, UMR 7516, 5 rue René Descartes, 67084 Strasbourg Cedex, France

² Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5562, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

7.1 Abstract

We recently developed a body-wave source inversion technique (Tocheport et al., 2006a), which allows us to retrieve moment tensor, source time function and radiated energy of intermediate and deep earthquakes from teleseismic broadband records. Using a simulated annealing algorithm, we align in time the set of waveforms, determine a common source time function and recover a collection of observed station amplitudes. In a second stage, these amplitudes projected back to the focal sphere, are used in a formal inversion process to estimate the moment tensor under three different constraint schemes : unconstrained, pure deviatoric and double couple. In the original version of the method, the spatial extent of the source was not considered. The apparent source time functions, although quite coherent in general, often present systematic variations from station to station. These variations carry information about the spatial finiteness of the source. Here, following the approach developed by McGuire [2004], we complete the above mentioned technique with a third step aimed at constraining the spatial finiteness of the source. After aligning and scaling the apparent source time functions, we calculate their first and second order temporal moments and use them as secondary observables to determine a simple rupture kinematic model represented by the second order spatial moments of the slip distribution. In practice, in addition to the moment tensor and the average source time function, we can estimate the rupture length, duration and direction of propagation. We apply this technique to four different events from the period 1990-2005 for which independent studies are available in the literature. While the direction of propagation seems to be well resolved, the results concerning the spatial dimensions of the source are not yet satisfactory.

7.2 Introduction

Origins of deep-focus earthquakes are yet not well understood and at least three main models that might work are still under discussion : dehydration embrittlement which explains the seismicity down to about 350 km by liberation of fluids that reactivate preexisting faults (Kirby et al., 1996), thermal shear instabilities (Griggs and Baker, 1969; Kanamori et al., 1998; Karato et al., 2001), and finally transformational faulting and anticracks model, which predicts that deep earthquakes occur within a narrow metastable olivine wedge transforming to spinel (Green and Burnley, 1989; Kirby et al., 1996; Green and Houston, 1995).

The source properties of deep-focus earthquakes represent precious information which can be used as observations to understand their process. It is then very useful to better know the source of these events and for example to retrieve the duration, the rupture mechanism, the radiated energy, the spatial extent of the rupture and the rupture velocity. In particular, the discrimination of the fault plane from the auxiliary plane is very important as some models rely on the reactivation of faults formed at shallow depth or on the creation of new faults. Determining the fault plane geometry and other characteristics such as the rupture

velocity and directivity effects often help to discriminate the active plane in the case of deep earthquakes (Beck et al., 1995; Antolik et al., 1999; Tibi et al., 2002; Warren and Silver, 2006). Indeed, other types of data, often useful in the case of shallow earthquakes for determining the active fault plane, are not available for deep events as for example surface rupture or aftershocks, which are scarce in some subduction zones (Frohlich, 2006).

The aim of this study is to estimate the finite properties of the source of intermediate and deep earthquakes from teleseismic P , pP , and S body waves. Tocheport et al. (2006a) present a method for determining the source parameters of intermediate and deep earthquakes (STF, seismic moment tensor and radiated energy) based on the point source approximation. This article proposes a second step to this method and uses the apparent source time functions (ASTF) obtained at each station as observables containing directivity information. We use the method developed by McGuire (2004) using the second-degree moment source representation to estimate the finite source properties of deep earthquakes. We invert the spatial dimensions, duration and rupture velocity of four particular events for which we have found comparable studies in the literature to test the application of the method to deep-focus events. We begin with the intensively studied Northern Bolivia event of June 1994 ($M_w = 8.2$, depth=637 km), the South Fiji event of October 1994 ($M_w = 6.6$, depth=549 km) and the Flores sea event, another great and well studied earthquake, of June 1996 ($M_w = 7.8$, depth=587 km) then the Southern Bolivia event of January 1997 ($M_w = 7.1$, depth=276 km).

7.3 Data

We use teleseismic body-waves of intermediate ($100 \text{ km} \leq \text{depth} \leq 350 \text{ km}$) and deep (depth $\geq 350 \text{ km}$) earthquakes to determine a mean source time function (STF) and apparent source time functions (ASTF) at each station. For this, we use the method described in our previous work on intermediate and deep earthquakes (Tocheport et al., 2006a). This method estimates the source parameters (i.e., the STF and the moment tensor) in two stages. We first resolve the temporal part of the source, using a simulated annealing inversion. In this stage, we align the waveforms in time, determine a common source time function (red waveform on figure 7.1) and recover a collection of observed station amplitudes. The waveforms, which have been previously corrected from the propagation effects between the source and the seismic station, balanced with the obtained amplitude coefficients give a collection of ASTFs. In the second stage, the amplitude and polarity information are used in a formal inversion process to retrieve the moment tensor under three different constraint schemes : unconstrained, pure deviatoric and double couple (see the focal mechanisms shown on Figure 7.1).

Here, we use the P , pP and S phases in the same procedure briefly described above to align in time and scale in amplitude all different waveforms. Figure 7.1 shows the scaled waveforms obtained from the non-linear inversion with the use of P , pP and S waves with the mean STF superimposed. We then dispose of a collection of ASTF for each station and

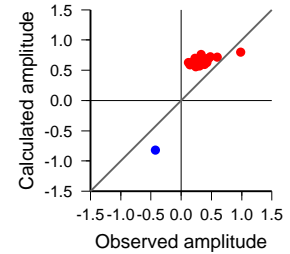
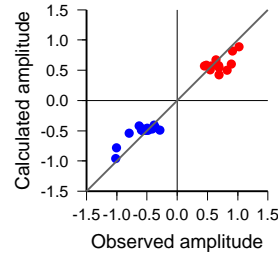
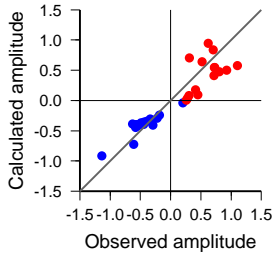
Southern Bolivia 23/01/1997

$M_{0-HRV} = 5.8e+19$ N-m, ($M_w = 7.2$), Depth = 282 km

P Amplitude comparison

pP Amplitude comparison

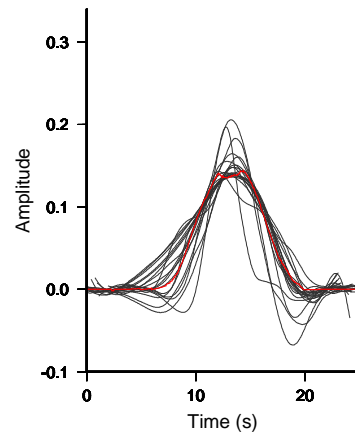
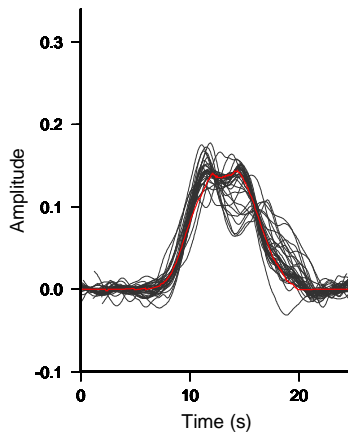
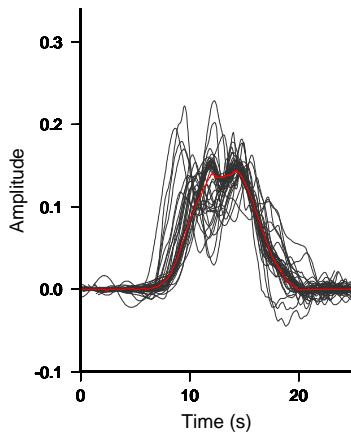
S Amplitude comparison



Waveforms and STF

Waveforms and STF

Waveforms and STF



$T=8.95$ s (95% of M_0)

$M_0=4.0e+19$ N-m ($\pm 19\%$) $M_0/M_{0-HRV} = 0.7$

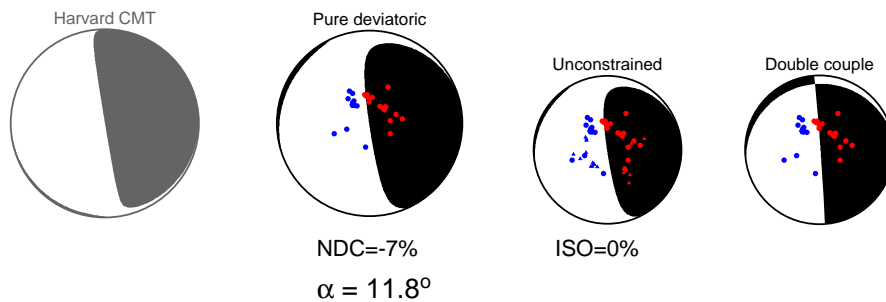


FIG. 7.1 – Illustration of the method of determination of the source parameters for one event. Above : aligned P, pP , S waveforms normalized by amplitude factors (black) and average source time function (red) and observed amplitudes compared with theoretical ones. Bottom : Results of the three moment tensor inversions and Harvard CMT solution.

each phase used. The ASTFs, although quite coherent in general, often present systematic variations from station to station. These variations carry information about the finiteness of the source. We then complete our previous technique (Tocheport et al., 2006a) with a third step aimed at constraining the spatial finiteness of the source.

7.4 Method

7.4.1 Earthquake representation

The rupture extent and directivity of an earthquake can be represented by a point source representation and the variances, or second degree moments, of the moment release distribution (Backus and Mulcahy, 1976a,b; Backus, 1977a,b). Assuming a constant moment tensor during rupture ($\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \bar{\mathbf{M}}f(\mathbf{r}, t)$) the second moments are defined as :

$$\boldsymbol{\mu}^{(2,0)} = \int \int_V \dot{f}(\mathbf{r}, t)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)dV dt \quad (7.1)$$

$$\begin{aligned} \mu^{(0,2)} &= \int \int_V \dot{f}(\mathbf{r}, t)(t - t_0)^2 dV dt \\ &= \int STF(t)(t - t_0)^2 dt \end{aligned} \quad (7.2)$$

$$\boldsymbol{\mu}^{(1,1)} = \int \int_V \dot{f}(\mathbf{r}, t)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)(t - t_0)dV dt \quad (7.3)$$

where $\dot{f}(\mathbf{r}, t)$ is a scalar function representing the spatial and temporal distribution of moment along the fault, \mathbf{r}_0 is the centroid location, t_0 is the centroidal time, and integrals are taken over the entire source volume and earthquake duration. The integral of $\dot{f}(\mathbf{r}, t)$ over the volume is known as the source time function, $STF(t)$. The second spatial moment, $\boldsymbol{\mu}^{(2,0)}$, is related to the 3-D spatial extent of the rupture, the second temporal moment, $\mu^{(0,2)}$, is related to the duration of rupture and the mixed moment, $\boldsymbol{\mu}^{(1,1)}$, is related to the propagation of rupture and describes the overall rupture directivity.

These parameters contain information about the rupture length, duration and direction of propagation. Following Backus (1977a,b) and McGuire (2004), we can define the characteristic dimension, $x_c(\mathbf{n})$, of the slip distribution in a direction \mathbf{n} ; the characteristic duration, τ_c , the characteristic rupture length, L_c , the characteristic velocity V_c and the average velocity of the instantaneous spatial centroid, \mathbf{V}_0 as follows :

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_c(\mathbf{n}) &= 2\sqrt{\mathbf{n}^T \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \mathbf{n}}, \\ \tau_c &= 2\sqrt{\mu^{(0,2)}}, \\ V_c &= L_c/\tau_c, \quad \mathbf{V}_0 = \boldsymbol{\mu}^{(1,1)}/\mu^{(0,2)}, \end{aligned} \quad (7.4)$$

The dimensions of the fault correspond to the eigenvalues of $\mu^{(2,0)}$, so that L_c corresponds to its largest eigenvalue, the width, W_c corresponds to its second largest eigenvalue. The smallest eigenvalue, Th_c , represents the thickness of the source region and the corresponding eigenvector should help in constraining the fault plane. The directivity ratio is defined as the ratio of the magnitude of \mathbf{V}_0 to V_c . It ranges from 0 for a perfectly symmetric bilateral rupture to 1 for a uniform unilateral rupture. In fact, for a perfect unilateral propagation, the apparent or characteristic rupture velocity is equal to the average velocity of the instantaneous spatial centroid, whereas for a perfect bilateral propagation, V_c is twice as much as for the case of a unilateral propagation and \mathbf{V}_0 is equal to 0. For this reason, we can not interpret directly V_c as the velocity rupture when the propagation is strongly bilateral. The rupture velocity must then be interpreted as a fraction of V_c , for example, divide V_c by approximately two if R is nearly equal to 0.

7.4.2 Estimation of the second moments

Directivity effects produce variations of the ASTFs shapes, which are more or less broadened according to the azimuth of the stations. Hence, the ASTFs obtained from the non-linear inversion, (Tocheport et al., 2006a), can be used to estimate the relative second temporal moments or the variances ($\mu_s^{(0,2)}$) using equation 7.2.

The observed $\mu_s^{(0,2)}$ are related to the true second moments through the following relation (McGuire, 2004) :

$$\mu_s^{(0,2)} \approx \mu^{(0,2)} - 2\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{(1,1)} + \mathbf{s}^T \cdot \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \cdot \mathbf{s} \quad (7.5)$$

where \mathbf{s} is the slowness vector of a phase (P, pP or S) leaving the source i.e. it carries information about the geometry of the ray.

The second temporal moment $\mu_s^{(0,2)}$ can be used as secondary observables to constrain a simple rupture kinematic model represented by the second order moments of the slip distribution by solving the system (7.5). Equation (7.5) is equivalent to solving the inverse problem $\mathbf{A}\mathbf{m} = \mathbf{b}$, where vector \mathbf{b} contains $\mu_s^{(0,2)}$, vector \mathbf{m} contains the 10 independent elements of $\mu^{(0,2)}$, $\boldsymbol{\mu}^{(1,1)}$ and $\boldsymbol{\mu}^{(2,0)}$ and matrix \mathbf{A} contains the ray geometry information. We solve this system by minimizing $\|\mathbf{A}\mathbf{m} - \mathbf{b}\|$. This inverse problem is theoretically solvable because the moments of $\dot{f}(\mathbf{r}, t)$ can be uniquely determined from the displacement field (Bukchin, 1995) assuming that $\dot{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t) = \bar{\mathbf{M}}\dot{f}(\mathbf{r}, t)$. Moreover, the different moments of a function can not be considered as completely independent variables in the inversion. Indeed it is easy to show that the matrix formed with the second order moments of a positive function should respect the following condition (Cramer, 1951; Bukchin, 1995; McGuire et al., 2001) :

$$\begin{bmatrix} \mu^{(0,2)} & \boldsymbol{\mu}^{(1,1)T} \\ \boldsymbol{\mu}^{(1,1)} & \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \end{bmatrix} \geq 0 \quad (7.6)$$

That is to say that the second-order moment matrix is positive semi-definite, which is equivalent to impose the non negativity of the eigenvalues of the matrix.

Such a constraint is strongly non-linear because it imposes the positivity of the eigenvalues of the matrix 7.6. Literature on semi-definite programming has been greatly developed during the past few years (Vandenberghe and Boyd, 1996; Boyd and Vandenberghe, 2004; Borchers, 2006).

To use a semi-definite algorithm, we need to restate our problem of minimizing a linear function subject to a positivity constraint as (for more details on the optimization subject to positivity constraint see chapter 3) :

minimize c
subject to

$$\begin{bmatrix} c & (\mathbf{A}\mathbf{m} - \mathbf{b})^T \\ (\mathbf{A}\mathbf{m} - \mathbf{b}) & \mathbf{I}^N \end{bmatrix} \geq 0 \quad (7.7)$$

and

$$\begin{bmatrix} \mu^{(0,2)} & \boldsymbol{\mu}^{(1,1)T} \\ \boldsymbol{\mu}^{(1,1)} & \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \end{bmatrix} \geq 0 \quad (7.8)$$

The first matrix is a $(N + 1) \times (N + 1)$ matrix where c is a dummy variable such that $\|\mathbf{A}\mathbf{m} - \mathbf{b}\| \leq c$ and \mathbf{I}^N is the identity matrix with dimension equal to the number of data, N , used. This restatement is equivalent to solving the linear system (7.5) subject to the constraint of positivity of the matrix (7.6). We use the algorithm of Borchers (2006) to solve this problem. The two matrices are then used as a single two block matrix, with a first $(N + 1) \times (N + 1)$ block and a second 4×4 block.

7.5 Results

Figures 7.2-7.5 show the results of the finiteness analysis for the four chosen events. For each event, we represent on figure a the repartition of the measured variance, $\mu_s^{(0,2)}$ on the focal sphere, which is superimposed on the focal mechanism solution. The size of the triangles are proportional to the apparent duration and their color corresponds to the length of the apparent duration : blue if it is shorter than the mean STF and red if it is longer than the mean STF. Figures b corresponds to the directivity vector, $\boldsymbol{\mu}^{(1,1)}$, projected on the radiation pattern. We can compare the repartition of the measured variance, $\mu_s^{(0,2)}$ on the focal sphere, with the rupture direction found by inversion. In most cases these two information are in quite good agreement. Figures c show the projection of the second spatial moment, $\boldsymbol{\mu}^{(2,0)}$, on the focal sphere. We superimpose the three potential planes corresponding to the three eigenvalues of $\boldsymbol{\mu}^{(2,0)}$ written above. The smallest eigenvalue corresponds to the smallest dimension of the ellipsoid so that the fault plane found by inversion is orthogonal to the corresponding eigenvector passing by the deep blue poles. Three independent orientation information are to be compared : the fault plane solution superimposed on the apparent durations (Figures a), the directivity term, $-2\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{(1,1)}$ (Figures b), and the second spatial moment, $\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \cdot \mathbf{s}^T$ (Figures c). The degree of agreement in these directions is rather variable. The parameter $\boldsymbol{\mu}^{(1,1)}$ representing the finite velocity rupture propagation seems to be, however, in fairly good agreement with the overall distribution

Northern Bolivia - Date : 1994/06/09 - lat=-13.84, lon=-67.55
 $M_w = 8.2$ - Depth = 637 km

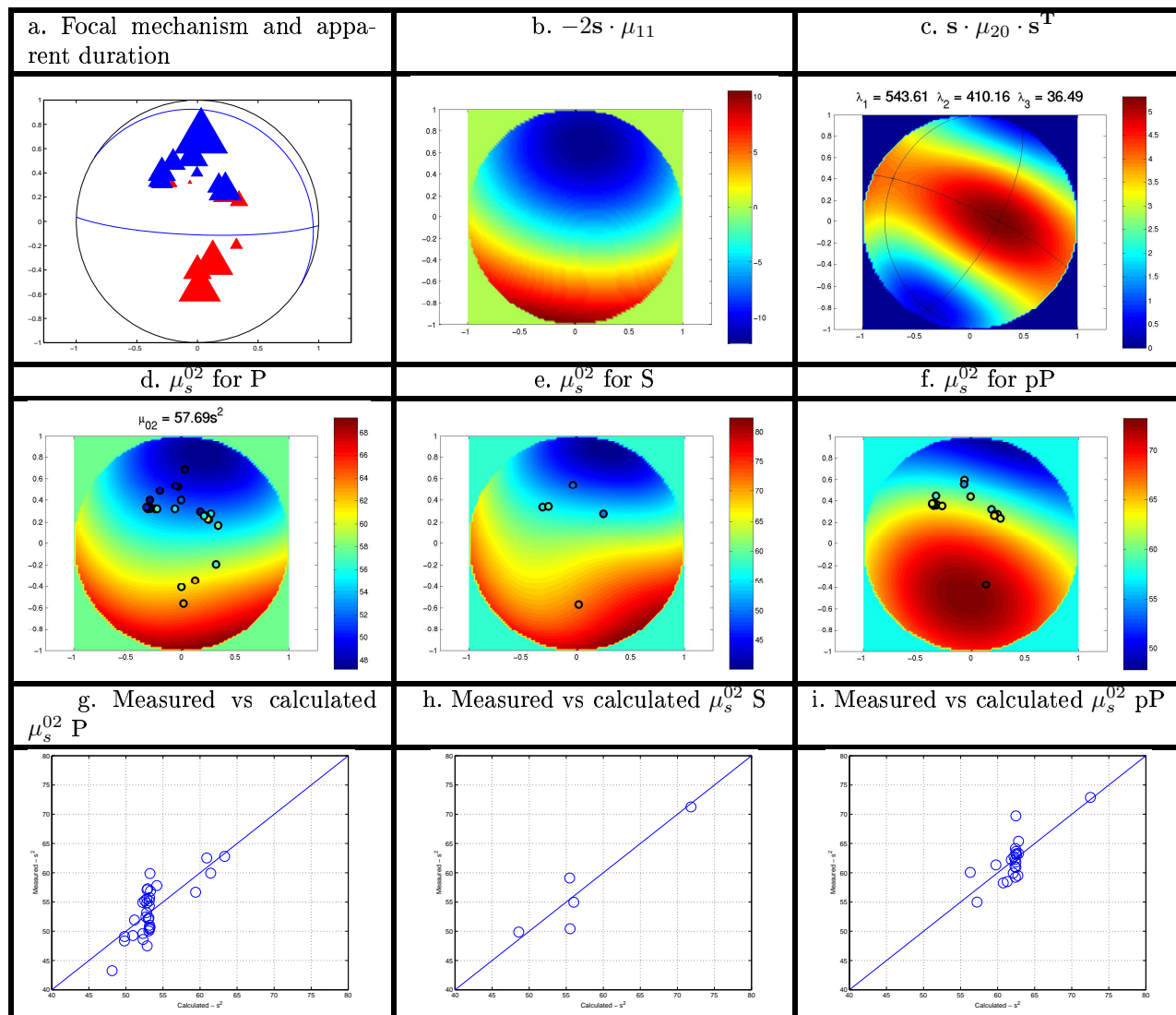


FIG. 7.2 – Results of the second moments analysis for the Northern Bolivia earthquake (1994/06/09). In figure a. the size and colors of the triangles represent the measured second order time moment for the P wavelets (proportional to the square of the apparent duration). Blue (red) triangles correspond to observed STF's shorter (longer) than the average STF ; they are superimposed on the focal mechanism. The figures labeled b. ($-2s \cdot \mu^{11}$) and c. ($s \cdot \mu^{20} \cdot s^T$) represent the contribution of the first and second order terms respectively to the apparent duration. Figures d-f represent the comparison between observed (circles) and modeled (background) apparent source time durations for the P, S and pP phases. All the focal spheres except the pP column correspond to the lower hemisphere. Figures g-i also represent the comparison between observed and modeled apparent source time durations for the same phases.

of the apparent duration measurements. It is important to note the relative difference of magnitude for the terms $-2\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{(1,1)}$ and $\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{(2,0)} \cdot \mathbf{s}^T$ as shown by the color scale. The former, which is well resolved in most cases, has often larger values than the second spatial moment term. Figures d-f give another representation of the apparent observed durations (circles) compared with the apparent modeled durations shown in the colored background for respectively P , S , and pP phases, each one associated with its particular radiation pattern. Apparent modeled durations correspond to the sum of the three second-degree moments terms of equation 7.5. Figures g-i also compares, in a more direct way, the values of the measured and modeled apparent durations.

1994 June 9 Northern Bolivia earthquake

The Northern Bolivia earthquake is the largest deep event ever recorded. Several authors studied the properties of its source using multiple subevents source representation. The subevents appear to lie on the sub-horizontal plane corresponding to an eastward then northward propagation along one of the nodal planes (Frohlich, 2006; Beck et al., 1995; Silver et al., 1995; Ihmlé, 1998). Antolik et al. (1996) and Dahm and Kruger (1999) also favor the sub-horizontal fault plane and found a fault plane dimension of 60*40 km and 47*25 km, respectively. First of all, the repartition of our measured apparent duration is consistent with a northward propagation since we have shorter duration to the north and longer to the south (Figure 7.2a). We must note that the focal sphere is not well covered in the southwest due to the absence of station in the Pacific ocean. Our inversion finds a directivity term presenting a clear northward rupture propagation suggesting that the horizontal plane is the fault plane, which, as mentioned above is the most widely accepted solution (Figure 7.2b). For this earthquake, the directivity parameter is sufficient to identify the fault plane because the quasi-vertical plane could not support such a direction of propagation. On the other hand, the orientation of the second spatial ellipsoid (Figure 7.2c) suggests the opposite choice, i.e. the nearly vertical plane striking at about 100° perpendicular to the eigenvector corresponding to the smallest dimension of the ellipsoid, which passes by the two deep blue poles. If we look at the respective values of the propagation term and the second spatial moment, we see that the propagation effect is twice larger than the spatial effect. This shows that the propagation effect dominates in the inversion. The comparison between measured $\mu_s^{(0,2)}$ and modelled variances shows a good agreement (Figure 7.2d-i) despite that there are some co-located stations showing variable $\mu_s^{(0,2)}$.

1994 October 27 South Fiji earthquake

For this M_w 6.6 earthquake at 548 km depth, we observe longer durations in the southeast and shorter durations in the northwest (Figure 7.3a). The inversion of these observations leads to a resulting rupture directivity suggesting a direction of propagation oriented southeast-northwest, towards an azimuth of about 300° (Figure 7.3b). The direction of propagation argues in favor of the sub-horizontal fault plane. The propagation

South of Fiji - Date : 1994/10/27 - lat=-25.79, lon=179.35
 $M_w = 6.6$ - Depth = 549 km

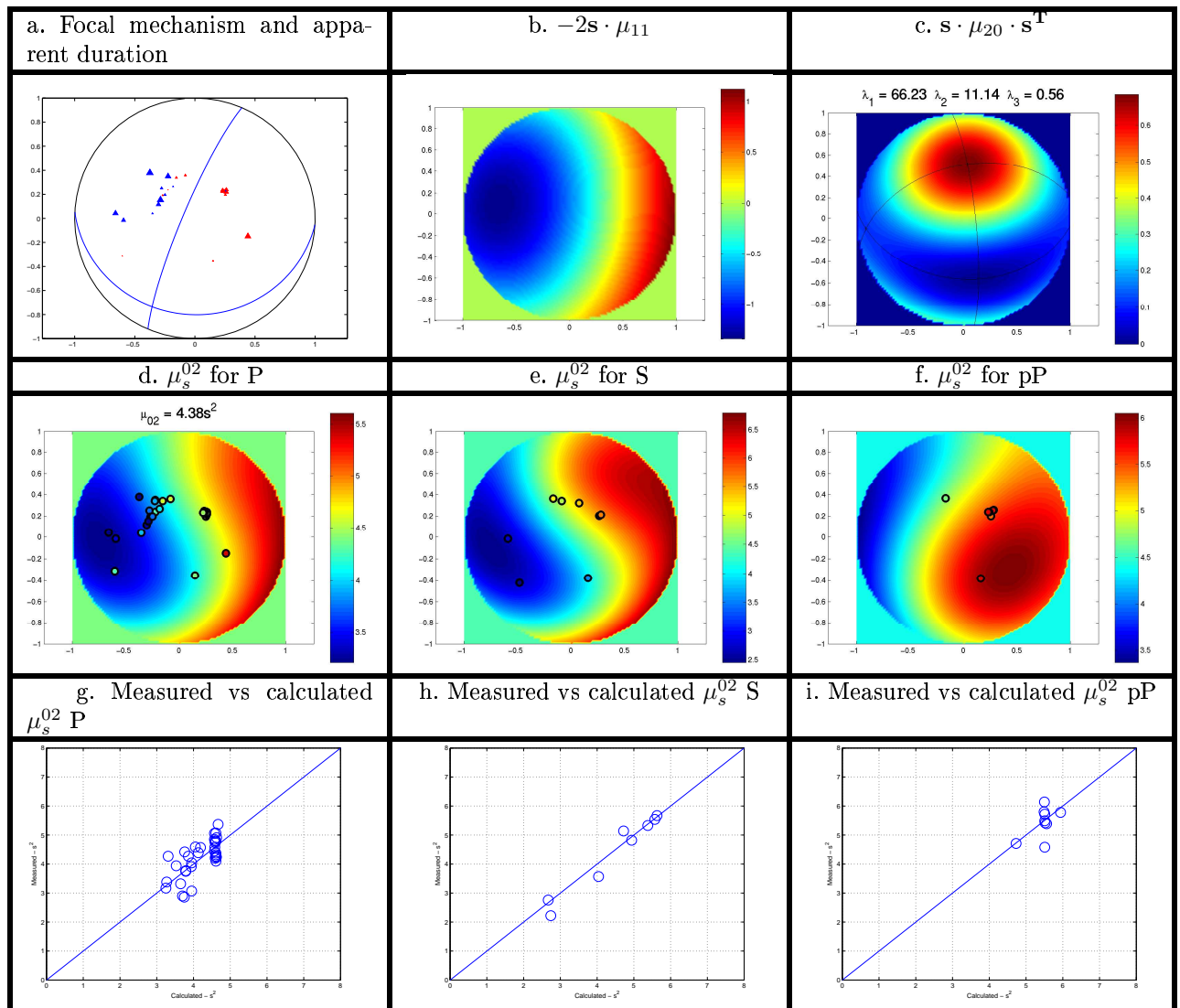


FIG. 7.3 – Same as in Figure 7.2 but for the South of Fiji earthquake (1994/10/27).

vector again allows to solve the fault plane ambiguity because the vertical plane would not be able to support a southeast-northwest propagation. This result is consistent with the conclusions of Warren and Silver (2006) who identified the sub-horizontal fault plane as the fault plane and found a similar unilateral rupture direction. Figure 7.3c shows the second spatial moment. We see that the two last eigenvalues are much smaller than the first one, which gives a large possibility in the choice of the fault plane. Moreover, as for the previous case, the propagation effect is twice as large as the spatial effect. This parameter is thus not well resolved. The comparison of the observed and modeled apparent duration is however quite good for the P , S and pP phases (Figures 7.3d-i).

1996 June 17 Flores Sea earthquake

The Flores Sea, Indonesia earthquake is the fourth largest deep-focus known (Frohlich, 2006). It occurred at a depth of 584 km with a magnitude M_w of 7.4 and is unusual because of its large rupture length and variation of rupture velocity and stress drop (Goes et al., 1997). The source of this great earthquake has been studied by several authors. Goes et al. (1997) and Tibi et al. (1999) evaluated subevents within the rupture. They both found that the rupture was bilateral with a dominant eastward propagation. Antolik et al. (1999) inversion results identify preferentially the south-dipping plane as the fault plane. They estimate the total rupture length of about 120 km extending laterally along strike to both east and west. They observe a strong directivity to the northeast. This rupture direction is similar to the one we find as shown on figure 7.4a-b. In fact, our apparent durations are longer in the southwest and shorter in the northeast. The coverage of the focal sphere is however poor in the southwestern part of the focal sphere. This result is in contradiction with the westward rupture propagation towards an azimuth of $270 - 280^\circ$ found by Warren and Shearer (2006). For this case, it is not possible to solve the fault plane ambiguity from solely the rupture direction information, because both fault planes can contain this direction of propagation. The second spatial ellipsoid that we find by inversion suggests the northwest dipping plane as the fault plane (Figure 7.4c). For this example, we are able to retrieve an ellipsoid geometry compatible with both the focal mechanism solution and the rupture propagation (Figure 7.4a-c). We also have a comparable order of magnitude between the spatio-temporal and spatial second moments, which could explain why the ellipsoid is better resolved in this case. This solution is however not in agreement with the southwest dipping plane found by Antolik et al. (1999). The comparison of observed and modeled apparent durations is also quite good for this event (Figures d-i).

1997 January 23 Southern Bolivia earthquake

For the Southern Bolivia M_w 7.1 earthquake at a depth of 276 km, the apparent durations observed on figure 7.5a are longer to the southeast and shorter to the northwest. The spatio-temporal parameter suggests an upward propagation towards an azimuth of approximately 330° (Figure 7.5b). For this case, it is also impossible to choose between the

Flores sea - Date : 1996/06/17 - lat=-7.14, lon=122.59
 $M_w = 7.8$ - Depth = 587 km

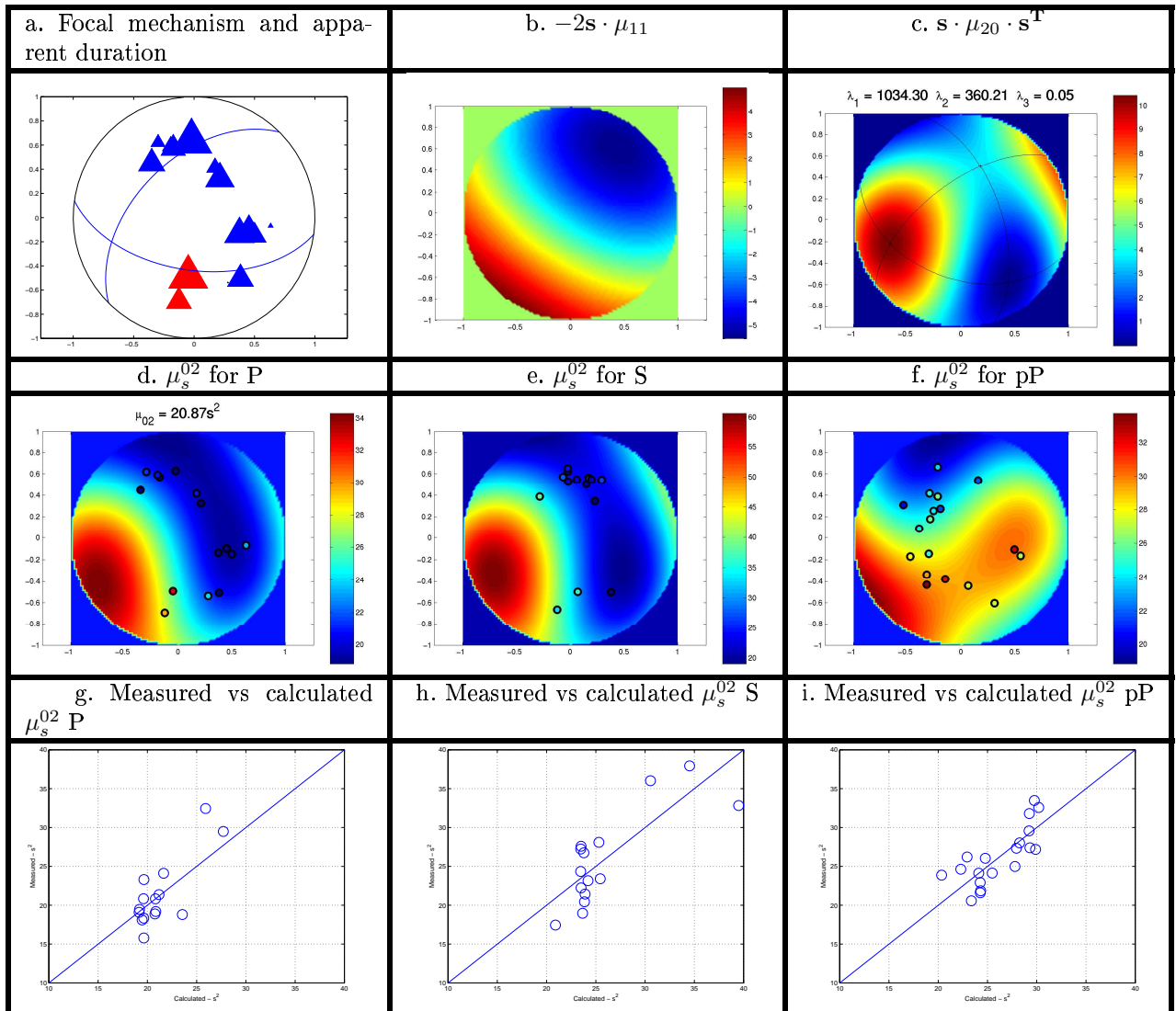


FIG. 7.4 – Same as in Figure 7.2 but for the Flores sea earthquake (1996/06/17).

Southern Bolivia - Date : 1997/01/23 - lat=-22.00, lon=-65.72

$M_w = 7.1$ - Depth = 276 km

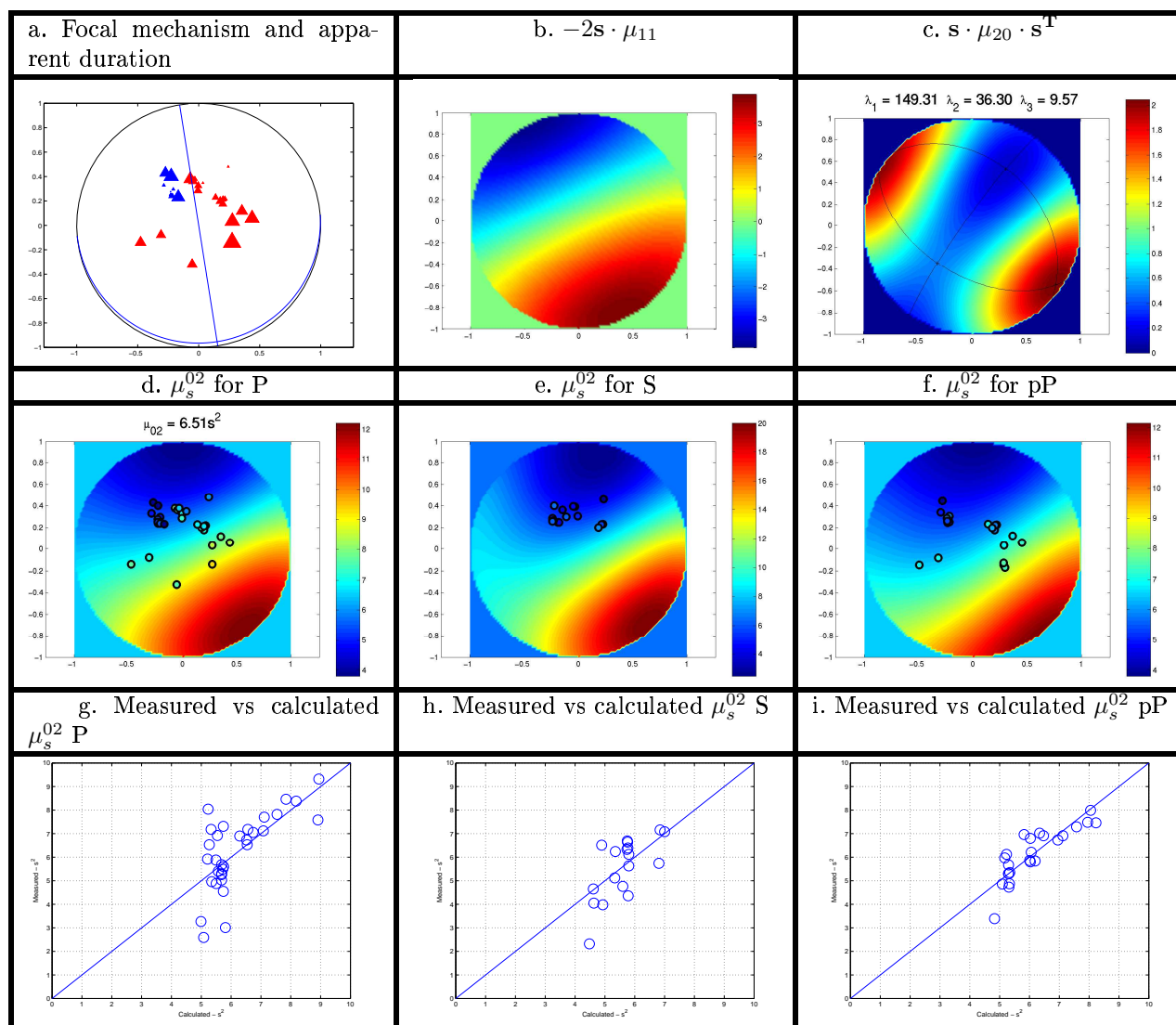


FIG. 7.5 – Same as in Figure 7.2 but for the Southern Bolivia earthquake (1997/01/23).

two fault planes with the only use of this information because both planes can support such a direction of propagation. Our rupture direction is consistent with Warren and Shearer (2006); Warren and Silver (2006) who also found a rupture direction oriented upwards towards an azimuth of about $280^\circ - 320^\circ$ and with Tibi et al. (2002) who found that rupture propagated to the northwest. The orientation of the second spatial ellipsoid can not either help to determine the fault plane (Figure 7.5c). In fact, the second spatial moment has two small eigenvalues compared to the larger one, which gives a lot of possible orientation for the fault plane. Moreover, the orientation of the possible solutions is not consistent with the focal mechanism solution. Warren and Shearer (2006); Warren and Silver (2006) identify the horizontal nodal plane as the fault plane. Tibi et al. (2002) conclude that their subevents location does not allow an unequivocal identification of the fault plane. The fit between the observed and modeled $\mu^{(0,2)}$ on figures 7.5d-i is acceptable at most stations.

Obtained rupture characteristics

Table 7.1 summarizes the rupture characteristics obtained using equations 7.4 and inverted second moments for the four events presented above. The first three columns represent the three ellipsoid characteristic lengths (length L_c , width W_c , thickness Th_c). The thickness of the fault is generally much weaker than the two first dimensions. The fourth column in table 7.1 represents the characteristic duration, τ_c . The three following columns represent the apparent rupture velocity V_c , the average velocity of the instantaneous spatial centroid V_0 , and finally, the directivity ratio R . It is important to note that all given values are estimated from the second-degree moments and correspond to a 2σ pulse width (Bukchin, 1995). This means that these values are directly comparable between each other but we must be aware that values coming from other studies might not correspond to the same convention.

For the well studied 1994 Bolivia earthquake, the dimensions of the ellipsoid are in the order of magnitude of the dimensions of Antolik et al. (1996), who find a plane of 60×40 km. Concerning the rupture velocity, we find an apparent velocity of 3 km/sec but a directivity ratio equal to 0.35, that is to say a strongly bilateral propagation. This means that our rupture propagation is overestimated and would mostly be around 2 km/sec. The average rupture velocities found in the literature range from 1 km/sec to 2 km/sec. Our mostly bilateral propagation also agrees with Beck et al. (1995) who found that after an initiation on the western margin of the sub-horizontal fault plane, the rupture propagates bilaterally towards an azimuth of 300° . This is however opposite to the unilateral rupture to the north found by Dahm and Kruger (1999) from a higher-degree moment tensor inversion.

For the Flores sea earthquake, which is another well studied event, we find dimensions which are comparable to the 70-km-rupture length found by Tibi et al. (1999) but lower than the 120 km rupture length of Antolik et al. (1999) and the 95-105 km total length of Goes et al. (1997). The rupture velocity for this event found by Goes et al. (1997); Antolik et al. (1999) is around 4 km/sec. For this event, we find an apparent velocity V_c equal

to 7 km/s and a very weak directivity ratio of 0.19 suggesting a nearly perfect bilateral propagation. The rupture velocity should then be approximately equal to the half of V_c , that is to say around 3.5 km/s, which is in good agreement with the other studies. The almost perfect bilateral rupture obtained seems to be shared with Tibi et al. (1999) while other authors argue in favor of a strong directivity to the northeast (Antolik et al., 1999; Goes et al., 1997).

For the 1997 Southern Bolivia earthquake, the 25 km long rupture we find is, even if smaller, in the same order of magnitude as the 38 km rupture length of Tibi et al. (2002). The directivity ratio stands between uni and bilateral propagation which means that our apparent rupture velocity of 4.9 km/sec is somewhat overestimated. Consequently, our rupture velocity estimation is between the 4.8 km/sec found by Warren and Silver (2006) and the 3 km/sec of Tibi et al. (2002).

Event name	L_c (km)	W_c (km)	Th_c (km)	τ_c (s)	V_c (km/s)	V_0 (km/s)	R
Northern Bolivia	46.63	40.50	12.08	15.19	3.07	1.08	0.35
Fiji island	16.28	6.68	1.49	4.19	3.89	1.50	0.39
Flores sea	64.32	37.96	0.45	9.14	7.04	1.33	0.19
Southern Bolivia	24.94	12.75	6.18	5.05	4.94	2.63	0.53

TAB. 7.1 – Name of the event, characteristic length L_c , width W_c and thickness Th_c , characteristic duration τ_c , apparent rupture velocity V_c , average velocity of the instantaneous spatial centroid V_0 and directivity ratio R . Note that all the dimensions given in the table represent 2σ widths and should be consequently scaled when compared with other type of measurements.

7.6 Discussion and conclusion

The second-degree moments inversion method of McGuire (2004) for estimating the finite properties of small earthquake ruptures is applied in this study to estimate the finite properties of intermediate and deep earthquakes. The main advantage of this technique is that no *a priori* constraint on the orientation or extent of the source is required. This is also the case of our method for the determination of the source parameters of intermediate and deep earthquakes (source time function, moment tensor, radiated energy) described in Tocheport et al. (2006a), which is used in a first step to determine the apparent source time functions at each station and to evaluate their variances. The use of the second-degree moments is very interesting because they allow to determine the spatial and temporal history of the rupture, which can help in solving the ambiguity of the fault plane. The combination of these two approaches, provide a global view of the source properties and finiteness independent of any *a priori* constraint on the source, which is not the case in most finiteness studies and makes this method potentially automated.

In this study, we have chosen to study well known events in order to compare our

results with existing literature. However, it is frequent to find incoherent results from different studies on the finiteness of the source of intermediate and deep earthquakes. In fact, we frequently find conflicting directions of propagation, authors arguing for unilateral propagation while other see bilateral propagation or rupture velocity values varying strongly from one study to an other. This heterogeneity in the results points to the particular case of deep earthquakes, where no surface rupture traces are available and where the presence of aftershocks is very scarce, which restricts to constrain directivity effects of a deep source with the only use of the seismological records. This heterogeneity also notes that the determination of finiteness parameters is dependent on the method used. Consequently, using a method being mostly independent of any *a priori* model might be an interesting alternative.

For all earthquakes examined in this study, we observe a fairly good coherence of the direction of propagation, (mixed moment $\mu^{(1,1)}$), obtained from our second-degree moments inversion with the observed apparent duration and with the results coming from other studies. In some cases, this information alone can allow to choose the fault plane between the two nodal planes. The second spatial moment μ^{20} presents almost systematically a clearly smaller eigenvalue suggesting an oblate shape. However, the ellipsoid orientation is in most cases incoherent with the second spatio-temporal moment $\mu^{(1,1)}$, and with the focal mechanism, which compromises the choice of the fault plane. The Flores sea example was the only case for which the ellipsoid shape was compatible with both direction of propagation and focal mechanism solution. In the other cases, we obtained a clearly dominant propagation effect. This problem might be due to the uncertainty of the estimated $\mu_s^{(0,2)}$ used as input of the inversion to determine the second-order moments. As an example of potential problem we can note that the apparent source time functions do not usually respect the positivity constraint as usually applied to them (McGuire, 2004).

Although the general fit quality observed between the estimated and modeled second temporal moment $\mu_s^{(0,2)}$ is relatively good, co-located stations often present variable results. This confirms the difficulty of obtaining robust estimates of $\mu_s^{(0,2)}$ because the measure itself remains quite dependent on the details of the measurement technique (time window, weighting, etc.).

Up to now, this problem remains still unresolved but we have some ideas to test to improve the inversion results :

- Improve the measurement of the second temporal moment ($\mu_s^{(0,2)}$) by searching other ways of estimating the variance.
- Calculate an error estimate for $\mu_s^{(0,2)}$ (ie. Bootstrap) and apply a corresponding weighting factor to the μ_s^{02} .
- Better equilibrate the station coverage.

Ultimately, if the problem still remains we could also :

- Impose the fault to be a plane, which is equivalent to impose one eigenvalue to be null.
- Imposing the fault plane to each of the two nodal planes issue from the moment point

- source inversion and comparing the quality of these two inversions.
- Testing for bi-directional rupture propagation.

Conclusions

L'ensemble de ce travail nous a permis d'aborder deux aspects différents mais complémentaires de l'étude de la source sismique. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à une approche que nous avons qualifiée de "microscopique" pour l'étude détaillée d'un séisme particulier, le séisme de Kokoxili du 14 Novembre 2001 de magnitude $M_w = 7.9$ (Tocheport et al., 2006b). Après une inversion de ses paramètres à la source à partir de données télésismiques (Kikuchi and Kanamori, 1991) visant à comprendre l'histoire spatio-temporelle de cet événement, une modélisation des contraintes de Coulomb dues au choc principal cherche à expliquer la sismicité observée après l'occurrence du séisme dans la région concernée. Dans une deuxième approche, nous avons cherché à reconstituer une image "macroscopique" de la source des séismes intermédiaires et profonds. Pour cela, une nouvelle méthodologie a été implémentée afin de retrouver les caractéristiques moyennes de l'histoire spatio-temporelle de ces sources particulières.

Nous rappelons ici successivement les conclusions importantes obtenues au cours de cette thèse pour les deux aspects décrits précédemment. Nous proposerons finalement quelques pistes de poursuite de ce travail.

Etude "microscopique" d'un séisme particulier : application au séisme de Kokoxili

Le séisme de Kokoxili du 14 Novembre 2001 de magnitude réestimée à $M_w = 7.9$ représente un exemple remarquable de décrochement intra-continental. Cet événement a rompu la faille de Kunlun sur une distance d'au moins 400 km, ce qui en fait l'un des plus importants séismes décrochants enregistrés depuis un siècle.

Modélisation des données télésismiques

Enregistré par des réseaux régionaux et mondiaux, ce séisme a suscité plusieurs études de l'histoire de sa source. Si une rupture initiée à l'ouest suivie d'une propagation unilatérale vers l'Est sur au moins 350 km a été confirmée par plusieurs études (Bouchon and Vallée, 2003; Lin et al., 2003; Ozacar and Beck, 2004; Antolik et al., 2004), il est néanmoins plus difficile de se prononcer sur les détails de sa phase d'initiation. Cette phase d'initiation est bien résolue par notre deuxième inversion qui se concentre sur le début du signal en prenant en compte l'embranchement de trois failles. La rupture s'initie sur un des segments ouest où elle semble bilatérale. Elle se propage ensuite à travers un graben d'extension avant d'atteindre, finalement, la faille principale de Kunlun. L'inversion globale prenant en compte la durée totale des signaux ainsi que la géométrie de faille à l'ouest, montre que la longueur totale de rupture est d'au moins 400 km et permet de réévaluer la magnitude de moment de cet événement à 7,9. Cette dernière inversion permet d'obtenir une modélisation des formes d'ondes satisfaisante sur l'ensemble du signal et propose une histoire de rupture compatible avec les observations de terrain.

A travers l'exemple particulier de ce séisme tibétain, nous avons montré l'importance du rôle du modèle de terre dans les modélisations télésismiques, où la plupart du temps, un modèle moyen est utilisé aux stations et à la source. La prise en compte d'un modèle de terre adapté à l'épaisse croûte tibétaine (ASIA, Kosarev et al. (1993) ou CRUST 2.0 Laske et al. (2001)), se traduit par une augmentation du moment sismique qui passe de $M_0 = 6.4 * 10^{20} Nm$ ($M_w = 7,8$) à $M_0 = 9 * 10^{20} Nm$ ($M_w = 7,9$). Ceci est lié à la présence de la rigidité μ dans la définition du calcul du moment sismique.

D'après nos inversions, la vitesse de rupture optimale permettant de réduire la fonction coût est de 3,5 km/s. Cette vitesse ne réduit cependant la fonction coût que de 4 % par rapport à une vitesse de 3 km/s ce qui n'est pas vraiment très significatif. Des vitesses similaires de l'ordre de 3,4 km/s (Lin et al., 2003; Ozacar and Beck, 2004) ou 3,6 km/s (Antolik et al., 2004) ont été trouvées par d'autres inversions télésismiques. Ces vitesses sont tout de même bien inférieures aux vitesses "supershear" trouvées par Bouchon and Vallée (2003) à partir de données d'ondes de surface en champ régional et lointain. Nous devons cependant rester prudents quant à l'interprétation de nos résultats. En effet, à cause de la quasi verticalité du rai quittant la source pour les ondes de volume télésismiques et de la nature purement décrochante de ce séisme, les rais sont concentrés à proximité des plans nodaux de sorte que leurs amplitudes sont relativement faibles. Les ondes de volumes seront donc nettement moins sensibles aux variations de vitesse de rupture que les ondes de surface.

Notre fonction source finale se divise en deux étapes. Une première qui dure environ 40 s et qui correspond à la propagation sur les trois failles se situant à l'ouest suivie d'une seconde qui concerne la propagation unilatérale vers l'est sur la faille de Kunlun. La longueur totale de la rupture est estimée à au moins 400 km, ce qui rejoint les observations de terrain de Xu et al. (2006) qui l'estiment à 435 km.

Contrainte de Coulomb et sismicité induite

L'analyse de la sismicité qui a suivi le séisme de Kokoxili sur et autour du segment de faille rompu fait ressortir deux essaïms d'événements bien distincts qui apparaissent environ deux ans après le choc principal. Ils se situent de part et d'autre de la faille, l'un au nord-est, l'autre au sud-ouest, à une distance de près de 300 km de la faille principale. Une analyse statistique simple de la sismicité dans cette zone sur une période d'environ 8 ans (4 ans avant et 3 ans et demi après) montre que la sismicité dans la zone de chacun des essaïms apparaît clairement après le séisme de Kokoxili et peut être la conséquence d'une perturbation des contraintes. La modélisation de la contrainte de Coulomb due au choc principal permet d'expliquer la réactivation de failles normales et décrochantes avec une augmentation de 1,5 bars dans les deux zones à forte sismicité. Cette augmentation semble être suffisante pour la réactivation de failles d'après King et al. (1994). Elle ne permet cependant pas d'expliquer la présence des mécanismes inverses dans un des essaïms. La plupart de la sismicité concentrée dans ces deux régions est néanmoins bien expliquée

par cette modélisation. De plus, la contrainte de Coulomb est en accord avec le contexte tectonique régional au Nord et au Sud de la faille de Kunlun et semble permettre de choisir le plan de faille entre les deux plans nodaux. Il semble donc que la localisation des deux essaims ainsi que les mécanismes de la plupart des événements soient compatibles avec la contrainte de Coulomb induite par le séisme de 2001. Le délai de leur apparition ainsi que la distance importante qui les séparent de la faille de Kunlun rend néanmoins la possible réactivation de failles discutable.

Développement méthodologique pour l'étude "macroscopique" de la source des séismes profonds

L'implémentation d'une nouvelle méthode appliquée à l'étude des séismes profonds permet cette fois de donner une vision plus globale ou "macroscopique" de la source sismique. En se basant d'abord sur l'hypothèse d'un point source, la méthode permet une détermination robuste des caractéristiques moyennes de la source tout en s'affranchissant de la modélisation des formes d'ondes, coûteuse en temps de calcul. Elle permet ensuite, en faisant l'hypothèse d'un mécanisme constant et à partir de la représentation de la source en termes de moments d'ordre 2, de retrouver les effets de directivité.

Détermination des principaux paramètres à la source

La méthode permet d'estimer la fonction source temporelle moyenne, le tenseur de moment sismique d'un séisme à partir d'une simple analyse des formes d'ondes P , S , pP . Les fonctions source ainsi obtenues présentent un niveau de détail supérieur à celles sortant des inversions basées sur la modélisation des formes d'ondes (e.g. Nabelek, 1984; Tibi et al., 2002) ou encore des méthodes de sommation (Houston et al., 1998; Persh and Houston, 2004). Les trois solutions de tenseur de moment sismiques calculées permettent d'avoir accès au tenseur de moment sismique total, au tenseur isotrope (trace nulle), et au tenseur en double-couple. A partir des deux premières solutions on peut estimer respectivement la composante isotrope, qui reste encore très absente de la plupart des catalogues, et la composante non-double couple. Les solutions de tenseur de moment isotropes, qui peuvent être directement comparées avec les solutions données par le CMT d'Harvard, présentent un bon accord.

Cette nouvelle méthodologie, testée sur tous les séismes de magnitude de moment supérieure à 6,5 et plus profonds que 100 km sur la période 1990-2006, a montré ses capacités à estimer de manière fiable les paramètres à la source. Ses résultats apportent des informations pouvant contribuer à la compréhension du mécanisme des séismes profonds suscitant encore de nombreuses questions à l'heure actuelle. Ainsi, une étude de la forme des fonctions source en fonction de la profondeur montre une forme plus complexe des fonctions sources pour les séismes dont la profondeur est comprise entre 350 km et 550 km. On ob-

serve aussi une forme des fonctions sources particulièrement simples pour les séismes dont la profondeur excède 550 km. Ces observations, qui concordent avec celles de Houston and Vidale (1994); Houston et al. (1998); Persh and Houston (2004) suggèrent un changement dans le mécanisme du processus de rupture autour de 550 km.

Etude de la directivité

L'étude de la directivité permet de compléter les informations obtenues par l'étape précédente. Cette dernière donne accès à la direction de propagation de la rupture, aux dimensions de la source, à la vitesse de rupture et à un paramètre de directivité permettant de juger la nature bi ou uni-latérale de la rupture. Tous ces paramètres sont estimés à partir d'une inversion des moments d'ordre 2 ne nécessitant aucune information a priori sur le plan de faille. Sur les quatre exemples de séismes choisis, nous avons vu que dans certains cas, la direction de propagation suffit à elle seule à déterminer le plan de faille. Ce moment spatio-temporel d'ordre 2 est relativement bien contraint et vérifie les résultats trouvés par d'autres études. Le terme spatial est quant à lui encore très mal contraint. Un seul exemple donne des résultats cohérents avec la direction de propagation trouvée et le mécanisme au foyer. On remarque cependant une forte différence dans l'ordre de grandeur de la direction de propagation et du terme spatial tous deux projetés sur la sphère focale, le premier étant systématiquement plus important que le second ce qui pourrait expliquer la mauvaise résolution du terme spatial. Une erreur sur la détermination des durées apparentes à chaque station est également à prendre en considération et nécessite encore quelques améliorations.

Perspectives

A travers l'étude du séisme de Kokoxili, on a vu l'influence jouée par le modèle de croûte pris en compte dans l'inversion sur l'estimation de la magnitude. Il joue également un rôle important sur la modélisation des signaux eux-même. Dans les inversions de ce type, on utilise toujours un modèle global du type PREM ou IASP91 identique pour toutes les stations. Avec l'émergence de modèles de croûte et de manteau supérieur plus précis, on pourrait envisager l'utilisation d'un modèle adapté à la zone géographique de la station. Cette modification produirait des fonctions de Green plus réalistes et donc une modélisation plus juste avec une meilleure estimation du moment sismique.

L'estimation de l'erreur permet d'estimer systématiquement la qualité de la solution du tenseur de moment sismique. L'utilisation d'une matrice de covariance a priori sur les données dans le calcul de l'erreur permet de prendre en compte les incertitudes de chaque donnée, elles aussi estimées systématiquement.

L'utilisation de l'erreur dans l'estimation de la directivité peut également être envisagée afin d'évaluer l'erreur sur chaque paramètre inversé mais également afin d'estimer

une matrice de covariance a priori sur les données de l'inversion, soit la durée apparente à chaque station. Avec la connaissance des erreurs a priori sur les données, on peut envisager l'application d'un poids minimal aux données présentant une trop forte erreur afin d'améliorer les résultats de l'inversion, notamment sur le moment spatial qui est pour l'instant très mal contraint par l'inversion. Afin d'estimer les erreurs sur les données, on envisage d'utiliser la technique du "bootstrap" (Efron and Tibshirani, 1993).

Si la méthode de détermination des paramètres à la source développée dans le cadre de cette thèse présente des résultats satisfaisants dans le cas particulier des séismes intermédiaires et profonds ayant des magnitudes supérieures à 6.5, on pourrait tenter de l'adapter à des séismes plus superficiels et moins importants. Cette modification n'est cependant pas simple car la prise en compte des réflexions à la surface sont bien plus compliquées que dans le cas particulier des séismes profonds qui n'interagissent avec la croûte qu'une seule fois à la station.

L'automatisation de la méthode constitue également une perspective intéressante. En effet, son implémentation étant relativement simple, on pourrait mettre en place un système de détermination automatique des paramètres à la source des séismes intermédiaires et profonds. On pourrait ainsi obtenir très rapidement une image très complète de la source de ces événements en déterminant le tenseur de moment sismique, la fonction source, et les paramètres sortant de l'analyse de la directivité accessibles à la communauté scientifique. La disponibilité des fonctions source qui représentent également une information très précieuse est malheureusement assez rare dans la plupart des catalogues.

Sous-produits

D'autres informations, issues de notre analyse de similarité des formes d'ondes pourraient être exploitées. Par exemple, les délais statiques à chaque station ou les facteurs d'amplifications systématiques aux stations pourraient être réutilisées dans des études tomographiques. On pourrait, par exemple, utiliser les délais statiques à chaque station afin d'améliorer les localisations des événements étudiés ou encore comme point de départ pour enlever les anomalies locales dans les études tomographiques.

De plus, le catalogue des fonctions source représente des informations précieuses qui pourraient être utilisées dans toute étude tomographique basée sur une analyse de formes d'ondes.

Table des figures

1.1	Corps élastique de volume V , de surface S limitant ce volume et une surface intérieure Σ de normale $\vec{\nu}$ qui présente une discontinuité de déplacement.	9
1.2	Représentation des neuf double forces M_{pq} . Trois d'entre eux sont des dipôles ($p = q$), les autres sont des couples. Pour ces derniers, les indices p, q correspondent respectivement à la direction des forces et du bras d'action. Figure d'après Aki and Richards (1980).	15
1.3	Modèle de double couple	16
1.4	Différents effets entrant dans la constitution du sismogramme : effets de la source, de la structure crustale à la source, de la propagation mantellique, de la structure crustale à la station et de la réponse instrumentale de la station sismologique.	20
1.5	Géométrie d'une faille. Le vecteur unitaire \vec{d} pointe dans la direction du glissement et appartient au bloc inférieur. Il est défini par son pendage δ et l'angle du glissement λ . ϕ est l'azimut de la station mesuré dans le sens contraire aux aiguilles d'une montre à partir de l'azimut de la faille. $\vec{\nu}$ est un vecteur unitaire normal au plan de faille. Le rai quitte la source avec un angle de départ i_h dans le plan vertical contenant le grand cercle à la station. \vec{l}, \vec{p} et $\vec{\phi}$ sont les vecteurs unitaires associés aux déplacements u^P, u^{SV} et u^{SH} . Figure d'après Okal (1992).	21
1.6	Les différentes phases du sismogramme peuvent être modélisées comme une suite d'impulsions dont l'amplitude et la polarité sont dictées par le mécanisme au foyer avec, en plus, pour les phases de profondeur, le coefficient de réflexion en surface. Les sismogrammes obtenus sont la convolution de la fonction source simple avec les impulsions. La figure du haut correspond à un mécanisme en faille inverse et celle du bas en glissement purement vertical. Le cas des ondes S est très similaire avec un angle d'émergence plus important et une fonction de Green adaptée. Figure d'après Okal (1992).	22
1.7	Schéma montrant l'effet du facteur d'expansion géométrique sur les rais lors de la propagation dans le manteau. Figure d'après Okal (1992).	24

1.8	Evolution du facteur d'expansion géométrique en fonction de la distance épacentrale. Modèle de terre utilisé : IASP91.	25
1.9	Schéma récapitulatif des étapes principales participant dans la réponse instrumentale.	27
1.10	Réponse d'un sismomètre en vitesse de la station ADK du réseau IU.	28
2.1	Représentation des six tenseurs de moment élémentaires.	32
2.2	Représentation de la grille de faille considérée dans l'inversion de Kikuchi and Kanamori (1991).	34
2.3	Données du séisme de Bolivie du 9 juin 1994 représentées en fonction de la distance épacentrale sur lesquelles on a superposé les hodochrones théoriques. On peut noter que pour le cas de ce séisme très profond (647 km), les phases sont très bien séparées.	35
2.4	Figure montrant les estimations du rapport énergie radiée sur moment en fonction de la magnitude de moment provenant de différentes études régionales ou télésismiques. D'après Venkataraman (2002).	43
4.1	a) Simplified map of major faults in and around the Tibet Plateau. Faults and kinematics modified from Tapponnier et al. (2001b). b) First-order segmentation of the Kunlun fault modified from Van der Woerd et al. (1998). c) Detailed map of the faults involved in the 2001 Kokoxili earthquake from field evidence. The post-2001 seismicity from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4.0$ is mapped. The Harvard focal mechanism of the main aftershock of $M_w = 5.2$ is indicated. The large triangle corresponds to the epicenter relocation of Engdahl (2002). Open rectangles outline simplified faults F1, F2 and F3 used in inversion.	67
4.2	Map of broad band stations used in our inversion distributed at epicentral distances between 30° to 95°	68
4.3	Mean focal mechanism obtained for a multiple source inversion considering a single fault plane corresponding to the main Kunlun fault (F3 on figure 1b) surrounded by the P waveforms and the obtained synthetics. The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.	72
4.4	Synthetic seismograms of the P waves and the corresponding data resulting from the inversion of the first 35 seconds of the data to model the beginning of the rupture considering fault branches F1, F2 and F3 shown on Figure 1c. The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.	74
4.5	Same as in Figure 4.4 but considering a unique fault inversion.	74

4.6	Detail of the Kokoxili rupture initiation process based on the results of the inversion of the first 35 seconds. Mean focal mechanisms are shown for each branch, their size being proportional to their seismic moments. Arrows indicate the bi-lateral or unilateral direction of propagation.	75
4.7	Evolution as a function of the number of sources included in the inversion of : a) The misfit between data and synthetics. b) The time corresponding to the latest source. c) The distance of the farthest source in respect to the epicenter location.	76
4.8	Mean focal mechanism obtained for the complete multiple source inversion considering the western fault segments F1 and F2 and the main fault F3 (Fig. 1b,c) and 30 sources surrounded by the <i>P</i> waveforms and the calculated synthetics. The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.	77
4.9	SH waveforms and the synthetics obtained for the last complete multiple source inversion considering faults F1, F2 and F3 (Fig. 1b,c). The name of the station is indicated for each waveform above the corresponding azimuth and epicentral distance.	78
4.10	a) Spatial distribution of the first 15 elementary sources having the most important associated seismic moments along the different fault branches F1, F2 and F3, resulting from the complete inversion involving 30 elementary sources. b) Spatio-temporal distribution of the 30 elementary sources along the different fault branches F1, F2 and F3. The origin corresponds to the epicenter location. The size of the symbols is relative to the seismic moment of each elementary source. c) Source time function obtained with 30 elementary sources along the three fault branches F1, F2, F3. White triangles corresponds to the propagation on branch F1, gray triangles to branch F2 and black triangles to branch F3.	79
5.1	Simplified map of major faults in and around the Tibet Plateau. Faults and kinematic modified from Tapponnier et al. (2001b).	87
5.2	Map of the Kunlun fault showing : a) Seismicity along and around the Kunlun fault from 1964 to 13/11/2001 from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4$. and Harvard focal mechanisms of the main events. The 1937 and 1963 events are also represented. b) First order segmentation of the Kunlun fault modified from Van der Woerd et al. (1998). c) Seismicity on and around the Kunlun fault from 14/11/2001 to 31/12/2004 from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4$. and Harvard focal mechanisms of the main events. The size of the dots is related to the magnitude of the events. C1 and C2 two post 2001 clusters of events (see text). Circles have radius of 200 and 400 km centered on the Harvard centroid.	89

5.3	Detailed map of the faults involved in the rupture initiation and field evidence of the 2001 Kokoxili earthquake. The 2001 post-seismicity from the IRIS SeismiQuery events search for events having a $M_b > 4$. is mapped. The Harvard focal mechanism of the main aftershock of $M_w = 5.2$ is indicated. The red triangle corresponds to the epicenter relocation of Engdahl (2002).	91
5.4	Gutenberg-Richter laws for the 2001 Kokoxili and the 2002 Denali earthquakes aftershocks including events of magnitude greater than 3 from the NEIC (2004) catalogue that occurred in the 5 months following these two earthquakes.	92
5.5	Figure 5.5 Number of events of $M_b \geq 4$ from the NEIC (2004) catalogue that happened around the south-western(C1) and the north-eastern (C2) clusters shown in figure 5.2c during a period that covers 4 years before the 2001 Kokoxili main shock and 3 years and a half after. Each bar corresponds to the number of events for a period of one month.	94
5.6	Coulomb stress modeling for the Kokoxili earthquake using the surface distribution of slip from SAR interferometry inversion from Lasserre et al. (2005) measured for slip on the branches F1, F2 and F3 shown on figure 5.2b : a) for a pure N-S normal fault b) for a pure N135 reverse fault. c) for a pure N135 strike-slip fault The color scale is in bar.	96
6.1	World map showing location of intermediate and deep earthquakes having $M_w \geq 6.5$ and depth $\geq 100km$ in the period 1990-2005. Red circles represent $100 \leq \text{depth} \leq 350km$, green circles represent $350 \leq \text{depth} \leq 550km$ and blue circles represent $\text{Depth} \geq 550km$. The number correspond to the events listed in table 1.	106
6.2	Distribution of Harvard CMT moments as a function of depth.	108
6.3	Results of simulated annealing for three events. Left : aligned P waves normalized with the amplitude factors (black) and average source time function (red). Middle : Results of the three moment tensor inversions and Harvard CMT solution. The polarity of the data used are plotted on the three obtained solutions. The Harvard CMT and pure deviatoric beachballs (larger size) are directly comparable. α is the angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution. Right : Observed amplitudes systematically compared with theoretical ones : Above : measure of similarity with Harvard ; below : measure of scatter and unmodelled effects in data (including directivity)	111
6.4	Source time functions obtained from the nonlinear inversion as a function of depth. The source time functions have been scaled to a common size, following the Houston et al. (1998) procedure. The depth is indicated in bold and the number of the event corresponds to the first column of table 1.	113

6.5	Representation of the solutions of the three moment tensor inversions : The number on the left corresponds to the event listed in table 1, the first beach-ball corresponds to the Harvard CMT solution (HRV), the second corresponds to the pure deviatoric solution (PD), which is directly comparable to the Harvard solution, the third corresponds to the unconstrained inversion (U), and the fourth corresponds to the double-couple solution (DC).	115
6.6	Comparison of our pure deviatoric moment tensor solution with the Harvard CMT for : a) magnitude, b) angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution and c) non-double-couple component.	117
6.7	Radiated energy to seismic moment ratio for all the studied events. The red points show events for depth shallower than 350 km, the green for depth between 350 km and 550 km, the blue for depth greater than 550 km	118
6.8	Scaled duration as a function of depth. The size of the points represents the quality of the solution ; small points have poor quality and large ones have good quality. Solid blue line corresponds to $\Delta\sigma V_r^3 = constant$, red dashed line corresponds to $\Delta\sigma = constant$	119
6.9	a) Kurtosis against the skewness calculated from the scaled source time functions. b) Number of zero crossings versus depth. c) Number of zero crossings versus M_o	120
6.10	a) Triangle diagram which represents the distribution of the focal mechanism type for intermediate and deep events (Frohlich, 1992). b) Histograms showing the distribution of focal mechanism type with depth. c) Other representation of the moment tensor using the source type plot of Hudson (1989).	122
6.11	a) Map of the Tonga region seismicity showing the double-couple solutions of events of magnitude greater than 6.5 and having depth greater than 100 km that were treated in this study. b) Profile in depth of the Tonga slab with the same seismicity as above. The focal mechanisms have been projected on the back hemisphere of the focal sphere.	124
6.12	a) Example of 11 non aligned traces. b) Comparison between the alignments resulting from a simple cross-correlation (dashed lines) and from our non linear inversion (line). c) Comparison of the mean signal resulting from cross-correlation (second figure) and from our non linear inversion (figure 3). On the first figure the signals are not aligned.	125
6.13	a) Isotropic component as a function of Mw. b) Non-double-couple component (NDC) as a function of Mw. c) Non-double-couple component (NDC) as a function of depth.	126

- 6.14 a) Representation of duration as a function of M_0/β . Solid lines assume v_r is a constant fraction of β and stress drop is constant. b) Representation of the duration as a function of the cubic root of M_0 . Solid lines assume the product $\Delta\sigma v_r^3$ constant. 128
- 6.15 Evolution of the signals scaled and shifted and of the STF (in red) during the processing of the Fiji event (05/08/1996). a) Raw signals before inversion. b) Normalized data scaled with the initial amplitude factor A_j before inversion. Different steps of the simulated annealing technique : c) Shifted scaled traces at the 1000th iteration. d) Same as c) but at the end of the inversion (3000 iterations). 132
- 6.16 Evolution of the parameters and of the objective function during the simulated annealing inversion for the same event as for figure 15. a) Evolution of the amplitude of an arbitrary time sample of the STF during the inversion. b) Evolution of the time delay of one station during the inversion. c) Evolution of an amplitude factor for one station during the inversion. d) Evolution of the objective function during the inversion. 134
- 7.1 Illustration of the method of determination of the source parameters for one event. Above : aligned P, pP , S waveforms normalized by amplitude factors (black) and average source time function (red) and observed amplitudes compared with theoretical ones. Bottom : Results of the three moment tensor inversions and Harvard CMT solution. 148
- 7.2 Results of the second moments analysis for the Northern Bolivia earthquake (1994/06/09). In figure a. the size and colors of the triangles represent the measured second order time moment for the P wavelets (proportional to the square of the apparent duration). Blue (red) triangles correspond to observed STF's shorter (longer) than the average STF ; they are superimposed on the focal mechanism. The figures labeled b. ($-2\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{11}$) and c. ($\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\mu}^{20} \cdot \mathbf{s}^T$) represent the contribution of the first and second order terms respectively to the apparent duration. Figures d-f represent the comparison between observed (circles) and modeled (background) apparent source time durations for the P, S and pP phases. All the focal spheres except the pP column correspond to the lower hemisphere. Figures g-i also represent the comparison between observed and modeled apparent source time durations for the same phases. 152
- 7.3 Same as in Figure 7.2 but for the South of Fiji earthquake (1994/10/27). . . 154
- 7.4 Same as in Figure 7.2 but for the Flores sea earthquake (1996/06/17). . . . 156
- 7.5 Same as in Figure 7.2 but for the Southern Bolivia earthquake (1997/01/23). 157

Liste des tableaux

6.1	Summary of the results for each event sorted by depth : number of the event, Harvard code, Depth, Seismic moment, Moment magnitude, Latitude, Longitude, Angle between the principal axis of our moment tensor and the principal axis of the Harvard solution, Isotropic component, Non double couple component, Duration, Number of zero crossingis, Skewness, Kurtosis, Moment tensor components and exponent	141
6.2	Parameters used in the simulated annealing	142
6.3	<i>Misfit</i> puis erreur estimée sur chacune des composantes du tenseur de moment sismique trouvée par les deux approches décrites précédemment dans le cas de l'inversion sans contrainte. Les valeurs du tenseur de moment doivent être multipliées par 10^{19} et leur unité est en Nm. La première méthode utilise le <i>misfit</i> comme estimation de l'erreur ; la deuxième utilise le rapport entre inter et auto corrélation. La méthode 2 dépend d'un paramètre que l'on a fait varier pour apprécier son influence sur les résultats.	144
7.1	Name of the event, characteristic length L_c , width W_c and thickness Th_c , characteristic duration τ_c , apparent rupture velocity V_c , average velocity of the instantaneous spatial centroid V_0 and directivity ratio R . Note that all the dimensions given in the table represent 2σ widths and should be consequently scaled when compared with other type of measurements.	159

Bibliographie

- K. Aki. Generation and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964. part 2. estimation of earthquake moment, release of energy, and stress-strain drop from G wave spectrum. *Earthquake Res. Institute Bull.*, 44 :73–88, 1966.
- K. Aki and P.G. Richards. *Quantitative Seismology, Theory and Methods*, volume 1. W.H. Freeman and Company, New York, 1980.
- D.L. Anderson and R.S. Hart. Attenuation models of the earth. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 16 :289–306, 1978.
- M. Antolik, R.E. Abercrombie, and G. Ekström. The 14 November, 2001 Kokoxili (Kunlunshan), Tibet earthquake : Rupture transfer through a large extensional step-over. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94 :1173–1194, 2004.
- M. Antolik, D. Dreger, and B. Romanowicz. Finite fault source study of the great 1994 deep Bolivia earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 23 :1589–1592, 1996.
- M. Antolik, D. Dreger, and B. Romanowicz. Rupture process of large deep-focus earthquakes from inversion of moment rate functions. *J. Geophys. Res.*, 104 :863–894, 1999.
- R. Armijo, P. Tapponnier, and T. Han. Late Cenozoic right-lateral strike-slip faulting in southern Tibet. *J. Geophys. Res.*, 94(3) :2787–2838, 1989.
- J.P. Avouac and P. Tapponnier. Kinematic model of active deformation in Central Asia. *Geophys. Res. Lett.*, 20(10) :895–898, 1993.
- G. Backus. Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 51 :1–25, 1977a.
- G. Backus. Seismic sources with observable glut moments of spatial degree two. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 51 :27–45, 1977b.
- G. Backus and M. Mulcahy. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources –I. continuous displacements. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 46 :341–361, 1976a.

- G. Backus and M. Mulcahy. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources –II. discontinuous displacements. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 47 :301–329, 1976b.
- S.L. Beck, P. Silver, T.C. Wallace, and D. James. Directivity analysis of the deep Bolivian earthquake of June 9, 1994. *Geophys. Res. Lett.*, 22 :2257–2260, 1995.
- A. Ben-Menahem and S. Singh. *Seismic waves and sources*. Springer, Berlin, 1981.
- R. Bilham, K. Larson, J. Freymueller, and Project Idylhim members. GPS measurement of present-day convergence across the Nepal Himalaya. *Nature*, 386 :61–64, 1997.
- N. Bleistein, J.K. Cohen, and J.W. Stockwell Jr. *Mathematics of multidimensional seismic imaging, migration, and inversion*. Springer-Verlag, New York, 2001.
- B. Borchers. C code for semidefinite programming CSDP. <http://infohost.nmt.edu/borchers/csdp.html>, 2006.
- A.G. Bos, G. Nolet, A. Rubin, H. Houston, and J.E. Vidale. Duration of deep earthquakes determined by stacking of Global Seismograph Network seismograms. *J. Geophys. Res.*, 103(B9) :21,059–21,065, 1998.
- M. Bouchon. Teleseismic Body Wave Radiation from a Seismic Source in a Layered Medium. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 47 :515–530, 1976.
- M. Bouchon and M. Vallée. Observation of long super shear rupture during the $M_s = 8.1$ Kunlunshan (Tibet) earthquake. *Science*, 301 :824–826, 2003.
- S. Boyd and L. Vandenberghe. *Convex optimization*. Cambridge university press, 2004.
- J.N. Brune. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 75 :4997–5009, 1970.
- B.G. Bukchin. Determination of stress glut moments of total degree 2 from teleseismic surface wave amplitude spectra. *Tectonophysics*, 248 :185–191, 1995.
- R. Burridge and L. Knopoff. Body-force equivalents for seismic dislocations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 138 :1875–1888, 1964.
- M.J. Cai, Z.L. Wu, and Y.G. Wan. A matlab implementation of internal deformation field for static stress triggering calculation. www.icce.ac.cn/shr_iaspei/docs/iugg_special_volume/iugg_p012_Cai.pdf, page 191, 2004.
- M. Campillo. Numerical evaluation of near field, high-frequency radiation from quasi-dynamic circular faults. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73 :723–734, 1983.

- M. Campillo, J.C. Gabriel, K. Aki, and F.J. Sanchez-Shema. Destructive strong ground motion in Mexico city : source, path, and site effects during great 1985 Michoacan earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 79 :1718–1735, 1989.
- P.F. Chen, C.R. Bina, and E.A. Okal. A global survey of stress orientations in subducting slabs as revealed by intermediate-depth earthquakes. *Geophys. J. Int.*, 159 :721–733, 2004.
- M.L. Chevalier, F.J. Ryerson, P. Tapponnier, R.C. Finkel, J. Van der Woerd, H. Li, and Q. Liu. Slip-rate measurements on the Karakorum Fault may imply secular variations in fault motion. *Science*, 307 :411–414, 2005.
- S. Chevrot. Optimal measurement of relative and absolute delay times by simulated annealing. *Geophys. J. Int.*, 151 :164–171, 2002.
- G.L. Choy and J.L. Boatwright. Global patterns of radiated energy and apparent stress. *J. Geophys. Res.*, 100 :18205–18228, 1995.
- H. Cramer. *Mathematical methods of statistics*. Princeton university press, 1951.
- T. Dahm and F. Kruger. Higher-degree moment tensor inversion using far-field broad-band recordings : theory and evaluation of the method with application to the 1994 bolivia deep earthquake. *Geophys. J. Int.*, 137 :35–50, 1999.
- S. Das and K. Aki. Fault plane with barriers : a versatile earthquake model. *J. Geophys. Res.*, 82 :5658–5670, 1977.
- A.M. Dziewonski, T.-A. Chou, and J.H. Woodhouse. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. *J. Geophys. Res.*, 86 :2825–2852, 1981.
- A.M. Dziewonsky and D.L. Anderson. Preliminary Reference Earth Model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25 :297–356, 1981.
- D. Eberhart-Phillips, P.J. Haeussler, J.T. Freymueller, A.D. Frankel, C.M. Rubin, P. Craw, N.A. Ratchkovski, G. Anderson, G.A. Carver, A.J. Crone, T.E. Dawson, H. Fletcher, R. Hansen, E.L. Harp, R.A. Harris, D.P. Hill, S. Hreinsdóttir, R.W. Jibson, L.M. Jones, R. Kayen, D.K. Keefer, C.F. Larsen, S.C. Moran, S.F. Personius, G. Plafker, B. Sherrod, K. Sieh, N. Sitar, and W.K. Wallace. The 2002 Denali Fault Earthquake, Alaska : A Large Magnitude, Slip-Partitioned Event. *Science*, 300 :1113–1118, 2003.
- B. Efron. Bootstrap methods : another look at the jackknife. *Ann. Statist.*, 7 :1–26, 1979.
- B. Efron and R.J. Tibshirani. *An introduction to the bootstrap*. Chapman and Hall, 1993.
- E.R. Engdahl. <ftp://ciei.colorado.edu/pub/user/engdahl/ehb>. 2002.

- ERI. Earthquake Research Institute of Tokyo. <http://www.eri.u-tokyo.ac.jp/REPORT/011114.gif>, 2001.
- T.J. Fitch. Earthquake mechanisms in the Himalayan, Burmese, and Adaman regions and tectonics in central Asia. *J. Geophys. Res.*, 75(2) :699–709, 1970.
- C. Frohlich. The nature of deep-focus earthquakes. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 17 : 227–254, 1989.
- C. Frohlich. Triangle diagrams : ternary graphs to display similarity and diversity of earthquake focal mechanisms. *Phys. Earth Planet. Int.*, 75 :193–198, 1992.
- C. Frohlich. *Deep Earthquakes*. Cambridge university press, 2006.
- B. Fu, Y. Awata, J. Du, Y. Ninomiya, and W. He. Complex geometry and segmentation of the surface rupture associated with the 14 November 2001 great Kunlun earthquake, northern Tibet, China. *Tectonophysics*, 407 :43–63, 2005.
- Y. Fukao. Source process of a large deep-focus earthquake and its tectonic implications—the western Brazil earthquake of 1963. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 5 :61–76, 1972.
- Y. Gaudemer, P. Tapponnier, B. Meyer, G. Peltzer, S. Guo, Z. Chen, H. Dai, and I. Cifuentes. Partitioning crustal slip between linked, active faults in the eastern Qilian Shan, and evidence for a major seismic gap, the "Tianzhu Gap", on the western Haiyuan Fault, Gansu (China). *Geophys. J. Int.*, 120(3) :599–645, 1995.
- I. Gausland. The stacking response : what happened to offset ? *First Break*, 22(1) :43–46, 2004.
- Geoscope. URL <http://geoscope.ipgp.jussieu.fr>.
- D. Giardini. *Regional deviation of earthquake source mechanisms from the double couple model, Earthquakes : observation, theory, and interpretation*. ed. H. Kanamori, 1983.
- F. Gilbert. Excitation of the normal modes of the earth by earthquake sources. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 22 :223–226, 1970.
- S.L. Goes, L. Ruff, and N. Winslow. The complex rupture process of the 1996 deep Flores, Indonesia, earthquake (Mw=7.9) from teleseismic P waves. *Geophys. Res. Lett.*, 24 :1295–1298, 1997.
- H.W. Green and P.C. Burnley. A new self-organizing mechanism for deep-focus earthquakes. *Nature*, 341 :733–737, 1989.
- H.W. Green and H. Houston. The mechanics of deep earthquakes. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 23 :169–213, 1995.

- D.T. Griggs and D.W. Baker. *The origin of deep focus earthquakes*. John Wiley, Hoboken, N.J., 1969.
- Harvard CMT. <http://www.seismology.harvard.edu/CMTsearch.html>, 2001.
- S.H. Harzell and T.H. Heaton. Rupture history of the 1984 Morgan Hill, California, earthquake from the inversion of strong motion records. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 76 :1553–1583, 1983.
- S.H. Harzell and T.H. Heaton. Teleseismic time functions for large shallow subduction zone earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75 :965–1004, 1985.
- N.A. Haskell. The Dispersion of Surface Waves on Multilayered Media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 43 :17–34, 1953.
- N.A. Haskell. Radiation Pattern of Surface Waves from Point Sources in a Multi-Layered Medium. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54(1) :377–393, 1964.
- T.H. Heaton. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Phys. Earth Planet. Sc.*, 64 :1–20, 1990.
- B.E. Hobbs and A. Ord. Plastic instabilities : Implications for the origin of intermediate and deep focus earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 93 :10,521–10,540, 1988.
- J.H. Holland. *Adaptation in Natural and Artificial Systems*. The University of Michigan Press, Ann Arbor, 1975.
- H. Houston. The non-double-couple component of deep earthquakes and the width of the seismogenic zone. *Geophys. Res. Lett.*, 20 :1687–1690, 1993.
- H. Houston. Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions. *J. Geophys. Res.*, 106(B6) :11,137–11,150, 2001.
- H. Houston, H.M. Benz, and J.E. Vidale. Time functions of deep earthquakes from broadband and short-period stacks. *J. Geophys. Res.*, 103 :29,895–29,913, 1998.
- H. Houston and J.E. Vidale. The temporal distribution of seismic radiation during deep earthquake rupture. *Science*, 265 :771–774, 1994.
- J.A. Hudson. Source type plot for inversion of the moment tensor. *J. Geophys. Res.*, 94 (B1) :765–774, 1989.
- S. Ide and G.C. Beroza. Does apparent stress vary with earthquake size? *Geophys. Res. Lett.*, 28(17) :3349–3352, 2001.
- P.F. Ihmlé. On the observation of subevents in teleseismic waveforms : the 1994 Bolivia deep earthquake revisited. *J. Geophys. Res.*, 103 :17,919–17,932, 1998.

- B. Isacks and P. Molnar. Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 9(1) :103–174, 1971.
- International Seismological Center ISC. *Bulletin of the International Seismological Center*, 38(11/12), 2001.
- M. Ishii, P.M. Shearer, H. Houston, and J.E. Vidale. Extent, duration and speed of the 2004 Sumatra-Andaman earthquake images by the Hi-Net array. *Nature*, page doi :10.1038/nature03675, 2005.
- Y. Jia, H. Dai, and X. Su. Tuosuo Lake earthquake fault in Qinghai Province. *Research on Earthquakes Faults in China, Xinjiang Seismological Bureau, Xinjiang Press, Wulumuqi*, pages 66–71, 1988.
- M.L. Jost and R.B. Herrmann. A student's guide to and review of moment tensors. *Seism. Res. Lett.*, 60 :37–57, 1989.
- B.R. Julian, A.D. Miller, and G.R. Foulger. Non-double-couple earthquake 1. Theory. *Rev. Geophys.*, pages 525–549, 1998.
- H. Kanamori. The energy release in great earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 82 :2981–2987, 1977.
- H. Kanamori. Rupture process of subduction-zone earthquakes. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 14 :293–322, 1986.
- H. Kanamori and D.L. Anderson. Theoretical basis for some empirical relations in seismology. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65 :1073–1095, 1975.
- H. Kanamori, D.L. Anderson, and T.H. Heaton. Frictional melting during the rupture of the 1994 Bolivian earthquake. *Science*, 279 :839–842, 1998.
- H. Kanamori and J.W. Given. Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake-source parameters. *Phys. Earth Planet. Int.*, 30 :8–31, 1981.
- H. Kanamori and L. Rivera. Static and dynamic scaling relations for earthquakes and their implications for rupture speed and stress drop. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94 :314–319, 2004.
- H. Kanamori and G.S Stewart. Mode of the strain release along the Gibbs Fracture Zone, Mid-Atlantic Ridge. *Phys. Earth Planet. Int.*, 11 :312–332, 1976.
- S. Karato, M.R. Riedel, and D.A. Yuen. Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone : Implications for mantle circulation and deep earthquakes. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 127 :83–108, 2001.

- H. Kawakatsu. Insignificant isotropic component in the moment tensor of deep earthquakes. *Nature*, 351 :50–53, 1991.
- B.L.N Kenneth and E.R. Engdahl. Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, 105 :429–465, 1991.
- M. Kikuchi and Y. Fukao. Iterative deconvolution of complex body waves from great earthquakes- the Tokachi-Oki earthquake of 1968. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 37 :235–248, 1985.
- M. Kikuchi and H. Kanamori. Inversion of Complex Body Waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 72(2) :491–506, 1982.
- M. Kikuchi and H. Kanamori. Inversion of Complex Body Waves-ii. *PEPI*, 43 :205–222, 1986.
- M. Kikuchi and H. Kanamori. Inversion of Complex Body Waves-iii. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 81(6) :2335–2350, 1991.
- M. Kikuchi and H. Kanamori. Note on Teleseismic Body-Wave Inversion Program. <http://www.eri.u-tokyo.ac.jp/ETAL/KIKUCHI/>, 2003.
- G.C.P. King, R.S. Stein, and Jian Lin. Static Stress Changes and the Triggering of Earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 83(3) :935–953, 1994.
- S.H. Kirby, S. Stein, E.A. Okal, and D.C. Rubie. Metastable mantle phase transformations and deep earthquakes in subducting oceanic lithosphere. *Rev. Geophys.*, 34 :261–306, 1996.
- S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt, and M.P. Vecchi. Optimization by simulated annealing. *Science*, 220 :671–680, 1983.
- Y. Klinger, R. Michel, and G.C.P. King. Evidence for an earthquake barrier model from Mw \sim 7.8 Kokoxili (Tibet) earthquake slip-distribution. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 242 (3-4) :354–364, 2005a.
- Y. Klinger, R. Michel, J. Van der Woerd, X. Xu, and P. Tapponnier. Slip-distribution and Rupture Pattern of the 14 November 2001, Mw 7.8 Kokoxili Earthquake (China). *AGU Fall meeting*, 2004.
- Y. Klinger, J. Van der Woerd, P. Tapponnier, X.W. Zu, G. King, W.B. Chen, W.T. Ma, G. Peltzer, and D. Bowman. Detailed strip map of the Kokoxili earthquake rupture (Mw 7.8, 14/11/01) from space. *EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice, France*, 2003.
- Y. Klinger, X. Xu, P. Tapponnier, J. Van der Woerd, C. Lasserre, and G. King. High-resolution satellite imagery mapping of the surface rupture and slip distribution of the Mw 7.8, November 14, 2001 Kokoxili earthquake Kunlun Fault, Northern Tibet, China. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95(5) :1970–1987, 2005b.

- L. Knopoff and F. Gilbert. Radiation from a strike-slip fault. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 49 : 163–178, 1959.
- L. Knopoff and F. Gilbert. Radiation first motions from seismic sources. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 50 :117–134, 1960.
- L. Knopoff and M.J. Randall. The compensated linear-vector dipole : a possible mechanism for deep earthquakes. *J. geophys. Res.*, 75 :4957–4963, 1970.
- G. L. Kosarev, N. V. Peterson, L. P. Vinnik, and S. W. Roecker. Receiver functions for the Tien Shan analog network : Contrasts in the evolution of structures across the Talasso-Fergana fault. *J. Geophys. Res.*, 98 :4437–4448, 1993.
- K. Kuge and T. Lay. Systematic non-double-couple components of earthquakes mechanisms : the role of fault zone irregularity. *J. geophys. Res.*, 99 :15 457– 15 467, 1994.
- C. Lanczos. Linear differential operators. *D. Van Nostrand, London*, pages 100–158, 1961.
- G. Laske, G. Masters, and C. Reif. <http://mahi.ucsd.edu/Gabi/rem.html>, 2001.
- C. Lasserre, G. Peltzer, Y. Klinger, J. Van der Woerd, and P. Tapponnier. Coseismic deformation of the 2001 Mw=7.8 Kokoxili earthquake in Tibet, measured by synthetic aperture radar interferometry. *J. Geophys. Res.*, 110(B12408) :doi :10.1029/2004JB003500, 2005.
- C. Lasserre, G. Peltzer, J. Van der Woerd, Y. Klinger, and P. Tapponnier. Coseismic deformation from the Mw 7.8 Kokoxili, Tibet earthquake, from ERS InSAR data. *EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice, France*, 2003.
- C. Lasserre, Y. Gaudemer ; P. Tapponnier, A.S. Mériaux, J. Van der Woerd, D. Yuan, F.J. Ryerson, R.C. Finkel, and M.W. Caffee. Fast late Pleistocene slip rate on the Leng Long Ling Segment of the Haiyuan Fault, Qinghai, China. *J. Geophys. Res.*, 107(B11, 2276) : doi :10.1029/2000JB000060, 2002.
- J. Lavé and J.P Avouac. Active folding of fluvial terraces across the Siwaliks Hills, Himalayas of central Nepal. *J. Geophys. Res.*, 105(5) :735–770, 2000.
- H. Li, J. Van der Woerd, Y. Klinger, P. Tapponnier, X. Qi, J. Yang, and Y. Zhu (in press). Slip rate on the Kunlun Fault and recurrence time of great earthquake comparable to the 14/11/2001, Mw 7.8 Kokoxili earthquake at Hongshui Gou. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 237 :285–299, 2005.
- A. Lin, B. Fu, J.Guo, Q. Zeng, G. Dang, W. He, and Y. Zhao. Co-seismic strike-slip and rupture length produced by the 2001 M_s 8.1 central Kunlun earthquake. *Science*, 296 : 2015–2017, 2002.

- A. Lin, M. Kikuchi, and B. Fu. Rupture Segmentation and Process of the 2001 M_w 7.8 Central Kunlun, China, Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93 :2477–2492, 2003.
- J.J. McGuire. Estimating finite source properties of small earthquake ruptures. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94 :377–393, 2004.
- J.J. McGuire, L. Zhao, and T.H. Jordan. Teleseismic inversion for the second-degree moments of earthquake space-time distributions. *Geophys. J. Int.*, 145 :661–678, 2001.
- J.J. McGuire, L. Zhao, and T.H. Jordan. Predominance of unilateral rupture for a global catalog of large earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 92 :3309–3317, 2002.
- W. Menke. *Geophysical data analysis : discrete inverse theory - Revised edition*. Academic Press, San Diego, California, 1989.
- A.S. Mériaux, F. Ryerson, P. Tapponnier, J. Van der Woerd, R. C. Finkel, X. Xu, Z. Xu, and M. Caffee. Rapid slip along the central Altyn Tagh Fault : Morphochronologic evidence from Cherchen He and Sulamu Tagh. *J. Geophys. Res.*, 109 :B06401, doi :10.1029/2003JB002558, 2004.
- F. Metivier, Y. Gaudemer, P. Tapponnier, and B. Meyer. Northeastward growth of the Tibet Plateau deduced from balanced reconstruction of two depositional areas ; the Qaidam and Hexi Corridor basins, China. *Tectonics*, 17(6) :823–842, 1998.
- N. Metropolis, A. Rosenbluth, M. Rosenbluth, A. Teller, and E. Teller. Equation of state calculation by fast computing machines. *J. of Chem. Phys.*, 21 :1087–1092, 1953.
- B. Meyer, P. Tapponnier, L. Bourjot, F. Métivier, Y. Gaudemer, G. Peltzer, Shunmin Guo, and Zhitai Chen. Mechanisms of active crustal thickening in Gansu-Qinghai, and oblique, strike-slip controlled, northeastward growth of the Tibet plateau. *Geophys. J. Int.*, 135 :1–47, 1998.
- J.L. Nabelek. *Determination of earthquake source parameters from inversion of body waves*. PhD thesis, Mass. Inst. of Technol., Cambridge, 1984.
- NEIC. USGS, earthquake hazards programs. <http://neic.usgs.gov/neis/epic/epic.html>, 2004.
- Y. Okada. Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 82 :1018–1040, 1992.
- E. A. Okal. A student's guide to teleseismic body wave amplitudes. *Seism. Res. Lett.*, 63 (2) :169–180, 1992.
- A. Arda Ozacar and S.L. Beck. The 2002 Denali fault and 2001 Kunlun fault earthquakes : Complex rupture process of two large strike-slip events. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94 : S278–S292, 2004.

- G. Peltzer, F. Crampé, and G. King. Evidence of nonlinear elasticity of the crust from the Mw 7.6 Manyi (Tibet) earthquake. *Science*, 286 :272, 1999.
- G. Peltzer and F.J. Saucier. Present-day kinematics of Asia derived from geologic fault rates. *J. Geophys. Res.*, 101(12) :27,943–27,956, 1996.
- S.E. Persh and H. Houston. Deep earthquake rupture histories determined by global stacking of broadband P waveforms. *J. Geophys. Res.*, 109 :B04311, doi :10.1029/2003JB002762, 2004.
- J.H. Pollard. *A Handbook of Numerical and Statistical Techniques*. Cambridge Univ. Press, New York, 1977.
- J. Pujol. *Elastic wave propagation and generation in seismology*. Cambridge university press, 2003.
- M. Quenouille. Approximate tests of correlation in time series. *J. Roy. Statist. Soc.*, B 11 : 18–84, 1949.
- M. Quenouille. Notes on bias in estimation. *Biometrika*, 43 :353–360, 1956.
- L. Rivera, J. Van der Woerd, A. Tocheport, Y. Klinger, and C. Lasserre. The Kokoxili, November 14, 2001 earthquake : history and geometry of the rupture from teleseismic data and field observations. *EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice, France*, 2003.
- L. Ruff and H. Kanamori. The rupture process and asperity distributions of three great earthquakes from long-period diffracted P-waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 31 :202–230, 1983.
- M. Sambridge. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-I. *Geophys. J. Int.*, 138 :479–494, 1999a.
- M. Sambridge. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-II. *Geophys. J. Int.*, 138 :727–746, 1999b.
- M. Sambridge. Monte Carlo methods in geophysical inverse problems. *Rev. Geophys.*, 40 (3)(1009) :doi :10.1029/2000RG00089, 2002.
- F. Scherbaum. *Of poles and zeros - Fundamentals of digital seismology*. Kluwer academic publishers, 1996.
- P.G. Silver, S.L. Beck, T.C. Wallace, C. Meade, S.C. Myers, D.E. James, and R. Kuehnel. Rupture characteristics of the deep Bolivian earthquake of 9 June 1994 and the mechanism of deep-focus earthquakes. *Science*, 268 :69–73, 1995.
- P.G. Silver and T.H. Jordan. Total-moment spectra of fourteen large earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 88 :3273–3293, 1983.

- S.A. Sipkin. Estimation of earthquake source parameters by the inversion of waveform data : synthetic waveforms. *Phys. Earth Planet. Interiors*, 30 :242–259, 1982.
- B.W. Stump and L.R. Johnson. Higher-degree moment tensors - the importance of source finiteness and rupture propagation on seismograms. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 69 : 721–743, 1982.
- Y. Tanioka and L. Ruff. Source Time Functions. *Seism. Res. Lett.*, 68(3) :386–400, 1997.
- P. Tapponnier and P. Molnar. Active faulting and tectonics in China. *J. Geophys. Res.*, 82 :905–930, 1977.
- P. Tapponnier, F.J. Ryerson, J. Van der Woerd, A.S. Meriaux, and C. Lasserre. Long-term slip rates and characteristic slip; keys to active fault behaviour and earthquake hazard. *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences, Serie II. Sciences de la Terre et des Planetes*, 333(9) :483–494, 2001a.
- P. Tapponnier, Z. Xu, F. Roger, B. Meyer, N. Arnaud, G. Wittlinger, and J. Yang. Oblique stepwise rise and growth of the Tibet plateau. *Science*, 294 :1671–1677, 2001b.
- A. Tarantola. *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. SIAM, 2005.
- M. Taylor, A. Yin, F.J. Ryerson, P. Kapp, and L. Ding. Conjugate strike-slip faulting along the Bangong-Nujiang suture zone accommodates coeval east-west extension and north-south shortening in the interior of the Tibetan Plateau. *Tectonics*, 22(4, 1044) : doi :10.1029/2002TC001361, 2003.
- W. Thomson. Transmission of elastic waves through a stratified solid. *J. Appl. Geophys.*, 21 :89–93, 1950.
- R. Tibi, G. Bock, and C.H. Estabrook. Seismic body wave constraint on mechanisms of intermediate-depth earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 107(B3, 2047) : doi :10.1029/2001JB000361, 2002.
- R. Tibi, C.H. Estabrook, and G. Bock. The 1996 June 17 Flores Sea and 1994 March 9 Fiji-Tonga earthquakes : source processes and deep earthquake mechanisms. *J. Geophys. Int.*, 138 :625–642, 1999.
- A. Tocheport, R. Rivera, and S. Chevrot. A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes. *J. Geophys. Res.*, submitted, 2006a.
- A. Tocheport, R. Rivera, and J. Van der Woerd. A study of the 14 november 2001 Kokoxili earthquake : history and geometry of the rupture from teleseismic data and field observations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 96(5) :1729 – 1741, 2006b.

- S. Toda and R.S. Stein. Did stress triggering cause the large off-fault aftershocks of the 25 march 1998 $m_w=8.1$ antarctic plate earthquake? *Geophys. Res. Lett.*, 27(15) :2301–2304, 2000.
- M. Vallée and M. Bouchon. Imaging coseismic rupture in far field by slip patches. *Geophys. J. Int.*, 156 :615–630, 2004.
- J. Van der Woerd, Y. Klinger, P. Tapponnier, X. Xu, W. Chen, W. Ma, and G. King. Coseismic offsets and style of surface ruptures of the 14 november 2001 Mw 7.8 Kokoxili earthquake (northern tibet). *EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice, France*, 2003.
- J. Van der Woerd, A.S. Mériaux, Y. Klinger, F.J. Ryerson, Y. Gaudemer, and P. Tapponnier. The 14 November 2001, $M_w = 7.8$ Kokoxili earthquake in Northern Tibet (Qinghai Province, China). *Seism. Res. Lett.*, 73 :125–135, 2002a.
- J. Van der Woerd, F. J. Ryerson, P. Tapponnier, Y. Gaudemer, R. Finkel, A.S. Mériaux, M. Caffee, G.G. Zhao, and Q. He. Holocene left slip-rate determined by cosmogenic surface dating on the Xidatan segment of the Kunlun fault (Qinghai, China). *Geology*, 26 :695–698, 1998.
- J. Van der Woerd, F. J. Ryerson, P. Tapponnier, A.S. Mériaux, Y. Gaudemer, B. Meyer, R.C. Finkel, M.W. Caffee, G.G. Zhao, and Z.Q. Xu. Uniform slip-rate along the Kunlun fault : Implications for seismic behaviour and large-scale tectonics. *Geophys. Res. Lett.*, 27 :2353–2356, 2000.
- J. Van der Woerd, P. Tapponnier, F.J. Ryerson, A.S. Mériaux, B. Meyer, Y. Gaudemer, R.C. Finkel, M.W. Caffee, G.G. Zhao, and Z.Q. Xu. Uniform Post-Glacial slip-rate along the central 600 km of the Kunlun fault (Tibet), from ^{26}Al , ^{10}Be , ^{14}C dating of riser offsets, and climatic origin of the regional morphology. *Geophys. J. Int.*, 148 :356–388, 2002b.
- Lieven Vandenberghe and Stephen Boyd. Semidefinite Programming. *SIAM Review*, 38 (1) :49–95, 1996.
- A. Venkataraman. *Investigating the mechanics of earthquakes using macroscopic seismic parameters*. PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2002.
- A. Venkataraman and H. Kanamori. Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 109 :doi :10.1029/2003JB002549, 2004.
- J.E. Vidale and H. Houston. The depth dependence of earthquake duration and implications for rupture mechanisms. *Nature*, 365 :45–47, 1993.
- M. Voronoi. Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie des formes quadratiques. *J. Reine u. Angew. Math*, 134 :198–287, 1908.

- A.V. Vvedenskaya. Determination of the stress active in the foci of earthquakes, based of observations at seismological stations. *Bull. (Izvestiya) Ac. of Sciences USSR. Geophysics Series*, 4 :513–519, 1960.
- K.T. Walker, M. Ishii, and P.M. Shearer. Rupture details of the 28 March 2005 Sumatra mw 8.6 earthquake imaged with teleseismic P waves. *Geophys. Res. Lett.*, 32 : doi :10.1029/2005GL024395, 2005.
- L.M. Warren and P. Shearer. Systematic determination of earthquake rupture directivity and fault planes from analysis of long-period P-wave spectra. *Geophys. J. Int.*, 164 : 46–62, 2006.
- L.M. Warren and P.G. Silver. Measurement of differential rupture durations as constraints on the source finiteness of deep-focus earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 111 :B06304, doi :10.1029/2005JB004001, 2006.
- P. Wessel and W.H.F. Smith. Free software helps map and display data. *Eos Trans. AGU*, 72 (441) :445–446, 1991.
- D.A. Wiens. Seismological constraints on the mechanism of deep earthquakes : temperature dependence of deep earthquake source properties. *Phys. Earth Planet. Sci.*, 127 :145–163, 2001.
- G. Wittlinger, P. Tapponnier, G. Poupinet, J. Mei, S. Danian, G. Herquel, and F. Masson. Tomographic evidence for localized lithospheric shear along the Altyn Tagh Fault. *Science*, 282 :74–76, 1998.
- X. Xu, W. Chen, W. Ma, G. Yu, and G. Chen. Surface rupture of the Kunlunshan earthquake (Ms 8.1), northern Tibetan plateau, China. *Seism. Res. Lett.*, 73 :884–892, 2002.
- X. Xu, W. Ma, G. Yu, P. Tapponnier, Y. Klinger, and J. Van der Woerd. Re-evaluation of surface rupture parameters and faulting segmentation of the Kunlunshan earthquake (Mw7.8), Northern Tibetan plateau, China. *J. Geophys. Res.*, 111,B05316 : doi :10.1029/2004JB003488, 2006.
- C.J. Young, T. Lay, and C.S. Lynnes. Rupture of the 4 february 1976 guatemalan earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 79 :670–689, 1989.