

# Processus de rupture dynamique d'un grand séisme et loi de friction sur les failles

Michel Campillo<sup>a,\*</sup>, Raul Madariaga<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de géophysique interne et tectonophysique, université Joseph-Fourier, 38041 Grenoble cedex, France

<sup>b</sup> Laboratoire de géologie, École normale supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France

Reçu le 10 avril 2001 ; accepté le 27 août 2001

**Abstract – Earthquake dynamics and friction properties of faults.** We study the physics of rupture propagation on a set of active faults using observations of the 28 June 1992 Landers earthquake in California. This very well recorded event provides a wealth of information about the details of rupture propagation on earthquake faults that modify in a fundamental way the simple naive models of earthquake rupture that have been so popular in Earth Sciences. Different methods to invert seismic and geodetic data for the details of the rupture process are discussed and put to work in order to make a model of the Landers earthquake that explains essentially all available data down to a wavelength of about 3 km. It emerges from our studies that earthquakes propagate very rapidly but in a very complex and tortuous way. The kinematic description of the rupture history is used to constrain the parameters of friction on the fault. The numerical simulation completely reproduces the source properties, including wave radiation. A consequence of friction weakening is the existence of a phase of initiation prior to rupture propagation. This phase is associated with specific length and time characteristics. We show that the apparent friction on the fault during large earthquakes is the result of complex interactions between the fault segments. The weakening rate is therefore a scale-dependant property depending on the geometrical properties of the fault system at different scales. © 2001 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

earthquakes / faults / friction / numerical modelling / natural hazards

**Résumé – Nous étudions la physique de la propagation d'une rupture sismique le long d'une faille segmentée, en nous appuyant sur l'étude du séisme du 28 juin 1992 à Landers, en Californie. Ce séisme, très bien enregistré, nous renseigne sur la propagation de la rupture sismique avec un détail sans précédent. Il apparaît que les modèles simples de propagation de la rupture manquent de certains éléments essentiels du processus de rupture. Plusieurs méthodes d'inversion sont utilisées afin de déterminer les détails du processus de rupture jusqu'à une longueur d'onde de l'ordre de 3 km. Il en résulte que la rupture de ce séisme s'est propagée à une vitesse proche de celle des ondes S au cœur de la faille, mais d'une façon extrêmement complexe, avec des nombreux détours. La simulation numérique avec un modèle de friction permet de reconstruire le scénario de la rupture et de contraindre les paramètres constitutifs du frottement. L'affaiblissement requis dans la loi de friction a pour conséquence l'émergence d'échelles d'espace et de temps dans l'évolution du système vers son instabilité. La faille étant elle-même un objet de géométrie complexe, la friction apparente pendant un grand séisme, qui est celle déterminée à l'échelle des inversions discutées ici, est le fruit d'interactions complexes. Il s'agit donc d'une propriété dépendant de l'échelle considérée, c'est-à-dire de la taille du séisme. © 2001 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS**

séismes / failles / friction / simulation numérique / risques naturels

\* Correspondance et tirés à part.

Adresse e-mail : Michel.Campillo@obs.ujf-grenoble.fr (M. Campillo).

## Abridged version

### 1. Introduction

Earthquakes are due to the very rapid propagation of a rupture front on a fault or family of faults. While simple models of an expanded rupture explain some of the most general aspects of earthquake occurrence, it is not very useful in predicting the effect of earthquakes because it is simply too general. Getting more detailed information is difficult because the active zones of faults are buried deep inside the crust and are only accessible to scrutiny using seismic waves. Some of the largest earthquakes break the surface, but this is only accessible for a very small number of events. The data from these rare events has improved tremendously in the last ten years thanks to progress in digital instrumentation. In this note we examine the results obtained for one of the best-recorded events of all times: the 28-June-1996 event in the Mojave desert in California.

### 2. Rapid propagation of slip

The quantification of seismic motions started with the introduction of the concept of seismic moment in the middle sixties. The moment tensor is the mechanical equivalent of a unit fault and it is simply the product of average slip by an 'elastic constant' times the 'surface of the fault'. Theoretical and observational progress led to the first measurement of the moment tensor of the Niigata earthquake of 1966 by Aki [1]. This model is too simple and seismologists developed more accurate models that take into account a fundamental property of earthquakes: slip is extremely heterogeneous and variable. This is the reason why earthquakes are so complex and so difficult to predict. Two different but deeply related techniques have been developed to study earthquake radiation; one that we will call kinematic is based on an extension of the simple idea of a moment tensor. The other, which we refer to as dynamical, is based on the study of the forces that are involved in the seismic process.

Kinematic models are well established now and constitute the most useful technique to understand earthquakes from a seismological point of view. An earthquake is viewed as the juxtaposition of a distribution of elementary seismic moment tensors. The radiation of each of these moments can be added to form seismograms using the well-known representation theorem shown in the equation:

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_S G_{ij,k}(\mathbf{x}, t; \xi, t_0) M_{jk}(\xi, t_0) d\xi$$

(see [3] for details). Modelling the seismograms (roughly ground velocity) and accelerograms (ground acceleration) recorded during an earthquake is not a simple technique because one has to correct for propagation effects that are not only difficult to model, but that can completely hide the details of rupture at seismic frequencies higher than 1 Hz, wavelengths of 3 km for S-waves. The resolution of seismic observations is limited to low frequencies, this

is a very important limitation that should be constantly reminded. The resolution of other observation techniques, like GPS, interferometry or classical geodesy may be of the same order or better on the surface, but it deteriorates much more rapidly with depth than seismic methods. The result of dozens of well resolved inversions made by many different authors leads to a clear conclusion: earthquakes are clearly complex at all the resolved length scales.

### 3. The Landers earthquake of 1992: kinematics

The Landers earthquake occurred on a set of at least four well defined faults in the Mojave desert, about 100 km ENE of Los Angeles, California. This event, recorded by hundreds of seismic instruments, was the object of detailed seismological study of its aftershocks. It was the very first seismic event studied using radar interferometry and occurred inside an excellent GPS network. The location and fault geometry of the earthquake are shown in *figure 1*. The rupture consists in at least three major fault segments: Landers/Johnson valley to the south, Homestead valley in the centre and Camp Rock/Emerson at the northwestern end.

Hernandez et al. [19] made a simultaneous inversion of all available data in order to obtain the model of *figure 2*. This model satisfies slip distribution constraints derived from field observations of the fault trace, GPS and radar interferometric data on surface deformation. The rupture process, shown as snapshots of activity on the fault taken every 3 seconds, was inverted from the ground displacement computed from accelerograms in the near field. The most interesting result is that rupture moves from the hypocenter located in the south (left in *figure 2*) to the north at a rupture speed of about  $3.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , very close to that of shear waves in the middle crust, and crosses the entire fault system, more than 70 km in length, in less than 20 s.

This figure poses a number of problems that we need to answer if we are ever going to be able to predict earthquakes. Why did rupture start at a relatively weakly loaded spot of the fault and not near the end of the Homestead valley fault or the Johnson valley fault that have the maximum slip? An earthquake was clearly overdue in that area of the fault, yet rupture started on a weakly loaded Landers fault, very close to the point where a previous event had occurred on 26 April 1992 (see *figure 1*). Triggering plays a fundamental role in earthquake initiation. We will conclude this note with some discussion of this essential subject.

### 4. Dynamic modelling

The complexity of slip distribution shown at the bottom of *figure 2* cannot be simply explained and requires a careful mechanical study. When an earthquake occurs slip is due to stress relaxation on the fault. If the slip function has bumps and valleys, stress relaxation is not only non-uniform but there are areas of relaxation (peaks in slip) and areas of stress increase (troughs in the slip distribution). Thus an earthquake, contrary to the classical

crack model of Kostrov, does not relax stresses everywhere. This fundamental observation needs to be fully understood because it has far reaching consequences for seismic radiation, for the nature of seismicity and for the so-called seismic cycle, the pervasive idea that earthquakes would be periodic or characteristic.

Olsen et al. [30] analysed the Landers data and came to the conclusion that heterogeneity was an essential feature of this event and generated a dynamic model based on the previous kinematic inversion by Wald and Heaton [36]. What they found is that rupture propagation in the Landers was not at all the regular, almost steady, propagation of a rupture front of classical fault models. It was rather a constant struggle between the will of the rupture front to expand and the resistance of rocks to move. It turns out that on the average the fault was barely ready to break and sat very close to a critical point that can be described by an extension of Griffith criterion for tension cracks. Although the details are much more complex for shear faults, earthquakes only occur when the rupture conditions are barely attained on the entire surface of the fault. The consequences of this observation are far reaching and we have not yet fully explored it.

Based on this preliminary success in using fully dynamic modelling, Peyrat et al. [33] made an inverse dynamic model of the Landers earthquakes. This is a mechanical model of the fault that satisfies strict mechanical laws everywhere and satisfies all available seismological observations. In contrast to the kinematic model by Hernandez et al. [19], Peyrat et al.'s model cannot fit the geodetic data because they flattened the fault in order to make the problem tractable in current computers. It is now foreseeable

that a full dynamical model will be inverted using boundary integral equation methods in the next couple of years.

## 5. Rupture initiation

As we mentioned before, the Landers earthquake was triggered by some unknown process from a point of the fault that was close to the point where the Joshua tree event of April 1992 stopped. The conditions for dynamic rupture initiation are a puzzle because earthquakes are entirely due to internal stresses that increase because of plate motions. Thus the triggering of instability in this system is not controlled by an external parameter that one can vary at will. An even cursory analysis of the conditions for rupture initiation demonstrates that earthquakes are triggered when a certain zone of finite length reaches instability. The details of this process may be very complex but they always lead to the existence of a finite length scale and therefore to the notion of energy release rate [2, 9, 10, 28]. Contrary to many naive models, earthquakes do not occur simply because stresses are high, but because they are high over a finite zone of the fault. The examination of the consequences of this observation are still in progress, but notions of scaling, effective cluster sizes that have been introduced recently in the physics of condensed matter appear also in earthquake propagation in a natural way, not as a consequence of numerical models that have only a marginal relation to reality. We present here a numerical example of renormalization of the friction law that shows that an effective homogeneous friction law produces the average properties of rupture growth of a fault with small-scale heterogeneity.

## 1. Introduction

La compréhension de l'occurrence et des effets des séismes repose sur notre capacité à développer un modèle physique en accord avec les informations disponibles. Bien que nombreuses, ces informations sont essentiellement indirectes et il n'y a pas d'observations directes qui permettent de décrire avec une certaine objectivité le déroulement d'un séisme. L'obstacle principal est bien entendu la distance : l'essentiel du phénomène se produit en profondeur et ne peut donc être directement observé. Un autre obstacle majeur est la durée. Pendant un grand séisme, le glissement se produit pendant au plus quelques dizaines de secondes, alors que la faille n'a pas connu de tels événements pendant des milliers, voire des centaines de milliers d'années. Pour comprendre la mécanique des séismes, les sismologues se doivent d'utiliser les séismes comme de véritables expériences scientifiques en vraie grandeur, à partir desquelles les processus et les paramètres importants pourront être dé-

duits et une réelle modélisation envisagée. Ce sont les progrès récents en la matière que nous présentons ici.

## 2. Décrire le processus de glissement rapide pendant les séismes

La quantification des séismes a été rendue possible par le développement du concept de moment sismique [1, 7, 25], qui permet de représenter la source par un point de dislocation. Le tenseur des moments équivalant à la dislocation contient l'information sur la géométrie du glissement (plan de faille et plan conjugué, vecteur de glissement) et sur l'amplitude du phénomène au travers de la grandeur scalaire appelée moment sismique et définie par  $M = \mu S \Delta U$ , où  $\mu$  est la rigidité,  $S$  la surface de la dislocation et  $\Delta U$  la valeur moyenne du glissement. Pour déterminante qu'elle ait été dans les progrès de la sismologie, cette représentation s'appuie sur l'idée d'une source ponctuelle, qui bien sûr n'est valide que lorsque l'on considère de grandes longueurs d'ondes. Pour percer

plus avant les détails du processus de rupture, il faut prendre en compte le caractère étendu de la faille. Pour cela, chaque point du plan de faille est considéré comme une dislocation potentielle et on cherchera donc à établir la distribution spatio-temporelle du relâchement de moment, que l'on sait associer à un glissement.

Différents types de données sismologiques peuvent être utilisés pour cette reconstruction du phénomène en profondeur. Les données télé-sismiques, dont le contenu spectral est relativement basse fréquence, permettent d'établir les caractéristiques principales de la rupture pendant les grands séismes [21, 27]. Le déploiement de réseaux d'accéléromètres a permis d'acquérir, pour un nombre encore limité de séismes, des enregistrements au voisinage immédiat de la faille, qui sont une source très riche d'informations sur le processus de rupture. Il faut ajouter à cela les données géodésiques, qui représentent la composante très longue période (statique) des mouvements du sol.

Le déplacement de la surface  $u$  peut formellement s'écrire sous la forme :

$$u_i(x, t) = \int_S G_{ij,k}(x, t; \xi, t_0) M_{jk}(\xi, t_0) d\xi$$

où  $G_{ij,k}$  représente le gradient du tenseur de Green et  $M_{jk}$  le tenseur des moments équivalant à la dislocation (voir par exemple [3]). La reconstruction du processus de rupture va donc s'appuyer sur les propriétés de ces deux grandeurs. Pour résumer les éléments qui permettent de discerner comment se fait la rupture, citons les phénomènes majeurs qui entrent en jeu. D'abord, bien sûr, la fonction de Green traduit la propagation des ondes et on peut facilement imaginer remonter le temps et « rétro-propager » les observations jusqu'à la faille pour détecter les zones d'émission et les zones « silencieuses », ce qui devrait donner de très bons résultats dans une hypothèse haute fréquence, si l'on connaît bien la fonction de Green. L'amplitude du mouvement observé à la surface dépend évidemment de l'amplitude du glissement sur la faille, mais pas seulement dans le cadre d'un processus spatio-temporel de développement rapide, comme la rupture pendant un séisme. En effet, la directivité de la rupture joue un rôle important. Il s'agit simplement de la concentration temporelle de l'énergie pour une impulsion émise dans la direction de propagation de la rupture, par opposition à l'étalement de l'énergie dans une direction opposée. Ce simple phénomène permet de discerner visuellement la direction de rupture dans de nombreux cas et est particulièrement spectaculaire pour les grands séismes de coulissage [4, 8]. L'amplitude de ces effets étant dépendante de la fréquence, une analyse sur un spectre large permet de décrire les grandes lignes du processus de rupture.

Pour aller au-delà, il faut pouvoir décrire le détail du développement du glissement ou, pour le moins, la durée du glissement en chaque point de la faille. Les difficultés sont ici grandes, car on observe un très fort biais entre vitesse de glissement, vitesse de rupture et amplitude du glissement. La détermination complète demande donc des enregistrements offrant une couverture angulaire importante et décrivant la gamme de fréquence la plus large possible. Les limites de l'imagerie des sources sismiques tiennent aujourd'hui à deux facteurs majeurs. D'abord, la difficulté qu'il y a à évaluer la fonction de Green. Dans la plupart des cas, on utilise une simulation numérique pour décrire la réponse du milieu. Mais la Terre solide est un milieu hétérogène et mal connu. Il est très difficile, voire impossible, de simuler complètement un sismogramme pour des fréquences supérieures au hertz. Il s'agit là d'une limitation majeure qui, pour être dépassée, requiert à la fois un important effort de recherche et des observations en profondeur qui limiteront les effets de diffusion en surface. Un autre aspect limitatif tient à la géométrie complexe des failles. Les observations directes du glissement en surface sont possibles dans certains cas de grands séismes. Elles montrent que le glissement se produit sur des ensembles de failles segmentées, dont la complexité peut être observée à différentes échelles. Les grandes failles sont marquées par une zone de broyage, dont la largeur peut atteindre plusieurs centaines de mètres. Ces éléments devraient bien sûr être pris en compte dans les modèles de séisme s'ils sont effectivement caractéristiques de la structure de la faille en profondeur. Mais le sont-ils ? Il est bien difficile de répondre à cette question en dehors d'arguments directs ; il est donc important aujourd'hui d'avoir des images de la faille en profondeur. Il s'agit, là encore, d'un enjeu pour la compréhension des séismes et en même temps d'un défi scientifique difficile.

Ces difficultés intrinsèques à l'imagerie de la rupture étant posées, cette technique a tout de même permis de grands progrès quant à notre vision des processus à l'origine des séismes. Les limites que nous avons évoquées, difficultés à reproduire la fonction de Green et méconnaissance de la géométrie détaillée des failles, vont essentiellement empêcher l'utilisation de la partie haute fréquence des signaux sismiques. Cela signifie que, de fait, seuls les signaux basse fréquence (typiquement moins de 1 Hz) sont effectivement résolus dans l'inversion et que donc les résultats seront des images lissées de la réalité. Dans un premier temps, les sismologues ont basé la construction d'un scénario de la rupture sur des procédures d'essai erreur. Archuleta [4] a ainsi obtenu un excellent accord avec les données concernant un scénario pour le séisme d'Imperial Valley. Olson et Apsel [32] ont proposé l'utilisation de méthodes in-

verses. Une classe de méthodes d'inversion repose sur l'optimisation du modèle par rapport aux séries temporelles des sismogrammes avec différentes implémentations [5, 12, 17, 18]. Une autre approche consiste à optimiser par rapport au spectre complexe des sismogrammes [11, 31]. Cette approche permet d'explorer de manière explicite la résolution en fonction de la fréquence considérée. De façon à limiter le nombre de paramètres des modèles, il est pratique de choisir a priori une description fonctionnelle du glissement sur la faille, ce qui autorise à décrire l'histoire du glissement par trois grandeurs en chaque point : le temps de début de la rupture, sa durée et le glissement final. Le problème d'optimisation à résoudre n'est pas strictement linéaire ; il est en pratique nécessaire de mettre en œuvre des méthodes de linéarisation itératives ou des algorithmes de recherche globale de type algorithme génétique.

### 3. Le cas du séisme de Californie du Sud de 1992

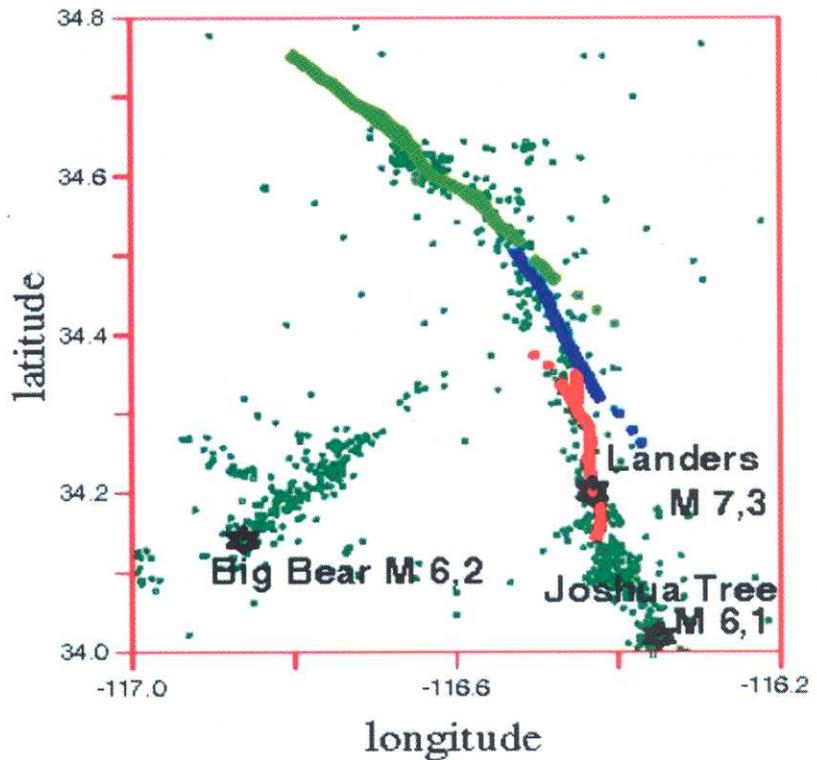
Le développement des réseaux accélérométriques fait que bon nombre des séismes superficiels récents ont donné lieu à ce type d'analyse. La nécessité d'avoir une couverture angulaire suffisante limite pourtant à seulement quelques-uns d'entre eux les cas où une résolution satisfaisante a été atteinte. Un cas très favorable et bien étudié est celui du séisme de Landers, qui s'est produit en 1992 en Californie du Sud. Nous le prendrons comme exemple. Le séisme de Landers est une rupture de coulissage sur une faille verticale de magnitude  $M_w = 7,3$ , qui s'est produite dans le désert de Mojave le 28 juin 1992. Les nombreuses ruptures en surface ont permis d'établir que le séisme avait affecté une zone d'environ 70 km de long et mobilisé au moins trois failles d'azimuts différents (*figure 1*).

Le premier segment est celui de Landers/Johnson Valley, au sud-est de la rupture, où est situé l'épicentre du séisme. Le segment de Homestead Valley constitue la partie centrale de la rupture et la faille de Camp Rock/Emerson est située à l'extrême nord-ouest de la rupture. L'utilisation des enregistrements accélérométriques au voisinage de la faille [11, 36] ont permis une première reconstruction de l'histoire du séisme. Les données géodésiques apportent des contraintes supplémentaires, qui peuvent être incorporées dans le schéma d'inversion. C'est ce qui a été fait avec les données GPS, d'une part, et les images d'interférométrie obtenues avec les données des radars à synthèse d'ouverture du satellite ERS 1 [26], d'autre part. Hernandez et al. [19] ont présenté les résultats d'une inversion conjointe de l'en-

semble des données géodésiques et sismologiques recueillies au voisinage de la faille. Le développement du glissement a ainsi pu être reconstruit. Le scénario obtenu est présenté sur la *figure 2*. Il est frappant de constater la complexité du processus de rupture. Nous sommes ici très loin des images de propagation simples, sur lesquelles est basée l'interprétation sismologique traditionnelle. La rupture se propage à vitesse variable, semble entourer des zones de résistance qui vont finalement céder. La rupture s'est produite sur trois segments de failles, d'orientations différentes. La distribution du glissement en profondeur est très différente sur ces trois segments. Il est notable de constater que la rupture s'est quasiment arrêtée à l'extrémité du premier segment, retardant le départ de l'instabilité sur le deuxième. Ceci nous indique clairement l'existence de processus d'évolution de la faille différents de l'aspect purement propagatif du front. Nous reviendrons sur ce point dans un paragraphe sur l'initiation de la rupture. À partir de ce scénario, il est possible de calculer l'évolution de champ de contrainte pendant l'événement. Les résultats obtenus montrent que la contrainte avant le séisme ou la résistance à la rupture sur la faille doit être très hétérogène. On notera que les changements de direction du système de faille peuvent expliquer l'arrêt de la rupture, le segment nord étant mal orienté par rapport à la contrainte tectonique régionale. Ceci est confirmé par les calculs de l'évolution de contrainte, qui montre que, dans cette zone, le niveau de contrainte a été augmenté dynamiquement par la rupture elle-même, pour que le seuil de glissement soit atteint. Un séisme n'aurait pu débiter sur ce segment nord, qui était éloigné du seuil de glissement, mais l'augmentation dynamique de contrainte produite par la rupture au sud a permis la propagation de la rupture.

### 4. Modèles dynamiques

Les scénarios comme celui présenté plus haut montrent sans la moindre ambiguïté que les tremblements de terre sont beaucoup plus complexes que les modèles « dislocation » ou « fracture » proposés par les sismologues dans les années 70 et repris dans des modèles de sismicité, comme celui dit du séisme « caractéristique ». L'origine de cette complexité est attribuée par certains auteurs, tantôt à des propriétés fractales de la faille, tantôt à la percolation, à la criticalité, aux transformations de phase ou autres phénomènes non linéaires. Malheureusement, ces modèles ne peuvent pas être confrontés directement aux observations de terrain, car il leur manque un élément essentiel des tremblements de terre : le rayonnement sismique. Notre objectif dans la suite de cet article



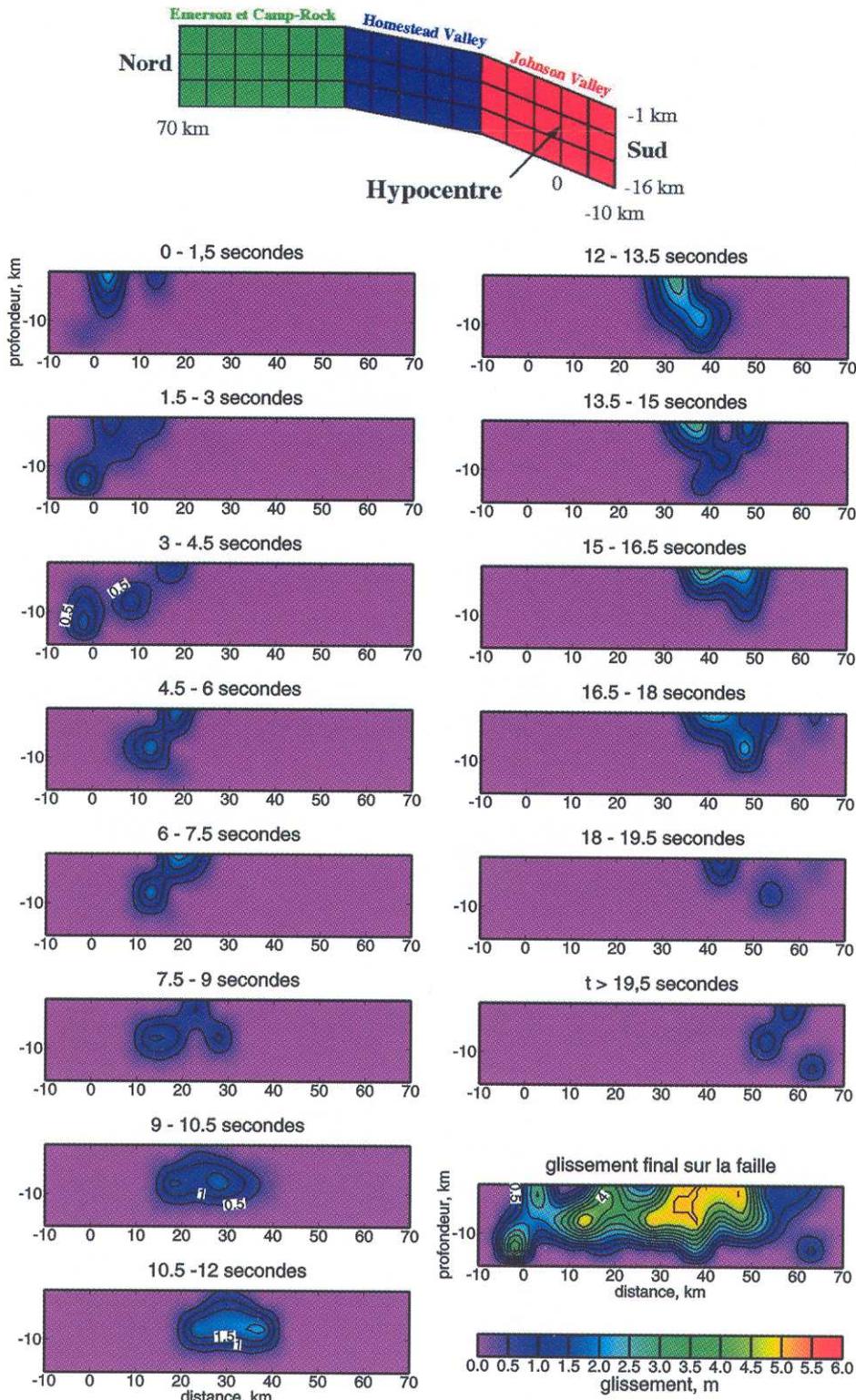
**Figure 1.** Carte de situation de la région de Landers et carte des trois segments de faille révélés par les traces de surface (en traits gras). Les points indiquent les localisations des répliques du séisme principal du 23 juin 1992 et du séisme de Big Bear du même jour. Le séisme de Joshua Tree avait eu lieu le 26 avril 1992.

**Figure 1.** Map of the surface breaks after the Landers earthquake of 23 June 1992. Dots represent the aftershocks of the main event and of the Big Bear event of the same day. The Joshua Tree event occurred on 26 April 1992.

est de construire des modèles qui aient ces propriétés de récursivité complexe, d'hétérogénéité, etc. et qui sont en même temps vérifiables par confrontation directe aux observations. Ces modèles ne peuvent être que des modèles appelés « dynamiques » dans le jargon sismologique, c'est-à-dire des modèles basés sur une modélisation correcte de la rupture, posée comme un problème aux limites en élastodynamique. Cette partie décrit nos progrès vers cet objectif en les illustrant par le cas particulier du séisme de Landers. Olsen et al. [30] ont été les premiers à proposer un modèle complètement dynamique de tremblement de terre. Ce modèle, basé sur l'inversion cinématique de Wald et Heaton [36], satisfaisait la plupart des observables utilisées pour construire le modèle inverse. Les données qui apportent le plus de résolution, à savoir les accélérogrammes proches de la faille, n'ont, en revanche, pas été modélisés correctement. Récemment, Peyrat et al. [33] ont réussi à satisfaire l'ensemble des données sismologiques disponibles pour ce tremblement de terre avec un modèle dynamique.

## 5. Modèle de rupture et méthode numérique de simulation

Nous l'avons vu, le séisme de Landers s'est produit sur un système de faille comportant au moins trois segments principaux. Pour des raisons de limitations actuelles de nos programmes de modélisation, nous avons remplacé les trois segments par une seule faille plane, verticale, de 78 km de longueur et s'étalant depuis la surface jusqu'à 15 km de profondeur. La rupture sismique est modélisée numériquement en utilisant une méthode de différences finies d'ordre 4 dans la formulation vitesse–contrainte proposée par Madariaga [22], Virieux [34] et Olsen [29]. Notre schéma numérique comprend une surface libre et la stratification des vitesses sismiques dans la croûte connue dans la région. Des conditions absorbantes de type éponge ont été utilisées sur les bords éloignés de la maille de calcul, afin de limiter le temps de calcul. Les conditions aux limites numériques introduites par Madariaga et al. [24] permettent de tenir compte d'une loi de frottement quelconque entre les bords de



**Figure 2.** En haut : paramétrisation du système de faille actif durant le séisme de Landers. Au-dessous, la vitesse de glissement déduite de l'inversion des données de mouvements forts est représentée en projection pour différents intervalles de temps (vue de la faille depuis l'est). La distribution de glissement final est présentée en bas à droite (adapté de [19]).

**Figure 2.** Top: fault parameterisation used for the inversion. Bottom: snapshots of the slip velocity on the fault at different times (viewed from the east). The last frame represents the final distribution of slip (after [19]).

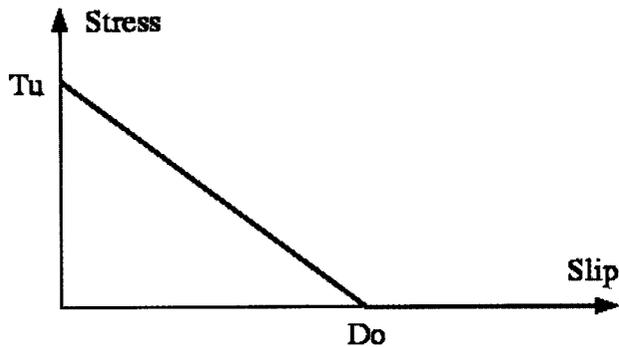


Figure 3. Loi de frottement à affaiblissement en glissement adoptée dans cette étude.

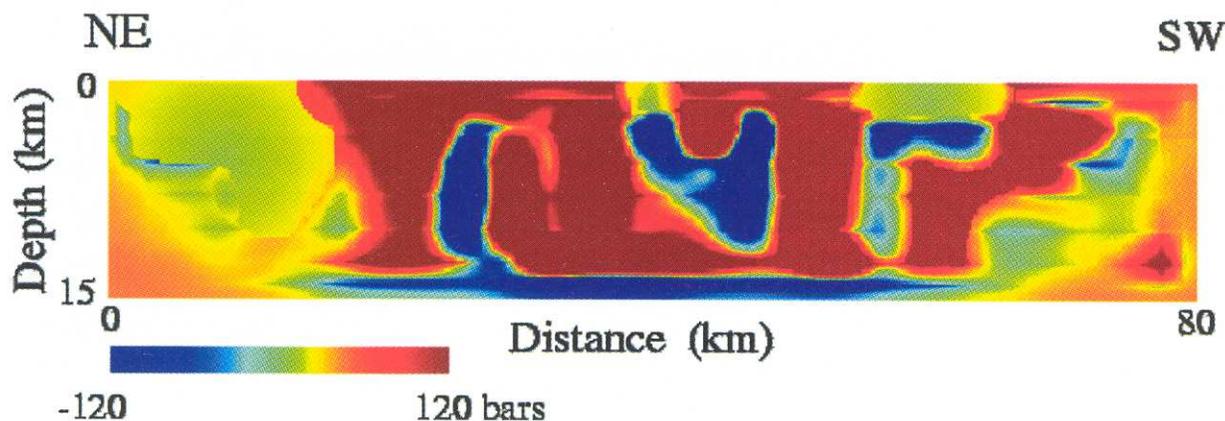
Figure 3. The slip-weakening friction law used in this study.

la faille. Ces auteurs ont montré que la méthode numérique converge vers une solution numériquement stable, à condition d'avoir une résolution supérieure à huit éléments par longueur d'onde utile. Ces conditions sont satisfaites par notre modèle numérique, qui est discrétisé avec un pas de maille de 200 m et un pas de discrétisation temporel de 0,013 s, satisfaisant aux conditions de stabilité numérique CFL. Dans un modèle dynamique de rupture, les seuls paramètres qui déterminent le processus sont l'état de contrainte initial sur la faille et la loi de frottement entre les bords de la faille. La distribution de contrainte initiale est ce que nous souhaitons déterminer. Pour ce faire, nous fixons la loi de frottement, que nous supposons être la même pour tous les points de la faille. Cette hypothèse est naturellement un modèle extrême, dans lequel nous attribuons toute la complexité de la rupture au seul champ de contraintes initial ; elle sera discutée plus loin. Dans cette étude, nous utilisons une loi de frottement à affaiblissement en glissement (*slip weakening* en anglais). Dans cette loi, illustrée dans la *figure 3*, le glissement ne commence que quand la contrainte cisailante dépasse un seuil critique que nous notons  $T_u$ . Une fois le seuil dépassé, le glissement commence. L'affaiblissement de la faille continue jusqu'à un glissement seuil ou glissement critique, que nous notons  $D_0$ . Lorsque le glissement dépasse cette valeur, la force de frottement devient constante et égale à une valeur résiduelle  $T_f$ . Dans un souci de simplification, nous avons supposé que le glissement est partout parallèle à la direction longitudinale de la faille (décrochement pur), de telle façon que le glissement soit un scalaire  $D$ . Cette hypothèse s'avère assez proche de la réalité pour le séisme de Landers, même si, dans d'autres séismes, comme celui de Kobé en 1995, il y a eu d'importantes composantes locales de glissement transversales à la direction de propagation de la rupture.

## 6. Contrainte initiale et loi de frottement

Afin d'étudier la propagation de la rupture, nous devons estimer la distribution de contrainte de cisaillement initiale, avant le déclenchement du séisme. Des nombreux auteurs, parmi lesquels Bouchon et al. [6], ont montré que cette contrainte initiale ne peut pas être uniforme, car les distributions très complexes de glissement déterminées à partir des données géophysiques sont nécessairement associées à des variations de contraintes très hétérogènes. Olsen et al. [30] ont montré que, si cette contrainte initiale était uniforme, la rupture deviendrait supérieure à la vitesse des ondes de cisaillement sur la totalité de la faille. Ceci est incompatible avec les résultats cinématiques proposés par de nombreux auteurs. Une première estimation de la distribution initiale de contraintes a été faite pour le séisme de Landers, en utilisant la distribution de glissement déterminée par Wald et Heaton [36]. À partir de cette distribution de glissement, nous avons calculé directement la variation de la contrainte cisailante produite par ce glissement. Nous avons finalement changé le signe de cette chute de contrainte et ajouté une contrainte uniforme  $T_f$  de 4 MPa, nécessaire pour assurer la propagation de la rupture tout le long de la faille (*figure 4*).

La loi de frottement d'affaiblissement en déplacement a fait l'objet de nombreuses études dans ce contexte [14, 20, 30]. Elle contient deux paramètres : la contrainte maximum  $T_u$  et le glissement critique  $D_0$ . La contrainte maximum est déterminée par le maximum de la précontrainte ; en effet, afin de déclencher la rupture, il faut que, dans la région hypocentrale, la contrainte soit supérieure ou égale au seuil  $T_u$  sur une zone suffisamment large pour assurer une initialisation de la rupture. Dans le cas de Landers, nous avons adopté  $T_u = 12$  MPa et, afin que la rupture commence effectivement dans la zone hypocentrale déterminée sismologiquement, nous avons réduit cette résistance localement dans une zone de 4 km de rayon autour de l'hypocentre. Olsen et al. [30] et Madariaga et Olsen [23] ont montré qu'une fois fixés la contrainte initiale et le seuil de rupture  $T_u$ ,  $D_0$  ne peut varier que dans une très étroite plage de valeurs. En effet, si  $D_0$  est trop grand, la rupture ne peut pas commencer et, si  $D_0$  est trop petit, la rupture se propage de façon catastrophique à des vitesses supérieures à celle des ondes S. Il est important de signaler que les valeurs des contraintes utilisées dans ce travail sont déterminées à une constante additive près. La contrainte « tectonique » de 4 MPa que nous avons utilisée pour le calcul du champ de contraintes initial est en réalité arbitraire. Ceci est une propriété fondamentale des solutions élastiques adoptées dans ce travail.



**Figure 4.** Contrainte initiale sur la faille du séisme de Landers (vue de la faille depuis l'ouest). Cette contrainte représente la contrainte héritée d'anciens séismes qui se sont produits sur cette faille et le chargement continu dû à la tectonique.

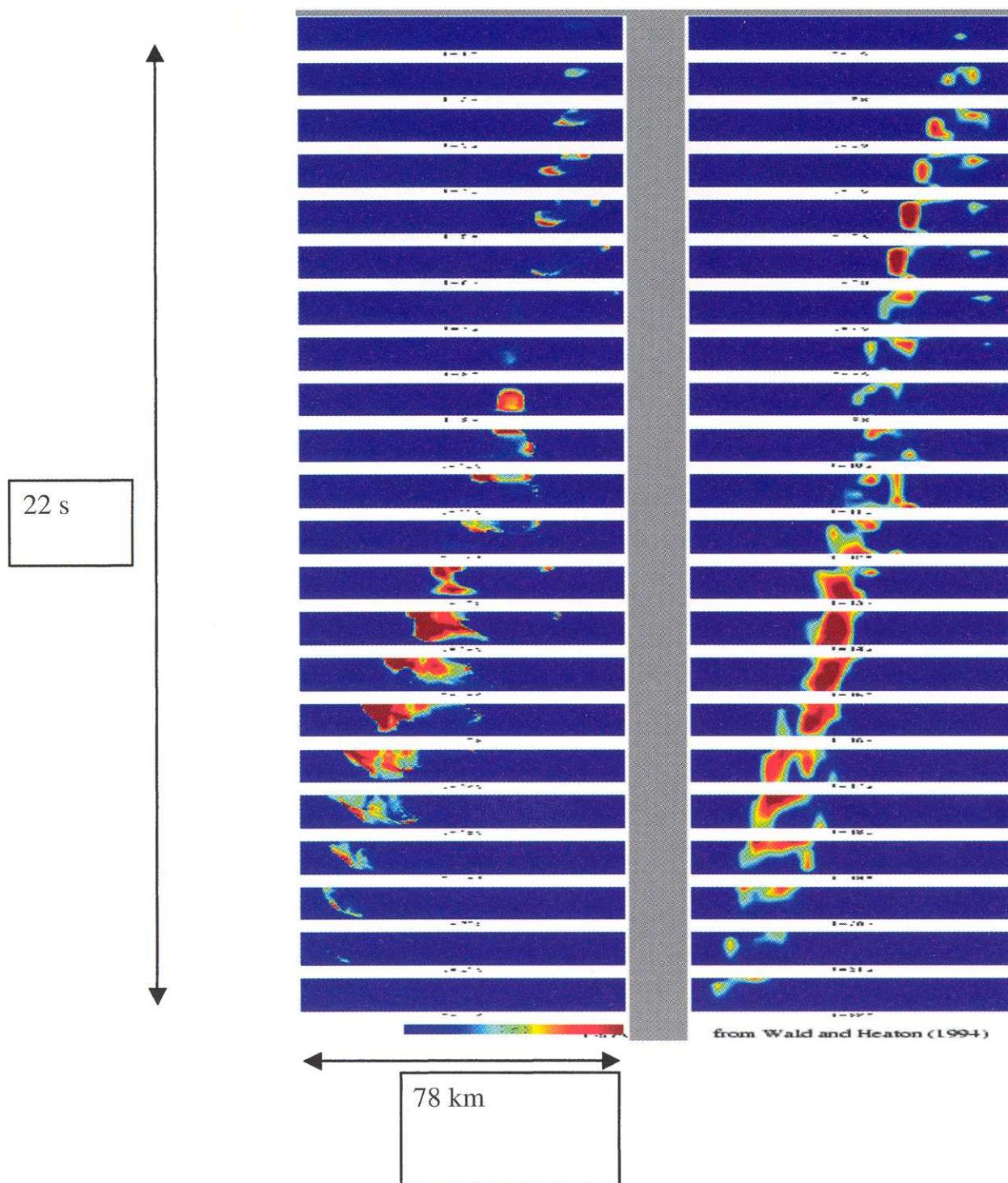
**Figure 4.** Initial stress distribution resulting from previous earthquakes and tectonic loading (viewed from the west).

## 7. Moment du séisme et durée totale de la rupture

Le moment sismique et la durée totale de la rupture du séisme de Landers ont été déterminés par plusieurs études détaillées des ondes sismiques émises par ce tremblement de terre en champ proche et lointain. Le moment était de l'ordre de  $M_0 = 10^{20}$  N·m et la durée de 24 s. Dans la simulation numérique le moment sismique et la durée sont entièrement déterminés par la contrainte initiale et par la loi de frottement. Madariaga et Olsen [23] ont démontré que ces propriétés de la rupture sont déterminées par un paramètre non dimensionnel, qu'ils appellent  $\kappa$  et qui est une mesure de la criticalité du problème. Pour qu'il y ait propagation, il faut que  $\kappa$  soit supérieur à une certaine valeur critique, qui dépend faiblement de la géométrie. Dans le cas du séisme de Landers, ils ont démontré que la valeur globale de  $\kappa$  est à peine supérieure au seuil critique. Si elle était légèrement plus faible, la rupture s'arrêterait et, si elle n'était que de 30 % supérieure à la valeur critique, la rupture serait devenue supersonique et le temps de rupture bien inférieur à 24 s. Cette propriété, que nous avons illustrée pour de nombreux modèles numériques et estimée pour plusieurs séismes bien enregistrés, dérive des idées de criticalité introduites en sismologie par des physiciens comme Bak, Sornette et autres vers la fin des années 1980. Le modèle de rupture que nous avons déterminé pour le séisme de Landers est représenté sur la *figure 5*, sur laquelle nous montrons, à droite, le modèle cinématique déterminé par Wald et Heaton [36] et, à gauche, le meilleur modèle dynamique du séisme de Landers que nous ayons pu calculer. Notons que les inversions de Hernandez et al. [19] et de Wald et Heaton [36] montrent des caractéristiques principales de la rupture très similaires. La rupture se propage comme une

impulsion de durée assez courte. La rupture est essentiellement unilatérale, avec quelques épisodes isolés de propagation dans la direction rétrograde à partir des zones à plus forte relaxation de contraintes, qui sont reliées aux zones de contact entre les différents segments de la faille. La vitesse de rupture varie très rapidement, devenant localement supersonique par endroits, mais en moyenne la vitesse est assez proche de celle des ondes S dans la partie inférieure de la faille. Comme cela est requis par les observations, la durée totale est proche de 24 s et le moment sismique total de la rupture montrée dans la *figure 4* est correct. La vitesse de rupture est inférieure dans les zones à faible contrainte initiale moyenne et devient localement supérieure à la vitesse des S dans des zones à forte charge initiale. Ceci montre bien que la valeur du paramètre de contrôle  $\kappa$  varie localement autour de la moyenne et qu'elle reste proche de la valeur critique. Les vitesses les plus élevées sont observées près de la surface, là où la faille est moins rigide et où la rupture est favorisée. L'existence de zones dans lesquelles la vitesse de rupture dépasse celle des ondes S a été observée par plusieurs chercheurs, notamment par Archuleta [4] dans le cas du séisme d'Imperial Valley et, plus récemment, par Ellsworth, Bouchon et d'autres pour le séisme de Izmit de 1999 en Turquie.

La *figure 6* montre une comparaison entre sismogrammes synthétiques et observés dans dix stations accélérométriques situées à des distances de moins de 50 km de la faille. Les accélérogrammes ont été intégrés deux fois pour obtenir des déplacements et filtrés dans une bande passante de 0,01–0,2 Hz. L'accord entre sismogrammes observés et calculés est excellent, ce qui constitue une vérification de notre objectif, à savoir la création d'un modèle faisant partie de la famille réduite de ceux qui satisfont tous les observables



**Figure 5.** Histoire du glissement lors de la rupture (vue de la faille depuis l’ouest). La colonne de gauche montre des résultats d’inversion cinématique et celle de droite la simulation dynamique. Chaque cadre montre la vitesse de glissement au cours d’un intervalle de 1 s. La couleur rouge désigne des vitesses de l’ordre du  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , tandis que le bleu foncé correspond à des zones qui ne glissent pas [33].

**Figure 5.** Comparison between the kinematic model deduced from inversion (left) and the results of dynamic modelling (right). Red zones indicate velocities, while blue areas correspond to resting zones [33].

et qui sont, en même temps, mécaniquement bien posés. Notre meilleur modèle montre une rupture très complexe, qui est souvent sur le point de s’éteindre,

mais qui réussit à traverser toute la faille dans le temps observé et avec un moment sismique très proche de celui déterminé par sismologues et géologues. Nous

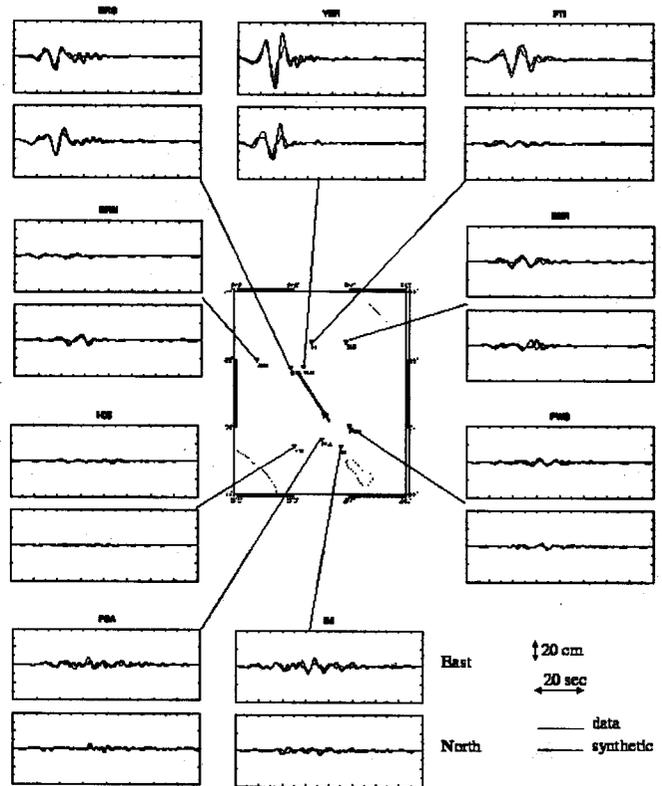


Figure 6. Comparaison de sismogrammes synthétiques déduits du modèle dynamique et observés pour le séisme de Landers.

Figure 6. Comparison between observed seismograms and synthetics deduced from the dynamic model.

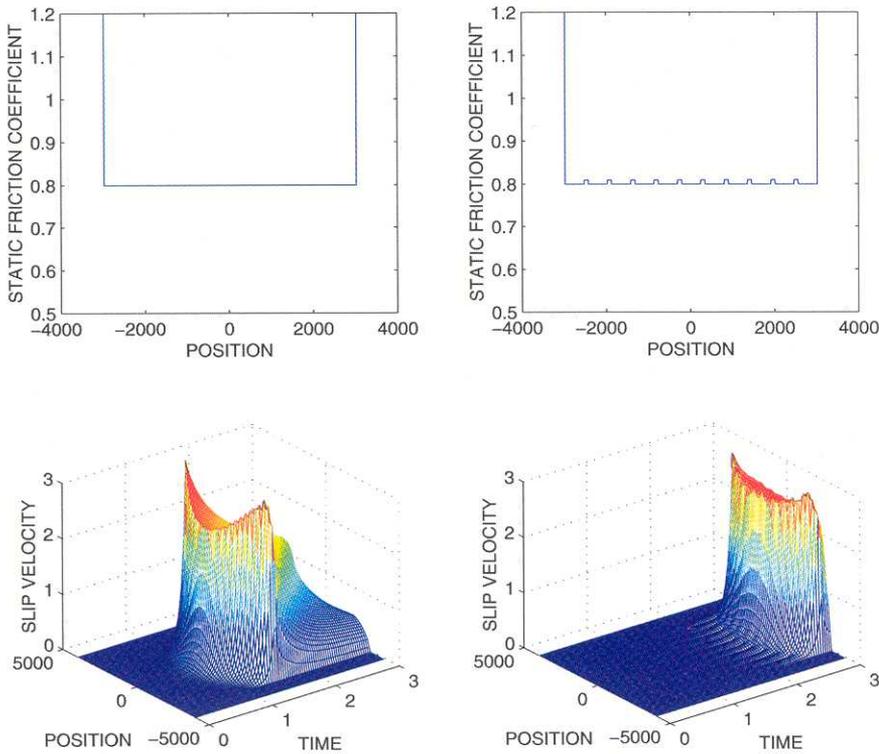
déterminons un taux de restitution de l'énergie, ou énergie de fracturation, de l'ordre de  $5\text{--}10 \text{ MJ}\cdot\text{m}^{-2}$ , valeur qui est très proche de celle proposée par Aki [2] pour des séismes de cette magnitude.

### 8. Modélisation de la phase d'initiation de la rupture

Les résultats probants de la modélisation nous conduisent à explorer plus avant les propriétés et les implications du glissement avec une loi de friction d'affaiblissement en déplacement. En particulier, la question importante qui est posée est celle de l'existence et de la durée des processus mécaniques qui prévalent lors du développement initial de l'instabilité de cisaillement. Cette question est directement liée à celle de la possibilité d'observer des signes précurseurs des séismes. L'affaiblissement en déplacement est une loi simple, mais qui a été obtenue par des expériences de déclenchement d'instabilité de glissement en laboratoire [28]. C'est une propriété mesurée localement sur la surface de contact. Le problème qui se pose avec les séismes est de savoir si une telle loi peut être appliquée à une échelle aussi différente de celle du laboratoire et, si la réponse est positive, comment déduire des observations, à l'échelle millimétrique des mesures de laboratoire, les valeurs des paramètres constitutifs, à l'échelle kilométrique, des séismes. Ce

problème de mise à l'échelle est directement associé à l'hétérogénéité des milieux naturels. Nous allons d'abord rapidement étudier les implications des lois d'affaiblissement pour le départ de l'instabilité.

Considérons une loi pour laquelle l'affaiblissement est constant jusqu'à ce que le glissement ait atteint une valeur critique pour laquelle la friction dynamique est atteinte, comme celle utilisée pour la modélisation dynamique (figure 3). L'existence d'un glissement critique exprime une quantification de l'énergie dissipée et est donc un ingrédient fondamental du modèle. Cette loi représente une simplification de celle proposée expérimentalement par Ohnaka [28]. La figure 7 montre le développement de l'instabilité sur une faille d'extension finie, qui a été portée au seuil de glissement et qui est soumise, au temps  $t = 0$ , à une faible perturbation. Le fait marquant est l'existence d'une phase d'initiation avant l'apparition du front de rupture. Cette phase d'initiation a été étudiée analytiquement et numériquement pour les modes antiplan [9], plan [15] et, récemment, dans le cas de l'élastodynamique à trois dimensions [16]. Il a été démontré que le temps de développement de cette phase jusqu'à l'apparition du front de rupture est gouverné par le taux d'affaiblissement pour une faille infinie homogène. Dans le cas des failles finies, ce temps dépend de la première valeur propre du système dynamique, qui est fonction de la taille de faille [13]. Pour des géométries plus complexes, met-



**Figure 7.** Comparaison entre les initiations de l'instabilité sur une faille homogène (à gauche) et sur une faille hétérogène (à droite). En haut : résistance à la rupture sur la faille; en bas : vitesse de glissement en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , représentée comme une fonction de la position sur la faille et du temps (d'après [10]).

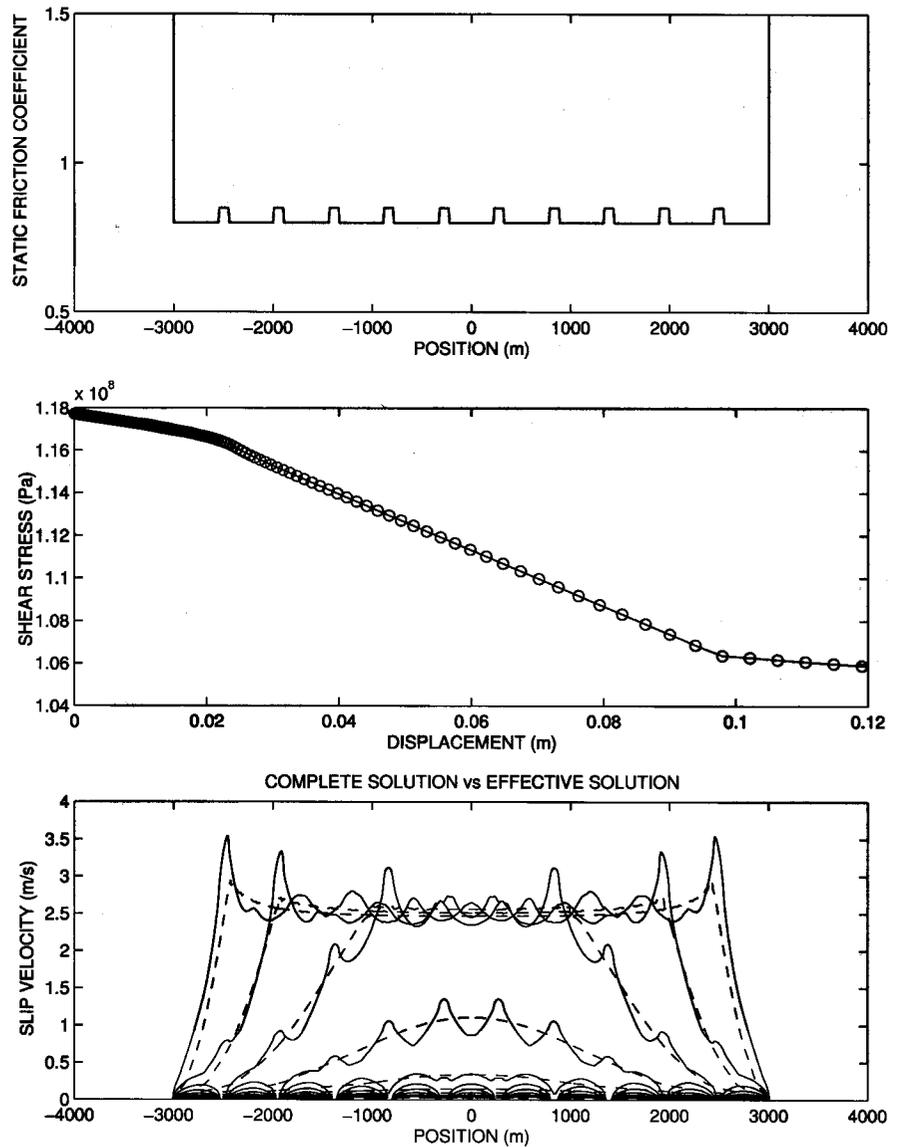
**Figure 7.** Comparison between the initiations of slip instability on a homogeneous (left) and on a heterogeneous (right) fault. Upper part: distribution of static resistance on the fault. Lower part: slip velocity as a function of time and position (after [10]).

tant en jeu des hétérogénéités d'échelles imbriquées, il est nécessaire de mettre en œuvre des techniques d'homogénéisation. Nous avons donc étudié le problème d'une faille dont l'hétérogénéité est représentée par une succession de barrières plus résistantes. L'effet d'une telle configuration est spectaculaire en ce qui concerne la durée de la phase d'initiation, comme cela est illustré sur la *figure 7*. Ce simple exemple montre que la loi de friction locale (appliquée ici dans les zones faibles) ne saurait être utilisée dans un modèle simple à grande échelle. Nous rencontrons ici un problème majeur pour l'étude des tremblements de terre. En effet, les mesures de friction réalisées au laboratoire concernent des échelles de l'ordre du centimètre, alors que les modèles cinématiques ou dynamiques de séismes ne peuvent, pour des raisons pratiques invoquées plus haut, impliquer que des échelles plurikilométriques. Passer de l'échelle du laboratoire à celle des grands séismes est un enjeu fondamental. Nous allons montrer que, sur un ordre de grandeur d'échelle, il est possible de représenter l'hétérogénéité réelle de la faille par une loi de friction effective sur la même faille, à présent considérée comme homogène. Notre approche s'appuie sur un concept d'équivalence spectrale entre les problèmes homogènes et hétérogènes [10, 35]. Le champ de déformation autour de la faille permet d'évaluer la première valeur propre du système, qui est la signature de la loi de friction. En utilisant cette propriété, Campillo et al. [10] ont montré qu'une loi de friction

effective pouvait être proposée pour une faille hétérogène par linéarisations successives. La *figure 8* illustre ce résultat. Elle indique que le processus d'instabilité à grande échelle sur la faille hétérogène pouvait être très précisément décrit par une loi de friction effective sur une faille homogène. Ce résultat, bien qu'encore partiel, montre que le problème des séismes et de la complexité des systèmes de faille peut être abordé du point de vue de l'élastodynamique, ce qui autorise à tester les modèles par l'utilisation des données traditionnelles de la sismologie et de la géodésie.

## 9. Conclusion

Nous avons montré, autour d'un exemple, comment les méthodes modernes de l'imagerie permettent de décrire le développement du glissement lors d'un grand séisme. Le processus qui est ainsi révélé montre une grande complexité. La description cinématique ainsi obtenue va servir de base à une modélisation physique dans laquelle les ingrédients fondamentaux d'un modèle de séisme doivent être introduits, à savoir, d'une part, le comportement élastique de la croûte, impliquant émission des ondes et interaction à grande distance, et, d'autre part, une loi de comportement de la surface de contact, ramenée dans notre cas à une loi de friction en affaiblissement. Les simulations numériques ont montré qu'un



**Figure 8.** Exemple de représentation de l'hétérogénéité d'une faille par une friction effective permettant de modéliser le comportement macroscopique de l'instabilité. En haut, le modèle de résistance à la rupture le long de la faille. Au centre, la loi effective d'affaiblissement en glissement. En bas, une comparaison entre les vitesses de glissement sur la faille hétérogène à différents instants et le résultat du modèle effectif (d'après [10]).

**Figure 8.** Example of representation of fault heterogeneity by an effective friction law. Top: distribution of static resistance. Centre: effective friction law (after [10]). Bottom: comparison between slip velocity at different times for the heterogeneous model and for a homogeneous model with the effective friction law.

tel modèle dynamique est susceptible de produire une rupture identique à celle observée. Les paramètres de la loi de friction sont contraints par l'histoire observée du glissement, en particulier par la vitesse de rupture. Un des résultats frappants de ces calculs est que le développement de la rupture observée implique un état de criticalité du système. Les succès obtenus avec ce type de modèle nous conduisent à en explorer plus avant les propriétés. En particulier, la faille ne répond pas instantanément, avec de telles lois de friction, à une perturbation par une rupture propagative, mais une phase dite d'initiation se développe. Quelle en est la durée est une

question très importante en regard des efforts faits pour l'observation de signes précurseurs des séismes. La question centrale pour le développement d'un modèle d'initiation contraint par les données disponibles est la prise en compte de l'hétérogénéité des systèmes de faille, qui implique des échelles imbriquées. Nous avons présenté un premier exemple de calcul de loi effective dans un milieu décrit par les équations de l'élastodynamique. Ceci ouvre une piste pour procéder aux changements d'échelle requis, en partant de mesures de laboratoire et en prenant en compte les observations sur les failles naturelles.

**Remerciements.** Ces travaux ont bénéficié de soutiens du GDR «Forpro» (contribution n° 2001/21 A), du PNRN et de l'ACI «Prévention des catastrophes naturelles».

## Références

- [1] Aki K., Generation and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964. 2. Estimation of earthquake moment, released energy, and stress drop from G wave spectrum, *Bull. Earthquake Res. Inst.* 44 (1996) 23–88.
- [2] Aki K., Characterization of barriers on an earthquake fault, *J. Geophys. Res.* 84 (1979) 6140–6148.
- [3] Aki K., Richards P.G., *Quantitative Seismology*, W.H. Freeman, San Francisco, 1980.
- [4] Archuleta R.J., Analysis of near-source static and dynamic measurements from the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 72 (1982) 1927–1956.
- [5] Beroza G.C., Spudich P., Linearized inversion for fault rupture behavior: application to the 1984 Morgan Hill California earthquake, *J. Geophys. Res.* 93 (1988) 6275–6296.
- [6] Bouchon M., Campillo M., Cotton F., Stress field associated with the rupture of the 1992 Landers, earthquake and its implications concerning the fault strength at the onset of the earthquake, *J. Geophys. Res.* 103 (1998) 21091–21097.
- [7] Burridge R., Knopoff L., Body forces equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 54 (1964) 1875–1888.
- [8] Campillo M., Archuleta R.J., A rupture model for the 28 June 1992 *M* 7.4 Landers, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.* 20 (1993) 647–650.
- [9] Campillo M., Ionescu I., Initiation of antiplane shear instability under slip-dependent friction, *J. Geophys. Res.* 102 (1997) 20363–20371.
- [10] Campillo M., Favreau P., Ionescu I.R., Voisin C., On the effective friction law of an heterogeneous fault, *J. Geophys. Res.* 106 (2001) 16307–16322.
- [11] Cotton F., Campillo M., Inversion of strong ground motion in the frequency domain. Application to the 1992 Landers, California earthquake, *J. Geophys. Res.* 100 (1995) 3961–3975.
- [12] Das S., Kostrov B.V., Inversion for slip rate history and distribution on fault with stabilizing constraints – the 1986 Andean of Islands earthquake, *J. Geophys. Res.* 95 (1990) 6899–6913.
- [13] Dascalu C., Ionescu I.R., Campillo M., Fault finiteness and initiation of dynamic shear instability, *Earth Planet. Sci. Lett.* 177 (2000) 163–176.
- [14] Day S., Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: the effect of non-uniform prestress, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 72 (1982) 1881–1902.
- [15] Favreau P., Campillo M., Ionescu I., The initiation of inplane shear instability under slip-dependent friction, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 89 (1999) 1280–1295.
- [16] Favreau P., Campillo M., Ionescu I.R., The initiation of shear instability in three dimensions: theoretical and numerical studies, *J. Geophys. Res.* (sous presse).
- [17] Fukuyama E., Irikura K., Rupture process of the 1983 Japan Sea earthquake using a waveform inversion method, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 76 (1986) 1623–1640.
- [18] Hartzell S.H., Heaton T.H., Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley California earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 73 (1983) 1553–1583.
- [19] Hernandez B., Cotton F., Campillo M., Contribution of radar interferometry in a two step inversion of the kinematic process: variability of the rupture front velocity during the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.* 104 (2000) 13083–13099.
- [20] Ide S., Takeo M., Determination of the constitutive relation of fault slip based on wave analysis, *J. Geophys. Res.* 102 (1997) 27379–27391.
- [21] Kikuchi M., Kanamori H., Inversion of complex body waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 72 (1982) 491–506.
- [22] Madariaga R., Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 66 (1982) 639–667.
- [23] Madariaga R., Olsen K.B., Criticality of rupture dynamics in 3-D, *Pageoph* 157 (2000) 1981–2001.
- [24] Madariaga R., Olsen K.B., Archuleta R.J., 3-D finite-difference simulation of a spontaneous rupture, *Seismol. Res. Lett.* 68 (1997) 312.
- [25] Maruyama T., On the forces equivalent to dynamic elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism, *Bull. Earthquake Res. Inst.* 41 (1963) 467–486.
- [26] Massonnet D. et al., The displacement field of the Landers earthquake mapped by radar interferometry, *Nature* 364 (1993) 138–142.
- [27] Mendoza C., Hartzell S.H., Slip distribution of the 19 September 1989 Michoacan Mexico earthquake: near source and teleseismic constraints, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 73 (1989) 655–669.
- [28] Ohnaka M., Non-uniformity of the constitutive law parameters for shear rupture and quasi-static nucleation to dynamic rupture: a physical model for earthquake generation, *Proc. Natl Acad. Sci. USA* 93 (1996) 3795–3802.
- [29] Olsen K., Simulation of three-dimensional wave propagation in the Salt Lake Basin, Ph.D. Thesis, University of Utah, Salt Lake City, Utah, 1994, 157 p.
- [30] Olsen K., Madariaga R., Archuleta R., Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake, *Science* 278 (1997) 834–838.
- [31] Olson A.H., Anderson J.G., Implications of frequency domain inversion of earthquake ground motion for resolving the space–time dependence of slip on an extended fault, *Geophys. J.* 94 (1988) 443–455.
- [32] Olson A.H., Apsel R.J., Finite fault and inverse theory with application to the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 72 (1982) 1969–2001.
- [33] Peyrat S., Madariaga R., Olsen K.B., Dynamic modelling of the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.* (sous presse).
- [34] Virieux J., SH-wave propagation in heterogeneous media: velocity–stress finite-difference method, *Geophysics* 49 (1984) 1933–1957.
- [35] Voisin C., Ionescu I., Campillo M., Hassani R., Nguyen Q.L., Process and signature of initiation on a finite fault system: a spectral approach, *Geophysical J. Int.* (sous presse).
- [36] Wald D., Heaton T., Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 84 (1992) 668–691.