

Chapitre 1

Introduction

Nous introduisons dans ce premier chapitre les notions et observations de base concernant et motivant notre étude de la nucléation des séismes et notre effort de développement de nouvelles méthodes pour la dynamique de la rupture sismique.

La modélisation de la dynamique d'une faille doit intégrer au moins trois ingrédients : sa géométrie, sa rhéologie et son état initial. Ces trois aspects sont passés en revue dans les Sections 1.1 et 1.2.5. Nous présentons en particulier dans la Section 1.1.1 un aspect géométrique de la faille souvent ignoré : la structure endommagée qui l'entoure, ou zone de faille. Dans la Section 1.1.2 nous discutons des différences et similitudes entre deux grandes classes de lois de frottement expérimentales. Les contraintes sismologiques actuelles sur les paramètres de frottement sont présentées dans la Section 1.1.3. Quelques indices sur l'état général d'une faille avant un séisme sont donnés dans la Section 1.2.5 en référence aux notions modernes sur l'auto-organisation au cours du cycle sismique.

La Section 1.2 est consacrée plus particulièrement au problème de la nucléation sismique. Nous y présentons, dans un ordre plutôt chronologique, les observations et modèles disponibles actuellement. Nous insistons particulièrement sur les différentes phases et échelles de temps impliquées dans les processus de préparation et d'initiation d'un séisme.

La Section 1.3 donne un aperçu historique de la simulation numérique de la dynamique de la rupture sismique. Nous y insistons sur les difficultés encore irrésolues.

Le chapitre se finit par un aperçu ou grille de lecture du présent mémoire.

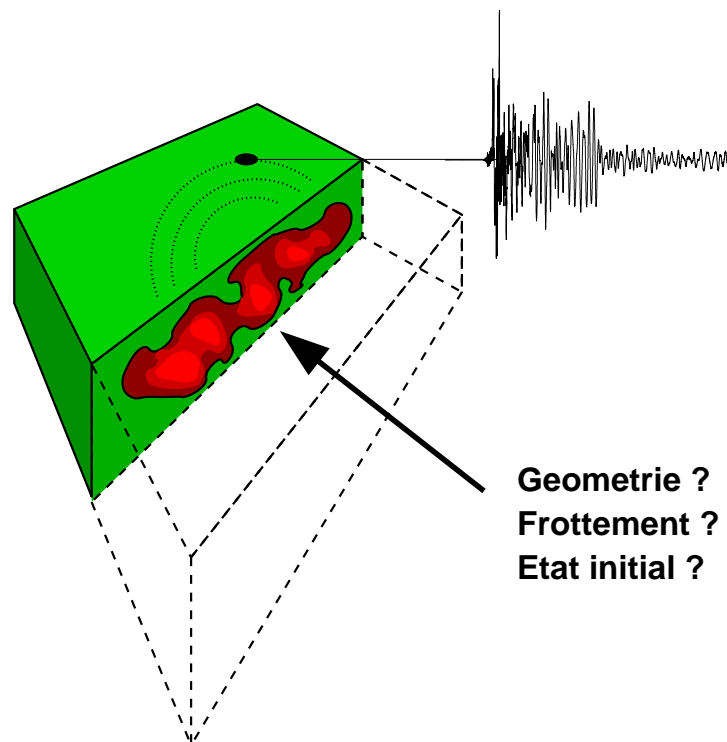


FIG. 1.1 – Représentation de base d'un séisme et ses trois inconnues principales.

1.1 Hétérogénéité et comportement des failles

1.1.1 De leur complexité structurelle et dynamique

Considérons les séismes dits superficiels (profondeur < 30 km). Ils ont lieu généralement sur des zones de faiblesse ou de contact déjà existantes dans la croûte, les failles. D'un point de vue macroscopique la description la plus simple d'une faille est celle d'un plan de glissement. C'est la vision idéalisée adoptée par les premiers modèles de source sismique. Cependant les failles naturelles sont notablement hétérogènes et ce à plusieurs titres : leur géométrie est complexe, leur dynamique aussi.

Un signe clair de leur complexité géométrique est la nature fractale de leur trace en surface (Power *et al.*, 1987 ; Hirata, 1989). Elle résulte en grande partie des processus de formation et de croissance des réseaux de failles sur des échelles de temps géologiques. Cette fractalité s'étend sur toutes les échelles spatiales connues (Brown et Scholz, 1985). Elle est aussi observée sur des échelles de temps dynamiques, sur les surfaces de rupture fraîche en laboratoire (Schmittbuhl *et al.*, 1995). L'étude fine des répliques montre parfois que cette complexité géométrique se prolonge en profondeur, bien que les échelles résolues soient plus grossières (Felzer et Beroza, 1999 ; Baumbach *et al.*, 2002).

La complexité est aussi évidente dans la dynamique des séismes, aussi bien à l'échelle du

cycle sismique qu'à l'échelle cosismique. Une évidence claire sur le long terme est la loi de magnitude-fréquence de Gutenberg-Richter. Cette distribution en loi de puissance suggère une certaine auto-similarité sur une gamme très vaste d'échelles, bien que le comportement aux magnitudes extrêmes soit sujet de discussions (Wesnousky *et al.*, 1983 ; Singh *et al.*, 1983 ; Aki, 1987 ; Wesnousky, 1994). La distribution spatiale des séismes est aussi complexe. Bien que certains systèmes, dont la faille Nord-Anatolienne, présentent une séquence apparemment déterministe contrôlée par les interactions élastiques (Nalbant *et al.*, 1998), dans d'autres régions les notions de lacune sismique et de séisme caractéristique ne semblent pas pertinentes (Schwartz 1999). La persistance des aspérités au cours de plusieurs cycles est loin d'être une observation générale. Des hétérogénéités de grande échelle, par exemple la segmentation ou les monts sous-marins subductés, peuvent conditionner la géométrie d'un séisme mais l'effet des hétérogénéités non structurales, celles qui naissent de la dynamique non-linéaire des failles, est aussi important. La question du lien et de l'importance relative de ces deux ingrédients, à chaque échelle, est une question essentielle encore ouverte.

A l'échelle de temps du cosismique des évidences de la complexité sont venues des images spatio-temporelles de la source obtenues par inversion de sismogrammes en champ proche, mouvement fort, principalement en Californie et au Japon, à des fréquences inférieures au Hertz. L'apport de la géodésie satellitaire (GPS, SAR) a été très important pour mieux contraindre ces modèles cinématiques. Quelques exemples, parmi une bonne quinzaine de séismes bien instrumentés, sont le séisme d'Imperial Valley (Archuleta 1984) et le séisme de Kobé (Ide et Takeo 1997). Une compilation a été faite récemment par (Somerville *et al.*, 1999). A leur liste il faut joindre au moins le séisme de Chi-Chi, Taiwan, qui bénéficia d'une couverture exceptionnellement dense. La résolution spatiale actuelle de la tomographie de la source est de l'ordre de plusieurs kilomètres, mais déjà à ces échelles l'hétérogénéité de la source est remarquable. La bande de fréquence d'usage est essentiellement limitée par notre pauvre connaissance des hétérogénéités du milieu de propagation et des propriétés d'atténuation de la croûte. Cette limite peut être étendue grâce à l'utilisation de fonctions de Green empiriques (Takehi *et al.*, 1996 ; Takehi et Irikura, 1997).

Un aspect géométrique souvent négligé est l'existence d'une zone de faille (ZF) : le milieu entourant la faille est hétérogène et dégradé. La structure interne d'une ZF est la signature de l'endommagement progressif du matériau et l'évidence du caractère volumique des processus qui gouvernent la mécanique de la rupture à l'échelle mésoscopique. L'observation directe d'anciennes failles exhumées par l'érosion (Chester *et al.*, 1993) montre une ZF structurée hiérarchiquement en zones d'échelles caractéristiques très différentes et d'endommagement croissant à l'approche du noyau de la faille (Figure 1.2). Plus récemment des projets de forage à travers des failles actives ont vu le jour. Une diversité d'observations géophysiques sont recueillies lors de ces opérations et leur synthèse apporte des renseignements nouveaux et essentiels sur la structure et sur la dynamique des zones de faille. Un cas qui nous intéressera particulièrement est le forage d'Hirabayashi, mené par le Geological Survey of Japan (Ito *et al.*, 2000). Ce forage traverse la faille de Nojima dans la région épicertrale du séisme de Kobé, à une profondeur de plusieurs centaines de mètres. Au total quatre forages ont été réalisés à Nojima, traversent la faille à des profondeurs

Internal Structure of Principal Faults of the North Branch San Gabriel Fault

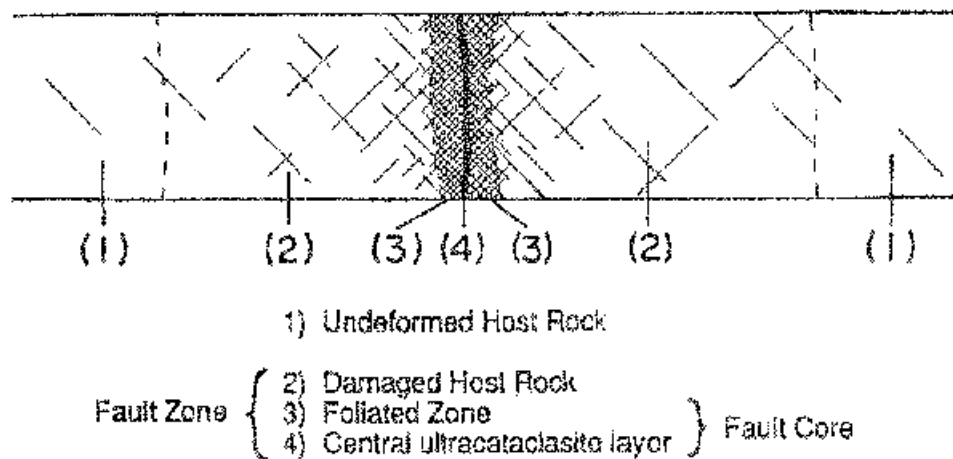


FIG. 1.2 – Schéma de Chester et al. (1993) interprétant la structure typique d'une zone de faille, telle qu'observée sur d'anciennes failles exhumées du système de San Andreas. Plusieurs structures s'emboîtent à des échelles différentes. L'endommagement des matériaux augmente près du noyau de la faille.

variables. Le plus profond traverse une zone de fracturation diffuse vers 1670 m. La complexité géométrique de la ZF semble augmenter en profondeur, où un macro-branchement important est observé, avec certaines branches actives et d'autres non. Parmi les sites autour du monde permettant des observations de ce type nous avons recensé : les mines profondes en Afrique du Sud ; le tunnel dans le système d'Atotsugawa, Japon ; le Continental Deep Drillhole (KTB) en Allemagne traversant exceptionnellement une zone de faille entre 7 et 8.5 km de profondeur ; deux forages traversant la faille de Chelungpu, Taiwan, sur des zones ayant présenté des caractéristiques différentes lors du séisme de Chi-Chi 1999 (International Continental Scientific Drilling Program, ICDP). Parmi les projets à venir : le forage dans la fosse de Nankai, au Japon, qui permettra pour la première fois d'avoir une image directe d'une ZF de subduction (Ocean Drilling Program, ODP, et Integrated Ocean Drilling Program, IODP), le San Andreas Fault Observatory at Depth (SAFOD) en Californie et, plus près de chez nous, le projet européen Corinth Rift Laboratory (CRL) en Grèce. Tous ces projets apporteront bientôt des contraintes supplémentaires sur la dynamique des processus sismiques. Bien qu'ici nous nous intéresserons particulièrement aux propriétés mécaniques, d'autres observations sont importantes, par exemple les indications géochimiques sur le temps de résidence des fluides, ou l'analyse de pseudotachylytes et autres produits de la fusion des matériaux lors des glissements très rapides. Ces observations ne sauraient qu'encourager et enrichir des modèles plus complets.

Les méthodes de tomographie actuelles exploitent les propriétés des ondes guidées par la ZF en utilisant des sources actives ou naturelles (Li et Leary, 1990 ; Li *et al.*, 1994

; Li *et al.*, 1999 ; Shapiro *et al.*, 2000). Ce sujet a fait aussi l'objet de plusieurs études numériques et analytiques (Ben-Zion et Aki, 1990 ; Li et Vidale, 1996 ; Igel *et al.*, 1997). Dans le cas de Nojima les résultats de ces méthodes d'inversion sont compatibles avec les observations directes dans les forages (Li *et al.*, 1998). L'étude des ondes guidées s'avère une solution efficace et économique pour explorer la structure interne des failles actives (Ben-Zion 1998). Certaines études se sont même penchées sur l'imagerie 4D de la structure de la zone de faille, c'est à dire sur l'évolution de ses propriétés dans le temps, en particulier à la suite d'un grand séisme (Li *et al.*, 1998). Les ondes guidées et la relocalisation de répliques montrent aussi que la complexité en profondeur peut être plus importante que les traces en surface ne le laissent prévoir (Li *et al.*, 2002).

L'effet de la géométrie des failles sur la dynamique de la rupture a fait l'objet de plusieurs études numériques (Harris et Day 1993 ; Harris et Day 1999 ; Aochi et Fukuyama 2001). L'influence des fractures secondaires, pré-existantes dans la ZF, sur les phases d'initiation et d'arrêt d'une fracture principale a aussi été analysée (Kame et Yamashita, 1997 ; Umeda *et al.*, 1996). Des simulations à l'échelle du cycle sismique incluant les interactions statiques entre fractures ont été réalisées par Yamashita (1995). La formation des fractures secondaires lors de la rupture dynamique sur une faille principale a été étudiée par Yamashita (2000). La présence de fractures secondaires a aussi une influence sur les propriétés de frottement effectives de la ZF (Yamashita et Fukuyama 1996). L'effet de la structure de la ZF sur la rupture dynamique a été étudié numériquement par Harris et Day (1997). Ils mettent en évidence deux effets particuliers. D'une part toute asymétrie de la ZF provoque des fluctuations dynamiques de la contrainte normale qui peuvent engendrer des ruptures de type *pulse* (Andrews et Ben-Zion, 1997 ; Cochard et Rice, 2000 ; Ben-Zion et Huang, 2002). D'autre part, l'énergie piégée dans la ZF peut provoquer une transition vers des vitesses de rupture intersoniques plus tôt qu'on ne se l'attend dans un milieu homogène. Les ondes piégées dans la ZF ont été récemment identifiées comme une source spécifique de risque sismique. Par exemple, pour la faille de Calaveras, en Californie, Spudich et Olsen (2001) observent pendant le séisme de Morgan Hill 1989 un pulse d'amplification dans la bande de fréquences $0.6 \sim 1.0$ Hz jusqu'à 1.2 km au voisinage de la trace de la faille. Ils expliquent cette amplification par la présence et structure de la ZF. Cependant, peu d'études se sont focalisées sur les effets de la ZF sur l'initiation des séismes, ou nucléation. C'est un sujet que nous aborderons dans le Chapitre 3 de cette thèse, grâce en particulier à la disponibilité de données sur la faille de Nojima et sur le séisme de Kobé.

1.1.2 Lois de frottement expérimentales

La réponse en cisaillement d'une zone de faille est généralement modélisée d'un point de vue macroscopique en condensant les processus volumiques sur une interface idéale de glissement, un plan de faille. Le lien entre les efforts normaux σ et la résistance tangentielle τ y est alors décrit par du frottement de type coulombien, $\tau = \mu\sigma$. Une chute du coefficient de frottement μ entre une valeur statique et une valeur dynamique suffit à engendrer une

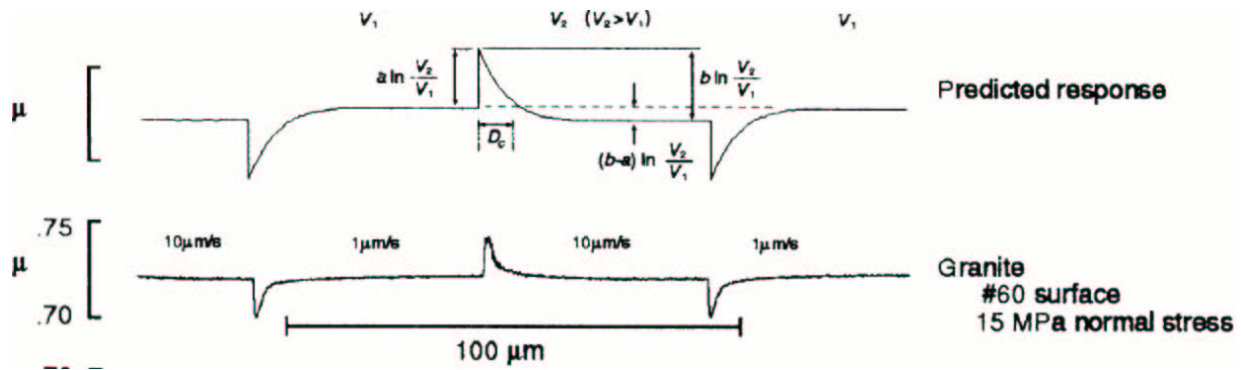


FIG. 1.3 – Résultat typique d'un essai de glissement à vitesse variable par paliers et comparaison avec une loi RSF (1.2), d'après Dieterich et Kilgore (1994).

instabilité. Cependant, pour que la rupture ne provoque pas de singularités de contraintes cette chute ne peut pas être immédiate et doit impliquer une énergie de surface G_c (Andrews 1976a). Ceci requiert des lois de frottement plus élaborées.

Un large corps d'expériences de frottement en laboratoire réalisées pendant le dernier quart de siècle, aussi bien sur des surfaces de roche pré-coupées que sur des interfaces de matériau granulaire ou *gouges*, a aboutit aux lois de frottement modernes dépendantes de la vitesse de glissement et de variables d'état ou lois RSF, *Rate-and-State dependent Friction* (Dieterich, 1979a ; Johnson, 1981 ; Dieterich, 1981 ; Ruina, 1983 ; Tullis et Weeks, 1986 ; Marone *et al.*, 1990 ; Marone et Kilgore, 1993 ; Dieterich et Kilgore, 1994 ; Beeler *et al.*, 1996). Pour une vue d'ensemble des résultats expérimentaux, de la formulations mécanique des lois de comportement RSF et de leur application aux échelles géophysiques le lecteur peut se référer à Marone (1998b) ou plus synthétiquement à Scholz (1998). Dans leur version la plus simple la loi dite de Dieterich-Ruina relie le coefficient de frottement, μ , à la la vitesse de glissement, $V > 0$, et à une variable d'état, θ , assimilable en frottement sec au temps moyen de vie des contacts micromécaniques :

$$\mu(V, \theta) = \mu^* + a \ln(V/V^*) + b \ln(\theta/\theta^*) \quad (1.1)$$

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{V\theta}{d_c} \quad (1.2)$$

où a , b et d_c sont des paramètres constitutifs. En particulier, le glissement caractéristique d_c peut être interprété comme le glissement nécessaire au renouvellement d'une population de contacts. Leur phénoménologie générale au cours d'un essai de glissement à vitesse variable est illustrée par la Figure 1.3. Des arguments physiques en faveur de ces lois sont présentés par Heslot *et al.* (1994). Une interprétation mécanique intéressante, en termes de régularisation visco-plastique, est présentée par Favreau *et al.* (1999). Elles ont été appliquées à un grand ensemble d'observations au niveau du cycle sismique : la nucléation (Dieterich 1979b ; Dieterich 1986), la distribution spatio-temporelle des répliques (Dieterich 1994), la distribution en profondeur de l'activité sismique (Marone et Scholz 1988), la

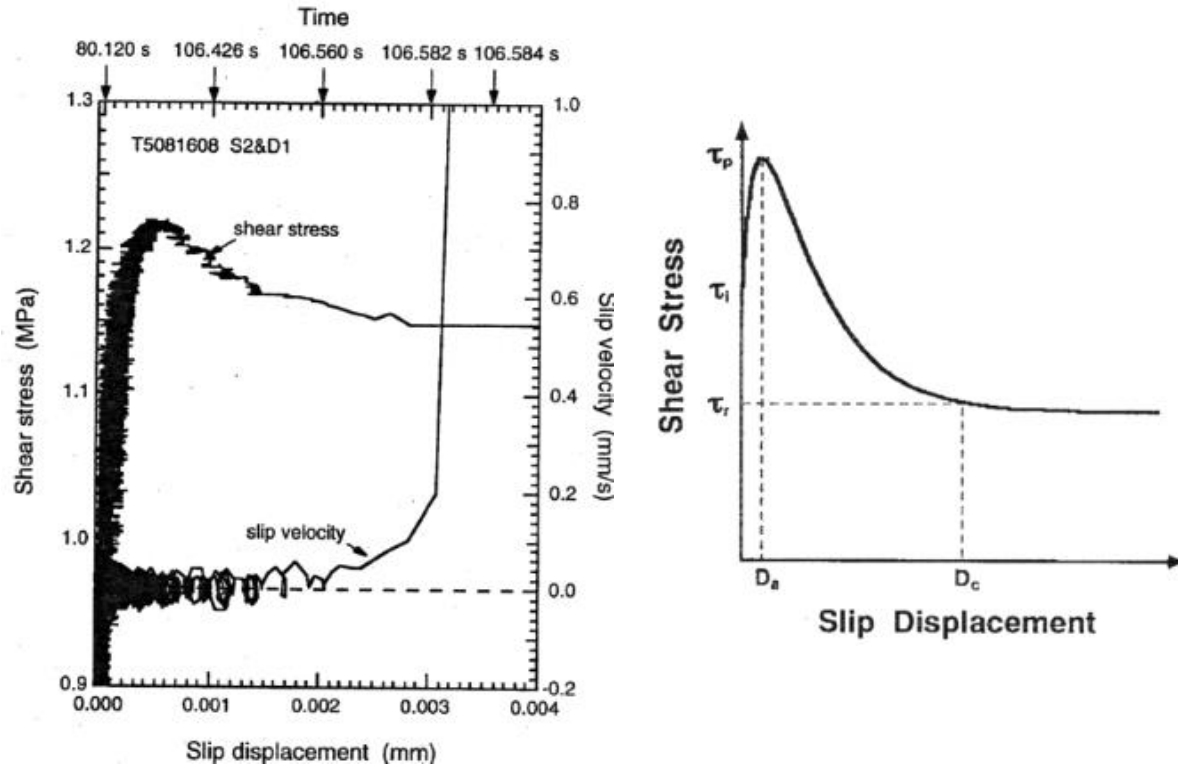


FIG. 1.4 – A gauche : résultat typique d’un essai de glissement roche sur roche, d’après Ohnaka et Shen (1999). Le glissement et la traction sont mesurés par des capteurs locaux près du plan de glissement. A droite : une loi SWF générale, d’après Ohnaka (1996).

relaxation post-sismique (Marone *et al.*, 1991) et des cycles sismiques simples (Tse et Rice 1986). Cependant, dans la limite continue et dans des milieux structurellement homogènes, ces lois ne suffisent pas à rendre compte de la complexité du cycle sismique et la sismicité sur une gamme d’échelles très large. Nous reviendrons sur ce point plus loin.

Une deuxième école c’est développée parallèlement, autour des expérimentateurs japonais, celle des lois de frottement dépendantes du glissement ou lois SWF, pour *Slip Weakening Friction laws* (Ohnaka, 1973 ; Ohnaka et Yamamoto, 1984 ; Ohnaka *et al.*, 1987 ; Ohnaka et Shen, 1999). Ces lois présentent en général une phase d’endurcissement relativement courte, un pic de résistance maximale, puis une phase d’adoucissement nécessitant un certain glissement critique D_c pour atteindre un niveau de frottement résiduel stationnaire (Figure 1.4, à droite). La Figure 1.4, à gauche, montre le résultat typique d’un essai de glissement roche sur roche où le glissement et la traction sont mesurés par des capteurs locaux près du plan de glissement. Les fondements physiques des lois SWF ont été posés par Matsu’ura *et al.* (1992), dans un modèle qui prend en compte la rugosité des surfaces en contact. Une version simple est

$$\mu(D) = \mu^* + \Delta\mu \frac{D}{D_c} \exp\left(1 - \frac{D}{D_c}\right) \quad (1.3)$$

où $D > 0$ est le glissement cumulé, μ^* une valeur de référence et $\Delta\mu$ la chute dynamique de coefficient de frottement. Les lois SWF ont des liens directs avec les lois de cohésion (Dugdale 1960 ; Barenblatt 1962) introduites en mécanique de la fracture pour régulariser les contraintes au voisinage du front de rupture. La version élémentaire utilisée classiquement en sismologie est la dite SWF linéaire (Ida 1972 ; Andrews 1976a) :

$$\mu(D) = \max \left[\mu_s - (\mu_s - \mu_d) \frac{D}{D_c}, \mu_d \right] \quad (1.4)$$

Elle inclue les ingrédients suivants : une énergie de surface finie, un seuil de frottement statique μ_s , un adoucissement progressif sur une échelle de glissement caractéristique D_c et un niveau dynamique résiduel $\mu_d < \mu_s$. L'ingrédient supplémentaire dans les lois SWF modernes est la phase initiale d'endurcissement. Il a été montré par des expériences numériques (Falk *et al.*, 2001) que cette phase est essentielle pour reproduire le processus de branchement de la rupture dynamique. Nous verrons dans cette thèse quelle est son importance dans le processus de nucléation quasi-statique.

Les données sismologiques de mouvement fort ne permettent pas, avec les méthodes d'analyse appliquées actuellement, de résoudre des détails fins de la zone de processus, c'est à dire de la région au voisinage du front de rupture où a lieu l'affaiblissement de la faille (voir Figure 1.5). Nous ne pouvons donc pas discerner si une classe de lois est mieux adaptée que l'autre pour la description de la rupture dynamique. Même des ruptures de type pulse peuvent être expliquées aussi bien par des lois de type RSF spécifiques (Perrin *et al.*, 1995) que par une combinaison d'asymétrie de la zone de faille et de lois d'interface simples sans variable d'état (Andrews et Ben-Zion 1997), ou par des lois SWF et un état de précontrainte ou de résistance très hétérogène. Du point de vue de la rupture dynamique, les deux écoles, RSF et SWF, ont été conciliées depuis les travaux d'Okubo (1989). Il compara numériquement la réponse dynamique d'une faille gouvernée par une version de la loi RSF avec saturation aux grandes vitesses aux résultats d'Andrews (1976b) sur la rupture dynamique avec la loi SWF linéaire de Ida (1972). Le seul ingrédient essentiel aux échelles de temps inertielles est l'existence d'une énergie de surface finie. C'est là l'origine de l'indétermination dans l'inversion simultanée de la chute dynamique de frottement et de D_c (voir la Section 1.1.3) et de la pertinence du paramètre κ introduit par Madariaga et Olsen (2000). Pour expliquer la transition intersonique l'existence d'un seuil de rupture est aussi un facteur important (Andrews 1999a), seuil qui peut être intrinsèque, dans le cas SWF, ou résulter de la dynamique, dans le cas RSF avec saturation à grande vitesse. Les conclusions d'Okubo (1989) sont claires : si des hypothèses appropriées sont faites sur les conditions initiales, les lois SWF sont utiles pour caractériser le comportement d'une faille au cours d'un évènement individuel. Cela justifie leur usage répandu pour la simulation des échelles inertielles. Il est important de noter que le glissement critique dans ces deux lois, d_c et D_c , ne sont pas équivalents. Des simulations numériques montrent que le D_c apparent reproduit par une loi RSF peut être plus d'un ordre de grandeur supérieur à d_c (Okubo 1989 ; Sleep 1997 ; Cocco et Bizzarri 2002).

La question de la nucléation, c'est à dire de la préparation et de l'initiation de l'in-

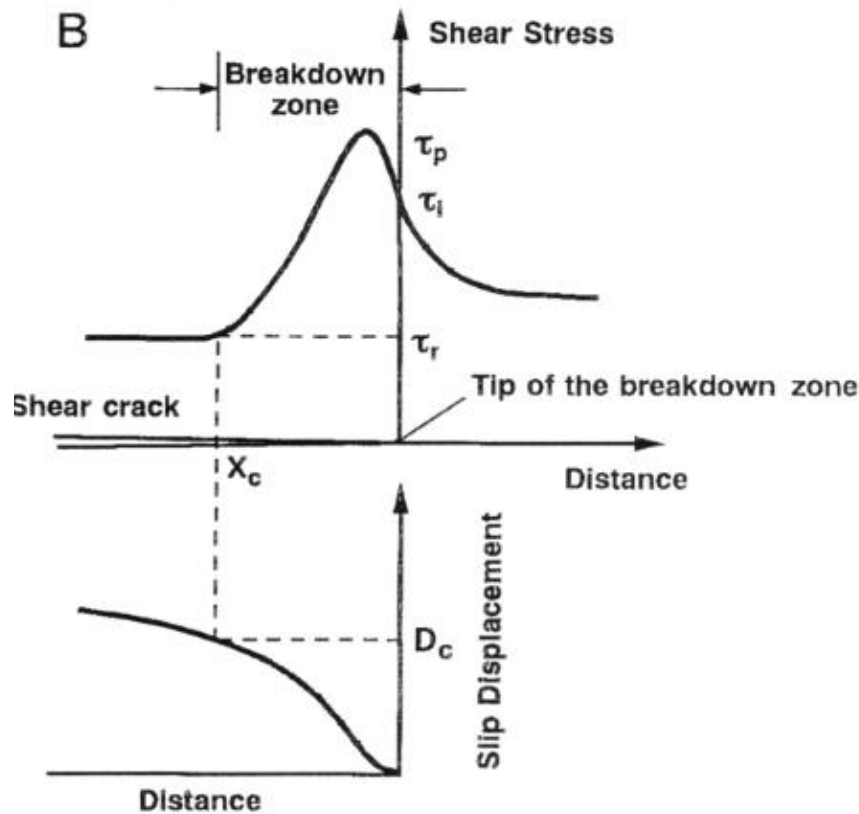


FIG. 1.5 – La zone de processus (*breakdown zone* sur cette figure) autour d'un front de rupture est la région où a lieu l'essentiel de la dégradation ou affaiblissement du matériau. Cette figure illustre le cas d'un processus surfacique, par exemple dans un modèle, utilisé couramment en sismologie, de propagation d'une zone de glissement avec loi de frottement dans un milieu par ailleurs élastique. D'après Ohnaka (1996).

stabilité sismique, est cependant différente, très différente. Il est clair que les lois SWF ne présentent aucune dépendance intrinsèque par rapport au temps et que sans une description des processus de cicatrisation, importants pendant les phases lentes de préparation du séisme, elle est incapable de reproduire des cycles sismiques (Mikumo 1992) et d'autres observations élémentaires faites en laboratoire, notamment la dépendance incontournable du frottement résiduel par rapport à la vitesse de glissement. Les lois SWF doivent plutôt être comprises comme la description phénoménologique de la réponse mécanique d'une faille suivant un chemin de chargement précis. Réponse et loi de comportement ne doivent pas être confondues. Les réponses obtenues par des lois RSF, présentées dans l'espace traction-glissement, reproduisent trivialement l'endurcissement puis affaiblissement au cours du glissement. Cela ne veut pas dire que, par exemple, un pic de frottement est inclus explicitement dans la loi RSF. Les lois RSF sont incontestablement plus complètes, et contiennent toute la phénoménologie des lois SWF, mais elles sont aussi plus complexes. Les phases finales de la nucléation se font sur des échelles de temps plus rapides que celles de la cicatri-

sation : ce n'est que dans ces dernières étapes de la nucléation que l'effet de la dépendance temporelle du frottement peut être relativement faible. Malheureusement, Okubo (1989) et plus récemment Bizzarri *et al.* (2001) n'ont considéré que la version la plus simple du SWF, la loi linéaire (1.4), pour leurs comparaisons avec la RSF pendant la nucléation. Une étude plus approfondie dans le cas plus général des lois SWF non linéaires, avec phase initiale d'endurcissement, manque clairement. Nous présenterons dans cette thèse quelques indices de la similitude de ces deux lois sur certains aspects de la nucléation dans une faille hétérogène.

L'influence d'un grand nombre de paramètres sur le frottement a été étudiée en laboratoire : la température, l'humidité, la contrainte normale et ces fluctuations, etc. La question essentielle qui reste ouverte est celle de l'extrapolation de ces observations en laboratoire vers des échelles géophysiques, aussi bien par rapport aux échelles spatiales que par rapport aux échelles de vitesse de glissement. En ce qui concerne les dépendances d'échelle spatiale, plusieurs expériences (Okubo et Dieterich, 1984 ; Ohnaka et Shen, 1999 ; Marone et Cox, 1994) et modèles (Matsu'ura *et al.*, 1992 ; Scholz, 1988) se sont concentrés sur le rôle de la rugosité sur D_c et sur le taux d'affaiblissement. Certains observent une relation d'échelle directe entre D_c et des longueurs caractéristiques du spectre de la topographie des surfaces de contact (Ohnaka, 1996). D'autres font jouer un rôle essentiel aux gouges (Marone et Kilgore, 1993) et proposent une relation empirique de proportionnalité entre D_c et l'épaisseur de la zone de gouge. En ce qui concerne le comportement à grande vitesse certaines équipes ont atteint des vitesses de l'ordre du m/s, bien plus proches des vitesses pendant les phases sismiques inertielles, en configuration cylindrique (Tsutsumi et Shimamoto 1997). Des propriétés radicalement différentes sont observées dans le régime dominé par la lubrification par fusion des contacts à haute vitesse.

Il est intéressant de relier l'effet des gouges avec la structure réelle des ZF. Des gouges synthétiques ont été étudiées par plusieurs équipes dans des configurations sandwich en utilisant des couches fines (Marone *et al.*, 1990 ; Marone et Kilgore, 1993 ; Beeler *et al.*, 1996). Une phénoménologie similaire à celle des essais de glissement roche sur roche est observée et interprétée dans le cadre des lois RSF. Plus récemment, Chambon *et al.* (2002) ont réalisé des expériences de grands déplacements (jusqu'à 40 m) avec des gouges épaisses (100 grains) dans une configuration annulaire. La réponse à des changements imposés de vitesse est qualitativement et quantitativement compatible avec les lois RSF et les observations des équipes déjà citées. Cependant ces effets sont de second ordre comparés à un comportement du type SWF se produisant sur des échelles de déplacement d'ordre métrique. Shaw et Rice (2000) ont trouvé nécessaire d'introduire deux échelles très découplées dans la loi de frottement pour pouvoir reproduire la complexité du cycle sismique dans des modèles continus et homogènes. Les observations de Chambon *et al.* (2002) constituent un argument expérimental en faveur de cette hypothèse. D'autre part, la forme de l'affaiblissement de grande échelle dans leurs expériences n'est pas en désaccord avec une loi SWF proposée très récemment par Abercrombie et Rice (2001) pour interpréter des relations d'échelle entre énergie de rupture et contraintes apparentes observées pour les petits séismes.

1.1.3 Contraintes sismologiques

Dans ce paragraphe nous ne passerons pas en revue l'ensemble des contraintes géophysiques sur les paramètres de frottement des failles naturelles. Nous nous concentrerons plutôt sur les contraintes fournies par les données de mouvement fort sur des paramètres élémentaires tels que l'énergie de fracturation, la résistance statique, le taux d'affaiblissement ou le glissement critique D_c . Un point de vue plus général est donné par la revue de Marone (1998a).

Nous entendons par sismogrammes en champ proche les enregistrements effectués près de la faille, à des distances comparables aux dimensions de la rupture. L'inversion de forme d'onde permet d'obtenir une image spatio-temporelle de la source. Quelques techniques d'inversion utilisées sont : l'inversion en domaine spectral (Cotton et Campillo 1995), une paramétrisation linéaire des fonctions de glissement (Ide et Takeo 1997) résolue par des algorithmes d'inversion linéaire classiques, ou une paramétrisation hautement non linéaire (temps de rupture, temps de montée, glissement statique) résolue par inversion de type Monte-Carlo avec recuit simulé (Bouchon *et al.*, 2000). Ces méthodes ont des limitations intrinsèques en fréquence, < 1 Hz, qui pénalisent la résolution, $\Delta x > 1$ km. La procédure pour obtenir des réponses locales sur la faille consiste, après inversion cinématique, à imposer le modèle obtenu comme condition de frontière et utiliser des méthodes numériques de propagation d'ondes, différences finies (Ide et Takeo 1997) ou nombre d'onde discret (Bouchon, 1997), pour en déduire les variations spatio-temporelles des contraintes relatives. Les trajets dans l'espace traction-glissement définissent alors la réponse en chaque nœud de la faille. En général les D_c apparents obtenus sont d'ordre sub-métrique, soit plusieurs ordres de grandeur supérieurs aux valeurs obtenues en laboratoire. Ces valeurs cependant ne doivent être prises que comme des majorants, compte tenu de la bande de fréquence de travail. Des approches haute fréquence ont été proposées pour l'étude de la source (Zeng *et al.*, 1993 ; Cocco et Boatwright, 1993) mais elles n'ont pas été reliées encore à des paramètres de comportement spécifiques.

Des méthodes d'inversion des paramètres dynamiques de la rupture, essentiellement du seuil de rupture, ont d'abord été proposées (Mikumo *et al.*, 1987 ; Quin, 1990 ; Miyatake, 1992 ; Fukuyama et Mikumo, 1993). Dans le cadre des lois SWF, des approches de simulation directe ont aidé à contraindre des paramètres tels que D_c , en obtenant des ordres métriques (Olsen *et al.*, 1997). Cependant les limitations des méthodes numériques actuelles ne permettent pas d'explorer des D_c beaucoup plus courts. Dans une tentative exemplaire d'inverser directement les paramètres de la loi SWF linéaire, Guatteri et Spudich (2000) sont arrivés à la conclusion qu'une indétermination essentielle existait entre D_c et la chute de contrainte dynamique $\Delta\tau$. Le seul paramètre stable dans l'inversion des sismogrammes champ proche, dans la bande $0 \sim 1.6$ Hz, est l'énergie de facturation $G_c = \frac{1}{2}\Delta\tau D_c$. Guatteri *et al.* (2001) arrivent aux mêmes conclusions en essayant d'inverser des paramètres de lois RSF. Notons que les observables sismologiques macroscopiques, le moment sismique et l'énergie rayonnée, ne donnent qu'une borne maximale pour G_c , l'indétermination dans le bilan énergétique venant de l'énergie dissipée thermiquement.

Très récemment, Mikumo *et al.* (2001) et Olsen *et al.* (2001) ont proposé deux méthodes originales pour mesurer D_c à partir des enregistrements de mouvement fort, fondées sur la coïncidence entre le pic de vitesse de glissement et l’instant où D_c est atteint dans les modèles de rupture dynamique avec SWF linéaire. Leur première méthode travaille sur les modèles cinématiques obtenus par inversion de forme d’onde et pêche donc des limitations fréquentielles inhérentes à ces modèles. La deuxième méthode est plus intéressante, elle travaille directement sur les sismogrammes en vitesse, en particulier sur les composantes parallèles à la faille en champ très proche. Appliquée au séisme de Tottori 2000, elle donne des estimations dépendantes de la station utilisée. Ces auteurs attribuent cette variabilité aux hétérogénéités latérales du comportement de la faille, en ce sens il s’agit de mesures très locales.

Ces méthodes requièrent des conditions d’enregistrement assez exceptionnelles, qui ne sont optimalement atteintes qu’au Japon, en Californie et à Taiwan. Il serait souhaitable de disposer de méthodes d’estimations des paramètres constitutifs moins exigeantes. C’est un axe que nous explorons dans cette thèse, en particulier dans le Chapitre 3, mais à l’échelle de la phase finale d’initiation de l’instabilité, ou *nucléation sismique*. La question de l’extrapolation entre les propriétés effectives d’une faille pendant le régime inertiel, fortement rayonnant, et pendant les phases dynamiques lentes n’a pas encore de réponse claire. Il suffit de considérer des effets tels que la fusion à haute vitesse de glissement (Rice 1999) ou l’interaction avec des fractures secondaires (Yamashita et Fukuyama 1996) pour réaliser que les propriétés apparentes peuvent être très différentes suivant l’échelle de temps considérée.

1.2 Nucléation de la rupture : observations et modèles

1.2.1 Quelques précisions lexicales

Avant de poursuivre avec la présentation de la phase de nucléation, cœur du sujet de cette thèse, nous avons considérées nécessaires quelques précisions sur le vocabulaire qui sera utilisé dans la suite et qui, malheureusement, est parfois utilisé de façon indiscriminée dans la littérature. Les définitions suivantes s’appliquent dans le cas de corps à rhéologie élastique.

Quasi-statique versus dynamique. Les régimes quasi-statique et dynamique se distinguent par l’importance relative des termes inertiels de l’équation d’ondes par rapport aux termes d’efforts élastiques. Le préfixe “quasi-” signale qu’il s’agit d’un problème d’évolution entre deux états statiques, et que des vitesses peuvent être estimées différentiellement. Il est important de noter qu’il existe naturellement un régime de transition. Celui-ci ne correspond pas exactement à ce que nous appelons régime quasi-dynamique. Le régime quasi-dynamique est une combinaison de quasi-statique avec un terme régularisateur, qui peut être de type visqueux ou pression

de radiation (Rice 1993), dont le but originel est d'assurer l'existence de solutions dans toutes les étapes de l'évolution quasi-statique. Il sera d'ailleurs montré plus tard que cette approximation ne correspond à aucune limite rigoureuse du problème élastodynamique complet.

Dynamique versus sismique. Le régime sismique n'est qu'une étape particulière du régime dynamique dans laquelle la faille est capable de rayonner en champ lointain. Ce régime se définit dans le domaine fréquence-nombre d'onde (k, ω) par $\omega/k > c$ où c est la célérité de l'onde considérée, et correspond à la frontière entre ondes inhomogènes et ondes purement propagatives.

Stable versus instable. La perte de stabilité d'une évolution pilotée par un paramètre de chargement externe, typiquement le chargement tectonique, se définit, au moins pour les rhéologies indépendantes de la vitesse, par le moment où, même si on coupe le chargement, le système mécanique devient auto-entretenu et passe par une phase de mouvement rapide avant de retrouver un nouvel état d'équilibre.

Lent versus quasi-statique. Les termes inertiels peuvent devenir importants avant la perte de stabilité. Pour un système suffisamment régulier, par exemple le glissement uniforme d'un bloc avec SWF non-linéaire (1.3), si l'approche quasi-statique est poussée jusqu'à l'état critique les vitesses de glissement prédites sont infinies.

Instabilités locales versus globales. Quand nous considérons un système de taille finie, par exemple un échantillon de roche en laboratoire ou une section de faille limitée par des barrières, il peut se produire, par le jeu des hétérogénéités, des instabilités locales, de petite échelle par rapport aux dimensions totales. Une instabilité globale, au contraire, compromet l'ensemble du système.

1.2.2 Observations en laboratoire.

Quelques équipes d'expérimentateurs se sont intéressées au détail de la distribution du glissement avant et en cours d'instabilité (Okubo et Dieterich 1984 ; Ohnaka 1986). Pour cela ils ont utilisé des échantillons d'échelle métrique densément instrumentés par des capteurs de déformation et de glissement au voisinage du plan de contact. L'instabilité dynamique du bloc est précédée par un processus de nucléation caractérisé par les phases suivantes (voir Figure 1.6) :

Phase I ou phase de nucléation quasi-statique : préparation lente et stable du nucléus de glissement, de dimensions restreintes par rapport à la taille de l'échantillon, Cette phase est malheureusement la moins étudiée en laboratoire car elle implique des glissements faibles difficiles à résoudre expérimentalement. Son caractère stable est mis en évidence par sa dépendance vis à vis de la vitesse de chargement. Une analyse plus fine, sur des échantillons plus rugueux, montre qu'elle peut être constituée de micro-instabilités, très locales.

Phase II ou phase initiale de nucléation dynamique : croissance dynamique, déjà instable mais lente, de la zone de nucléation. Cette phase comprend la transition vers l'instabilité et son initiation.

Phase III ou phase de nucléation sismique : phase ultime d'accélération du glissement et croissance rapide de la zone de nucléation. Cette phase est essentiellement une phase de transition entre la nucléation et la rupture inertielle proprement dite.

Ce processus de nucléation débouche finalement sur une instabilité globale : la propagation de la zone de glissement en régime inertiel, à des vitesses comparables aux vitesses des ondes, jusqu'à atteindre les dimensions de l'échantillon. Les phases II et III sont dynamiques, mais en contraste avec la phase III, la phase II est lente et donc, si transposée à un contexte crustal, faiblement ou pas rayonnante, d'où l'appellation "sismique" que nous attribuons spécifiquement à la phase III. Le Chapitre 2 de cette thèse sera consacré à l'étude de la phase I, tandis que la phase II sera étudiée dans le Chapitre 3.

1.2.3 Observations sismologiques

Plusieurs types d'observations sismologiques de l'initiation de séismes spécifiques ont été faites dans le passé (Abercrombie et Mori 1994). Nous nous concentrerons ici sur des travaux plus exhaustifs montrant des aspects généraux des phases initiales des sismogrammes. Ces observations concernent la phase III de la nucléation. Les phases précédentes n'ont pas pu être observées par la géodésie probablement parce que les échelles concernées sont en dessous du seuil de détection. Les séismes précurseurs devraient donner des pistes mieux adaptées à ces phases (Jones et Molnar, 1979 ; Dodge *et al.*, 1996).

Le modèle de croissance auto-similaire d'une fracture, à chute de contrainte et vitesse de rupture imposées et constantes, a été longtemps utilisé pour décrire la source sismique et son rayonnement. Il prédit un démarrage du moment sismique en t^3 et donc un démarrage linéaire de la vitesse de déplacement mesurée en champ lointain. Grâce à l'avènement de la sismologie moderne, avec le déploiement d'instruments large bande et haut gain, des observations plus fines ont pu être réalisées et ce modèle standard a dû être revu.

Le *bright spot* d'un séisme. Umeda (1990), puis Umeda (1992), analyse les sismogrammes de séismes japonais et californiens, de magnitudes $M = 4 \sim 8$, avec une attention particulière sur les phases initiales. Il observe une première phase de basse fréquence et de faible amplitude, qu'il appelle *phase de rupture préliminaire*, précédant l'arrivée d'ondes de plus haute fréquence et plus fortes amplitudes, qu'il dénomme le *bright spot*. Cette dernière phase n'advient qu'à une certaine distance de l'hypocentre et peut générer des accélérations excédant g , comme l'atteste le renversement et déplacement de gros rochers. Le *bright spot* correspond aussi aux zones de la source où se concentre l'émission de hautes fréquences. Le plus étonnant de ses observations est une loi d'échelle reliant la durée t_n de la phase préliminaire à la magnitude du

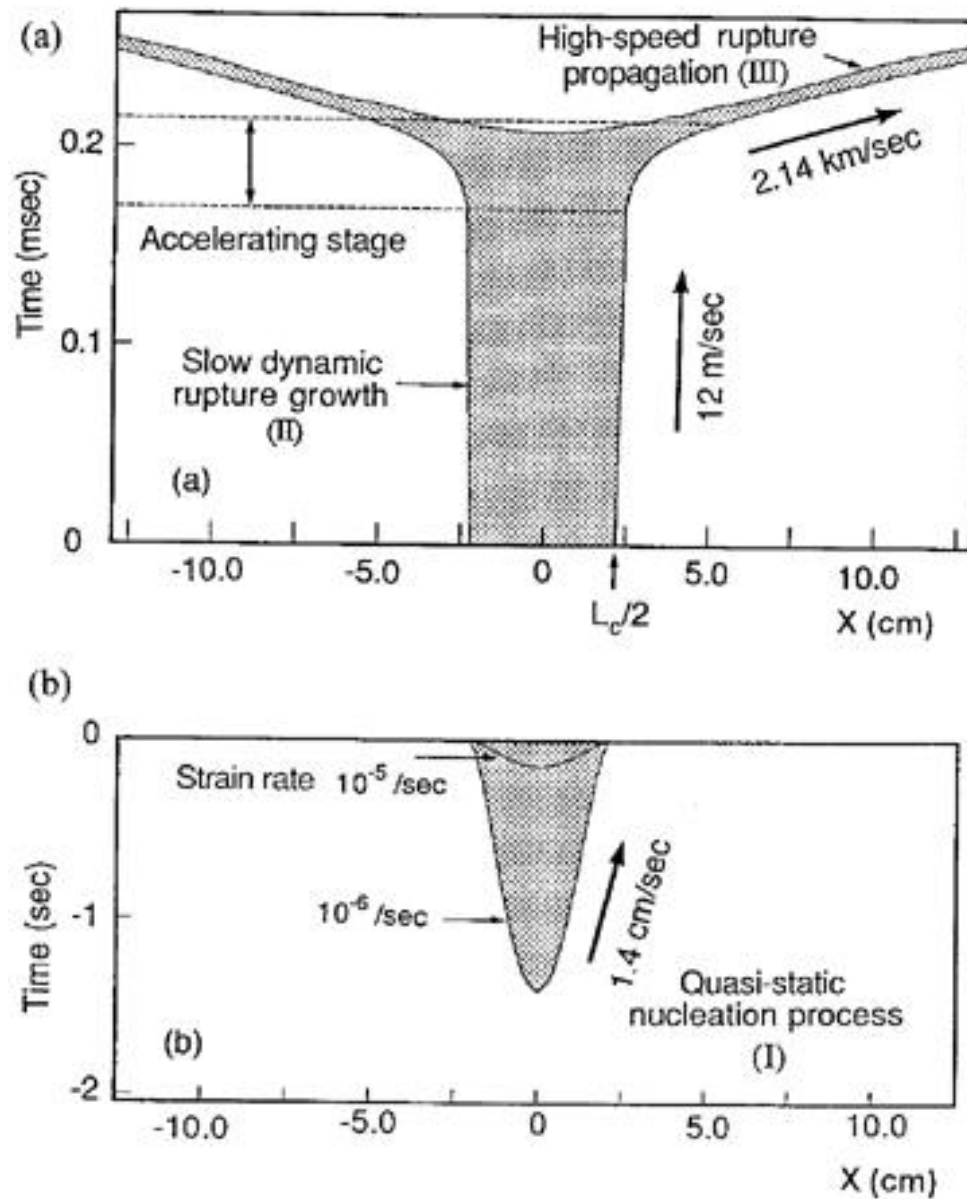


FIG. 1.6 – Les différentes étapes du processus de nucléation d’une instabilité de frottement avec quelques ordres de grandeur en laboratoire, d’après Shibazaki and Matsu’ura (1998). La figure (b) est représentée à une échelle de temps plus large que (a), et illustre aussi la dépendance de la phase I par rapport à la vitesse de chargement, ce qui est interprété comme un symptôme de son caractère stable.

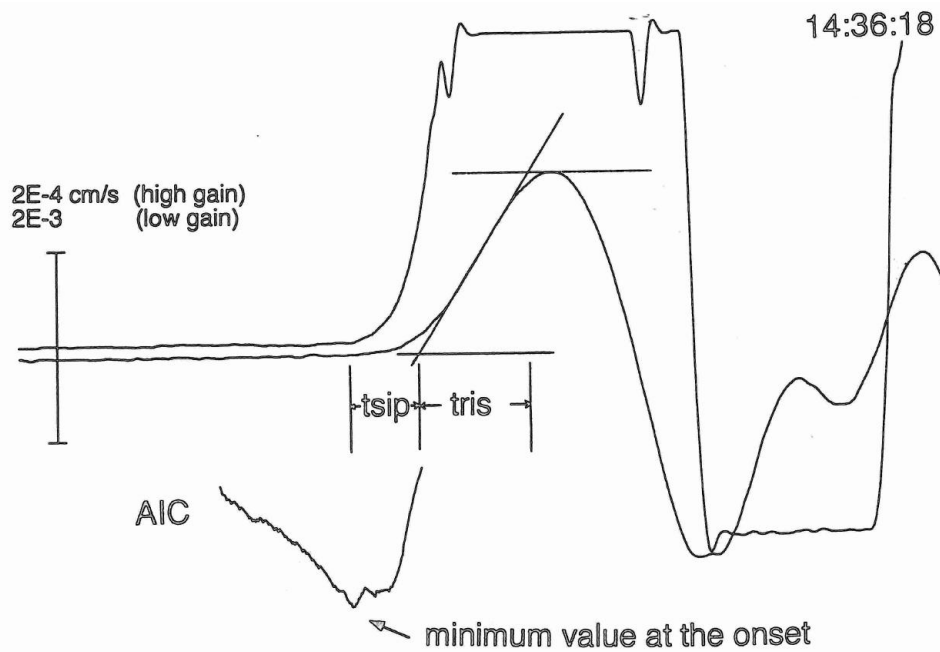


FIG. 1.7 – Sismogramme typique présentant une phase initiale lente, d'après Iio (1995). Il s'agit de l'arrivée P sur un sismogramme en vitesse. Le sismogramme à haut gain est superposé.

séisme :

$$t_n \propto M_0^{1/3} \quad (1.5)$$

Umeda conclue sur le lien entre la naissance du *bright spot* et la taille finale de l'évènement. (Umeda *et al.*, 1996 ; Kame et Yamshita, 1997) proposent des modèles faisant jouer un rôle essentiel aux interactions entre fractures secondaires à l'intérieur de la ZF. Si bien les caractéristiques des deux phases sont qualitativement reproduites, leurs modèles ne donnent aucune piste pour expliquer la loi d'échelle (1.5).

La phase initiale lente des microséismes. Iio (1992) observe sur les sismogrammes en vitesse des répliques du séisme de la Préfecture de Nagano Occidental, Japon, 1984 ($M_s 6.9$) une arrivée lente des ondes P, incompatible avec le modèle de source auto-similaire classique : $V \propto t^n$, avec $n = 2 \sim 4$. Une *phase initiale lente* (*sip*) est définie par le délai entre la première arrivée P lente, déterminée automatiquement sur le sismogramme à haut gain, et la projection tangente de la phase de montée linéaire de la vitesse du sismogramme à faible gain (Figure 1.7). Iio trouve une corrélation entre la durée t_{sip} de la phase initiale lente et la magnitude de l'évènement. La gamme de magnitudes considérée dans cette étude est cependant assez étroite et surtout composée de petits séismes. Iio (1995) étend cette analyse et discute les biais possibles liés à l'atténuation et aux effets de trajet. Il confirme l'existence de la dépendance d'échelle $t_{sip} - M$ et confirme aussi la forme du démarrage du sismogramme en vitesse. Bien qu'il ne propose aucun modèle mécanique, Iio suggère qu'une origine possible se

trouverait dans le comportement de la faille, plus précisément dans un adoucissement progressif comme celui des lois SWF.

La phase de nucléation des grands séismes. Ellsworth et Beroza (1995), puis Beroza et Ellsworth (1996), étendent cette analyse à une large gamme de magnitudes : ils mesurent la durée ν de la phase initiale, qu'ils appellent *phase de nucléation sismique*, sur des sismogrammes de séismes de magnitudes $M = 2.6 \sim 8.1$. Certains des enregistrements ont été obtenus dans des stations profondes en puits, d'autres dans des mines, et présentent en général un bon rapport signal/bruit. La diversité des formes des phases de nucléation observées sur cette grande gamme de magnitudes est riche, allant des démarrages lisses et basse fréquence jusqu'aux départs hésitants et composites, en général pour les plus grands événements. Ces données montrent que la durée de la phase de nucléation normalisée par la durée totale du séisme a une distribution log-normale, avec une moyenne de 0.16. La loi d'échelle suivante est observée :

$$\nu \propto M_0^{1/3} \quad (1.6)$$

ainsi qu'une proportionnalité entre le moment sismique de la phase de nucléation et le moment sismique total, ce qui peut s'interpréter comme une loi d'échelle entre la taille de la zone de nucléation et la taille finale du séisme. Ces auteurs proposent deux cadres conceptuels : le modèle de cascade et le modèle de glissement précurseur (voir Figure 1.8). Dans le premier, le séisme est le produit de sous-événements de taille croissante se déclenchant dynamiquement. La relation (1.6) résulterait donc d'un processus stochastique combiné avec l'interaction retardée entre sous-événements et la taille de l'évènement final, dominée par le dernier maillon, ne serait connue qu'à la fin de la cascade. Dans le deuxième modèle, la rupture s'initie par un processus de glissement asismique dans une région limitée de la faille, comme dans les essais de frottement en laboratoire. Ce modèle est appuyé par les distributions des séismes précurseurs interprétés comme des instabilités locales à l'intérieur de la zone de nucléation (Dodge *et al.*, 1995 ; Dodge *et al.*, 1996). Cependant aucun argument théorique précis n'est avancé pour justifier un lien entre la taille de la zone de nucléation et la taille finale du séisme.

La Figure 1.9 compile des mesures de temps de nucléation faites par plusieurs auteurs, en fonction du moment sismique. Sur la même figure sont reportées des mesures erronées induites par l'effet du filtre FIR utilisé dans les systèmes d'acquisition modernes (Scherbaum et Bouin 1997). L'observation et quantification de la phase de nucléation est souvent difficile, elle nécessite un haut gain, un taux d'échantillonnage élevé, une déconvolution soigneuse de la réponse instrumentale et une bonne estimation des effets d'atténuation. Nous pouvons voir que bien que la présence d'une phase de nucléation ne soit pas une caractéristique universelle et qu'il n'existe pas actuellement une définition objective et unique de la phase de nucléation, les observations convergent vers une loi d'échelle reliant la durée de la phase initiale du sismogramme à la taille finale du séisme. Cette relation est du même type que celle reliant la durée totale du séisme à sa magnitude M , ce qui implique une loi d'échelle

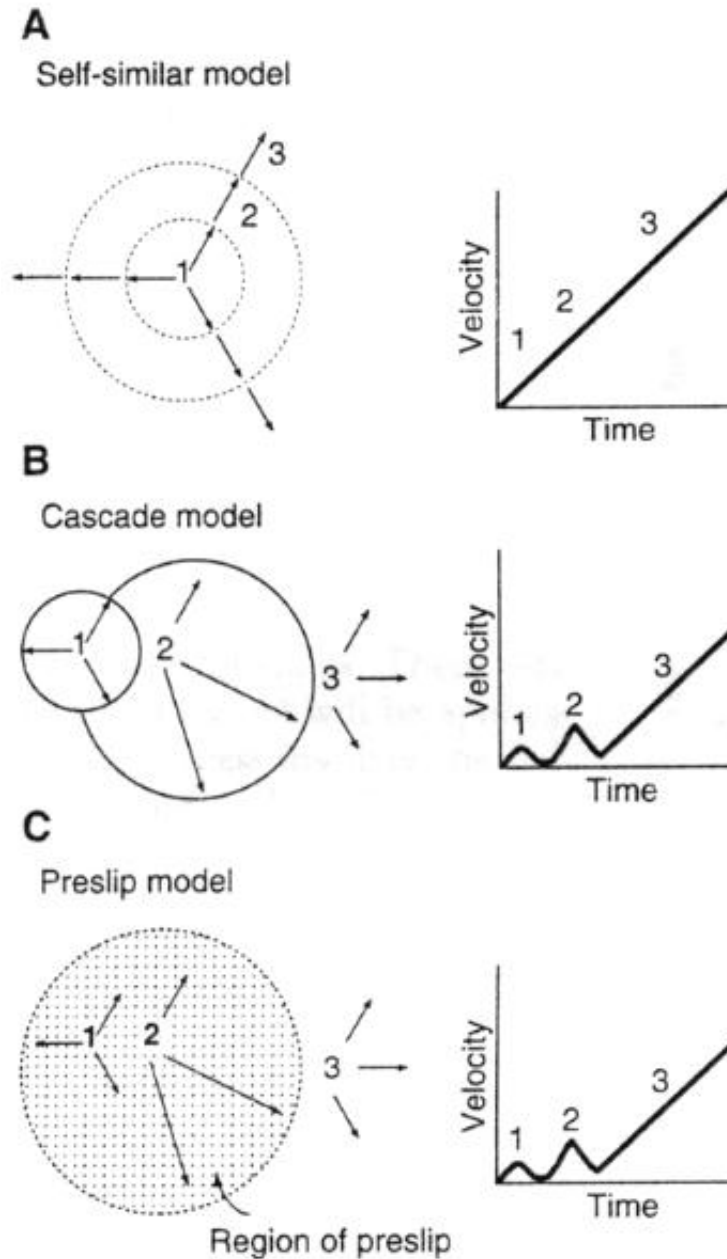


FIG. 1.8 – Le modèle classique de croissance auto-similaire d’une fracture (A) et les deux cadres conceptuels proposés par Ellsworth et Beroza (1995) pour interpréter la phase de nucléation sismique : (B) le modèle de cascade, dans lequel des sous-événements se déclenchent successivement par transfert de contraintes statiques ou dynamiques ; et (C) le modèle de glissement précurseur, dans lequel la phase d’initiation et les sous-événements résultent d’un processus de préparation quasi-statique précédant l’instabilité dynamique.

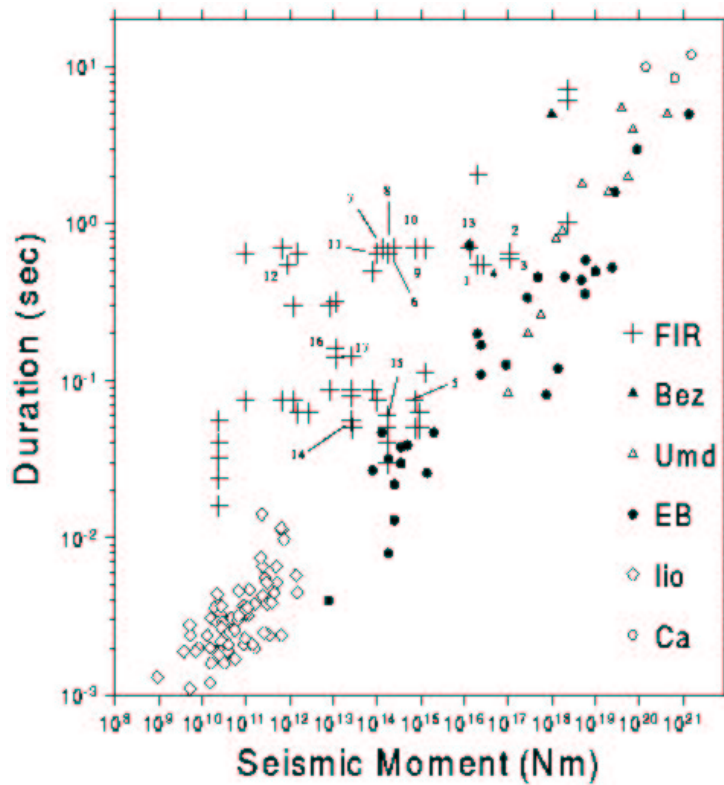


FIG. 1.9 – Compilation des mesures de temps de nucléation faites par plusieurs auteurs, en fonction du moment sismique, d'après Scherbaum et Bouin (1997). Les auteurs cités dans cette thèse sont Umd : Umeda (1992), Iio (1995) et EB : Ellsworth et Beroza (1995). Sur la même figure sont reportées des mesures erronées induites par l'effet du filtre FIR utilisé dans les systèmes d'acquisition modernes. Elles surestiment systématiquement la durée de la phase de nucléation.

entre M et la magnitude de la phase de nucléation M'' . L'un des enjeux actuels dans le domaine de la dynamique de la source est d'expliquer l'existence sélective de la phase de nucléation et ses lois d'échelle. L'un des objectifs que nous poursuivrons dans cette thèse, en particulier dans le Chapitre 3, est de définir des observables objectifs de la phase de nucléation sismique et de les relier à des modèles mécaniques.

1.2.4 Modèles de nucléation sismique proposés

Un certain nombre de modèles mécaniques ont été proposés dans les dernières années pour expliquer certains aspects de la phase de nucléation sismique. En général ils réussissent à établir des liens entre le temps de nucléation et les dimensions de la zone de nucléation. Cependant rien ne pointe actuellement vers un lien entre celle-ci et la taille finale du séisme. Nous nous concentrerons dans ce paragraphe sur des modèles déterministes. Cependant un modèle stochastique vaut le détour. Il s'agit d'un modèle de cascade, semblable à celui suggéré conceptuellement par Ellsworth et Beroza (1995). Il a été développé cinématiquement par Singh *et al.* (1998) pour essayer d'expliquer les données de Iio (1995). Un rôle majeur est attribué à l'atténuation pour reproduire la simplicité des formes d'onde de ces petits séismes et des lois d'échelle apparentes, similaires à celles observées, même si la définition du temps de nucléation soit difficile à comparer. Il reste cependant peu clair si ce modèle peut expliquer les données sur une gamme plus large de magnitudes.

Les modèles mécaniques, déterministes, de nucléation dynamique diffèrent essentiellement par la façon dont ils introduisent le délai à la rupture : soit par une loi de cohésion, soit par un frottement dépendant du glissement, soit par des effets intrinsèquement dépendants du temps tels que des lois de frottement RSF ou des phénomènes de corrosion sous contrainte.

Modèles de fracture avec cohésion. La croissance d'un *crack* à vitesse variable a été étudiée cinématiquement par Deichmann (1997). L'existence d'une énergie de fracture finie suffit pour qu'il existe une taille critique L_c , dépendante éventuellement de l'état de précontrainte, au delà de laquelle une zone de nucléation devient instable. Ida (1972) étudia, par des méthodes asymptotiques et des considérations énergétiques, la croissance d'un *crack* avec énergie de surface, ou cohésion, à partir de sa taille critique L_c . Sato et Kanamori (1999) étudient la dynamique de la croissance d'un *crack* cohésif à partir d'une certaine taille initiale. La dynamique est supposée gouvernée par le critère de Griffith, ce qui place cette étude dans le cadre classique de la théorie de la fracture, où la taille de la zone de processus est négligeable par rapport à la taille de la zone de glissement. Le modèle produit une phase initiale de croissance lente, pouvant expliquer le rapport faible entre la durée de la phase de nucléation et sa magnitude. La résolution, presque analytique, du modèle repose sur les formules pour le facteur dynamique d'intensité de contrainte, en ignorant l'effet de taille finie du crack, c'est à dire qu'une extrémité n'est pas sensible à l'autre. Pendant une croissance lente

par rapport au temps de parcours du crack par les ondes, ce modèle sous-estime la vitesse de croissance. D'autre part Sato et Kanamori (1999) montrent que dans cette classe de modèles il n'y a aucun indice de loi d'échelle entre la nucléation et le séisme total. Un deuxième modèle est proposé par ces mêmes auteurs, ne présentant pas de phase de nucléation. La transition entre les deux comportements est contrôlée par un paramètre de déclenchement, lié à l'amplitude de la perturbation initiale. La non universalité de l'observation d'une phase de nucléation est alors interprétée par la diversité des états de contrainte dans la croûte.

Modèle de fracture avec corrosion sous contrainte. Das et Scholz (1981) proposent un modèle de nucléation de la rupture contrôlé par le phénomène de corrosion sous contrainte. Le modèle repose sur l'équilibre de Griffith d'un crack dont le facteur d'intensité de contrainte est relié à sa vitesse de croissance. Ce modèle prédit une divergence en temps fini. Bien qu'il mettent en relation leur théorie avec l'initiation de certains sismogrammes et enregistrements d'extensomètres, ils confrontent leur modèle à des données d'interaction entre séismes, sur des échelles de temps assez longues.

Modèles SWF hétérogènes. Matsu'ura *et al.* (1992) et Shibazaki et Matsu'ura (1992) proposent un modèle de nucléation sur une faille contrôlée par une loi SWF. Le modèle décrit la transition depuis le processus quasi-statique jusqu'à la rupture dynamique et fait jouer un rôle essentiel aux hétérogénéités des propriétés de frottement le long de la faille. Leur modèle, ainsi que celui proposé par Ohnaka (2000), repose sur deux hypothèses de dépendance d'échelle : D_c dépend linéairement de l'échelle d'observation et la taille de la zone de nucléation est une fraction constante de la taille totale du séisme. Si bien leur première hypothèse trouve des arguments sur les expériences en laboratoire (Ohnaka et Shen 1999), la deuxième est complètement *ad hoc*.

Modèles SWF homogènes. Campillo et Ionescu (1997) proposent un modèle d'initiation dynamique sur une faille contrôlée par une loi SWF linéaire et chargée initialement à son seuil de rupture. Le glissement démarre par un comportement lent, avec une accélération progressive, exponentielle. Si bien des sismogrammes synthétiques et des comparaisons aux données de nucléation sismique ne sont pas présentés par ces auteurs, leur modèle mécanique a la vertu de sa simplicité et servira de point de départ dans notre étude de la phase de nucléation sismique. La phase de nucléation quasi-statique n'est pas considérée dans ce modèle.

Modèles RSF. Dieterich (1992) étudie numériquement la nucléation quasi-statique sur une faille décrite par une loi RSF, avec des propriétés hétérogènes ou avec des hétérogénéités gelées de contrainte normale. Il met en évidence la formation d'un nucléus de glissement, dont la taille critique L_c est reliée aux propriétés de frottement moyennes. Après une croissance très lente, ce nucléus devient instable, s'accélère et débouche sur une instabilité globale. Les propriétés moyennes de cette phase de nucléation sont très bien décrites par un modèle 1D, de type patin-ressort. Dieterich (1994) propose, à partir de ces observations, une forme analytique compacte pour la nucléation 1D

qu'il utilise pour décrire les répliques. Cette formulation a été plus tard appliquée à d'autres observables tels que la sismicité volcanique, mais ceux se sont focalisés sur la phase de nucléation sismique. Très récemment, Lapusta et Rice (2003) montrent, dans leurs simulations de cycles sismiques sur une faille antiplane ne contenant que des hétérogénéités de grande longueur d'onde en fonction de la profondeur, que les phases de nucléation d'un petit et d'un grand séisme sont indistinguables et que les irrégularités de certaines phases de nucléation peuvent être dues aux hétérogénéités de contraintes laissées par l'histoire de la faille ou à l'arrêt partiel de la rupture sur la zone de fluage stable en profondeur.

1.2.5 Nucléation et cycle sismique

Certains aspects du cycle peuvent aider à contraindre les modèles de nucléation. Ainsi, Dieterich (1994) a utilisé la distribution spatio-temporelle des répliques pour tester et contraindre son modèle de nucléation. Un autre aspect moins exploré du point de vue mécanique est l'activité présismique ou séismes précurseurs, car les données sont plus rares. Certaines équipes travaillent actuellement par empilement de l'activité sismique pour améliorer la statistique des précurseurs et ont fait des observations intéressantes (Alon Ziv, communication personnelle, 2002).

Si les modèles mécaniques simples, comme celui d'Ohnaka (2000), doivent recourir à des hypothèses fortes, assez arbitraires, sur la géométrie des aspérités et autres hétérogénéités sur la faille, c'est en partie parce que le processus complet du cycle sismique est encore mal compris. Si nous disposions de renseignements génériques sur la distribution des hétérogénéités de contrainte et de résistance au cours du cycle des liens entre des processus mécaniquement découplés, tels que la nucléation et les phases d'arrêt de la rupture, pourraient être établis dans un sens statistique. La phase de nucléation sismique n'a suscité que très récemment l'intérêt des équipes impliquées dans la simulation du cycle sismique (Lapusta et Rice 2003). Cette situation était due d'une part au manque de méthodes numériques capables d'attaquer rigoureusement le problème multi-échelle du cycle sismique. Le traitement propre des différentes échelles de temps, allant des périodes de glissement lent et leur transition jusqu'aux épisodes d'instabilité sismique, est maintenant possible grâce aux méthodes spectrales (Rice et Ben-Zion, 1996 ; Lapusta *et al.*, 2000), mais le traitement d'échelles spatiales très découplées est encore limité par la puissance de calcul disponible. D'autre part, des aspects plus fondamentaux du cycle étaient encore énigmatiques. Une des questions fondamentales longtemps ouverte est celle de la possibilité de reproduire la complexité de la sismicité naturelle en utilisant des modèles continus, structurellement homogènes, mais non linéaires (Carlson et Langer, 1989 ; Horowitz et Ruina, 1989 ; Rice, 1993 ; Cochard et Madariaga, 1996 ; Myers *et al.*, 1996 ; Rice et Ben-Zion, 1996). L'histoire de cette polémique est retracée par Shaw et Rice (2000). Ils montrent définitivement qu'une sismicité de type Gutenberg-Richter peut apparaître dans des modèles continus et homogènes de faille sous des hypothèses géométriques et

constitutives assez contraignantes. Une de ces hypothèses, l'existence de deux longueurs caractéristiques très découplées dans la loi de frottement, a reçu un appui expérimental très récemment grâce aux expériences de Chambon *et al.* (2002). La complexité n'est donc pas un attribut générique de la non linéarité du comportement des failles et la question de l'interaction entre les hétérogénéités structurales et la dynamique non linéaire reste d'actualité. Certaines observations sur la faible persistance des aspérités naturelles indiquent que cette interaction peut être forte (Schwartz 1999).

Dans cette thèse nous prendrons la voie de la modélisation déterministe de la nucléation. Nous ne pouvons pas signaler ce choix sans dire deux mots sur les paradigmes modernes de la Criticalité et de la Criticalité Auto Organisée (SOC, *Self Organised Criticality*).

La Criticalité est une notion empruntée à la physique des transitions de phase. Dans cette vision la nucléation sismique est interprétée comme l'approche vers un état critique, avec des symptômes tels que la divergence des longueurs et des temps de corrélation de l'activité sismique et de l'état de contraintes sur la faille. L'idée sous-jacente de classes d'universalité, propre à la physique statistique, converge vers une caractérisation robuste des signatures des précurseurs en termes d'exposants de divergence temporelle des grandeurs observables. En particulier la divergence du *Benioff strain* a été étudiée dans ce cadre et proposée comme une méthode potentiellement prédictive (Bowman *et al.*, 1998). Une des idées intéressantes dans la Criticalité est celle de la mise en place de corrélations, à toutes les échelles, de l'état de la faille à l'approche d'une instabilité.

Par contraste avec la Criticalité la théorie de Criticalité Auto Organisée ne nécessite pas l'ajustement de paramètres de contrôle pour placer le système au voisinage de son état critique : c'est la dynamique qui maintient le système dans un état stationnairement critique. Il faut signaler qu'en SOC le système n'est pas forcément partout proche de la rupture ni se maintient dans un état tel, ce sont des îlots qui se rapprochent de la rupture à cause des larges fluctuations du champ de contraintes. La géométrie fractale des failles et de la distribution de l'activité sismique, ainsi que la loi de Gutenberg-Richter ont été avancées comme des observations appuyant la SOC. De nombreux modèles ont été proposés dans ce sens. Une des conséquences les plus graves du SOC est la similitude des phases de nucléation des petits et des grands séismes. Cette vision est en rapport avec le modèle conceptuel de cascade proposé par Ellsworth et Beroza (1995). La phase de nucléation ne comporterait donc aucun renseignement physique sur les dimensions finales du séisme. Cependant, plusieurs auteurs convergent maintenant sur le fait que la SOC n'est pas une description adéquate des séismes. Un cadre plus approprié est celui de la Criticalité Intermittente : à la suite d'un évènement la faille se retrouve loin du point critique, à l'image d'un tas de sable s'éloignant de la pente critique suite à une grande avalanche, la nucléation appartient au processus de retour vers l'état critique piloté par un chargement tectonique lent. Ainsi, certains modèles prenant en compte la forte non linéarité du comportement et la complexité géométrique de la faille présentent des épisodes de criticalité dans un paysage long terme de criticalité auto-organisée.

Les études présentées dans cette thèse se placeront dans un cadre restreint de modélisa-

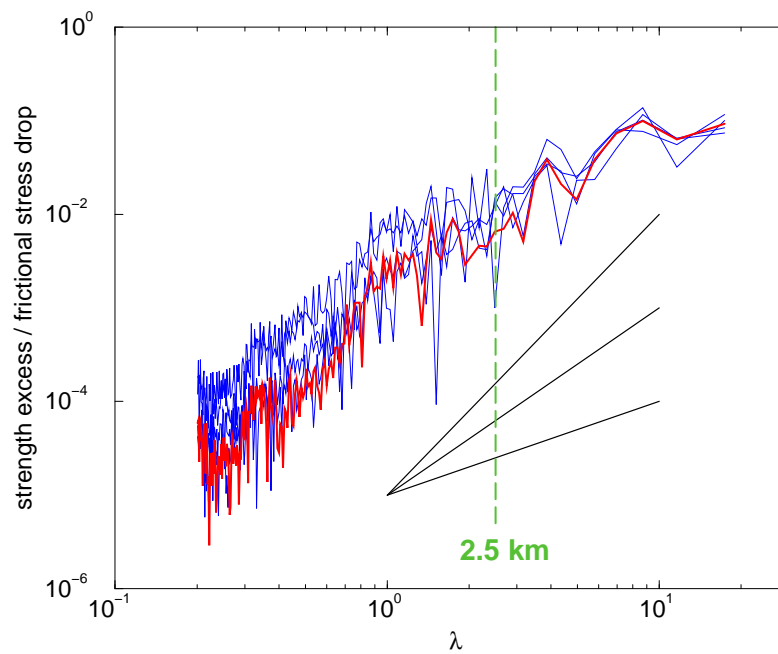


FIG. 1.10 – Spectre de l'état d'excès de contrainte avant le séisme d'Imperial Valley, normalisé par la chute de contrainte du frottement apparent. Le spectre est calculé sur des sections horizontales de la faille, aux profondeurs sismogéniques $7 \sim 11$ km. Les données ont été fournies par Michel Bouchon. La résolution ($\Delta x > 2.5$ km) n'est pas suffisante pour observer avec certitude une loi de puissance.

tion mécanique à l'échelle soit du cosismique, soit du présismique. A aucun moment nous ne prétendons modéliser le cycle sismique complet. Nous espérons néanmoins apporter des briques constitutives pour des modèles plus évolués et éclaircir certains aspects fondamentaux et spécifiques à la nucléation, tels que l'effet des hétérogénéités. Qu'elles soient structurales ou dynamiques ces hétérogénéités seront traitées de façon simple, par des distributions génériques, et seront supposées gelées aux échelles de temps considérées. Il est clair que les conditions initiales pour la simulation d'un événement dynamique ne peuvent pas être spécifiées arbitrairement, mais doivent être compatibles avec l'évolution à long terme de la faille. Une résolution dynamique acceptable implique donc certaines hypothèses sur le cycle sismique, par exemple sur les propriétés statistiques des hétérogénéités des champs initiaux. Par analogie avec un point critique, une distribution auto-similaire de l'état de la faille peut être postulée à l'approche de l'instabilité. La Figure 1.10 montre qu'il n'est pas facile, avec la résolution des inversions actuelles, de déterminer un exposant d'auto-similarité de l'état de précontrainte. Des distributions auto-similaires des précontraintes sont sous-jacentes à certains modèles cinématiques de source complexe, tels que le modèle k^2 de Herrero et Bernard (1994). Elles ont été discutées par Andrews (1980b) et utilisées comme conditions initiales dans des simulations dynamiques par Boatwright et Quin (1986). La Criticalité est un cadre conceptuel attrayant pour justifier ces hypothèses.

1.3 Modélisation numérique de la rupture

En contraste avec les modèles cinématiques de la source, dans lesquels des sismogrammes synthétiques sont produits à partir d'une histoire de glissement imposée (Haskell 1969), une résolution dynamique implique des hypothèses sur le comportement de la faille et sur ses conditions initiales. L'histoire du glissement ainsi que le champ d'ondes rayonné sont obtenus en résolvant un problème de rupture spontanée. Les modèles dynamiques de la rupture et les premières méthodes pour les résoudre ont été introduits en sismologie il y a une trentaine d'années (Burridge 1969 ; Andrews 1976a ; Madariaga 1976 ; Das et Aki 1977). Dans plusieurs sujets liés à la physique des séismes l'apport de la simulation a été décisif. Au cours de cette thèse l'outil numérique sera aussi d'une grande utilité. En particulier, dans le Chapitre 4 nous développerons une nouvelle méthode pour résoudre la dynamique de la rupture. Dans ce paragraphe nous présenterons brièvement certains enjeux actuels qui ont motivé nos développements. Nous présenterons aussi les méthodes existantes actuellement, leurs atouts et certaines de leurs limitations.

1.3.1 Enjeux actuels

La rupture sismique implique des processus essentiellement haute fréquence. Dans la plupart des problèmes de rupture dynamique l'échelle de longueur minimale est très petite par rapport à la taille totale du domaine considéré, voire asymptotiquement nulle. Ainsi va-t-il de la taille de la zone de processus par rapport à la taille de la zone de glissement dans un problème élémentaire : la rupture dans une faille plane en milieu homogène régie par la loi SWF linéaire (Andrews 1976b). Dans d'autres cas une échelle minimale est difficile voire impossible à estimer *a priori*, et le problème est encore plus difficile si nous voulons modéliser des histoires de rupture très hétérogènes, avec des phases d'arrêt complexes. C'est une épreuve très dure pour les méthodes numériques utilisant une discrétisation spatiale fixée. L'approche utilisée actuellement est encore très rudimentaire : si suite à une première simulation les résultats sont plus bruités qu'on ne se l'attend, sur des bases physiques ou empiriques, on refait une simulation avec un maillage plus fin, si les artefacts persistent on raffine encore. Bien sûr les capacités des ordinateurs, en termes de mémoire et de temps de calcul, ne permettent pas de répéter l'opération indéfiniment. Cette procédure est à la simulation numérique ce que la méthode d'essai et erreur est aux méthodes d'inversion modernes. Dans ces situations deux voies sont possibles : soit la loi de comportement est régularisée de sorte à faire apparaître une longueur minimale ou une échelle de temps visqueux, soit des méthodes de résolution multi-échelle sont mises en place. La première voie est difficile à mener sans perturber considérablement le problème physique initial, mais elle peut être motivée expérimentalement ou physiquement. La généralisation de l'usage de lois SWF et RSF, en opposition à des critères de rupture plus classiques mais sans échelle caractéristique, peut être vue comme un effort allant dans ce sens. La deuxième voie est restée largement inexplorée en sismologie, essentiellement parce que les méthodes utilisées

actuellement ne s'y prêtent pas et parcequ'elle implique des développements lourds. Ce paradigme nous a motivés à choisir le cadre de la Méthode d'Eléments Finis (MEF) pour développer une nouvelle méthode de simulation numérique. Bien que peu répandue en sismologie de la source, la MEF s'est montrée très adaptée aux techniques de raffinement adaptatif de maillage, qui sont utilisées de façon standard dans les codes de rupture quasi-statique appliqués dans d'autres domaines. Cependant, les problèmes élastodynamiques, hyperboliques, présentent des difficultés particulières qui empêchent l'application directe des techniques développées pour les problèmes statiques, elliptiques. C'est pour cela que des procédures de maillage adaptatif espace-temps n'ont pas encore été mises au point en Eléments Finis, mais c'est un sujet de recherche de plus en plus actif et très prometteur.

D'autre part, un des buts de la simulation est de produire des sismogrammes synthétiques au moins à des distances et fréquences utiles pour la comparaison avec des enregistrements de mouvement fort, qui contiennent les renseignements les plus fins sur la physique des séismes, et pour l'estimation de paramètres de mouvement fort utiles à l'évaluation du risque sismique. Il est important pour réaliser ceci de disposer d'une méthode de propagation d'ondes présentant de bonnes propriétés vis à vis de la dispersion numérique, et que toute solution appliquée pour atténuer le bruit numérique haute fréquence au niveau de la source n'agisse pas au dépens de la qualité des basses fréquences. Une bonne résolution des ondes de surface est aussi requise.

Un dernier enjeu, qui a des conséquences sur le choix d'une méthode, est celui de la description réaliste de la géométrie de la faille (Aochi et Fukuyama 2001) et de la zone de faille (Spudich et Olsen 2001). Nous cherchons une méthode qui soit géométriquement flexible et qui puisse prendre en compte les hétérogénéités du milieu de propagation. A plus long terme nous aimerions considérer aussi le comportement non linéaire du matériau au voisinage de la faille, en termes de plasticité ou d'endommagement. Les failles sont actuellement modélisées comme des surfaces, sans épaisseur physique. Toute la non linéarité du problème au voisinage du front de rupture, qui normalement implique des processus volumiques, est condensée sur les lois de frottement. Andrews (1976a) compare des modèles de rupture en utilisant la loi SWF linéaire à un modèle incorporant de la plasticité dans le volume. Les prédictions sur des aspects essentiels, tels que la dépendance d'échelle de la taille de la zone de processus par rapport à la taille de la rupture, peuvent différer significativement. Pour comprendre mieux le lien entre ces deux approches nous avons besoin de méthodes discrétisant le volume et pouvant incorporer des rhéologies inélastiques.

1.3.2 Méthodes existantes

Deux familles de méthodes numériques sont utilisées couramment pour traiter la dynamique de la rupture : les Différences Finies (DF) et les méthodes intégrales de frontière (BIEM, comme *Boundary Integral Equation Method*). Parmi ces dernières nous pouvons distinguer les méthodes en espace-temps des méthodes spectrales. Des méthodes moins répandues en sismologie sont les Méthodes d'Eléments Finis.

Les Différences Finies ont été introduites pour la rupture sismique par les travaux de Madariaga (1976) et d'Andrews (1976a). Des formulations 3D remontent à (Mikumo et Miyatake 1978 ; Archuleta et Day 1980 ; Virieux et Madariaga 1982 ; Day 1982). Les DF sont utilisées couramment par de nombreuses équipes (Mikumo et Miyatake, 1993 ; Harris et Day, 1993 ; Nielsen *et al.*, 1995). Parmi les avantages des DF nous signalerons la simplicité de leur implémentation, la possibilité d'introduire des comportements non linéaires dans le volume (Andrews 1976a) et des structures typiques de la zone de faille (Harris et Day 1997 ; Spudich et Olsen 2001). L'usage des DF explicites pour étudier la rupture a longtemps été freinée par la présence d'artefacts numériques (Virieux et Madariaga 1982 ; Virieux 1986). Une des raisons de ces artefacts semblait être l'utilisation de grilles en quinconce où vitesses et contraintes sont définies sur des grilles alternées en espace et en temps. Une conséquence de cette structure est que vitesses et tractions ne sont pas disponibles directement sur le même nœud de la faille, et la résolution passe par la prise en compte d'une certaine épaisseur de faille. Une grande partie de ces problèmes a été réduite grâce à une formulation plus précise, d'ordre 4 en espace, toujours sur grille en quinconce, proposée par Madariaga *et al.* (1998). Cette formulation a été appliquée avec des résultats remarquables à la simulation de séismes spécifiques, dans des conditions réalistes (Olsen *et al.*, 1997). Dans une formulation alternative, équivalente à des Eléments Finis d'ordre faible, chaque nœud de la faille est découplé en deux nœuds, un pour chaque lèvres. Les tractions et vitesses sont obtenues sur les mêmes nœuds, mais au prix d'une plus faible performance en termes de coût de calcul (Andrews 1999b). La méthode d'Archuleta et Day (1980) par exemple adopte cette formulation. Une formulation différente, en termes de "stress glut" et dans laquelle la faille est épaisse, est présentée et comparée par Andrews (1999b). Bien que moins coûteuse cette méthode est plus bruitée. Cet auteur déconseille aussi l'utilisation de schémas d'ordre élevé à travers la faille. Cependant, toutes ces méthodes présentent encore des oscillations parasites lors de la dynamique rapide, en particulier autour du front de rupture. Ces artefacts sont provoqués par l'inertie de la grille discrète : à haute fréquence un nœud de calcul se comporte comme un oscillateur amorti de fréquence propre $\omega \propto V_S/\Delta x$, où V_S est la vitesse de propagation des ondes S et Δx le pas de grille. Des techniques reposant sur un découplage semi-analytique des hautes fréquences au niveau de la faille ont été proposées pour contrôler les oscillations parasites, mais avec des résultats mitigés (Nielsen et Olsen 1998). D'autres inconvénients des DF sont : les limitations géométriques imposées par la topologie cartésienne du maillage et par l'utilisation de symétries particulières dans certaines implémentations (Madariaga *et al.*, 1998) ; la dispersion spatiale ; les difficultés dans la représentation des conditions de surface libre et donc des ondes de surface.

Quand la fonction de Green du milieu est connue, la dimensionnalité du problème de rupture peut être réduite à une résolution sur les degrés de liberté de la faille en utilisant les théorèmes de représentation. Tel est le fondement des méthodes intégrales de frontière. Les premières formulations exprimaient les glissements en fonction des tractions sur la faille via un noyau élastodynamique, non local en espace et en temps (Burridge 1969 ; Das et Aki 1977 ; Andrews 1985 ; Das et Kostrov 1987). Ces formulations ont été par exemple appliquées à l'étude de la rupture 3D dans un champ de précontraintes très hétérogène par

Boatwright et Quin (1986) et à l'étude de la rupture 2D avec des lois SWF (Andrews 1985) ou RSF (Okubo 1989). Des comparaisons entre cette méthode et les DF sont présentées par (Andrews, 1985 ; Bizzarri *et al.*, 2001). Une formulation différente, exprimant les tractions en fonction des glissements, a été développée par (Koller *et al.*, 1992 ; Cochard et Madariaga, 1994 ; Fukuyama et Madariaga, 1995 ; Fukuyama et Madariaga, 1998). La difficulté majeure dans le développement de cette formulation a été la régularisation des hyper-singularités du noyau. Cette méthode a été utilisée par exemple à l'échelle du cycle par Cochard et Madariaga (1996) et pour des problèmes où la géométrie de la faille est complexe par Aochi et Fukuyama (2001). Une troisième formulation introduite par (Geubelle et Rice, 1995 ; Perrin *et al.*, 1995) travaille avec une représentation spectrale du noyau élastodynamique, dans le domaine de nombre d'onde spatial. Cette formulation permet de séparer les termes statiques des termes dynamiques et, par troncature adaptative en temps, de formuler proprement la transition d'échelles de temps présentes dans le cycle sismique (Rice et Ben-Zion 1996 ; Lapusta, Rice, Ben-Zion, et Zheng 2000), mais elle se limite à des géométries simples. Finalement, une formulation complètement spectrale, en fréquence-n'ombre d'onde, fondée sur la Méthode de Nombre d'Onde Discret, a été proposée par Bouchon et Streiff (1997) mais reste limitée à des critères de rupture simples. Parmi les atouts des méthodes intégrales nous pouvons signaler : leur faible dimensionnalité spatiale puisque la résolution ne porte que sur les degrés de liberté de la faille ; l'accès aux variables de glissement et de traction sur le même nœud, c'est à dire la possibilité de représenter une faille d'épaisseur nulle ; la flexibilité géométrique dans le maillage de la faille qui peut être courbe ou branchée ; la faible inertie artificielle des éléments discrets de la faille, notamment dans les formulations séparant le terme haute fréquence du noyau élastodynamique. Parmi les inconvénients nous trouvons : la limitation à des milieux de propagation de géométrie et comportement simples, de fonction de Green connue ; la nécessité de mailler la surface libre quand des arguments de symétrie ne sont pas disponibles. La première limitation est majeure si nous nous intéressons aux effets de la structure de la zone de faille sur la rupture et si dans le futur nous envisageons prendre en compte l'atténuation et des non linéarités du comportement dans le volume au voisinage de la faille, du type endommagement et plasticité.

La Méthode d'Eléments Finis a été moins utilisée jusqu'à présent en sismologie de la source (Archuleta et Frazier 1978 ; Andrews 1999b ; Oglesby 1999 ; Aagaard 2000). D'une part par sa relative lourdeur par rapport aux DF, d'autre part par les pauvres propriétés de dispersion numérique des schémas classiques d'ordre peu élevé. Pourtant, comme l'ont montré (Oglesby *et al.*, 1998 ; Oglesby *et al.*, 2000) en simulant la rupture sur des failles non verticales et en considérant l'effet des fluctuations dynamiques de contrainte normale due à l'asymétrie et à l'interaction avec la surface libre, les MEF permettent de simuler des géométries plus complexes et ont du potentiel pour la modélisation de séismes réalistes (Oglesby et Day 2001). La même situation s'est longtemps présentée pour la simulation de la propagation des ondes en sismologie. Cependant, grâce aux travaux de Komatitsch (1997) et de Chaljub (2000) entre autres, une classe particulière de MEF, la Méthode d'Eléments Spectraux (MES), a été proposée et sa performance démontrée pour

la résolution de l'équation d'ondes dans des milieux géophysiques complexes (Komatitsch et Vilotte 1998). Elle a été appliquée avec succès dans des problèmes géophysiques allant de la sismique à la sismologie globale (Komatitsch et Vilotte, 1998 ; Komatitsch et Tromp, 1999 ; Capdeville *et al.*, 2003). Cette méthode combine la flexibilité géométrique des MEF à la précision des Méthodes Spectrales. A la différence de ces dernières la MES passe d'abord par une décomposition du domaine de calcul en sous-domaines ou éléments. La dispersion numérique liée à la discrétisation spatiale est très faible, aussi bien pour les ondes de volume que pour les ondes de surface. L'application de conditions de frontière mixtes est naturelle, car les tractions et les vitesses peuvent être exprimées sur le même nœud de calcul. Comme nous l'avons discuté dans la sous-section précédente, la MEF est un cadre de choix pour des développements futurs dans le paradigme de la résolution multi-échelle espace-temps. Nous entreprenons dans le Chapitre 4 de cette thèse l'implémentation des conditions de contact et de frottement dans la MES. Une implémentation plus élémentaire dans la MEF est présentée par Andrews (1999b), dans le cas d'une faille plane et d'un maillage cartésien. Notre présentation sera plus générale.

1.4 Aperçu de cette thèse

Le Chapitre 2 est consacré à l'étude du processus de localisation quasi-statique stable, ou phase I de nucléation. Nous reprenons le problème de cisaillement antiplan avec les lois SWF non linéaires utilisées par Matsu'ura *et al.* (1992), mais nous introduisons un terme stabilisateur des grandes longueurs d'onde, K_0 , mimétisant un couplage macroscopique entre le glissement et le chargement. Sur une faille homogène nous montrons que le glissement, initialement uniforme, peut bifurquer vers des états de glissement non uniformes : il s'agit de bifurcations de localisation. Nous caractérisons complètement ces bifurcations et nous montrons que leurs propriétés sont utiles pour comprendre le comportement dans le cas plus général d'une faille structurellement hétérogène. Finalement ce modèle simple est utilisé pour comprendre le lien mécanique possible entre la taille de la zone de nucléation et la taille finale d'une instabilité.

Le Chapitre 3 est focalisé sur la phase de nucléation sismique, ou phase III de nucléation. Nous reprenons le modèle initialement proposé par Campillo et Ionescu (1997) et y introduisons les effets de la structure de la zone de faille. Une étude analytique complète est faite. Nous proposons alors une méthode pour extraire des renseignements sur la loi de frottement (son taux d'affaiblissement W) et sur les propriétés de la zone de faille (son impédance) en utilisant la forme de la phase de nucléation de certains séismes. Des données sismologiques du séisme de Kobé ainsi que des mesures dans le puits d'Hirabayashi, faille de Nojima, nous permettent d'appliquer le modèle à un cas réel. Certains sismogrammes de Beroza et Ellsworth (1996) sont aussi analysés dans ce cadre et des renseignements sur la dépendance d'échelle des propriétés effectives des failles sont déduites. Deux paradigmes sont proposés pour interpréter cette observation : un frottement dépendant de l'échelle ou un affaiblissement non-linéaire. L'étude de ces sismogrammes est aussi l'occasion de faire

quelques observations plus fines et de proposer de nouveaux modèles mécaniques pour les expliquer.

Dans le Chapitre 4 nous développons une nouvelle méthode numérique pour la simulation de la rupture dynamique. Cette méthode est fondée sur la MES. La méthode est validée sur des tests 1D et 2D. Le problème des oscillations numériques, inhérentes au caractère haute fréquence des sources dynamiques, est étudié et des solutions de contrôle sont proposées et validées. D'autres pistes de développement sont aussi suggérées.