



HAL
open science

Etude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture par la méthode des nombres d'ondes discrets

Dorothee Streiff

► **To cite this version:**

Dorothee Streiff. Etude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture par la méthode des nombres d'ondes discrets. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1995. Français. NNT: . tel-00744393

HAL Id: tel-00744393

<https://theses.hal.science/tel-00744393>

Submitted on 23 Oct 2012

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

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



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

et

INSTITUT de RECHERCHE INTERDISCIPLINAIRES de GÉOLOGIE et de
MÉCANIQUE

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

THÈSE

présentée par

Dorothee STREIFF

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : Géophysique-Géochimie

Étude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture
 par la méthode des nombres d'ondes discrets.

1295

Composition du jury :

| | | |
|----------------|--------------------|---|
| M. M. Campillo | Président | Professeur de l'Université J. Fourier, Grenoble |
| M. P. Bernard | Rapporteur | Physicien du globe à l'I.P.G.P., Paris |
| M. M. Cocco | Rapporteur | Chercheur à l'I.N.G., Rome, Italie |
| M. M. Bouchon | Directeur de thèse | Directeur de Recherche C.N.R.S. |
| M. J.C. Gariel | Examinateur | Ingénieur à l'I.P.S.N. |

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Géophysique Interne et
 Tectonophysique de Grenoble

**Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I**

Titre de l'ouvrage :

Etude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture par la méthode des nombres d'ondes discrets.

Auteur : **Dorothee Streiff**

Etablissement : Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique

Résumé

La nucléation et la propagation dynamique d'une rupture est modélisée par une méthode d'équations intégrales aux frontières où les fonctions de Green sont calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets. Pour cela, un modèle de crack en mode plan dans un milieu homogène, linéaire et élastique est considéré. Pour caractériser la propagation, les conditions de rupture proviennent du critère numériquement défini par Hamano.

L'étude de la propagation suivant une faille unique montre que la vitesse de rupture dépend de la résistance du milieu, caractérisée par le coefficient S . Suivant la valeur de S , cette vitesse est sub-Rayleigh ou super-cisailantes. Nous avons alors montré que lors du séisme d'Imperial Valley, la vitesse de rupture pouvait atteindre des valeurs proches de la vitesse des ondes P dans le milieu.

L'étude de la propagation de la rupture sur différents segments de faille a été effectuée dans le cas du séisme de Parkfield. Après avoir déterminé les zones de nucléation possible pour un second segment, la propagation dynamique a été modélisée sur deux segments de faille. Nous avons alors observé que la nucléation et la propagation sur le second segment dépendent de la valeur du coefficient S .

Mots-clés

Source sismique - Propagation dynamique - Equations intégrales aux frontières - Méthode des nombres d'ondes discrets - Résistance du matériau (S) - Sauts de faille - Imperial Valley - Parkfield.

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
et
INSTITUT de RECHERCHE INTERDISCIPLINAIRES de GÉOLOGIE et de
MÉCANIQUE

THÈSE

présentée par

Dorothee STREIFF

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : **Géophysique-Géochimie**

Étude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture
par la méthode des nombres d'ondes discrets.

Composition du jury :

| | | |
|----------------|--------------------|---|
| M. M. Campillo | Président | Professeur de l'Université J. Fourier, Grenoble |
| M. P. Bernard | Rapporteur | Physicien du globe à l'I.P.G.P., Paris |
| M. M. Cocco | Rapporteur | Chercheur à l'I.N.G., Rome, Italie |
| M. M. Bouchon | Directeur de thèse | Directeur de Recherche C.N.R.S. |
| M. J.C. Gariel | Examineur | Ingénieur à l'I.P.S.N. |

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Géophysique Interne et
Tectonophysique de Grenoble

1041255

REMERCIEMENTS

Je tiens en premier lieu à remercier tous les membres du jury : Pascal BERNARD, Massimo COCCO, Jean-Christophe GARIEL de s'être déplacés en cette fin d'année pour me permettre de soutenir cette thèse. Je remercie, de plus, Michel CAMPILLO d'avoir accepté d'être le président de ce jury.

C'est grâce à la passion de Michel BOUCHON pour la sismologie que je me suis lancée dans ce domaine. Je le remercie ici de m'avoir permis de comprendre et d'analyser les problèmes de la source sismique.

Je remercie Georges POUPINET de m'avoir accueillie au sein du laboratoire et Guy PERRIER et Michel CAMPILLO de m'avoir permis de m'inscrire dans l'école doctorale M.M.G.E.

L'aide de Anne PAUL et la dextérité de Catherine PEQUEGNAT m'ont permis d'utiliser convenablement le système informatique du laboratoire et de soutenir en "live" les résultats obtenus au cours de cette thèse.

Et surtout un grand merci à tous les étudiants m'ayant supportés pendant ces quatre années passées à Grenoble. Je tiens plus particulièrement à remercier Corinne et ses gateaux, Kony et sa tarte au chocolat, Manue et ses cookies, Cécile, Judith et Sylvie pour les nombreuses pauses cafés. Un remerciement plus particulier à Jocelyn pour ses remarques sur mes connaissances géologiques. Et je n'oublie pas bien sûr les autres "Hommes" du labo...

Bien entendu, je n'oublie pas ma famille qui m'a toujours fait confiance et soutenue pendant ces trois années.

Une pensée pour Eric qui à sa manière à su me motiver dans les derniers efforts.

CHAMBERLAIN
and the French
WILLIAM

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIERES

| | <u>Pages</u> |
|--|--------------|
| INTRODUCTION | 1 |
| Plan de la thèse | 2 |
| | |
| CHAPITRE I : LES MODELES DE LA SOURCE SISMIQUE | 5 |
| I.1 Les modèles cinématiques | 5 |
| I.2 Les modèles de crack | 6 |
| I.3 Les critères de rupture | 9 |
| I.3.a <i>Le critère de Griffith</i> | 10 |
| I.3.b <i>Le critère d'Irwin</i> | 11 |
| I.3.c <i>Le critère de Hamano</i> | 12 |
| I.3.d <i>Comparaison entre les différents critères</i> | 12 |
| I.4 La résistance du matériau | 15 |
| I.5 La friction | 17 |
| I.6 La dimension physique de la faille | 19 |
| I.7 Conditions d'arrêt de la rupture | 20 |
| I.8 Les modèles de barrières et d'aspérités | 20 |
| I.9 Conclusion | 23 |
| | |
| CHAPITRE II : THEORIE ET METHODE | 25 |
| II.1 Modèles de représentation des tremblements de terre | 25 |
| II.2 Présentation du problème | 26 |
| II.3 Méthode de résolution du problème posé | 27 |
| II.5 Nouvelle méthode de résolution | 35 |

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél: 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail: pfallour@ujf-grenoble.fr
 27 AOÛT 2003

Pages

| | | |
|---|---|----|
| II.6 | Conclusion | 38 |
| CHAPITRE III : ETUDE DE LA PROPAGATION DYNAMIQUE D'UNE FAILLE UNIQUE39 | | |
| III.1 | Cas du crack stationnaire | 39 |
| III.1.a | Description du modèle | 39 |
| III.1.b | Les déplacements | 40 |
| III.1.c | Les contraintes au front du crack. | 40 |
| III.1.d | Les contraintes après le retour à l'état statique | 42 |
| III.2 | Etude de la propagation d'un crack instantané et d'un crack métastable | 43 |
| III.2.a | Le critère de rupture | 44 |
| III.2.b | Description du modèle | 46 |
| III.2.c | Les vitesses de rupture | 46 |
| III.2.d | Les contraintes | 47 |
| III.2.e | Les déplacements | 49 |
| III.3 | Influence du milieu sur la propagation | 51 |
| III.3.a | Les contraintes initiales | 52 |
| III.3.b | Le coefficient <i>S</i> | 53 |
| III.4 | Observation de la propagation dans le milieu | 55 |
| III.4.a | Description du modèle | 55 |
| III.4.b | Les contraintes | 55 |
| III.4.c | Les déplacements | 57 |
| III.5 | Etude de la variation de la vitesse de rupture au cours de la propagation | 57 |
| III.5.a | Le séisme d'Imperial Valley, Californie | 57 |
| III.5.b | Localisation de l'hypocentre | 59 |
| III.5.c | Les vitesses | 60 |
| III.5.d | Description de notre modèle | 61 |
| * | La chute de contrainte Δx | 64 |
| * | Le "strength excess" σ_{exc} | 64 |
| * | La variation de <i>S</i> | 64 |
| III.5.e | Résultats à 8 km de profondeur | 65 |
| * | Modèle 1 | 66 |
| * | Modèle 2 | 67 |
| * | Comparaison des deux modèles | 67 |

Pages

| | | |
|---------|---------------------------------------|----|
| III.5.f | Résultats à 12 km de profondeur | 69 |
| * | Modèle 1 | 69 |
| * | Modèle 2 | 70 |
| * | Comparaison des deux modèles | 72 |
| * | Résumé | 72 |
| III.6 | Conclusion | 76 |

**CHAPITRE IV : PROPAGATION DYNAMIQUE D'UNE RUPTURE
AVEC SAUT DE FAILLE 79**

| | | |
|--------|---|----|
| IV.1 | Introduction | 79 |
| IV.2 | Critère de Coulomb | 81 |
| IV.3 | Points de nucléation pour un second segment de faille | 84 |
| IV.4 | Application au séisme de Parkfield | 87 |
| IV.4.a | Le séisme de Parkfield, Californie. | 87 |
| IV.4.b | Description du modèle. | 88 |
| IV.4.c | Les contraintes | 91 |
| IV.4.d | Les déplacements | 91 |
| IV.4.e | La vitesse de rupture | 94 |
| IV.5 | Propagation simultanée sur les deux segments | 95 |
| IV.6 | Conclusion | 98 |

CONCLUSION 101

BIBLIOGRAPHIE 105

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Jusqu'au XIX^{ème} siècle, les failles observées dans la nature étaient supposées être une conséquence des tremblements de terre. Ce n'est qu'avec, entre autres, l'apparition des travaux de Montessus de Ballore qu'elles furent considérées comme responsables des séismes.

C'est à la suite du séisme de 1906 à San Francisco en Californie que Reid [1910] proposa un concept simple, connu sous le nom de théorie du rebond élastique, pour expliquer les phénomènes à l'origine des tremblements de terre. D'après cette théorie, les roches, soumises à une déformation progressive, stockent de l'énergie élastique que nous exprimons en termes de contraintes. Ces contraintes, observées dans les zones de faille, ne sont, initialement, pas suffisantes pour créer un mouvement, celui-ci étant bloqué par les frottements et la cohésion du matériau. Mais lorsque les contraintes dépassent le seuil de résistance de la roche, l'énergie accumulée est brutalement relâchée provoquant un mouvement brusque correspondant aux séismes.

A la fin des années 60 la tectonique des plaques fait son apparition. Elle permet, entre autre, d'appuyer le concept de Reid. En effet, elle montre que les plaques sont en mouvement les unes par rapport aux autres. Ce mouvement continu des plaques serait alors à l'origine de l'accumulation d'énergie précédemment observée. Les tremblements de terre d'origine tectonique représenteraient donc une réponse naturelle du sol à l'accumulation des contraintes engendrées par le mouvement ou la déformation des plaques tectoniques.

Les séismes tectoniques sont généralement associés à une faille préexistante. Celle-ci peut être apparente superficiellement (comme par exemple la faille de San Andreas en Californie) ou plus profonde et sans expression géologique en surface.

D'une manière générale, nous pouvons dire que ces séismes tectoniques sont dus à la rupture soudaine d'une masse rocheuse au niveau d'une ou plusieurs surfaces de cisaillement suite à un relâchement rapide de l'énergie élastique concentrée au voisinage de la zone de faille, dans la partie supérieure de la lithosphère, par la lente déformation en profondeur de celle-ci.

Il existe de nombreux moyens d'étudier les tremblements de terre ou leurs conséquences. Au cours de cette thèse nous nous sommes intéressés aux phénomènes liés à l'origine des tremblements de terre.

La théorie de la source sismique étudie les phénomènes à l'origine des tremblements de terre ainsi qu'à la génération des ondes sismiques. Les modèles spécifiques créés à partir de cette théorie sont limités dans une zone proche de la faille ou, au plus, à un nombre limité de zone de failles. Ces zones de failles sont généralement idéalisées en une surface où l'épaisseur de la zone anélastique est supposée être beaucoup plus petite que les longueurs des ondes sismiques

Plan de la thèse :

Le travail effectué au cours de cette thèse porte sur un modèle de source sismique appelé modèle de crack. Ce modèle est calculé par la technique des équations intégrales aux limites où les fonctions de Green dans le milieu sont calculées à partir de la méthode des nombres d'ondes discrets. Nous étudierons la nucléation et la propagation de la rupture. Cette propagation se fera initialement sur un seul segment, puis sur deux segments parallèles. Le modèle sera, aussi, appliqué à différents séismes ayant eu lieu sur la faille de San Andréas par le passé.

Dans le **premier** chapitre, nous exposerons les différents modèles de la source sismique actuellement utilisés. Pour cela, nous ferons intervenir les résultats obtenus par d'autres auteurs au cours de leurs études sur la propagation dynamique d'une rupture à deux dimensions. Nous pourrions ainsi détailler les différents paramètres influençant une étude dynamique de la propagation d'une rupture.

Le chapitre **deux** nous permettra de poser le problème de la propagation dynamique d'une rupture et de prendre connaissance de la méthode des nombres d'ondes discrets utilisée pour exprimer les équations intégrales aux limites.

Le chapitre **trois** fera part des résultats obtenus au cours de ce travail et des applications possibles dans le cadre d'une propagation sur un seul segment rectiligne de la

rupture. Une application des résultats obtenus sera réalisée sur le séisme d'Imperial Valley en Californie.

Le chapitre **quatre** parlera de la propagation de la rupture sur deux segments de failles distincts. Pour cela, nous essayerons de modéliser le séisme de Parkfield.

Introduction

1.1.1.1

1.1.1.2

1.1.1.3

CHAPITRE I :
LES MODELES DE LA SOURCE SISMIQUE

CHAPITRE I : LES MODELES DE LA SOURCE SISMIQUE

Dans un contexte sismologique, les modèles des tremblements de terre doivent, comme les séismes, être capables de s'initialiser, de se propager et de s'arrêter par eux-mêmes. Pour cela, il est nécessaire de poser des conditions initiales de contraintes, de propagation et d'arrêt de la rupture.

Dans ce chapitre, après avoir introduit les différents modèles de la source sismique, nous détaillerons les paramètres contrôlant les différentes phases de la rupture pour les modèles de crack, et plus particulièrement ceux utilisés tout au long de ce travail de thèse pour étudier la propagation dynamique d'une rupture.

I.1 Les modèles cinématiques :

La théorie du rebond élastique proposée par Reid [1910] fut un premier pas vers les modèles physiques permettant d'expliquer les phénomènes à l'origine des tremblements de terre. Il a fallu ensuite attendre environ 50 ans avant de voir apparaître les premiers modèles proposés par Maruyama [1963], Haskell [1964] et Burridge et Knoppof [1964] qui créèrent la base des modèles cinématiques des tremblements de terre. Dans ces modèles, les tremblements de terre sont représentés comme une dislocation (un glissement discontinu) sur la faille. Dans le modèle de Haskell, par exemple, le glissement est homogène et le front de rupture se propage à une vitesse constante sur une faille rectangulaire. La modification naturelle du modèle de dislocation est d'utiliser une distribution des dislocations calculée pour des conditions réalistes sur la surface de faille. Ces nouveaux modèles sont appelés modèles de crack.

I.2 Les modèles de crack :

En posant le problème des séismes comme Reid, nous pouvons dire que les tremblements de terre sont dus à une lente accumulation de contraintes autour d'une faille préexistante, et qu'ils sont produits par le soudain déclenchement d'une instabilité de glissement sur les murs de la faille.

Soit un milieu à deux dimensions (x, z) , la direction y étant dans le plan infini. Supposons l'existence d'une faille dans ce milieu. Au temps $t = 0$, l'initialisation d'une fracture se fera quelque part sur la faille et se propagera suivant les conditions apportées par le critère de rupture. Cette initialisation et cette propagation entraînent une chute de contrainte sur la faille et une augmentation de la contrainte au front du crack. Il existe alors trois modes de propagation possibles (figure I.1) dont seuls les deux derniers nous intéressent :

* *le crack ouvert, ou mode I*, où le crack s'ouvre suivant la direction z . Dans l'étude des séismes ce mode a peu de chance de se produire à grande échelle du fait des contraintes lithostatiques créées par le poids du matériau. A très petite échelle, dans les zones proches du front de rupture, ce mode de crack peut jouer un rôle important. Il n'a pas été représenté sur la figure I.1.

* *le crack plan, ou mode II*, où la direction de glissement est perpendiculaire à la ligne de dislocation. Le déplacement résultant a des composantes suivant x et z

* *le crack anti-plan, ou mode III*, où la direction de glissement est parallèle à la ligne de dislocation. Le déplacement résultant a une composante suivant y .

Dans une étude à trois dimensions où les cracks sont représentés par des surfaces plus ou moins complexes, la propagation pourra être modélisée par un mixage des modes II et III.

Les problèmes de crack, en particulier lors d'une étude dynamique, sont difficiles à résoudre. C'est pour cela, qu'il n'existe que très peu de modèles géométriques simples pouvant être résolus analytiquement.

Entre 1964 et 1975 Kostrov [1964; 1966; 1975] établit des relations analytiques permettant d'étudier les modèles de crack dynamiques, c'est à dire d'étudier la croissance d'une rupture sur une faille suite à la perte de traction à travers une faille active. En 1966, dans le cadre d'une étude à deux dimensions des cracks de glissement anti-plan, Kostrov apporte une solution pour les cracks semi-infinis. Il trouve des expressions analytiques pour les déplacements à l'intérieur du crack et les contraintes à l'extérieur du crack.

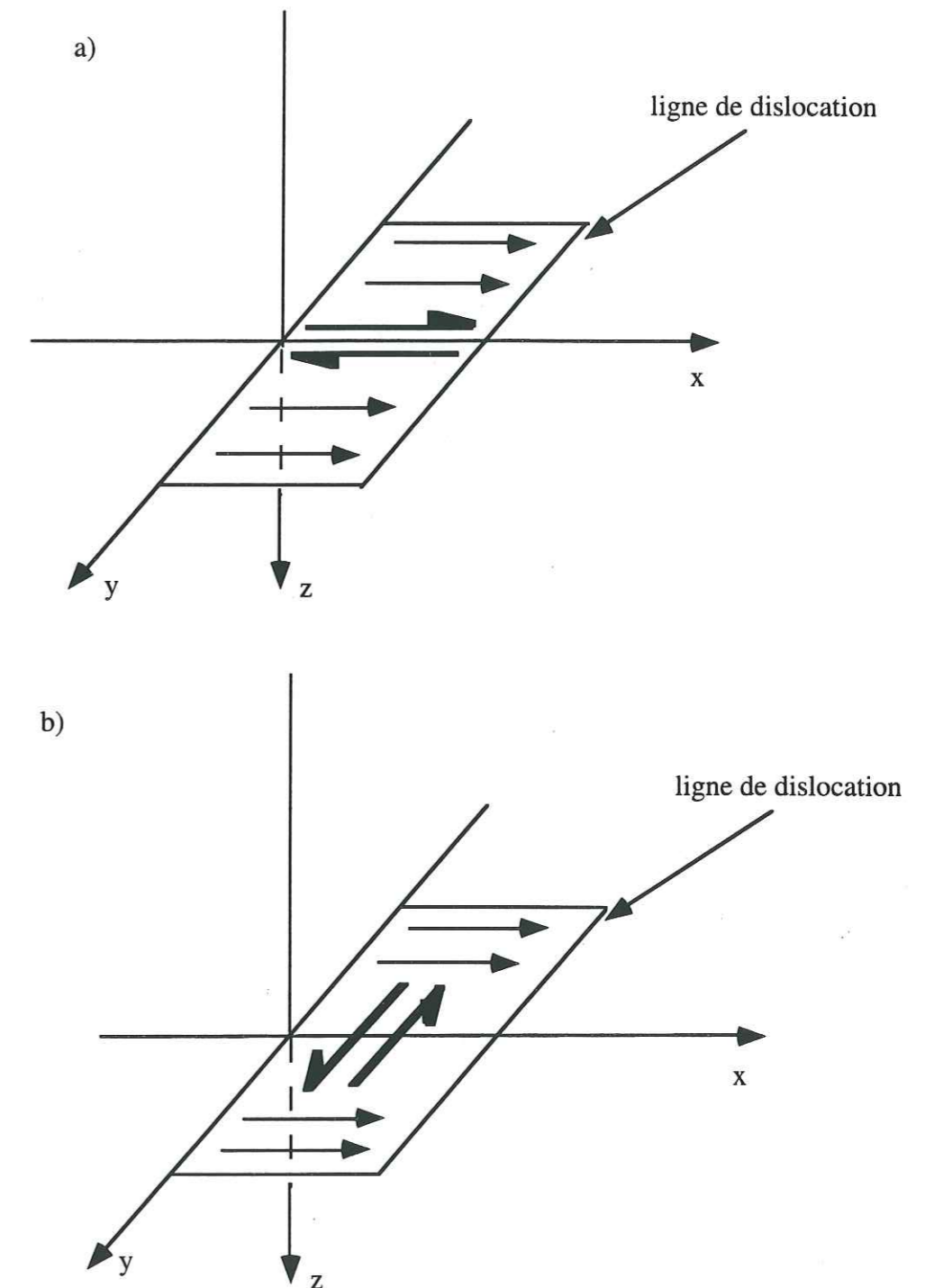


Figure I.1 : Les deux modes de propagations discutés dans ce chapitre:
 Crack plan (a) : la direction de glissement est perpendiculaire à la ligne de dislocation.
 Crack anti-plan (b) : la direction de glissement est parallèle à la ligne de dislocation.

Il détermine, de plus, le mouvement du front du crack en appliquant le critère de rupture de Griffith (décrit plus loin dans ce chapitre) dans lequel γ , correspondant à l'énergie nécessaire pour créer une unité de surface à la surface du crack, est une constante du matériau. En principe, la méthode de Kostrov est aussi applicable aux cracks finis. En pratique, cependant, les multiples intégrales résultant de la répétition de la diffraction des ondes au front du crack ne peuvent pas être obtenues dans de nombreux cas. En dépit de ces limitations pratiques, les travaux réalisés par Kostrov nous fournissent un aperçu du phénomène à l'origine de l'avancée du front du crack et de l'absorption d'énergie en ce front. Ces travaux sont à la base de nombreuses études numériques. Il est cependant nécessaire de préciser que le défaut majeur de ces modèles est qu'une fois que la rupture a démarré, elle ne s'arrête jamais. En effet, dans un milieu uniforme précontraint, la concentration de contrainte qui apparaît au front de la rupture croît indéfiniment avec la taille de la faille. Si la résistance à la rupture est elle aussi uniforme, rien ne pourra empêcher la croissance de la faille.

Pratiquement toutes les autres solutions apportées à l'étude d'une propagation dynamique à deux dimensions ont été déterminées numériquement.

En 1969, Burridge étudie le problème des cracks cisailants finis, plans ou anti-plans. Son analyse, cependant, est limitée par le fait que le front du crack se déplace à une vitesse fixée. En 1974, Hamano étend l'analyse de Burridge à l'étude d'un crack fini à deux dimensions dans un milieu infini, où la localisation du front du crack en fonction du temps n'a pas besoin d'être connue *a priori*. Il détermine alors la vitesse de rupture à partir des conditions de distribution de la résistance sur le plan de la faille. En 1976, Andrews [1976a] étudie une propagation antiplan par des méthodes analytiques et numériques. En supposant que le solide absorbe l'énergie de manière irréversible, lorsqu'il est soumis à une contrainte cisailante suffisamment forte, Andrews montre que l'énergie doit être absorbée au front de la rupture et augmente avec la distance de propagation. Toujours en 1976, Andrews [1976b] utilise le critère de Griffith sous la forme donnée par Ida [1972] pour résoudre la propagation d'un crack cisailant à deux dimensions dans un milieu infini à partir d'une méthode aux différences finies. Il montre alors que la vitesse de rupture finale peut être sub-Rayleigh ou super-cisailante suivant la résistance du matériau à la rupture. En 1977, Das et Aki utilisent un critère de fracture numérique pour déterminer l'avancée du front du crack, le déplacement et le champ de contrainte engendré par un crack cisailant à deux dimensions dans un milieu infini. Ils trouvent alors que la vitesse de propagation du front du crack est sub-Rayleigh ou super-cisailante suivant la résistance du matériau et la longueur instantanée du crack. Ils obtiennent, aussi, qu'une fois la propagation commencée, la rupture accélère rapidement

pour atteindre sa vitesse finale. Virieux et Madariaga [1982] utilisent un critère de contrainte maximale pour faire propager spontanément une rupture. Ils montrent alors que ce critère dépend de la dimension physique de la faille. Koller *et al.* [1992] proposent une méthode d'équation intégrale aux limites pour résoudre les problèmes dynamiques des cracks. Bien qu'ils obtiennent de bons résultats pour la propagation de leur crack, ils rencontrent quelques difficultés à estimer le champ de contrainte directement à l'extrémité du front de rupture.

Toutes ces études ont été réalisées à l'aide d'un critère de rupture simple et pour la propagation d'une rupture sur un segment de faille unique. Harris *et al.* [1991; 1993] sont les premiers à réaliser une étude dynamique de l'interaction entre différentes failles. Leurs résultats permettent de montrer que la rupture peut sauter indifféremment un pas en compression ou un pas en dilatation entre deux segments de faille.

Dans l'évolution de l'étude de la propagation dynamique d'une rupture, il est nécessaire de tenir compte d'une représentation hétérogène des sources. En 1989, Carlson et Langer [1989] utilisent une loi de friction dépendante de la vitesse dans leurs simulations. Madariaga et Cochard [1994] testent les résultats de Carlson et Langer sur les tremblements de terre. Pour cela, ils étudient la fracture d'un modèle antiplan en utilisant une loi de friction dépendante de la vitesse. Ils montrent ainsi que cette loi de friction peut expliquer l'arrêt spontané de la rupture.

Le nombre de méthodes permettant de traiter l'étude dynamique de la propagation d'un crack à deux dimensions est limité. Mais chacune de ces études a permis de mieux comprendre l'histoire de la propagation de la rupture. Cette propagation dépend de nombreux facteurs que nous allons maintenant regarder de manière plus détaillée.

I.3 Les critères de rupture :

Les modèles de cracks supposent l'existence d'une fracture à l'intérieur d'un milieu précontraint. Cette précontrainte issue des mouvements géologiques varie très peu par rapport à la durée caractéristique d'un tremblement de terre. Elle sera donc considérée comme étant constante tout au long de l'événement sismique.

L'initialisation de la rupture se fait lorsque les contraintes favorables au mouvement sont supérieures aux contraintes de résistance à ce mouvement. Ceci est le cas lorsque par exemple le milieu est soumis à une injection fluide (par exemple par fluage ou

par dissolution) ou lorsqu'une accumulation de contrainte se produit suite à un événement extérieur (accumulation des contraintes sur la faille par une déformation assismique près de la faille).

Après la nucléation de la fracture, la rupture peut se propager suivant certaines conditions exprimées par la relation entre la contrainte et la résistance du milieu à la rupture, cette relation est appelée critère de rupture. Ce critère peut être exprimé en termes de concentration de contraintes ou de flux d'énergie au front de la rupture. Il permet de décrire les conditions de fracturation du milieu à l'aide d'une valeur critique dépendante du matériau considéré.

1.3.a Le critère de Griffith :

Dès 1920, Griffith suppose l'existence de défauts dans les matériaux sous forme de fractures. C'est l'instabilité brutale de ces fractures qui entraîne la rupture du matériau. Cette instabilité se produit lorsque l'énergie potentielle mécanique libérée par une extension de la fracture dépasse l'énergie absorbée par cette extension. De manière à exprimer cette instabilité, il établit une comparaison entre l'énergie de surface consommée et l'énergie mécanique fournie pour une augmentation infinitésimale de la surface de faille. En prenant l'énergie potentielle des forces appliquées constante, le critère de rupture s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial c} (W_d - W_e) \leq 0 \quad (I.1)$$

Où c est le paramètre de la longueur du crack, W_e est l'énergie de contrainte élastique emmagasinée autour du crack et W_d est l'énergie de surface de la faille soumise à une augmentation infinitésimale de sa surface.

En 1966, Kostrov étend le critère de Griffith aux problèmes dynamiques en considérant que l'énergie de surface spécifique qui est l'énergie requise pour créer une unité de la surface du crack reste constante indépendamment de la vitesse de rupture. Ceci permis d'étendre le critère de rupture de Griffith aux études dynamiques de la propagation d'une rupture.

1.3.b Le critère d'Irwin :

Le critère de Griffith, bien que très simple à exprimer physiquement, reste difficile à utiliser dans un contexte global. Sur la base de ce critère, Irwin [1948] propose un critère de fracture local pour un milieu élastique. Pour cela, il exprime les mécanismes de fracture autour d'un concept de facteur d'intensité de contrainte.

Dans un milieu homogène linéaire et élastique, les contraintes au front du crack sont proportionnelles à $1/\sqrt{r}$, où r est la distance mesurée à partir du crack. Le coefficient multiplicateur du terme $1/\sqrt{r}$ est appelé facteur d'intensité de contrainte et dépend des paramètres tels que : les charges appliquées, la forme du volume et la longueur du crack. Ce facteur d'intensité de contrainte dépend aussi du mode de propagation du crack. Il mesure la magnitude du champ de contrainte au front du crack. L'analyse des intensités de contraintes permet de donner une mesure des forces réellement appliquées au front du crack, ce qui permet de déterminer la stabilité du crack.

Dans le cas d'un crack à deux dimensions, l'expression du facteur d'intensité de contrainte, K , donnée par la relation suivante, est valable pour tous les modes de propagation.

$$K = Y \sigma_r \sqrt{\pi c} \quad (I.2)$$

Où σ_r est la contrainte appliquée au point de distance r du front du crack, Y est la modification numérique tenant compte de la géométrie du crack, des conditions de chargement et des effets de bords; c est la moitié de la longueur du crack dans le cas où le crack a une forme circulaire (en anglais on parle de la forme "penny").

Le critère de rupture d'Irwin considère que dans un état d'équilibre, l'extension d'une fracture peut se réaliser si son facteur d'intensité de contrainte dépasse le facteur d'intensité de contrainte critique caractéristique de la dureté du matériau et dépendant du mode de propagation.

De la même façon que le critère de Griffith a été étendu aux cas dynamiques, le critère de rupture d'Irwin peut être utilisé dans le cas dynamique en supposant que le facteur d'intensité de contrainte critique pour l'extension du front du crack est indépendant de la vitesse de rupture.

I.3.c Le critère de Hamano :

Cependant, il n'est pas aisé d'utiliser l'un ou l'autre de ces critères dans le cas d'une étude numérique. Il est donc préférable de choisir un critère modifié. Hamano [1974] introduit un critère utilisable sur des techniques numériques. Dans ce critère, le crack et le milieu sont discrétisés en éléments grille. Lorsque la contrainte de l'élément grille au front du crack est supérieure à une valeur de contrainte critique, alors le critère est vérifié et le crack s'étend d'un élément grille.

Tout au long de la thèse, le critère de Hamano sera utilisé comme critère de rupture. La contrainte critique sera alors déterminée de différentes manières suivant le crack étudié.

I.3.d Comparaison entre les différents critères :

Le flux d'énergie au front du crack g , peut être exprimé en fonction du facteur d'intensité de contrainte K et la vitesse de propagation de la rupture v suivant le mode de propagation du crack :

* Pour un crack en mode III :

$$g = \frac{v K^2}{2 \mu} \left(1 - \frac{v^2}{\beta^2} \right)^{-1/2} \quad (I.6)$$

* Pour un crack en mode II :

$$g = \frac{v}{8} \frac{v K'^2}{\mu \beta^2} \left[\left(1 - \frac{v^2}{\alpha^2} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{v^2}{2 \beta^2} \right)^2 \left(1 - \frac{v^2}{\beta^2} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (I.7)$$

Où α et β sont les vitesses des ondes P et S respectivement, μ est le module de rigidité, K et K' sont les facteurs d'intensité de contrainte pour le crack en mode III et le crack en mode II.

La surface d'énergie par unité de surface G peut être obtenue à partir de l'équation:

$$g = 2 G v \quad (I.8)$$

Lorsque $v \rightarrow 0$, l'expression de la surface d'énergie par unité de surface devient :

* Pour le crack en mode II :

$$G = \frac{K_c^2}{4 \mu} \quad (I.9)$$

* Pour le crack en mode III :

$$G = \frac{K_c'^2 \lambda + 2 \mu}{8 \mu \lambda + \mu} \quad (I.10)$$

Avec K_c et K_c' les facteurs d'intensité de contrainte critique et λ le paramètre de Lamé.

A l'initialisation du crack, lorsque $v = 0$, le flux d'énergie et le facteur d'intensité de contrainte sont uniquement reliés l'un à l'autre (équations I.9 et I.10). Ceci montre l'équivalence entre le critère de rupture de Griffith et celui d'Irwin. Ainsi, lorsqu'il s'agira de déterminer à quel moment le crack commence à se propager, le choix du critère de rupture importe peu. Par contre pour déterminer le processus de propagation d'un crack, le résultat dépendra du critère utilisé.

Das et Aki [1977a] utilisent une technique numérique pour déterminer le déplacement et le champ de contrainte engendré par la propagation dynamique d'un crack instantané en cisaillement à deux dimensions.

Au cours de leur étude, ils comparent les résultats obtenus pour la position du front du crack en fonction du temps pour les trois critères de rupture précédemment décrits.

Les solutions numériques du critère de Hamano sont obtenues en supposant que le point au front du crack casse lorsque le saut de contrainte défini par $(\sigma_u - \sigma_f)$ (avec σ_u la contrainte de rupture limite et σ_f est la contrainte cisailante finale) excède une certaine limite.

Les solutions analytiques du critère de Griffith sont déduites des études réalisées par Kostrov [1966] sur la propagation d'un crack anti-plan semi-infini dans un milieu infini et élastique sous contraintes initiales homogènes. Au temps $t = 0$, le crack apparaît soudainement et la contrainte sur la surface du crack est complètement libérée. La géométrie du crack est représentée sur la figure I.1 b. En utilisant le facteur d'intensité de contrainte instantané $k(\dot{x}_1)$ (\dot{x}_1 est la vitesse de rupture instantanée) et le critère de Griffith, Kostrov trouve l'évolution temporelle de la position du front du crack par :

$$x_1 = \beta t + \beta \left(\frac{\pi}{2} - 1 - 2 \tan^{-1} \frac{t}{t_c} \right) \quad (I.11)$$

Où, x_1 est la position du front du crack, β est la vitesse des ondes de compression, t est le temps et $t_c = K^2(0)/4\beta$ est le temps de nucléation de la rupture. $K(0)$ est la constante du matériau appelée "module de cohésion".

Pour trouver les solutions analytiques du critère d'Irwin, Das et Aki considèrent que dans le cas d'une propagation dynamique, $k(\dot{x}_1) = K(0)/\pi$. Ils obtiennent ainsi la position du front du crack x_1 en fonction du temps t en reprenant l'expression de $k(\dot{x}_1)$ donnée par Kostrov. La solution est alors :

$$x_1 = \beta (t - t_c) - \beta t_c \log \frac{t}{t_c} \quad (II.12)$$

Les résultats sont donnés pour différentes valeurs de T_c et de S . Avec $T_c = \alpha t_c / d$, où α est la vitesse des ondes de compression, t_c est le temps de rupture initial et d est la longueur de grille utilisée dans les solutions numériques. S correspond à la résistance du matériau à la rupture (définie initialement par Andrews [1976]). $S = (\sigma_u - \sigma_0) / (\sigma_0 - \sigma_f)$ σ_u est la contrainte de rupture limite, σ_0 est la contrainte cisailante initiale et σ_f est la contrainte cisailante finale.

Pour des valeurs de T_c identiques, la courbe du critère de Griffith est au-dessus de celle du critère de Irwin. C'est à dire que le crack utilisant le critère de rupture dynamique de Griffith atteint sa vitesse finale plus rapidement que le crack utilisant le critère de rupture dynamique d'Irwin.

Lorsque S est grand, la différence entre ces deux types de critère est petite et ne prend effet que plus tardivement. Dans tous les cas, les vitesses de rupture finales tendent

vers la vitesse des ondes de cisaillement β , (figure I.2). Pour de faibles valeurs de S , la vitesse de rupture peut initialement être faible, mais, elle atteint très rapidement une vitesse très proche de sa vitesse finale. Ainsi, la vitesse moyenne du front du crack ne peut pas être très inférieure à la vitesse finale pour une propagation lisse de la rupture.

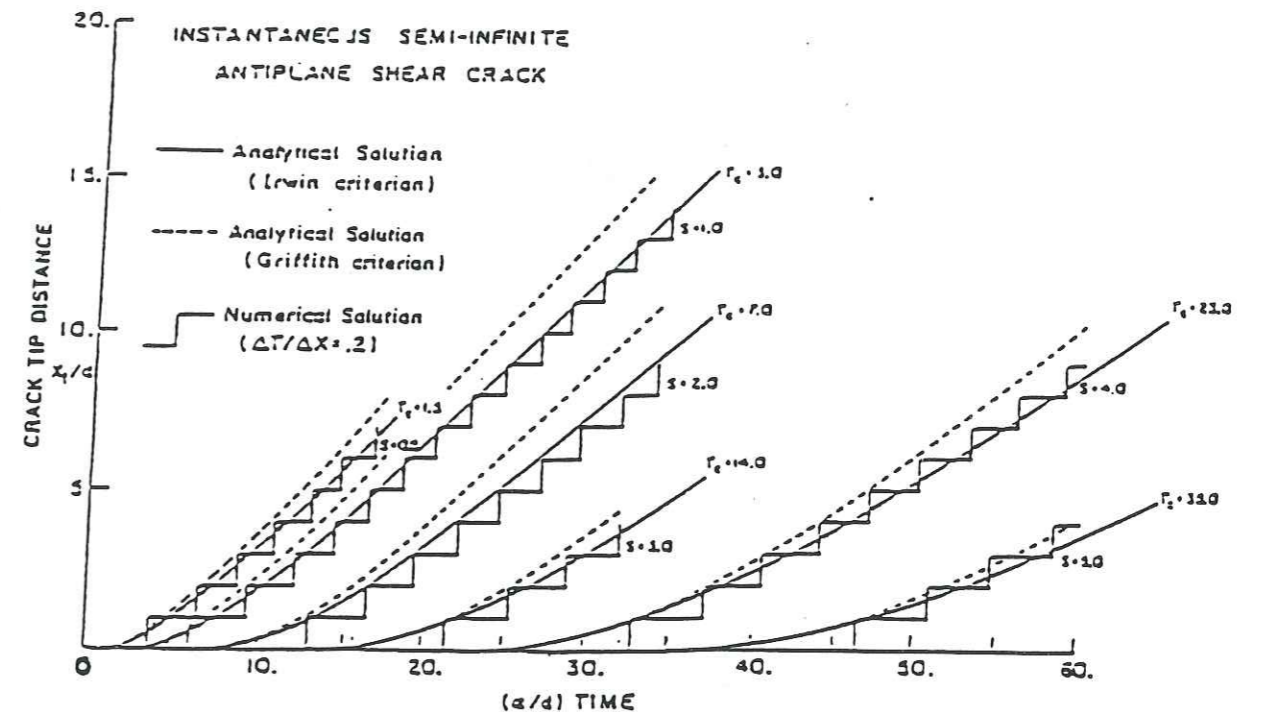


Figure I.2 : Localisation du front du crack X_1 en fonction du temps pour diverses valeurs de $T_c = \alpha t_c / d$, α est la vitesse des ondes P , t_c est le temps initial du crack et d est la longueur de grille utilisée dans les solutions numériques. S est le paramètre du critère de fracture utilisé dans la solution numérique avec $S = (\sigma_u - \sigma_0) / (\sigma_0 - \sigma_f)$. Les courbes en pointillées correspondent au critère d'énergie de surface constante (Griffith), les courbes pleines correspondent au critère de facteur d'intensité de contrainte critique constant (Irwin) et les courbes en escaliers correspondent aux solutions numériques (Hamano).

[Das et Aki, 1977a]

I.4 La résistance du matériau :

Si un solide est soumis à une contrainte croissante, le comportement observé est généralement au départ parfaitement élastique. Ceci peut être suivi par une étape de distorsion non irrévocable, et, finalement arrive une étape de distorsion définitive qui peut prendre la forme d'un flux plastique ou d'une rupture. Ces ruptures peuvent s'obtenir

immédiatement en appliquant une contrainte suffisamment forte. On peut donc caractériser un matériau par sa résistance à la rupture, (figure I.3).

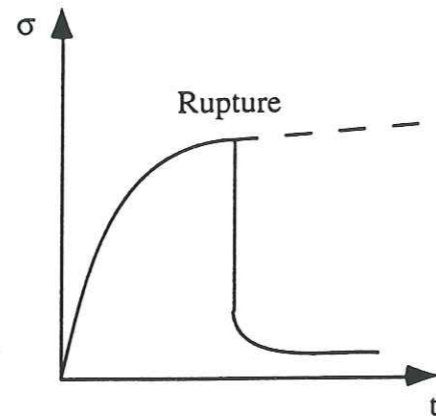


Figure I.3 : Représentation de l'évolution de la contrainte dans un solide jusqu'à la rupture.

Au cours des années 70, les prédictions théoriques sur les valeurs de la vitesse de rupture lors de la propagation d'un crack en cisaillement (mode II) sont contradictoires. En effet, deux hypothèses opposées se défendent. La première parle en termes d'énergie et détermine que si l'énergie de fracture est absorbée par la surface du crack lorsque la propagation se fait, alors la vitesse de rupture doit être inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh [Kostrov, 1970, Freund, 1972, Fossum et Freund, 1975]. La deuxième hypothèse s'exprime en termes de glissement et considère que si le glissement commence lorsque la contrainte cisailante sur le crack atteint un niveau fini de friction statique, alors pour une certaine échelle de niveaux de friction statique, la vitesse de rupture ne peut pas être inférieure à la vitesse des ondes P [Burridge, 1973]. Dans les deux cas, la contrainte chute brusquement au départ du crack et le milieu est élastique en dehors du crack.

De manière à déterminer la vitesse de rupture au cours de la propagation, Andrews [1976] définit le coefficient S par :

$$S = \frac{(\sigma_u - \sigma_o)}{(\sigma_o - \sigma_f)} \quad (I.13)$$

Où : σ_o est la contrainte initiale,
 σ_f est la contrainte finale,
 σ_u est la contrainte de rupture limite,
 $(\sigma_u - \sigma_o)$ représente l'excès de contrainte,

$(\sigma_o - \sigma_f)$ représente la chute de contrainte

Suivant la valeur de ce coefficient, la vitesse de rupture est sub-Rayleigh ou super-cisailante. Das et Aki [1977a] situent cette limite à la valeur de $S=1,6$. Lorsque S est supérieure à cette valeur, le milieu est très résistant et la vitesse de rupture est sub-Rayleigh. Pour une valeur de S inférieure à 1,6, le milieu est peu résistant et la vitesse de rupture devient super-cisailante.

La vitesse de rupture est donc gouvernée par la valeur de S caractéristique de la résistance du matériau à la rupture.

Dans le modèle utilisé au cours de cette thèse, S s'écrira :

$$S = \frac{(\mu_s \sigma_{zz}^o - \sigma_{zx}^o)}{(\sigma_{zx}^o - \mu_d \sigma_{zz}^o)} \quad (I.14)$$

Où : μ_s et μ_d sont les coefficients de friction statique et dynamique respectivement,
 σ_{zx}^o et σ_{zz}^o sont les contraintes cisailante et normale initiales respectivement.

I.5 La friction :

La friction représente la résistance rencontrée lorsque deux corps se déplacent l'un par rapport à l'autre et possèdent une surface de contact.

La friction joue un rôle important dans les mécanismes de ruptures sismiques. Elle est caractérisée par la friction statique qui dirige l'initialisation du glissement et la friction dynamique qui elle gouverne le déplacement sur la faille lors du tremblement de terre. La friction dynamique est généralement plus faible que la friction statique.

La friction dépend de différents paramètres : la rugosité qui contrôle la partie initiale de la friction, la dureté, la ductilité, la température (en modifiant la dureté et la ductilité des matériaux) et les inclusions fluides qui influencent la friction par la pression du fluide et par l'affaiblissement du milieu par le fluide.

De nombreux travaux ont été réalisés en laboratoires pour essayer d'expliquer le comportement de la friction au cours de la propagation d'une rupture sur une faille. Il est évident que les failles étudiées en laboratoire ne peuvent pas représenter toute la complexité des failles naturelles observées dans la terre, mais de nombreuses analogies entre ces deux types de failles permettent d'extrapoler les résultats obtenus en laboratoire sur les failles naturelles. La plus fréquente des analogies se situe au niveau du rapport possible entre le glissement frictionnel ("stick slip") et le mécanisme des séismes crustaux causés par un glissement instable sur la faille [Brace et Byerlee, 1966]. De la même manière, les observations expérimentales d'un glissement frictionnel stable peuvent être comparées avec le glissement assisté des failles [Scholz *et al.*, 1969]. L'utilisation de la friction sur les failles sismiques a été testée sur les tremblements de terre de Rangely dans le Colorado [Dieterich *et al.*, 1972; Raleigh *et al.*, 1972; et Byerlee, 1975]. A un niveau plus spéculatif, la dépendance en temps de la friction peut être utilisée pour expliquer le mécanisme des répliques [Dieterich, 1972a].

Les premières observations montrant une dépendance en temps de la friction ont été réalisées il y a une vingtaine d'années, [Dieterich, 1972b, Scholz *et al.*, 1972; Teufel et Logan, 1978]. A la suite de ces observations, Dieterich [1978b] propose une loi empirique exprimant la dépendance en temps de la friction :

$$\mu = \mu_0 + A \log (B t + 1) \quad (I.15)$$

Où μ_0 est le coefficient de friction donné par le rapport entre la contrainte normale et la contrainte cisailante, t est le temps de contact mesuré en secondes, A et B sont des constantes dont les valeurs varient entre 0,6-0,8; 0,01-0,02 et 1,0-2,0 respectivement.

De la même manière, Dieterich [1978b] propose l'expression de la dépendance en vitesse de la friction sous la forme :

$$\mu = \mu_0 + A \log (B (d_c / \delta) + 1) \quad (I.16)$$

d_c est un paramètre de déplacement expérimental et δ est la vitesse de glissement. La friction décroît donc avec la croissance de la vitesse de glissement.

Lors de l'étude de la propagation d'un crack spontané, Andrews [1985] utilise une loi de friction dépendante du glissement. Il trouve alors que si la loi de friction permet une

augmentation de la traction supérieure à 1,77 fois la chute de traction, alors la vitesse de rupture peut être supérieure à la vitesse des ondes de Rayleigh.

Au cours de sa thèse, Cochard [1995] utilise une loi de friction dépendante de la vitesse de glissement pour réaliser l'étude de la propagation d'une rupture en mode III. Il montre que lorsque le frottement diminue quand la vitesse augmente, la propagation de la rupture s'effectue sous forme d'une impulsion de glissement de courte durée, et s'arrêtant par elle-même ("pulse"). En fin de rupture, la contrainte dans le plan de faille est plus hétérogène que pour une loi de frottement sans dépendance en vitesse.

D'après ces résultats, nous voyons qu'il est important de bien définir la loi de frottement qui régira le milieu. Bien que ces résultats montrent qu'une friction constante n'est pas totalement représentative de ce qui se passe dans la nature, elle permet cependant d'obtenir son influence sur l'étude de la propagation d'une rupture. C'est pourquoi dans ce travail, la friction ne dépendra pas d'une loi donnée mais sera localement constante. Elle sera représentée par le coefficient de friction statique et le coefficient de friction dynamique.

Notre friction sera alors définie comme suit : Soit deux surfaces en contact l'une avec l'autre. Appelons σ_{zz} la contrainte normale et σ_{zx} la contrainte cisailante. La friction sera caractérisée par son coefficient obtenu à partir de l'équation suivante :

$$\sigma_{zx} = \mu \sigma_{zz} \quad (I.17)$$

Le coefficient de friction est donc donné par le rapport entre deux mesures différentes de la solidité du matériau. D'une manière générale la valeur du coefficient de friction varie entre 0,2 et 2.

I.6 La dimension physique de la faille :

En 1982, Virieux et Madariaga montrent qu'il existe une relation entre le critère de rupture et le nombre de points de discrétisation à l'intérieur de crack. En effet, ils étudient indifféremment des cracks en mode II ou III par une méthode aux différences finies. Pour critère de rupture ils utilisent la définition du critère de Hamano, basé sur l'existence d'une contrainte critique. Ils prennent en fait le critère équivalent en termes d'intensité de facteur de contrainte maximum défini par la relation (Das et Aki [1977a]) :

$$\sigma_u = \sigma_f + 2 k_t d^{-1/2} \quad (I.16)$$

Où, d est la taille d'un élément grille, k_t est le facteur d'intensité de contrainte maximum, σ_u est la contrainte de rupture limite, σ_f est la contrainte finale.

Après avoir dimensionné le crack, ils montrent que la contrainte de rupture limite dépend du nombre de points sur le crack. Plus la discrétisation sera fine et plus la valeur de σ_u sera grande.

Nous verrons dans nos propres résultats la dépendance de notre longueur initiale de crack avec le coefficient S précédemment défini.

I.7 Conditions d'arrêt de la rupture :

Le problème de l'arrêt de la rupture est un problème considéré comme majeur. En effet, une importante question en sismologie est : quand et comment les cracks s'arrêtent-ils ? Car, dans un milieu homogène, il n'y a aucun moyen d'arrêter la propagation de la rupture une fois qu'elle a commencée, et pour un milieu de résistance et de précontrainte uniforme, la propagation du crack se fera de plus en plus vite sans s'arrêter ou presque. Il est donc nécessaire d'introduire un élément qui perturbera la propagation de la rupture et l'arrêtera. En clair, on peut dire que le crack s'arrête lorsque la valeur de S devient trop grande, c'est à dire lorsque le crack rencontre une région vraiment forte qui ne peut pas être cassée ou nécessite beaucoup trop d'énergie.

I.8 Les modèles de barrières et d'aspérités :

De manière à expliquer la complexité des failles observées sur le terrain et à représenter les observations sismiques, deux modèles ont été créés : les modèles d'aspérités [Kanamori et Stewart, 1978; Madariaga, 1979] et les modèles de barrières [Das et Aki, 1977b; Aki, 1978].

Dans le modèle des aspérités, figure I.3, la complexité de la rupture sismique observée sur les sismogrammes est attribuée à la variation du glissement sur la faille. Le front de rupture, lui, se propage à une vitesse pratiquement uniforme. Avant un tremblement de terre, une faille a été le site de nombreux séismes qui ont créé un état de contraintes très hétérogène avec des zones de forte concentration de contraintes, les

aspérités, et d'autres où les contraintes ont été relâchées lors de précédent séismes. Les aspérités sont donc des zones de forte friction. : elles résistent mieux au glissement de la faille. Entre ces aspérités, il existe des segments pour lesquels le glissement entre les tremblements de terre est assismique. Lorsque le déplacement assismique devient trop important, les aspérités cassent pour rattraper le mouvement de ces segments. Un tremblement de terre serait donc dû à la rupture d'une ou plusieurs aspérités.

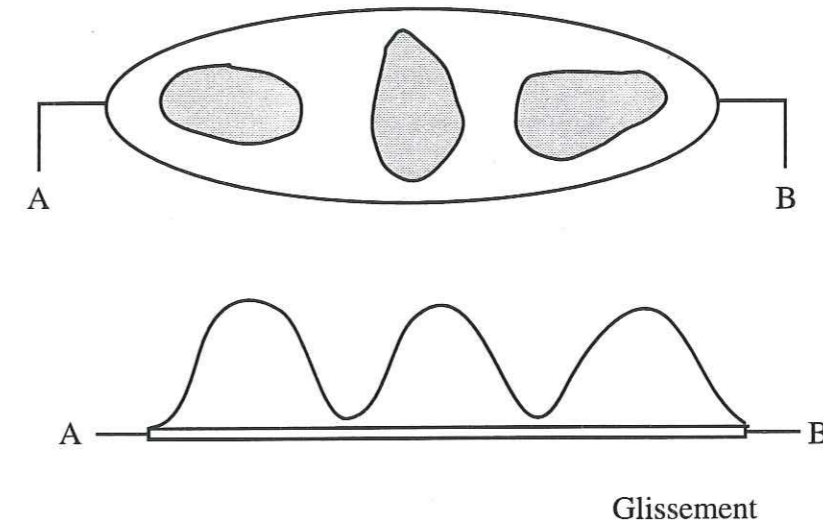


Figure I.3 : Modèle des aspérités pour expliquer la complexité de la rupture sismique.

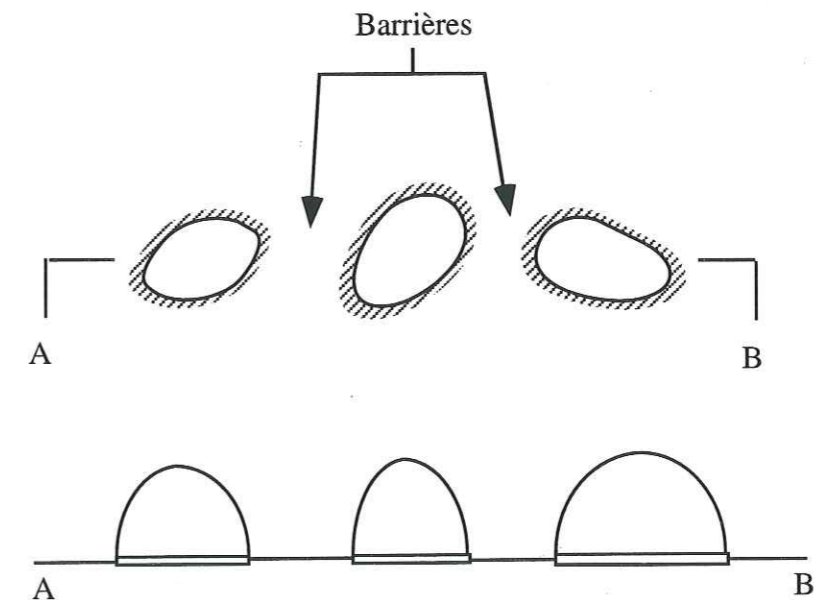


Figure I.4 : Modèle de barrières pour expliquer la complexité de la rupture sismique.

Pour le modèle à barrières, la complexité de la rupture sismique serait due à la segmentation des failles. Lors d'un tremblement de terre, seul un petit nombre de segments de la faille, séparés par des barrières, peut glisser. Pour un séisme donné, les barrières servent de frein à la propagation ou d'arrêt lorsqu'elles sont incassables, figure I.4.

Madariaga [1979; 1983] a étudié la radiation des barrières et des aspérités et a conclu qu'il n'était pas possible de faire de distinction entre ces deux types d'hétérogénéité à partir seulement de l'observation des ondes sismiques. En fait, suivant les conditions observées sur le plan de faille, l'un ou l'autre des modèles est plus approprié. Cependant, dans la réalité, on peut supposer un mélange de ces deux modèles: lors d'un tremblement de terre, certaines zones de faille agiraient comme des aspérités, alors que d'autres, plus résistantes à la rupture, agiraient comme des barrières.

L'élément nécessaire pour modifier la propagation de la rupture et l'arrêter peut être représenté par une barrière. Cette barrière exprime la résistance du milieu et peut être donnée par une valeur locale de S particulière.

* Si S est petit, la barrière sera cassée dès que le bout du crack la rencontre.

* Si S est très grand, le bout du crack se propagera autour d'elle. Il et laissera derrière lui une région intacte.

* Si S possède une valeur intermédiaire, la barrière ne sera pas cassée à la première rencontre avec le front du crack. Mais, elle pourra éventuellement casser suite à une concentration ultérieure de la contrainte sur elle durant la propagation dynamique et le glissement dans la région alentour.

La présence de telles barrières sur la faille introduit diverses fonctions de déplacements sur la faille. Ces fonctions peuvent être vues comme la complexité des formes des ondes sismiques et elles modifieront le moment sismique du tremblement de terre. Ce problème fut initialement étudié à deux dimensions par Das et Aki [1977b] et par Das [1985] pour le cas en trois-dimensions.

Dans notre étude de la propagation d'une rupture dynamique, nous utiliserons le coefficient S pour déterminer la résistance du milieu et représenter les barrières responsables des variations et de l'arrêt de la propagation.

I.9 Conclusion :

Lors de l'étude des modèles de crack, il est important de déterminer comment la nucléation et la propagation et l'arrêt de la rupture se produisent. Pour cela, il est nécessaire de formuler les conditions de propagation par un critère de rupture et les conditions d'arrêts par la résistance du milieu à la rupture, définie par la valeur du coefficient S . Ce coefficient S peut aussi correspondre aux barrières rencontrées au cours de la propagation et perturbant celle-ci, allant même jusqu'à l'arrêter. Les travaux de Virieux et Madariaga [1982] ont permis de mettre en évidence l'influence de la longueur du crack sur le critère de rupture.

Dans la suite de notre travail, nous nous servirons des éléments décrits tout au long de ce chapitre pour bien comprendre la nucléation et la propagation dynamique de notre rupture.

CHAPITRE II :
THEORIE ET METHODE

CHAPITRE II : THEORIE ET METHODE

Dans l'étude de la propagation d'une rupture dans un milieu élastique, diverses méthodes sont utilisées pour exprimer les équations de propagation et les conditions aux limites.

Au cours de ce chapitre, nous allons poser le problème étudié et expliquer la méthode de calcul utilisée (dans le domaine fréquentiel) tout au long de cette thèse. C'est une technique d'équations intégrales aux limites où les fonctions de Green sont calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets [Bouchon et Aki, 1977].

II.1 Modèles de représentation des tremblements de terre :

Un modèle de représentation des tremblements de terre doit être construit de manière à ce que la somme totale des forces soit égale à zéro. Le moment résultant de toutes les forces qui agissent à la source doit lui aussi être égal à zéro. Ces deux conditions dérivent des lois fondamentales de la mécanique classique de Newton (dans un système fermé, les forces et les moments sont en équilibre). Le modèle de tremblement de terre appelé "modèle du double-couple" satisfait ces conditions. Dans ce modèle représenté par quatre forces, deux de ces forces forment un couple de moment positif. Les deux autres forment un autre couple dont le moment est d'égale valeur, mais de sens opposé, figure II.1.

Les observations sismiques, montrent que le modèle du double-couple explique correctement le rayonnement de la majorité des tremblements de terre. Ce modèle correspond physiquement au glissement des lèvres d'une fissure, sans qu'il y ait ouverture ou fermeture de celle-ci. En d'autres termes, il s'agit d'un glissement pur sans changement de volume.

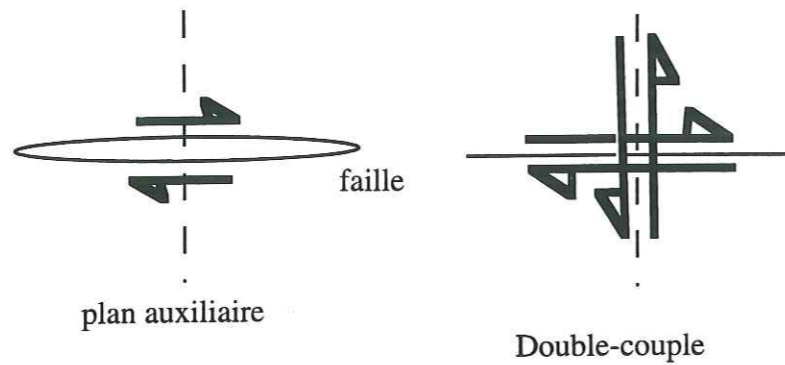


Figure II.1 : Géométrie de double-couple et la faille correspondante.

À gauche, les flèches indiquent le sens du glissement. À droite le double-couple correspondant. En pointillé, le plan auxiliaire.

II.2 Présentation du problème :

Pour réaliser notre étude, nous avons choisi de créer un modèle de crack. Pour cela, supposons un milieu à deux dimensions, homogène, infini, isotrope et élastique excepté dans une zone entourant une fissure AB. Soit le repère suivant : l'axe x suivant l'axe du crack, l'axe z perpendiculaire au crack et l'axe y dans le plan infini du crack, l'origine de l'axe étant au centre du crack, (figure II.2).

La faille choisie est une faille en mode II, c'est-à-dire que le glissement se fait dans le plan (figure I.1). Lors de l'émission de l'énergie élastique relâchée par son mouvement, les ondes propagées seront des ondes P et des ondes SV.

Initialement, le milieu est sous contrainte uniforme σ_{zx}^0 et σ_{zz}^0 . A cet instant, la friction est supposée suffisamment importante pour empêcher tout glissement entre les deux lèvres du crack.

Au temps $t = 0$, la friction ne peut soudainement plus s'opposer au glissement des deux lèvres l'une par rapport à l'autre. Ceci en raison par exemple d'apparition de fluides au niveau du crack. De ce fait, la contrainte sur le crack est soudainement relâchée et devient égale à une valeur finale σ_f sur tous les points de la faille. Cette chute de contraintes sur le plan de faille entraîne une augmentation de la contrainte à l'extérieur du crack.

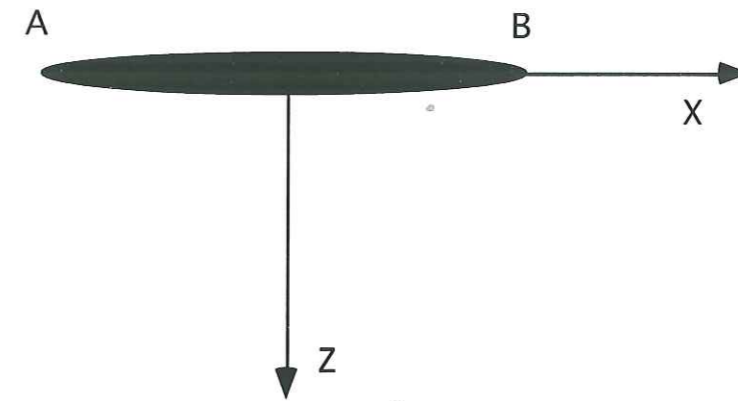


Figure II.2 : Représentation du milieu.

L'axe x est suivant la source, z est perpendiculaire à celle-ci et y est suivant le plan infini.

Le problème à résoudre est donc :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0 \quad \sigma_{zx} &= \sigma_f & A < x < B \text{ et } z = 0 \\ \sigma_{zx} &= \sigma_{zx}^0 & \text{partout ailleurs} \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

A l'aide du principe de superposition mathématique, nous pouvons dire que ce problème est équivalent au problème suivant :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0 \quad \sigma_{zx} &= \sigma_f - \sigma_{zx}^0 & A < x < B \text{ et } z = 0 \\ \sigma_{zx} &= 0 & \text{partout ailleurs} \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

II.3 Méthode de résolution du problème posé :

Nous cherchons donc à résoudre ce dernier problème : pour cela, au temps $t = 0$, une contrainte $\Delta\sigma = \sigma_f - \sigma_{zx}^0$ est appliquée sur tous les points de la fissure. L'application de cette contrainte sur la surface du crack élastique est une source d'ondes élastiques. Ainsi, tout point du crack sera source d'ondes. Chacune de ces sources sera représentée par la superposition d'une force verticale et d'une force horizontale. Lors de la représentation de notre crack, les deux lèvres sont représentées distinctes l'une de l'autre afin de faciliter les calculs mathématiques

Choisissons de représenter le champ d'ondes par l'expression de ses potentiels de rotation et de compression respectivement Φ et Ψ .

L'expression de ces potentiels en fonction des déplacements est donné par les relations :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \\ v &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

Soit Q_x^j et Q_z^j les intensités des forces horizontales et verticales appliquées en un point j , de coordonnées (x_j, z_j) , de la surface du crack. Le rayonnement de ces deux forces peut s'exprimer en fonction des potentiels de compressions et de rotations d'après les équations de Lamb [1904].

Pour une force horizontale d'intensité Q_x^j appliquée en un point (x_j, z_j) de la faille dans la direction des x positifs, les potentiels en un point (x, z) de la source s'écrivent :

$$\Phi_x^j = \frac{Q_x^j}{4 \pi k_\beta^2 \mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k}{v} \exp[-i v |z - z_j|] \exp[-i k (x - x_j)] dk \quad (\text{II.4})$$

$$\Psi_x^j = -\text{sgn}(z - z_j) \frac{Q_x^j}{4 \pi k_\beta^2 \mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i \gamma |z - z_j|] \exp[-i k (x - x_j)] dk \quad (\text{II.5})$$

Pour une force verticale d'intensité Q_z^j appliquée en un point (x_j, z_j) de la faille dans la direction des z positifs, les potentiels en un point (x, z) de la source s'écrivent :

$$\Phi_z^j = \text{sgn}(z - z_j) \frac{Q_z^j}{4 \pi k_\beta^2 \mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i v |z - z_j|] \exp[-i k (x - x_j)] dk \quad (\text{II.6})$$

$$\Psi_z^j = \frac{Q_z^j}{4 \pi k_\beta^2 \mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k}{\gamma} \exp[-i \gamma |z - z_j|] \exp[-i k (x - x_j)] dk \quad (\text{II.7})$$

Où, α et β sont les vitesses respectives des ondes P et S , μ est la rigidité et ρ la densité du milieu.

De plus on a :

$$\begin{aligned} v &= (k_\alpha^2 - k^2)^{1/2}, \quad \text{Im}(v) < 0 \\ \gamma &= (k_\beta^2 - k^2)^{1/2}, \quad \text{Im}(\gamma) < 0 \\ k_\alpha &= \omega / \alpha, \quad k_\beta = \omega / \beta, \quad \mu = \beta^2 \rho \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Les expressions des potentiels de rotation et de compression en un point j de coordonnées (x_j, z_j) de la surface du crack sont de la forme :

$$F(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(k, z) e^{-i k x} dk \quad (\text{II.9})$$

Où k correspond à la composante horizontale du nombre d'onde.

Pour rendre l'expression générale F , dans l'équation précédente, numériquement calculable, nous devons transformer l'intégrale en une somme discrète. Pour cela, supposons une infinité de sources, semblables à celle précédemment décrite, distribuées suivant l'axe x à intervalles réguliers L . L étant choisi suffisamment grand pour que les rayonnements des diverses sources n'interagissent pas entre eux. Cette périodicité spatiale de la source dans le milieu implique une discrétisation dans le domaine du nombre d'onde horizontal k . (figure II.3)



Figure II.3 : Représentation de la périodicité du milieu.

Une infinité de sources sont distribuées suivant l'axe x à intervalles réguliers L.

La fonction F de l'équation II.9 s'écrit alors :

$$G(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(k, z) e^{-ikx} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{ikmL} dk \quad (\text{II.10})$$

En utilisant la théorie des distributions de Schwartz [1966, p. 226], le facteur sommation s'écrit :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{ikmL} = \frac{2\pi}{L} (\delta(kL))_{\text{modulo } 2\pi} \quad (\text{II.11})$$

δ étant la fonction de Dirac.

Par conséquent, la fonction G (équation II.11) devient :

$$G(x, z) = \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(k_n, z) e^{-ik_n x} \quad (\text{II.13})$$

avec :

$$k_n = \frac{2\pi}{L} n \quad (\text{II.14})$$

En introduisant une périodicité spatiale de la source L, nous créons une discrétisation dans le domaine des nombres d'ondes horizontaux. Discrétisons maintenant la source en N points séparés de Δx . Le nombre de points de discrétisation, N, est choisi tel que Δx soit très petit par rapport à la longueur d'onde des ondes élastiques qui nous intéressent.

$$\Delta x = L / N \quad (\text{II.15})$$

Le rayonnement du crack sera alors représenté par 2N (2 car il y a deux lèvres) forces horizontales et verticales, il y a donc au total 4N forces.

La discrétisation de la source suivant x d'un pas Δx implique une périodicité dans l'espace des nombres d'ondes horizontaux. Pour cela, la période d'intégration doit coïncider avec l'intervalle discret du nombre d'onde horizontal. C'est à dire :

$$\frac{2\pi}{\Delta x} = \frac{2\pi}{L} (2M + 1) \quad (\text{II.16})$$

Soit $N = 2M + 1$, les sommes discrètes infinies deviennent alors des sommes discrètes finies.

Dans la direction x, pour les équations II.4 et II.5 :

$$\Phi_x^j = \frac{Q_x^j}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \frac{k_n}{v_n} \exp[-i v_n |z - z_j|] \exp[-i k_n (x - x_j)] \quad (\text{II.17})$$

$$\Psi_x^j = -\text{sgn}(z - z_j) \frac{Q_x^j}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \exp[-i \gamma_n |z - z_j|] \exp[-i k_n (x - x_j)] \quad (\text{II.18})$$

Dans la direction z, pour les équations II.6 et II.7 :

27 AOÛT 2003

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail: ptalour@ujf-grenoble.fr

$$\Phi_z^j = \operatorname{sgn}(z - z_j) \frac{Q_z^j}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \exp[-i v_n |z - z_j|] \exp[-i k_n (x - x_j)] \quad (\text{II.19})$$

$$\Psi_z^j = \frac{Q_z^j}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \frac{k_n}{\gamma_n} \exp[-i \gamma_n |z - z_j|] \exp[-i k_n (x - x_j)] \quad (\text{II.20})$$

Avec :

$$\begin{aligned} v_n &= (k_\alpha^2 - k_n^2)^{1/2}, & \operatorname{Im}(v_n) < 0 \\ \gamma_n &= (k_\beta^2 - k_n^2)^{1/2}, & \operatorname{Im}(\gamma_n) < 0 \\ k_n &= (2\pi/L)n \\ 2M + 1 &= N \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

Chaque point de la faille soumis à la source d'onde élastique créé par l'application de la contrainte sur la faille, est lui-même devenu source d'onde. Pour avoir le rayonnement total de la faille, il suffit de faire la somme des rayonnements de chacun des points, c'est à dire :

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{j=1}^{2N} [\Phi_x^j + \Phi_z^j] \\ \Psi &= \sum_{j=1}^{2N} [\Psi_x^j + \Psi_z^j] \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Soit :

$$\Phi = \frac{1}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left[\frac{k_n}{v_n} Q_x^j + \operatorname{sgn}(z - z_j) Q_z^j \right] e^{-i v_n |z - z_j|} e^{-i k_n (x - x_j)} \quad (\text{II.23})$$

$$\Psi = \frac{1}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left[-\operatorname{sgn}(z - z_j) Q_x^j + \frac{k_n}{\gamma_n} Q_z^j \right] e^{-i \gamma_n |z - z_j|} e^{-i k_n (x - x_j)} \quad (\text{II.24})$$

En écrivant les déplacements et les contraintes dans le milieu en fonction des potentiels de compression et de rotation, nous obtenons ces expressions sous formes de sommes finies et donc numériquement calculables.

Pour les déplacements horizontaux et verticaux (\mathbf{u} et \mathbf{v}), leurs expressions en fonction des potentiels sont données par l'équation II.12.

De même, les différentes contraintes ont pour expression :

$$\sigma_{xx} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (\text{II.25})$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (\text{II.26})$$

Maintenant que les contraintes sont exprimées en fonction des potentiels, on utilise les conditions initiales pour déterminer les $4N$ valeurs inconnues que sont les intensités des forces Q_x^j et Q_z^j . En effet, aux $2N$ points de la surface de la fissure discrétisée, les conditions suivantes doivent être vérifiées :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0 \quad \sigma_{zx} &= \sigma_f - \sigma_{zx}^0 \\ \sigma_{zz} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Grâce à ces deux relations, nous avons un système linéaire de $4N$ équations à $4N$ inconnues (les Q_x^j et les Q_z^j) à résoudre. Les solutions nous donneront les valeurs des Q_x^j et Q_z^j qui représentent la distribution des forces (sur les deux lèvres de la fissure) correspondant à l'application au temps $t = 0$ d'une contrainte de cisaillement ($\Delta\sigma$) sur les lèvres de la fissure. Connaissant les intensités des forces verticales et horizontales, il

nous est alors possible de calculer les contraintes et les déplacements engendrés par l'application de la contrainte cisailante au temps $t = 0$.

Pour simplifier l'écriture des expressions utilisées, posons :

$$\begin{aligned} X &= x - x_j \\ Z &= z - z_j \end{aligned} \quad (\text{II.29})$$

Attention : ces formes simplifiées ne servent que pour l'écriture des équations. Il est important de ne pas oublier que X et Z dépendent non seulement du point d'observation (x, z) , mais aussi des différents points sources, les (x_j, z_j) .

En tout point (x, z) du milieu, les contraintes s'écrivent :

$$\sigma_{zx} = \frac{1}{2L k_\beta^2} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left[-\operatorname{sgn}(Z) \left[2k_n^2 e^{-i v_n |Z|} + (\gamma_n^2 - k_n^2) e^{-i \gamma_n |Z|} \right] Q_x^j + \left[-2k_n v_n e^{-i v_n |Z|} + \frac{k_n}{\gamma_n} (\gamma_n^2 - k_n^2) e^{-i \gamma_n |Z|} \right] Q_z^j \right] e^{-i k_n (X)} \quad (\text{II.30})$$

$$\sigma_{zz} = \frac{1}{2L \mu k_\beta^2} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{aligned} & \left[-(\lambda + 2\mu) v_n^2 - \lambda k_n^2 \right] \frac{k_n}{v_n} e^{-i v_n |Z|} \Big] Q_x^j \\ & + 2\mu k_n \gamma_n e^{-i \gamma_n |Z|} \Big] Q_x^j \\ & + \operatorname{sgn}(Z) \left[-(\lambda + 2\mu) v_n^2 - \lambda k_n^2 \right] e^{-i v_n |Z|} \Big] Q_z^j \\ & - 2\mu k_n^2 e^{-i \gamma_n |Z|} \Big] Q_z^j \end{aligned} \right\} e^{-i k_n (X)} \quad (\text{II.31})$$

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{2L \mu k_\beta^2} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{aligned} & \left[-(\lambda + 2\mu) k_n^2 - \lambda v_n^2 \right] \frac{k_n}{v_n} e^{-i v_n |Z|} \Big] Q_x^j \\ & - 2\mu k_n \gamma_n e^{-i \gamma_n |Z|} \Big] Q_x^j \\ & + \operatorname{sgn}(Z) \left[-(\lambda + 2\mu) k_n^2 - \lambda v_n^2 \right] e^{-i v_n |Z|} \Big] Q_z^j \\ & + 2\mu k_n^2 e^{-i \gamma_n |Z|} \Big] Q_z^j \end{aligned} \right\} e^{-i k_n (X)} \quad (\text{II.32})$$

Les déplacements s'écrivent :

$$u = \frac{-i}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{k_n^2}{v_n} e^{-i v_n |Z|} + \gamma_n e^{-i \gamma_n |Z|} \right] Q_x^j \\ & + k_n \operatorname{sgn}(Z) \left[e^{-i v_n |Z|} - e^{-i \gamma_n |Z|} \right] Q_z^j \end{aligned} \right\} e^{-i k_n (X)} \quad (\text{II.33})$$

$$v = \frac{-i}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{aligned} & k_n \operatorname{sgn}(Z) \left[e^{-i v_n |Z|} + e^{-i \gamma_n |Z|} \right] Q_x^j \\ & + \left[v_n e^{-i v_n |Z|} + \frac{k_n^2}{\gamma_n} e^{-i \gamma_n |Z|} \right] Q_z^j \end{aligned} \right\} e^{-i k_n (X)} \quad (\text{II.34})$$

Avec toujours :

N nombre de points de discrétisation du crack

$$v_n = (k_\alpha^2 - k_n^2)^{1/2}, \quad \operatorname{Im}(v_n) < 0$$

$$\gamma_n = (k_\beta^2 - k_n^2)^{1/2}, \quad \operatorname{Im}(\gamma_n) < 0$$

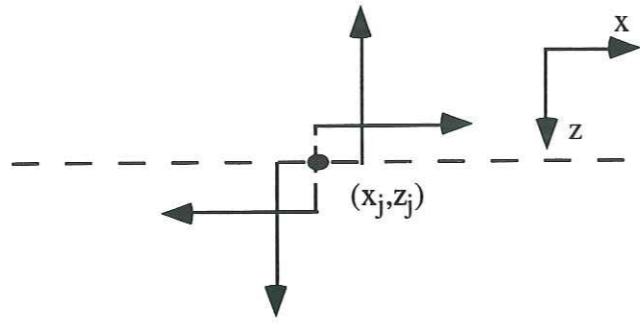
$$k_n = (2\pi/L)n$$

$$2M + 1 = L/\Delta x = N \quad (\text{II.35})$$

II.5 Nouvelle méthode de résolution :

Dans le paragraphe précédent, la faille était représentée par deux lèvres distinctes discrétisées en $2N$ points sources. Le rayonnement en ces points était représenté par la superposition d'une force verticale et d'une force horizontale.

Dans ce paragraphe, la faille ne sera plus représentée par deux lèvres distinctes. Elle sera donc discrétisée en N points sources. Le rayonnement en chacun de ces points sera représenté par un double-couple (figure II.4).

Figure II.4: Représentation du double couple en un point (x_j, z_j) de la faille.

Soit un double-couple en un point (x_j, z_j) de la faille, les expressions des potentiels de compression et de rotation en ce point sont donnés par :

$$\begin{aligned}\Phi_j &= -\frac{M_j}{Q_j} \left[\frac{\partial \Phi_z}{\partial x_j} + \frac{\partial \Phi_x}{\partial z_j} \right] \\ \Psi_j &= -\frac{M_j}{Q_j} \left[\frac{\partial \Psi_z}{\partial x_j} + \frac{\partial \Psi_x}{\partial z_j} \right]\end{aligned}\quad (\text{II.36})$$

M_j étant le produit entre la force d'intensité Q_j et le bras d'un des dipôles.

Pour calculer le rayonnement total engendré par la fissure en un point (x, z) , il est nécessaire de faire la somme du rayonnement des N points de discrétisation de la faille. On obtient ainsi, au point (x, z) , les équations des potentiels de rotation et de compression engendrés par toute la fissure. En tenant compte des expressions de Φ_x , Φ_z , Ψ_x et Ψ_z , ces équations s'écrivent sous la forme suivante :

$$\Phi = \frac{-i}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N M_j \operatorname{sgn}(z - z_j) \sum_{n=-M}^M 2 k_n \exp[-i v_n |z - z_j|] \exp[-i k_n (x - x_j)] \quad (\text{II.37})$$

$$\Psi = \frac{i}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N M_j \sum_{n=-M}^M \left(\frac{\gamma_n^2 - k_n^2}{\gamma_n} \right) \exp[-i \gamma_n |z - z_j|] \exp[-i k_n (x - x_j)] \quad (\text{II.38})$$

En reprenant les mêmes équations des contraintes en fonction des potentiels et en simplifiant toujours les écritures en prenant $(X = x - x_j)$ et $(Z = z - z_j)$, on obtient :

$$\sigma_{xz} = \frac{i \mu}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N \left[M_j \sum_{n=-M}^M \left[4 k_n^2 e^{-i v_n |Z|} + \frac{(\gamma_n^2 - k_n^2)^2}{\gamma_n} e^{-i \gamma_n |Z|} \right] \right] \quad (\text{II.39})$$

$$\sigma_{zz} = \frac{-i}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N \left[M_j \operatorname{sgn}(Z) \sum_{n=-M}^M \left[2 k_n \left[-(\lambda + 2\mu) v_n^2 - \lambda k_n^2 \right] e^{-i v_n |Z|} + 2 \mu k_n (\gamma_n^2 - k_n^2) e^{-i \gamma_n |Z|} \right] e^{-i k_n (X)} \right] \quad (\text{II.40})$$

$$\sigma_{xx} = \frac{-i}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N \left[M_j \operatorname{sgn}(Z) \sum_{n=-M}^M \left[2 k_n \left[-(\lambda + 2\mu) k_n^2 - \lambda v_n^2 \right] e^{-i v_n |Z|} - 2 \mu k_n (\gamma_n^2 - k_n^2) e^{-i \gamma_n |Z|} \right] e^{-i k_n (X)} \right] \quad (\text{II.41})$$

Les déplacements deviennent :

$$u = \frac{-1}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N \left[M_j \operatorname{sgn}(Z) \sum_{n=-M}^M \left[2 k_n^2 e^{-i v_n |Z|} + (\gamma_n^2 - k_n^2) e^{-i \gamma_n |Z|} \right] e^{-i k_n (X)} \right] \quad (\text{II.42})$$

$$v = \frac{1}{2L k_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^N \left[M_j \sum_{n=-M}^M \left[-2 k_n v_n e^{-i v_n |Z|} + k_n \frac{(\gamma_n^2 - k_n^2)}{\gamma_n} e^{-i \gamma_n |Z|} \right] e^{-i k_n (X)} \right] \quad (\text{II.43})$$

Avec toujours :

$$\begin{aligned}
 & \text{N nombre de points sur le crack} \\
 v_n &= (k_\alpha^2 - k_n^2)^{1/2}, \quad \text{Im}(v_n) < 0 \\
 \gamma_n &= (k_\beta^2 - k_n^2)^{1/2}, \quad \text{Im}(\gamma_n) < 0 \\
 k_n &= (2\pi/L)n \\
 2M + 1 &= N
 \end{aligned}
 \tag{II.44}$$

Comme dans le paragraphe précédent, il est possible de calculer les N valeurs de M_j en résolvant les équations des contraintes avec les conditions initiales. L'avantage de ces équations est que le temps de calcul nécessaire est beaucoup moins important que pour les équations précédentes.

II.6 Conclusion :

La méthode des nombres d'ondes discrets est une technique numérique permettant de calculer les fonctions de Green exprimées dans les équations intégrales aux frontières. Cette méthode a été utilisée de nombreuses fois pour différentes études. Il est intéressant de citer plus particulièrement l'étude de la diffraction des ondes élastiques par des cracks ou des cavités [Bouchon, 1985; Coutant 1989] et une étude à trois dimensions de la radiation des champs d'ondes élastiques [Bouchon, 1979].

L'utilisation de la méthode des nombres d'ondes discrets pour calculer les fonctions de Green dans les équations intégrales aux frontières a l'avantage de prévenir l'arrivée de singularités mathématiques ou numériques souvent associées aux techniques d'éléments aux frontières ou d'équations intégrales aux limites.

Nous avons voulu dans ce chapitre poser le problème tel que nous l'avons considéré tout au long de cette thèse. La méthode des nombres d'ondes discrets, utilisée pour résoudre les équations intégrales aux limites, a permis de rendre le problème numériquement calculable. Les prochains chapitres nous donneront les résultats apportés par l'étude de la nucléation et de la propagation dynamique de la rupture.

CHAPITRE III : ETUDE DE LA PROPAGATION DYNAMIQUE D'UNE RUPTURE

CHAPITRE TROIS : ETUDE DE LA PROPAGATION DYNAMIQUE D'UNE FAILLE UNIQUE

Les deux premiers chapitres nous ont permis d'exposer le problème tel que nous l'avons abordé et de déterminer les paramètres principaux régissant la nucléation, la propagation et l'arrêt de la rupture.

Au cours de ce chapitre, nous allons faire l'étude d'une rupture géométriquement simple : elle se propage suivant une direction unique. Le milieu dans lequel se trouve le crack est dessiné sur la figure II.1. Il est homogène, isotrope et élastique, excepté au niveau de la présence du crack. Ce milieu est soumis à une précontrainte cisailante initiale σ_{zx}^0 et une précontrainte normale initiale σ_{zz}^0 . Tout au long de ce chapitre, nous conserverons le repère donné au chapitre II : l'axe x suivant la direction du crack, l'axe z perpendiculaire au crack et l'axe y dans le plan infini du crack.

III.1 Cas du crack stationnaire :

De manière à bien comprendre ce qui se passe avant la propagation de la rupture, nous étudions la nucléation d'un crack dans le milieu. Pour cela, supposons qu'au temps $t = t_0$, ce crack ne s'oppose soudainement plus à la rupture (par exemple en raison d'injection fluide). La contrainte à l'intérieur du crack sera alors relâchée et un déplacement se produira entre les deux lèvres de la faille. Observons les conséquences de cette initialisation sur le crack et dans le milieu autour du crack.

III.1.a Description du modèle :

Pour l'étude d'un crack stationnaire, nous utiliserons un modèle de crack où tous les paramètres utilisés seront normalisés.

Soit un crack étendu suivant l'axe des x et représenté par 20 points de discrétisation, le pas de discrétisation est $\Delta x = 1$. Ce crack est dans un milieu de densité $\rho = 3$ et sous contraintes cisailantes initiales unitaire : $\sigma_{zx}^0 = 1$.

La vitesse des ondes P , V_p , est choisie de manière à ce qu'elles mettent une unité de temps pour parcourir le crack en entier, c'est à dire, $V_p = 20$. Supposons un coefficient de Poisson égal à $1/4$, la vitesse, V_s , des ondes S est alors : $V_s = V_p / \sqrt{3}$.

La fenêtre en temps est $t_l = 10$ unités de temps, elle est discrétisée en $nt = 512$ points. Le pas d'échantillonnage en temps est $\Delta t = t_l / nt = 0,02$.

III.1.b Les déplacements :

Etudions en premier lieu les déplacements sur le crack. Suite aux conditions aux limites, le déplacement doit être nul aux deux extrémités du crack.

La figure III.1 représente les déplacements horizontaux (suivant x) calculés sur le crack au moment de son initialisation. Sur la ligne du crack, on retrouve les 20 points de discrétisation de la faille. Suivant la ligne du temps on a représenté les unités en temps. L'amplitude du glissement est normalisée par rapport à la longueur du crack.

Nous pouvons voir que le déplacement est nul aux extrémités du crack, comme prévu par les conditions aux limites, et maximal en son centre. La croissance rapide du déplacement sur le crack est suivie par une légère décroissance jusqu'à l'obtention d'un nouvel état statique une fois que toutes les ondes générées par la nucléation du crack se sont propagées dans le milieu.

III.1.c Les contraintes au front du crack :

Nous savons qu'au moment de la nucléation du crack (à $t = t_0$), la contrainte sur le crack est brusquement relâchée. Elle chute alors à la valeur de $-\sigma_{zx}^0$.

Puisque la contrainte est définie sur le crack, étudions son comportement au front du crack. Lors de la nucléation, la chute de contrainte sur la fracture entraîne une augmentation de la contrainte en son front. Cette contrainte est représentée sur la figure III.2.

Sur la figure III.2, suivant la ligne du crack sont représentés 10 points de discrétisation au front de la fracture. Le point 1 étant le premier point en dehors du crack. Suivant l'axe du temps, les 10 points d'unité en temps sont représentés.

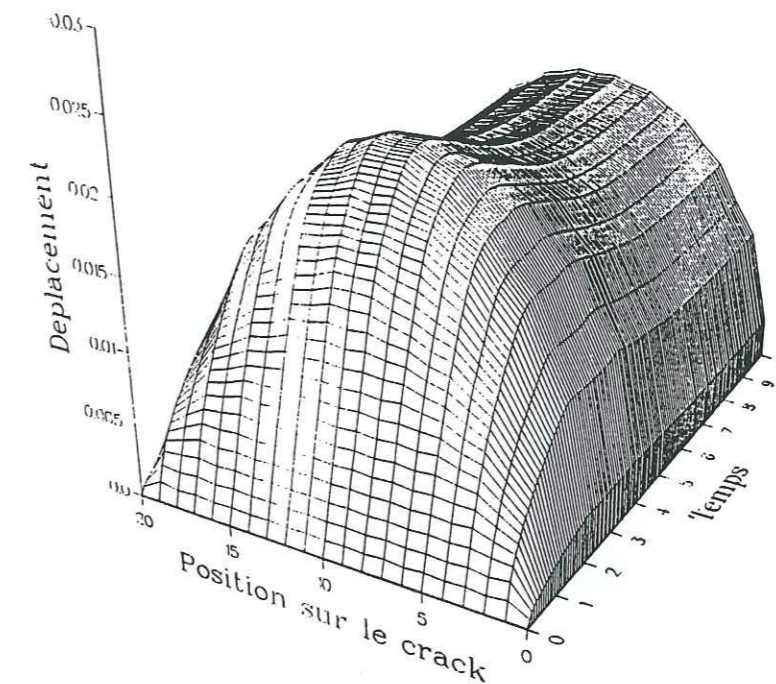


Figure III.1 : Déplacements pour un crack stationnaire. Suivant l'axe x et l'axe z , les unités sont en pas de discrétisation.

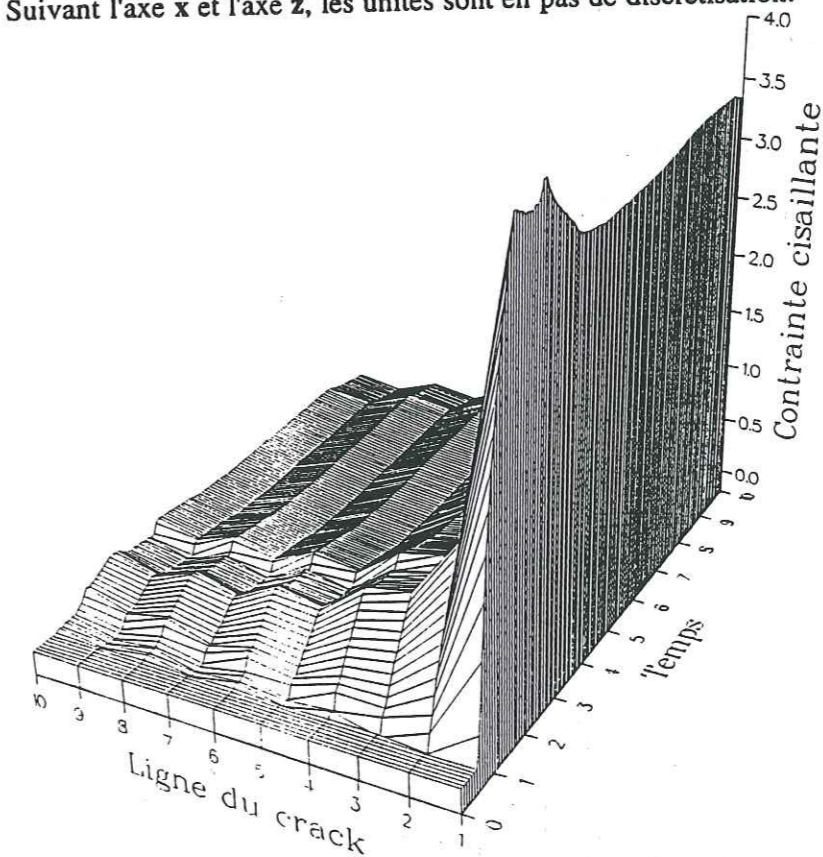


Figure III.2 : Contraintes au front du crack stationnaire, engendrées par la nucléation de celui-ci.

L'amplitude des contraintes est normalisée par rapport à la valeur de la contrainte cisailante initiale dans le milieu.

Nous voyons que plus on s'éloigne du crack et plus la contrainte diminue. Cette diminution se fait en $1/\sqrt{r}$, r étant la distance entre l'extrémité du crack et le point considéré. En fonction du temps, la contrainte augmente jusqu'à une valeur maximale puis décroît pour obtenir la valeur correspondant au retour à l'état statique. Cet état est obtenu lorsque toutes les ondes se sont propagées dans le milieu.

III.1.d Les contraintes après le retour à l'état statique :

La nucléation du crack engendre une propagation d'ondes élastiques dans le milieu. Lorsque ces ondes ont terminé leur propagation, le milieu se trouve dans un nouvel état statique. Observons la forme des contraintes cisailantes et normales dans le milieu lorsque celui-ci est dans ce nouvel état statique.

La figure III.3 représente les contraintes calculées dans tout le milieu après le retour à l'état statique. L'axe x correspondant à l'axe du crack, les unités sont représentés par les points de discrétisation du milieu. L'axe z , perpendiculaire au crack est représenté par 40 points de discrétisation. L'intervalle de discrétisation suivant l'axe z est le même que celui suivant l'axe x . Le crack, représenté par le trait noir, se situe à $z = 0$ et s'étend entre $x = 0$ et $x = 20$. Puisque nous sommes à l'état statique, les contraintes cisailantes et normales sont symétriques par rapport au centre du crack. Nous ne représenterons donc que la moitié du milieu suivant x . Sur la figure, le crack ne sera alors représenté que par 10 points.

Nous observons alors que :

* Les contraintes cisailantes sont symétriques par rapport à l'axe du crack, l'accumulation de contrainte se faisant au front du crack.

* Les contraintes normales sont antisymétriques par rapport à l'axe du crack. Les valeurs calculées au front du crack sont bien plus faibles que celles obtenues pour les contraintes cisailantes.

Cette étude réalisée sur la nucléation d'un crack stationnaire permet de valider notre méthode de calcul. En effet, les déplacements sur le crack peuvent être comparés avec les résultats obtenus par exemple par Koller *et al.* [1992] (figure 4) lors de l'étude de la propagation dynamique d'un crack anti-plan. Quand aux contraintes à l'état statique, elles sont comparables à celles obtenues par Segall et Pollard [1980] dans leur étude sur l'interaction des failles dans un milieu à l'état statique (figure 7).

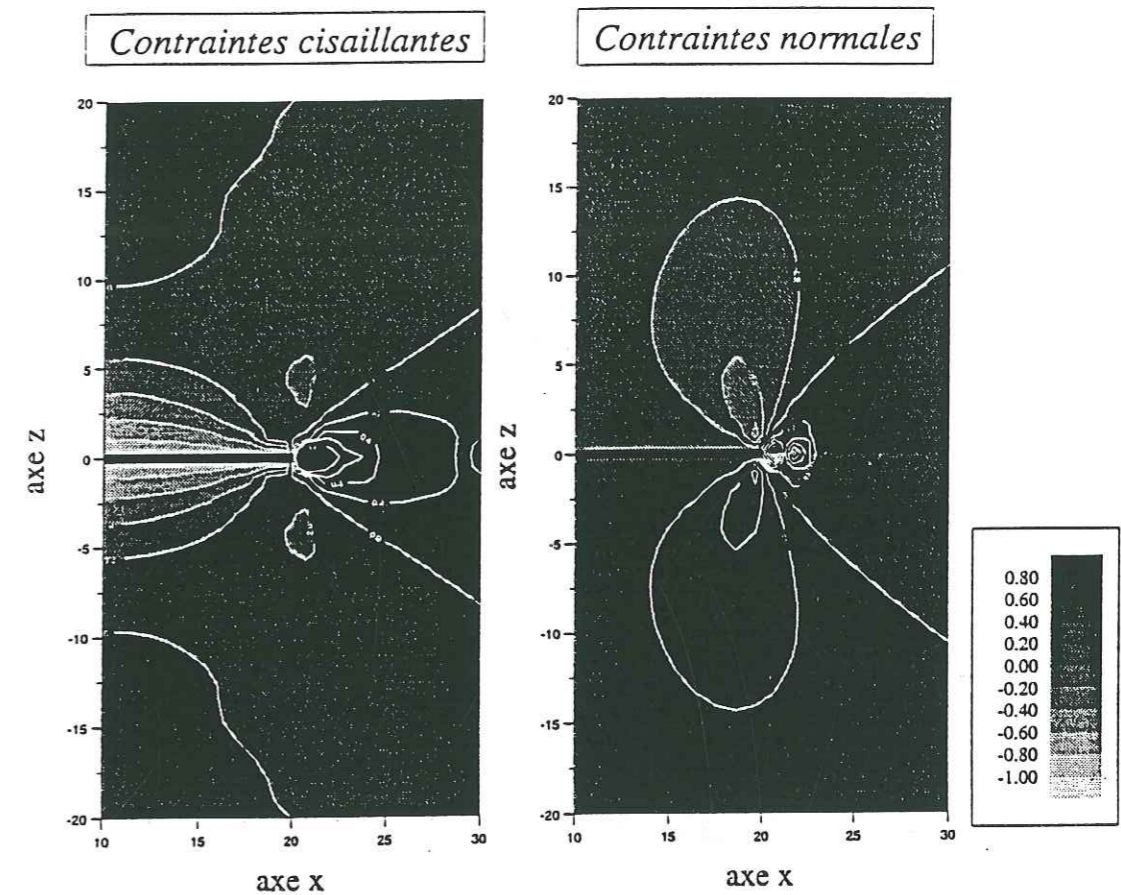


Figure III.3 : Représentation des contraintes normalisées dans tout le milieu après le retour à l'état statique. Le trait noir correspond au crack.
 a) Les contraintes cisailantes : symétriques par rapport à l'axe du crack
 b) Les contraintes normales : antisymétriques par rapport à l'axe du crack

III.2 Etude de la propagation d'un crack instantané et d'un crack métastable :

La nucléation d'un crack entraîne un relâchement de la contrainte sur la faille. On peut donc considérer que la propagation d'un crack est une expansion du relâchement de contrainte sur la faille. Pour que cela puisse se faire, nous avons vu, dans le chapitre I, qu'il était nécessaire de définir un critère de rupture permettant de gérer la propagation.

Comme Das et Aki [1977a], nous avons choisi le critère de Hamano [1974] pour diriger notre propagation tout au long de notre étude.

III.2.a Le critère de rupture :

Voyons comment nous pouvons exprimer numériquement le critère de Hamano :

Ce critère est basé sur l'existence d'une contrainte critique σ_c . Le milieu est discrétisé en N points suivant x séparés par des intervalles réguliers Δx . Supposons que le crack a une longueur initiale discrétisée en n_i points suivant la direction x . Le premier point au front du crack est alors en $(n_i+1)\Delta x$. Pour satisfaire le critère de rupture de Hamano, la contrainte au premier point au front du crack (le point n_i+1) doit être supérieure à la contrainte critique (σ_c). Si tel est le cas, le critère est vérifié et la longueur du crack sera allongée de Δx , sa nouvelle longueur sera alors égale à $(n_i+1)\Delta x$. La contrainte au point considéré (n_i+1) chute alors à la valeur de $-\sigma_{zx}^0$ correspondant à la contrainte sur la faille. Le nouveau point au front du crack est le point situé en $(n_i+2)\Delta x$. Le critère est de nouveau appliqué en ce point. Cette boucle est ainsi répétée jusqu'au moment où la contrainte au front de crack n'est plus suffisante pour dépasser la valeur critique. Le critère n'étant alors plus vérifié, la propagation de la rupture est arrêtée.

Il reste maintenant à déterminer la valeur de la contrainte critique. Pour cela, nous pouvons considérer deux modèles simples d'initialisation de la rupture :

* *Le crack instantané* : Il apparaît instantanément à un temps donné.

Son initialisation sera choisie de manière à ce que la contrainte critique corresponde à la valeur maximale de la contrainte au premier point en dehors du crack au moment de la nucléation de celui-ci.

* *Le crack métastable* : Son initialisation sera choisie de manière à ce que la contrainte critique corresponde à la valeur de la contrainte redevenue statique au premier point en dehors du crack. La contrainte est considérée comme statique lorsque sa valeur à un temps t est la même que celle à un temps $t - \Delta t$.

Les deux modèles d'initialisation du crack sont représentés sur les figures III.4 pour le crack instantané et III.5 pour le crack métastable. Pour ces deux figures représentant la contrainte critique choisie comme condition d'initialisation, l'axe des temps est en unité de temps et suivant l'axe des distances sont représentés les points au front du crack. Le premier point en dehors du crack est numéroté 1 et le dixième point est numéroté 10. Ces figures représentent les contraintes engendrées au front du crack par la nucléation du crack stationnaire. Ces représentations sont équivalentes à celle donnée par la figure III.2. Les flèches indiquent le choix de la valeur de la contrainte critique σ_c .

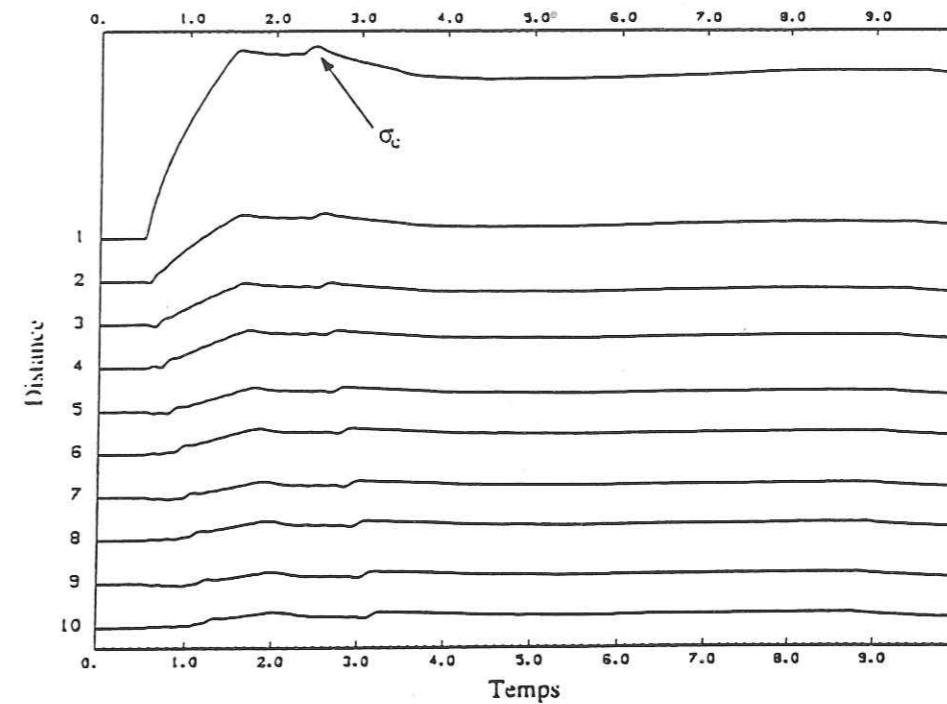


Figure III.4 : Contrainte critique pour un crack instantané.

Ces contraintes sont obtenues par la nucléation d'un crack stationnaire.

La contrainte critique est montrée par la flèche.

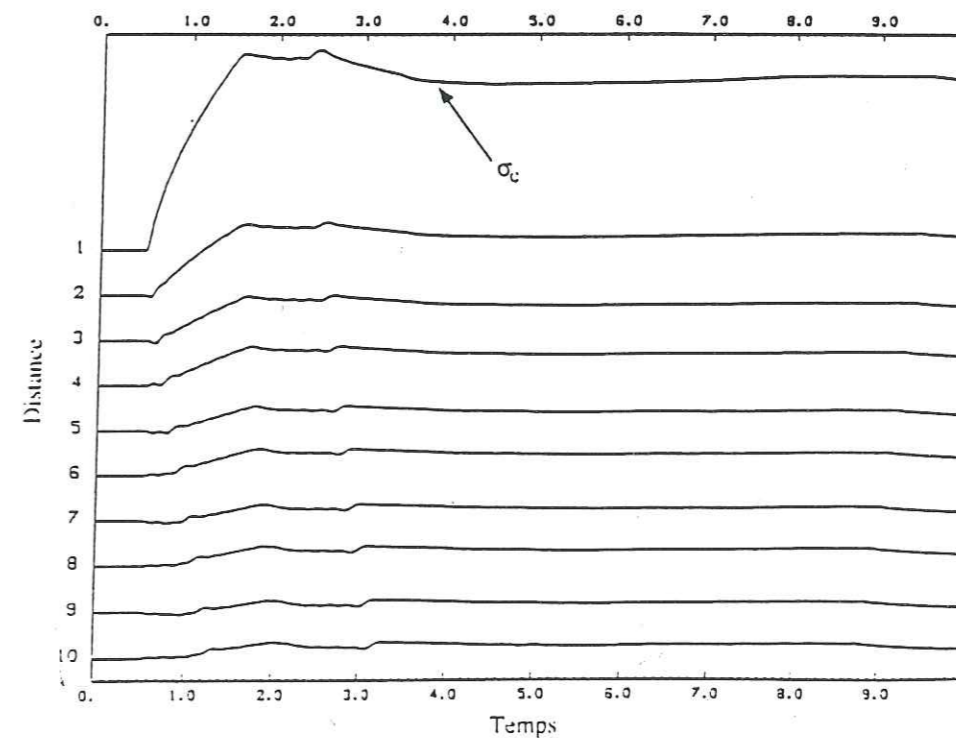


Figure III.5 : Contrainte critique pour un crack métastable.

Ces contraintes sont obtenues par la nucléation d'un crack stationnaire.

La contrainte critique est montrée par la flèche.

De manière à déterminer les différences entre ces deux styles d'initialisation du crack, nous allons réaliser une étude comparative portant sur les vitesses de rupture, les contraintes et les déplacements sur le crack au cours de la propagation.

III.2.b Description du modèle :

Pour les deux styles d'initialisation du crack, le modèle de crack utilisé est le même que celui défini dans l'étude du crack stationnaire, mais les valeurs utilisées pour définir le crack sont maintenant des valeurs réelles.

Le crack initial est représenté par 20 points de discrétisation (10 km), sa longueur finale est de 60 points (30 km). Le pas d'échantillonnage en distance est $\Delta x = 500$ m. Il est situé dans un milieu de densité $\rho = 3 \text{ g/cm}^3$ et soumis aux contraintes initiales suivantes : $\sigma_{zx}^0 = 150$ bars et $\sigma_{zz}^0 = 333$ bars. Les coefficients de friction statique et dynamique sont $\mu_s = 0,75$ et $\mu_d = 0,30$.

La vitesse des ondes P dans le milieu est telle que $V_p = 6 \text{ km/s}$, le coefficient de Poisson est de $1/4$, ainsi, la vitesse des ondes S est $V_s = V_p / \sqrt{3}$.

La fenêtre en temps utilisée pour cette étude est $t_l = 10$ s, discrétisée en $nt = 512$ points. Le pas d'échantillonnage est $\Delta t = t_l / nt = 0,02$ s.

III.2.c Les vitesses de rupture :

Dans le chapitre I, nous avons défini la résistance du milieu à la propagation par le coefficient $S = (\mu_s \sigma_{zz}^0 - \sigma_{zx}^0) / (\sigma_{zx}^0 - \mu_d \sigma_{zz}^0)$ (d'après la définition donnée par Andrews [1976]). Suite aux travaux réalisés par Das et Aki [1977a], nous savons que suivant les valeurs de S , la vitesse de rupture est sub-Rayleigh ($S > 1,6$), ou super-cisaillante ($S < 1,6$). D'après la valeur de S définie par notre modèle ($S = 1,99$), les vitesses de ruptures lors de la propagation de nos deux cracks doivent être sub-Rayleigh.

La figure III.6 représente les vitesses de rupture pour les deux styles de crack. Sur cette figure, la position du front du crack est exprimée en fonction du temps. La position est donnée en kilomètres et le temps en secondes. Les vitesses de rupture des deux styles de crack sont données par les pentes moyennes des deux courbes représentées. Le crack métastable est en pointillé et le crack instantané en trait plein.

Les valeurs des vitesses de rupture obtenues sont de $2,93 \text{ km/s}$ pour le crack instantané et de $3,06 \text{ km/s}$ pour le crack métastable. Puisque le coefficient de Poisson est de $0,25$; la vitesse des ondes de Rayleigh est telle que $V_{Ray} = 0,92 V_s = 3,19 \text{ km/s}$. Nous

voyons que les vitesses de rupture obtenues pour les deux styles de nucléation de crack sont bien sub-Rayleigh, comme le supposait la valeur de S .

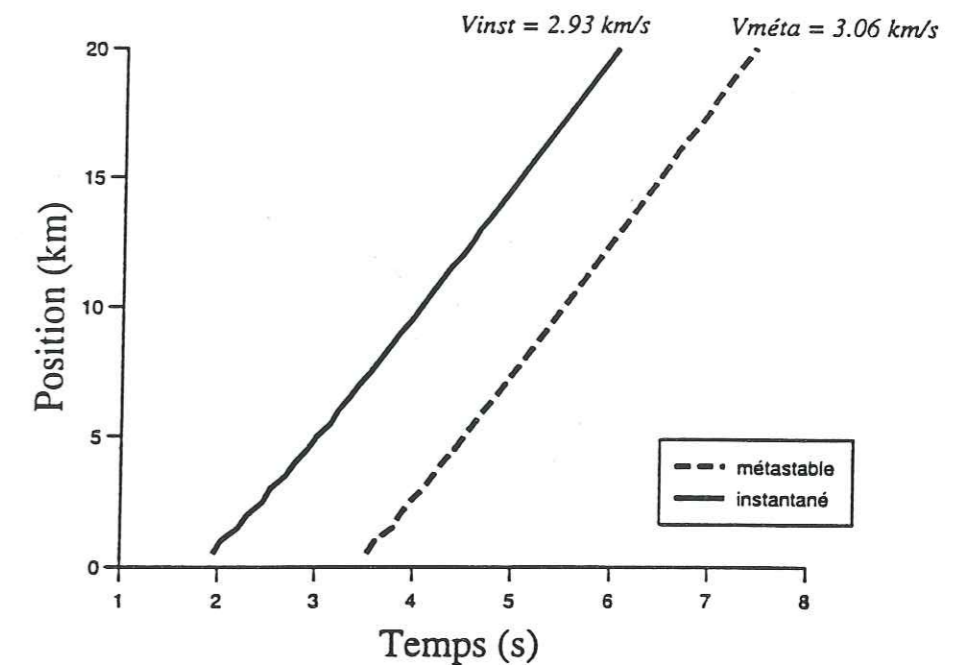


Figure III.6 : Vitesses de ruptures pour les cracks instantané et métastable. Les vitesses sont données par la pente des courbes.

III.2.d Les contraintes

Dans le paragraphe précédent, nous avons comparé les vitesses de rupture lors de la propagation d'un crack instantané et d'un crack métastable. Dans ce paragraphe, nous regardons le comportement des contraintes au front du crack au cours de la propagation.

Les figures III.7.a et b représentent les contraintes au front du crack au cours de la propagation. La figure III.7.a correspond au crack instantané et la figure III.7.b au crack métastable. Pour ces deux représentations, le temps est exprimé en secondes. La numérotation en distance correspond au numéro du point en dehors du crack. C'est à dire que le numéro 1 est le premier point en dehors du crack (à une distance de 500 m de l'extrémité du crack initial) et le point 40 correspond au dernier point de propagation du crack (à une distance de 20 km de l'extrémité du crack initial).

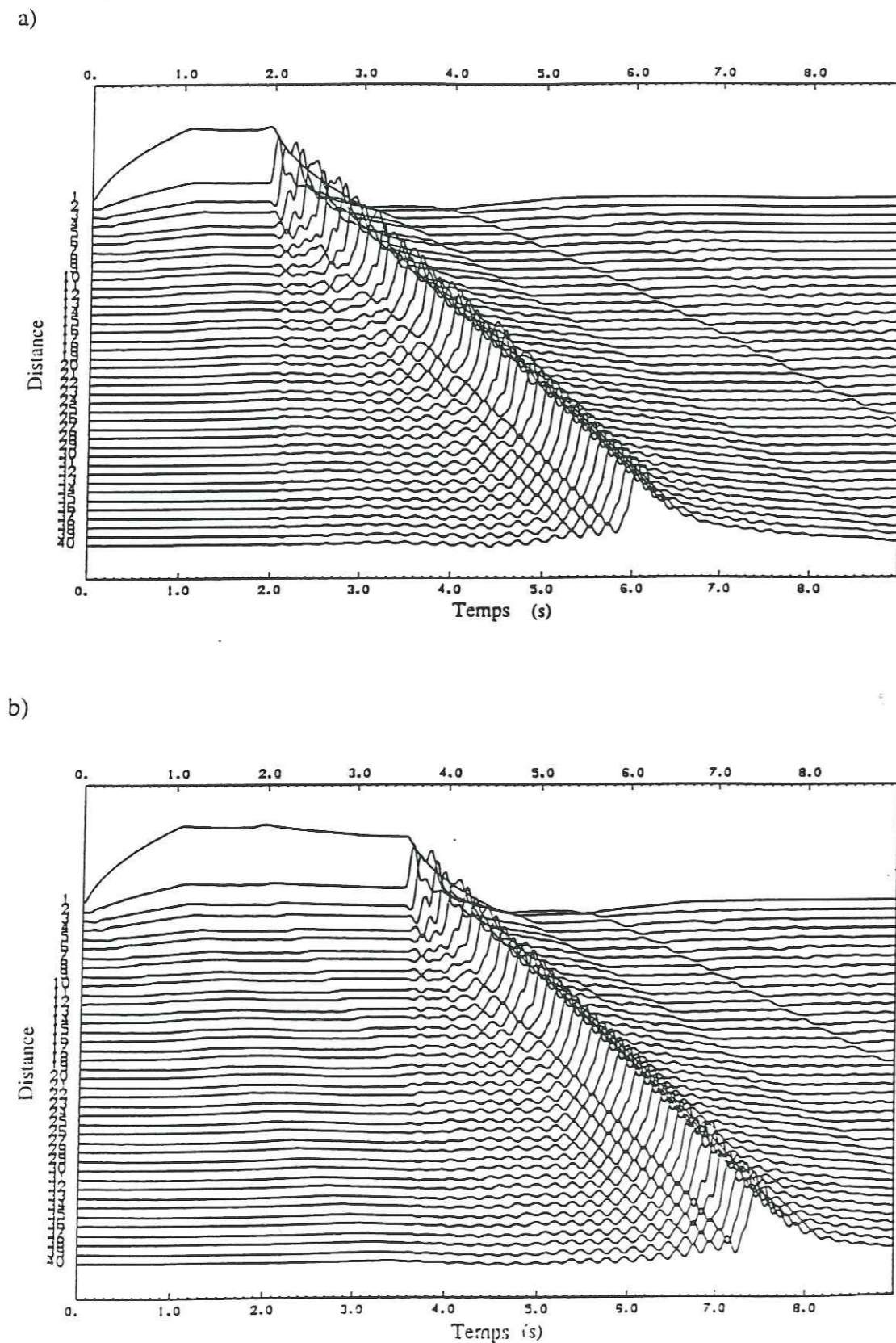


Figure III.7 : Les contraintes observées sur les cracks au cours de la propagation.

- a) Cas du crack instantané
b) Cas du crack métastable

Ces figures permettent d'observer l'augmentation de la contrainte créée, aux différents fronts du crack, par la propagation. C'est à dire par la chute de contrainte obtenue sur les points du crack au cours de la propagation.

III.2.e Les déplacements :

Pour finir la comparaison entre les deux styles d'initialisation de la rupture, nous regardons les déplacements observés sur le crack au cours de la propagation. Le modèle utilisé est toujours le même sauf que la longueur finale du crack calculée est de 20 km au lieu de 30 km (40 points de discrétisations au lieu de 60).

Les figures III.8 a et b représentent les déplacements sur le crack au cours de cette propagation. L'axe des temps est toujours représenté en secondes. Sur l'axe des distances correspondent les points de discrétisations. Du point 1 au point 20 correspond la longueur du crack initial. A partir du point 21 jusqu'au point 40, nous avons les points du crack au cours de la propagation.

Du point 21 au point 39, nous n'observons aucun déplacement jusqu'au moment où le point considéré vérifie le critère de rupture et appartient au crack. Le déplacement résultant, en ce point, est semblable à celui observé pour un crack stationnaire (figure III.1). Le point 40 ne présente aucun déplacement car il correspond au dernier point du crack final. Il vérifie donc les conditions aux limites. Des points 1 à 20, nous observons dans une première partie (entre 0 et 3,8 s environ pour le crack métastable, et entre 0 et 2,2 s environ pour le crack instantané) le déplacement engendré par la nucléation du crack. Au delà de ces deux temps, le déplacement est modifié par la propagation du crack. Plus la distance entre un point du crack et le front de rupture est grande et plus la perturbation dans le déplacement engendrée par la propagation se fait tardivement.

La figure III.9 représente de nouveau des déplacements mais sur une figure à trois dimensions. Ces déplacements sont donnés pour un crack dont l'initialisation choisie est du type instantané. Suivant l'axe du crack sont représentés les points de discrétisation. Le temps est donné en unité de temps. Les déplacements sont normalisés par rapport à la longueur initiale du crack. Sur cette figure, nous pouvons faire les mêmes observations que précédemment. Elle nous servira de figure de référence dans la suite de notre étude.

Nous voyons grâce à ces comparaisons entre un crack d'initialisation instantanée et un crack d'initialisation métastable qu'il y a très peu de différences au cours des deux propagations. La différence résidant uniquement en l'instant de nucléation.

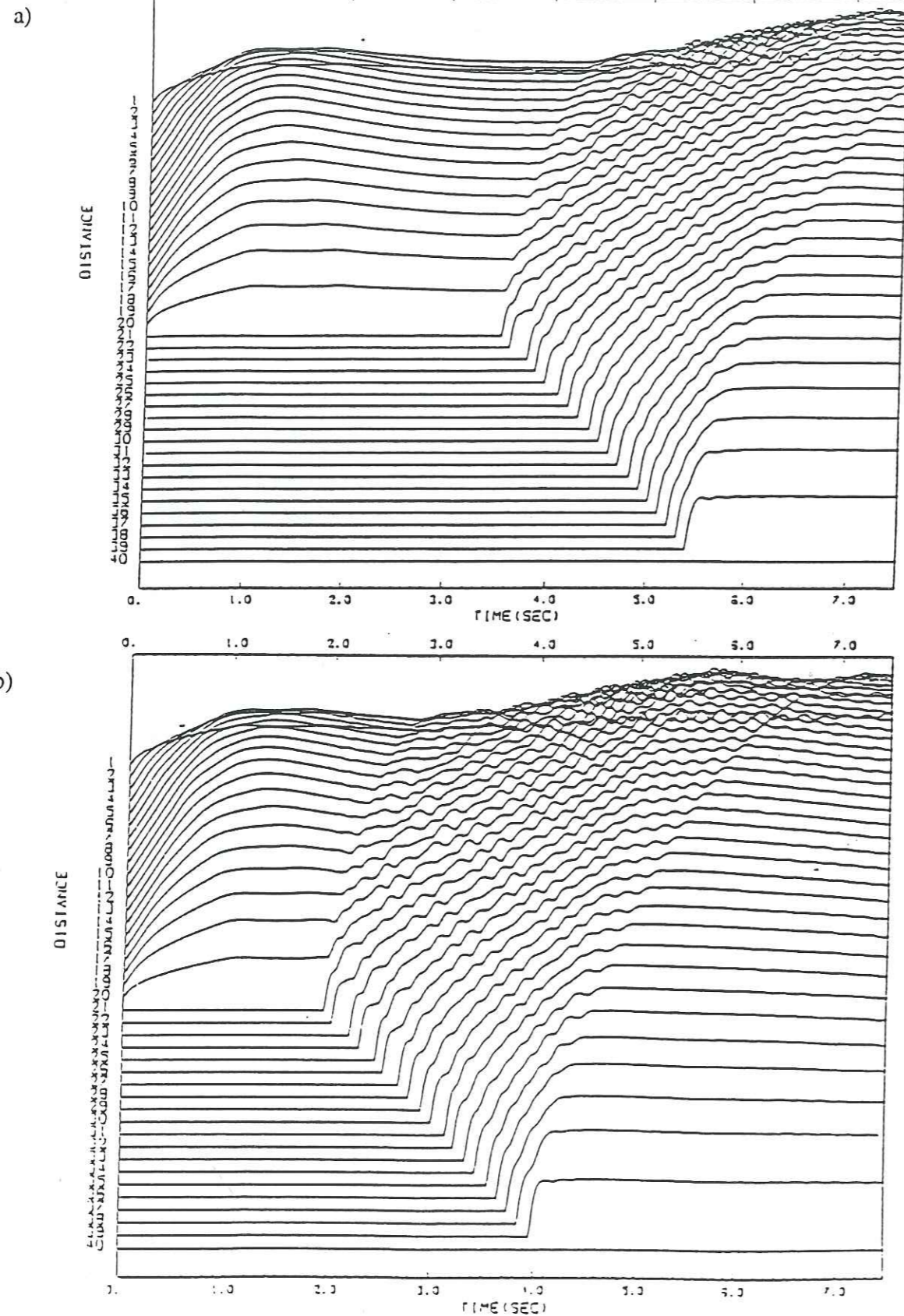


Figure III.8 : Les déplacements observés sur le crack au cours de la propagation.

- a) Cas du crack d'initialisation instantanée
- b) Cas du crack d'initialisation métastable

C'est pourquoi, à partir de maintenant et dans toute la suite de cette thèse, nous nous contenterons de l'étude d'un crack dont le type d'initialisation est instantané.

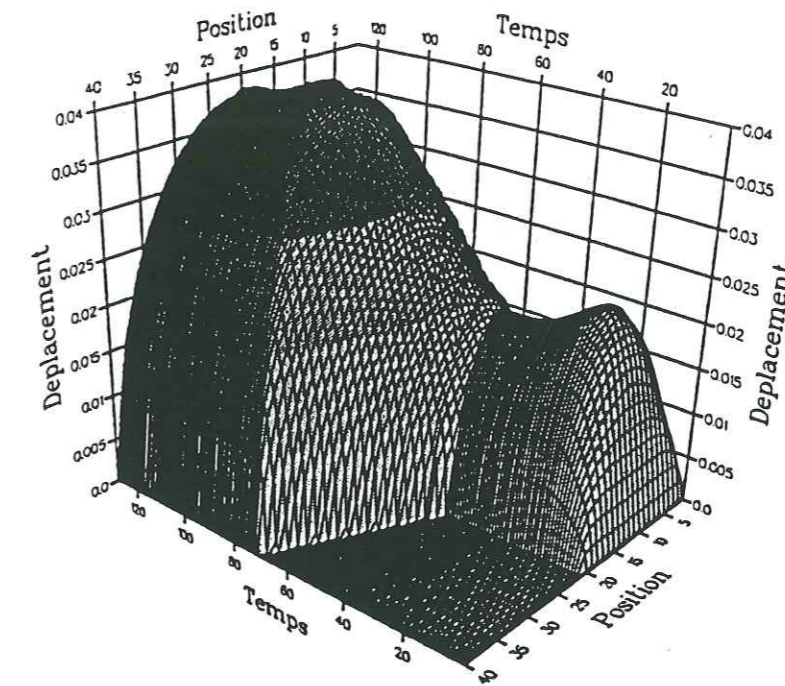


Figure III.9 : Déplacements observés sur un crack d'initialisation instantanée au cours de sa propagation. Représentation en 3 dimensions. La ligne du crack et le temps sont représentés par les points de discrétisation. Les déplacements sont normalisés par rapport à la taille initiale du crack.

III.3 Influence du milieu sur la propagation :

Jusqu'à maintenant, pour chaque étude, nous avons fixé un modèle de crack dépendant des paramètres suivants :

- * Les longueurs initiale et finale du crack
- * Le coefficient S , imposé par les valeurs des coefficients de friction statique et dynamique et par les contraintes cisailantes et normales initiales.
- * Les vitesses de propagation des ondes P et S .

De manière à montrer l'influence du milieu sur la propagation, nous avons fait varier quelques-uns de ces paramètres et nous avons regardé les modifications apportées sur la propagation.

Pour cela, il est nécessaire que tous les autres paramètres soient fixés. Nous définissons donc un modèle général de la manière suivante :

Le crack a une longueur initiale de 5 km et une longueur finale de 30 km. Il est discrétisé avec un pas de discrétisation, Δx , égal à 0,5 km. Lors de l'étude de l'influence de S , la longueur initiale ne sera pas fixée.

Il est situé dans un milieu dont la densité est $\rho = 2,8 \text{ g/cm}^3$.

La vitesse des ondes P est $V_p = 6 \text{ km/s}$. Le coefficient de Poisson étant égal à $1/4$, la vitesse des ondes S , V_s , est $V_s = V_p / \sqrt{3} = 3,46 \text{ km/s}$. La vitesse des ondes de Rayleigh, V_{Ray} , est définie par : $V_{Ray} = 0,92 V_s$, soit : $V_{Ray} = 3,18 \text{ km/s}$.

La fenêtre en temps est $t_l = 10 \text{ s}$ discrétisée en $nt = 512$ points. Le pas d'échantillonnage est $\Delta t = t_l / nt = 0,02 \text{ s}$.

III.3.a Les contraintes initiales :

Pour étudier l'influence des contraintes initiales sur la propagation du crack, nous allons faire varier la contrainte cisailante. Pour cela, les coefficients de frictions statique et dynamique sont fixés et définis par : $\mu_s = 0,75$ et $\mu_d = 0,30$. Et la contrainte normale initiale (σ_{zz}^0) est choisie égale à 333 bars.

La valeur de la contrainte critique, définie par le critère de rupture, est déterminée par le produit entre la contrainte normale initiale et le coefficient de friction statique, soit :

$$\sigma_c = \mu_s * \sigma_{zz}^0 \quad (III.1)$$

Plus la valeur de la contrainte cisailante initiale sera proche de la valeur de la contrainte critique (ici égale à 249,75 bars) et plus la rupture aura des facilités à se propager.

Les figures III.10.a et b nous donnent un exemple de propagation pour deux valeurs de la contrainte cisailante initiale. Sur la figure III.10.a, elle est égale à 200 bars, et sur la figure III.10.b, elle est de 249 bars.

La comparaison entre ces deux figures permet de remarquer que lorsque la valeur de la contrainte cisailante initiale est plus proche de la contrainte critique, le début de la propagation de la rupture après nucléation du crack se fait plus rapidement et, de plus, les déplacements sont augmentés.

Une valeur initiale de la contrainte cisailante proche de la contrainte critique favorise donc la propagation de la rupture.

a) $\sigma_{zx}^0 = 200 \text{ bars}$

b) $\sigma_{zx}^0 = 249 \text{ bars}$

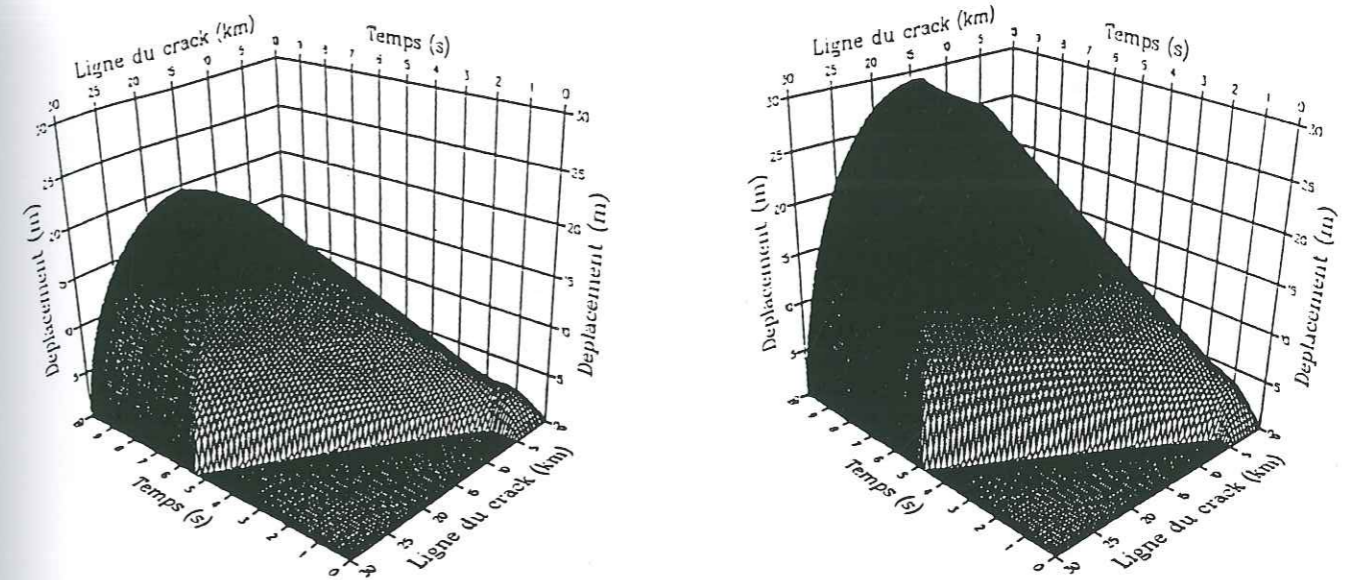


Figure III.10 : Influence de la contrainte cisailante initiale.

Le coefficient de friction statique et la contrainte normale initiale sont fixés :

$$\mu_s = 0,75 \text{ et } \sigma_{zz}^0 = 333 \text{ bars}$$

a) La contrainte cisailante initiale est de 200 bars.

b) La contrainte cisailante initiale est de 249 bars.

Le déplacement est augmenté par l'augmentation de la contrainte cisailante initiale et la vitesse est plus rapide.

III.3.b Le coefficient S :

Dans le chapitre I, nous avons donné notre propre définition du coefficient S caractéristique de la résistance du milieu. Dans notre modèle, S dépend des contraintes cisailantes et normales initiales et des coefficients de friction statique et dynamique (équation I.5).

Les figures III.11.a et b permettent de montrer l'influence de S sur la propagation de la rupture. Sur la figure III.11.a le coefficient S est exprimé en fonction de la vitesse de rupture (en km/s). Sur la figure III.11.b, S est exprimé en fonction de la longueur initiale minimale du crack permettant la nucléation et la propagation.

Sur le graphique III.11.a nous voyons que lorsque S est inférieur à 1,5, la vitesse de propagation de la rupture est proche de la vitesse des ondes P dans le milieu. On parle à ce moment là de vitesse super-cisillante. Au contraire, lorsque S est supérieur à 1,5, la vitesse de propagation de la rupture est inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le milieu, on parle alors de vitesse sub-Rayleigh. Il est à noter que nous obtenons un changement de comportement du milieu pour une valeur de S proche de 1,5 alors que Das et Aki [1977a] l'ont défini à 1,6.

Sur la figure III.11.b, nous voyons que la taille initiale minimale du crack, nécessaire à la propagation, croît avec la valeur de S : plus le milieu est résistant et plus la taille de faille initiale doit être grande pour pouvoir générer et propager une rupture.

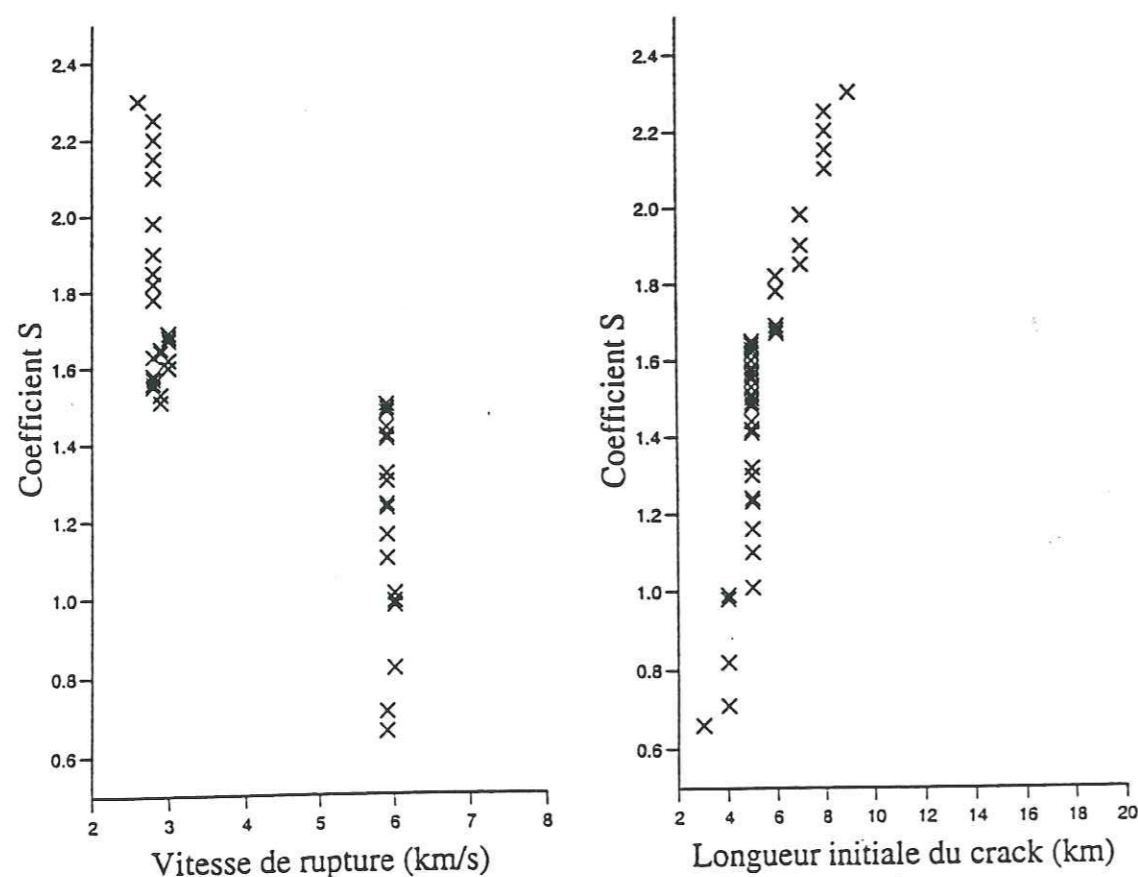


Figure III.11 : Influence du coefficient S .

- a) Influence de S sur la vitesse de rupture
- b) Influence de S sur la taille minimale initiale du crack.

III.4 Observation de la propagation dans le milieu :

Jusqu'à présent, en dehors de l'étude des contraintes statiques, nous n'avons fait que regarder les effets de la propagation suivant l'axe du crack. De manière à envisager une propagation en dehors de l'axe initial, il est nécessaire de faire une étude de cette propagation dans tout le milieu. Pour cela, nous allons représenter les contraintes cisillantes et les déplacements observés dans le milieu au cours de la propagation.

III.4.a Description du modèle :

Le crack initial a une longueur de 5 km et une longueur finale de 25,5 km. Il est discrétisé par un pas d'échantillonnage, Δx , de 500 m. Le premier point du crack initial dans le milieu est en $x = 12$ km et $z = 0$ km.

Le milieu est défini par une contrainte cisillante initiale de 200 bars et une contrainte normale initiale de 333 bars. Les coefficients de frictions statique et dynamique ayant pour valeurs respectives 0,75 et 0,52 le coefficient S est égal à 1,85. La vitesse de la rupture est donc sub-Rayleigh. La densité du milieu est de 2,8 g/cm³.

La vitesse des ondes P est $V_p = 6$ km/s, la vitesse des ondes S est $V_s = V_p / \sqrt{3}$, et la vitesse des ondes de Rayleigh est définie par : $V_{Ray} = 0,92 V_s$.

Le pas d'échantillonnage en temps est tel que $\Delta t = \Delta x / V_p$. Le nombre de points en temps est $nt = 512$ points. La fenêtre d'étude en temps est alors définie par la relation : $t_l = nt * \Delta t$. Soit $t_l = 42,67$ s.

III.4.b Les contraintes :

La figure III.12 représente les contraintes dans le milieu au cours de la propagation d'un crack instantané. L'axe x (en km) représente l'axe du crack, l'axe z (en km) est perpendiculaire au crack. Les contraintes sont exprimées en bars.

Au temps $t = 0$ s, c'est l'initialisation du crack. On observe la chute de contrainte sur le segment initial (entre 12 et 17 km suivant x et en $z = 0$). Au temps $t = 5,0$ s, la propagation se fait suivant l'axe x . La contrainte est symétrique par rapport à l'axe du crack. On observe la propagation des fronts d'ondes. Au temps $t = 9,70$ s, la rupture a déjà atteint sa dimension finale. La propagation de la rupture étant terminée, on observe la fin de la propagation des ondes dans le milieu, et en particulier la propagation de l'onde d'arrêt. Au temps $t = 21,08$ s, toutes les ondes se sont propagées. On est dans un nouvel état statique, où les contraintes sont symétriques par rapport au centre du crack et par rapport à l'axe du crack (comme pour la figure III.3).

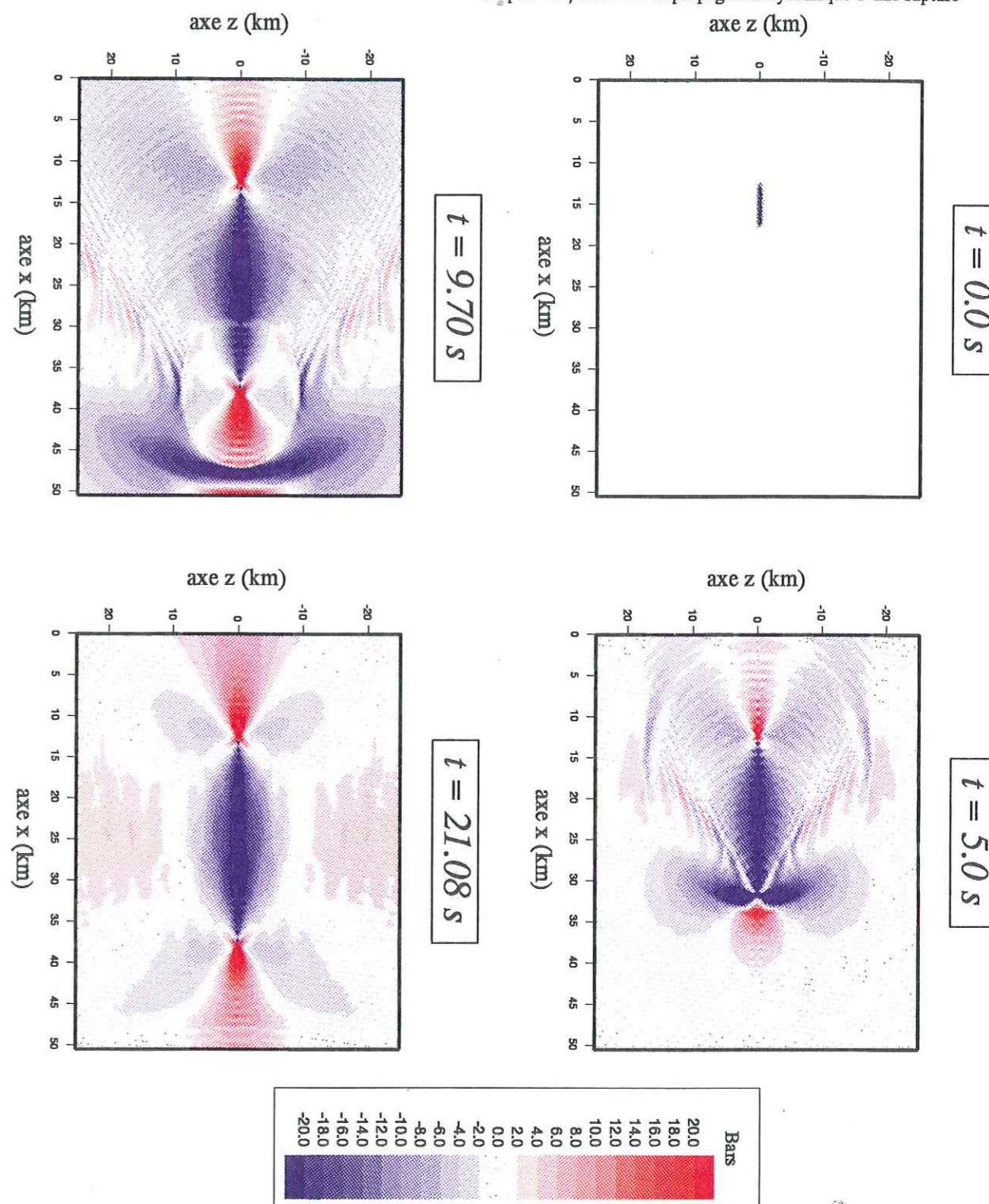


Figure III.12 : Représentation des contraintes cisillantes pour différents temps de la propagation. Les distances suivant x et z sont en kilometre, la contrainte est en bar.

III.4.c Les déplacements :

De la même manière, nous représentons les déplacements horizontaux (suivant l'axe du crack) engendrés dans le milieu par la propagation d'un crack instantané. Ces déplacements sont représentés sur la figure III.13.

Sur le dessin, l'axe x (en km) représente l'axe du crack, l'axe z (en km) est perpendiculaire au crack. Les déplacements sont exprimées en mètres.

A $t = 0$ correspond l'initialisation du crack. Le déplacement est pratiquement nul. Au temps $t = 5,0$ s, le crack se propage et on observe le déplacement sur les deux lèvres de la faille. A $t=9,70$ s, la rupture a terminé sa propagation. Le déplacement dans le milieu est maximal. A $t=21,08$ s, les ondes ont terminé leur propagation dans le milieu, on est de retour à un état statique.

III.5 Etude de la variation de la vitesse de rupture au cours de la propagation :

Au cours des différents modèles précédemment utilisés, le milieu était défini de manière unique pour une étude donnée. Pour cette raison, la vitesse de rupture calculée était constante durant toute la propagation. Ainsi, si nous voulons faire varier la vitesse de rupture, il est nécessaire de définir le milieu de façon partiellement inhomogène. Pour cela, nous choisissons d'étudier un cas concret de séisme présentant une variation de la vitesse de rupture au cours de la propagation. Le séisme choisi est celui de Imperial Valley en Californie. Au cours de l'étude réalisée sur le processus de rupture du séisme de Imperial Valley, Gariel *et al* [1990] ont montré qu'il était possible de modéliser ce processus par un modèle de crack unique. Notre modèle est donc applicable à ce séisme.

III.5.a Le séisme de Imperial Valley, Californie :

Le 15 octobre 1979, un séisme de magnitude $M_L = 6,6$ se produisit à Imperial Valley en Californie. L'intensité du choc fut estimée entre VII et IX sur l'échelle de Mercalli modifiée. Environ 8 s après son heure d'origine, la rupture sur la faille "Imperial Fault" déclenche une autre rupture sur la faille "Brawley Fault" (figure III.14). Plus de 40 stations de mouvements forts situées aux Etats-Unis [Brady *et al.*, 1980] et au Mexique [Brune *et al.*, 1982] enregistrèrent l'accélération du sol près de la source à des distances inférieurs à 35 km de la faille Impériale. La localisation exacte de l'hypocentre et l'évolution de la rupture varient sensiblement suivant les auteurs.

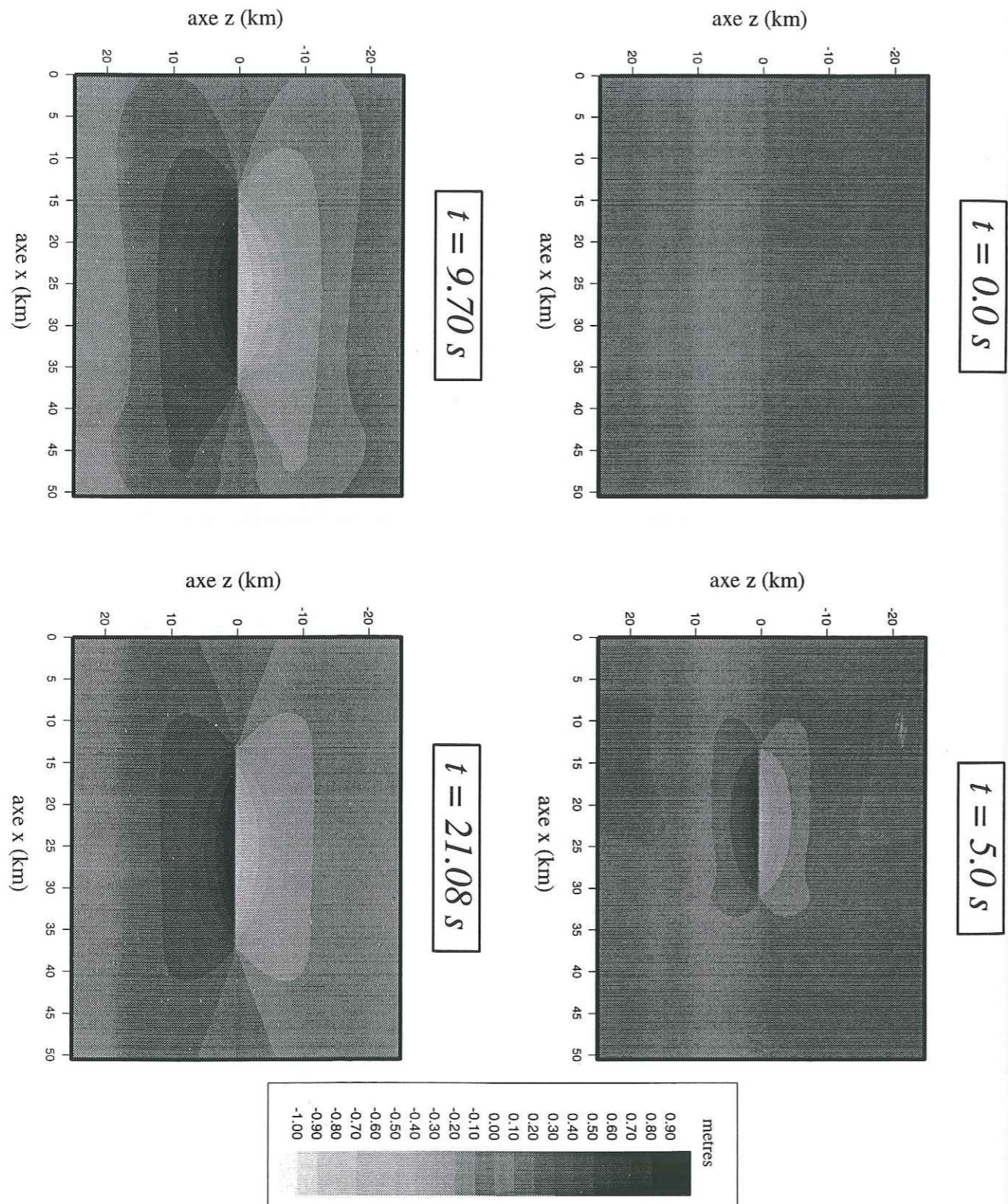


Figure III.13 : Representation des déplacements suivant x pour différents temps de la propagation. Les distances suivant x et z sont en kilomètre, les déplacements sont en mètre.

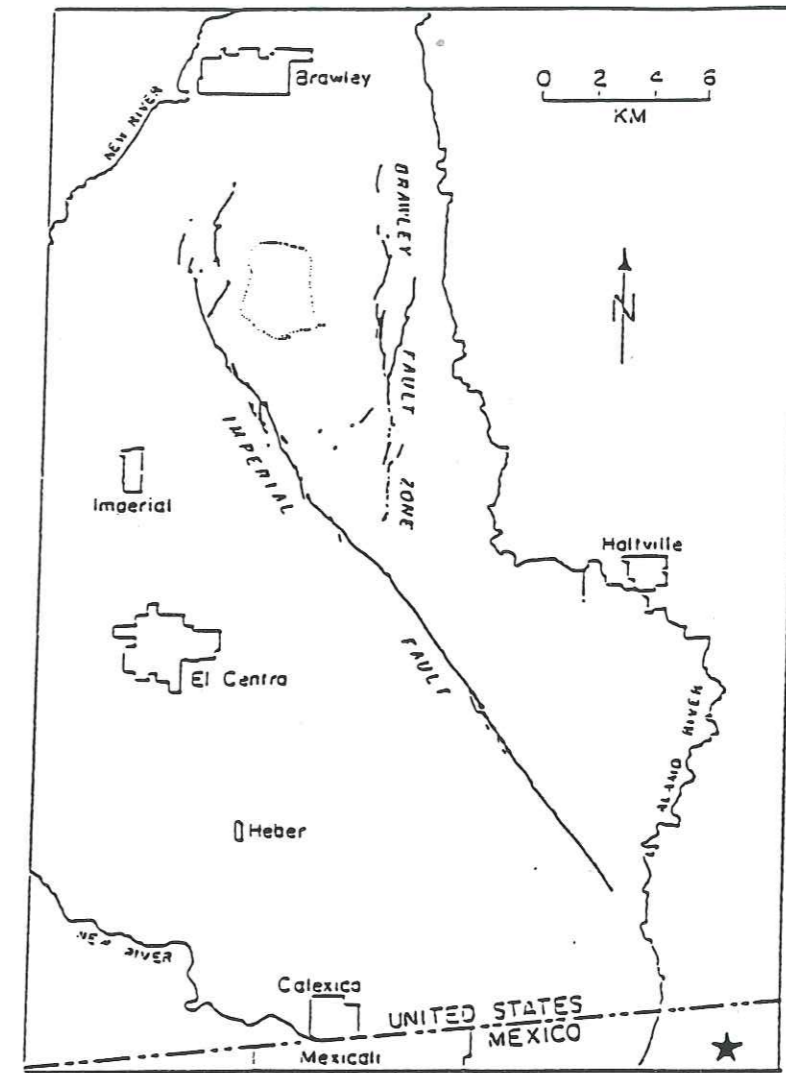


Figure III.14 : Le séisme de Imperial Valley, Californie.

Cette représentation montre la région Sud Est de la Californie et la région nord de Baja Mexico directement affectées par le séisme. L'étoile situe l'épicentre du séisme. Les traces en surface de la faille Impériale de direction Nord -Nord Ouest et de la faille de Brawley de direction Nord sont dessinées.

III.5.a Localisation de l'hypocentre :

Archuleta [1982] calcule l'hypocentre du séisme à partir des temps d'arrivées des ondes P et S. Il obtient la localisation suivante :

- Latitude $32^{\circ}39.50' \text{ N}$
- Longitude : $115^{\circ}19.80' \text{ W}$
- Profondeur : 8,0 km

Temps : 23:16:54.40 GMT

D'après Brady *et al.* [1980], la localisation serait la suivante :

Latitude 32°63 N

Longitude : 115°33 W

Profondeur : 12,0 km

Temps : 23:16:54.50 GMT

La légère différence entre ces deux localisations provient essentiellement du choix de structure pour la vitesse des ondes *P*.

III.5.c Les vitesses sismiques :

La structure en vitesses sismiques d'Imperial Valley est bien connue, aussi bien dans un profil horizontal à travers la vallée [Jackson et Lee, 1981] que pour les vitesses des ondes *P* sur la faille Impériale [McMechan et Mooney, 1980].

Sur la figure III.15, le profil des vitesses sismiques dans la vallée de la faille Impériale est donné en fonction de la profondeur.

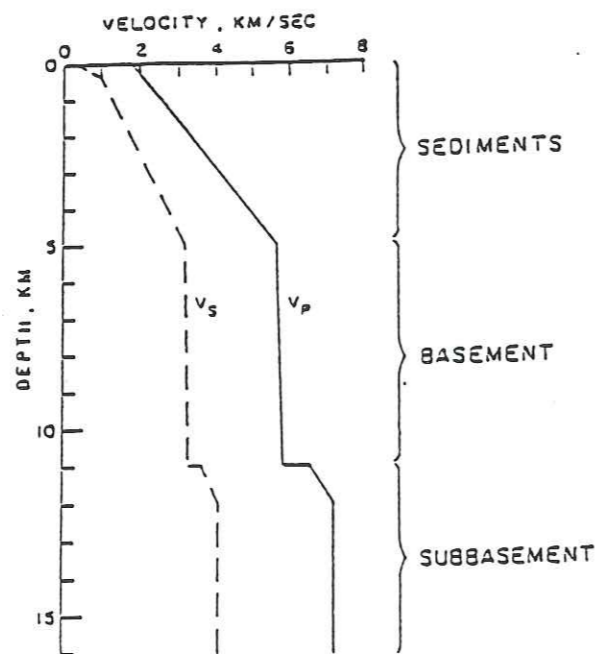


Figure III.15 : Représentation du profil des vitesses sismiques à Imperial Valley, Californie avec la nomenclature de la structure.

Le tracé représentant la vitesse des ondes *P* est tiré des résultats obtenus par McMechan et Mooney [1980]. La courbe de la vitesse des ondes *S* est déduite d'une étude sur les répliques du séisme d'Imperial Valley par Archuleta *et al.* [1979] : le rapport

V_p / V_s décroît de 9,0 à la surface jusqu'à 2,13 à 0,35 km de profondeur. De 0,35 km à 5 km, le rapport décroît de 2,13 à 1,78. De 5 km à 11 km, le rapport reste constant et égal à 1,78. En dessous de 11 km, la valeur du coefficient de Poisson est égal à 1,73.

Les différents auteurs ayant réalisé une étude sur le séisme d'Imperial Valley choisirent un modèle de vitesse sismique proche de celui précédemment décrit. Nous ferons de même pour définir notre modèle.

Au cours des différents travaux réalisés sur le séisme d'Imperial Valley, la vitesse de rupture est généralement définie comme une valeur moyenne sur toute la propagation. Cette vitesse moyenne est comprise entre 2,5 km/s et 3,1 km/s suivant les différents auteurs, [Archuleta, 1982; 1984; Hartzell et Helmberger, 1982; Spudich et Cranswick, 1982; Le Bras, 1983; Bouin et Bernard, 1994] excepté pour Olson et Apsel [1982] qui obtiennent une direction dynamique du glissement impliquant une vitesse de rupture moyenne entre 4,0 et 5,0 km/s ce qui est supérieur à la vitesse locale des ondes *S*. Ces vitesses de rupture moyennes tiennent compte des deux segments de failles ayant réagi durant la propagation. Mais le mouvement majeur ayant eu lieu sur la faille Impériale, on peut supposer que l'influence de la faille de Brawley est négligeable, et que cette vitesse moyenne est applicable sur la seule faille Impériale.

Seul Archuleta [1984] analyse pas à pas la vitesse de rupture au cours de la propagation. Pour cela, il tient compte de la variation verticale de l'inhomogénéité des paramètres élastiques dans la vallée et de la variation spatiale des paramètres de glissement sur le plan de faille. La vitesse de rupture ainsi obtenue est fortement variable. Pour une profondeur hypocentrale de 8 km, la rupture commence doucement pour accélérer et rester pratiquement constante vers 17 km. Puis soudainement elle accélère pour décélérer puis accélérer de nouveau jusqu'à une vitesse pratiquement constante. Localement elle excède la vitesse des ondes de cisaillement et même la vitesse des ondes de compression. Cependant la vitesse moyenne de rupture obtenue est inférieure à la vitesse des ondes *S*. Elle est d'environ 3,1 km/s, figure III.16.

III.5.c Description de notre modèle :

Nous avons vu que, d'après Archuleta [1984], la vitesse de rupture variait au cours de la propagation allant jusqu'à dépasser, localement, la vitesse des ondes de compression dans le milieu. Nous allons tenter de modéliser cette variation en simulant un changement de la résistance du milieu, celle-ci étant caractérisée par le coefficient *S*. Pour définir les valeurs de *S* dans le milieu, nous avons utilisé les résultats de Miyatake [1992]

obtenus dans son étude des processus dynamiques régissant la propagation et appliquée au séisme d'Imperial Valley.

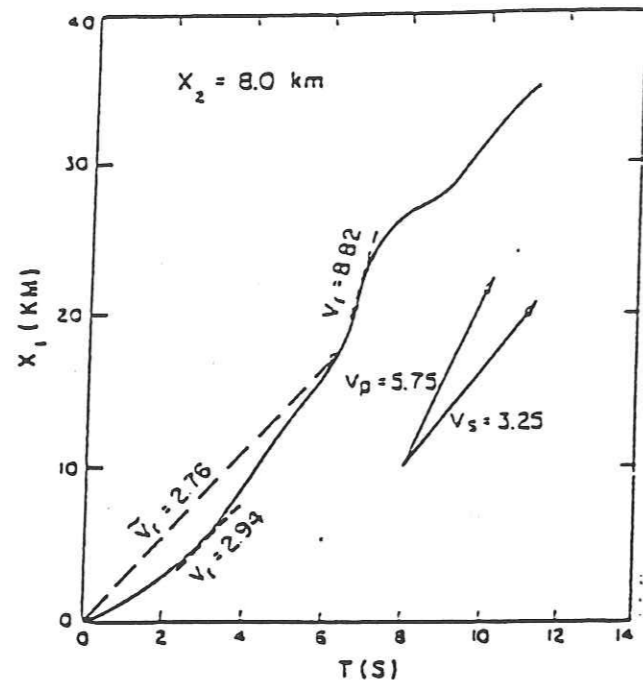


Figure III.16 : Vitesse de rupture obtenue par Archuleta [1984]. La vitesse est donnée par la pente des différentes droites. x_2 est la profondeur hypocentrale du séisme. x_1 est la distance suivant la direction de propagation. V_p et V_s sont les vitesses des ondes P et S dans le milieu. La vitesse moyenne est inférieure à la vitesse des ondes S, mais elle peut, localement, excéder la vitesse des ondes P.

Suivant notre définition de S, il est possible de déduire sa valeur, à partir des travaux réalisés par Miyatake, par le rapport entre le "strength excess" (σ_{exc}) et la chute de contrainte ($\Delta\sigma$). En effet, Miyatake définit le "strength excess" (σ_{exc}) comme étant la différence de contrainte entre la contrainte résiduelle sur la faille et la contrainte initiale appliquée : c'est à dire suivant notre notation (μ_s étant le coefficient de friction statique):

$$\sigma_{exc} = \mu_s \sigma_{zz}^0 - \sigma_{zx}^0 \quad (III.3)$$

De même, la chute de contrainte ($\Delta\sigma$) est définie par la relation suivante (μ_d étant le coefficient de friction dynamique) :

$$\Delta\sigma = \sigma_{zx}^0 - \mu_d \sigma_{zz}^0 \quad (III.4)$$

σ_{exc} est représenté sur la figure III.17. Le modèle est dessiné sur 15 km de profondeur et sur 45 km le long de la direction de propagation.

$\Delta\sigma$ est elle représentée sur la figure III.18. Comme pour le "strength excess", le modèle est dessiné sur 15 km de profondeur et sur 45 km le long de la direction de propagation.

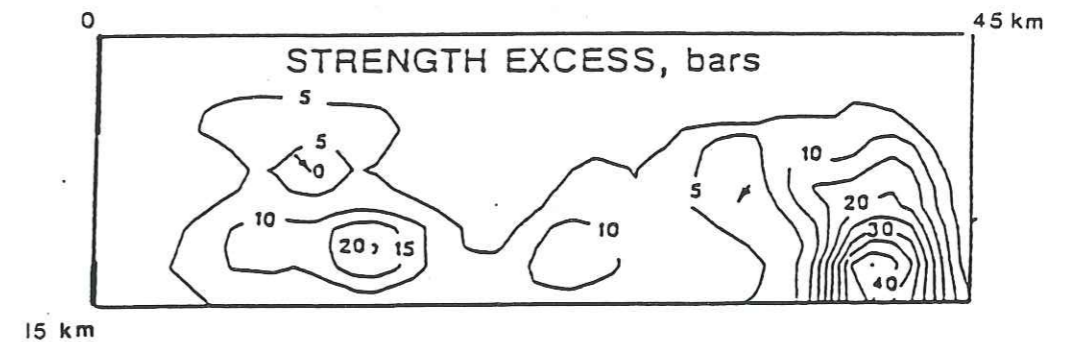


Figure III.17 : Distribution du "strength excess" calculé pour le séisme de Imperial Valley, Californie par Miyatake [1992].

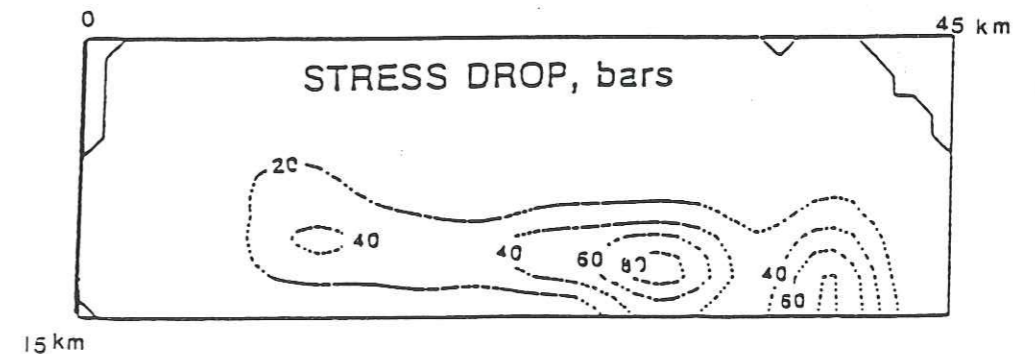


Figure III.18 : Distribution de la chute de contrainte calculée pour le séisme de Imperial Valley, Californie par Miyatake [1992].

Pour pouvoir déterminer un modèle de S, il est important de considérer la profondeur du séisme. En effet, les distributions de σ_{exc} et de $\Delta\sigma$ varient en fonction de la profondeur. Comparons les variations de ces deux distributions pour deux

profondeurs: celle déterminée par Archuleta [1982] (à 8 km) et celle déterminée par Brady *et al.* [1980] (à 12 km).

* La chute de contrainte $\Delta\sigma$:

La variation de la chute de contrainte, $\Delta\sigma$, à 8 km de profondeur est moins importante qu'à 12 km de profondeur. A 8 km de profondeur, $\Delta\sigma$ présente une zone de plus forte valeur, entre 9 et 15 km environ. Alors qu'à 12 km de profondeur, il existe deux zones de plus forte valeur pour $\Delta\sigma$: la première entre 22 km et 34 km environ et la deuxième entre 36 km et 42 km environ. De plus, la chute de contrainte est plus importante à 12 km de profondeur qu'à 8 km de profondeur.

* Le "strength excess" σ_{exc} :

En ce qui concerne le "strength excess", là aussi la variation est plus importante à 12 km qu'à 8 km de profondeur. A 8 km, on peut définir deux zones de variation : une entre 7,5 km et 15 km environ où σ_{exc} est faible et l'autre entre 31 km et 43,5 km environ où σ_{exc} passe est tout d'abord faible puis augmente fortement. A 12 km de profondeur, trois zones se dessinent : la première entre 7 km et 13,5 km environ où σ_{exc} atteint de fortes valeurs, la deuxième entre 19 km et 26,5 km environ où σ_{exc} est un peu plus faible que dans la zone précédente et la dernière entre 34 et 44,5 km environ où σ_{exc} atteint des valeurs maximales. Les valeurs atteintes par σ_{exc} sont plus grandes à 12 km de profondeur qu'à 8 km.

* La variation de S :

De manière à réaliser un modèle de variation de S , j'ai choisi de regarder le rapport exact entre les variations de σ_{exc} et de $\Delta\sigma$. Puisque ce rapport me donne uniquement des valeurs de S inférieures à 1, j'ai choisi de conserver la forme générale des variations de ces deux paramètres. Les valeurs numériques de S sont alors obtenues en multipliant arbitrairement les deux paramètres de façon à observer d'importantes variations du coefficient S .

Pour exprimer cette variation de S dans le milieu, j'ai créé quatre modèles. Les deux premiers correspondent à la variation de S à 8 km de profondeur, les deux autres à la variation de S à 12 km de profondeur. Pour ces quatre modèles, quelques paramètres resteront constants :

* La densité est choisie égale à $\rho = 2,8 \text{ g/cm}^3$ [Sade *et al.*, 1984].

* La longueur initiale du crack est de 5 km, représentée par 10 points. Pour cette raison, sur toutes les figures représentant la vitesse de rupture, le kilomètre 5 correspond au début de la propagation. La longueur finale est de 45 km, représentée par 90 points de discrétisations.

* Les contraintes cisailantes et normales initiales sont fixées respectivement à 200 bars et 333 bars. La variation de S sera donnée par la variation des coefficients de friction dans le milieu.

* L'arrêt de la propagation est réalisé par la présence d'une barrière. Celle-ci est exprimée en terme de contrainte : La valeur de la contrainte critique à dépasser pour permettre à la rupture de se propager en ce point est égale à 1000 bars.

* Suivant la profondeur choisie, nous définirons les vitesses des ondes sismiques suivantes :

-> A 8 km de profondeur, le choix de la vitesse des ondes P et S est de 5,78 km/s et de 3,25 km/s respectivement [Archuleta, 1992]. La vitesse des ondes de Rayleigh est telle que $V_{Ray} = 0,98 * V_S$, alors $V_{Ray} = 3,18 \text{ km/s}$.

-> A 12 km de profondeur, le choix de la vitesse des ondes P est définie à partir de la figure III.15, soit $V_P = 7,1 \text{ km/s}$. Avec un coefficient de Poisson égal à 1,73 [Archuleta *et al.*, 1979], la vitesse des ondes S est $V_S = 3,99 \text{ km/s}$. La vitesse des ondes de Rayleigh est telle que: $V_{Ray} = 0,93 V_S = 3,72 \text{ km/s}$.

III.5.e Résultats à 8 km de profondeur :

Lorsque la profondeur de l'épicentre est à 8 km. S présente une chute de sa valeur entre 10 et 15 km suite à l'augmentation de la chute de contrainte dans le milieu, et a une faible valeur du "strength excess". Après 15 km, la valeur de S croît pour être maximale vers 45 km, suite à l'augmentation du "strength excess" et à la faible valeur de la chute de contrainte.

Suite à ces observations, j'ai créé deux modèles différents de S . Ces modèles ne prennent pas en compte les valeurs exactes obtenues par Miyatake pour le "strength excess" et pour la chute de contrainte mais tiennent compte de la modification générale de ces deux valeurs. Le premier correspond à une soudaine augmentation de S après 15 km de propagation (appelé modèle 1). Le deuxième observe cette même augmentation mais par paliers (appelé modèle 2).

* Modèle 1 :

Les figures III.19.a et b présentent les résultats obtenus pour le premier modèle. Sur la figure III.19.a, la position du front du crack étant donné en fonction du temps, la vitesse de rupture est calculée à partir de la pente des différentes courbes. La figure III.19.b représente le coefficient S dans le milieu par rapport à la position du front du crack.

Sur la représentation de S en fonction de la position du front du crack suivant l'axe de la faille, nous voyons que celle-ci est inférieure à 1,5 entre 10 et 15 km. En dessous de 10 km elle est proche de 2, et au dessus de 15 km elle est égale ou supérieure à 4.

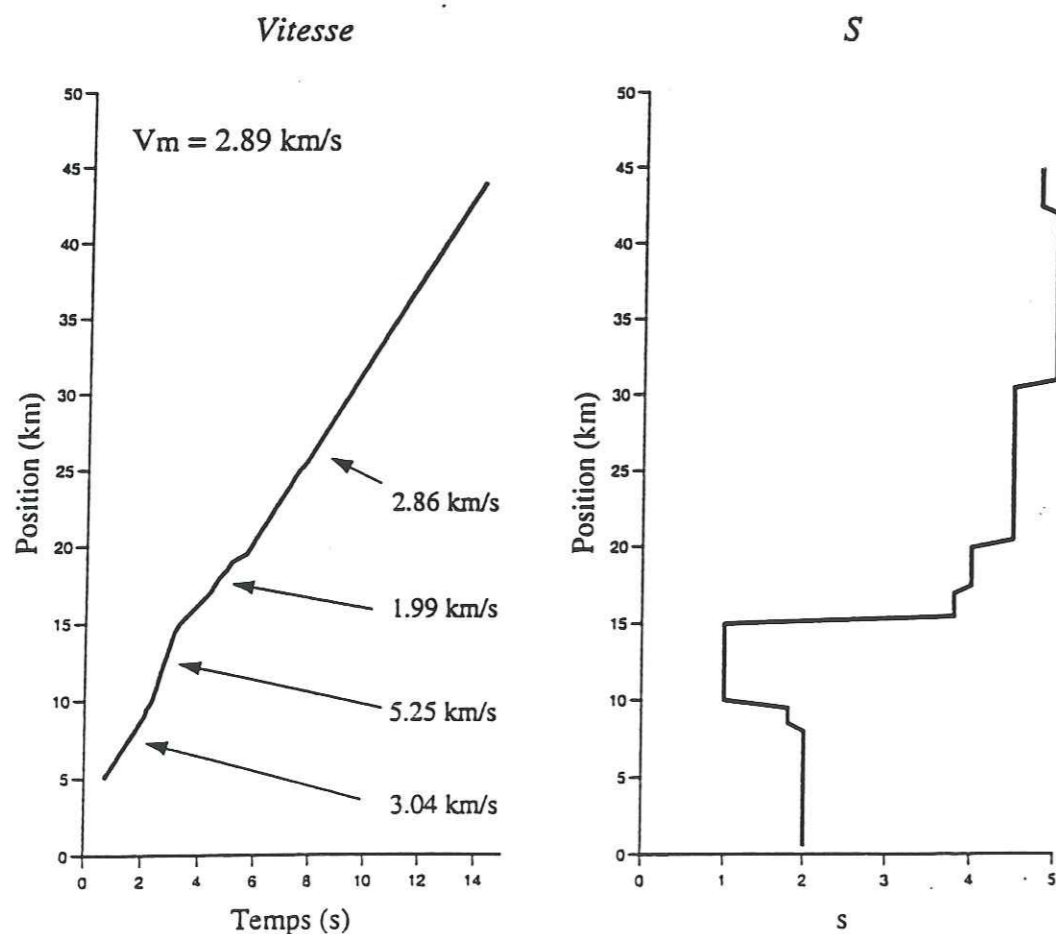


Figure III.19 : a) Vitesse de propagation du crack à 8 km de profondeur.

Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement proche de la vitesse des ondes P dans le milieu.

La vitesse moyenne est inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh.

b) Valeur de S dans le milieu.

S montre une chute de sa valeur entre 10 et 15 km, puis une très forte augmentation.

Au cours de la propagation, la vitesse de rupture présente quatre variations de vitesse. Elle commence à 3,04 km/s entre 5 et 10 km ce qui est inférieur à la vitesse des ondes de Rayleigh et à la vitesse des ondes S dans le milieu. Entre 10 et 15 km la vitesse accélère pour atteindre une vitesse de 5,25 km/s, proche de la vitesse des ondes P dans le milieu. L'augmentation brutale de la valeur de S , jusqu'à une valeur largement supérieure à 1,5, entraîne une vitesse de rupture très faible de 1,99 km/s entre 15 et 20 km. Cette vitesse est inférieure à la vitesse de toutes les ondes sismiques dans le milieu. Finalement la vitesse de rupture augmente de nouveau pour atteindre une valeur constante de 2,86 km/s jusqu'à la fin de la propagation. En effet, nous voyons que les faibles variations de S entre 23 km et 45 km ($4,5 < S < 5$) n'entraînent aucun changement dans la valeur de la vitesse de rupture. Cette valeur est sub-Rayleigh puisque S est supérieur à 1,5. La vitesse moyenne de propagation est de 2,89 km/s.

* Modèle 2 :

Sur les figures III.20, la vitesse de la propagation du front de rupture est représentée pour un nouveau modèle de S .

Initialement, la valeur de S est la même que sur le modèle précédent. Mais dès 8 km elle a une valeur inférieure à 1,5 et ceci jusqu'à 18 km. Ensuite elle augmente par paliers jusqu'à une valeur égale à 5.

Cette variation de S entraîne la variation de vitesse de rupture suivante : entre 5 et 8 km, la vitesse de rupture est de 3,21 km/s. Elle est donc inférieure à la vitesse de propagation des ondes cisailantes et des ondes de Rayleigh dans le milieu. Puis entre 8 et 20 km la vitesse de rupture est de 5,78 km/s ce qui correspond à la vitesse des ondes de compression dans le milieu. Elle est donc super-cisailante et ceci à la suite de la faible valeur de S . A partir de 20 km, la vitesse de rupture est pratiquement constante et égale à 2,86 km/s qui est une vitesse inférieure aux vitesses de toutes les ondes sismiques dans le milieu. La vitesse moyenne de propagation est de 3,33 km/s.

* Comparaison des deux modèles :

Dans ces deux modèles, la vitesse de propagation du front de rupture débute à une vitesse inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le milieu (entre 5 km et 10 km pour le modèle 1 et entre 5 et 8 km pour le modèle 2). Cette vitesse de rupture est plus faible dans le premier modèle que dans le second. Le passage entre une valeur de S supérieure à 1,5 et une valeur de S inférieure à 1,5 se faisant plus brutalement dans le premier modèle que dans le second, ceci influence la vitesse de rupture.

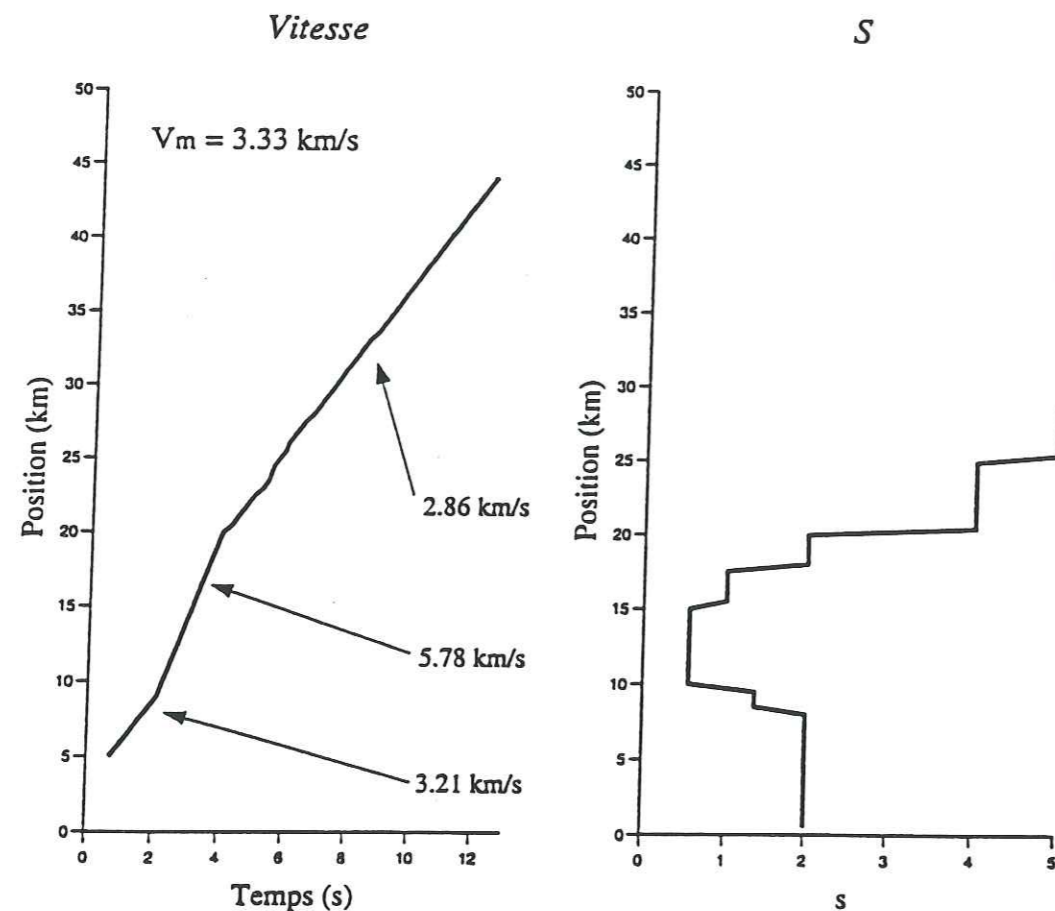


Figure III.20 : a) Vitesse de propagation du crack à 8 km de profondeur.

Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement supérieure à la vitesse des ondes P dans le milieu.

b) Valeur de S dans le milieu.

S montre une chute de sa valeur entre 10 et 15 km, puis une augmentation par paliers.

La vitesse accélère ensuite entre 10 km et 15 km environ. Pour le modèle 1, la croissance rapide de S après 15 km entraîne un très faible vitesse qui n'apparaît pas dans le modèle 2. Les deux modèles terminent leur propagation avec une vitesse de rupture inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le milieu. La vitesse moyenne obtenue au cours de la propagation pour le modèle 1 est inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh alors que pour le modèle 2 cette même vitesse est supérieure à la vitesse des ondes de Rayleigh. Cette différence de vitesse moyenne est une conséquence de l'apparition de la très faible vitesse de rupture dans le premier modèle.

Nous voyons que la différence de forme de variation de S dans le milieu entraîne des vitesses de ruptures ayant un schéma global identique (vitesse de rupture sub-Rayleigh puis super cisailante puis de nouveau sub Rayleigh) mais des valeurs numériques différentes.

III.5.f Résultats à 12 km de profondeur :

Comme pour la représentation de la variation de la vitesse de rupture à 8 km de profondeur, deux modèles ont été utilisés pour simuler la variation de S dans le milieu à 12 km de profondeur. Pour ces deux modèles S présente une faible valeur entre 15 km et 20 km, qui correspond à une faible valeur du "strength excess" et à une valeur plus importante de la chute de contrainte. En fin de propagation, la chute de contrainte et le "strength excess" présentent de fortes augmentations. Mais celles-ci étant plus importantes pour le "strength excess" que pour la chute de contrainte, nous avons traduit ces variations par une augmentation de S dans le milieu. Dans le modèle 1, S passe rapidement d'une valeur très faible (proche de 0) à une valeur supérieure à 1,5. Dans le modèle 2, cette augmentation de S se fera par paliers.

* Modèle 1 :

Les figures III.21.a et b représentent la variation de la vitesse du front du crack (par la pente des courbes de la figure II.21.a) et du coefficient S au cours de la propagation.

Le coefficient S est égal à 2 entre 5 km et 8 km. Puis sa valeur est égale à 1,5 entre 8 km et 15 km. entre 15 km et 20 km, S atteint sa valeur minimale : 0,5. A partir de 20 km S augmente brusquement pour obtenir une valeur égale à 5.

La vitesse de rupture est de 3,55 km/s entre 5 et 10 km, c'est une vitesse sub Rayleigh qui correspond bien à une valeur de S supérieure ou égale à 1,5. Entre 15 et 20 km, la vitesse de rupture est de 7,1 km/s ce qui est proche de la vitesse des ondes P dans le milieu. Entre 20 et 22 km, la vitesse de rupture est de 0,59 km/s, ceci suite à la forte augmentation de S qui passe d'une valeur inférieure de 0,5 à une valeur de 5. Puis dès le kilomètre 21, la vitesse de rupture correspond à la vitesse finale qui est de 3,47 km/s, ce qui est inférieur à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le milieu. La vitesse moyenne est de 3,50 km/s.

27 AOÛT 2003

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

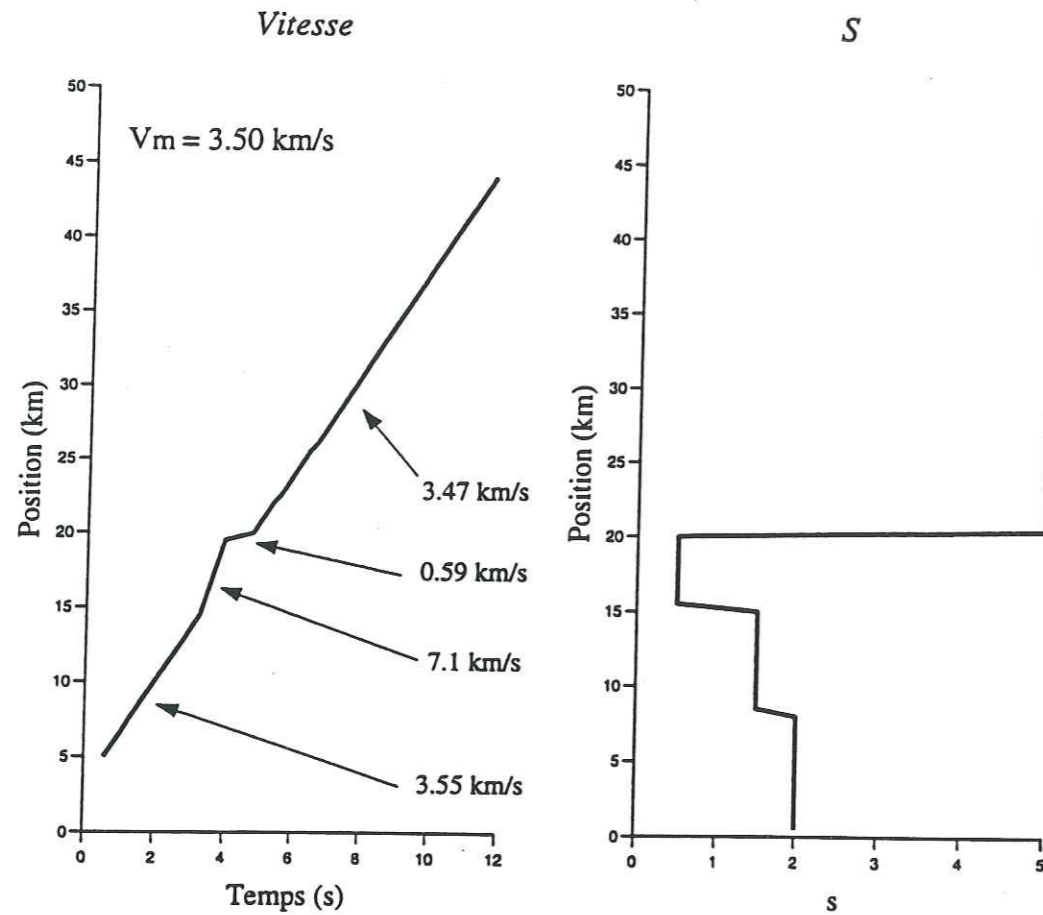


Figure III.21 : a) Vitesse de propagation du crack à 12 km de profondeur.

Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement supérieure à la vitesse des ondes P dans le milieu.

b) Valeur de S dans le milieu.

S montre une chute de sa valeur entre 18 et 20 km, puis une forte augmentation.

* Modèle 2 :

Les figures III.22.a et b représentent la variation de la vitesse du front du crack et du coefficient S au cours de la propagation pour le nouveau modèle.

Le coefficient S est égal ou supérieur à 2 entre 5 km et 14 km. Puis entre 14 km et 16 km sa valeur est égale à 1. De 16 km à 19 km, S atteint sa valeur minimale de 0,3. Entre 20 km et 22 km elle passe d'une valeur proche de 2 à une valeur proche de 4. Ensuite, à partir de 22 km, sa valeur varie légèrement mais reste toujours comprise entre 3,5 et 5.

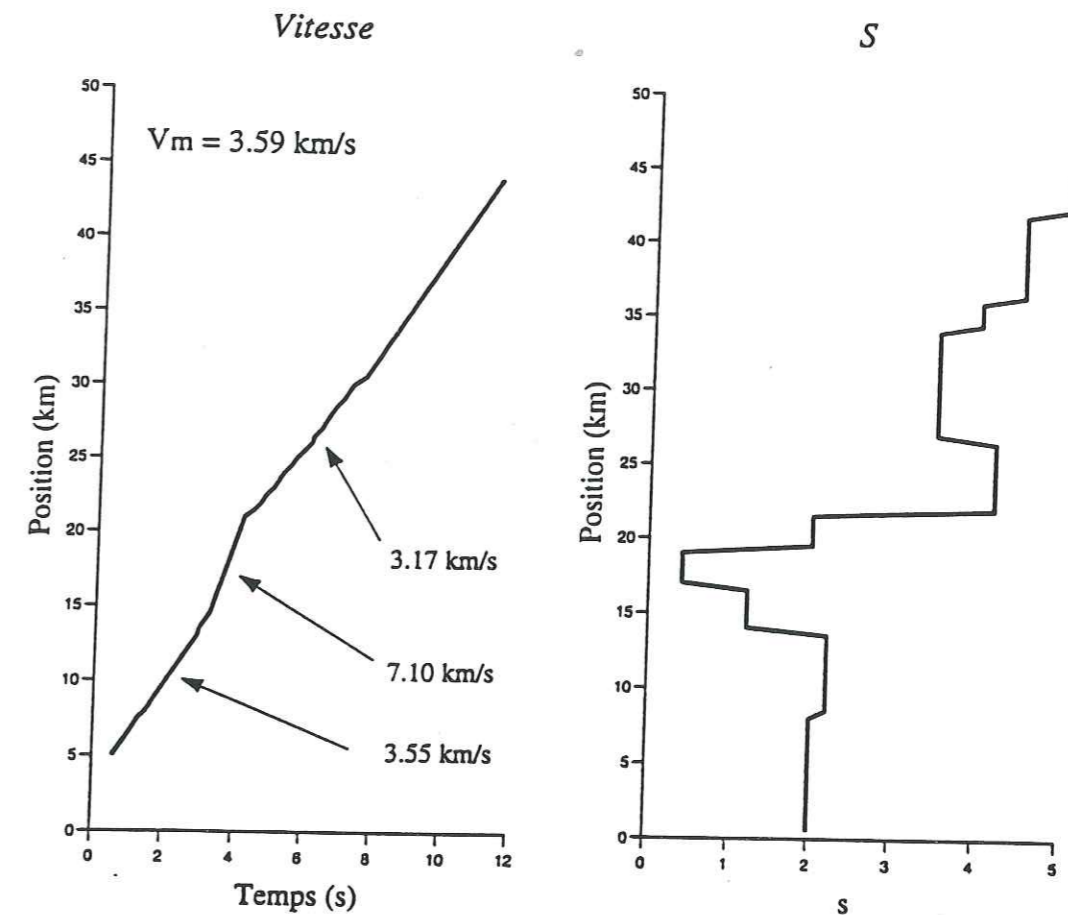


Figure III.22 : a) Vitesse de propagation du crack à 12 km de profondeur.

Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement supérieure à la vitesse des ondes P dans le milieu.

b) Valeur de S dans le milieu.

S montre une chute de sa valeur entre 18 et 20 km, puis augmente par palier.

La vitesse de rupture est initialement égale à **3,55 km/s** entre 5 et 14 km. Cette vitesse est inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le milieu. Puis elle augmente pour obtenir une vitesse de **7,1 km/s**, proche de la vitesse des ondes de compression entre 14 et 22 km, ceci suite à la valeur de S inférieur à 1,5 entre 14 et 20 km. Finalement la vitesse termine sa rupture à **3,17 km/s** ce qui est inférieure aux vitesses de toutes les ondes sismiques dans le milieu. La vitesse moyenne de propagation de la rupture est de **3,59 km/s**.

* Comparaison des deux modèles :

A 12 km de profondeur, les vitesses de rupture moyennes calculées par nos modèles sont supérieures à celles obtenues par d'autres auteurs, mais restent toujours proche de la valeur définie par Archuleta [1984]. Ceci est explicable par le choix des vitesses des ondes sismiques dans le milieu.

Nous voyons que la vitesse moyenne est plus faible dans le premier modèle que dans le deuxième. Ceci correspond au fait que S varie beaucoup plus brusquement dans le modèle 1 que dans le modèle 2. De plus, le palier rencontré à 22 km permet au second modèle de ne pas présenter la portion de vitesse de rupture très faible observée dans le premier modèle entre 20 km et 22 km. La vitesse de rupture proche de la vitesse des ondes P est observée plus tôt dans le modèle 1 car S est inférieur à 1,5 dès le treizième kilomètre, alors que dans le modèle 2 cette valeur n'est obtenue qu'à partir du kilomètre 15. Dans ces deux modèles, les vitesses de rupture moyennes obtenues sont sub-Rayleigh.

* Résumé :

En conclusion de ces 4 modèles, nous pouvons dire que, grâce à la variation de S dans le milieu, nous avons pu faire varier la vitesse de rupture au cours de la propagation, et ceci jusqu'à atteindre des valeurs localement proche à la vitesse des ondes P dans le milieu. Bien que nous n'ayons pas obtenu exactement les mêmes valeurs numériques que celle de Archuleta [1984], nous voyons que la vitesse de rupture moyenne obtenue pour ces 4 modèles est comprise entre 2,89 km/s et 3,59 km/s. Les vitesses de rupture moyenne obtenues à 8 km de profondeur sont plus proches de celles définie par Archuleta. Ceci en raison de la valeur choisie pour les vitesses des ondes sismiques dans le milieu.

Remarquons aussi que Archuleta avait obtenu une vitesse de rupture super-cisillante entre 18 km et 25 km. Dans les modèles à 8 km de profondeur, nous obtenons ces vitesses super-cisillantes entre 10 km et 15 km, à 12 km de profondeur, elles se situent entre 15 km et 20 km.

Ces quatre modèles nous ont permis de mettre en évidence l'influence de la variation de S sur la vitesse de rupture. Pour nous permettre de mieux comprendre le phénomène qui accompagne les très faible valeur de la vitesse de rupture lorsque S présente une brusque croissance, nous avons réalisé deux nouveaux modèles basés sur celui de la figure III.21. Sur cette figure, S passait brusquement de 0,5 à 5 à 20 km. Les

figures III.23 et III.24 présentent tous les deux un palier pour couper cette brusque augmentation.

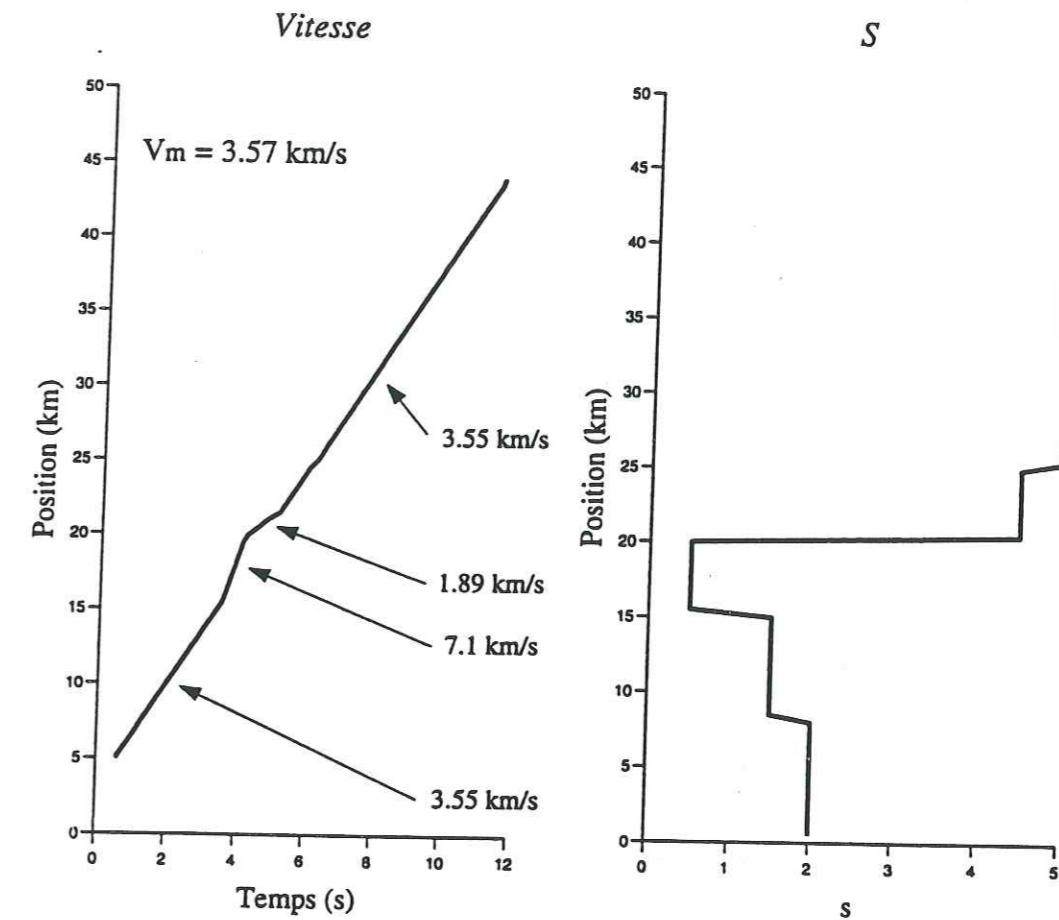


Figure III.23 : a) Vitesse de propagation du crack à 12 km de profondeur.

Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement supérieure à la vitesse des ondes P dans le milieu.

b) Valeur de S dans le milieu. S est représenté de la même manière que sur la figure III.21 excepté par l'existence d'un palier ($S = 4,5$) entre 20 et 25 km.

Sur la figure III.23, le palier correspondant à $S = 4,5$ se situe entre 20 km et 25 km. Nous voyons alors que ce palier influence la vitesse de propagation de la rupture à partir de 20 km. De 5 à 15 km, la vitesse est de 3,55 km/s. De 15 km à 20 km, cette vitesse augmente jusqu'à atteindre 7,10 km/s puis elle chute, entre 20 km et 23 km à la valeur de 1,89 km/s (au lieu de 0,59 km/s pour le cas sans palier) et termine sa propagation à une vitesse de 3,55 km/s (3,47 km/s dans le cas sans palier). Ce palier, situé très près de la valeur maximale de S , n'influence pas la forme générale de la vitesse de rupture mais les valeurs qui lui sont associées. D'une manière générale, cette présence favorise la propagation puisque la vitesse de rupture, excepté dans la zone super-

cisailante, est généralement plus forte que sur la figure III.21. La vitesse moyenne obtenue est elle aussi plus grande lorsque nous insérons un palier (3,57 km/s au lieu de 3,50 km/s dans le cas sans palier).

La figure III.24 présente elle aussi un palier, mais la valeur de S entre 20 km et 25 km est alors égale à 2. Nous voyons que ce palier permet d'annuler la présence d'une très faible vitesse de rupture entre 20 km et 22 km. La propagation débute avec une vitesse de rupture entre 5 km et 10 km égale à 3,55 km/s (comme dans les cas précédents) puis entre 15 km et 25 km cette vitesse atteint 6,77 km/s. La propagation se termine alors avec une vitesse de rupture de 3,37 km/s (plus faible que les valeurs précédentes) La vitesse moyenne est de 3,95 km/s. Elle est bien plus forte que dans les cas où S augmentait brusquement.

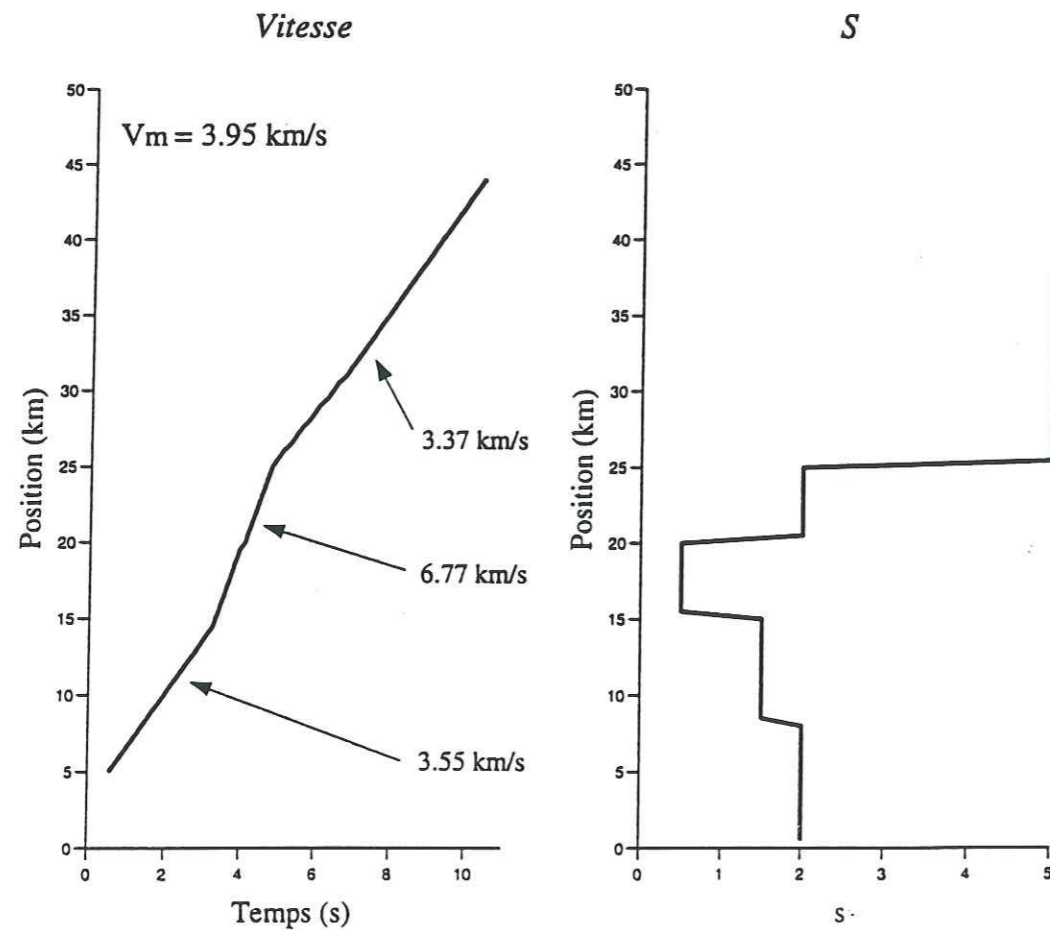


Figure III.24 : a) Vitesse de propagation du crack à 12 km de profondeur. Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement supérieure à la vitesse des ondes P dans le milieu.

b) Valeur de S dans le milieu. S est représenté de la même manière que sur la figure III.21 excepté par l'existence d'un palier ($S = 2$) entre 20 et 25 km.

Lorsque le palier était proche de la valeur finale de S et en l'absence de palier, la vitesse de rupture super-cisailante se limitait entre 15 km et 20 km. Sur cette figure, cette vitesse super-cisailante se poursuit jusqu'à 25 km. Ce palier situé à une valeur de S plus proche de la limite (située à 1,5) favorise donc la propagation super-cisailante.

Grâce à ces deux nouveaux modèles, nous voyons que le style de croissance de S influence la vitesse de propagation. Lorsque cette croissance se fait brusquement (figures III.21 et III.23), la vitesse de rupture présente une très faible valeur. Par contre, lorsqu'elle se fait plus progressivement, cette très faible valeur de la vitesse de rupture disparaît. De plus, la présence du palier en $S = 2$ sur la figure III.24 favorise la vitesse de propagation super-cisailante. C'est d'ailleurs le seul modèle qui présente une vitesse super-cisailante jusqu'à 25 km comme l'avait obtenu Archuleta [1984].

Voyons maintenant si il est possible de trouver une valeur de S telle que la vitesse de rupture ralentisse puis ensuite s'arrête. En effet, dans tous les cas précédents, la vitesse de rupture était ralentie par l'apparition d'une très forte valeur de S , mais la propagation ne s'arrêtait que lorsqu'elle rencontrait une barrière finale.

La figure III.25 représente ce nouveau cas. Jusqu'à 20 km, S présente les mêmes variations que précédemment. A partir de 20 km, S croît de manière linéaire pour atteindre la valeur 7,5 au kilomètre 25. S conserve alors cette valeur jusqu'à la fin de la définition du milieu.

La vitesse initiale est de 3,55 km/s comme dans les cas précédents. Elle accélère ensuite pour atteindre la valeur de 7,1 km/s. Puis, suite à la croissance régulière de S , on observe une vitesse plus faible de 4,74 km/s. Cette vitesse diminue de nouveau jusqu'à 0,83 km/s, puis la rupture s'arrête, ceci suite à la forte valeur de S .

Nous avons ainsi représenté différentes barrières pour une propagation :

* Tout d'abord, lorsque cette barrière est très faible (palier à $S = 2$), la propagation n'est pas vraiment perturbée. La vitesse de rupture passe d'une vitesse super-cisailante à une vitesse sub-Rayleigh sans présenter de phase intermédiaire.

* Lorsque la barrière est plus forte ($S = 4,5$ ou $S = 5$), la rupture a plus de mal à se propager, elle doit développer plus d'énergie pour pouvoir casser cette barrière. Ce développement d'énergie est représenté par une très faible valeur de sa vitesse. Puis, ayant réussi à casser la barrière, elle continue à se propager normalement à une vitesse sub-Rayleigh. Nous avons vu, de plus, que de très légères variations de S (figure III.21) ne modifiaient pas la vitesse de rupture.

* Pour finir, lorsque S augmente régulièrement jusqu'à une forte valeur, la rupture développe énormément d'énergie pour casser la barrière, elle observe alors une vitesse de propagation de plus en plus faible. Elle n'a alors plus assez d'énergie pour continuer à se propager. La propagation est ainsi arrêtée par cette barrière.

* Nous aurions pu réaliser un cas supplémentaire où la barrière est trop importante pour être cassée. Mais ce cas correspond en fait à notre condition d'arrêt de propagation. Il a donc déjà été représenté.

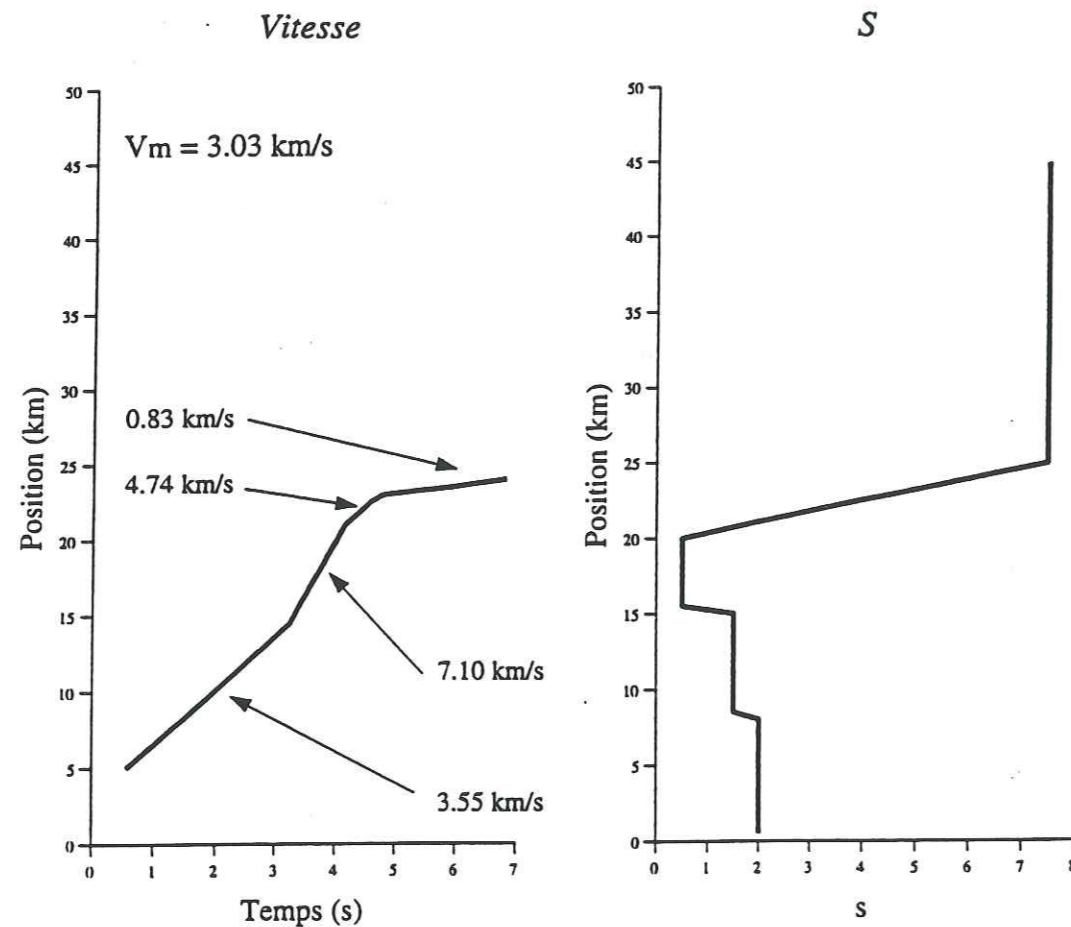


Figure III.25 : a) Vitesse de propagation du crack à 12 km de profondeur.

Cette vitesse est donnée par la pente des différentes courbes. Elle est localement supérieure à la vitesse des ondes P dans le milieu.

b) Valeur de S dans le milieu.

S montre une chute de sa valeur entre 18 et 20 km, puis une forte augmentation.

III.6 Conclusion :

Nous avons débuté notre étude par le crack stationnaire. Ce qui nous a permis de valider notre méthode. A partir des résultats apportés par le crack stationnaire, nous avons

défini les contraintes cisailantes au front du crack. Ces contraintes nous ont permis de définir deux valeurs de contraintes critiques de manière à étudier deux styles de crack : le crack métastable et le crack instantané. Le comportement général de ces deux cracks étant le même, nous nous contentons dans la suite du chapitre d'étudier un crack instantané.

Nous avons alors représenté la propagation du crack dans le milieu, et discuté de l'influence du milieu sur cette propagation. Nous avons ainsi défini une valeur de S caractéristique de notre modèle : Si S est supérieure à 1,5, la vitesse de rupture est sub-Rayleigh, par contre, pour S inférieure à 1,5, la vitesse de rupture est super-cisillante. Cette valeur obtenue pour S est légèrement différente de celle définie par Das et Aki [1977a]. En effet, ils l'avaient située à 1,6.

Grâce à cette caractéristique de S , nous avons pu définir différents modèles de vitesse de rupture pour le séisme de Imperial Valley, Californie. D'une manière générale, la rupture commence à se propager à une vitesse supérieure à la vitesse des ondes S pour se poursuivre à une vitesse proche de la vitesse des ondes P dans le milieu et finalement terminer la propagation à une vitesse inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh. Nous avons aussi montré l'influence de la variation de S par différents modèles. S peut ainsi correspondre aux différentes barrières que l'on peut rencontrer dans le milieu.

En dehors de la propagation d'un crack suivant un axe unique, il est intéressant de regarder ce qui se passe lorsque la rupture se propage suivant deux segments parallèles entre eux. C'est ce que nous verrons dans le chapitre suivant.

*CHAPITRE IV :
PROPAGATION DYNAMIQUE D'UNE RUPTURE
AVEC SAUT DE FAILLE*

CHAPITRE QUATRE : PROPAGATION DYNAMIQUE D'UNE RUPTURE AVEC SAUT DE FAILLE

Une question irrésolue dans les mécanismes des tremblements de terre est pourquoi les séismes s'arrêtent et/ou pourquoi ils se produisent sur des segments discrets de longueurs finies. Une explication possible est un changement de la contrainte. C'est à dire que les séismes s'arrêtent lorsqu'ils atteignent une région de plus faible contrainte tectonique. L'autre possibilité, est que l'extension de la rupture soit contrôlée par le changement de contrainte produit par un changement dans les propriétés du matériau dans la zone de faille ou par un changement de la géométrie de la faille telle que un saut entre deux segments de faille. Bien sur, il y a des chances pour que ces deux processus contribuent en même temps au phénomène, la question est alors de savoir lequel des deux est dominant dans un cas particulier.

IV.1 Introduction :

Les études de terrain montrent que les failles ont des caractéristiques géologiques discontinues qui correspondent à de nombreux segments discrets [Brown, 1970; Vedder et Wallace, 1970; Sharp, 1972; Clark, 1973]. Généralement, les segments de faille forment une surface en échelon dont les segments individuels sont pratiquement parallèles à la direction principale de la faille. Ces discontinuités sont une des caractéristiques des failles cisailantes. Elles sont indépendantes de l'échelle de longueur de la faille, des propriétés des roches, du glissement total de la faille et du cadre tectonique.

Il existe deux types de sauts de failles observées dans la nature : les sauts en dilatation et les sauts en compression. Ceux-ci sont représentés sur la figure IV.1.

Jusqu'en 1980, les seules études réalisées sur les sauts de failles étaient qualitatives [Burchfield et Stewart, 1966; Crowell, 1974].

A partir de 1980, Rodgers [1980] et Segall et Pollard [1982] étudient quantitativement les interactions se produisant entre les différents segments de failles. Segall et Pollard proposent que puisque les sauts de failles en compression augmentent les contraintes normales, ils doivent agir comme une barrière sur la propagation de la rupture et causent l'arrêt du tremblement de terre. Sibson [1985, 1986] présente un point de vue opposé et propose que les sauts de faille en dilatation stoppent les tremblements de terre. Les hypothèses de Sibson étaient basées sur l'interaction entre la pression des pores fluides et le modèle utilisé pour le saut de faille. Il détermine que le régime en tension créé par les sauts de faille en dilatation doivent momentanément décroître la pression de pore fluide. Cette décroissance de la pression du fluide entraîne une croissance de la résistance de la faille et ainsi retarde ou arrête la rupture.

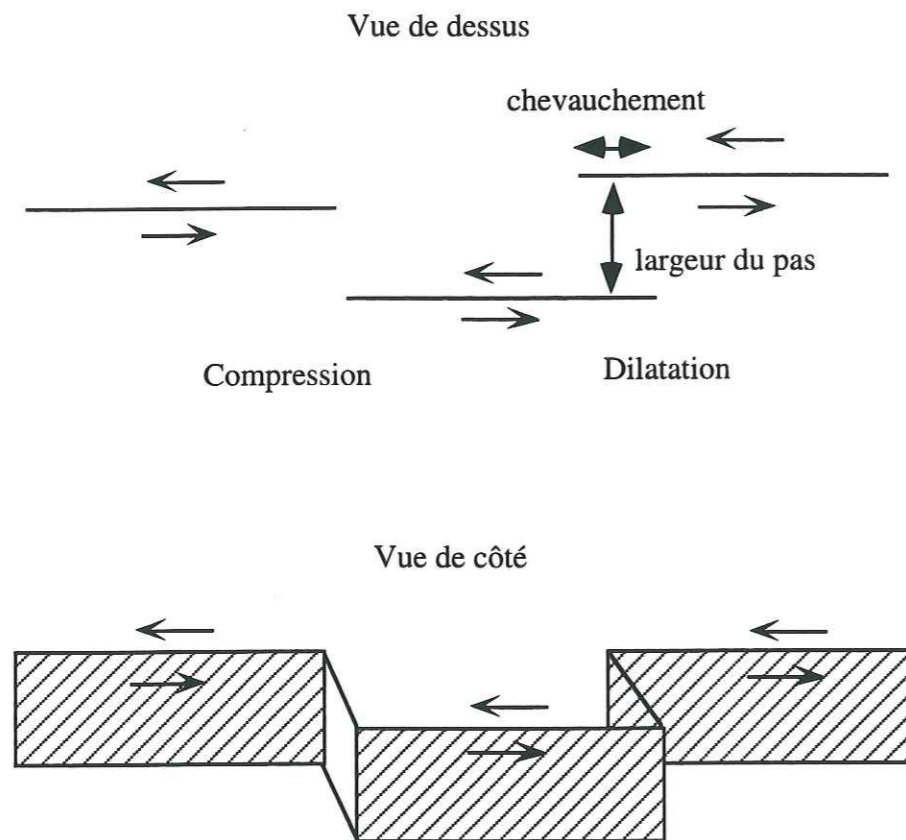


Figure IV.1 : Représentation des sauts de faille en dilatation et en compression pour une faille cisailante. La largeur du pas correspond à la distance perpendiculaire entre deux failles. Le chevauchement est la distance de superposition des failles dans l'axe de la faille.

Mavko [1982], Aydin et Schultz [1990] étudièrent eux aussi les interactions entre deux failles. Aydin et Schultz [1990] conclurent que les interactions entre les failles étaient responsables des géométries de failles en échelon. Mais, cependant, ils ne purent pas quantifier la relation entre les paramètres géométriques.

Un élément essentiel des problèmes de sauts de faille, non inclus dans les études quasi statiques, est la dépendance en temps de la rupture. De plus, ils ne tiennent pas compte de la dépendance en temps des concentrations de contraintes engendrées par la propagation de la rupture. Dans leurs études réalisées en 1991, Harris *et al.* présentent les résultats obtenus pour l'étude de la propagation spontanée d'une fracture dans un milieu à deux dimensions. Ils en déduisent ainsi les conditions nécessaires à la nucléation d'un second segment de faille. En 1993, Harris et Day reprennent cette étude et la prolongent en considérant, en particulier, les effets de la pression des pores fluides sur la propagation et le saut entre les segments de faille. Ils montrent ainsi que, contrairement aux résultats obtenus lors des études non dynamiques, la propagation d'une rupture spontanée peut se faire aussi bien sur un saut en compression que sur un saut en dilatation. Les résultats obtenus sur les effets des pores fluides sur la propagation dynamique permettent de valider numériquement les observations réalisées par Sibson [1985, 1986].

Nous réaliserons nous-même une étude dynamique de la propagation de la rupture lors de l'interaction entre diverses failles. Pour cela nous commençons par déterminer les zones favorables à la rupture.

IV.2 Critère de Coulomb appliqué à la propagation :

Pour étudier une propagation avec saut de faille, il est essentiel de commencer par déterminer en quelle position et à quel moment ce saut peut se réaliser.

Pour cela, nous utilisons le critère de Coulomb : la rupture peut exister sur un second segment de faille lorsque la friction de Coulomb est dépassée. C'est à dire, lorsque la contrainte cisailante sur la faille dépasse la contrainte normale multipliée par la friction statique.

Puisque les champs de contraintes dans le milieu sont perturbés par la propagation de la rupture sur le premier segment, nous devons en tenir compte dans l'expression du critère de Coulomb. Celui-ci peut alors être défini comme Harris et Day [1991; 1993] l'ont fait, sous la forme suivante :

$$\Delta\sigma(t) = \mu_s \left| \sigma_{zz}^0 + \Delta\sigma_{zz}^0(t) \right| - \left| \sigma_{zx}^0 + \Delta\sigma_{zx}^0(t) \right| < 0 \quad (IV.1)$$

Où $\Delta\sigma(t)$ représente la variation de contrainte, σ_{zx}^0 et σ_{zz}^0 sont les contraintes cisailantes et normales initiales. $\Delta\sigma_{zx}^0(t)$ et $\Delta\sigma_{zz}^0(t)$ sont les variations de contraintes cisailantes et normales au cours de la propagation. μ_s est le coefficient de friction statique.

La figure IV.2 présente les résultats obtenus lors du calcul de $\Delta\sigma(t)$ au cours de la propagation d'une rupture sur un segment unique. Dans le modèle utilisé, la vitesse des ondes P est de 6 km/s, la vitesse des ondes S est $V_s = V_p / \sqrt{3}$ et la densité du milieu est de 2,8 g/cm³. Le crack initial a une longueur de 2,5 km et une longueur finale de 24 km. Dans cette représentation, le crack initial est situé entre $x = 7,5$ km et $x = 10$ km, sa position suivant z est à $z = 0$. Le milieu (comme le crack suivant x) est discrétisé suivant le pas d'échantillonnage en espace : $\Delta x = \Delta z = 500$ m. Les contraintes cisailantes et normales initiales sont prises respectivement égales à 200 bars et 333 bars. Les coefficients de friction statique et dynamique sont de 0,75 et 0,30 respectivement. La valeur de S dans le milieu est donc égale à 0,49. Le temps est discrétisé en $nt = 512$ points et la fenêtre en temps est définie par $tl = nt * dt$, avec $dt = \Delta x / V_p$. La fenêtre d'étude en temps est donc de 42,7 secondes.

Le critère de Coulomb est vérifié lorsque $\Delta\sigma(t)$ est négatif, c'est à dire dans les parties bleues du dessin. Ces régions indiquent les zones où un deuxième segment pourrait casser s'il était présent dans le milieu. A $t = 0$ s, initialisation du premier segment de faille. A $t = 3,75$ s, le crack atteint la fin du premier segment. Tant que le crack n'a pas terminé sa propagation sur le segment initial, aucune nucléation n'est possible pour un second segment. Ceci dans le sens de la propagation, c'est à dire à la droite du crack. A la fin de la propagation sur le premier segment, une zone de nucléation possible se crée au front du crack. A $t = 4,08$ s, le crack a fini de se propager, les ondes terminent leurs propagations dans le milieu. Les zones, près du front du crack, où le critère de Coulomb est vérifié sont plus importantes. A $t = 21,08$ s, le milieu est de retour à l'état statique, on observe toujours ces zones de nucléation possible. La croissance avec le temps de la zone de nucléation possible pour un second segment, jusqu'au retour au nouvel état statique, permet d'expliquer la dépendance en temps du saut entre deux segments de failles. En effet, plus le second segment sera éloigné du premier et plus le temps nécessaire pour aller de l'un à l'autre sera important.

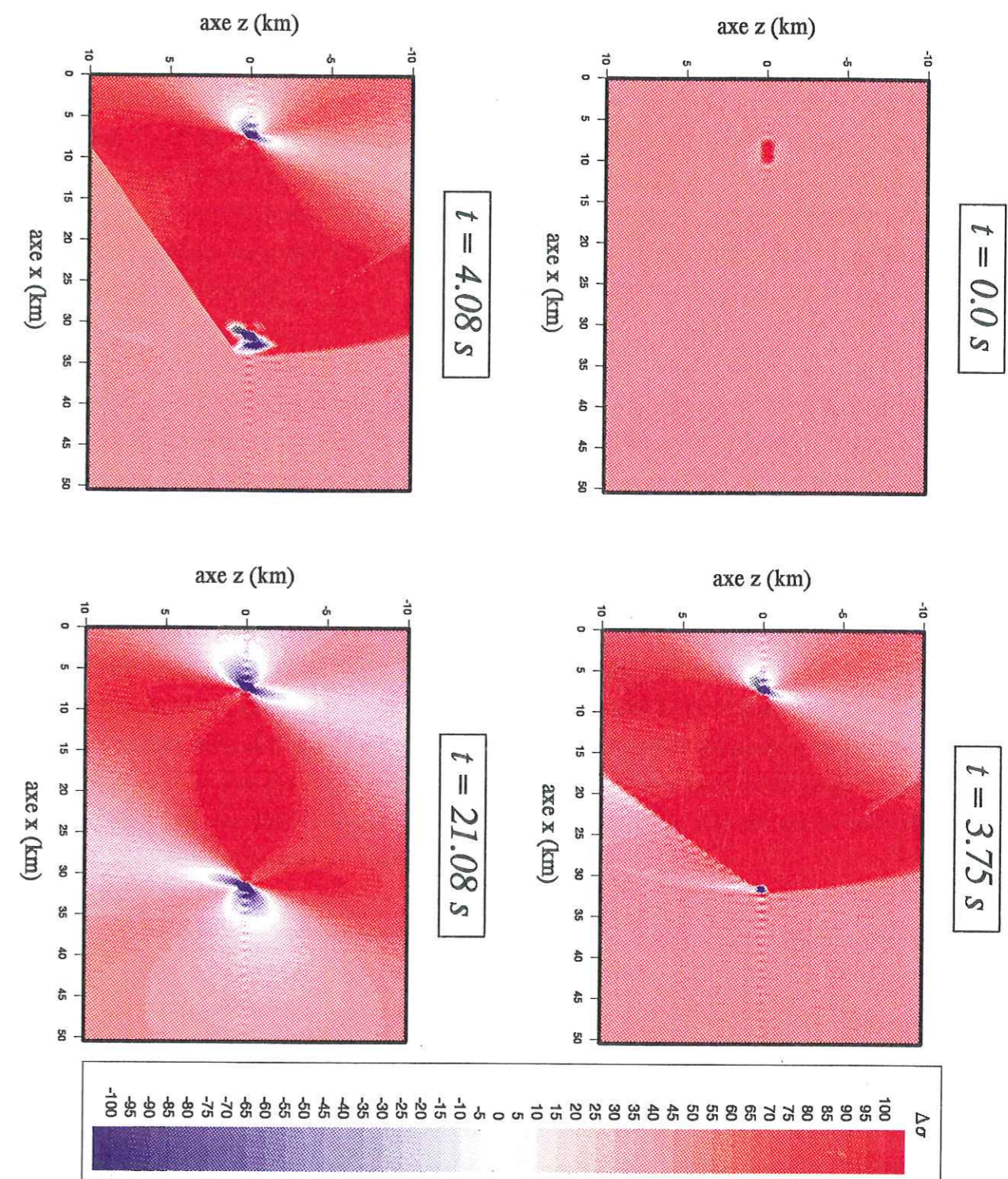


Figure IV.2 : Représentation de $\Delta\sigma(t)$ au cours du temps. Tant que la faille n'a pas atteint sa taille définitive, aucune nucléation n'est possible sur un second segment. Ces zones de nucléation possible pour un second segment ($\Delta\sigma(t) < 0$) augmentent avec le temps. $\Delta\sigma(t)$ est exprimé en bar.

IV.3 Points de nucléation pour un second segment de faille :

Lorsque nous représentons les positions de nucléation possibles pour un second segment de faille, nous devons tenir compte des deux styles de sauts de faille existant dans la nature : les sauts en compression et les sauts en dilatation.

Nous utilisons pour cela les résultats obtenus lors de l'utilisation du critère de Coulomb. En effet, celui-ci nous donne les zones favorables à la nucléation d'un second segment. Pour trouver où et quand un second segment peut nucléer, il suffit, pour une position en z donnée, définissant la position possible pour un second segment, de regarder la position suivant x du premier point en temps, correspondant à la zone définie par le critère de Coulomb.

La figure IV.3 nous permet d'observer ces positions. Sur ce dessin, le trait noir correspond au premier segment de faille dans sa taille finale. La valeur de S est de 0,49, la rupture s'est donc propagée à une vitesse super-cisaillante sur le premier segment. Suivant l'axe z , les valeurs positives correspondent aux sauts de faille en compression et les valeurs négatives, aux sauts de faille en dilatation. Les points définissent la position de nucléation sur le deuxième segment. Leurs couleurs correspondent au temps nécessaire à la rupture pour sauter le pas entre la fin du premier segment de faille et le second segment de faille.

Nous voyons sur cette figure que la rupture saute plus tôt, donc plus facilement, des pas en dilatations que des pas en compressions. La rupture ne peut pas sauter des pas en compressions dont la distance entre les deux segments de faille est supérieure à 2 km. Alors que pour le cas des sauts de failles en dilatations, elle peut aller jusqu'à une distance de 4 km. De plus la localisation de la nucléation de la rupture sur le second segment de faille diffère dans les deux cas.

Ces résultats ont été obtenus à l'aide du modèle précédemment défini pour le calcul du critère de Coulomb. Dans ce cas, la valeur du coefficient S dans le milieu est de 0,49. Ceci explique le fait que la rupture se propage avec une vitesse super-cisaillante sur le premier segment. Le milieu est donc peu résistant et favorable à la nucléation sur un second segment. Sur la figure IV.4, le même travail a été réalisé. De manière à bien comprendre l'influence de S sur la propagation et les sauts de faille, le modèle utilisé est exactement le même que celui de la figure IV.3 à l'exception des valeurs des coefficients de friction statique et dynamique. Ceux-ci sont, dans le cas présent, égaux respectivement à 0,75 et 0,51. Le coefficient S est alors égal à 1,65. Cette valeur de S est supérieure à notre valeur limite (située à 1,5), la propagation sur le premier segment se fera donc avec une vitesse sub-Rayleigh. Nous voyons alors que les positions de nucléations possibles

pour un second segment de faille sont moins nombreux. De plus, la rupture ne peut pas sauter des sauts de faille en compressions ou en dilatations de plus de 0,5 km. La position de nucléation possible pour un second segment de faille dépend donc du coefficient S .

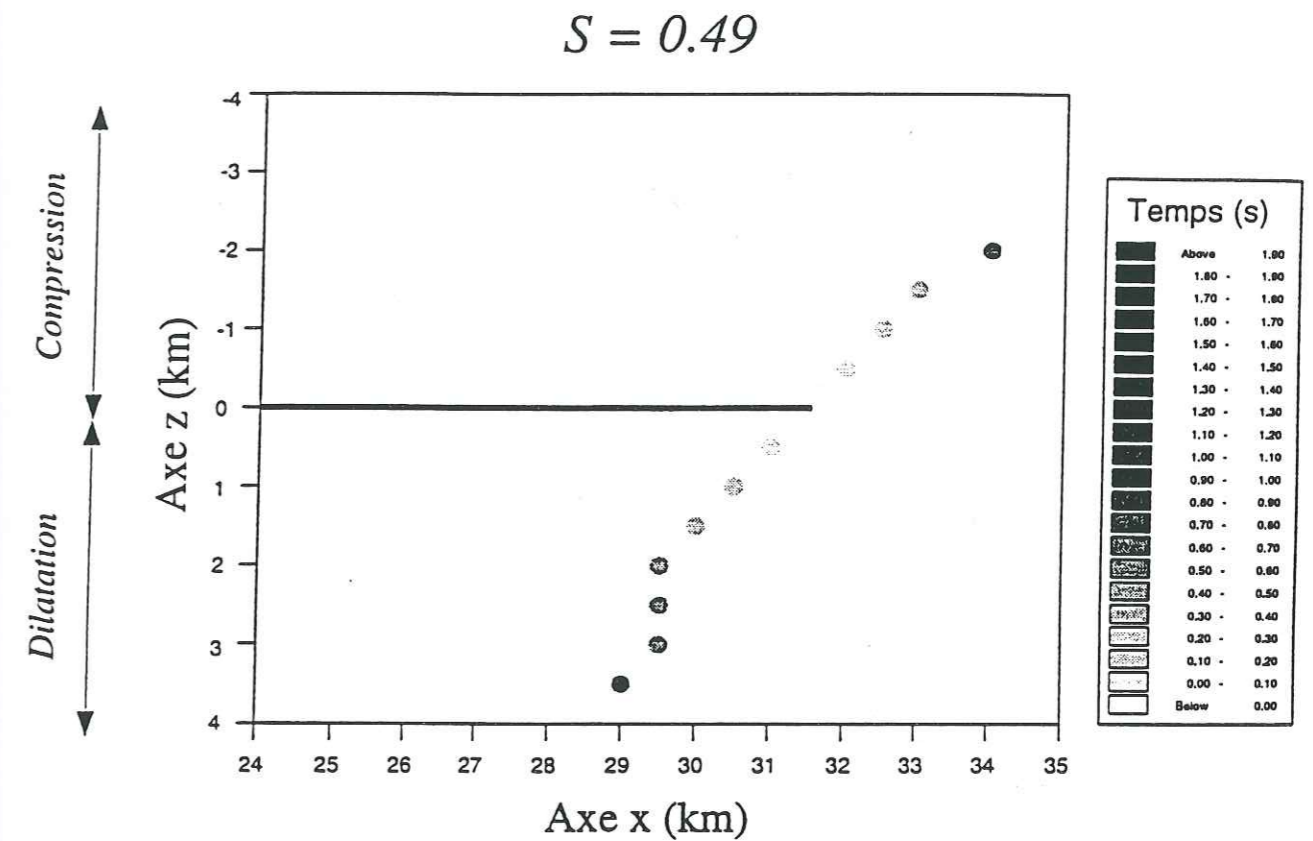


Figure IV.3 : Points de nucléations possibles pour un second segment si celui-ci se trouvait dans le milieu. Les valeurs positives suivant z correspondent aux sauts de faille en dilatation, et les valeurs négatives, aux sauts de faille en compression. Le trait noir correspond au premier segment, les positions possibles des seconds segments de faille sont représentés tous les 0,5 km. Les points correspondent à la position de nucléation et la couleur au temps nécessaire à la rupture pour passer de la fin du premier segment au second segment. La rupture ne peut pas sauter un pas en compression supérieur à 5 km et un pas en dilatation supérieur à 2 km. $S = 0,49$

Il est important de noter que ces résultats nous donnent les positions possibles pour une nucléation sur un second segment, mais ils ne nous permettent pas de définir si la propagation sur le second segment aura effectivement lieu.

En effet, lors de la propagation sur le premier segment, trois solutions se présentent à la rupture :

* Elle se propage sur le premier segment et ne possède pas assez d'énergie pour passer sur le second segment.

* Elle se propage sur le premier segment puis saute sur le second segment, mais elle ne possède alors plus assez d'énergie pour continuer sa propagation sur celui-ci.

* Elle se propage sur le premier segment, saute sur le second et possède suffisamment d'énergie pour se propager sur celui-ci.

Nous nous servons de ces résultats pour créer une propagation de la rupture sur deux segments de failles parallèles entre eux.

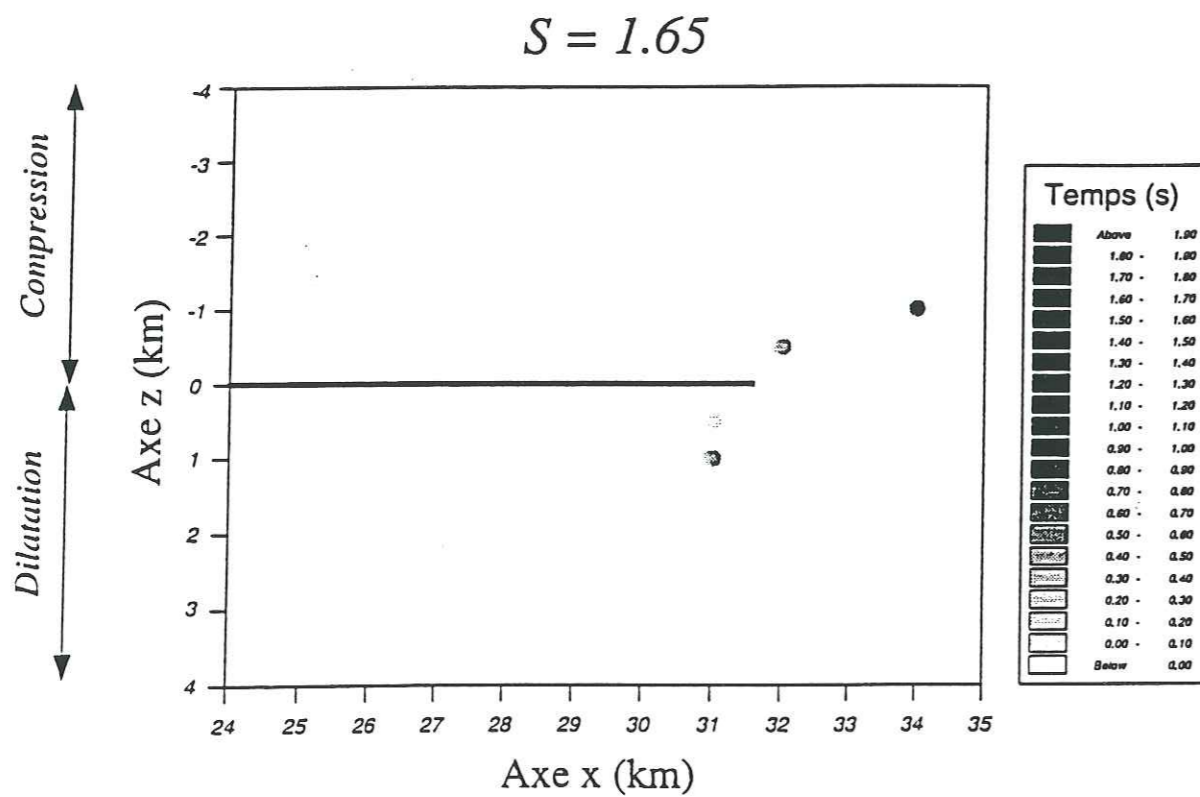


Figure IV.4 : Points de nucléations possibles pour un second segment si celui-ci se trouvait dans le milieu. Les valeurs positives suivant z correspondent aux sauts de faille en dilatation, et les valeurs négatives, aux sauts de faille en compression. Le trait noir correspond au premier segment, les positions possibles des seconds segments de faille sont représentées tous les 0,5 km. Les points correspondent à la position de nucléation et la couleur au temps nécessaire à la rupture pour passer de la fin du premier segment au second segment. La rupture ne peut pas sauter un pas en compression ou en dilatation

supérieur à 0,5 km. $S = 1,65$

IV.4 Application au séisme de Parkfield :

Pour représenter la propagation de la rupture lors d'un saut de faille en dilatation, nous avons essayé de modéliser le séisme de Parkfield, Californie qui eut lieu en 1966.

IV.4.a Le séisme de Parkfield, Californie :

C'est un séisme de magnitude 5,5 qui se produit dans la partie centrale de la faille de San Andreas en Californie, le 28 juin 1966. Cette région est en sorte une zone de transition entre la partie Nord de la faille de San Andreas siège du séisme de San Francisco (1906), et la partie Sud qui elle fut le siège du grand séisme de Fort Tejon en 1857 [Allen, 1968], figure IV.5.

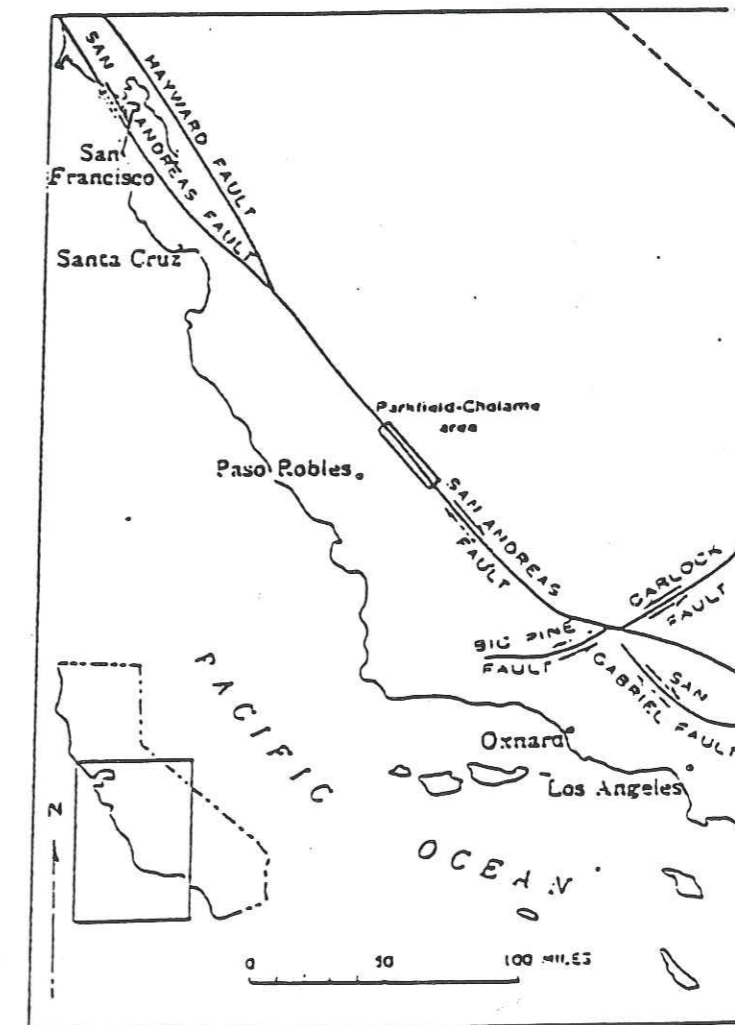


Figure IV.5 : Une partie de la faille de San Andreas en Californie et représentation de la zone de Parkfield-Cholame où eu lieu le séisme.

L'épicentre du séisme a été situé sur la partie Nord-Ouest de la faille à environ 8 km de Parkfield. La vitesse de rupture enregistrée par les stations dans la zone de faille à une vingtaine de kilomètres au Sud-Est de l'épicentre est estimée à 2,2 km/s. La rupture se propagea vers le Sud-Est pendant une vingtaine de kilomètres sur un premier segment puis après un saut de 1 km, elle continua à se propager sur un second segment pendant une dizaine de kilomètres [Bouchon, 1979].

Les enregistrements des répliques étudiés par Eaton *et al.* [1970], montrent une étendue de celles-ci presque verticalement jusqu'à une profondeur de 12-14 km. De plus elles déterminent relativement bien les deux segments ayant réagi durant le séisme (figure IV.6.a et b). Les vitesses et les déplacements obtenus par intégration du signal [Housner et Trifunac, 1967] à la station 2 (représentée sur la figure IV.7) montrent la présence d'un fort déplacement d'environ 25 cm vers le nord-est pendant une durée de 1,5-2s. En comparaison, le mouvement vertical est relativement faible.

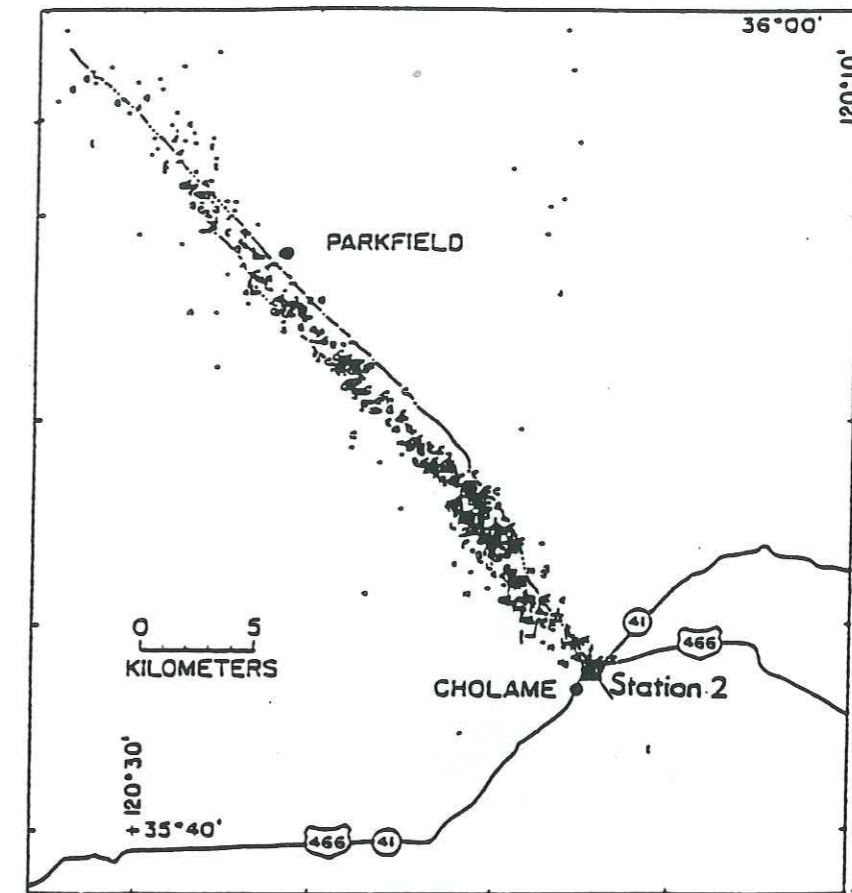
IV.4.b Description du modèle :

De manière à représenter le séisme de Parkfield, nous choisissons la vitesse des ondes P , V_p , telle que $V_p = 6$ km/s. La vitesse des ondes S est $V_s = 3,5$ km/s. La densité du milieu est de $2,8$ g/cm³. Les vitesses sismiques sont proches des valeurs obtenues à partir de profils de réfraction sismique [Eaton *et al.*, 1970]. La densité est choisie d'après les études réalisées par Hanna *et al.* [1972].

D'après l'étude des contraintes tectoniques réalisée par Zorback *et al.* [1987], figure IV.7, l'état de contrainte le long de la faille de San Andreas, en particulier dans la région de Parkfield, est caractérisé par une compression normale à la faille. Les valeurs des contraintes initiales ne pouvant pas être exactement déterminées par l'étude des contraintes dans le milieu, nous les choisissons, comme Harris et Day dans leur étude du saut de faille [1991; 1993], telles que $\sigma_{zx}^0 = 200$ bars et $\sigma_{zz}^0 = 333$ bars respectivement.

La vitesse de rupture dépend de la valeur de S dans le milieu. Or, nous savons, d'après les études déjà réalisées sur ce séisme, que la vitesse de rupture calculée au cours de la propagation est sub-Rayleigh et déterminée égale à 2,2 km/s. Pour obtenir une vitesse de rupture sub-Rayleigh, le coefficient S doit être supérieur à 1,5. Nous choisissons les coefficients de friction statique et dynamique tels que $\mu_s = 0,75$ et $\mu_d = 0,51$. Le coefficient S a alors pour valeur 1,65. Nous avons vu, grâce à la figure IV.4, qu'il était possible de déterminer des points de nucléation pour un second segment lorsque S avait cette valeur.

a)



b)

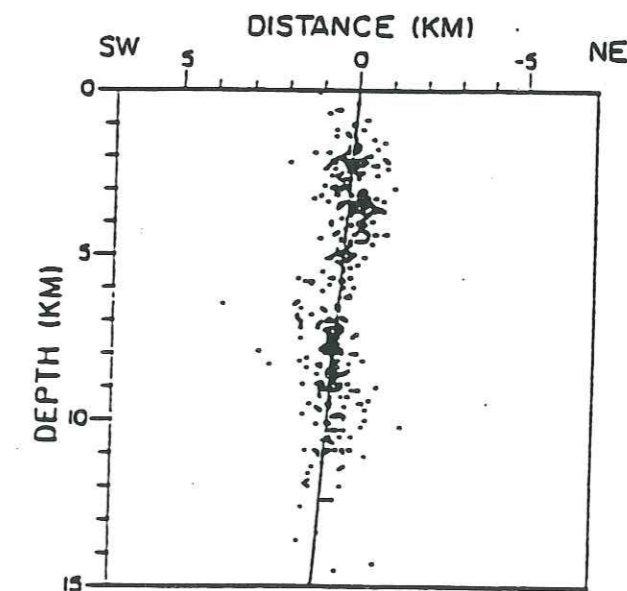


Figure IV.6 : Représentation de la surface de fracture (a) et des répliques (b) associées au séisme de Parkfield. La surface de fracture est représentée par la ligne NW-SE. A quelques kilomètres au Nord-Ouest de Cholame se situe le saut entre les deux segments de faille

[Eaton, 1970]

La faille de San Andreas est en cisaillement dextre, le saut de faille au niveau de Parkfield est en dilatation et la distance entre les deux segments est de 1 km. En premier lieu, nous avons essayé de faire propager la rupture sur le second segment en conservant une valeur de S homogène dans tout le milieu. A la fin de la propagation sur le premier segment, la rupture a pris naissance sur le second segment, mais elle n'avait pas suffisamment d'énergie pour se propager sur celui-ci.

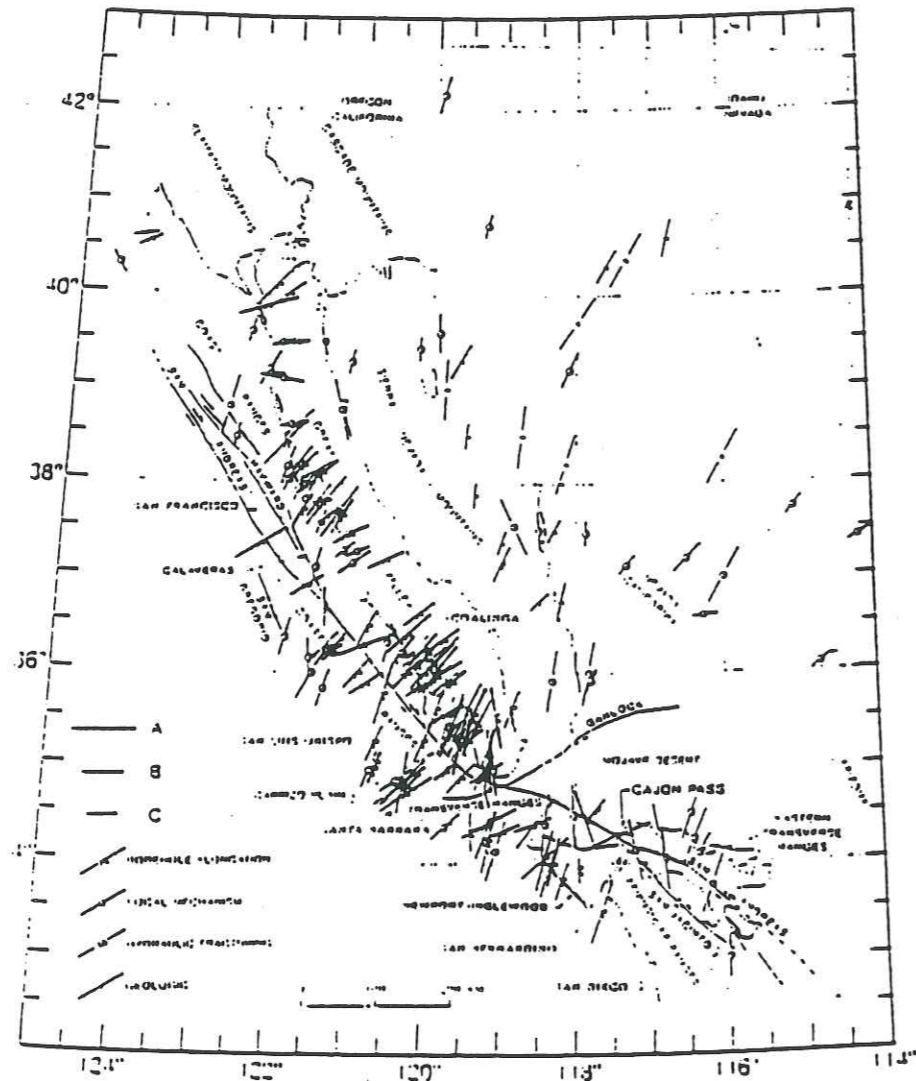


Figure IV.7 : Représentation de l'état de contrainte sur la faille de San Andreas.

Nous avons alors supposé que la valeur de S dans le milieu était trop forte pour permettre à la rupture de se propager sur le second segment. Nous avons donc défini une zone plus favorable à la propagation où la valeur du coefficient S est très faible. Pour cela, à une distance de 1 km du premier segment de faille, nous avons choisi une région parallèle à celui-ci où les coefficients de friction sont tels que : $\mu_s = 0,65$ et $\mu_d = 0,32$. Le coefficient S est alors égal à 0,18. Partout ailleurs, la valeur de S reste égale à 1,65.

Grâce à cette zone de moins forte résistance à la rupture, celle-ci peut nucléer sur le second segment et même se propager sur celui-ci.

IV.4.c Les contraintes :

De manière à observer ce qui se passe au cours de la propagation, nous allons étudier les champs de contraintes, de déplacement et la vitesse de rupture calculée au cours de la propagation.

La figure IV.8 représente le champs de contrainte engendré dans le milieu par la propagation de la rupture avec saut de faille. L'axe x et l'axe z sont en kilomètres. Le premier segment est représenté initialement par un crack de longueur 5 km, en $z = 0$ et étendu entre $x = 7$ km et $x = 12$ km.

A $t = 0$, le crack s'initialise sur le premier segment. A $t = 7,08$ s, la propagation se termine sur le premier segment. Une accumulation de contrainte se forme en son front. A $t = 7,75$ s, la rupture est passée sur le second segment et commence à se propager. On observe une accumulation de contrainte entre les deux segments de faille. A $t = 21,08$ s, la propagation de toutes les ondes dans le milieu est terminée. On est de retour à un état statique où les deux segments de failles sont présents.

IV.4.d Les déplacements :

De la même manière que précédemment, nous utilisons notre modèle de façon à représenter les déplacements suivant z au cours de la propagation.

La figure IV.9 représente le champs de déplacement engendré dans le milieu par la propagation de la rupture avec saut de faille. L'axe x et l'axe z sont en kilomètres. Le premier segment est représenté initialement par un crack de longueur 5 km, en $z = 0$ et étendu entre $x = 7$ km et $x = 12$ km.

A $t = 0$, le crack s'initialise sur le premier segment. A $t = 7,08$ s, la propagation se termine sur le premier segment. On observe la symétrie des déplacements par rapport à l'axe du premier segment. Les déplacements maximaux sont de l'ordre du centimètre. A $t = 8,08$ s, la rupture est passée sur le second segment et commence juste à se propager. Les déplacements sont très peu influencés par ce saut de faille. Ils conservent leurs symétrie par rapport à l'axe x en dehors de la petite zone située entre les deux segments de faille. A $t = 21,08$ s, la propagation des ondes dans le milieu est terminée. On est de retour à un état statique où les deux segments de failles sont présents.

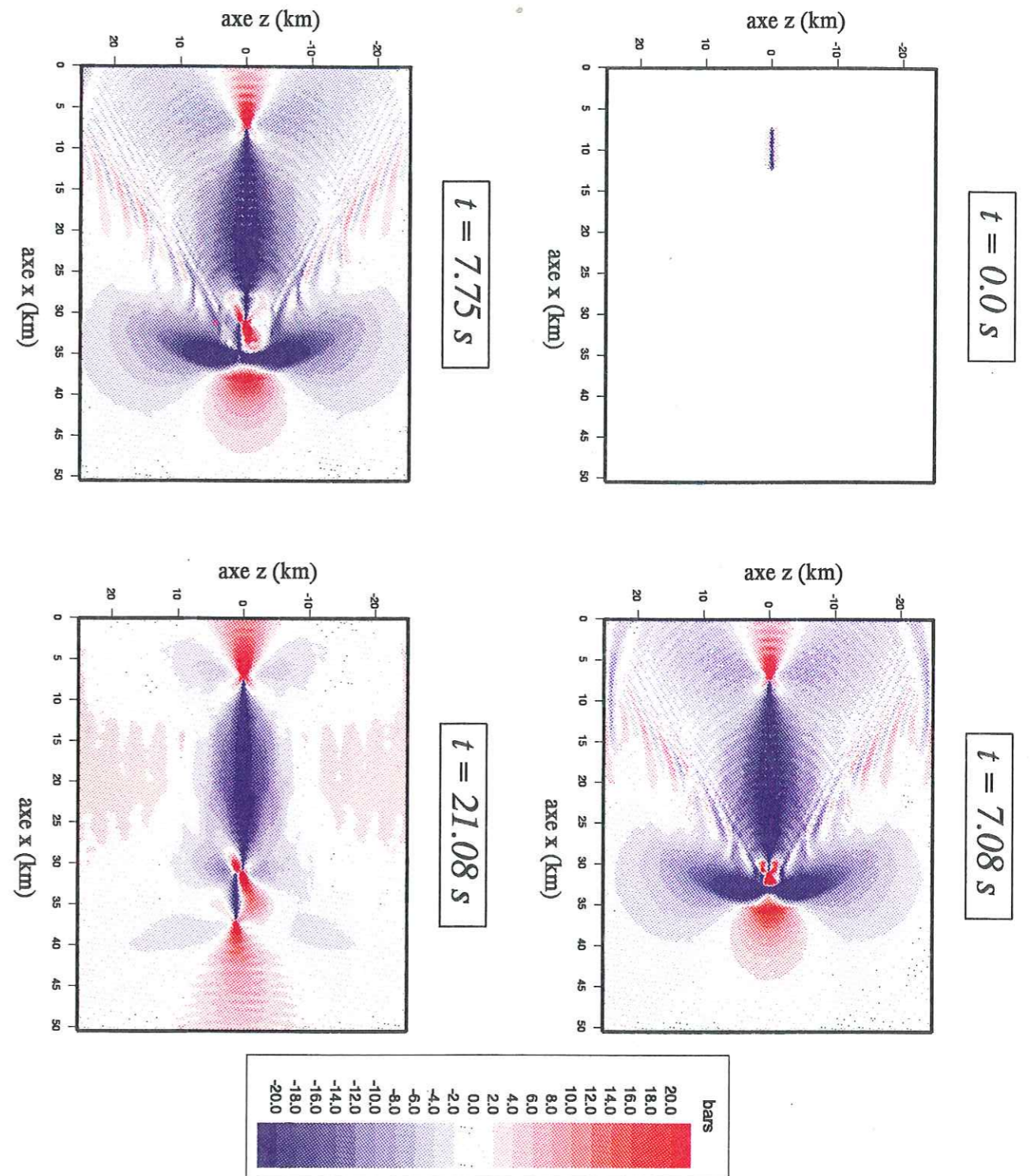


Figure IV.8 : Representation du champ de contrainte engendré par la propagation de la rupture avec le saut de faille en dilatation.

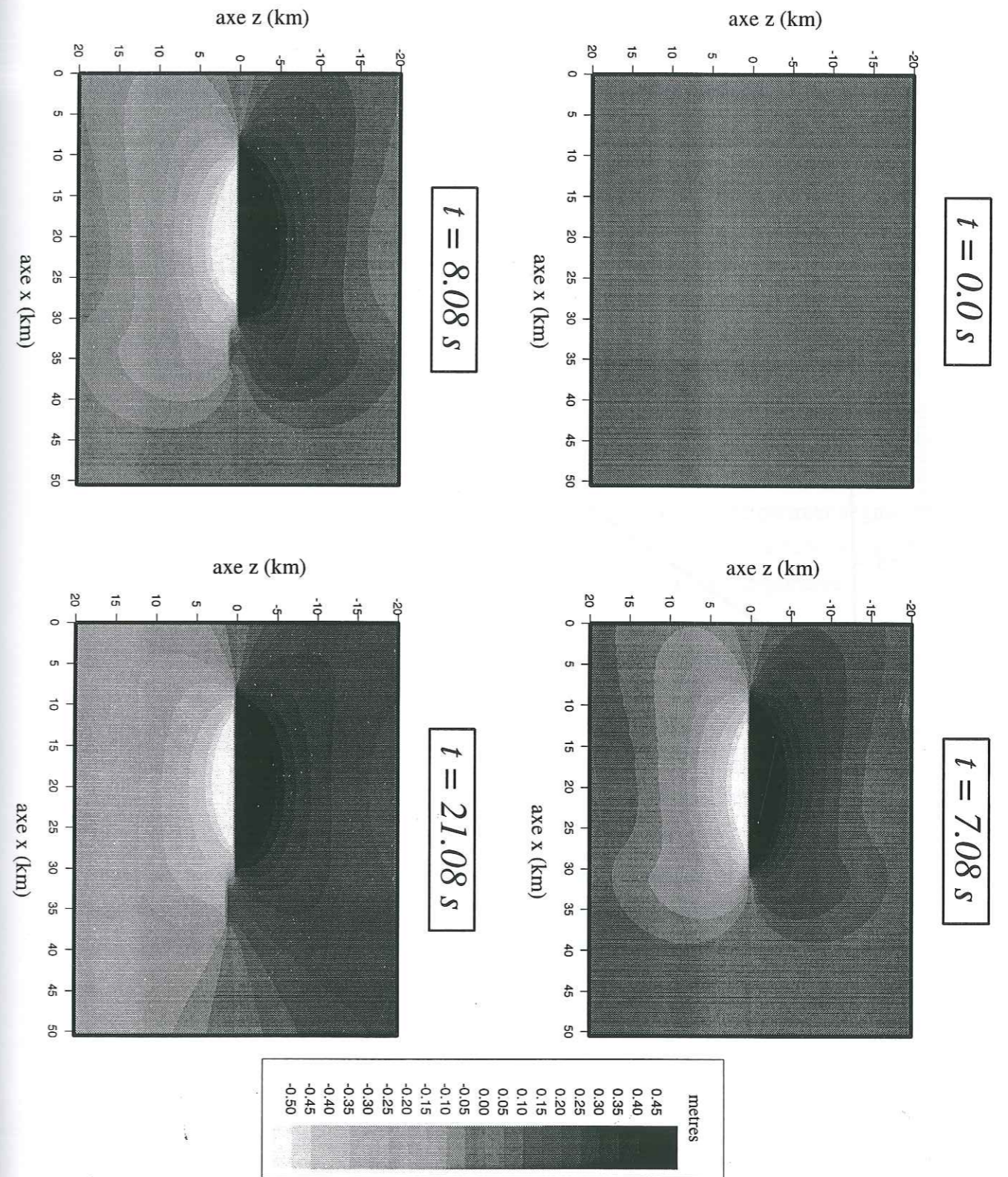


Figure IV.9 : Representation du champ de déplacement engendré par la propagation de la rupture avec saut de faille en dilatation.

IV.4.e La vitesse de rupture :

La vitesse de rupture observée au cours de la propagation est donnée par la pente des droites donnant la position du front du crack en fonction du temps. Elle est représentée sur la figure IV.10.

Vitesse de Rupture pour Parkfield

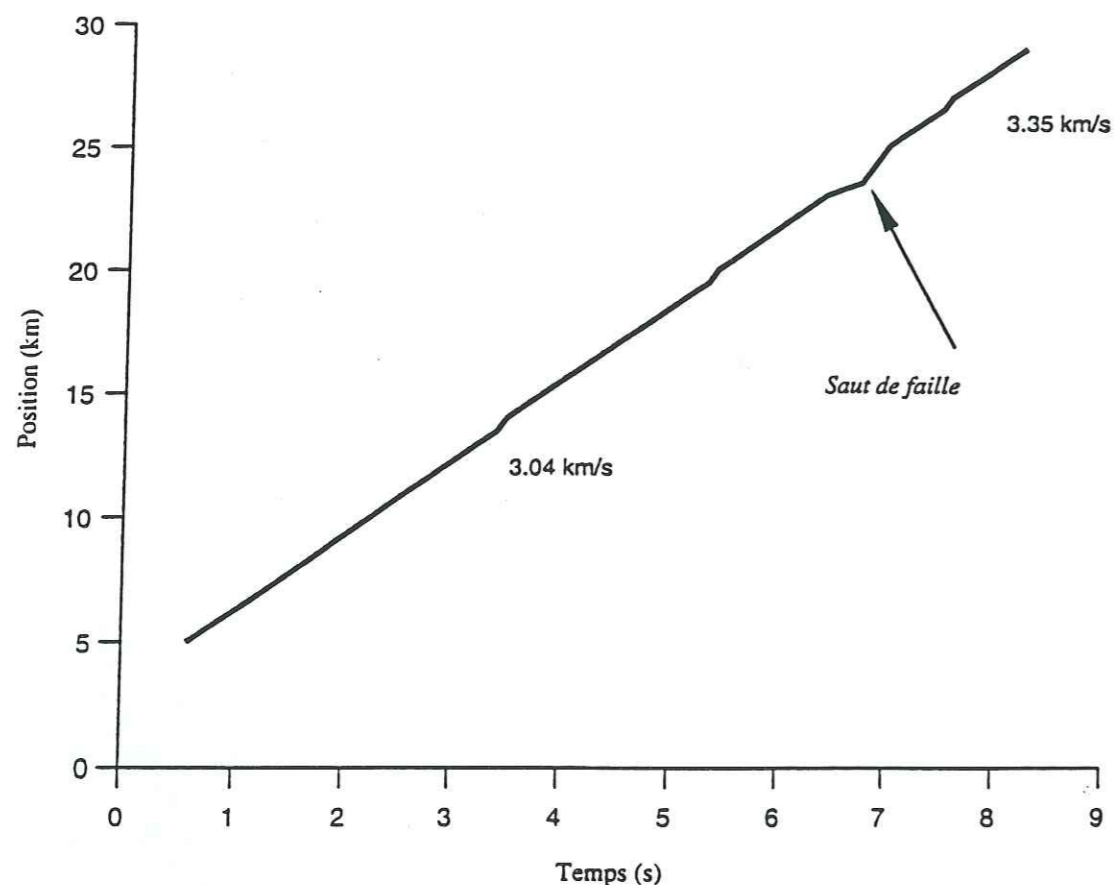


Figure IV.10 : Vitesse de rupture au cours de la propagation. La vitesse moyenne calculée sur le premier segment de faille est de 2,82 km/s. Sur le second segment de faille, elle est de 5,25 km/s. Le délai imposé par le saut de faille est de 0,42 s.

Nous voyons que la vitesse calculée sur le premier segment est de 2,92 km/s. Cette vitesse est sub-Rayleigh comme le laissait supposer la valeur du coefficient S . Le saut de faille calculé par ce modèle nécessite une durée de 0,42 secondes. Puis la rupture continue sa propagation sur le second segment de faille avec une vitesse de 5 km/s. Cette vitesse est super-cisaillante, comme le laissait, là encore, supposer la valeur de S dans le milieu. La vitesse moyenne de propagation sur les deux segments de faille, en tenant compte du délai imposé par le saut de faille est de 3,23 km/s. Cette vitesse est supérieure

à la vitesse de propagation proposée par le calcul des arrivées des ondes P sur les stations installées près de la faille. Ceci peut être expliqué par le choix des coefficients de friction statique et dynamique sur la zone entourant le second segment de faille. En effet ces coefficients imposent une valeur de S très faible. La vitesse de propagation de la rupture sur le second segment de faille est alors super-cisaillante.

IV.5 Propagation simultanée sur les deux segments :

Jusqu'à présent, nous avons étudié le cas où la valeur de S était constante sur le premier segment. Une des conséquences apportée par ce choix est que la rupture doit atteindre la fin du premier segment avant d'envisager de se poursuivre sur le second segment. Il serait donc intéressant de considérer le cas où S observe une certaine croissance sur le premier segment, la rupture aura alors plus de difficultés à se propager sur celui-ci. Si au même moment, nous définissons comme précédemment une zone plus favorable à la rupture parallèlement au premier segment, il sera alors possible d'observer une double propagation : la rupture terminera sa propagation sur le premier segment et commencera en même temps la propagation sur le second segment. La rupture s'arrêtera alors sur le premier segment quand la valeur de S sera devenue trop importante.

Pour réaliser une telle étude, nous avons défini le modèle suivant : la longueur initiale du premier segment est de 5 km. La discrétisation de l'espace est $\Delta x = 0,5$ km. La vitesse des ondes P , $V_P = 6$ km/s. La vitesse des ondes S est $V_S = 3,5$ km/s. La densité du milieu est de $2,8$ g/cm³. Les contraintes cisaillantes et normales initiales sont respectivement de 200 et 333 bars. Le coefficient de friction dynamique est $\mu_d = 0,52$. Le coefficient de friction statique est $\mu_s = 0,75$ le long du premier segment jusqu'à ce qu'il obtienne une longueur égale à 10 km, puis sa valeur devient 0,78. A une distance de 2 km du premier segment, nous créons une zone plus favorable à la rupture en mettant un coefficient de friction statique égal à 0,61. Lorsque le premier segment atteint une longueur de 25 km nous stoppons sa propagation par la présence d'une barrière incassable. De la même façon, nous arrêtons la propagation du second segment lorsque celui-ci atteint une longueur de 40 km.

La figure IV.11 représente le champ de contraintes au cours de la propagation de la rupture sur ces deux segments. Les distances suivant x et z sont données en kilomètre et la contrainte est en bar.

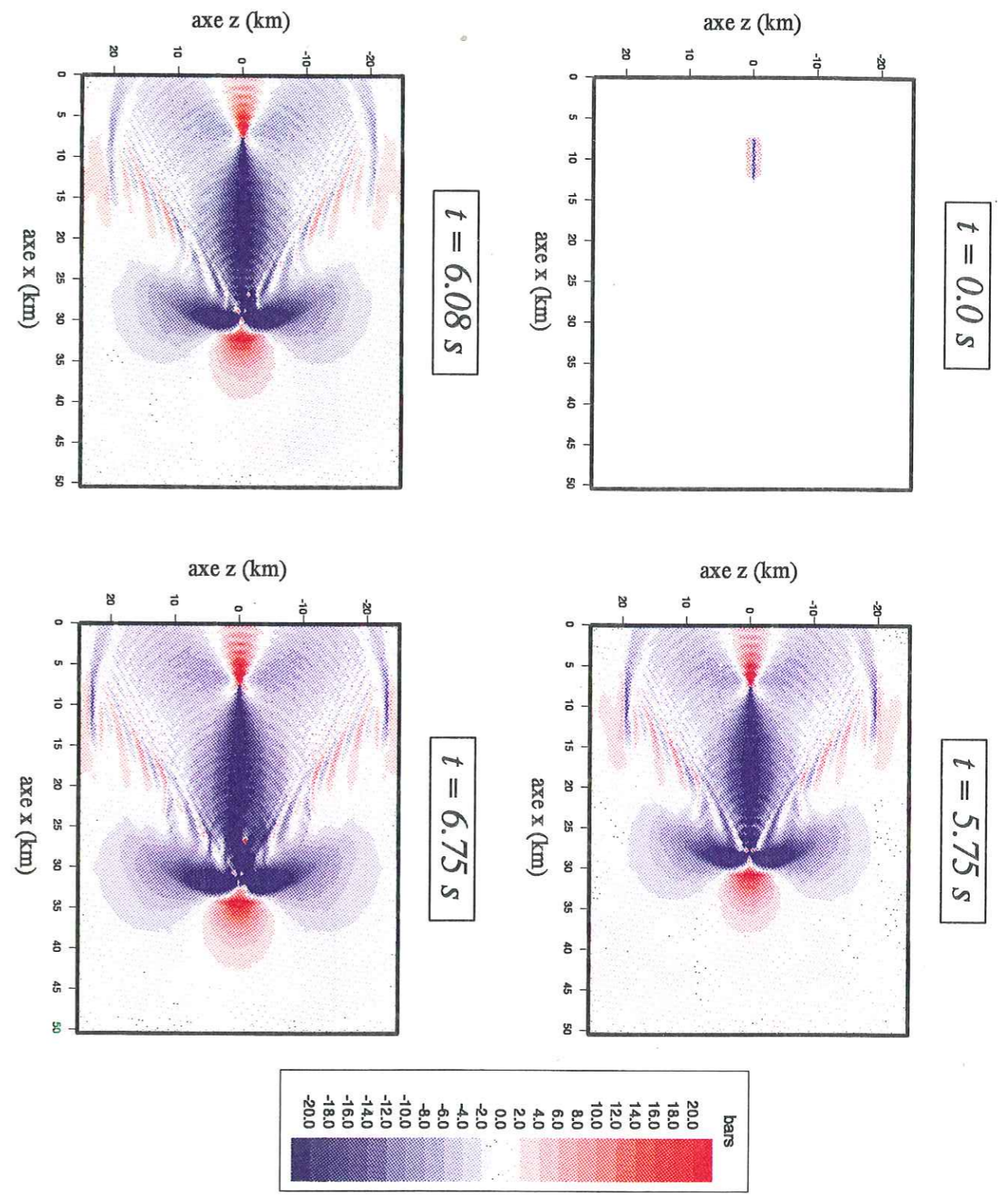


Figure IV.11 : Champ de contrainte engendré par la propagation d'une rupture sur deux segments de faille.

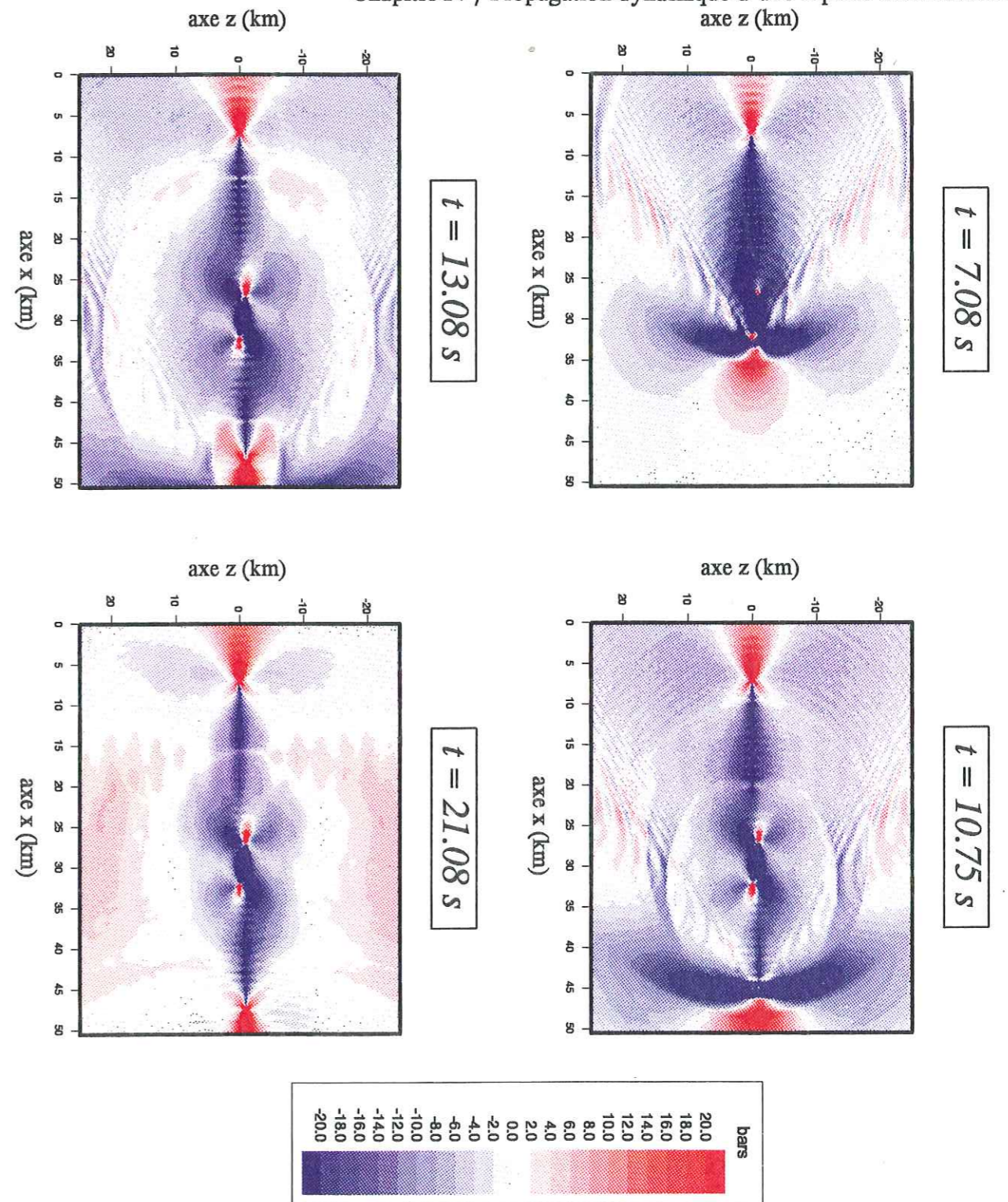


Figure IV.11 : Champ de contrainte engendré par la propagation d'une rupture sur deux segments de faille.

Au temps $t = 0$, on observe l'initialisation de la rupture sur le premier segment. A $t = 5,75$ s, la rupture se propage sur le premier segment. Le champ de contrainte observé est le même que lorsque l'on étudie la propagation d'une rupture sur un segment unique. A $t = 6,08$ s, la nucléation sur le second segment se produit, on commence à voir la modification du champ de contrainte engendrée par ce nouveau segment. Au temps $t = 6,75$ s, la propagation de la rupture se produit sur les deux segments en même temps. On observe la légère accumulation de contrainte au front du second segment. Au temps $t = 7,08$ s, la rupture stoppe sa propagation sur le premier segment. On observe alors la nouvelle accumulation de contrainte en son front. A $t = 10,75$ s, la rupture continue sa propagation sur le second segment et en même temps, l'onde d'arrêt engendré par le premier segment se propage. A $t = 13,08$ s, la rupture a terminé sa propagation sur le second segment et celui-ci a généré une onde d'arrêt. Les deux ondes d'arrêts engendrées par les deux segments de faille sont alors observables. A $t = 21,08$ s, nous sommes dans le nouvel état statique où les deux segments de failles sont représentés.

IV.6 Conclusion :

La complexité des surfaces de fractures observées dans la nature peut être approximée par une surface de failles en échelons. Suivant la position des failles l'une par rapport à l'autre, le comportement entre les deux segments ne sera pas le même.

A l'aide du critère de Coulomb, nous avons déterminé les zones favorables à la rupture. Ces zones nous ont permis de représenter les positions de nucléation possibles pour un second segment de faille si celui-ci était présent dans le milieu. Le temps nécessaire à la rupture pour passer du premier segment au second segment était lui aussi représenté. Ces points de nucléation possible dépendent de la valeur de S choisi. Plus S est grand et moins la rupture pourra sauter de grandes distances entre les deux segments de faille. En effet, pour une valeur de $S = 0,49$, la rupture peut sauter un pas en compression jusqu'à 2 km de distance et un pas en dilatation jusqu'à 4 km de distance. Par contre, lorsque $S = 1,65$, cette distance est réduite à 1 km dans les deux cas. De plus, le délai nécessaire à la rupture pour passer d'un segment à l'autre est plus grand lorsque S est plus fort.

Grâce à ces points de nucléation possible, nous avons pu donner un modèle de propagation de la rupture au cours du séisme de Parkfield en 1966. Suite au choix réalisé pour la valeur des coefficients de friction dans le milieu, la vitesse de rupture obtenue est

légèrement supérieure à celle définie par l'étude des arrivées des ondes P sur les stations d'enregistrement. Cette vitesse de rupture est sub-Rayleigh.

Enfin, par modification des valeurs de S suivant le premier segment, il a été possible de modéliser la propagation d'une rupture sur deux segments de failles simultanément.

CONCLUSION

CONCLUSION

Il existe de nombreuses manières d'étudier un tremblement de terre. L'étude de la source sismique est un moyen de comprendre les phénomènes physiques à l'origine des séismes. Nous avons réalisé une étude de ce genre à partir d'un modèle de crack.

Pour réaliser un tel modèle, j'ai choisi de regarder la nucléation et la propagation dynamique d'une rupture cisailante en mode II dans un milieu homogène linéaire et élastique. Pour cela, j'ai utilisé une méthode d'équations intégrales aux frontières où les fonctions de Green sont calculées à partir de la méthode des nombres d'ondes discrets. Celle-ci permet d'écrire les équations intégrales sous une forme numériquement calculable par discrétisation et par une représentation périodique de la source dans le milieu.

Tout d'abord, l'étude du crack stationnaire nous a permis de valider la méthode utilisée et de définir deux styles d'initialisation différentes pour un crack : le crack métastable et le crack instantané. Ces deux types de nucléation sont basés sur le choix de la contrainte critique utilisée dans le critère de rupture. Les résultats obtenus ont montré qu'il existait très peu de différences entre ces deux styles de nucléations.

Par la suite, pour caractériser la propagation, j'ai étudié le cas d'un crack instantané où le critère de rupture utilisé provient du modèle proposé par Hamano [1974] sous la forme de l'existence d'une contrainte critique. Tout au long de ce travail, cette contrainte critique a été définie comme le produit entre la contrainte normale initiale et le coefficient de friction statique.

L'étude de la propagation dans le milieu, m'a conduit à étudier l'influence de celui-ci sur la propagation en utilisant la définition du coefficient S caractéristique de la résistance du matériau à la rupture. J'ai ainsi montré que suivant la valeur de ce coefficient, la vitesse de rupture est sub-Rayleigh ($S < 1,5$) ou super-cisailante ($S > 1,5$).

Pour modéliser le séisme de 1979 à Imperial Valley en Californie j'ai utilisé la variation de ce coefficient au cours de la propagation. La vitesse de rupture ainsi obtenue

peut atteindre des valeurs proches de la vitesse des ondes P au cours de la propagation. Ces résultats sont en accord avec ceux de travaux précédents, bien que notre vitesse moyenne soit légèrement supérieure à la vitesse moyenne de propagation obtenue par Archuleta [1984]. La réalisation de plusieurs modèles de variation de S a permis de montrer que le passage entre les deux domaines de valeurs de S jouait un rôle important dans la variation de la vitesse de rupture. En effet, lorsque S passe brusquement d'une valeur très inférieure à 1,5 à une valeur très supérieure à 1,5, la vitesse de rupture chute brusquement. Lorsque ce passage se fait par palier, la variation de la vitesse de rupture est beaucoup plus douce, il est même possible d'éliminer les zones de vitesses de rupture très faibles qui apparaissaient lorsque S variait brusquement. Une croissance linéaire de S nous a permis de trouver une vitesse de rupture de plus en plus faible jusqu'à l'obtention de l'arrêt de la propagation. Le coefficient S peut ainsi représenter différentes sortes de barrières allant de la plus faible qui diminue la vitesse à la plus forte qui arrête la propagation de la rupture.

Les études géologiques ont montrés que de nombreuses failles pouvaient être représentées par différents segments de failles en échelon. La direction principale de ces différents segments étant la même que celle de la faille principale.

C'est pour cela, que nous avons choisi de modéliser la propagation dynamique d'une rupture avec saut de faille. En premier lieu, les zones de nucléation possible ont été déterminées pour un second segment de faille. J'ai ainsi montré que les sauts de failles en compression ne pouvaient pas sauter un pas supérieur à 4 km et que les failles en dilatation étaient limitées par un pas de 2 km. Ces positions possibles pour un second segment dépendent eux aussi de la valeur de S . En effet, lorsque S est supérieure à 1,5, les positions possibles pour un second segment sont moins nombreuses. La rupture a plus de mal à passer les sauts de failles. Les résultats obtenus pour ces différents points de nucléation possibles pour un second segment de faille dépendent du temps : un pas en dilatation sera plus facilement sauté qu'un pas en compression.

Ayant ainsi déterminé les zones de nucléation possible, nous avons fait propager la rupture sur un second segment. Pour représenter le saut de faille en dilatation, nous avons choisi de modéliser le séisme de Parkfield, Californie en 1966. La vitesse de rupture, déduite des travaux précédents, nous laisse supposer une valeur de S supérieure à 1,5. Cette valeur de S trop forte ne permet pas à la rupture de se propager sur le second segment. Pour cela, j'ai défini une zone correspondant à la position du second segment dans le milieu où le coefficient S est plus faible qu'ailleurs. Ce séisme est caractérisé par deux segments de failles de longueurs respectives 24 km et 7 km. La vitesse de rupture obtenue est légèrement supérieure à celle définie par Eaton [1967] mais reste tout de

même dans la zone sub-Rayleigh. Le délai nécessaire à la rupture pour passer du premier segment au second segment est de 0,42 s.

Nous voyons grâce à ce travail que la méthode développée au cours de cette thèse est une méthode de calcul numérique permettant d'étudier la propagation dynamique d'une rupture en mode II sous n'importe quelle condition.

Une prolongation intéressante de ce travail serait de modéliser le cas d'un changement de direction au cours de la propagation tel que nous avons pu l'observer lors du séisme de 1992 à Landers en Californie. Cette étude permettra par la suite de modéliser un milieu où la valeur de S sera définie aléatoirement. La rupture choisira alors comme direction de propagation celle où le coefficient S est le plus favorable à cette propagation.

Il serait aussi intéressant de prolonger cette méthode à d'autres styles de failles et de considérer le cas de failles normales ou de failles inverses. Il sera alors possible de modéliser la rencontre entre la rupture et une surface libre. La suite logique sera alors de modéliser la propagation de la rupture dans deux milieux différents.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

A

- Aki K. (1978) Characterization of barriers on an earthquake fault, *J. Geophys. Res.*, **84**, pp. 6140-6148
- Aki K. and P. G. Richards (1980) *Quantitative seismology*, W. H. Freeman, New York
- Allen C. R. (1968) The tectonic environments of seismically active and inactive areas along the San Andreas fault system. *Conference on Geologic Problems of San Andreas Fault System*, Stanford Univ., Publ. Geol. Sci., 11, 10-82
- Andrews D. J. (1976a) Rupture propagation with finite stress in antiplane strain, *J. Geophys. Res.*, **81**, n°20, pp. 3575-3582
- Andrews D. J. (1976b) Rupture velocity of plane shear cracks, *J. Geophys. Res.*, **81**, n°32, pp. 5679-5687
- Andrews D. J. (1985) Dynamic plane-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, pp. 1-21
- Archuleta R. J., P. Spudich and A. Olson (1979) Synthetic seismogram studies of an aftershock of the 1979 Imperial Valley, California earthquake, *Earthquake Notes*, **50**, pp. 50
- Archuleta R. J. (1982) Hypocenter for the 1979 Imperial Valley earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, n°6, pp. 625-628

Archuleta R. J. (1984) A faulting model for the 1979 Imperial Valley earthquake, *J. Geophys. Res.*, **89**, n°B6, pp. 4559-4585

Aydin A. and R. A. Schultz (1990) Effects of mechanical interaction on the development of strike-slip faults with echelon patterns, *J. Struct. Geol.*, **12**, pp. 123-129

B

Bernard P. (1987) Du caractère complexe et agressif des sources sismiques, *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université de Paris, Jussieu, Paris

Bouchon M. and K. Aki (1977) Discrete wave number representation of a seismic source wave field., *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **67** n°2, pp. 259-277

Bouchon M. (1979) Predictability of ground displacement and velocity near an earthquake fault : an example : the Parkfield earthquake of 1966, *J. Geophys. Res.*, **84**, n°B11, pp. 6149-6156

Bouchon M. (1979) Discrete wave number representation of elastic wave fields in three space dimension, *J. Geophys. Res.*, **84**, n°B7, pp. 3609-3614

Bouchon M. (1980) Calculation of complete seismograms for an explosive source in a layered medium, *Geophysics*, **45**, n°2, pp. 197-203

Bouchon M. (1985) A simple complete numerical solution to the problem of diffraction of SH waves by an irregular surface, *J. Acoust. Soc. Am.*, **77**, pp. 1-5

Bouchon M. (1987) Diffraction of elastic waves by cracks or cavities using the discrete wavenumber method, *J. Acoust. Soc. Am.*, **81**, n°6, pp. 1671-1676

Bouin M.P., P. Bernard (1994) Analysis of strong-motion S wave polarization of the 15 October 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, n°B6, pp. 1770-1785

Brace W. D. and J. D. Byerlee (1966) Stick-slip as mechanism for earthquakes, *Science*, **153**, pp. 990

Brady A. G., V. Perez and P. N. Mork (1980) The Imperial Valley earthquake, October 15, 1979. Digitization and processing of accelerograph records, *US. Geol. Surv., Open-File Rept.*, **80-703**, pp. 1-309

Brown R. D. (1970) Map showing recently active breaks along the San Andreas fault between the northern Gabilan Range and Cholame Valley, California, *U.S. Geol. Surv. Misc. Geol. Inv. Map I-741*, scale 1: 62,500

Brune J. N., J. Prince, F. L. V. III, E. Mena and R. S. Simons (1982) The Imperial Valley earthquake of October 15, 1979. Strong motion data recorded in Mexico during the October 15 mainshock, *U.S. Geol. Surv. Profess.*, Paper 1254, pp. 319-349

Burchfield B. C. and J. H. Stewart (1966) "Pull-apart" origin of the central segment of Death Valley, California, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **77**, pp. 439-442

Burford R. O. and P. W. Harsh (1980) Slip on the San Andreas fault in central California from alignment array surveys, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, pp. 1233-1261

Burridge R. and L. Knoppoff (1964) Body forces equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, pp. 1875-1888

Burridge R. (1969) The numerical solution of certain integral equations with non-integral kernels arising in the theory of crack propagation and elastic wave diffraction, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser., A*, pp. 265-353

Burridge R. (1973) Admissible speeds for plane-strain self-similar shear crack with friction but lacking cohesion, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **35**, pp. 439-455

J. M. Carlson and J. S. Langer (1989) Mechanical model of an earthquake fault, *Phys. Rev., A*, **40**, pp. 6470-6484

Byerlee J. D. (1975) The fracture strength and frictional strength of the Weber sandstone, *Int. Rock. Mech. Mining. Sci.*, **12**, pp.

C

Carlson J. M. and J. S. Langer (1989) Mechanical model of an earthquake fault, *Phys. Rev., A*, **40**, pp. 6470-6484

Clark M. M. (1973) Map showing recently active breaks along the Garlock and associated faults, California, *U.S. Geol. Surv. Misc. Geol. Inv. Map I-741*, scale 1:24,000

Cochard A. and R. Madariaga (1994) dynamic faulting under rate-dependent friction, *Pageoph.*, **142**, pp. 419-445

Cochard A. (1995) Dynamique de la rupture sismique : Frottement et complexités, *Thèse Paris 7*, 1995

Coutant O. (1989) Numerical study of the diffraction of elastic waves by fluid-filled cracks, *J. Geophys. Res.*, **94 n°B12**, pp. 17805-17818

Crowell (1974) Origin of late Cenozoic basins in southern California, *Spec. Publ. Soc. Econ. Paleontol. Mineral.*, **22**, pp. 190-204

D

Das S. and K. Aki (1977a) A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **50**, pp. 643-668

Das S. and K. Aki (1977b) Fault plane with barriers : a versatile earthquake model, *J. Geophys. Res.*, **82**, pp. 5658-5670

Das S. (1985) Application of dynamic shear crack models to the study of the earthquake faulting process., *Int. J. fracture*, **27**, pp. 263-276

Dieterich J. H., C. B. Raleigh and J. D. Bredehoelf (1972) earthquake triggering by fluid injection at rangely, Colorado. *Proceedings of the International society of Rock Mechanics / International Association of Engineering Geology Symposium : Percolation Through fissured Rock*, 12 pp., Deutsche Geselleschaft für Erd-und Grundbau, Stuggart, West Germany

Dieterich J. H. (1972a) Time-dependent friction as possible mechanism for aftershocks, *J. Geophys. Res.*, **77**, pp. 3771-3781

Dieterich J. H. (1972b) Time-dependent friction in rocks, *J. Geophys. Res.*, **77**, pp. 3690-3697

Dieterich J. H. (1978b) Time-dependant friction and the mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, pp. 790-806

Dieterich J. H. (1979) Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **84, n° B5**, pp. 2161-2168

E

Eaton J. P. (1967) Instrumental seismic studies. The Parkfield-Cholame earthquakes of June-August 1966, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, **579**, pp. 57-65

Eaton J. P., M. E. O'Neill and J. N. Murdock (1970) Aftershocks of the 1966 Parkfield-Cholame, California, earthquake: a detailed study, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1151-1197

F

Fossum A. F. and L. B. Freund (1975) Nonuniformly moving shear crack model of a shallow focus earthquake mechanism, *J. Geophys. Res.*, **80**, pp. 3343-3347

L. B. Freund (1972) Energy flux into the tip of a extending crack in an elastic solid, *J. Elasticity*, **2**, pp. 341-34

Freund L. B. (1972) Energy flux into the tip of a extending crack in an elastic solid, *J. Elasticity*, **2**, pp. 341-348

Fuis G. S., W. D. Mooney, J. H. Healy, G. H. McMechan and W. J. Lutter (1981) Crustal structure of the Imperial Valley region, *Us. Geol. Surv. Profess.*, Paper 1254, pp. 25-49

G

Gariel J.C., R. J. Archuleta and M. Bouchon (1990) Rupture process of an earthquake with kilometeric size fault inferred from the modeling of near-source records, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80, n°4**, pp. 870-888

Griffith A. A. (1920) The phenomena of rupture and flow in solids, *Phil. Trans. R. Soc. London*, pp. 221-163

H

Hamano Y. (1974) Dependence of rupture time history on the heterogeneous distribution of stress and strength on the fault plane (abstract), *EOS Trans. Am. geophys. Un.*, **55**, pp. 352

Hanna W. F., H. Burch and H. W. D. Jr. (1972) Gravity, magnetics, and geology of the San Andreas fault area near Cholame, California, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, **579**, pp. 57-65

Harris R. A., R. J. Archuleta and S. M. Day (1991) Fault steps and the dynamic rupture process : 2D numerical simulations of a spontaneously propagating shear fracture, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, pp. 893-896

Harris R. A. and S. M. Day (1993) Dynamic of fault interaction : parallel strike-slip faults, *J. Geophys. Res.*, **98**, N°B3, pp. 4461-4472

Hartzell S. and D. V. Helmberger (1982) Strong-motion modeling of the Imperial Valley earthquake of 1979, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, pp. 571-596

Haskell N. A. (1964) Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, pp. 1811-1841

Housner G. W. and M. D. Trifunac (1967) Analysis of accelerograms-Parkfield earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **57**, pp. 1193-1220

I

Ida I. (1972) Cohesive force across the tip of longitudinal shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, **77**, pp. 3796-3805

Irwin G. R. (1948) Fracture dynamics in *Fracturing of metals*, American Society for Metal Cleveland, Ohio, pp. 147-166

J

Jackson D. D. and W. B. Lee (1981) Local variations of seismic velocity in the Imperial Valley, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **71**, n°6, pp. 1849-1861

K

Kanamori H. and G. S. Stewart (1978) Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976, *J. Geophys. Res.*, **83**, pp. 3427-3434

Koller M., M. Bonnet and R. J. Madariaga (1992) Modelling of dynamical crack propagation using time-domain boundary integral equations, *Wave Motion*, **16**, pp. 339-366

Kostrov B. V. (1966) Unsteady propagation of longitudinal shear cracks, *J. appl. Math. Mech.*, **30**, pp. 1241-1248

Kostrov B. V. (1970) Th theory of the focus for tectonic earthquakes, *Izv. Acad. Sci. USSR Phys. Solid Earth, English Transl.*, n°4, pp. 258-267

L

Lamb H. (1904) On the propagation of tremors at the surface of an elastic solid, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **203**, Ser. A, pp. 1-42

LeBras R. (1983) An inversion algorithm for strong ground motion data; application to the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, pp.

M

Madariaga R. J. (1978) The dynamic field of Haskell's rectangular dislocation fault model, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, pp. 869-887

Madariaga R. J. (1979) On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, **84**, pp. 2243-2250

Madariaga R. J. (1983) High frequency radiation from dynamic earthquake fault model, *Annales Geophysicae*, **1**, pp. 17-23

Madariaga R. J. and A. Cochard (1994) Seismic source dynamics, heterogeneity and friction, *Annali di Geofisica*, **37**, n°6, pp. 1349-1375

- Maruyama T. (1963) On the force equivalents of dynamic elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism, *Bull. Earthquake. Res. Inst., Tokyo University*, **41**, pp. 467-486
- Masson and Cie (1973) *Traité de géophysique interne*, vol. 1 in nb 2, Paris
- Mavko G. M. (1982) Faults interaction near Hollister, California, *J. Geophys. Res.*, **87**, pp. 7807-7816
- McMehan G. A. and W. D. Mooney (1980) Asymptotic ray theory and synthetic seismograms for laterally varying structures : theory and application to the Imperial Valley, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, n°6, pp. 2021-2035
- Miyatake T. (1992) Reconstruction of dynamic rupture process of an earthquake with constraints of kinematic parameters, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, n°4, pp. 349-352

N

- Niazi M. (1982) Source dynamics of the 1979 Imperial Valley earthquake from near-source observations (of ground acceleration and velocity), in proceedings of workshop on the dynamic characteristics of faulting inferred from recordings of strong ground motions, *U.S. Geol. Surv., Open file Rept.* 82-591

O

- Okubo P. G. (1989) Dynamic rupture modeling with laboratory derived constitutive relations, *J. Geophys. Res.*, **94**, n°B9, pp. 12321-12335
- Olson A. H. and R. J. Apsel (1982) finite fault and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, pp. 1969-2001

R

- Raleigh C. B., J. H. Healy and J. D. Bredehoeft (1972) Faulting and crustal stress at Rangely, Colorado dans *Flow and Fracture of Rocks, Geophys Monogr. Ser.*, **16**, pp. 275-284, edité par H. C. Herd, I. Y. Borg, N. L. Carter et C. B. Raleigh, A.G.U., Washington D.C.
- Reid H. R. (1910) The mechanics of the earthquake, Carnegie Inst., Washington D.C.

- Reid H. R. (1912) The Californian Earthquake of April 18th, 1906, Report of the State Earthquake Investigation Commission, *California*

- Rodgers D. A. (1980) Analysis of basin development produced by an echelon strike slip faults in *Sedimentation at Oblique-Slip Margins Spec. Pub. 4*; edited by P. F. Ballance et H. G. Reading, International Association of Sedimentologists, Oxford, England

S

- Scholz C. H., M. Wiss and S. W. Smith (1969) Seismic and aseismic slip on the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 2049-2069
- Schulz S. S., G. M. Mavko, R. O. Burford and W. D. Stuart (1982) Long-term fault creep observations in central California, *J. Geophys. Res.*, **87**, pp. 6977-6982
- Schwartz L. (1966) *Théorie des distributions*, éditions Hermann, Paris
- Segall P. and D. D. Pollard (1980) Mechanics of discontinuous faults, *J. Geophys. Res.*, **85**, n°B8, pp. 4337-4350
- Sharp R. V. (1972) Map showing recently active breaks along the San Jacinto fault zones between the San Bernardino area and Borrego Valley, California, *U.S. Geol. Surv. Misc. Geol. Inv. Map I-675*, scale 1/24,000
- Shmueli M. and Z. S. Alterman (1973) Crack propagation by finite differences, *J. Appl. Mech.*, **40**, pp. 902-908
- Sibson R. H. (1985) stopping of earthquake ruptures at dilational fault jogs, *Nature*, **316**, pp. 248-251
- Sibson R. H. (1986) Rupture interaction with fault jogs, vol. 37 in nb Washington D. C.
- Spudich P. and E. Cranswick (1982) Use of near-source seismic-array data to reveal details of the earthquake rupture process, *Earthquake Notes*, **53**, pp. 39
- Stöckl H. (1977) Finite difference calculation of stress relaxation earthquake models, *J. Geophys.*, **43**, pp. 311-327

T

Teufel L. W. and J. M. Logan (1978) Effects of shortening rate on the real area of contact and temperatures generated during frictional sliding, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, pp. 840-865

V

Vedder J. G. and R. E. Wallace (1970) Map showing recently active breaks along the San Andreas fault and related faults between Cholame Valley and Tejon Pass, California, *U.S. Geol. Surv. Misc. Geol. Inv. Map I-574*, scale 1:24,000

Virieux J. and R. Madariaga (1982) Dynamic faulting studied by a finite difference method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, pp. 345-368

Z

Zoback M. D., M. L. Zoback, V. S. Mount, J. Suppe, J. P. Eaton, J. H. Healy, D. Oppenheimer, P. Reasenber, L. Jones, C. B. Raleigh, I. G. Wong, O. Scotti and C. Wentworth (1987) New evidence on the state of stress of the san Andreas fault system, *Sciences*, **238**, pp. 1105-1111

**Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I**

Titre de l'ouvrage :

Etude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture par la méthode des nombres d'ondes discrets.

Auteur : **Dorothee Streiff**

Etablissement : Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique

Résumé

La nucléation et la propagation dynamique d'une rupture est modélisée par une méthode d'équations intégrales aux frontières où les fonctions de Green sont calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets. Pour cela, un modèle de crack en mode plan dans un milieu homogène, linéaire et élastique est considéré. Pour caractériser la propagation, les conditions de rupture proviennent du critère numériquement défini par Hamano.

L'étude de la propagation suivant une faille unique montre que la vitesse de rupture dépend de la résistance du milieu, caractérisée par le coefficient S . Suivant la valeur de S , cette vitesse est sub-Rayleigh ou super-cisailantes. Nous avons alors montré que lors du séisme d'Imperial Valley, la vitesse de rupture pouvait atteindre des valeurs proches de la vitesse des ondes P dans le milieu.

L'étude de la propagation de la rupture sur différents segments de faille a été effectuée dans le cas du séisme de Parkfield. Après avoir déterminé les zones de nucléation possible pour un second segment, la propagation dynamique a été modélisée sur deux segments de faille. Nous avons alors observé que la nucléation et la propagation sur le second segment dépendent de la valeur du coefficient S .

Mots-clés

Source sismique - Propagation dynamique - Equations intégrales aux frontières - Méthode des nombres d'ondes discrets - Résistance du matériau (S) - Sauts de faille - Imperial Valley - Parkfield.