

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département de *Génie Civil*

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

THESE DE MAGISTER

Présentée par

Karima KADI

Ingénieur d'Etat en Génie Civil

Diplômée de l'Ecole Nationale Polytechnique

THEME

**SYNTHESE DES MOUVEMENTS FORTS PAR LA
METHODE DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES**

Soutenue le 06 Juillet 1999 devant le jury composé de :

Mr. M. K. BERRAH	Professeur	ENP	Président
Mr. M. HAMMOUTENE	Maître de Conférences	ENP	Directeur de thèse
Mr. S. BELKACEMI	Maître de Conférences	ENP	Examinateur
Mr. M. OUYED	Chargé de Cours	IST/USTHB	Examinateur
Melle N. BOUMBAR	Chargée de Cours	ENP	Examinatrice
Mr. M. BOUGHACHA	Chargé de Cours	IST/USTHB	Invité

في محتوى هذا العمل، نطور منهاج اصطناعي لحساب الهزات الأرضية الناتجة عن الزلازل ذوات الطاقة القوية، و هذا متمركز على التحصيل النظري لدوال قرين من جهة، و عن المقياس السلمي للهزات الأرضية، من جهة أخرى. نراجع المنهجية بقصد إدخال الآثار الملائمة على الإشعاعات و التخفيف الهندسي، لأخذ بعين الإعتبار وضعية الفحوات الثنائية بالنسبة لجهاز الإستقبال (بجمل قريب، وسطي أو بعيد). نجري تحسين في صياغ المنهاج، من أجل القضاء على الحركات التذبذبية الطفيلية وإعادة تكوين العوامل الفيزيائية لنموذج غير متجانس للشقة الجيولوجية. نقوم بتطبيق أولي لهذا العمل، و هذا الموضوع كانت فيه تسجيلات الهزة الكبرى موجودة. بما أن وسائط المنبع (موضع مركز الزلازل على سطح الفجوة، سرعة التصدع و زمن الصعود) لا نعرفها أوليا، يصبح إذا من الضروري إدخال، في تنبؤ الهزة الكبرى، تقدير للإرتياب المرتبط بتغير هذه الوسائط. في حالة مواضع تكون فيها المعطيات المتعلقة بالهزة الكبرى قليلة أو متعدمة، نطبق المنهاج المطور باستعمال كدالة قرين، تسجيلات الهزة البادرة أو الموالية. في هذه الحالة، نقارن بين التسارع المركب اصطناعيا و التسارع الناتج عن تطبيق دوال قرين لوسط متجانس، لا نهائي، خطي و الموحد. أخيرا، نطبق المنهاجية المطورة في هذا العمل، لدراسة آثار تغير وسائط المنبع على الحركات القوية الناجمة عن الهزات الأرضية.

Abstract

In the present work, we develop a procedure of simulation of earthquake strong ground motions, based on the Green's function theory and on another hand, on the similarity law of earthquakes. The methodology is revised in order to introduce the appropriate effects of radiation and geometrical attenuation with regard distance between the subfault plane and the receiver (near field, intermediate field or far field). This formalation is also improved in order to remove the ghostly oscillatory motions and to reproduce the physical effects of the inhomogeneous fault models. The application of this method is made to the case of sites for which the main shock records are available. Since, the source parameters (location of hypocenter on the fault place, rupture velocity and rise time), can't be known a priori, it is necessary to include, in the main shock prevision, an estimation of the incertitude involved by the variability of the parameters. In the case of areas in which accelerometric data may be scarce or no-existent, the methodology developed herein is applied using the records of foreshocks or aftershocks as Green's functions. The synthesised accelerogram is compared with the theoretical one, estimated by use the Green's functions theory. This synthesis method is finally used for study the sensibility of the strong ground motions to the source parameters.

Résumé

Dans le présent travail, il a été développé une procédure de simulation des mouvements du sol dus à des séismes de forte énergie, basée sur la théorie des fonctions de Green d'une part, et sur la loi d'échelle qui existe pour les tremblements de terre, d'autre part. La méthodologie est révisée de sorte à introduire les effets appropriés de la radiation et de l'atténuation géométrique, compte tenu de la position des sous-failles par rapport au récepteur (champ proche, intermédiaire ou lointain). Une amélioration est apportée à la formulation afin de supprimer les mouvements oscillatoires parasites et de reproduire les effets physiques d'un modèle de faille hétérogène. Une première application du travail est faite pour le cas de site où l'enregistrement du choc majeur est disponible. Les paramètres de source (localisation de l'hypocentre sur la faille, vitesse de rupture et temps de montée) ne pouvant être connus à priori, il est nécessaire d'inclure dans la prévision du choc majeur, une estimation de l'incertitude liée à la variabilité de ces paramètres. Pour le cas de sites où les données du choc majeur sont rares ou inexistantes, la méthodologie développée est appliquée en utilisant comme fonction de Green, l'enregistrement d'un précurseur ou d'une réplique. L'accélérogramme synthétique ainsi obtenu, est comparé au signal simulé en utilisant les fonctions de Green définies pour un milieu homogène, infini, linéaire et isotrope. La méthodologie développée est enfin utilisée pour étudier la sensibilité aux paramètres de source du mouvement fort du sol au site.

Mots clés : Fonctions de Green - Simulation de mouvements forts - Paramètres de source - Directivité- Séisme d'El-Asnam

Dédicaces

A mes Parents

A mes sœurs Amel, Faiza & Farah

A mon frère Abderrahmane Lamine

A mes beaux-frères Abdelmalek & Mohamed

A Asma & Abdelkrim

A Abdeldjalil & Yousra

A ma cousine Zola

A M'bamed

A toute ma Famille

A mes Amis

RÈMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à monsieur HAMMOUTENE, Directeur de thèse, Maître de Conférences à l'ENP, pour la confiance qu'il m'a toujours accordée et ses conseils combien précieux qu'il a su me prodiguer en permanence. J'ai pu apprécier non seulement son savoir, son expérience et sa compétence scientifique, mais aussi et surtout ses remarquables qualités humaines. Qu'il trouve dans ces quelques lignes, l'esprit de ma vive reconnaissance et le témoignage de mon profond respect.

Je ne saurai comment remercier monsieur BERRAH, Professeur, Directeur de l'ENP, qui a bien voulu prendre sur son temps et mettre à profit sa compétence pour juger ce travail et me faire l'honneur de présider le jury de soutenance. Puisse-t-il trouver ici l'expression de toute ma gratitude.

Tout autant, je suis également très sensible à l'honneur que me font monsieur BELKACEM, Maître de Conférences à l'ENP, monsieur OUYED, Chargé de cours à l'IST/USTHB et mademoiselle BOUMBAR, Chargée de cours à l'ENP, qui ont bien voulu examiner et juger ce modeste travail. De même, je remercie vivement monsieur BOUGHACHA, Chargé de cours à l'IST/USTHB, pour sa participation au jury de thèse.

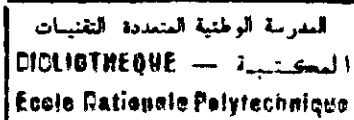
Mes remerciements s'adressent également à tout le corps enseignant à qui je dois ma formation, et en particulier à monsieur TILIOUINE, Professeur à l'ENP, dont la persévérance et l'efficacité au travail n'échappent à personne.

Je tiens aussi à témoigner ma sincère reconnaissance à madame Assia HARBI du Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géologie qui m'a fait profiter de son savoir et de son expérience.

L'ambiance sympathique du Centre de Documentation et du Centre de Calcul a énormément apporté pour que ce travail soit réalisé. J'exprime ma vive reconnaissance à tous leurs personnels.

Que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail, soient ici remerciés.

TABLE DES MATIERES



INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE PREMIER *Concepts de Base en Sismologie*

1.1 INSTRUMENTATION	8
1.2 ONDES SISMIQUES	9
1.3 CARACTÉRISATION DES MOUVEMENTS FORTS	11
1.3.1 Localisation des Tremblements de Terre	12
1.3.2 Evaluation de l'Intensité	14
1.3.3 Magnitude et Moment Sismique	15
1.3.4 Mécanisme Focal	18
1.4 FACTEURS AFFECTANT LES MOUVEMENTS FORTS	21
1.4.1 Paramètres de Source	22
1.4.2 Chemin de Propagation et Géologie Locale du Site	25
1.4.3 Topographie en Surface	27

CHAPITRE DEUXIEME *Représentation des Sources Sismiques*

2.1 FORMULATION	30
2.2 THÉORÈME D'UNICITÉ ET DE RÉCIPROCITÉ	31
2.2.1 Théorème de l'Unicité	31
2.2.2 Théorème de Réciprocité	32
2.3 INTRODUCTION DES FONCTIONS DE GREEN POUR L'ELASTODYNAMIQUE	33
2.4 THÉOREME DE REPRESENTATION	35
2.5 REPRÉSENTATION D'UNE FAILLE ENTERRÉE	36
2.5.1 Forces de Volume Equivalentes	37
2.5.2 Cas d'une rupture de faille	39
2.6 TENSEUR DES MOMENTS SISMIQUES	42

CHAPITRE TROISIEME *Ondes Sismiques Issues d'une Source Ponctuelle*

3.1 FORMULATION	46
3.1.1 Solution pour la Fonction de Green.Elastodynamique	46
3.1.2 Solution en Double Couple	51
3.2 MODÈLE DE RADIATION EN COORDONNÉES DE SOURCE	53
3.3 ONDES DE VOLUME, EN CHAMP LOINTAIN, DANS UN MILIEU HÉTÉROGENE	55

CHAPITRE QUATRIEME *Formulation de la Méthode des Fonctions de Green Empiriques*

4.1	SIMILITUDE DES TREMBLEMENTS DE TERRE	61
4.2	RELATION ENTRE LES FONCTIONS SOURCES DES PETITS ET GROS EVENEMENTS	62
4.3	ESTIMATION DES MOUVEMENTS FORTS ASSOCIES A L'ÉVÈNEMENT MAJEUR	66
4.3.1	<i>Contraintes Liées au Modèle de Source</i>	68
4.3.2	<i>Présentation des Modèles de Rupture</i>	75
4.4	APPLICATION A L'ESTIMATION DE L'ACCÉLÉRATION ASSOCIÉE AU CHOC MAJEUR DU SÉISME ITO	76
4.4.1	<i>Correction des Termes de Radiation et de l'Atténuation Géométrique</i>	79
4.4.2	<i>Suppression des Oscillations Parasites</i>	80
4.4.3	<i>Révision de la Méthodologie pour les Hautes Fréquences</i>	82
4.4.4	<i>Application de la Méthode Révisée pour le Cas du Séisme ITO</i>	85
4.5	CONCLUSION	89

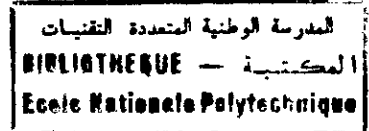
CHAPITRE CINQUIEME *Application de la MFGE à la Simulation de l'Accélération Associée au Séisme El-Asnam*

5.1	CARACTÉRISATION DU CHOC PRINCIPAL	94
5.1.1	<i>Manifestations Tectoniques de Surface</i>	94
5.1.2	<i>Microsismicité de la Secousse Principale</i>	94
5.2	ESTIMATION DE L'ACCÉLÉRATION ASSOCIÉE AU CHOC MAJEUR PAR LA MÉTHODE DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES	96
5.3	ESTIMATION DE L'ACCÉLÉRATION ASSOCIÉE AU CHOC MAJEUR PAR LA MÉTHODE DES FONCTIONS DE GREEN THÉORIQUES	101
5.3.1	<i>Représentation des Fonctions Sources</i>	101
5.3.2	<i>Estimation de l'Accélération Associée à l'Évènement Élémentaire</i>	103
5.3.3	<i>Estimation de l'Accélération Associée au Choc Majeur</i>	106
5.4	IMPORTANCE DES EFFETS DES PARAMÈTRES DE SOURCE	109
5.4.1	<i>Effet de la Directivité</i>	109
5.4.2	<i>Effet de la Vitesse de Rupture</i>	111
5.4.3	<i>Effet du Temps de Montée</i>	112
5.4.4	<i>Effet de la Vitesse de Propagation</i>	113
5.4.5	<i>Effet du Type de Propagation de la Rupture</i>	114
5.5	CONCLUSION	115

CONCLUSION GENERALE

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

INTRODUCTION GENERALE



LE MOUVEMENT FORT enregistré en un site particulier, peut être considéré comme influencé par les trois éléments principaux : la source, le chemin de propagation et les conditions locales du site. Le premier décrit comment la nature et la taille de la faille sismique contrôlent la génération des ondes sismiques ; le second décrit l'effet de la structure géologique de la Terre sur ces ondes lorsqu'elles se propagent de la source jusqu'au point de réception ; et le troisième décrit l'influence de la couche de sol superficielle ainsi que l'effet de la topographie en surface, sur le mouvement résultant de la dissipation et la dispersion des différentes ondes sismiques.

La nécessité de mieux appréhender la caractérisation des mouvements forts dus aux tremblements de terre et de mieux apprécier l'influence des divers paramètres physiques sur de tels mouvements, a constitué une motivation essentielle pour le développement des procédures de simulation de plus en plus sophistiquées. Par ailleurs, compte tenu de l'intérêt porté par de nombreux auteurs au phénomène de variabilité spatiale (Harada, 1982 ; Duarte, 1984 ; Vanmarke and Harichandron, 1984 ; Loh and Yeh, 1988) et à ses effets sur les structures (Berrah and Kausel, 1992, 1993), le développement de procédures de simulation très élaborées, a trouvé toute son importance, notamment dans les régions où les enregistrements sismiques sont très rares, voire inexistantes.

Nous faisons dans ce qui suit, une brève présentation des procédures de simulation des mouvements forts au voisinage d'une faille. Ces différentes techniques peuvent être subdivisées en trois grandes catégories :

- *Techniques de régression statistiques*

Elles se basent essentiellement sur la sélection d'une suite d'enregistrements de mouvements forts recueillis pour différentes sources, chemins de propagation et conditions locales de site, pour définir des relations de corrélation empiriques qui permettent l'estimation du mouvement résultant de divers scénarios de tremblements de terre. Nécessairement, ces relations englobent les deux paramètres les plus importants, à savoir, la taille du séisme, usuellement décrite par sa magnitude, et la distance entre source et récepteur.

Ces modèles de régression, exprimés sous forme graphique ou comme équations mathématiques, peuvent porter sur divers paramètres pour lesquels des données existent, soit par des mesures directes ou indirectes. Plus fréquemment, c'est le pic d'accélération qui est mesuré aisément et forme la plus grande banque de données. Cependant, les pics de vitesse, de déplacement, le spectre de réponse ou encore le spectre de Fourier peuvent aussi être utilisés (Joyner and Boore, 1981 ; Trifunac and Lee, 1989).

Toutefois, cette technique d'estimation des mouvements forts peut être utilisée uniquement pour des régions riches en enregistrements sismiques ou pour les régions pour lesquelles les facteurs source, chemin de propagation et géologie locale du site, sont similaires. Ceci crée un problème de généralisation de ces relations pour d'autres profils de sol où l'implantation des appareils de mesure est très faible.

- *Modélisation théorique des mouvements forts*

Le fondement théorique d'une telle modélisation a été établi par Aki and Richards (1980) qui ont montré qu'une simple force ponctuelle pour un glissement de faille, est équivalente à un double couple et que le sismogramme peut être estimé par une convolution spatio-temporelle de la fonction de glissement avec la fonction de Green.

La fonction de glissement décrit l'histoire temporelle du mouvement relatif des deux faces de la faille pour une position bien définie sur le plan de rupture. Elle peut varier d'un point à un autre de la faille, mais elle est usuellement décrite par un simple déplacement linéaire qui se stabilise en atteignant le glissement final. Par ailleurs, la fonction de Green représente la

réponse enregistrée à un récepteur donné, lorsqu'un glissement instantané et unitaire est appliqué sur le plan de faille. Elle simule la propagation des ondes sismiques du foyer jusqu'au point d'observation et dépend principalement de la distance hypocentrale et de la structure géologique du profil de sol.

Finalement, on peut dire que la fonction de glissement et la fonction de Green expriment respectivement les effets de source et de propagation, sur le mouvement sismique. Cependant, un tel mouvement ne peut être estimé théoriquement qu'à partir d'une complète description du processus d'évolution du front de rupture sur le plan de faille. Pour cela, des modèles de source déterministes ont été développés. On peut les classer en deux grandes catégories : *dynamiques* et *cinématiques*.

Les modèles dynamiques tiennent compte de l'évolution des forces causatives de l'action sismique telles que les contraintes tectoniques et les forces de cohésion dans la zone de rupture. Ils exigent des calculs précis et très complexes ainsi qu'une bonne connaissance du milieu de propagation à petites échelles. Pour cela, des modèles cinématiques ont été développés où, seule l'évolution spatio-temporelle de la rupture est définie, sans référence à son aspect dynamique.

A nos jours, le modèle cinématique le plus utilisé est celui proposé par Haskell (1969) qui suppose un simple glissement uniforme (*dislocation*), se propageant à vitesse constante, V_R , sur une faille rectangulaire de longueur L et de largeur W . A l'arrivée du front de rupture, chaque point de la faille glisse linéairement en fonction du temps, et s'arrête lorsque le glissement final, ΔU , est atteint. Le temps requis pour atteindre cet état d'équilibre est appelé temps de montée, τ , et est supposé le même pour chaque point de la surface de rupture. Ainsi, le modèle de source de Haskell est décrit complètement par cinq paramètres (L , W , V_R , τ et ΔU).

Par ailleurs, d'autres modèles plus récents ont été développés, tenant compte de la variation locale du glissement et de la vitesse de rupture (non-uniformité du glissement), pour différentes configurations de la faille (Bouchon, 1978 ; Campillo, 1983 ; Bernard and Madariaga, 1984).

- *Méthodes hybrides*

Afin de surmonter les insuffisances des méthodes statistiques et théoriques, une série de méthodes hybrides ont été développées, faisant le lien entre nos connaissances théoriques et les données enregistrées in-situ.

Une approche puissante, appelée *méthode stochastique*, se base essentiellement sur le fait que le mouvement sismique est incohérent et de nature purement aléatoire. Ainsi, le spectre de Fourier de l'accélération des mouvements forts peut être décrit par un bruit Gaussien dans la gamme des fréquences comprises entre la fréquence coin et la fréquence maximale, alors que la forme spectrale est donnée par le spectre de Brune (1970,1971).

Ce modèle de source a donné naissance à une série de techniques d'estimation des mouvements forts telles que l'approche de Hanks and McGuire (1981) pour l'estimation du pic d'amplitude des mouvements à hautes fréquences, et les modèles de Boore (1983), Joyner and Boore (1986) Wennerberg (1990), pour la simulation des spectres de réponse et l'estimation du pic des vitesses.

Ces approches stochastiques paraissent attrayantes et ne demandent pas de grands efforts de calcul. Cependant, elles ne sont pas exploitables pour l'étude des effets de source tels que l'orientation de la faille et la direction du front de rupture. De plus, les effets liés à la propagation sont pris en compte de manière sommaire à travers des coefficients qui ne sont fonction que de la fréquence.

Par ailleurs, une approche hybride très pratique, appelée *méthode empirique*, suppose que seuls les effets de l'atténuation du sol varient d'une région à une autre, et que les propriétés de la source restent les mêmes. Cette technique, associée aux fonctions de Green, a trouvé un large domaine d'application pour la simulation des mouvements forts, utilisant l'enregistrement d'événements élémentaires, tels que les précurseurs et les répliques, qui ont eu lieu sur le même plan de faille que le signal majeur.

Dans l'esprit original de la méthode, il devient désirable que chaque petit séisme puisse correspondre à un événement de très faible magnitude. Dans ce cas la, sa fonction source peut être approchée par une impulsion de Dirac et l'enregistrement peut être considéré comme une

vraie fonction de Green empirique (idéalement, ceci revient à dire que la fréquence coin du petit séisme sera bien supérieure à la fréquence maximale d'intérêt pour le grand séisme).

Cette méthode des *fonctions de Green empiriques* a été initiée par Hartzell (1978) puis développée par d'autres auteurs (Irikura, 1983 ; Boatwright, 1988 ; Dan and *al.*, 1990 ; Hutchings, 1991 ; Hough and *al.*, 1991 ; Bour and Cara, 1997) en considérant différentes lois de similitude entre tremblements de terre (Kanamori and Anderson, 1975 ; Geller, 1976). C'est une approche très appréciée car chaque fonction de Green porte en elle, les effets complexes du processus de rupture dynamique de la faille sismique ainsi que l'hétérogénéité des structures de la Terre, entre la source et le site d'observation.

Dans cette étude, nous développons une procédure de simulation des mouvements de sol dus à des séismes de forte énergie, basée sur la technique des *fonctions de Green empiriques*. La faille sismique de l'événement majeur est par hypothèse subdivisée en un nombre fini de sous-failles élémentaires, associées aux sous-événements considérés. Dans cette méthode, le processus de rupture sur la faille sismique de l'événement majeur, est modélisé de manière déterministe suivant trois schémas de rupture : unilatéral, bilatéral ou radial. Les paramètres les plus déterminants de ce processus sont : l'amplitude du glissement, la vitesse de propagation du front de rupture sur le plan de faille et le temps de montée. De même, les informations relatives aux effets de source, de propagation et de site, étant contenues dans l'enregistrement du sous-événement (précurseur ou réplique), sont donc implicitement pris en considération de manière empirique dans cette procédure.

Après un développement des fondements théoriques permettant d'explicitier, pour un milieu élastique infini, le champ de déplacement généré par une source ponctuelle, nous présentons la formulation de la méthode des fonctions de Green empiriques et nous mettons en évidence la relation qui existe entre les fonctions source du petit et du grand séisme. Par ailleurs, nous discutons les effets du modèle de source et de la loi d'échelle, sur les paramètres de la sommation des fonctions de Green empiriques. Les conséquences de ces effets sur le spectre de l'événement élémentaire ainsi que sur le nombre de sous-événements à considérer, sont alors présentées.

Des améliorations sont introduites dans la formulation de la méthode afin de prendre en considération les effets appropriés de l'atténuation géométrique et de la radiation, associés à

chaque sous-faille, compte tenu de sa taille et de sa position vis-à-vis du récepteur : Champ proche, intermédiaire ou lointain. Par la suite, nous présentons des améliorations supplémentaires de sorte à supprimer les oscillations parasites dues à la difficulté d'estimation de la vraie valeur du temps de montée d'une part, et représenter de manière significative les hétérogénéités du processus de rupture, d'autre part. L'illustration de ces améliorations est faite en considérant les enregistrements obtenus lors du séisme de Ito (7 juillet 1989, Péninsule d'Izu, Japon).

La méthodologie, ainsi corrigée, est alors appliquée pour l'évaluation des paramètres de source et l'estimation du choc majeur du séisme de Ito. Une seconde application est faite pour l'estimation de l'accélération associée au séisme d'El-Asnam (10 octobre 1980, El-Asnam, Algérie) sur les sites de Sogédia (El-Asnam Ville) et celui du CEM El-Ghazali (El-Attaf). Une comparaison pour cette dernière application est faite avec les accélérogrammes générés avec la méthodologie développée ci-dessus mais pour des fonctions de Green théoriques, estimées pour un milieu homogène, infinitésimal, linéaire et isotrope.

Enfin, la méthodologie est utilisée pour apprécier les effets de la directivité, de la vitesse de rupture, du temps de montée, de la vitesse de propagation dans le milieu élastique et du modèle de rupture adopté.

De même que la fonction de la pensée immédiate est de réaliser un modèle du monde environnant, de simuler avant qu'ils ne se produisent effectivement dans la réalité, le cours des événements pour mieux les éviter, ou de les maîtriser. de même la fonction de la pensée mathématique est de nous permettre de forger un outil par lequel ce monde sera simulé, prévu.

C.P. BRUTER

CHAPITRE PREMIER

Concepts de Base en Sismologie

LA LITHOSPHERE EST un puzzle sphérique constitué de plaques rocheuses rigides, essentiellement à base de granites pour les continents et de basaltes pour les océans, qui flottent sur une asthénosphère formée d'un magma visqueux en fusion. Ces énormes pans d'écorce terrestre que l'on appelle *plaques tectoniques*, sont en continuel mouvement sous l'effet des courants de convection, provoquant l'expansion des fonds océaniques et l'écartement des continents.

Les séismes, dans leur quasi-totalité, sont dus aux mouvements de ces dalles rigides, mouvements qui conduisent donc, ici à l'écartement de deux d'entre elles, là à leur affrontement, ailleurs à leur relatif coulissage horizontal. Selon les dimensions de la rupture qui finalement se produit sous l'accumulation des contraintes, la magnitude de l'ébranlement sismique qui en résulte va du modeste jusqu'au colossal.

Ainsi, un tremblement de terre a lieu quand il y a un soudain mouvement le long d'une nouvelle ou préexistante fracture ou *faille* à l'intérieur des couches terrestres. Cette dislocation brusque qui se propage ensuite comme la fêlure d'une vitre, donne naissance à des mouvements vibratoires qui émanent à partir de la source sismique (rupture de faille) et qui se propagent dans la Terre.

La *séismologie* est l'étude de la génération, propagation et enregistrement de ces ondes élastiques et des sources qui les produisent. Elle joue un rôle déterminant dans l'élaboration de la théorie de la tectonique des plaques et permet de mettre en évidence les limites des plaques principales et les contraintes intervenant dans le processus général. Par ailleurs, elle constitue l'outil de base pour les applications du génie parasismique et pour le calcul des structures.

1.1 INSTRUMENTATION

Quand un tremblement de terre a lieu, les ondes sismiques se propagent dans toutes les directions à partir du foyer et provoquent des mouvements relatifs entre les particules qui constituent la Terre. Cet effet peut être étudié en enregistrant soit le mouvement de la particule en un point, soit le mouvement relatif ou déformation entre deux points, ou encore la vitesse ou l'accélération.

Tout instrument utilisé pour la détection des mouvements du sol peut être appelé *séismomètre*, la grande majorité des instruments existant dans les observatoires sismologiques sont du type «pendule». Le séismomètre doit toujours être associé à un dispositif d'enregistrement qui traduit la perturbation instantanée sous une forme permanente. La terminologie actuelle distingue les appareils appelés *séismoscopes* qui fournissent seulement l'indication qu'un séisme a eu lieu et ceux dans lesquels le signal de sortie du séismomètre est enregistré sous forme d'une fonction continue du temps. Dans cette dernière classe, l'ensemble du séismomètre, appareil détecteur, et de l'enregistreur est appelé un *séismographe*. L'enregistrement obtenu est un *sismogramme*.

Pour des considérations pratiques et pour des raisons liées à une simplicité de conception, les *accélérographes* restent des appareils communément utilisés pour l'enregistrement des mouvements forts liés au séisme, notamment sur le sol, mais aussi sur les structures importantes. La version la plus répandue est connue universellement sous le nom d'*accélérographes strong motion*.

Un modèle typique d'accélérogrammes, ou enregistrements de mouvement fort, est montré sur la figure 1.1. Ce sont des enregistrements à 7 km de l'épicentre, d'un séisme de magnitude $M_S = 5.6$ qui a eu lieu sur le site d'El-Asnam, le 08-11-1980. Les composantes verticale (figure 1.1a) et horizontales (figures 1.1b et c) du mouvement sont ici représentées. Le temps est indiqué en secondes et l'accélération comme fonction de l'accélération de la pesanteur (g). Les pics des accélérations maximales de chacune de ces *histoires temporelles* sont aussi mentionnés. Les informations recueillies à partir des accélérogrammes (temps d'arrivée, pics d'accélération, durée du signal,...) sont utilisées principalement pour localiser les tremblements de terre, caractériser leurs sources et fournir des renseignements sur les profils topographiques des couches de l'écorce terrestre traversées par le front d'onde.

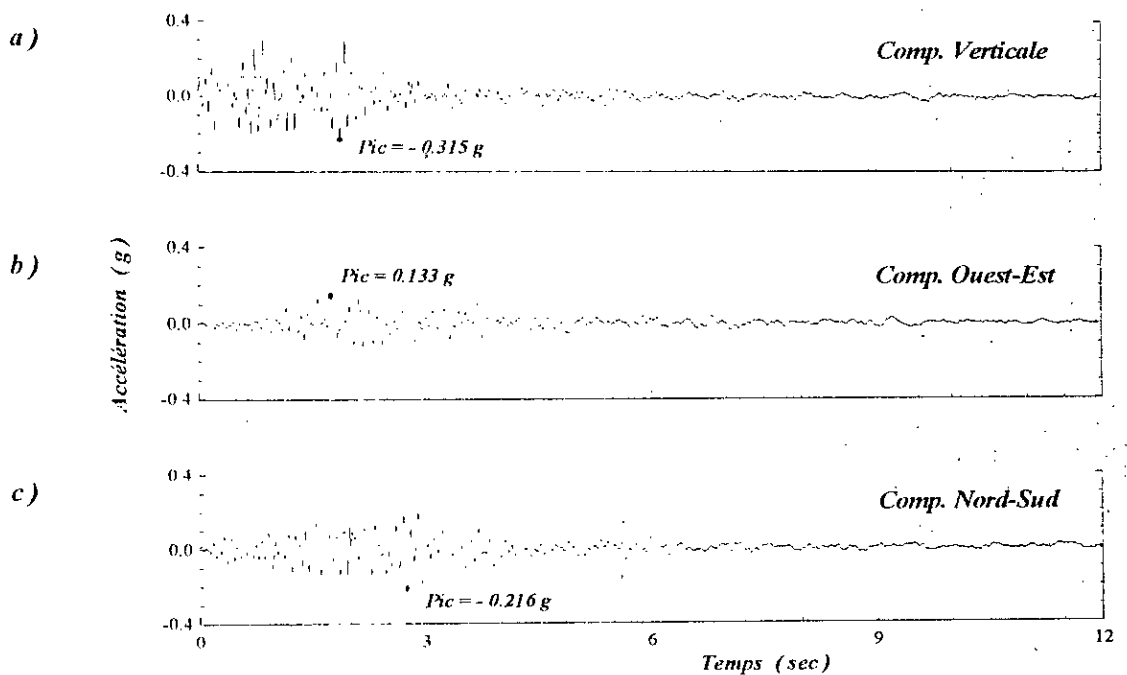


Figure 1.1 · Accélérogrammes de la réplique du 08 Novembre 1980 dans la région de la ville d'El-Asnam, de magnitude 5.6 sur l'échelle de Richter, localisée à environ 7 Km de l'épicentre.

1.2 ONDES SISMIQUES

La sismologie est une science relativement jeune qui est née après l'évolution de la théorie de l'élasticité et le développement des réseaux de stations sismiques. A partir de l'introduction de la loi de Hooke en 1660, indiquant une proportionnalité entre les contraintes et les déformations, et jusqu'au développement de la théorie de l'élasticité par Navier et Cauchy en 1821-1822, notre compréhension du comportement des milieux solides évolue rapidement. Au début des années 1800, les lois de conservation de la masse et de l'énergie ont été combinées pour développer les équations du mouvement des solides. En 1830, le mathématicien français Poisson utilise les équations du mouvement et les lois élastiques pour montrer l'existence de deux (et uniquement deux!) types fondamentaux d'ondes qui se propagent à travers un corps solide homogène :

- **Les ondes P**, appelées aussi ondes primaires, longitudinales ou de compression, dans lesquelles les particules de terre sont déplacées dans une direction radiale par rapport à la source, c'est-à-dire dans la direction de propagation. Ce sont les premières ondes qui arrivent à un récepteur donné et sont aussi les plus proéminentes sur les sismographes qui enregistrent le mouvement vertical.

- *Les ondes S*, appelées aussi ondes secondaires, transversales ou de cisaillement, dans lesquelles le déplacement des particules se fait dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Nous pouvons séparer leur mouvement en deux types, vertical (S_V) et horizontal (S_{II}). Les ondes S ne traversent pas les milieux fluides et elles ont, par ailleurs, un très grand potentiel de dégâts en surface.

Ces deux types de mouvements sont communément appelés *ondes de volume* parce qu'elles se propagent le long d'une trajectoire à travers le milieu continu. Chaque onde se déplace à sa vitesse propre qui, en un point donné du milieu, dépend de la densité ρ et des modules d'élasticité (appelés constantes de Lamé), λ et μ . Dans les traités d'élasticité, on démontre que les vitesses V_P et V_S des ondes P et S sont données par les équations :

$$\begin{aligned} V_P &= \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \\ V_S &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{aligned} \quad (1.1)$$

La seconde grande catégorie d'ondes sismiques est constituée des *ondes de surface* qui se propagent le long des couches superficielles de l'écorce terrestre. Elles résultent du fait que la surface de la terre est composée de couches de différentes propriétés, les frontières séparant chaque couche constituent une interface qui piège les ondes de volume pour donner naissance à des ondes de surface.

Il existe deux types principaux d'ondes de surface:

- *Les ondes de Rayleigh*, parfois identifiées comme ondes LR, dont l'existence a été prouvée par Lord Rayleigh en 1887. Elles sont générées par l'interférence constructive des ondes P et S_V à la surface libre et à mesure que l'onde avance, chaque particule du milieu décrit une orbite elliptique rétrograde, orientée perpendiculairement aux interfaces.
- *Les ondes de Love*, parfois identifiées comme ondes LQ qui sont générées par l'interférence constructive des ondes S_{II} . Elles ont été mises ont évidence par A.E.H. Love en 1911, et comme pour les ondes S, elles ne se propagent pas dans les fluides tels que l'eau. Au passage de l'onde, le mouvement des particules est perpendiculaire à la direction de propagation, et reste parallèle à la surface de la terre.

Les mouvements des ondes P, S, Rayleigh et Love, sont influencés par la variation en profondeur, des propriétés mécaniques des matériaux constituant les couches de sol, et par l'existence de frontières qui constituent des interfaces. Leurs interactions peuvent être analysées quantitativement en termes d'ondes incidentes, réfléchies et réfractées.

1.3 CARACTERISATION DES MOUVEMENTS FORTS

La majorité des foyers sismiques sont concentrés le long des zones relativement étroites marquant les contacts entre les plaques ou blocs de la lithosphère. La plupart des séismes ont leur origine dans la croûte terrestre; cependant, leur profondeur peut atteindre jusqu'à 700 km dans la zone sismique circum-pacifique et jusqu'à 300 km dans la zone mézogéenne.

En général, on admet que le foyer sismique est une source ponctuelle. Cette hypothèse n'est pas tout à fait exacte, car l'énergie sismique est libérée au cours de la formation de failles qui peuvent s'étendre horizontalement (et verticalement) sur des distances considérables, en particulier lors des grands séismes. Cette distance peut atteindre, parfois dépasser 200 km, pour une magnitude de 8. Ainsi, les coordonnées du foyer correspondent uniquement au point de la faille où la première impulsion des ondes longitudinales (P) enregistrées aux stations a été émise.

Pour définir l'importance d'un tremblement de terre, diverses grandeurs sont utilisées, le plus souvent l'intensité macroscopique épacentrale (I_0) et la magnitude (M). L'intensité n'est pas une grandeur instrumentale, elle est définie en fonction des effets géologiques observés, des dommages aux constructions et de la perception de l'ébranlement par les individus. La magnitude est calculée à partir de l'enregistrement des amplitudes maximales de trains d'ondes sismiques particuliers, elle est donc indépendante de l'appréciation personnelle.

Certains spécialistes soviétiques classent les séismes en utilisant l'énergie sismique (E) libérée par le tremblement de terre. D'autres grandeurs physiques sont utilisées, comme le moment sismique (M_0) et la chute de contraintes ($\Delta\sigma$), différence entre la contrainte de cisaillement sur la surface de la faille avant et après la rupture.

Un autre élément d'information important concernant le foyer du séisme est fourni par l'étude du mécanisme au foyer à partir d'un modèle simplifié des forces mises en jeu, telles qu'un

couple de forces simple ou double agissant à la source. Les plans de failles et leurs orientations sont en général déterminés par l'analyse de la distribution du premier mouvement (compression ou dilatation) de l'onde longitudinale (P) enregistrée en différentes stations.

1.3.1 Localisation des Tremblements de Terre

Une des plus importantes tâches de la sismologie des Observatoires consiste en la détection et la localisation des sources sismiques. L'idée de base derrière toute technique de localisation s'appuie sur notre connaissance de la structure des diverses couches de sol, ainsi que sur notre aptitude à identifier les différents types d'ondes sismiques et leur temps d'arrivée aux stations sismographiques. La technique utilisée repose sur le fait que les ondes P et S se propagent dans le sol à des vitesses différentes, V_P et V_S respectivement. Plus grande est la différence entre le temps d'arrivée de ses ondes (S-P time), plus grande est la distance épacentrale (distance à l'épicentre ou point de la surface de la terre verticalement au-dessus de la source sismique).

- **Azimet de la faille** : Si la station dispose d'un appareillage complet, on recherche le premier mouvement observable sur tous les enregistrements. En général, c'est l'onde P qui s'inscrit le plus nettement sur l'appareil vertical. Si on retrouve la même phase sur les enregistrements des appareils horizontaux, on peut déterminer approximativement l'azimet grâce au fait que, dans la phase P, le déplacement a lieu dans la direction de propagation, vers la source ou à l'opposé de celle-ci.
 - Si la composante verticale est dirigée vers le haut, la somme vectorielle des composantes horizontales indique un mouvement venant de l'épicentre (figure 1.2a).
 - Si la composante verticale est dirigée vers le bas, la somme vectorielle des composantes horizontales indique un mouvement allant vers l'épicentre (figure 1.2b).

On détermine l'azimet apparent du mouvement horizontal en mesurant l'amplitude des ondes longitudinales correspondantes sur les composantes N-S et E-W et en calculant l'azimet α par l'équation :

$$\operatorname{tg}(\alpha) = A_E / A_N \quad (1.2)$$

La valeur trouvée de $\operatorname{tg}(\alpha)$ peut correspondre à des azimuts différents de 180° . Le choix entre ceux-ci dépend du sens du mouvement vertical.

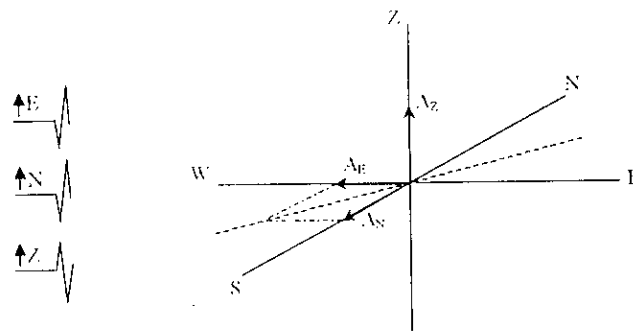
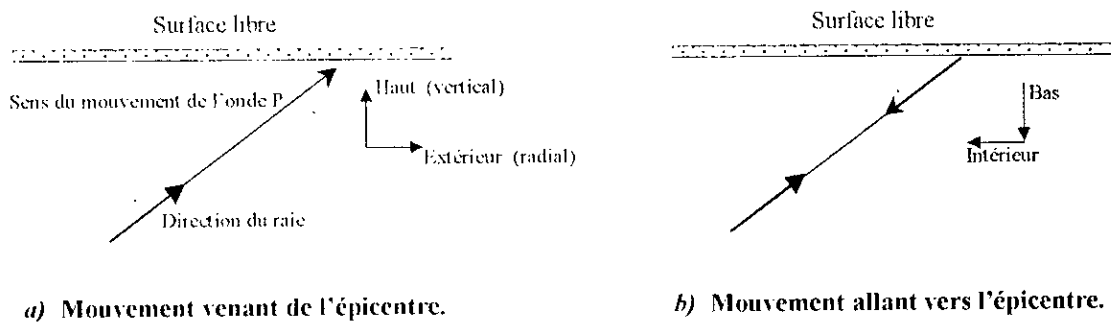


Figure 1.2 Procédure de détermination de l'azimut à la source, à partir de l'enregistrement d'une onde P, en utilisant les trois composantes du vecteur du mouvement fort et le fait que les ondes P sont polarisées dans le plan vertical et radial.

En principe, on peut déterminer l'angle d'incidence en mesurant l'amplitude de la composante verticale et en utilisant la formule :

$$tg(i) = \frac{\sqrt{(A_N^2 + A_E^2)}}{A_Z} \tag{1.3}$$

En pratique, ces évaluations peuvent être sérieusement altérées par des irrégularités locales de la croûte et devront donc être interprétées avec prudence.

- **Distance épacentrale** : Lorsque l'arrivée des ondes P a été identifiée et lue, il faut rechercher l'onde S qui est, en général, la première phase apparaissant plus nettement sur les enregistrements horizontaux. La distance épacentrale est obtenue à partir de la différence des heures d'arrivée des ondes P et S. Si le tremblement de terre est classé comme étant local, alors la distance épacentrale peut être approximée par la relation (T. Lay and T.C. Wallace, 1995) :

$$R = \frac{t_S - t_P}{\sqrt{3} - 1} V_P \tag{1.4}$$

Ainsi donc, connaissant la distance épacentrale, on peut alors estimer le temps de propagation des ondes P et, par conséquent, déterminer l'heure d'origine du séisme.

1.3.2 Evaluation de l'Intensité

On peut définir l'*intensité macrosismique* comme une première description de la *gravité* ou de la *sévérité* d'un tremblement de terre. Elle est exprimée par un nombre qui correspond à un degré d'une échelle permettant de mesurer les effets des ondes sismiques sur des observateurs humains, sur des constructions civiles ou des ouvrages industriels.

Comme elle est établie en fonction d'effets macroscopiques (directement observables), l'intensité n'est pas une grandeur instrumentale; elle est obtenue sur la base des critères qualitatifs qui n'échappent ni aux interprétations subjectives de témoins surexcités, ni à l'influence complexe du milieu local.

Ainsi, il n'est pas du tout facile de ramener les phénomènes liés aux tremblements de terre à une forme qui convienne à l'interprétation scientifique. On fait des efforts dans ce sens depuis plus d'un siècle.

Cet effort s'est traduit essentiellement par une série d'échelles d'intensité dans lesquelles un numéro est assigné à chaque groupe caractéristique d'effets. Ces degrés sont notés de I à XII au moyen de chiffres romains. Les premiers exemples, tels que l'échelle de M. S. Rossi et F. A. Forel en 1884, péchaient par une définition imparfaite des effets et par un rapport variable entre les degrés successifs de l'échelle et les accroissement correspondants des accélérations du sol.

L'échelle de Mercalli en 1902 a supprimé quelques-uns de ces défauts. Depuis, de nombreuses corrections ont permis d'établir une échelle dans laquelle les termes descriptifs ont été soigneusement définis, et où chaque degré correspond à une accélération maximum du sol à peu près double de celle du degré précédent.

Les versions les plus récentes sont l'échelle d'Intensité de Mercalli Modifiée (MMI), version 1956, présentée par C. F. Richter (1958) et la version MSK mise au point en 1964 par Medvedev, Sponheuer et Karnik. Ni l'une ni l'autre n'a été adoptée comme étalon mondial, mais toutes deux restent généralement utilisées. La figure 1.3 montre une comparaison graphique des différentes échelles d'intensité sismique d'utilisation courante. On peut voir ainsi que les échelles MMI et MSK restent presque les mêmes pour tout niveau d'intensité.

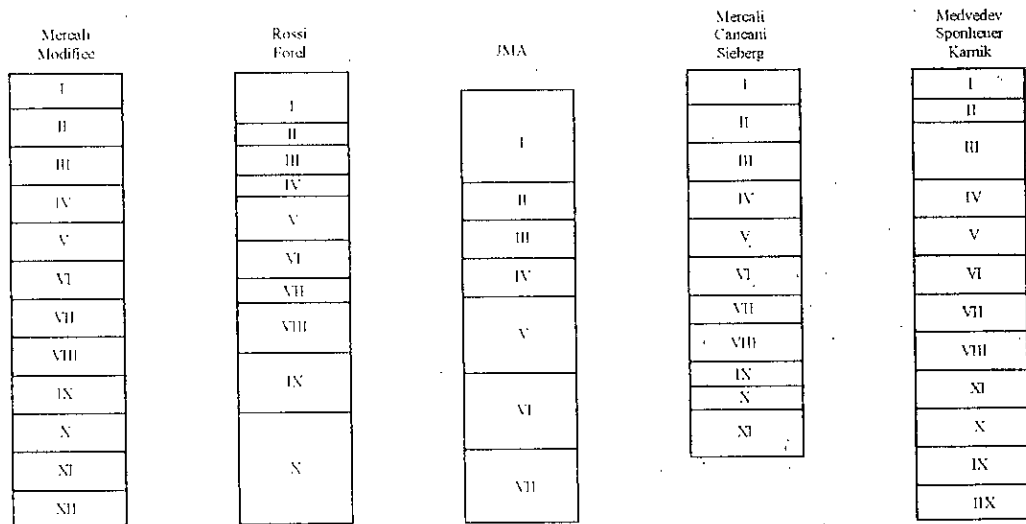


Figure 1.3 Comparaison graphique des différentes échelles d'intensité sismique d'utilisation courante.

Malgré les progrès de la sismologie instrumentale, l'échelle d'intensité continue à jouer un rôle important dans les études parasismiques. Les observations macrosismiques sont encore le moyen le plus commode pour déterminer la répartition superficielle des effets des tremblements de terre en l'absence d'un réseau dense d'instruments capables d'enregistrer de forts mouvements de sol. Elle est ainsi utile en cartographie pour mettre en évidence les *zones sismiques* qui accompagnent les codes officiels de construction. Les régions de même intensité sont alors délimitées par des lignes de contour d'égale intensité dites *isoséistes*.

1.3.3 Magnitude et Moment Sismique

La notion de *magnitude* d'un tremblement de terre a été introduite en sismologie par *K. Wadati* en 1930 pour classer les tremblements de terre japonais, puis développée par *C. F. Richter* en 1935 en vue de comparer entre eux les séismes du sud californien. Depuis, ce concept a acquis une large acceptation et est devenu la mesure la plus communément utilisée pour quantifier la taille d'un séisme, plus particulièrement, pour les applications en ingénierie et pour rapporter au grand public les informations sur les enregistrements sismiques.

La *magnitude* peut être définie comme une mesure instrumentale relative du degré d'énergie d'un phénomène sismique. C'est une donnée objective basée sur l'amplitude du mouvement du sol dans une phase particulière, ajustée pour tenir compte de la distance épacentrale et de la profondeur au foyer (Gutenberg and Richter, 1942).

La première approche à ce problème a été la *magnitude locale*, M_L , donnée par la relation :

$$M_L = \log A - \log A_0 \quad (1.5)$$

où A est l'amplitude maximum de la trace enregistrée par le sismographe de torsion standard Wood-Anderson, à une distance donnée, et A_0 est l'amplitude de référence qui correspond au séisme de magnitude 0 à la même distance. Initialement, la fonction d'amplitude $A_0(d)$, où d est la distance épacentrale, était déterminée empiriquement pour des distances allant de 25 km jusqu'à 600 km (1 micron pour une distance de 100 km). En dehors de la Californie, cette relation avec la distance n'est que d'une utilité provisoire (Labrouste, 1971).

Puisqu'elle n'est basée que sur le pic de réponse, cette magnitude ne caractérise aucun détail de rupture de la source sismique. Néanmoins, parce qu'elle considère des amplitudes de fréquences concentrées près de 1 Hz., cette échelle continue à être utile pour diverses études des mouvements forts (Kanamori and Jennings, 1978).

Par ailleurs, l'évaluation de la magnitude a été étendue à d'autres régions, d'autres distances épacentrales, à des profondeurs du foyer supérieures à la normale (les tremblements de terre peuvent prendre naissance à des profondeurs de 700km), et en utilisant divers instruments de mesure. La formule générale servant de base à toutes ces échelles de magnitude est la suivante :

$$M = \log A + f(d,h) + C_S + C_R \quad (1.6)$$

où A est l'amplitude vraie de l'onde sismique mesurée après les corrections liées aux effets des instruments de mesure, $f(d,h)$ est une correction liée à la distance épacentrale (d) et la profondeur focale (h), C_S est une correction due aux effets de la station (variation de l'amplitude issue du type de rocher) et C_R est une correction liée aux effets régionaux.

Bien que diverses échelles de magnitude ont été développées à partir de cette expression, les plus utilisées actuellement sont la *magnitude des ondes de volume* (m_b), déterminée à partir de l'amplitude maximale des premières ondes P enregistrées sur la composante verticale du sismogramme, et la *magnitude des ondes de surface* (M_S), calculée à partir de l'amplitude des ondes de Reyleigh ayant une période de 20 secondes.

Ces trois échelles de magnitude M_L , m_b et M_S restent universelles mais donnent rarement les mêmes valeurs pour un tremblement de terre donné. Ceci étant, on dispose maintenant de méthodes plus directes, reposant sur la détermination du mouvement vrai du sol, pour définir

la magnitude des séismes. Des fonctions empiriques ont été publiées pour un certain nombre de zones (voir, par exemple, Real and Teng, 1973; Jennings and Kanamori, 1979; Lee, Tifunac and *al.*, 1990; Uhrhammer and Bolt, 1991).

Il est important de noter que ces différentes échelles de magnitude arrivent à un *seuil de saturation* pour lequel elles ne varient plus avec l'accroissement de la taille du tremblement de terre. Ceci a lieu parce que chaque échelle de magnitude est déterminée en utilisant des ondes sismiques à une période particulière. Ainsi, parce que les ondes de Reyleigh sont générées uniquement pour des séismes relativement superficiels (de profondeur inférieure à 70km) et sont plus aisément observées à des distances supérieures à 100km de la source, la magnitude des ondes de surface, M_s , ne peut être utilisée pour caractériser les tremblements de terre locaux, profonds ou relativement de faibles dimensions.

D'autre part, la magnitude des ondes de volume, m_b , reste le meilleur moyen pour quantifier les séismes profonds. Toutefois, limitée à l'utilisation des ondes P dont la longueur d'onde n'excède pas 10km, cette échelle ne peut donc refléter la déformation de failles dont les dimensions sont supérieures à 10km. Ainsi, pour cela, elle ne représente qu'une description approximative de l'énergie libérée lors des grands séismes et ne peut être utilisée pour caractériser les faibles séismes locaux ou régionaux.

Etant données les limites des diverses échelles de magnitude, il s'est avéré nécessaire de développer une échelle de magnitude simple et unifiée, applicable à toutes tailles, profondeurs et localisations de tremblements de terre. Une telle échelle de magnitude est issue du concept de *moment sismique*. Ainsi, certains auteurs dont Aki (Aki and Richards, 1980) le considèrent comme le paramètre peut être le plus important pour mesurer la grandeur d'un tremblement de terre provoqué par un glissement de faille.

Il s'agit d'un paramètre intrinsèque à la source, indépendant de la fréquence d'observation, qui décrit l'étendue de la déformation au niveau de la source sismique. Il est simplement défini par :

$$M_0 = \mu S \bar{u} \quad (1.7)$$

où μ est le module de rigidité du rocher, S est la surface du plan de faille et \bar{u} est la dislocation moyenne ou mouvement relatif (glissement) entre les faces opposées de la faille.

Le moment sismique est contrôlé par des paramètres statiques du mouvement total de la faille ayant une valeur unique pour chaque événement. Cependant, il ne peut être mesuré directement à partir des sismogrammes sans quelques analyses additionnelles.

Une estimation rapide du moment sismique en fonction de la magnitude locale est donnée par la relation empirique de Bolt and Herraiz (1983) :

$$\log M_0 = (17.92 \pm 1.02) + (1.11 \pm 0.15) M_L \quad (1.8)$$

pour : $3 \leq M_L \leq 6.2$

Cette équation est un moyen simple reliant la magnitude au moment sismique et on citera une autre échelle de magnitude, M_w , introduite par Kanamori en 1977, appelée *moment magnitude* (Kanamori, 1977; Hanks and Kanamori, 1979), définie par :

$$M_w = \left(\frac{\log M_0}{1.5} \right) - 10.73 \quad (1.9)$$

L'avantage de cette échelle est qu'elle n'arrive pas à la limite de saturation; elle est utilisée pour donner une description qualitative des différents tremblements de terre. Ainsi donc, les tremblements de terre dont la magnitude est supérieure ou égale à 8 sont dits *grands séismes* (ayant $M_0 \geq 10^{23}$ dyns.cm), ceux dont la magnitude n'excède pas 3 sont usuellement appelés *microséismes* (avec $M_0 \approx 10^5$ dyns.cm) (T. Lay and T.C. Wallace, 1995).

1.3.4 Mécanisme Focal

Divers problèmes liés à des phénomènes naturels tels que l'origine des processus géophysiques dans le manteau supérieur, la prédiction des tremblements de terre et le zonage sismique ont, durant de longues années, stimulés les investigations sur la théorie des failles et le mécanisme des tremblements de terre. Ainsi, à l'exception des explosions nucléaires souterraines ou des séismes liés à une activité volcanique, les tremblements de terre sont le résultat d'un changement brusque des conditions d'équilibre élastique de la structure de la terre, générant un mouvement relatif (*dislocation*) d'une faille géologique et une libération d'énergie sous forme de chaleur et d'ondes sismiques. Cette hypothèse a été proposée par H. F. Reid en 1910 (Randall, 1964) pour l'évaluation du tremblement de terre San Francisco de 1906. Elle devient de nos jours acceptable, même pour les séismes très profonds aussi.

Les ondes sismiques générées lors d'un tremblement de terre sont influencées par la configuration de la faille et par les détails du processus de rupture. Ceci nous ramène au concept du *modèle de radiation* qui représente une description géométrique de l'amplitude relative d'une onde donnée dans différentes directions (azimuts) en fonction de l'orientation de la faille et de la direction de rupture. Ce caractère tridimensionnel de la radiation des ondes sismiques est schématisé sur une petite sphère appelée *sphère focale*, centrée au point d'origine des ondes sismiques. Il est possible de séparer les régions en compression de celles en tension (schématisées en aires hachurées et non hachurées) par des lignes représentant des plans dits *plans nodaux*. L'un d'entre eux coïncide avec le plan de faille hypothétique et l'autre représente le plan auxiliaire qui lui est perpendiculaire. Les tracés comme ceux représentés sur la figure 1.4 sont appelés *mécanisme focal* ou *solution du plan de faille* et jouent un rôle important dans la détermination des plans de rupture de faille et les contraintes causatives dans diverses régions de la surface de la terre.

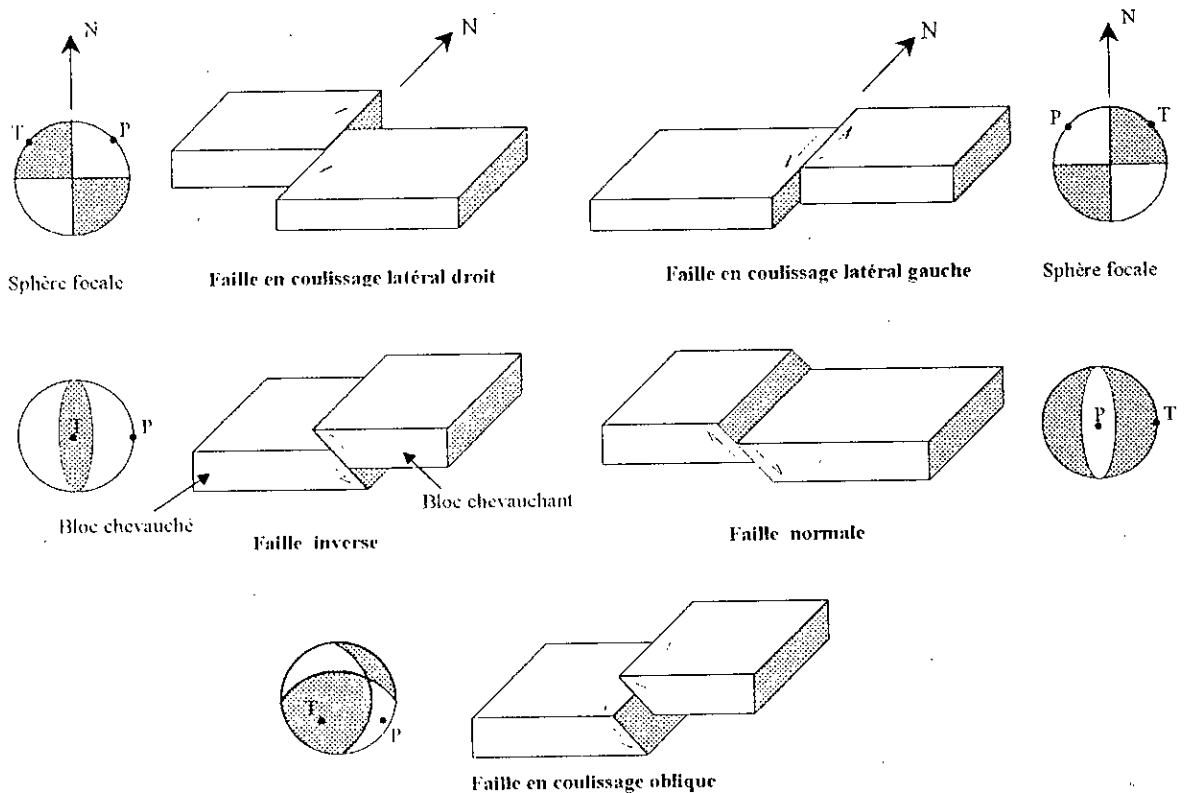


Figure 1.4 Représentation des différents types de failles, classés selon l'orientation du mouvement relatif sur le plan en rupture pendant un tremblement de terre. Les flèches indiquent le sens du mouvement de chacun des deux compartiments. La sphère focale représente le mécanisme de rupture sur la faille : en foncé, les quadrants en compression (ou pression P), en blanc, les cadrants en dilatation (ou tension T).

Notons qu'il y a une ambiguïté fondamentale dans l'identification du plan de faille parmi les deux plans nodaux de la solution du mécanisme focal. Dans un cas pareil, des renseignements supplémentaires tels que les observations géologiques in-situ et l'étude des précurseurs, sont nécessaires pour déterminer quel est, parmi les deux plans nodaux, celui qui correspond au vrai plan de faille.

Une nomenclature standard a été adoptée pour décrire l'orientation de la faille et la direction de glissement. On visualise la rupture comme un glissement relatif entre deux blocs de sol, le *chevauchant* et le *chevauché* (figure 1.5a) où le vecteur de glissement est contraint de rester sur le plan contenant les deux blocs. L'orientation de la faille dans le repère de coordonnées géographiques est caractérisée par deux paramètres angulaires: l'*azimut de la faille*, ϕ_s , angle de projection de la faille par rapport au nord, et le *pendage*, δ , angle mesuré du plan horizontal au plan de faille (figure 1.5b). La direction du vecteur de glissement (D) est donnée par la *composante de décrochement sénestre*, λ , angle compris entre la direction de l'azimut et la direction du glissement ($-\pi < \lambda \leq \pi$).

Une faille en *coulissage* est celle pour laquelle $\delta = \pi/2$ et $\lambda = 0$ ou π . Le choix du bloc chevauché et chevauchant est alors arbitraire et deux cas possibles peuvent être considérés pour la direction de l'azimut. Cependant, il est nécessaire d'établir une convention telle que les failles en coulissage latéral droit et latéral gauche peuvent être distinguées immédiatement par des valeurs de λ uniquement. Une faille latérale droite est celle pour laquelle un observateur qui se tient debout sur un bloc, voit l'autre bloc comme ayant bougé vers la droite. Notre convention est de fixer l'une des deux directions possibles de l'azimut et de noter le bloc droit (vu par un observateur regardant le long de l'azimut) comme étant le *chevauchant*. Ceci nous donne l'une des deux surfaces de faille qui est utilisée pour définir λ , et évidemment $\lambda = 0$ est une faille en coulissage latéral gauche et $\lambda = \pi$ est une faille en coulissage latéral droit.

Une faille *normale* est une faille pour laquelle $\delta = \pi/2$ mais $\lambda = \pi/2$ ou $-\pi/2$. Ceci cause, une fois de plus, une ambiguïté sur la direction de l'azimut de la faille. nous prenons le bloc chevauché comme la surface liée au bloc qui glisse vers le bas et la direction de l'azimut comme celle pour laquelle le bloc chevauchant est sur la droite. Ainsi, une faille *normale* a toujours $\lambda = \pi/2$.

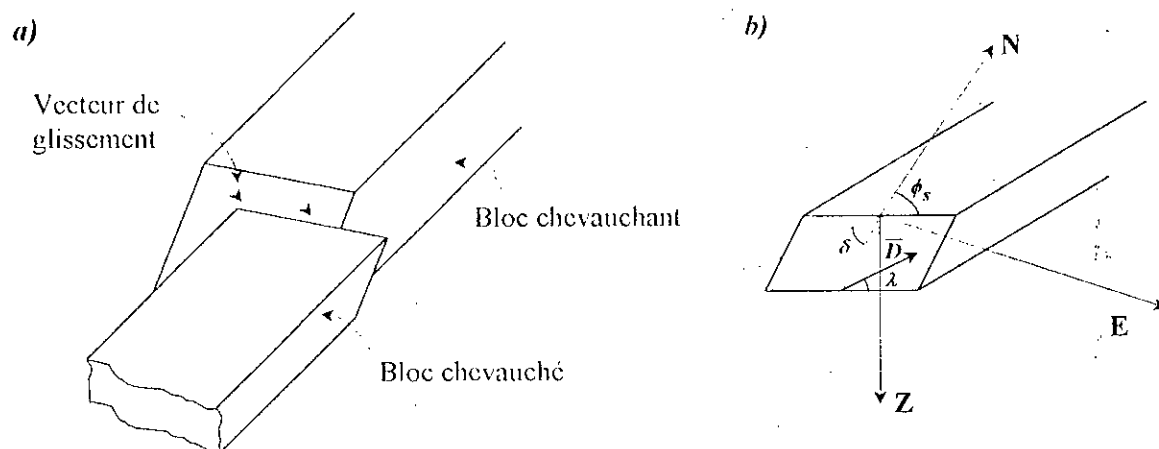


Figure 1.5 (a) Représentation des deux blocs contenant le plan de faille, le bloc supérieur est le chevauchant, le bloc inférieur est le chevauché. (b) Définition standard des différents paramètres caractérisant la faille et le vecteur de glissement.

1.4 FACTEURS AFFECTANT LES MOUVEMENTS FORTS

Il a été établi depuis longtemps que l'amplitude des mouvements forts durant les séismes et les dommages résultant sur les constructions sont influencés de plusieurs manières par les conditions géologiques et pédologiques locales et la structure du profil de sol. Dans certains cas de séismes, les caractéristiques du site peuvent avoir un effet considérable sur le niveau d'amplitude, le contenu fréquentiel et la durée du signal. Une grande instabilité peut se manifester, qui se traduit par d'amples mouvements permanents de la surface du sol et par des distorsions correspondantes des constructions qu'elle supporte.

Le terme *amplification du sol* a été créé pour décrire le *filtrage* que les ondes sismiques subissent à leur passage à travers le sol et qui tend à renforcer certaines composantes harmoniques des ondes enregistrées. De plus, le sol filtrant peut aussi *atténuer* ces composantes harmoniques de l'onde sismique incidente dont les fréquences dépassent largement la fréquence naturelle du dépôt de sol. Une *désamplification* des tremblements sismiques est alors possible.

Par ailleurs, ces effets de site causés par les tremblements de terre ne sont pas seuls responsables de l'amplification ou de l'atténuation des ondes sismiques enregistrées aux diverses stations. L'influence de la source qui contrôle la génération des ondes sismiques, celle du chemin de propagation à travers les structures de la terre ainsi que l'effet du relief topographique en champ libre, sont aujourd'hui le centre d'intérêt des sismologues et des ingénieurs géotécnicos.

Toutefois, quelques données récentes ont montré qu'en champ proche, le rôle amplificateur du sol est secondaire (Gazetas and *al.*, 1990). Par exemple, diverses études sur les enregistrements en champ proche (moins de 15km de la faille) du séisme Imperial Valley 1979, de magnitude $M_S \approx 6.9$, ont dévoilé des différences substantielles entre les mouvements de site de même profil et à égale distance de la source (Archuleta, 1984). D'autres facteurs, tels que la *directivité* de la faille, deviennent alors des facteurs dominants : Sur les sites localisés dans la direction de propagation de la rupture, le mouvement produit un pulse unidirectionnel de longue durée qui cause des dommages considérables sur les structures flexibles et élastoplastiques.

Ainsi donc, au passage d'un front d'ondes l'amplitude d'un rayonnement sismique est sensiblement affectée par les effets des facteurs tels que :

- L'orientation de la faille, sa localisation et son mécanisme focal;
- Le type de failles et la direction de la rupture sismique;
- L'hétérogénéité de la croûte terrestre qui contrôle le processus de rupture de faille et les caractéristiques de transmission sur le chemin de propagation;
- Le relief topographique de la région, la géométrie du bassin sédimentaire et sa structure géologique.

1.4.1 Paramètres de Source

Parmi toutes les variétés de sources qui peuvent générer des ondes sismiques (éruptions volcaniques, explosions souterraines, phases rapides de transformation, etc...), la source principale que nous allons étudier est celle qui donne naissance à une surface (*plan de faille*) à travers laquelle des mouvements de cisaillement se développent. De telles sources sont appelées *sources sismotectoniques* ou sources sismiques activées par des forces tectoniques.

La rupture sismique peut être décrite comme un processus en deux phases : initiation du crack lorsque la concentration de contraintes tectoniques atteint la résistance du rocher, puis propagation de la fissure sous forme de dislocations progressives pour générer le plan de faille.

L'histoire temporelle du glissement peut être substantiellement irrégulière, mais elle est souvent approximée par une simple *fonction rampe* dont la dérivée, en un point donné, nous définit la *vitesse de la particule* (figure 1.6). Pour chaque crack, la durée moyenne du glissement en un point de la faille, est appelée *temps de montée* et est approximé par :

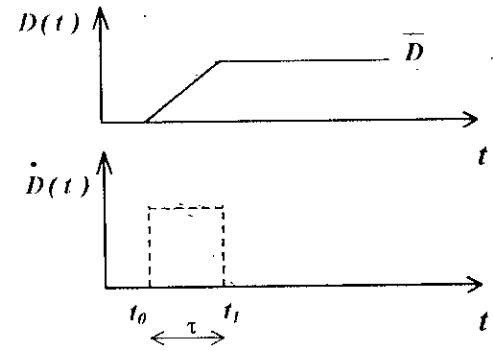


Figure 1.6 Fonction rampe et sa dérivée.

$$\tau = \frac{16 S^{1/2}}{7 \pi^{3/2} V_S} \quad (1.10)$$

où S est la surface totale de la faille, et V_S étant la vitesse de propagation des ondes de cisaillement (Geller, 1976).

La rupture ainsi initiée au niveau du foyer, se développe tout au long de la surface de la faille à une vitesse supposée constante, appelée *vitesse de rupture*. Une synthèse de 41 événements de magnitude $M_S \geq 5.8$, établie par Kanamori and Anderson (1975), a permis d'estimer sa valeur moyenne en fonction de la vitesse des ondes de cisaillement :

$$V_R = 0.72 V_S \quad (1.11)$$

Pourtant, le paramètre le plus important de la dynamique du processus de rupture, est la *chute de contraintes*. On la définit comme étant la différence entre l'état des contraintes en un point de la faille, avant et après rupture. Ainsi, la *chute de contraintes statiques* pour une faille de longueur L et de largeur W , est définie par la loi de Hooke :

$$\Delta\sigma = C \mu \left(\frac{\bar{D}}{\bar{L}} \right) \quad (1.12)$$

où μ est la rigidité du milieu, \bar{D} étant la dislocation moyenne, \bar{L} est la dimension caractéristique de la rupture (L ou W) et C est une constante adimensionnelle qui dépend de la géométrie de la faille. Le tableau 1.1 donne l'expression de la chute de contraintes et le moment sismique pour divers types de failles. Notons que dans l'expression de $\Delta\sigma$, le terme $\mu \bar{D}$ n'est simplement que M_0/S .

	Circulaire (de rayon r)	Strike Slip	Dip Slip
Chute de Contraintes $\Delta\sigma$	$\frac{7\pi}{16} \mu \left(\frac{\bar{D}}{r} \right)$	$\frac{2}{\pi} \mu \left(\frac{\bar{D}}{W} \right)$	$\frac{4(\lambda + \mu)}{\pi(\lambda + 2\mu)} \mu \left(\frac{\bar{D}}{W} \right)$
Moment Sismique $M_0 = \mu S \bar{D}$	$\frac{16}{7} \Delta\sigma r^3$	$\frac{\pi}{2} \Delta\sigma W^2 L$	$\frac{\pi(\lambda + 2\mu)}{4(\lambda + \mu)} \Delta\sigma W^2 L$

Tableau 1.1 Expressions de la chute de contrainte et du moment sismique pour trois types de failles.

Cependant, la surface totale du plan de faille reste le paramètre le plus ambigu représentant la dimension physique de la source sismique. Pour cela, en considérant une faille rectangulaire subissant une chute de contraintes $\Delta\sigma = 50 \text{ bars}$, et en utilisant l'hypothèse :

$$L = 2W \tag{1.13}$$

Geller (1976) donna une expression reliant le moment sismique (en dynes.cm) à la longueur de la faille (en Km) par :

$$\log(M_0) = 21.9 + 3 \log(L) \tag{1.14}$$

Cette linéarité entre $\log(M_0)$ et $\log(L)$ nous donne que $M_0 \approx L^3$. Cette relation de similitude statique implique que si on double la longueur d'une faille, on augmentera le moment sismique d'un facteur de 8 !

Nous pouvons maintenant introduire les conditions de similitude suivantes, données par Kanamori and Anderson (1975) :

$$\frac{W}{L} = \text{const} \tag{1.15a}$$

$$\frac{\bar{D}}{L} = \text{const} \tag{1.15b}$$

$$\frac{V_R \tau}{L} = \text{const} \tag{1.15c}$$

(a) représente la similitude géométrique qui semble raisonnable pour diverses sources séismiques; (b) représente une chute de contraintes constante, vraie même pour les

mouvements forts; et (c) représente la condition de similitude dynamique équivalente à une contrainte effective constante. La contrainte effective σ_e étant la différence entre la contrainte tectonique initiale σ_0 et la contrainte de frottement σ_f qui s'oppose au mouvement de la faille (i.e. $\sigma_e = \sigma_0 - \sigma_f$). Brune (1970, 1971) montre que la contrainte effective σ_e et la vitesse de dislocation des particules \dot{D} sont reliées par :

$$\dot{D} = 2 \frac{\sigma_e}{\mu} V_S \quad (1.15d)$$

Pour une vitesse de rupture finie ($V_r \sim V_S$) et puisque $\dot{D} \sim \bar{D}/\tau$, la condition de similitude (b), combinée avec la relation (d) devient :

$$\frac{V_R \tau}{L} \sim \sigma_e^{-1} \quad (1.16)$$

Ces relations de similitude statique et dynamique sont des relations d'auto-similitude, utilisées dans la dynamique des tremblements de terre pour estimer les paramètres de source à partir du processus de rupture. Elles seront utilisées, par la suite, pour comparer les petits et les grands événements générés par un choc principal et ses répliques.

1.4.2 Chemin de Propagation et Géologie Locale du Site

Les modèles d'endommagement de quelques récents tremblements de terre ont montré que les mouvements sismiques peuvent être amplifiés de manière significative par les couches sédimentaires en surface. Divers exemples bien connus de ces modèles d'endommagement ont été constatés lors du séisme Michoacan 1985 au Mexique, du séisme arménien en 1988, du séisme Loma Prieta de 1989 et du séisme californien de 1994. Par conséquence, avec ce puissant accroissement du niveau des dommages qui peuvent se produire, il devient très important de développer des méthodes pour estimer le potentiel d'amplification du sol sédimentaire.

L'approche la plus simple consiste, lorsque cela est possible, en l'estimation des fonctions de transfert à partir des enregistrements décorrélés, obtenus sur le site sédimentaire considéré et un affleurement rocheux (Tiliouine et al., 1992).

Pour étudier l'influence de la géologie locale en surface, il est nécessaire de distinguer entre deux types d'amplification liés aux propriétés et à la configuration du site. Le plus souvent admis mais le moins commun des deux actuellement, est l'*amplification de résonance*

résultant de la conversion des ondes sismiques en d'autres types d'ondes (PP, SS, PSP, PcS,...) et des multiples réflexions à l'intérieur d'une couche de sol de faibles vitesses de propagation (Joyner and Boore, 1988). Ce type d'amplification est fortement sensible à la fréquence. Dans le cas le plus simple d'un sol monocouche surmontant un substratum rocheux, une amplification maximum a lieu pour des longueurs d'onde de l'ordre de quatre fois l'épaisseur de la couche sédimentaire (Murphy and O'Brien, 1977) ce qui donne, pour une propagation d'une onde de cisaillement, une fréquence amplifiée de l'ordre de $V_s/4H$, où V_s est la vitesse de l'onde dans la couche et H son épaisseur. Ceci a été confirmé par des études plus récentes prenant en compte toute la géométrie du bassin sédimentaire (Rassem and *al.*, 1997; Reinoso et *al.*, 1997).

Le second type d'amplification est indépendant de la fréquence et résulte des faibles vitesses de propagation ou, plus précisément, des faibles *impédances* près de la surface libre. L'impédance étant la résistance au mouvement. Elle est définie par le produit de la densité (du sol ou du rocher) avec la vitesse de propagation. Si nous considérons un tube de raies en négligeant les déperditions (pertes) dues aux diverses réflexions, dispersions et à l'atténuation anélastique, alors l'énergie le long du tube de raies est constante. Si l'effet des variations dans la surface de la section transversale peut être négligé, ce qui est généralement le cas, alors l'amplitude est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'impédance (Aki and Richards, 1980). Alors, si une onde sismique traverse une région d'impédance décroissante, la résistance au mouvement diminue et, en préservant son énergie, l'amplitude de l'onde sismique augmente.

Seulement, cet effet amplificateur des couches de sol en surface peut être partiellement ou totalement compensé par une autre propriété du site qui affecte le niveau du mouvement fort. Il s'agit du phénomène d'*absorption*, appelé aussi *amortissement* ou *atténuation anélastique* qui tend à être plus important pour les sols mous que pour les roches dures.

Une estimation du facteur de qualité sismique Q est obtenue à partir de l'analyse de l'atténuation des ondes de cisaillement générées artificiellement. L'amplitude du spectre de Fourier des impulsions générées peut être considérée comme proportionnelle à :

$$\frac{I}{R} \exp \left(- \frac{\pi f R}{Q V_s} \right) \quad (1.17)$$

où R est la distance source-récepteur et f est la fréquence (Joyner and *al.*, 1976).

Deux mesures des amplitudes A_1 et A_2 à des distances R_1 et R_2 respectivement, peuvent alors être utilisées pour estimer Q par la relation :

$$Q = \frac{\pi f (R_2 - R_1)}{V_S \ln (A_1 R_1 / A_2 R_2)} \quad (1.18)$$

En utilisant cette équation, la valeur prise pour V_S doit être la valeur moyenne des vitesses de cisaillement entre les deux mesures. De plus, on admettra que les couches de sol sont relativement horizontales (planes) et n'ont que de très faibles variations latérales des propriétés géotechniques. Le tableau 1.2 donne quelques valeurs du facteur de qualité sismique Q pour divers types de sols et rochers. En règle générale, Q augmente avec la densité du matériau et la vitesse de propagation des ondes sismiques qui le traversent.

Tableau 1.2 Valeurs du facteur de qualité sismique pour différents types de sols et de roches, relatifs aux ondes P et S. Lay and Wallace (1995).

Type du matériau	Q_P	Q_S
Terre végétale	10	5
Schiste argileux	30	10
Grès	58	31
Granite	250	70-150
Manteau supérieur	360	200
Manteau inférieur	1200	520
Noyau externe	8000	0

1.4.3 Topographie en Surface

Lors du séisme de la Vallée San Fernando en Californie du 9 Février 1971, une forte accélération du sol, de l'ordre de 1,25g - la plus grande jamais ressentie pendant un tremblement de terre -, a été enregistrée par l'accélérographe du Pacoima Dam, sur ses deux composantes horizontales (Trifunac et al, 1971; Bolt, 1972). Des questions ont été soulevées sur l'actuelle signification de ces grandes accélérations : Représentent-elles une bonne estimation du champ d'accélération dans la région épicertrale (auquel cas, on retrouvera des grandeurs similaires chaque fois qu'un séisme de même magnitude et de même mécanisme au foyer, aura lieu), ou alors ne sont-elles pas liées à un phénomène local d'amplification ?

La rudesse de la topographie autour de l'accélérographe suggère fortement que la *dispersion* des ondes sismiques peut avoir un effet capital sur le mouvement enregistré.

Une discussion qualitative sur l'influence de la topographie sur les mouvements en surface a été initiée par Boore (1972) qui, utilisant la technique des différences finies, calcula le mouvement résultant de l'incidence d'une onde SH verticale sur des irrégularités en champ libre. Sa simulation de plusieurs profils topographiques a montré une nette amplification de l'onde sismique au niveau du sommet des crêtes, un oscillement d'amplification-amortissement au niveau des flancs, et conclue que les accélérations enregistrées peuvent être différentes de 25 à 50% de celles mesurées dans le cas d'une topographie horizontale régulière.

Cette ébauche a été suivie par une étude plus approfondie faite par Bouchon(1973) en considérant un profil topographique unidimensionnel et en calculant le déplacement en surface causé par l'incidence d'une onde sismique - du type P, SV ou SH -, arrivant par une direction quelconque. Cette analyse a permis de conclure que le mouvement en surface pour des courtes longueurs d'onde comprises entre $2h$ et $20h$, où h est la plus grande irrégularité en plan, est très étroitement affecté par le profil topographique. Même pour des longueurs d'onde proches de $30h$, la variation en amplitude du déplacement en champ libre, atteint encore 10%.

Par ailleurs, lorsque les longueurs d'ondes sismiques sont beaucoup plus grandes que les irrégularités en plan, l'effet de la topographie en surface peut être négligé. Ainsi, pour un site donné, le mouvement en champ libre dépend étroitement de la fréquence considérée. En certains points, cet effet change d'une amplification à une atténuation lorsque la fréquence varie.

En Conclusion, il faut noter que la complexité de la topographie a peu d'effet sur l'amplitude de l'onde primaire et qu'elle prolonge considérablement la durée du signal vu le nombre des ondes dispersées. Ceci peut être important pour les signaux complexes et de longue durée, pour lesquels les ondes directes et dispersées peuvent interférer fortement (Bard, 1982; Sanchez-Sesma et *al*, 1991).

CHAPITRE DEUXIEME

Représentation des Sources Sismiques

AYANT PASSE EN revue les différents types d'ondes sismiques qui se propagent à travers les structures de la Terre, et après avoir donné un bref aperçu sur les différents paramètres qui contrôlent l'évolution du front d'onde, nous allons maintenant nous intéresser aux sources sismiques qui sont à l'origine des tremblements de terre.

Les développements théoriques qui sont exposés dans les sections qui suivent, ont été inspirés des travaux de Aki and Richards (1980) présentés dans leur ouvrage de sismologie.

Nous verrons que le traitement des failles sismiques repose sur le concept d'une surface interne à travers laquelle des discontinuités en déplacement peuvent apparaître lorsque l'accumulation des contraintes élastiques au voisinage de la faille, dépasse la contrainte élastique de cohésion qui résiste au mouvement.

Ainsi, nous allons donner, dans ce présent chapitre, la formulation du problème à travers les deux théorèmes d'*unicité* et de *réciprocité*, nous introduirons la fonction de Green pour l'élastodynamique et nous obtenons la représentation du mouvement sismique en un point quelconque du milieu.

Nous aborderons après notre analyse en développant les forces de volume équivalentes, pour un simple cisaillement à travers une surface de faille, en montrant que des systèmes de forces radicalement différents peuvent être équivalents à exactement la même discontinuité en déplacement. Chaque élément de la faille sera ainsi activé par un simple couple et une force simple, formant une distribution en doubles couples dont le moment total n'est autre que le moment sismique M_0 .

2.1 FORMULATION

Dans cette section, nous utiliserons le système de coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3) et chaque tenseur sera un tenseur cartésien.

Nous utiliserons le terme *déplacement*, comme une fonction du temps et de l'espace, noté $\underline{u} = \underline{u}(\underline{x}, t)$, pour désigner le vecteur distance de la particule au temps t , à partir de la position \underline{x} qu'elle occupait à un instant de référence t_0 .

On considérera aussi le cas spécial d'une force de volume *impulsionnelle* d'une particule, à $\underline{x} = \underline{\xi}$ au temps $t = \tau$. Si cette force est dans la direction x_n , il s'ensuit que $f_i(\underline{x}, t)$ est proportionnelle à la fonction Dirac tridimensionnelle $\delta(\underline{x} - \underline{\xi})$ désignant la position spatiale, à la fonction Dirac unidimensionnelle $\delta(t - \tau)$ désignant le timing du pulse, et aussi la fonction Delta Kronecker δ_{in} spécifiant la propriété directionnelle que $f_i = 0$ pour $i \neq n$.

Alors, la distribution de la force de volume est donnée par :

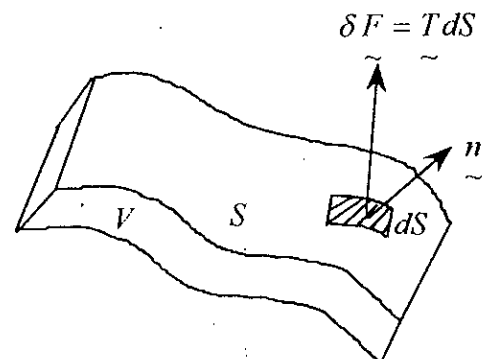
$$f_i(\underline{x}, t) = A \delta(\underline{x} - \underline{\xi}) \delta(t - \tau) \delta_{in} \tag{2.1}$$

où A est une constante qui donne l'amplitude de l'impulsion.

Par ailleurs, pour analyser les forces internes qui agissent mutuellement entre particules adjacentes dans le milieu continu, nous utiliserons le concept de *tenseur de contraintes*, noté $\underline{T}(\underline{\eta})$, où $\underline{\eta}$ est la normale unitaire de la surface de référence S , dont les composantes sont données par :

$$T_i = \tau_{ji} \cdot \eta_j = C_{ijkl} \cdot u_{k,l} \cdot \eta_j \tag{2.2}$$

On est maintenant en mesure de connaître l'accélération, les forces de volume et les contraintes qui agissent dans un volume V ayant une surface S . Ainsi, on peut écrire l'équation d'équilibre de la variation de la quantité de mouvement des particules constituant le volume V et des forces qui agissent sur ces particules. On obtient :



$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} dV = \iiint_V \underline{f} dV + \iint_S \underline{T}(\underline{\eta}) dS \quad (2.3)$$

En introduisant les composantes τ_{ij} du tenseur des contraintes et en utilisant le théorème de divergence de Gauss, on transforme l'intégrale de surface en une intégrale de volume, et on obtient :

$$\rho \ddot{u}_i = f_i + \tau_{ji,j} \quad (2.4)$$

qui constitue la première forme de l'équation indéfinie du mouvement.

2.2 THEOREME D'UNICITE ET DE RECIPROCITE

Nous allons maintenant montrer que la connaissance des forces de volume agissant à l'intérieur du volume V , ainsi que le vecteur contraintes sur la surface S , est suffisante pour déterminer de manière unique le champ de déplacement développé dans le volume V à partir des conditions initiales données.

2.2.1 Théorème de l'unicité

Le déplacement $\underline{u} = \underline{u}(\underline{x}, t)$, dans le volume V de surface externe S , est déterminé à partir d'un temps $t \geq t_0$ (t_0 est le temps initial), par les valeurs initiales du déplacement et de la vitesse de la particule à t_0 , ainsi que les valeurs à chaque temps $t \geq t_0$ de :

- Les forces de volume \underline{F} et le flux de chaleur \underline{L} à travers V ;
- Les contraintes \underline{T} à travers n'importe quelle surface S_1 appartenant à S ;
- Les déplacements à travers une surface S_2 de S telle que : $S_1 + S_2 = S$.

Sous ces hypothèses, en supposant que \underline{u}_1 et \underline{u}_2 sont deux solutions du champ de déplacement \underline{u} qui satisfont les mêmes conditions initiales et qui sont établies pour les mêmes valeurs des forces de volumes \underline{f} , de la quantité de chaleur \underline{L} , des contraintes \underline{T} et des conditions aux limites sur S , il sera aisé de démontrer l'unicité de la solution pour le champ de déplacement.

2.2.2 Théorème de Réciprocité

Nous allons maintenant établir plusieurs relations entre une paire de solutions de déplacement dans un volume élastique V .

Supposons que $\underline{u} = \underline{u}(\underline{x}, t)$ est un champ de déplacement dû aux forces de volume \underline{f} , aux conditions aux limites sur S et aux conditions initiales à $t = t_0$.

Soit $\underline{v} = \underline{v}(\underline{x}, t)$ un autre champ de déplacement dû aux forces de volume \underline{g} , aux conditions aux limites sur S et aux conditions initiales (à $t = t_0$) qui sont en général différentes de celles de \underline{u} .

Pour distinguer les contraintes sur les surfaces normales à $\underline{\eta}$, dans ces deux cas, nous utiliserons la notation $\underline{T}(\underline{u}, \underline{\eta})$ et $\underline{T}(\underline{v}, \underline{\eta})$ pour les contraintes dues à \underline{u} et \underline{v} respectivement.

La première relation de réciprocité à noter entre \underline{u} et \underline{v} est alors :

$$\begin{aligned} \iiint_V (\underline{f} - \rho \ddot{\underline{u}}) \cdot \underline{v} dV + \iint_S \underline{T}(\underline{u}, \underline{\eta}) \cdot \underline{v} dS \\ = \iiint_V (\underline{g} - \rho \ddot{\underline{v}}) \cdot \underline{u} dV + \iint_S \underline{T}(\underline{v}, \underline{\eta}) \cdot \underline{u} dS \end{aligned} \quad (2.5)$$

Ce résultat constitue le *Théorème de Betti*. On peut le démontrer en utilisant les équations (2.4) et (2.2) et en appliquant le théorème de divergence.

Notons que le théorème de Betti est vrai quelles que soient les conditions initiales sur \underline{u} et \underline{v} .

Il reste vrai même si \underline{u} , $\ddot{\underline{u}}$, $\underline{T}(\underline{u}, \underline{\eta})$ et \underline{f} sont évalués au temps t_1 et \underline{v} , $\ddot{\underline{v}}$, $\underline{T}(\underline{v}, \underline{\eta})$ et \underline{g} sont évalués au temps $t_2 \neq t_1$.

Si nous choisissons $t_1 = t$ et $t_2 = \tau - t$ et en intégrant (2.5) sur l'intervalle $[0, \tau]$, on démontre qu'il existe un temps τ_0 pour lequel \underline{u} et \underline{v} sont nuls à travers tout le volume V .

Alors la convolution :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho \left[\ddot{\underline{u}}(t) \cdot \underline{v}(\tau - t) - \underline{u}(t) \cdot \ddot{\underline{v}}(\tau - t) \right] dt = 0 \quad (2.6)$$

Et on déduit du théorème de Betti un important résultat pour le champ de déplacement :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dt \iiint_V \left\{ \underline{u}(\underline{x}, t) \cdot \underline{g}(\underline{x}, \tau - t) - \underline{v}(\underline{x}, \tau - t) \cdot \underline{f}(\underline{x}, t) \right\} dV$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} dt \iint_S \left\{ \underline{v}(\underline{x}, \tau - t) \cdot \underline{T}(\underline{u}(\underline{x}, t), \underline{\eta}) - \underline{u}(\underline{x}, t) \cdot \underline{T}(\underline{v}(\underline{x}, \tau - t), \underline{\eta}) \right\} dS \tag{2.7}$$

Ce théorème relie, dans le cas d'un milieu homogène, isotrope et continu, ce qui se passe entre la source \underline{u} au temps t et le récepteur \underline{v} au temps $\tau - t$.

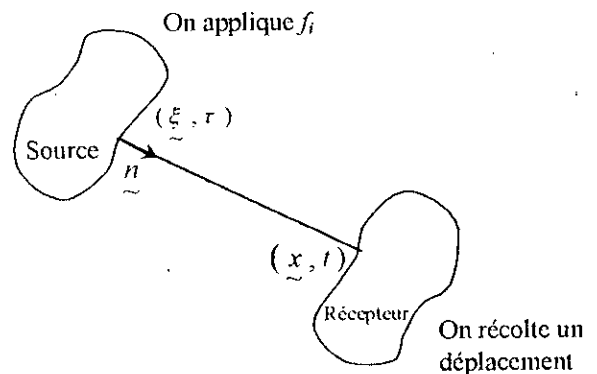
2.3 INTRODUCTION DES FONCTIONS DE GREEN POUR L'ELASTODYNAMIQUE

Nous avons vu, à travers le théorème de l'unicité, que les quantités qui donnent naissance au mouvement lors d'un tremblement de terre, sont les forces de volume, les contraintes appliquées ou les déplacements sur la surface du milieu continu.

Lors d'un tremblement de terre, le processus de rupture de faille est très compliqué du fait qu'il s'étend sur une surface de rupture finie et pendant un laps de temps fini, et en général, met en jeu des mouvements à la source qui ont des amplitudes et des directions variables.

Le théorème de représentation que nous allons développer dans cette partie, n'est rien d'autre qu'un moyen par lequel le déplacement, à partir d'un modèle de source réaliste, est synthétisé en utilisant le déplacement produit par la plus simple des sources, à savoir l'impulsion unitaire unidirectionnelle, qui est localisée avec précision dans l'espace et dans le temps. Le champ de déplacement associé à une source aussi simple constituera dorénavant notre *fonction de Green élastodynamique*.

Si on applique une impulsion unitaire en $\underline{x} = \underline{\xi}$ à un temps $t = \tau$ et dans la direction $\underline{\eta}$ (voir équation (2.1) en prenant $A=1$), nous désignerons la $i^{ème}$ composante du champ de déplacement en un point quelconque dans l'espace et dans le temps (\underline{x}, t) , par :



$$u_i(\underline{x}, t) = G_{im}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) \tag{2.8}$$

L'équation indéfinie du mouvement à travers le volume V devient :

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} G_{im}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) = \delta_{im} \cdot \delta(\underline{x} - \underline{\xi}) \cdot \delta(t - \tau) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ C_{ijkl} \frac{\partial}{\partial x_l} G_{kn}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) \right\} \quad (2.9)$$

Nous utiliserons les conditions initiales suivantes :

$$\begin{cases} G(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} G(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) = 0 \end{cases} \quad \text{pour } t \leq \tau \text{ et } \underline{x} \neq \underline{\xi} \quad (2.10)$$

Pour définir de manière unique G , il reste à établir les conditions aux limites sur S qui sont fonction des différentes applications.

Dans le cas où les conditions aux limites sont indépendantes du temps (exemple S toujours rigide), l'origine du temps peut être translatée comme on veut, et on remarque à partir de (2.9) que G dépend de t et de τ uniquement à travers la combinaison $t - \tau$. Alors :

$$G(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) = G(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi}, 0) = G(\underline{x}, -\tau; \underline{\xi}, -t) \quad (2.11)$$

qui n'est autre que la relation de réciprocité pour les temps, entre la source et le récepteur.

Si G satisfait les conditions aux limites homogènes sur S , l'équation (2.7) peut être utilisée pour obtenir une relation de réciprocité importante pour la position de la source et du récepteur.

En effet, en prenant f comme étant une impulsion unitaire appliquée dans la direction \underline{m} à $\underline{x} = \underline{\xi}_1$ et au temps $t = \tau_1$, et en prenant g comme étant une impulsion unitaire dans la direction $\underline{\eta}$ à $\underline{x} = \underline{\xi}_2$ et au temps $t = -\tau_2$, alors les déplacements correspondants seront :

$$\begin{aligned} u_i &= G_{im}(\underline{x}, t; \underline{\xi}_1, \tau_1) \\ v_i &= G_{in}(\underline{x}, t; \underline{\xi}_2, -\tau_2) \end{aligned} \quad (2.12)$$

et on démontre que l'équation (2.7) devient :

$$G_{nm}(\underline{\xi}_2, \tau + \tau_2; \underline{\xi}_1, \tau_1) = G_{nm}(\underline{\xi}_1, \tau - \tau_1; \underline{\xi}_2, -\tau_2) \quad (2.13)$$

Et en choisissant $\tau_1 = \tau_2 = \theta$, on aura alors :

$$\underline{G}_{nm}(\underline{\xi}_2, \tau; \underline{\xi}_1, \theta) = \underline{G}_{mn}(\underline{\xi}_1, \tau; \underline{\xi}_2, \theta) \quad (2.14)$$

qui spécifie une relation de réciprocité spatiale pure.

En choisissant $\tau = \theta$, l'équation (2.13) devient :

$$\underline{G}_{nm}(\underline{\xi}_2, \tau_2; \underline{\xi}_1, \tau_1) = \underline{G}_{mn}(\underline{\xi}_1, -\tau_1; \underline{\xi}_2, -\tau_2) \quad (2.15)$$

qui spécifie une réciprocité dans le domaine temporel.

2.4 THEOREME DE REPRESENTATION

Si la forme intégrale du théorème de Betti, notre équation (2.7), est utilisée avec la fonction de Green pour le premier champ de déplacement, alors la représentation du second champ de déplacement devient utilisable.

Dans notre cas, on s'intéresse à trouver une expression du déplacement \underline{u} dû aux forces de volume \underline{f} dans V et aux conditions aux limites sur S .

En substituant dans l'équation (2.7) les forces de volume $\underline{g}_i(\underline{x}, t) = \delta_{in} \delta(t) \delta(\underline{x} - \underline{\xi})$ pour lesquelles correspond la solution $\underline{v}_i(\underline{x}, t) = \underline{G}_{in}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \theta)$ et en interchangeant les symboles \underline{x} avec $\underline{\xi}$ et t avec τ , on arrive à exprimer le terme de déplacement sous la forme :

$$\begin{aligned} \underline{u}_n(\underline{x}, t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iiint_V \underline{f}_i(\underline{\xi}, \tau) \cdot \underline{G}_{in}(\underline{\xi}, t - \tau; \underline{x}, \theta) dV(\underline{\xi}) \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iint_S \left\{ \underline{G}_{in}(\underline{\xi}, t - \tau; \underline{x}, \theta) \cdot T_i \left[\underline{u}(\underline{\xi}, \tau), \underline{\eta} \right] \right. \\ & \left. - \underline{u}_i(\underline{\xi}, \tau) \cdot C_{ijkl}(\underline{\xi}) \cdot \eta_j \cdot \underline{G}_{kn,l}(\underline{\xi}, t - \tau; \underline{x}, \theta) \right\} dS(\underline{\xi}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

C'est le premier théorème de représentation qui établit une relation dans laquelle le déplacement \underline{u} à un certain point (\underline{x}, t) est obtenu à partir de la contribution des forces de

volume f dans le volume V , de la contribution des contraintes $T(\underline{u}, \underline{\eta})$ sur la surface S et du déplacement \underline{u} lui-même sur la surface S .

Toutefois, cette forme reste insatisfaisante puisqu'elle utilise une fonction de Green dans laquelle l'observateur se trouve en $\underline{\xi}$ et la source en \underline{x} . Nous voulons que le point d'observation (récepteur) soit en \underline{x} et la cause (source) soit en $\underline{\xi}$, donc que le déplacement total soit une somme (intégrale) des contributions du déplacement en \underline{x} dues à chaque élément de volume dV et de surface dS en $\underline{\xi}$.

Le théorème réciproque pour \underline{G} peut être invoqué mais il requière d'autres conditions sur la fonction de Green elle-même, alors l'équation :

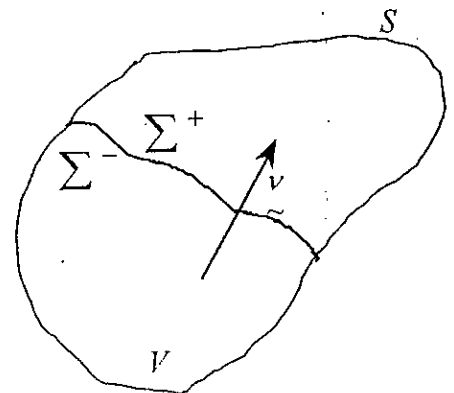
$$\underline{G}_{in}(\underline{\xi}, t-\tau; \underline{x}, \theta) = \underline{G}_{ni}(\underline{x}, t-\tau; \underline{\xi}, \theta) \quad \text{voir éq. (2.14)}$$

peut être utilisée uniquement si \underline{G} satisfait aux conditions aux limites homogènes sur S , alors que l'équation (2.16) est valable pour *n'importe* quelle fonction de Green associée à une force impulsionnelle dans la direction $\underline{\eta}$ à $\underline{\xi} = \underline{x}$ et $\tau = t$.

2.5 REPRESENTATION D'UNE FAILLE ENTERREE

Dans ce présent paragraphe, nous allons montrer comment utiliser le théorème de représentation pour analyser le glissement sur une surface de faille souterraine ainsi que les ondes sismiques émises par ce glissement.

Pour cela, considérons la surface V comme constituée d'une surface externe S et de deux surfaces internes adjacentes notées Σ^+ et Σ^- qui forment les faces opposées de la faille. Le glissement discontinu (glissement d'un plan de faille par rapport à l'autre) pour un point $\underline{\xi}$ sur Σ , représente la quantité :



$$[\underline{u}(\underline{\xi}, \tau)] = \underline{u}(\underline{\xi}, \tau)_{\Sigma^+} - \underline{u}(\underline{\xi}, \tau)_{\Sigma^-}$$

Ainsi, le théorème de représentation s'écrira :

$$\begin{aligned} \underline{u}_n(\underline{x}, t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iiint_V f_p(\underline{\eta}, \tau) \cdot G_{np}(\underline{x}, t-\tau; \underline{\eta}, \theta) dV(\underline{\eta}) \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iint_{\Sigma} \left\{ [\underline{u}_i(\underline{\xi}, \tau)] \cdot C_{ijpq} \cdot \nu_j \cdot \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\underline{x}, t-\tau; \underline{\xi}, \theta) \right. \\ & \left. - [T_p(\underline{u}(\underline{\xi}, \tau), \underline{\nu})] \cdot G_{np}(\underline{x}, t-\tau; \underline{\xi}, \theta) \right\} d\Sigma(\underline{\xi}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Cette expression utilise $\underline{\eta}$ comme position générale à l'intérieur du volume V et $\underline{\xi}$ comme position générale sur la surface Σ . Les crochets sont utilisés pour la différence entre les valeurs sur Σ^+ et Σ^- .

Ainsi, le glissement sur une faille conduit à une valeur non nulle pour $[\underline{u}(\underline{\xi}, \tau)]$, mais la continuité des contraintes implique que $[T(\underline{u}, \underline{\nu})] = \underline{0}$. De plus, en l'absence des forces de volume sur \underline{u} , cette représentation devient :

$$\underline{u}_n(\underline{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iint_{\Sigma} [\underline{u}_i(\underline{\xi}, \tau)] \cdot C_{ijpq} \cdot \nu_j \cdot \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\underline{x}, t-\tau; \underline{\xi}, \theta) d\Sigma(\underline{\xi}) \quad (2.18)$$

Cette équation ne contient directement aucune force de volume quoi que le déplacement en (\underline{x}, t) est donné comme une intégrale sur les fonctions de Green y contribuant. Chacune d'elles étant créée par des forces de volume. Ainsi, voir la faille active comme une distribution en surface des forces de volume, a un certain sens. De plus, on voit bien que le déplacement sur la faille est suffisant pour déterminer le déplacement partout ailleurs!

2.5.1 Forces de Volume Equivalentes

Lorsqu'on admet que le processus sismique résulte d'un glissement le long de la surface de faille, on néglige divers autres paramètres tels que l'effet de la chaleur, la variation de la pression hydrologique et la fracture du rocher lui-même. De ce fait, existe-t-il des forces de volume équivalentes à une dislocation de faille et, si tel est le cas, quelle est la solution du champ de déplacement $\underline{u}(\underline{x}, t)$ qui en résulte ?

Pour déterminer les forces de volume équivalentes à cette discontinuité en déplacement, nous utiliserons la dérivée du Dirac $\partial \delta(\underline{\eta} - \underline{\xi}) / \partial \eta_q$ pour localiser les points de Σ dans le volume V . Cette fonction a la propriété :

$$\iint_{\Sigma} \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi}, \theta) d\Sigma(\underline{\xi}) = - \iiint_V \frac{\partial}{\partial \eta_q} \delta(\underline{\eta} - \underline{\xi}) \cdot G_{np}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\eta}, \theta) dV(\underline{\eta})$$

de sorte que la discontinuité en déplacement dans (2.17) contribue pour le déplacement $\underline{u} = \underline{u}(\underline{x}, t)$ comme suit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iiint_V \left\{ - \iint_S [u_i(\underline{\xi}, \tau)] \cdot C_{ipq} \cdot \nu_j \cdot \frac{\partial}{\partial \eta_q} \delta(\underline{\eta} - \underline{\xi}) d\Sigma(\underline{\xi}) \right\} G_{np}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\eta}, \theta) dV(\underline{\eta})$$

au point \underline{x} , au temps t .

Puisque cette expression a précisément la forme d'une contribution des forces de volume (voir 1^{er} terme de l'expression (2.17)), l'équivalent en forces de volume $f_p^{'u'}$ d'une discontinuité en déplacement sur Σ peut être maintenant définie comme :

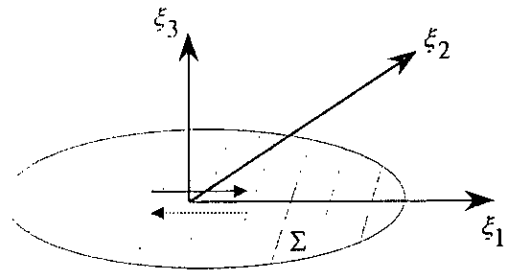
$$f_p^{'u'}(\underline{\eta}, \tau) = - \iint_{\Sigma} [u_i(\underline{\xi}, \tau)] \cdot C_{ipq} \cdot \nu_j \cdot \frac{\partial}{\partial \eta_q} \delta(\underline{\eta} - \underline{\xi}) d\Sigma(\underline{\xi}) \quad (2.19)$$

Bien que cette intégrale englobe 27 termes (sommation sur i, j et q), qui sont différents pour chaque valeur de p , nous pouvons trouver des exemples réels dans lesquels seulement deux ou trois termes sont non nuls.

L'équivalent en forces de volume (2.19) est valable pour le cas général d'un milieu hétérogène et anisotrope, et il est remarquable dans sa dépendance des propriétés du milieu élastique uniquement à la surface de la faille elle-même. En sismologie, l'exemple le plus important d'une force de volume qui est équivalente à un champ de discontinuité en déplacement, se trouve dans le cas d'une faille en rupture de cisaillement. Nous allons montrer dans le paragraphe qui suit, que cet équivalent en forces de volume, génère en surface une distribution en simples couples et une distribution en simples forces qui forment une distribution en doubles couples dont le moment total n'est autre que le *moment sismique* M_0 .

2.5.2 Cas d'une Rupture de Faille

Traitons le cas simple d'un glissement sur une faille enterrée, située dans le plan $\xi_3 = 0$, de sorte que le déplacement $[u]$ n'ait pas de composantes dans la direction ξ_3 .



Soit ξ_1 la direction du glissement telle que $[u_2] = [u_3] = 0$ et $v_1 = v_2 = 0$.

Alors, les forces de volume équivalentes de la discontinuité du déplacement sont, à partir de (2.19) :

$$f_p^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) = - \iint_{\Sigma} [u_i(\underline{\xi}, \tau)] \cdot C_{13pq} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta_q} \delta(\underline{\eta} - \underline{\xi}) d\xi_1 d\xi_2 \quad (2.20)$$

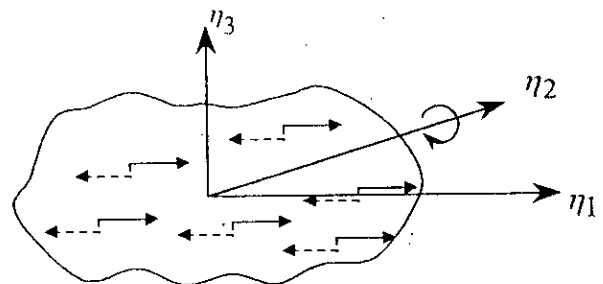
Dans un milieu isotrope, tous les termes C_{13pq} sont nuls sauf $C_{1313} = C_{1331} = \mu$.

On aboutit ainsi au système :

$$\begin{cases} f_1^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) = - \iint_{\Sigma} [u_1(\underline{\xi}, \tau)] \mu(\underline{\xi}) \delta(\eta_1 - \xi_1) \delta(\eta_2 - \xi_2) \frac{\partial}{\partial \eta_3} \delta(\eta_3) d\xi_1 d\xi_2 \\ f_2^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) = 0 \\ f_3^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) = - \iint_{\Sigma} [u_1(\underline{\xi}, \tau)] \mu(\underline{\xi}) \frac{\partial}{\partial \eta_1} \delta(\eta_1 - \xi_1) \delta(\eta_2 - \xi_2) \delta(\eta_3) d\xi_1 d\xi_2 \end{cases} \quad (2.21)$$

Regardons en premier $f_1^{[u]}(\underline{\eta}, \tau)$.

Elle représente un système de *simples couples* distribués sur la surface Σ : Forces dans la direction $\pm \eta_1$, bras de levier suivant η_3 et donc un moment autour de la direction η_2 .



La première intégrale donne :

$$f_1^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) = - \mu(\underline{\eta}) [u_1(\underline{\eta}, \tau)] \frac{\partial}{\partial \eta_3} \delta(\eta_3) \quad (2.22)$$

La force totale due à $f_1^{[u]}$ étant nulle, et son moment le long de l'axe η_2 est :

$$\begin{aligned} \iiint_V \eta_3 f_1^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) dV &= - \iiint_V \eta_3 \mu(\underline{\eta}) [u_1(\underline{\eta}, \tau)] \frac{\partial}{\partial \eta_3} \delta(\eta_3) d\eta_1 d\eta_2 d\eta_3 \\ &= \iint_{\Sigma} \mu(\underline{\xi}) [u_1(\underline{\xi}, \tau)] d\Sigma(\underline{\xi}) \end{aligned}$$

Si le glissement est obtenu en moyenne sur Σ en utilisant le théorème du barycentre :

$$\bar{u}(\tau) = \frac{\iint_{\Sigma} [u_1(\underline{\xi}, \tau)] d\Sigma}{A}$$

ù $A = \iint_{\Sigma} d\Sigma(\underline{\xi})$ est la surface de faille, et si la région de la faille est homogène (de telle sorte que μ soit constante), alors le moment total le long de l'axe η_2 , dû à la force de volume $f_1(\underline{\xi}, \tau)$ est simplement $\mu \bar{u} A$, le long de la direction η_2 croissante.

La force de volume équivalente, donnée en (2.21), englobe aussi la composante $f_3^{[u]}$ et nous allons voir que celle-ci représente un système de *forces simples*.

En effet, en sortant la dérivée $\partial / \partial \eta_1$ hors de l'intégrale, on trouve :

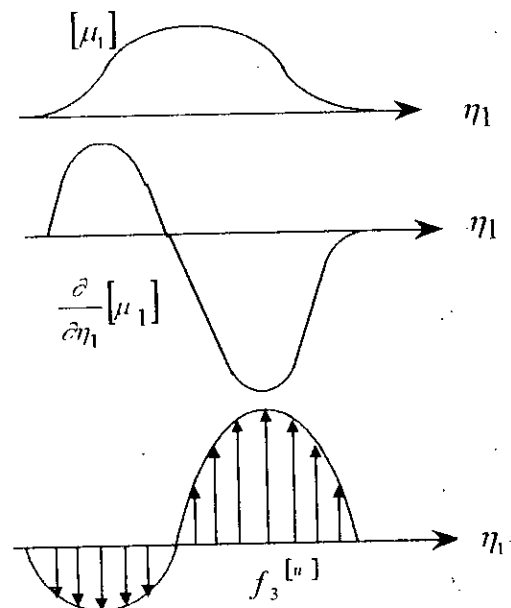
$$f_3^{[u]}(\underline{\eta}, \tau) = - \frac{\partial}{\partial \eta_1} \left\{ \mu(\underline{\eta}) \cdot [u_1(\underline{\eta}, \tau)] \right\} \delta(\eta_3) \quad (2.23)$$

Quoique cette composante n'est pas elle-même un couple en chaque point de Σ , sa distribution en forces simples en fonction de η_1 donne clairement un couple net, avec un moment dans la direction $(-\eta_2)$.

Ce moment total par rapport à η_2 est $(\underline{\eta}_1 \wedge \underline{f}_3)$ et sa composante suivant η_2 devient :

$$(\underline{\eta}_1 \wedge \underline{f}_3)_2 = \varepsilon_{233} \cdot \eta_1 \cdot f_3$$

qui donne, sur tout le volume V :



$$\iiint_V \eta_1 \cdot f_3 \, dV = - \iint_{\Sigma} \mu(\underline{\xi}) \cdot [u_1(\underline{\xi}, \tau)] \, d\xi_1 \, d\xi_2$$

Ainsi, dans une région source homogène, il advient que le moment total dû à f_3 est $-\mu \bar{u} A$, qui est égal en amplitude au moment total dû à f_1 , mais qui agit dans la direction opposée. Donc, les deux contributions s'annulent entre elles.

Nous avons maintenant montré que le champ de déplacement généré par une rupture de faille est équivalent à une distribution en *simples couples*, f_1 , et une distribution en *simples forces*, f_3 , qui ont l'effet d'un couple opposé.

C'est le modèle en *doubles couples*, actuellement reconnu comme étant le concept le plus important en sismologie pour quantifier le champ de déplacement issu d'une dislocation de cisaillement.

Le problème est que ces forces de volume équivalentes pour un glissement de faille, ne sont pas uniques. Une manière directe d'illustrer cela, est d'obtenir la densité du double couple à partir du théorème de représentation (2.18) pour une rupture de faille enterrée.

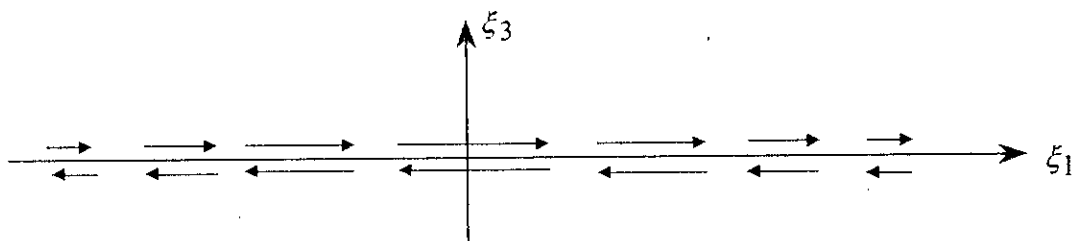
Cette représentation devient :

$$u_n(\underline{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \iint_{\Sigma} \mu(\underline{\xi}) [u_1(\underline{\xi}, \tau)] \cdot \left\{ \frac{\partial G_{n1}}{\partial \xi_3} + \frac{\partial G_{n3}}{\partial \xi_1} \right\} d\Sigma(\underline{\xi}) \quad (2.24)$$

Ici, le premier terme $\partial G_{n1}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi}, 0) / \partial \xi_3$ est la limite de :

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{G_{n1}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi} + \varepsilon \underline{\xi}_3, 0) - G_{n1}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi} - \varepsilon \underline{\xi}_3, 0)}{2\varepsilon}$$

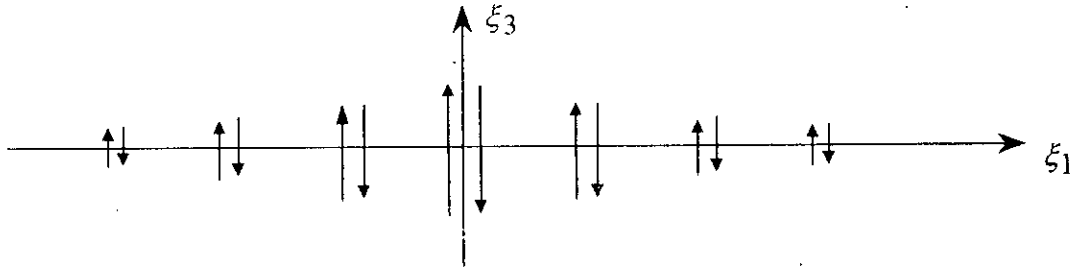
Cette limite n'est autre que la distribution en *simples couples*, montrée sur la figure suivante :



Le second terme de (2.21) englobe la limite :

$$\frac{\partial G_{n3}}{\partial \xi_1} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{G_{n3}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi} + \varepsilon \underline{\xi}_1, \theta) - G_{n3}(\underline{x}, t - \tau; \underline{\xi} - \varepsilon \underline{\xi}_1, \theta)}{2\varepsilon}$$

et qui n'est autre que la distribution en *simples couples*, montrée sur la figure suivante :



Ces deux systèmes forment une distribution en *doubles couples* et on se demande pourquoi la série précédente des forces de volume équivalentes que nous avons déduit en (2.21) a donné un simple couple et une simple force.

Ceci montre l'utilité limitée des forces équivalentes pour l'étude de la dynamique des glissements de faille. Finalement, c'est la totalité de la faille qui génère un champ de déplacement et nous ne pouvons établir, à partir de (2.24) la contribution créée par la radiation d'un élément individuel de la surface de faille. Cela prend un sens en termes physiques, parce que les éléments individuels de la zone de rupture ne se déplacent pas dynamiquement, séparément des autres parties de la faille.

Les forces de volume équivalentes, usuellement choisies comme une distribution en doubles couples, trouvent leur grande utilité uniquement lorsque la fonction de glissement $[\underline{u}(\underline{\xi}, \tau)]$ a été déterminée (ou estimée) et alors, elles sont importantes car elles donnent la possibilité d'évaluer la radiation pondérant les fonctions de Green.

2.6 TENSEUR DES MOMENTS SISMQUES

Dans la section précédente, nous avons défini le moment sismique M_0 comme moment résultant d'une distribution en doubles couples sur le plan d'une faille en glissement. C'est peut être le paramètre le plus important que nous pouvons utiliser pour mesurer l'amplitude d'un tremblement de terre causé par un glissement le long d'une zone de rupture.

Nous allons maintenant introduire le *tenseur des moments sismiques* $[M]$ qui caractérise toutes les informations qui concernent la source, ses dimensions, l'orientation de son plan de faille et le milieu où se propage la rupture. Pour les sources de dimensions finies, nous introduirons le *tenseur densité du moment sismique* $[m]$ qui peut être défini comme étant $\partial[M] / \partial \Sigma$.

Notre point de départ est la représentation (2.18), mais en utilisant le symbole de convolution (*) tel que :

$$u_n(\underline{x}, t) = \iint_{\Sigma} [u_i(\underline{\xi}, \tau)] \cdot v_j \cdot C_{ijpq} * \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\underline{x}, t, \underline{\xi}, \tau) d\Sigma \quad (2.25)$$

La dérivée de G_{np} par rapport à la coordonnée de la source ξ_q , peut être interprétée physiquement comme l'équivalent d'un couple simple sur Σ en $\underline{\xi}$, avec un bras de levier dans la direction ξ_q . La somme sur q dans cette expression, nous fait comprendre que chaque composante du déplacement en \underline{x} est équivalente à l'effet d'une sommation de couples distribués sur toute la surface Σ .

Puisque $[u_i] v_j C_{ijpq} * G_{np,q}$ en (2.25) est le champ de déplacement en \underline{x} dû à des couples en $\underline{\xi}$, il s'ensuit que $[u_i] v_j C_{ijpq}$ est l'amplitude du couple (p,q), dont la dimension est : moment/unité de surface. On définit ainsi :

$$m_{pq} = [u_i] \cdot v_j \cdot C_{ijpq} \quad (2.26)$$

comme les composantes du *tenseur densité du moment sismique* $[m]$.

En termes de ce tenseur symétrique, qui dépend du temps, le théorème de représentation pour le déplacement en \underline{x} dû à une discontinuité $[u(\underline{\xi}, \tau)]$ sur la surface Σ , se traduit en :

$$u_n(\underline{x}, t) = \iint_{\Sigma} m_{pq}(\underline{\xi}, \tau) * G_{np,q}(\underline{x}, t, \underline{\xi}, \tau) d\Sigma$$

Pour un milieu isotrope, il s'ensuit de :

$$C_{ijpq} = \lambda \delta_{ij} \delta_{pq} + \mu (\delta_{ip} \delta_{jq} + \delta_{iq} \delta_{jp})$$

que :

$$m_{pq} = \lambda v_i [u_i(\xi, \tau)] \delta_{pq} + \mu (v_q [u_p(\xi, \tau)] + v_p [u_q(\xi, \tau)]) \quad (2.27)$$

De plus, si la discontinuité du déplacement est dans le plan de faille, alors le produit scalaire $v \cdot [u]$ est nul. Il reste de (2.27) que :

$$m_{pq} = \mu (v_q [u_p] + v_p [u_q]) \quad (2.28)$$

Dans le cas où Σ est liée au plan $\xi_3 = 0$ avec un glissement le long de la direction ξ_1 , le tenseur du moment sismique devient :

$$[\underline{m}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \mu [u_1(\xi, \tau)] \\ 0 & 0 & 0 \\ \mu [u_1(\xi, \tau)] & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

qui est le double couple familier déjà considéré dans la section (2.5.2).

Les résultats précédents ont été développés pour une faille de dimensions finies. Pour une source ponctuelle, on considérera sa surface globale Σ comme un système de couples concentrés en un seul point, avec un *tenseur de moments* égal à l'intégrale de la densité du moment sismique. Ainsi, ses composantes seront :

$$M_{pq} = \iint_{\Sigma} m_{pq} d\Sigma = \iint_{\Sigma} [u_i] \cdot v_j \cdot C_{ijpq} d\Sigma \quad (2.29)$$

La représentation d'une source sismique ponctuelle s'établira dorénavant par l'expression de son champ de déplacement :

$$u_n(\underline{x}, t) = M_{pq} * G_{np,q} \quad (2.30)$$

Cette expression sera utilisée dans le chapitre qui suit pour l'évaluation de la fonction de Green élastodynamique, basée sur une représentation en doubles couples, et l'identification des différents types d'ondes qu'elle englobe.

CHAPITRE TROISIÈME

Ondes Sismiques Issues d'une Source Ponctuelle

LE DEVELOPPEMENT THEORIQUE des forces de volume équivalentes à une discontinuité en déplacement a été basé sur l'hypothèse d'une faille en rupture par cisaillement, représentée comme une distribution en doubles couples sur la surface globale de la source sismique.

En pratique, les ondes sismiques observées ont souvent des périodes beaucoup plus grandes que la durée du processus de rupture. De telles sources sont considérées réellement comme étant des sources ponctuelles, dont le champ de déplacement qu'elles génèrent est représenté par l'expression (2.30).

Le problème majeur que nous allons traiter maintenant est de trouver le déplacement $\underline{u}(\underline{x}, t)$ pour cette représentation en doubles couples à travers une première résolution pour la fonction de Green élastodynamique, d'identifier les différents types d'ondes P et S et donner leurs propriétés en champ proche et en champ lointain.

Aussi, le chapitre conclue avec quelques résultats généraux pour les amplitudes et les modèles de radiation (des ondes P et S) dus à une dislocation de cisaillement, modélisant un glissement dans le système des coordonnées géographiques lié à la Terre.

3.1 FORMULATION

Rappelons-nous que nous voulons résoudre l'équation du déplacement $\underline{u} = \underline{u}(\underline{x}, t)$, à l'intérieur d'un demi espace isotrope et homogène, qui satisfait l'équation d'onde élastodynamique (2.4), écrite ici en notation vectorielle :

$$\rho \ddot{\underline{u}} = \underline{f} + (\lambda + 2\mu) \nabla \cdot (\nabla \cdot \underline{u}) - \mu \nabla \wedge (\nabla \wedge \underline{u}) \quad (3.1)$$

avec des conditions initiales homogènes $\underline{u}(\underline{x}, 0) = \underline{0}$, $\dot{\underline{u}}(\underline{x}, 0) = \underline{0}$ pour $\underline{x} \neq \underline{0}$.

La force de volume \underline{f} est considérée comme étant ponctuelle, unidirectionnelle, agissant avec une amplitude temporelle variant de manière générale, et appliquée en un point fixe $\underline{0}$, origine des coordonnées cartésiennes.

Si on suppose que l'axe x_1 est sa direction à l'origine, alors :

$$\underline{f} = X_0(t) \cdot \delta(\underline{x}) \cdot \underline{x}_1 \quad (3.2)$$

En notation des sections précédentes, ce champ de déplacement a pour composantes :

$$u_n(\underline{x}, t) = X_0(t) * G_{np}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau)$$

Alors, pour éviter tout problème de directivité à la source ($\underline{\eta}$ à l'origine) ou au récepteur (\underline{u} en \underline{x}), on se propose de traiter le problème scalaire similaire qu'on considère comme étant sphériquement symétrique, concentré en $\underline{\xi}$.

3.1.1 Solution pour la Fonction de Green Elastodynamique

L'approche adoptée pour résoudre l'équation élastodynamique (3.1) est basée sur la décomposition de Helmholtz de la force de volume, via :

$$\underline{f} = \nabla \cdot \underline{\Phi} + \nabla \wedge \underline{\Psi} \quad (3.3)$$

Avec $\nabla \cdot \underline{\Psi} = 0$

Alors, il existe des potentiels ϕ et ψ pour le déplacement $\underline{u}(\underline{x}, t)$, appelés *Potentiels de Lamé*, avec les propriétés suivantes :

$$(i) \quad \underline{u} = \underline{\nabla} \cdot \phi + \underline{\nabla} \wedge \psi \quad (3.4)$$

$$(ii) \quad \underline{\nabla} \cdot \psi = 0 \quad (3.5)$$

$$(iii) \quad \ddot{\phi} = \frac{\Phi}{\rho} + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad \text{avec} \quad \alpha^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad (3.6)$$

$$(iv) \quad \ddot{\psi} = \frac{\Psi}{\rho} + \beta^2 \nabla^2 \psi \quad \text{avec} \quad \beta^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.7)$$

[$\underline{\nabla} \cdot \phi$ et $\underline{\nabla} \wedge \psi$ sont appelées composantes en ondes P et S de $\underline{u}(\underline{x}, t)$ respectivement].

Construisons tout d'abord \underline{W} , tel que $\nabla^2 \underline{W} = \underline{f}$.

Alors, la solution est :

$$\underline{W}(\underline{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{X_0(t)}{|\underline{x}|} \underline{x}$$

Sachant que $\nabla^2 \underline{W} = \underline{\nabla} \cdot (\underline{\nabla} \cdot \underline{W}) - \underline{\nabla} \wedge (\underline{\nabla} \wedge \underline{W})$, on identifie avec la 1^{ère} expression de (3.3) qui donne ainsi :

$$\begin{aligned} \Phi(\underline{x}, t) &= \underline{\nabla} \cdot \underline{W} = -\frac{X_0(t)}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{|\underline{x}|} \\ \Psi(\underline{x}, t) &= -\underline{\nabla} \wedge \underline{W} = \frac{X_0(t)}{4\pi} \left(0, \frac{\partial}{\partial x_3} \frac{1}{|\underline{x}|}, -\frac{\partial}{\partial x_2} \frac{1}{|\underline{x}|} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

La seconde étape pour trouver les déplacements est de résoudre les équations d'onde pour les potentiels de Lamé ϕ et ψ .

A partir des équations (3.6), (3.7) et la solution (3.8), nous trouvons :

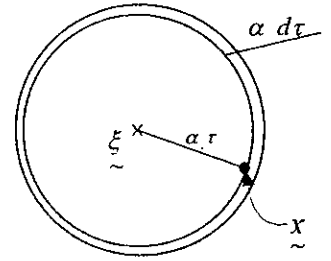
$$\ddot{\phi} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{X_o(t)}{4\pi\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left| \frac{1}{\underline{x}} \right| + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad (3.9)$$

$$\ddot{\underline{\psi}} = \frac{\partial^2 \underline{\psi}}{\partial t^2} = \frac{X_o(t)}{4\pi\rho} \left(\theta, \frac{\partial}{\partial x_i} \left| \frac{1}{\underline{x}} \right|, -\frac{\partial}{\partial x_j} \left| \frac{1}{\underline{x}} \right| \right) + \beta^2 \nabla^2 \underline{\psi} \quad (3.10)$$

Si la source est étendue à l'intérieur d'un volume V, de même que dans le temps, alors la solution de (3.9) devient :

$$\phi(\underline{x}, t) = -\frac{1}{(4\pi\alpha)^2 \rho} \iiint_V \frac{X_o(t - \frac{|\underline{x} - \underline{\xi}|}{\alpha})}{|\underline{x} - \underline{\xi}|} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left| \frac{1}{\underline{\xi}} \right| dV(\underline{\xi}) \quad (3.11)$$

Cette intégrale peut être simplifiée par intégration sur le volume V, via un système de rayonnage sphérique concentrique, centré en $\underline{\xi}$. Il s'ensuit que :



$$\phi(\underline{x}, t) = -\frac{1}{4\pi\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \left| \frac{1}{\underline{x}} \right| \right) \int_0^\alpha \tau X_o(t - \tau) d\tau \quad (3.12)$$

De manière similaire, pour le potentiel vectoriel de Lamé, on trouve :

$$\underline{\psi}(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} \left(\theta, \frac{\partial}{\partial x_j} \left| \frac{1}{\underline{x}} \right|, -\frac{\partial}{\partial x_i} \left| \frac{1}{\underline{x}} \right| \right) \int_0^\beta \tau X_o(t - \tau) d\tau \quad (3.13)$$

Le troisième et dernier pas pour obtenir la fonction de Green pour le déplacement dû à la force de volume $X_o(t)$ appliquée dans la direction \underline{x}_i à l'origine, et de former

$\nabla \cdot \underline{\phi} + \nabla \wedge \underline{\psi}$, à partir de (3.12) et (3.13), en utilisant la notation $r = |\underline{x}|$. Cela donne :

$$\begin{aligned} u_i(\underline{x}, t) &= \frac{1}{4\pi\rho} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} \frac{1}{r} \right) \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau X_o(t - \tau) d\tau \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2 r} \frac{\partial r}{\partial x_i} \frac{\partial r}{\partial x_i} X_o\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho\beta^2 r} \left(\delta_{ii} - \frac{\partial r}{\partial x_i} \frac{\partial r}{\partial x_i} \right) X_o\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \end{aligned}$$

Si on remplace l'indice "1" par "j" dans cette expression, le résultat correspondra au déplacement créé par une force ponctuelle dans la direction \underline{x}_j . En utilisant les cosinus

directeurs γ_i pour le vecteur \underline{x} , tels que $\gamma_i = \frac{x_i}{r} = \frac{\partial r}{\partial x_i}$, nous pourrions écrire

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \frac{1}{r} = \frac{3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}}{r^3}$$

Alors, pour une force ponctuelle $X_o(t)$ dans la direction \underline{x}_j , localisée à l'origine, nous

obtenons la solution classique de Stokes, à savoir :

$$\begin{aligned} u_i(\underline{x}, t) &= X_o(t) * G_{ij}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) \\ &= \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau X_o(t-\tau) d\tau \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \gamma_i \gamma_j \frac{1}{r} X_o\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (\delta_{ii} - \gamma_i \gamma_j) \frac{1}{r} X_o\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

L'amplitude relative des différents termes de cette fonction de Green dépend de la distance source-récepteur r . Ainsi, le premier terme en intégrale se comporte comme $1/r^2$ et les termes restants se comportent comme $1/r$, devenant termes dominants si $r \rightarrow \infty$. Par conséquent, les termes contenant $r^{-1} X_o\left(t - \frac{r}{\alpha}\right)$ et $r^{-1} X_o\left(t - \frac{r}{\beta}\right)$ sont appelés termes en *champ lointain*. De même, du fait que r^{-2} est dominant devant r^{-1} lorsque $r \rightarrow 0$, le terme incluant $r^{-3} \int \tau X_o(t-\tau) d\tau$ est appelé terme en *champ proche*.

a) Propriétés du Terme en Champ Proche

On définit le déplacement en champ proche $\underline{u}^N(\underline{x}, t)$ par :

$$u_i^N(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau X_o(t-\tau) d\tau \quad (3.15)$$

Ce déplacement est composé du mouvement des ondes P et des ondes S réunies. Il est ni irrotationnel (i.e. ayant un rotationnel nul), ni solénoïdale (i.e. ayant une divergence nulle) et ceci indique qu'il n'est pas toujours fructueux de décomposer un champ de déplacement élastique en composantes des ondes P et S. En outre, $\underline{u}^N(\underline{x}, t)$ a un mouvement longitudinal et transversal.

Par ailleurs, si on considère $t=0$ comme étant le temps pour lequel $X_o(t)$ devient non nulle pour la première fois, et que $X_o(t)$ devient nulle pour tout temps $t > T$, il en résulte que $\underline{u}^N(\underline{x}, t)$ est un mouvement qui arrive en \underline{x} au temps d'arrivée des ondes P (i.e. à r/α) et qu'il agit jusqu'au temps $(r/\beta + T)$. Alors, il dure $(\frac{r}{\beta} - \frac{r}{\alpha}) + T$.

b) Propriétés des Ondes P en Champ Lointain

Le premier terme en champ lointain dans l'équation (3.14) représente la contribution en ondes P. Son déplacement $\underline{u}^P(\underline{x}, t)$ est donné par :

$$u_i^P(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \gamma_i \gamma_j \frac{1}{r} X_o(t - \frac{r}{\alpha}) \quad (3.16)$$

Alors, pour une direction $\underline{\gamma}$ de la source, cette onde a les propriétés suivantes : (1) elle s'atténue en $1/r$, (2) elle se propage avec une vitesse $\alpha = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$, (3) la forme d'onde est proportionnelle à la force appliquée avec un temps retard r/α et (4) le déplacement en \underline{x} est parallèle à la direction $\underline{\gamma}$ par rapport à la source. L'onde P en champ lointain est par conséquent *longitudinale* (appelée parfois *radiale*) dans le sens où la direction du mouvement de la particule est la même que la direction de propagation. La figure (3.1a) indique ce sens du mouvement.

c) Propriétés des Ondes S en Champ Lointain

Le second terme en champ lointain de l'expression (3.14) représente la contribution en ondes S dont le déplacement $\underline{u}^S(\underline{x}, t)$ est donné par :

$$u_i^s(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (\delta_{ij} - \gamma_i\gamma_j) \frac{1}{r} X_o(t - \frac{r}{\beta}) \tag{3.17}$$

Le long d'une direction donnée γ de la source, cette onde : (1) s'atténue en $1/r$, (2) se propage à la vitesse $\beta = (\mu / \rho)^{1/2}$, (3) le déplacement a une forme d'onde proportionnelle à la force appliquée avec un temps retard r/β et (4) la direction du déplacement en \underline{x} est perpendiculaire à la direction γ de la source. Par conséquent, les ondes S en champ lointain sont des ondes *transversales* dans le sens où la direction du mouvement de la particule est *normale* à la direction de propagation (figure 3.1b).

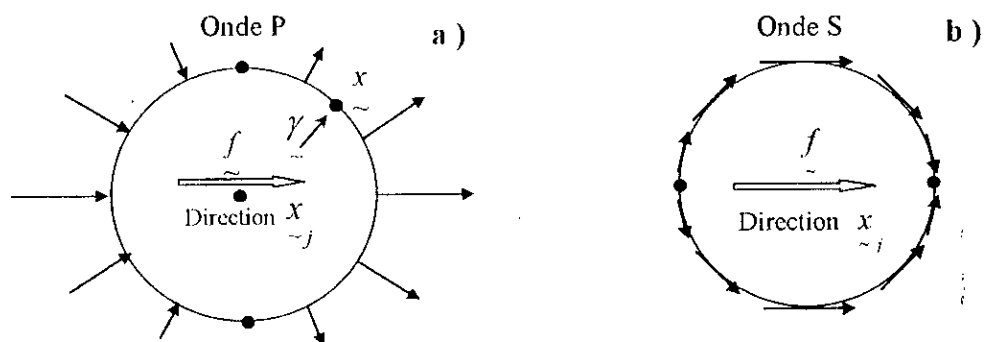


Figure 3.1. Sens du mouvement d'une particule lors de la propagation d'une onde P ou S en champ lointain.

3.1.2 Solution en Double Couple

Nous avons vu dans la section (2.5) que la fonction de Green est plus appropriément étudiée sous la forme $G_{np,q}$, avec un couple actif à la source, plutôt qu'une force simple. Nous allons développer maintenant quelques propriétés spéciales de ce champ de déplacement, le plus directement applicables, afin de comprendre les modèles de radiation pour les ondes générées à partir d'une dislocation ponctuelle de cisaillement. Pour cela, nous allons travailler avec les neuf couples dans $M_{pq} * G_{np,q}$ (expression 2.30).

Nous commencerons par l'application de la solution de Stokes (3.14), pour obtenir la $n^{i\text{eme}}$ composante due à une distribution de forces de volume $f(\underline{x}, t) = \underline{F}(t) \cdot \delta(\underline{x} - \underline{\xi})$.

Ce déplacement à (\underline{x}, t) est donné par :

$$\begin{aligned}
 F_p * G_{np} &= \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_n\gamma_p - \delta_{np}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau F_p(t-\tau) d\tau \\
 &+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \gamma_n\gamma_p \frac{1}{r} F_p(t-\frac{r}{\alpha}) \\
 &+ \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (\delta_{np} - \gamma_n\gamma_p) \frac{1}{r} F_p(t-\frac{r}{\beta})
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Pour construire le tenseur des moments M_{pq} , nous allons évaluer (3.13) pour une force $F(t)$ appliquée à $\xi + \Delta l$ (où Δl est une faible distance dans la direction ξ) et retranchons la valeur de $F(t)$ appliquée à ξ . Cette différence donne le champ de déplacement, à (x, t) , dû au couple de moments $\Delta l \cdot F(t)$, égal au tenseur des moments $M_{pq}(t)$.

Cette procédure est exprimée par l'égalité :

$$M_{pq} * G_{np,q} = \left(\lim_{\substack{\Delta l_q \rightarrow 0 \\ F_p \rightarrow \infty \\ \Delta l_q \cdot F_p = M_{pq}}} \right) \Delta l_q \cdot F_p * \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np} \tag{3.19}$$

Qu'on applique dans l'expression (3.18) en utilisant les deux règles :

$$\frac{\partial r}{\partial \xi_q} = -\gamma_q \quad \text{et} \quad \frac{\partial \gamma_j}{\partial \xi_q} = \frac{\gamma_j \gamma_q - \delta_{jq}}{r}$$

Et le résultat est un champ de déplacement ayant comme n^{ieme} composante :

$$\begin{aligned}
 u_n(x, t) &= M_{pq} * G_{npq} \\
 &= \left(\frac{15\gamma_n\gamma_p\gamma_q - 3\gamma_n\delta_{pq} - 3\gamma_p\delta_{nq} - 3\gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho} \right) \frac{1}{r^4} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau M_{pq}(t-\tau) d\tau \\
 &+ \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - \gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\alpha^2} \right) \frac{1}{r^2} M_{pq}(t-\frac{r}{\alpha}) \\
 &- \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - \gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\beta^2} \right) \frac{1}{r^2} M_{pq}(t-\frac{r}{\beta}) \\
 &+ \frac{\gamma_n\gamma_p\gamma_q}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}(t-\frac{r}{\alpha}) - \left(\frac{\gamma_n\gamma_p - \delta_{np}}{4\pi\rho\beta^3} \right) \gamma_q \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}(t-\frac{r}{\beta})
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Ainsi, dans un champ de déplacement issu d'une dislocation, les termes en champ proche sont proportionnels à $r^{-1} \int \tau M_{pq}(t-\tau) d\tau$, et les termes en champ lointain sont proportionnels à $r^{-1} \dot{M}_{pq}(t-r/\alpha)$ pour l'onde P et $r^{-1} \dot{M}_{pq}(t-r/\beta)$ pour les ondes S.

Aussi, sont présents dans cette expression, quelques termes proportionnels à $r^{-2} M_{pq}(t-r/\alpha)$ et $r^{-2} M_{pq}(t-r/\beta)$ dont les propriétés, à de petites ou grandes valeurs de r , sont asymptotiques à celles du champ proche et champ lointain. Naturellement, nous les appellerons termes en *champ intermédiaire*. C'est cependant, une appellation légèrement trompeuse, puisqu'il n'y a pas de champ intermédiaire des distances dans lequel ces termes dominant. En pratique, ces termes sont considérés comme étant petits en champ lointain et appréciables en champ proche. Dans le présent travail, nous caractérisons les divers champs de distance en adoptant pour chaque classe de magnitude, les valeurs données par Hammoutene and al., (1992).

3.2 MODELE DE RADIATION EN COORDONNEES DE SOURCE

Pour l'étude du champ de déplacement généré par une dislocation de cisaillement, on s'intéressera plus particulièrement au cas où le tenseur du moment sismique M possède une trace nulle ($M_{kk} = 0$).

A partir de (2.29) et (2.27), nous voyons que si le déplacement discontinu moyen, \bar{U} , est parallèle à la surface de la faille ($\bar{U} \cdot \underline{v} = 0$), où \underline{v} est la normale au plan de faille, et :

$$M_{pq} = \mu [\bar{U}_p \cdot v_q + \bar{U}_q \cdot v_p] \cdot A$$

pour une faille de surface A ; alors l'expression (3.20) devient :

$$\begin{aligned} u_n(x,t) &= \mu [\bar{U}_p \cdot v_q + \bar{U}_q \cdot v_p] \cdot A * G_{np,q} \\ &= \left(\frac{30 \gamma_n \gamma_p \gamma_q v_q - 6 \gamma_p v_n - 6 \gamma_q v_q \delta_{np}}{4 \pi \rho r^4} \right) \mu A \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau \bar{U}_p(t-\tau) d\tau \\ &+ \left(\frac{12 \gamma_n \gamma_p \gamma_q v_q - 2 \gamma_p v_n - 2 \gamma_q v_q \delta_{np}}{4 \pi \rho \alpha^2 r^2} \right) \mu A \bar{U}_p(t-\frac{r}{\alpha}) \\ &- \left(\frac{12 \gamma_n \gamma_p \gamma_q v_q - 3 \gamma_p v_n - 3 \gamma_q v_q \delta_{np}}{4 \pi \rho \beta^2 r^2} \right) \mu A \bar{U}_p(t-\frac{r}{\beta}) \\ &+ \frac{2 \gamma_n \gamma_p \gamma_q v_q}{4 \pi \rho \alpha^3 r} \mu A \dot{\bar{U}}_p(t-\frac{r}{\alpha}) \\ &- \left(\frac{2 \gamma_n \gamma_p \gamma_q v_q - \gamma_p v_n - \gamma_q v_q \delta_{np}}{4 \pi \rho \beta^3 r} \right) \mu A \dot{\bar{U}}_p(t-\frac{r}{\beta}) \end{aligned} \tag{3.21}$$

Notre prochaine étape est de transformer cette expression en une forme plus simple qui fait ressortir naturellement les composantes radiale et transversale du mouvement. Pour se faire, choisissons le plan (x_1, x_2) comme étant celui contenant la surface de rupture, c.à.d. que $\underline{v} = (\theta, \theta, 1)$ avec $\underline{\xi} = \underline{\theta}$ et introduisons les coordonnées polaires (r, θ, ϕ) , centrées à la source (figure 3.2). Nous choisissons l'axe x_1 comme étant la direction du glissement, de sorte que $\underline{U} = (\bar{U}, \theta, \theta)$.

Nous cherchons à exprimer le vecteur déplacement en \underline{x} (dont la n^{icme} composante cartésienne est donnée par (3.21)), comme une somme de vecteurs dans les trois directions r, θ et ϕ . En utilisant l'expression du moment sismique en fonction du temps : $M_o(t) = \mu \cdot \bar{U}(t) \cdot A$, on trouve :

$$\begin{aligned}
 \underline{u}(\underline{x}, t) = & \frac{I}{4\pi\rho} A^N \frac{I}{r^4} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau M_o(t-\tau) d\tau \\
 & + \frac{I}{4\pi\rho\alpha^2} A^{IP} \frac{I}{r^2} M_o(t-\frac{r}{\alpha}) + \frac{I}{4\pi\rho\beta^2} A^{IS} \frac{I}{r^2} M_o(t-\frac{r}{\beta}) \quad (3.22) \\
 & + \frac{I}{4\pi\rho\alpha^3} A^{FP} \frac{I}{r} \dot{M}_o(t-\frac{r}{\alpha}) + \frac{I}{4\pi\rho\beta^3} A^{FS} \frac{I}{r} \dot{M}_o(t-\frac{r}{\beta})
 \end{aligned}$$

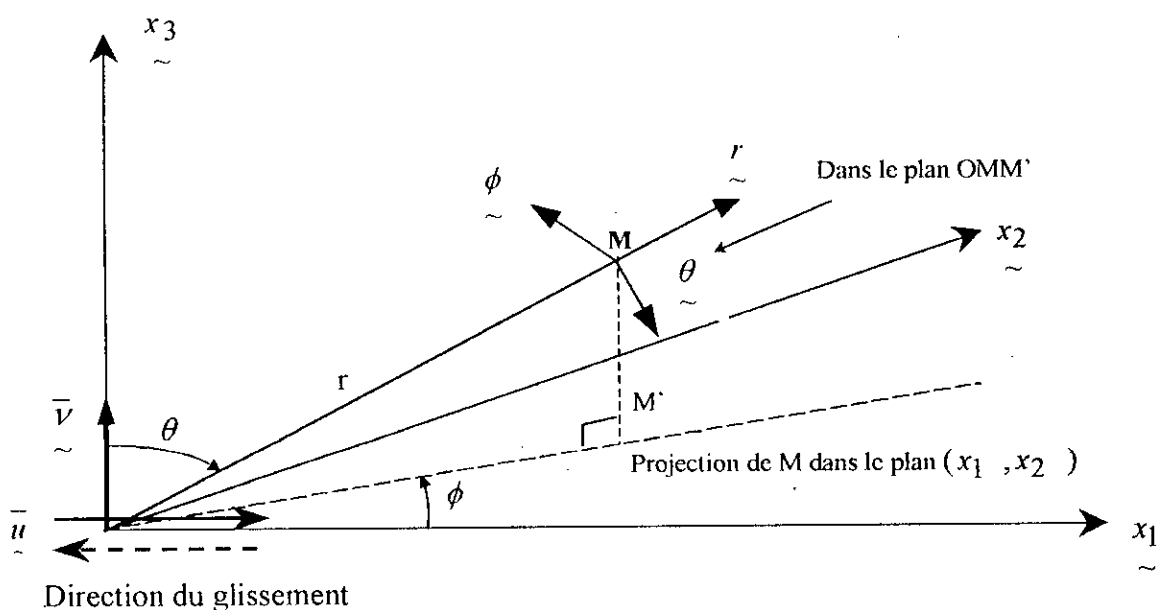


Figure 3.2. Sens du mouvement d'une particule lors de la propagation d'une onde P ou S en champ lointain.

où les termes de radiation pour le champ proche, le champ intermédiaire pour ondes P et S, et le champ lointain pour ondes p et S, sont données par :

$$\begin{aligned}
 \underline{A}^N &= 9 \sin 2\theta \cos \varphi \underline{r} - 6 (\cos 2\theta \cos \varphi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \varphi \underline{\varphi}) \\
 \underline{A}^{IP} &= 4 \sin 2\theta \cos \varphi \underline{r} - 2 (\cos 2\theta \cos \varphi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \varphi \underline{\varphi}) \\
 \underline{A}^{IS} &= -3 \sin 2\theta \cos \varphi \underline{r} + 3 (\cos 2\theta \cos \varphi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \varphi \underline{\varphi}) \quad (3.23) \\
 \underline{A}^{FP} &= \sin 2\theta \cos \varphi \underline{r} \\
 \underline{A}^{FS} &= \cos 2\theta \cos \varphi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \varphi \underline{\varphi}
 \end{aligned}$$

Ces termes de radiation mettent en évidence, explicitement, une composante radiale, proportionnelle à $\sin 2\theta \cos \varphi \underline{r}$, et une composante transversale proportionnelle à $(\cos 2\theta \cos \varphi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \varphi \underline{\varphi})$. Ce sont là les deux modèles nécessaires pour obtenir la forme globale de tous les différents termes du champ de déplacement issu d'une dislocation de cisaillement (représentation en double couple).

3.3 ONDES DE VOLUME, EN CHAMP LOINTAIN, DANS UN MILIEU HETEROGENE

Jusqu'à présent, nous avons traité uniquement le cas idéalisé où les ondes sismiques se propagent dans un milieu purement homogène. Une description du modèle de radiation en coordonnées de source, nous a permis de quantifier le champ de déplacement issu d'une dislocation de cisaillement et aussi d'acquérir une meilleure connaissance des différents types d'ondes générées lors d'une rupture de faille.

Toutefois, l'analyse pratique des données sismographiques requière une bonne compréhension des solutions approximatives des ondes qui se propagent dans un milieu hétérogène, tel que la Terre, possédant une variation systématique et continue des propriétés élastiques. Pour cela, la *théorie des raies* peut être adaptée pour étudier les ondes de volume qui se dissipent dans un milieu ayant un indice de réfraction variable. La géométrie de leur trajectoire, de la source jusqu'au récepteur, est déterminée par *la loi de Snell*.

Notre approche va être une généralisation de la solution en champ lointain, établie précédemment pour les ondes P et S, et nous utiliserons le système de coordonnées qui prévoit le chemin naturel décrivant la propagation d'un front d'ondes induit par une source ponctuelle, dans un milieu isotrope et inhomogène (figure 3.3). Pour un milieu sphériquement symétrique, les coordonnées orthogonales basées sur le raie, ont la propriété que les ondes P, S_V et S_H sont indépendantes. Ces trois mouvements différents sont parallèles aux trois directions différentes des coordonnées.

Notre prochain but est d'obtenir le modèle de radiation pour les différentes ondes, comme fonction des coordonnées du raie (i_ξ et φ) et aussi comme une fonction des coordonnées de la faille sismique (le strike φ_s , le dip δ et le rake λ). Pour cela, nous allons en premier lieu, identifier les ondes P, S_V et S_H en champ lointain pour une source se situant dans un milieu homogène, Par la suite, nous adapterons ce résultat au cas d'un milieu hétérogène, de symétrie sphérique, tel que la Terre.

Ainsi donc, à partir des composantes cartésiennes du déplacement, données en (3.21) pour une source ponctuelle dont le tenseur des moments a une trace nulle, nous pouvons identifier l'onde P en champ lointain, sous forme vectorielle comme :

$$\underline{U}^P(\underline{x}, t) = \frac{2 (\underline{\gamma} \cdot \underline{v}) (\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}}) \mu A \underline{\gamma}}{4 \pi \rho \alpha^3 r} \quad (3.24)$$

ici, $\dot{\underline{U}}$ est la vitesse de la particule à la source, mesurée en moyenne sur la surface de la faille A , et évaluée en un *temps retard* $(t - \frac{r}{\alpha})$.

Le résultat correspondant pour l'onde S en champ lointain est :

$$\underline{U}^S(\underline{x}, t) = \frac{[(\underline{\gamma} \cdot \underline{v}) \dot{\underline{U}} + (\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}}) \underline{v} - 2 (\underline{\gamma} \cdot \underline{v}) (\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}}) \underline{\gamma}] \mu A}{4 \pi \rho \beta^3 r} \quad (3.25)$$

Où $\dot{\underline{U}}$ est évaluée en un *temps retard* $(t - \frac{r}{\beta})$.

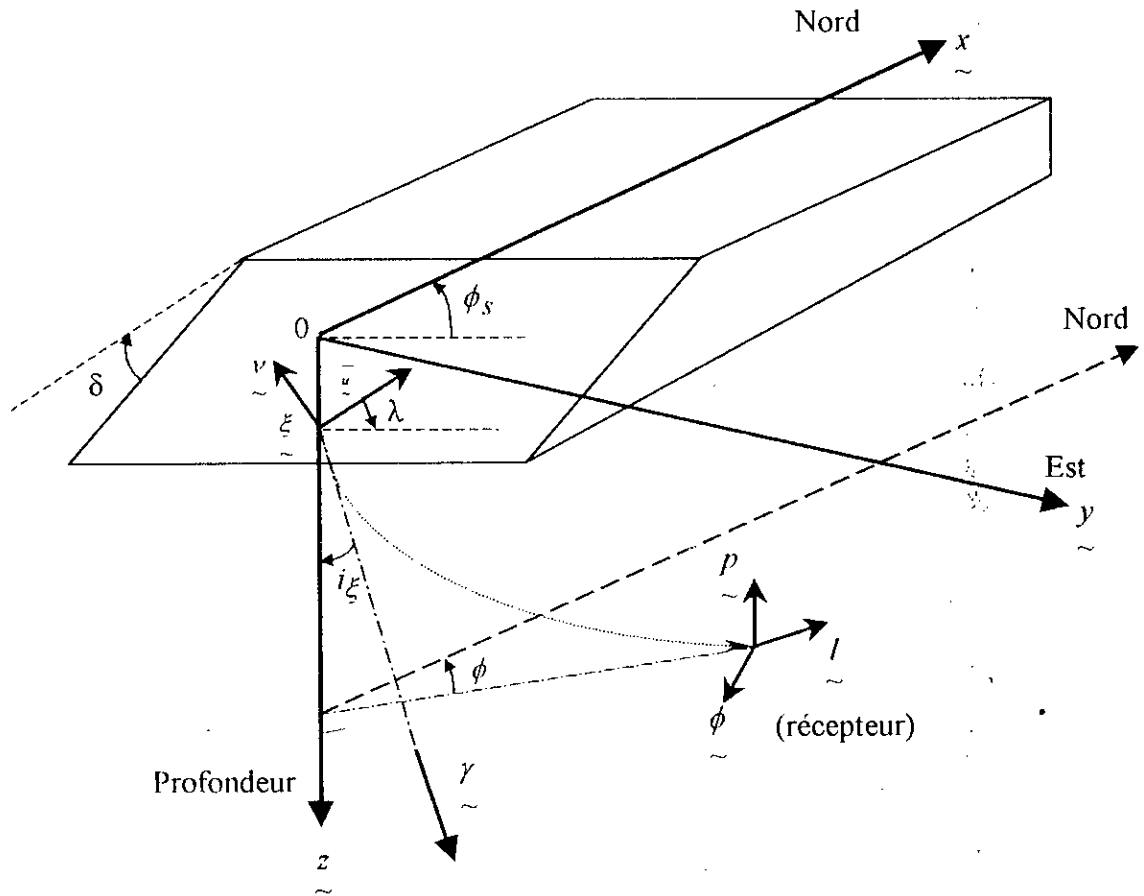


Figure 3.3. Définition des coordonnées cartésiennes x , y et z utilisées pour obtenir les trois modèles de radiation pour ondes P, S_V et S_{II} , en termes de $(\phi_s, \delta, \lambda, i_\xi, \phi)$. Notre choix est : x =Nord, y =L'Est est z = La verticale descendante.

L'origine est prise à l'épicentre. C'est le système de coordonnées naturelles, géographique, dans lequel sont données les composantes du Tenseur des Moments.

Puisque $\underline{\gamma}$ est le vecteur unitaire à la source, dirigé le long du raie vers \underline{x} , le problème d'obtention du modèle de radiation pour l'onde P est simplement une question d'exprimer $\underline{\gamma} \cdot \underline{\underline{U}}$ et $\underline{\gamma} \cdot \underline{\underline{v}}$ en termes du strike ϕ_s , du dip δ , du rake λ , d'angle de départ du raie i_ξ et de l'azimut source-récepteur ϕ .

Les termes de radiation des ondes S_V et S_{II} sont légèrement plus compliqués, parce que la séparation entre S_V et S_{II} n'est pas immédiatement apparente en (3.25). Clairement, cette formule doit indiquer que $\underline{\underline{U}}^S$ est un mouvement transversal car $\underline{\underline{U}}^S \cdot \underline{\underline{\gamma}} = 0$. On montre que

les mouvements des ondes S_V et S_H , qui sont respectivement dans la direction \underline{P} et $\underline{\phi}$ de la figure (3.3), sont donnés par :

$$\underline{U}^{SV}(\underline{x}, t) = (\underline{U}^S \cdot \underline{P}) \underline{P} = \frac{[(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\ddot{U}} \cdot \underline{P}) + (\underline{\gamma} \cdot \underline{\ddot{U}})(\underline{v} \cdot \underline{P})] \mu A \underline{P}}{4\pi\rho\beta^3 r} \quad (3.26)$$

et :

$$\underline{U}^{SH}(\underline{x}, t) = (\underline{U}^S \cdot \underline{\phi}) \underline{\phi} = \frac{[(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\ddot{U}} \cdot \underline{\phi}) + (\underline{\gamma} \cdot \underline{\ddot{U}})(\underline{v} \cdot \underline{\phi})] \mu A \underline{\phi}}{4\pi\rho\beta^3 r} \quad (3.27)$$

Dans ce repère des coordonnées, faisons une identification des différents vecteurs nécessaires pour exprimer les modèles de radiation (3.24), (3.26) et (3.27). nous obtenons :

Le vecteur glissement : $\underline{\ddot{U}} = \bar{U} (\cos\lambda \cos\varphi_S + \sin\lambda \cos\delta \sin\varphi_S) \underline{x}$
 $+ \bar{U} (\cos\lambda \sin\varphi_S - \sin\lambda \cos\delta \cos\varphi_S) \underline{y}$
 $- \bar{U} \sin\lambda \sin\delta \underline{z}$

La normale à la faille : $\underline{v} = -\sin\delta \sin\varphi_S \underline{x} + \sin\delta \cos\varphi_S \underline{y} - \cos\delta \underline{z}$ (3.28)

Direction de l'onde P : $\underline{l} = \sin i_\xi \cos\varphi \underline{x} + \sin i_\xi \sin\varphi \underline{y} + \cos i_\xi \underline{z}$

Direction de l'onde S_V : $\underline{P} = \cos i_\xi \cos\varphi \underline{x} + \cos i_\xi \sin\varphi \underline{y} - \sin i_\xi \underline{z}$

Direction de l'onde S_H : $\underline{\phi} = -\sin\varphi \underline{x} + \cos\varphi \underline{y}$

A partir de ces vecteurs élémentaires, on obtient les six produits scalaires nécessaires pour formuler les expressions des modèles de radiation (3.24), (3.26) et (3.27). Sous forme dimensionnelle. Ces modèles de radiation seront donnés par :

$$F^P = 2(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\gamma} \cdot \underline{\ddot{U}}) / \underline{\ddot{U}}$$

$$F^{S_V} = [(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\ddot{U}} \cdot \underline{P}) + (\underline{\gamma} \cdot \underline{\ddot{U}})(\underline{v} \cdot \underline{P})] / \underline{\ddot{U}} \quad (3.29)$$

$$F^{S_H} = [(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\ddot{U}} \cdot \underline{\phi}) + (\underline{\gamma} \cdot \underline{\ddot{U}})(\underline{v} \cdot \underline{\phi})] / \underline{\ddot{U}}$$

Ainsi donc, les déplacements en champ lointain correspondants seront :

$$\begin{aligned}
 \underline{U}^P(\underline{x}, t) &= \frac{F^P \cdot \mu A}{4\pi\rho\alpha^3 r} \dot{\underline{U}}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \underline{l} \\
 \underline{U}^{S_v}(\underline{x}, t) &= \frac{F^{S_v} \cdot \mu A}{4\pi\rho\beta^3 r} \dot{\underline{U}}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \underline{P} \\
 \underline{U}^{S_H}(\underline{x}, t) &= \frac{F^{S_H} \cdot \mu A}{4\pi\rho\beta^3 r} \dot{\underline{U}}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \underline{\phi}
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

Dans cette section, nous avons établi le modèle de radiation des ondes de volume en champs lointain uniquement. La procédure reste similaire pour le traitement des ondes sismiques en champ intermédiaire et en champ proche. Cependant, il faut noter que : (i) En champ lointain, seule la composante radiale est présente pour les ondes P et uniquement, la composante tangentielle est présente pour les ondes S. Le mouvement des ondes S est séparé en deux types d'ondes transversales, S_V dans la direction θ et S_H dans la direction φ . (ii) En champ intermédiaire, la représentation des ondes P et S nécessite les deux composantes radiale et transversale. On peut dissocier leurs expressions respectives, cependant les ondes S_V et S_H ne sont plus identifiables. (iii) En champ proche, l'expression du déplacement englobe la présence des ondes P et des ondes S simultanément.

Formulation de la Méthode des Fonctions de Green Empiriques

TRADITIONNELLEMENT, L'ESTIMATION DES mouvements forts générés par un tremblement de terre, a été établie à partir des techniques de régression basées sur des enregistrements des mouvements sismiques. Par ailleurs, elle a été étendue à l'utilisation soit des méthodes déterministes en calculant les accélérogrammes synthétisés pour des structures géologiques et des sources réalistes, ou des techniques stochastiques, en considérant que l'accélération du sol peut être décrite par un bruit blanc dans la gamme des fréquences comprises entre la fréquence coin et la fréquence maximale, alors que la forme spectrale est décrite par le spectre de Brune (Brune, 1970, 1971). Le pic d'accélération, le spectre de Fourier et le spectre de réponse sont calculés à partir de l'estimation de divers paramètres tels que la magnitude, le moment sismique, la distance hypocentrale, l'orientation du plan de faille et la géologie locale du site.

Dans cette étude, on présentera une méthode hybride, appelée *méthode des fonctions de Green empiriques*, où on considérera que le mouvement fort peut être décrit par une superposition de mouvements élémentaires qui ont eu lieu dans la même zone de rupture que le choc majeur. Cette dernière hypothèse permet de s'affranchir du filtre constitué par la terre lors du trajet des ondes entre la source sismique et la surface libre. Les effets de site, les effets de propagation et ceux liés à la rupture sont implicitement contenus dans l'enregistrement du petit événement.

4.1 SIMILITUDE DES TREMBLEMENTS DE TERRE

Aki (1967) a, le premier, défini le moment sismique qui s'écrit :

$$M_0 = \mu \cdot \Delta u \cdot S \quad (4.1)$$

où μ est la rigidité, Δu le déplacement sur la faille et S la surface de la faille. M_0 Contrôle le niveau spectral à des fréquences inférieures à la fréquence coin. Celle-ci est définie par l'intersection des asymptotes basses et hautes fréquences du spectre et peut être estimée comme étant l'inverse de la durée de la rupture T :

$$f_0 = \frac{1}{T} = \frac{V_r}{L} \quad (4.2)$$

où L est la longueur de la faille et V_r la vitesse de rupture.

Par ailleurs, il a montré qu'il existait une loi d'échelle pour les séismes qui se traduit par la relation :

$$M_0 \propto L^3 \quad (4.3)$$

L'essentiel de la méthode des fonctions de Green empiriques pour l'estimation des mouvements forts est basé sur cette hypothèse de similitude entre tremblements de terre. Un petit et un grand séisme sont donc des phénomènes similaires et les produits adimensionnels formés par le rapport de leurs paramètres seront identiques. Ainsi, lorsque deux événements de tailles différentes ont lieu dans la même région, on peut déduire, à partir des relations (1.15) et de la loi d'échelle (4.3), les relations de similitude suivantes (Kanamori and Anderson, 1975 ; Geller, 1976) :

$$\frac{L}{L_e} = \frac{W}{W_e} = \frac{D}{D_e} = \frac{\tau}{\tau_e} = \left(\frac{M_0}{M_{0e}} \right)^{1/3} \quad (4.4)$$

où L, W, D, τ et M_0 représentent respectivement la longueur de la faille, sa largeur, la dislocation moyenne, le temps de montée et le moment sismique. Les paramètres sans indice réfèrent au gros séisme et le sous-exposant "e" réfère au séisme élémentaire.

4.2 RELATION ENTRE LES FONCTIONS SOURCES DES PETITS ET GROS EVENEMENTS

Nous avons vu dans la section (2.3) que la fonction de Green représente le champ de déplacement résultant de l'application d'une impulsion unitaire unidirectionnelle, localisée précisément dans le temps et dans l'espace. Ainsi, si l'impulsion est appliquée en $\underline{x} = \underline{\xi}$, à l'instant $t = \tau$ et dans la $n^{\text{ième}}$ direction, alors la $i^{\text{ième}}$ composante du déplacement en un point \underline{x} quelconque sera donnée par la fonction de Green $G_{in}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau)$.

Partant de cette définition, le théorème de représentation nous a permis de déduire une formulation spécifique (équation 3.20) pour le champ de déplacement issu d'une source ponctuelle, à l'intérieur d'un demi espace supposé élastique, homogène et isotrope.

Si on considère un modèle simple de dislocation, celui proposé par Haskell (1964,1966), caractérisé par une propagation cohérente du front de rupture et une fonction de glissement constante sur une faille rectangulaire $L \times W$ (figure 4.1), alors le déplacement en champ lointain $U_c(\underline{x}, t)$ en un point quelconque Q du milieu, dû à une dislocation $\Delta U(\xi, \eta, t)$ sur le plan de faille Σ , peut être donné par :

$$U_c(\underline{x}, t) = \frac{R_c(\theta, \varphi)}{4\pi\rho v_c^3 r} \mu \int_0^L \int_0^W \dot{\Delta U}(\xi, \eta, t-t_c) d\xi d\eta \quad (4.5)$$

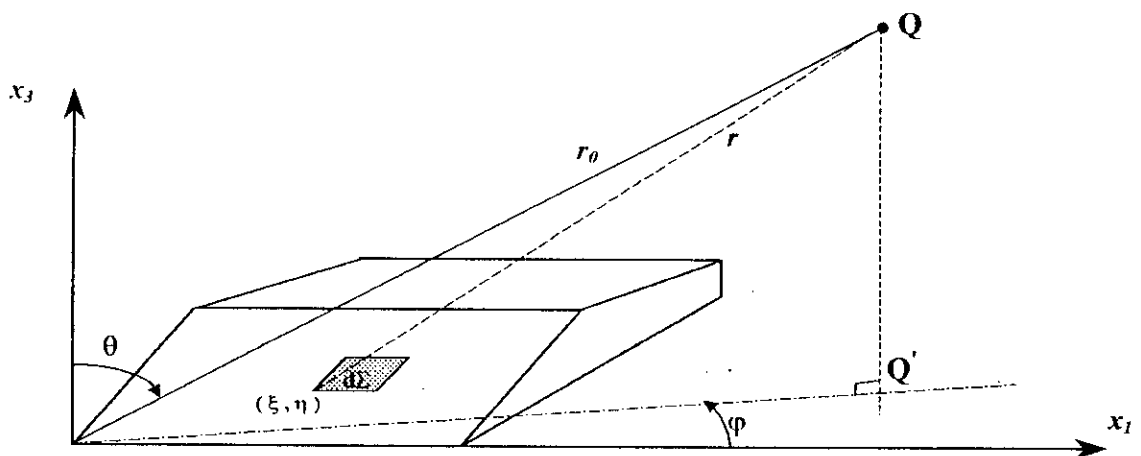


Figure 4.1 Coordonnées et géométrie du plan de rupture. Le modèle de Haskell d'une faille rectangulaire est utilisé.

avec :
$$t_c = \frac{r}{v_c} + \frac{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}{v_r}$$

μ étant la rigidité du milieu, v_c la vitesse de l'onde considérée, v_r la vitesse de propagation de la rupture, r est la distance entre le plan de la faille Σ au point considéré Q , R_c est le coefficient de radiation, φ le strike, θ l'angle du pendage et l'indice c (de *célérité*) indique un type d'onde approprié, P, SV ou SH.

Ainsi, pour une source ponctuelle en (ξ, η) , la fonction source associée aux paramètres de source peut être définie par une simple intégrale de la forme :

$$S(\underline{x}, t) = \mu \int_0^L \int_0^W \Delta \dot{U}(\xi, \eta, t - t_c) d\xi d\eta \tag{4.6}$$

En considérant la croûte terrestre comme un système linéaire, Irikura (1983) proposa une méthodologie pour transformer l'équation (4.6) de sa forme intégrale liée à des *sources ponctuelles* en une somme discrète de mouvements dus à des *événements élémentaires*. Par ailleurs, la faille principale de l'événement majeur, sera subdivisée en $N_L \times N_W$ sous-failles. Nous considérerons les dimensions de chaque élément correspondant au petit événement, comme montrées sur la figure 4.2. Chaque sous-faille a une longueur L_e et une largeur W_e .

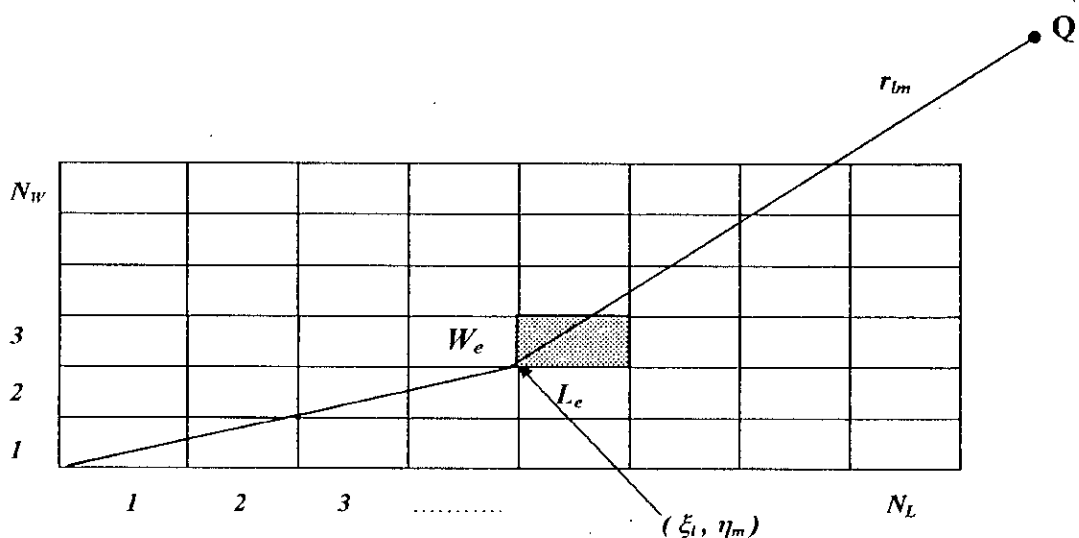


Figure 4.2 Plan de faille du choc majeur, divisé en $N_L \times N_W$ sous-failles. Chacune correspond à un événement élémentaire.

L'équation (4.6) est réécrite sous la forme suivante :

$$S(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \mu \int_{\xi_l}^{\xi_l + L_r} \int_{\eta_m}^{\eta_m + W_r} \dot{\Delta U}(\xi_l, \eta_m, t - t_{c_{lm}}) d\xi d\eta \quad (4.7)$$

avec : $t_{c_{lm}} = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{\xi_l^2 + \eta_m^2}}{v_r}$

La fonction de dislocation $\Delta U(\xi, \eta, t)$ au point (ξ, η) du plan de faille Σ de l'événement majeur, est considérée comme une fonction rampe avec un temps de montée τ et un glissement final D . Ainsi :

$$\begin{aligned} \Delta U(\xi, \eta, t) &= 0 & t < 0 \\ &= \frac{D}{\tau} t & 0 \leq t \leq \tau \\ &= D & t > \tau \end{aligned}$$

De même, la fonction de glissement $\Delta U_e(\xi, \eta, t)$ au point (ξ_l, η_m) de la sous-faille Σ_e de l'événement mineur, est considérée aussi comme une fonction rampe ayant un temps de montée τ_e et un glissement final D_e (figure 4.3). Maintenant, à partir de la condition de similitude (4.4), on peut supposer que la vitesse de glissement est constante pour divers tremblements de terre de tailles différentes, ayant lieu dans la même zone de rupture. Il en résulte que :

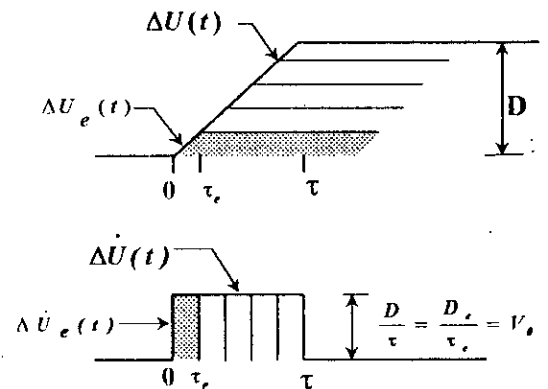


Figure 4.3 Relation entre la fonction de dislocation de l'événement majeur et celle du sous-événement, ainsi que leurs dérivées respectives.

$$\text{Vitesse de glissement} = V_0 = \frac{D}{\tau} = \frac{D_e}{\tau_e} \quad \text{ou} \quad \frac{D}{D_e} = \frac{\tau}{\tau_e} = \text{const.}$$

Si on approxime cette constante par un nombre entier, N_D , alors la fonction de dislocation du grand événement sera la résultante de N_D fois la fonction de dislocation de l'événement élémentaire, décalées de τ_e . Aussi :

$$\Delta U(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_p} \Delta U_e | \xi, \eta, t - (k-1) \tau_e | \quad (4.8)$$

et

$$\Delta \dot{U}(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_p} \Delta \dot{U}_e | \xi, \eta, t - (k-1) \tau_e |$$

Par ailleurs, en injectant (4.8) dans l'expression (4.7) et en changeant l'ordre d'intégration et de sommation, la fonction source de l'événement majeur devient :

$$S(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \sum_{k=1}^{N_D} \mu \int_{\xi_l}^{\xi_l + L_e} \int_{\eta_m}^{\eta_m + W_e} \Delta \dot{U}_e | \xi_l, \eta_m, t - (k-1) \tau_{e_{lm}} | d\xi d\eta \quad (4.9)$$

Le terme exprimé par la double intégrale constitue la fonction source de l'événement élémentaire $S_{e_{lm}}(\underline{x}, t)$ ayant comme point d'initiation de la rupture en (ξ_l, η_m) . Lorsque l'hypocentre du gros événement se situe en $(\xi_\theta, \eta_\theta)$, nous pouvons écrire :

$$S(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \sum_{k=1}^{N_D} S_e(\underline{x}, t - t_{d_{klm}}) \quad (4.10)$$

où $t_{d_{klm}}$ est donné par :

$$t_{d_{klm}} = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{(\xi_l - \xi_\theta)^2 + (\eta_m - \eta_\theta)^2}}{v_r} + (k-1) \tau_{e_{lm}} \quad (4.11)$$

Ainsi donc, le mouvement résultant du choc majeur, causé par une dislocation sur le plan de faille Σ , sera donné par :

$$U_c(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{R_{e_{lm}}(\theta_{lm}, \varphi_{lm})}{4\pi\rho v_c^3 r_{lm}} S_e(\underline{x}, t - t_{d_{klm}}) \quad (4.12)$$

L'équation (4.10) montre que la fonction source $S(\underline{x}, t)$ du gros événement peut être approximée par une sommation des fonctions sources $S_e(\underline{x}, t)$ du petit événement, avec un déphasage dû au temps de propagation dans le milieu continu, au temps de rupture sur la faille sismique et au temps que met chaque sous-événement (Σ_e) pour atteindre sa valeur finale du glissement.

Les paramètres de sommation N_L , N_w et N_D sont déterminés à partir de la racine cubique du rapport des moments entre les deux tremblements de terre (loi de similitude). Pour des raisons numériques, on approxime le rapport $\sqrt[3]{M_o / M_{o_e}}$ par un nombre entier.

4.3 ESTIMATION DES MOUVEMENTS FORTS ASSOCIES A L'ÉVÉNEMENT MAJEUR

Nous allons présenter maintenant une méthodologie de synthèse des mouvements forts liés à un choc majeur, en utilisant les sismogrammes enregistrés lors des petits événements, tels que les précurseurs et les répliques, qui ont eu lieu dans la même zone de rupture que le choc majeur. Cette dernière hypothèse permet de s'affranchir du filtre constitué par la terre lors du trajet des ondes entre la source sismique et la surface libre. Les effets de site, les effets de propagation et ceux liés à la rupture sont implicitement contenus dans l'enregistrement du petit événement.

L'idée originale de la méthode des fonctions de Green Empiriques se base sur l'utilisation des événements élémentaires comme fonctions de Green théoriques. A partir de ce point de vue, il devient souhaitable que chaque sous-faille soit aussi petite que possible pour qu'on puisse la supposer comme source ponctuelle, et approcher sa fonction source par une impulsion de Dirac. Toutefois, plus faibles sont les tremblements de terre, plus difficile sera l'enregistrement des ondes sismiques qu'ils génèrent.

Par ailleurs, diverses études de synthèse basées sur la méthode des fonctions de Green empiriques (voir, par exemple, Gariel and Mohammadioun, 1991; Boor and Cara, 1997) ont été établies en utilisant un enregistrement de l'événement source relativement grand comparé à l'événement cible. Ainsi, les simulations ont montré qu'on pouvait espérer avoir des résultats fiables en considérant ces sous-événements comme fonctions de Green empiriques.

Si on désigne donc par $G_{e_{lm}}$, le mouvement résultant de la dislocation $\Delta U_{e_{lm}}$ d'une sous-faille élémentaire $\Sigma_{e_{lm}}$ ($= L_e \times W_e$), localisée au point (ξ_l, η_m) , alors le mouvement en surface, lié au choc majeur $G(\underline{x}, t)$, sera donné par la sommation :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_w} \sum_{k=1}^{N_D} G_{e_{lm}}(\underline{x}, t - t_{d_{klm}}) \quad (4.13)$$

Ainsi, si on arrive à enregistrer le mouvement résultant de chaque sous-faille élémentaire Σ_e , le mouvement fort $G(x, t)$ lié au choc majeur, peut être estimé à partir de l'expression (4.13). Par ailleurs, lorsque le gros événement n'est associé qu'à un seul enregistrement $G_{e_{l_0 m_0}}$ d'une réplique ou d'un précurseur, correspondant à la sous-faille $\Sigma_{e_{l_0 m_0}}$ (figure 4.4), alors le mouvement $G_{e_{lm}}$ résultant d'une sous-faille arbitraire $\Sigma_{e_{lm}}$ peut être estimé par :

$$G_{e_{lm}}(\underline{x}, t) = \frac{R_c(\theta_{lm}, \varphi_{lm})}{R_c(\theta_{l_0 m_0}, \varphi_{l_0 m_0})} \cdot \frac{r_{l_0 m_0}}{r_{lm}} \cdot G_{e_{l_0 m_0}}(\underline{x}, t - t_{e_{lm}}) \quad (4.14)$$

avec : $t_{e_{lm}} = \frac{r_{lm} - r_{l_0 m_0}}{v_c}$

En injectant (4.14) dans l'expression (4.13), le mouvement en surface $G(x, t)$ du choc majeur peut être décrit par :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{R_c(\theta_{lm}, \varphi_{lm})}{R_c(\theta_{l_0 m_0}, \varphi_{l_0 m_0})} \cdot \frac{r_{l_0 m_0}}{r_{lm}} \cdot G_{e_{l_0 m_0}}(\underline{x}, t - t_{e_{lm}} - t_{e_{klm}}) \quad (4.15)$$

avec : $t_{e_{klm}} = \frac{\sqrt{(\xi_l - \xi_0)^2 + (\eta_m - \eta_0)^2}}{v_r} + (k-1)\tau_{e_{lm}}$

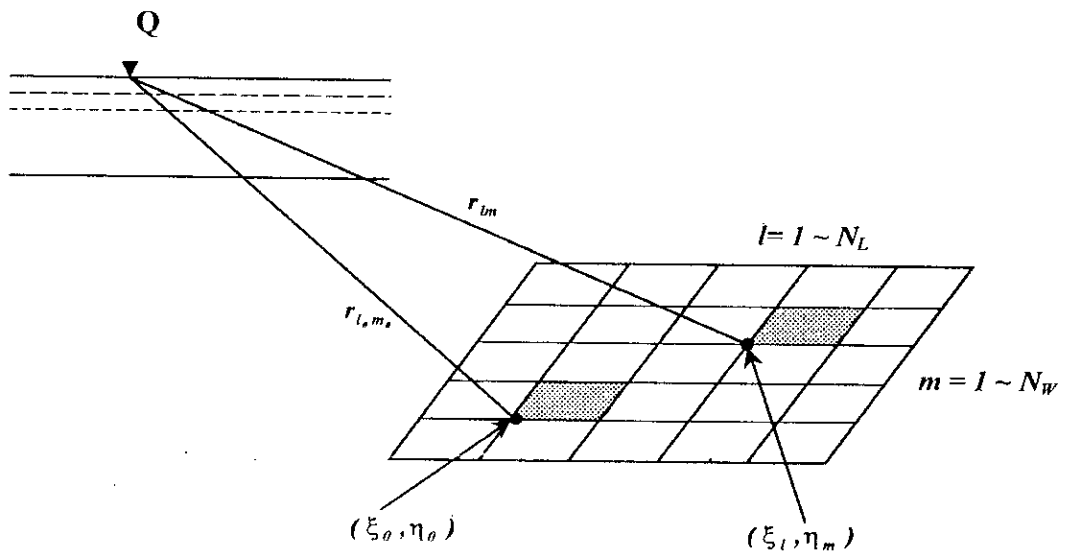


Figure 4.4 Paramètres de source des sous-failles élémentaires. La sous-faille $\Sigma_{e_{l_0 m_0}}$ est liée au petit événement enregistré.

Le mouvement fort sera tout d'abord simulé en considérant que toutes les sous-failles associées aux événements élémentaires, sont situées en champ lointain. Nous apporterons une correction de l'atténuation géométrique (en r^{-1} pour le champ lointain) et de la radiation en tenant compte de la position et de l'orientation (θ et φ) de chacune des sous-failles par rapport au récepteur.

Cette dernière expression permet de mettre en place toute la méthodologie d'une simulation numérique des mouvements de fortes amplitudes à partir du signal enregistré des ondes sismiques générées par un événement source élémentaire. Le mouvement fort synthétisé est considéré comme une sommation de $N_L \times N_W \times N_D$ fonctions de Green empiriques, chaque fonction étant décalée d'un temps de retard causé par le temps de montée et les effets de propagation et de rupture. Si on fait l'hypothèse que $N_L = N_W = N_D = N$, on voit donc que le nombre de sommations est donné par N^3 . Nous allons maintenant voir quelles sont les contraintes liées au modèle de source considéré.

4.3.1 Contraintes Liées au Modèle de Source

Le concept original des sous-événements comme fonctions de Green, se base sur le fait que la fréquence coin du sous-événement doit être plus grande que celle de l'événement cible. Dans ce cas, l'enregistrement du sous-événement peut être une vraie réponse impulsionnelle, et le spectre de l'événement simulé dépendra uniquement de la distribution spatio-temporelle des sous-événements sur le plan de faille. Toutefois, du fait que la dynamique des instruments de mesure est souvent limitée, il devient difficile d'utiliser des sous-événements dont la fréquence coin est largement supérieure aux fréquences d'intérêt.

La nécessité de considérer des fréquences supérieures à la fréquence coin du sous-événement introduit une contrainte supplémentaire sur la méthode de superposition des fonctions de Green. A de très basses fréquences, le spectre de l'événement élémentaire peut s'additionner de façon cohérente et les valeurs spectrales de l'événement simulé seront égales à la somme de valeurs spectrales des sous-événements. A des fréquences suffisamment hautes, les spectres élémentaires s'ajoutent de façon incohérente et les valeurs spectrales de l'événement simulé peuvent être égales à la racine carrée de la somme des carrés des valeurs spectrales des sous-événements.

Ces règles, combinées avec les lois de similitude, constituent les contraintes liées aux méthodes de superposition des fonctions de Green. Nous allons étudier maintenant leurs effets sur le spectre simulé de l'accélération associée à l'événement majeur.

Supposons alors que l'on additionne N sous-événements dont leurs temps de début de rupture sont distribués aléatoirement avec une probabilité uniforme dans l'intervalle de temps T (durée de rupture du gros événement), et dont la forme d'onde est modulée par un facteur d'échelle κ . Par souci de simplification, les réponses des sous-événements sont considérées identiques et la distance source-récepteur est supposée beaucoup plus grande que les dimensions linéaires de la source de l'événement simulé.

Sous ces hypothèses, Joyner and Boore (1986) ont montré que le spectre de source de l'événement majeur peut être donné par :

$$S(\omega) = \left\{ N \left[1 + (N-1) \frac{\sin^2(\omega T / 2)}{(\omega T / 2)^2} \right] \right\}^{1/2} \kappa S_e(\omega) \quad (4.16)$$

où $S_e(\omega)$ est le spectre de source du sous-événement

A de très hautes fréquences, la forme du spectre décrit en (4.16) est contrôlée par le spectre de l'événement élémentaire. Au-dessus de la fréquence coin du sous-événement, le spectre élémentaire est constant, et le spectre de l'événement majeur dépendra uniquement de la quantité entre accolades. Par ailleurs, aux fréquences intermédiaires, la forme du spectre majeur est contrôlée par un sinc et elle tend à être proportionnelle à ω^{-1} , conséquence d'une probabilité de distribution uniforme pour la superposition aléatoire des différents sous-événements.

L'intersection des tendances basses et intermédiaires fréquences se situe à la fréquence $f = f_c / \pi$ où $f_c = 1/T$ (fréquence coin du signal majeur).

A basses fréquences, l'équation (4.16) se simplifie en :

$$S(\omega) = N \kappa S_e(\omega) \quad , \quad \omega \rightarrow 0 \quad (4.17)$$

alors qu'en hautes fréquences, le terme entre crochets est négligeable, et :

$$S(\omega) = \sqrt{N} \kappa S_e(\omega) \quad , \quad \omega \rightarrow \infty \quad (4.18)$$

Ainsi, on montre bien qu'en basse fréquences, le spectre s'additionne de manière cohérente, et de manière incohérente en hautes fréquences.

L'équation (4.18) reste applicable pour des fréquences $f (= \omega / 2\pi)$ suffisamment hautes, données approximativement par :

$$f T \geq \sqrt{N} / \pi \quad (4.19)$$

Ainsi, nous avons :

$$B.F. \propto N \kappa$$

$$H.F. \propto \sqrt{N} \kappa$$

où B.F. et H.F. représentent les rapports entre les spectres de l'événement simulé et le sous-événement, en basses et hautes fréquences respectivement.

Nous sommes maintenant en mesure d'utiliser les lois de similitude pour déterminer N et κ . Pour des raisons de généralisation, considérons un modèle de source quelconque, pour lequel le spectre en déplacement décroît à de hautes fréquences en $f^{-\gamma}$. Les spectres de source $S(\omega)$ et $S_e(\omega)$ s'écrivent :

$$S(\omega) = \frac{M_\theta}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^\gamma} \quad \text{et} \quad S_e(\omega) = \frac{M_{\theta_e}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c_e}}\right)^\gamma} \quad (4.20)$$

A basses fréquences, les équations (4.20) peuvent être approximées par :

$$S(\omega) = M_\theta \quad \text{et} \quad S_e(\omega) = M_{\theta_e} \quad (4.21)$$

A hautes fréquences, on a :

$$S(\omega) = M_\theta (f_c / f)^\gamma \quad \text{et} \quad S_e(\omega) = M_{\theta_e} (f_{c_e} / f)^\gamma \quad (4.22)$$

Si la loi de similitude est telle que $M_\theta \cdot f_c^\beta$ soit constant, on obtient en combinant les expressions (4.17), (4.18), (4.21) et (4.22), les relations suivantes:

$$|\eta| = \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{2\gamma/\beta} \quad \text{et} \quad \kappa = \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{1-2\gamma/\beta} \quad (4.23)$$

Le modèle le mieux adapté à la description des sources sismiques réelles est le modèle dit *omega-square*, caractérisé par une décroissance du spectre de déplacement en hautes fréquences en ω^{-2} (c.à.d. $\gamma = 2$ dans (4.20)). Avec l'hypothèse de similitude (4.3), $M_0 \omega_c^3$ est constante ($\beta = 3$). Pour ce modèle particulier, les équations (4.23) se réécrivent donc :

$$N = \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{4/3} \quad \text{et} \quad \kappa = \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{-1/3} \quad (4.24)$$

Notons que l'exposant dans l'expression de κ est négatif. Ainsi donc, pour satisfaire simultanément les contraintes basses et hautes fréquences, l'enregistrement du sous-événement doit être réduit en amplitude alors qu'un plus grand nombre de sommations doit être effectué.

Pour le modèle omega-square, les rapports entre les spectres basses fréquences et hautes fréquences devront donc obéir aux relations suivantes :

$$B.F. \propto \frac{M_0}{M_{oe}} \quad \text{et} \quad H.F. \propto \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{1/3} \quad (4.25)$$

L'approximation en hautes fréquences donnée par (4.18) est valable à partir d'une fréquence f_h déterminée par l'inégalité (4.19). Puisque $f_c = 1/T$, alors :

$$f_h / f_c = \sqrt{N} / \pi \quad (4.26)$$

Pour la modèle omega-square, l'expression (4.24) peut être utilisée pour obtenir :

$$f_h / f_c = \frac{1}{\pi} \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{2/3} \quad (4.27)$$

Avec la relation de similitude ($M_0 \cdot f_c^3 = \text{cste}$) et :

$$f_{ce} / f_c = \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{1/3} \quad (4.28)$$

Les équations (4.27) et (4.28) impliquent que $f_h = f_{ce}$ lorsque la différence entre la magnitude des événements majeur et élémentaire est approximativement une unité. Pour une plus grande différence, f_h est supérieure à f_{ce} .

La figure (4.5) représente le spectre de l'événement simulé (trait gras), en utilisant les valeurs de N et κ proposées précédemment, et le spectre cible correspondant (trait pointillé) généré par le modèle omega-square pour un séisme de magnitude $M_w=6,0$. Le spectre de l'événement élémentaire correspond à un séisme de magnitude $M_w=4,0$. La valeur de f_{ce} est $10 \cdot f_c$ et la valeur de f_h est d'environ $30 \cdot f_c$, approximativement la même que celle prédite auparavant.

La figure (4.6) montre la même comparaison mais cette fois, en simulant un séisme de magnitude $M_w=6,0$ à partir d'un séisme élémentaire de magnitude $M_w=5,0$. Pour ce second cas, $f_{ce} = 3 \cdot f_c$ et la condition (4.19) est satisfaite pour des fréquences f_h supérieures à $3 \cdot f_c$ (c.à.d. $f_h \approx f_c$).

Ces deux figures montrent un bon accord entre le spectre synthétique (obtenu par la méthode de Joyner and Boore) et le spectre omega-square, à basses et hautes fréquences uniquement. Par ailleurs, cette méthode de sommation sous-estime la partie intermédiaire du spectre simulé, située entre la fréquence coin du petit et du grand séisme. Cette différence entre le synthétique et le modèle omega-square est d'autant plus importante que la différence entre la magnitude des deux événements, majeur et élémentaire, est plus grande.

L'approche utilisée pour développer les expressions (4.24) peut être utilisée pour montrer les conséquences d'autres méthodes de sommation.

En effet, considérons maintenant le cas où $\kappa = 1$ (ce qui signifie que l'on ne filtre pas l'enregistrement de l'événement élémentaire) et étudions le cas où N est déterminé par le rapport des surfaces de rupture des failles du grand et du petit séisme. Pour le modèle omega-square, la surface de rupture est telle que :

$$S \propto M_0^{2/3} \quad (4.29)$$

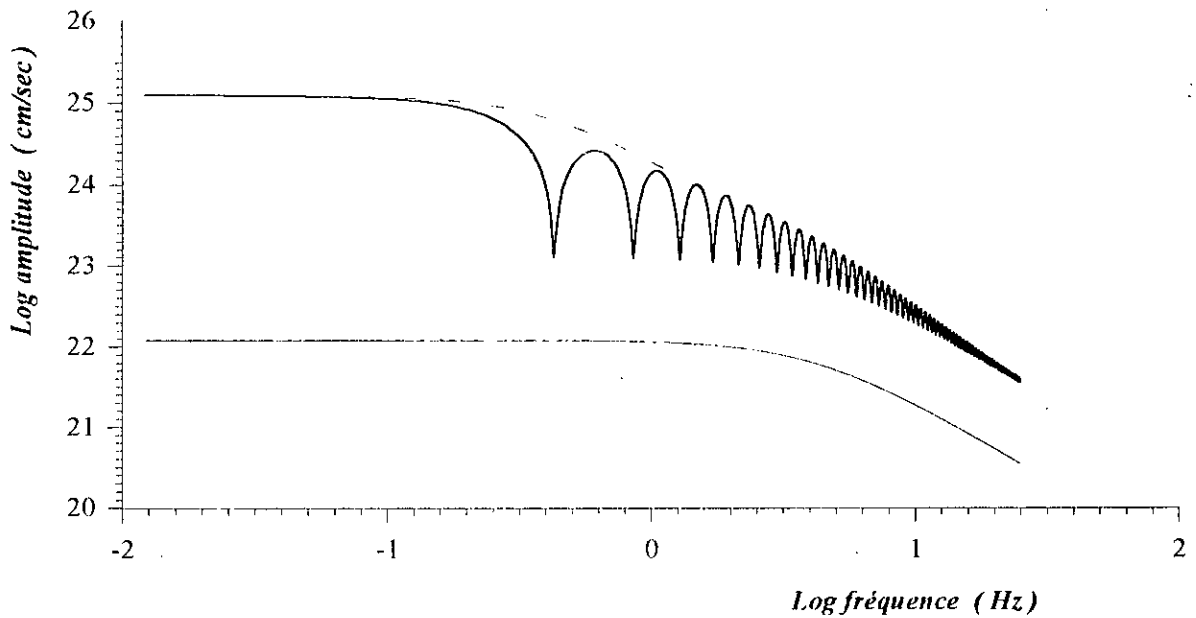


Figure 4.5 Comparaison entre le spectre synthétique généré par la technique de Joyner et Boore (1986) (trait gras) et le spectre cible (omega square, trait pointillé) correspondant à un séisme de magnitude $M_w=6.0$. Le spectre initial (trait fin) correspond à un séisme de magnitude $M_w=4.0$. Il faut noter un parfait accord en basses et hautes fréquences ainsi qu'un déficit du spectre synthétique aux fréquences intermédiaires (entre les fréquences coins du séisme cible et séisme initial).

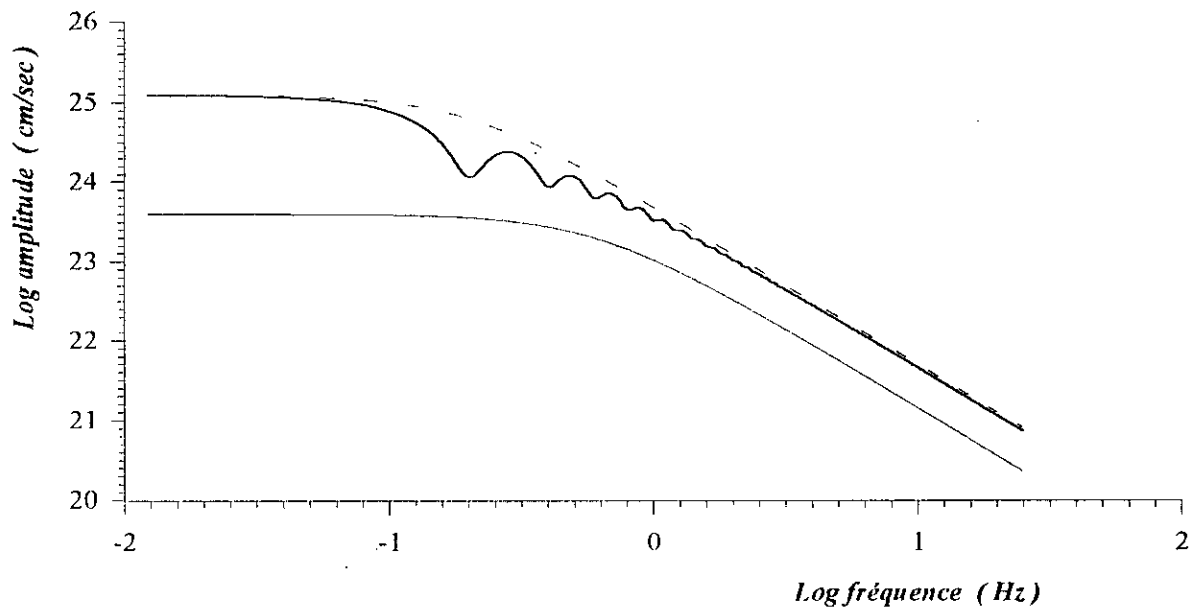


Figure 4.6 Spectre synthétique (trait gras) généré par la technique de Joyner et Boore (1986) et spectre cible (omega square, trait pointillé) correspondant à un séisme de magnitude $M_w=6.0$. Le spectre initial (trait fin) correspond à un séisme de magnitude $M_w=5.0$. Dans ce cas, il faut noter que l'erreur de simulation est moins importante que celle de la situation précédente.

On a donc les résultats suivants :

$$B.F. \propto \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{2/3} \quad \text{et} \quad H.F. \propto \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{1/3} \quad (4.30)$$

On satisfait donc les contraintes hautes fréquences mais pas celles basses fréquences (figure 4.7). Cependant, comme la partie hautes fréquences du spectre est généralement la partie la plus importante pour les applications en ingénierie, cette méthode de sommation peut être considérée satisfaisante dans divers cas.

Supposons maintenant que N est déterminé par le rapport des moments sismiques de l'événement simulé et le sous-événement ($\kappa = 1$).

On a donc $N = M_0/M_{oe}$ et :

$$B.F. \propto \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right) \quad \text{et} \quad H.F. \propto \left(\frac{M_0}{M_{oe}} \right)^{1/2} \quad (4.31)$$

Contrairement au cas précédent, ceci satisfait les contraintes basses fréquences mais pas celles hautes fréquences (figure 4.8).

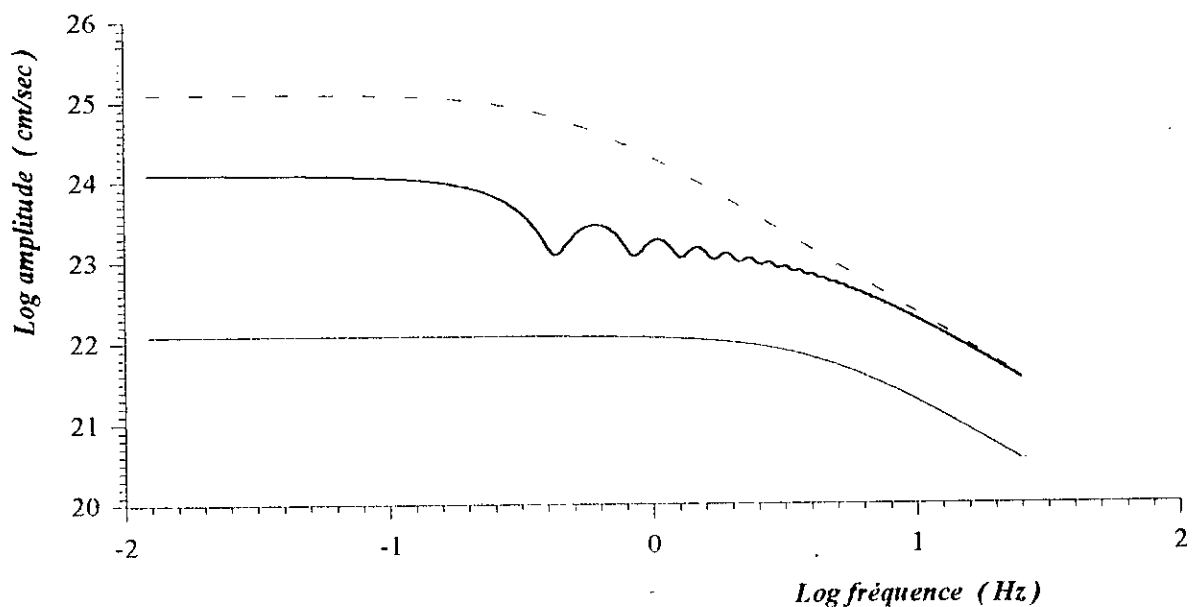


Figure 4.7 Comparaison entre le spectre synthétique généré par la technique de Joyner et Boore (1986) (trait gras) et le spectre cible (omega square, trait pointillé) correspondant. Le nombre de sommation a été déterminé par le rapport des surfaces de rupture alors que le coefficient gamma est unitaire. Ce choix des paramètres conduit à une sous-estimation des basses fréquences.

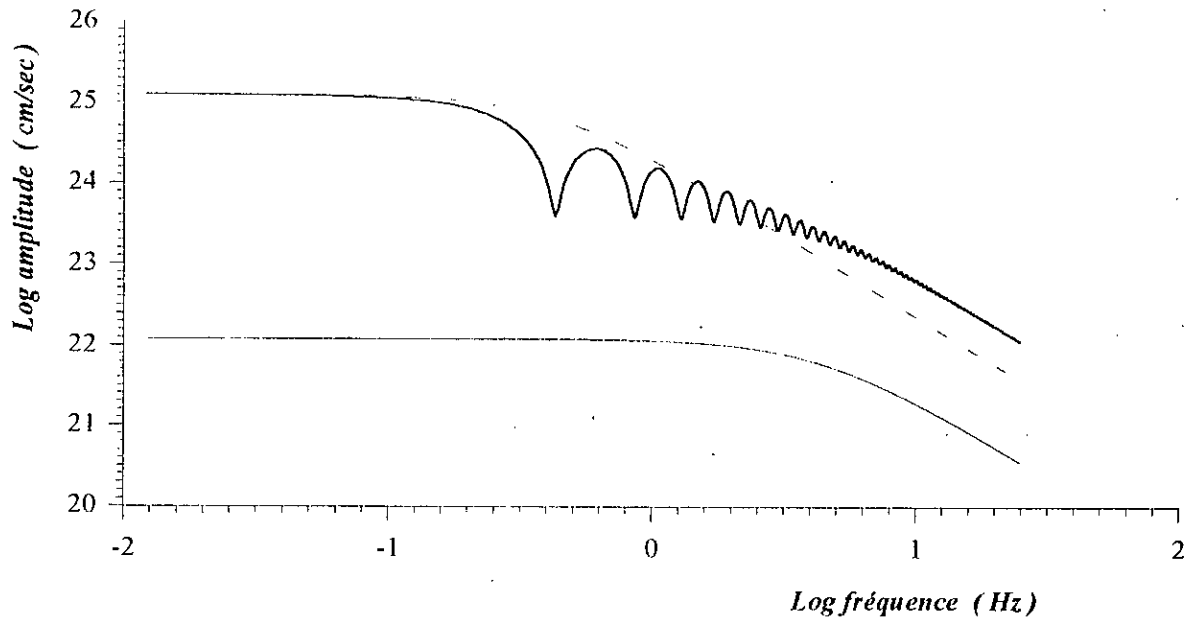


Figure 4.8 Comparaison entre le spectre synthétique généré par la technique de Joyner et Boore (1986) (trait gras) et le spectre cible (omega square, trait pointillé) correspondant. Le nombre de sommation a été déterminé par le rapport des moments sismiques alors que le coefficient gamma est unitaire. Ce choix des paramètres conduit à une surestimation des hautes fréquences.

4.3.2 Présentation des Modèles de Rupture

La propagation de la rupture sur le plan de la faille peut être représentée par les trois modèles de la figures 4.9.

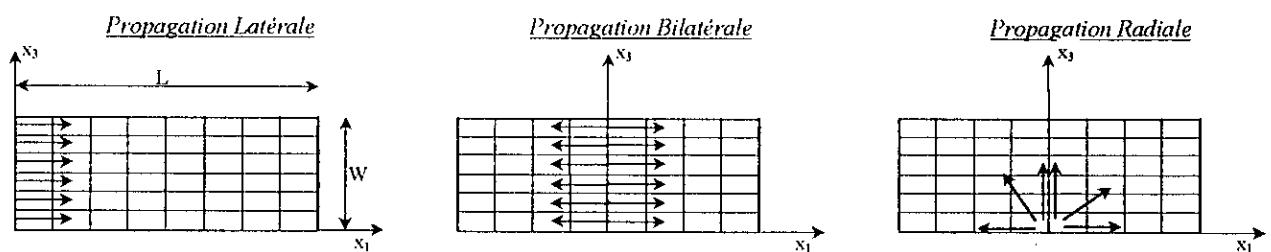


Figure 4.9 Modèles de propagation du front de rupture de faille, utilisés par la méthode de synthèse des mouvements forts.

Propagation latérale : L'initiation de la rupture a lieu en $x_1=0$, simultanément sur toute la largeur de la faille W , et se propage unilatéralement à une vitesse de rupture constante.

Propagation bilatérale : La rupture se propage à vitesse constante, de part et d'autre de l'axe x_3 .

Propagation radiale : La rupture se propage de manière circulaire à partir du foyer sismique.

4.4 APPLICATION A L'ESTIMATION DE L'ACCELERATION ASSOCIEE AU CHOC MAJEUR DU SEISME ITO

Nous allons maintenant tester la fiabilité de cette méthode de synthèse des mouvements forts, en présentant une simulation numérique de l'accélération du sol lors du séisme d'Ito (7 Juillet 1989, Péninsule d'Izu, Japon), pour lequel le choc majeur de magnitude $M_w=5.5$ avait été précédé par un précurseur de magnitude $M_w=4.1$. Leurs traces temporelles, ainsi que leurs spectres respectifs sont représentés sur la figure 4.10. On dispose ainsi à la fois de la fonction de Green et de l'enregistrement de l'événement cible, ce qui permet de comparer le résultat de la simulation à l'accélération enregistrée et d'y apporter les corrections nécessaires. La méthode que nous utilisons est celle proposée par Irikura (1983) et qui est résumée par (4.15).

Les deux événements enregistrés à la station Ito (située à moins de trois kilomètres de la faille), ont été localisés par différents auteurs (dont Gariel et Mohammadioun, 1991) à une profondeur quasiment équivalente (de l'ordre de 5Km). Notre première hypothèse sera de considérer que les deux événements ont le même mécanisme focal. Ce mécanisme de rupture sismique est approximativement un pure strike-slip, sur une faille verticale orientée est-ouest (figure 4.11).

Après transformation des magnitudes, on estimera la valeur du moment sismique de l'événement élémentaire et celui de l'événement cible à environ $1,76 \cdot 10^{22}$ dynes.cm et $2,21 \cdot 10^{24}$ dynes.cm, respectivement. Ainsi, le facteur d'échelle N ($= \sqrt[3]{M_o/M_o}$) correspondant au rapport des dimensions des deux événements (voir équation 4.4), est estimé à $N=5$. La faille sismique sera alors représentée par une grille de 5×5 sous-failles identiques.

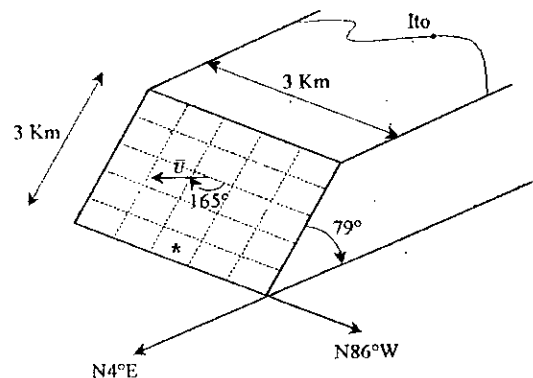


Figure 4.11 Représentation schématique du plan de faille lors du séisme d'Ito (1989). La rupture est supposée se propager radialement à partir du foyer (*).

En l'absence de connaissance à priori sur le processus de rupture, nous ne sommes pas en mesure de fixer le point d'initiation de la rupture, le mode de propagation (unilatéral, bilatéral ou radial) et la vitesse de rupture. De même nous ne connaissons pas à priori le temps de montée du précurseur. Toutes ces inconnues montrent qu'il sera nécessaire, dans le cas d'une prévision par cette technique, de procéder à un calcul paramétrique avec les différentes valeurs des paramètres et de donner une estimation moyenne et son écart-type.

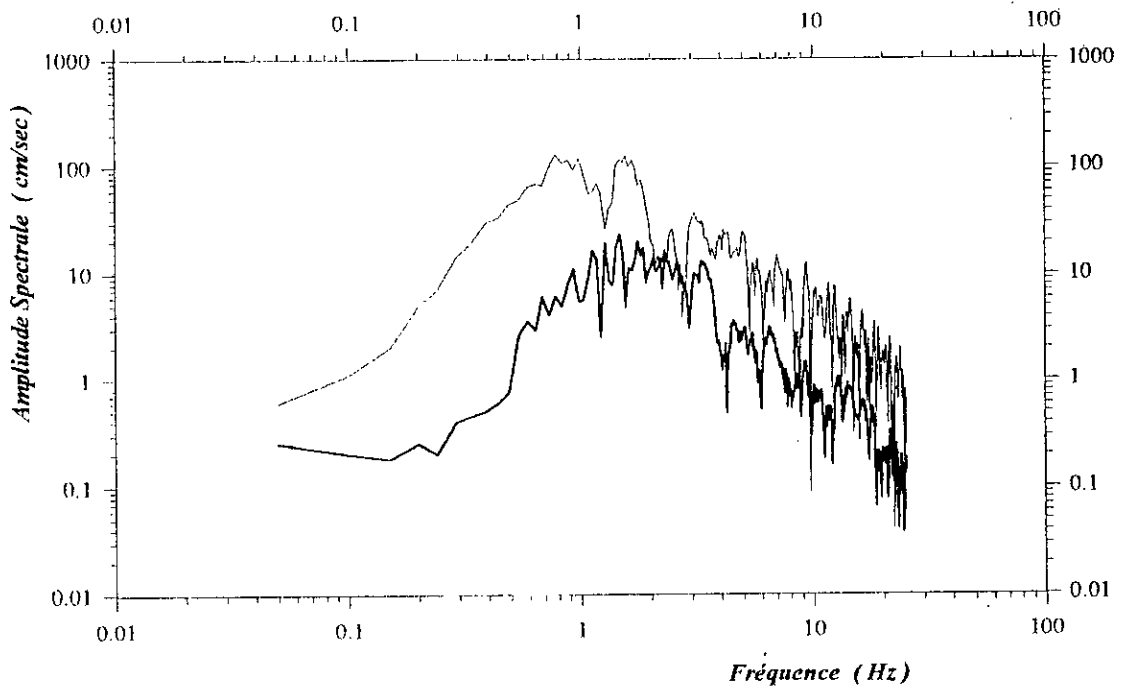
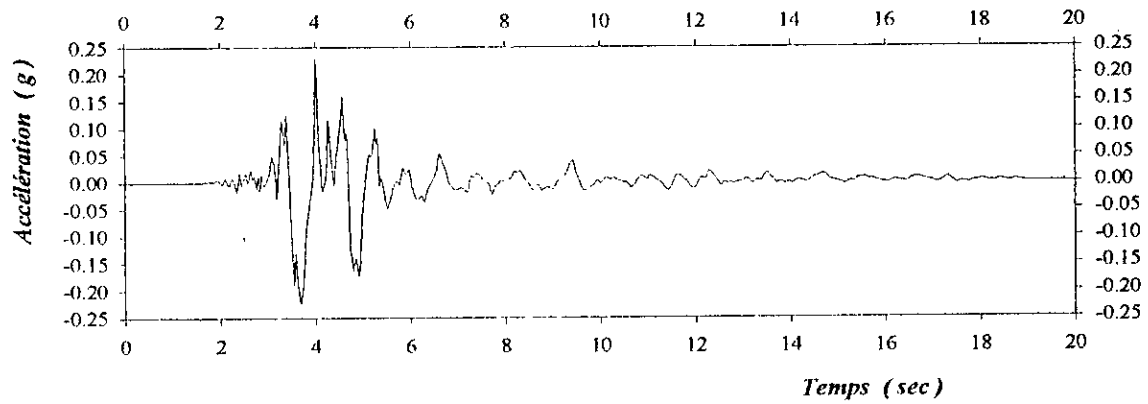
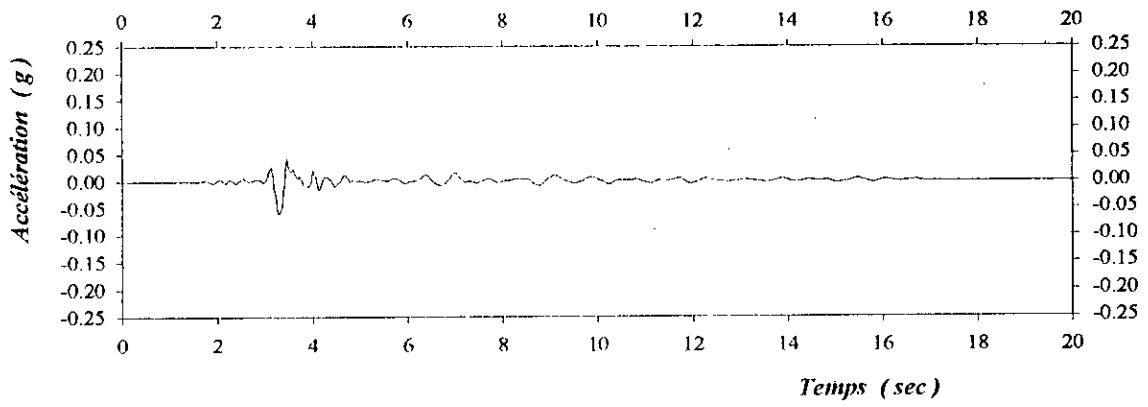


Figure 4.10 Accélérations horizontales enregistrées lors du précurseur et du choc principal (en haut). Comparaison entre les spectres de Fourier des accélérations enregistrées lors du précurseur et du séisme principal (en bas) (Gariel et Mohammadioun, 1991).

Dans un premier temps, et dans le but d'illustrer toutes les étapes de simulation, on considérera que la rupture sismique s'est initiée dans la sous-faille élémentaire (3,1) (représentée par un astérisque sur la figure 4.11). De plus, on adoptera comme valeurs de la vitesse de rupture et du temps de montée, celles estimées par les relations empiriques (1.10) et (1.11). Le tableau (4.1) résume les différents paramètres de source utilisés pour cette simulation.

Tableau 4.1 Paramètres de source pour le séisme Ito (7 Juillet 1989) et ceux de son précurseur ($M=4.1$)

Densité de la roche	$\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$	
Rigidité du milieu	$\mu = 3.10^{11} \text{ g/cm}^2$	
Vitesse des ondes S	$V_s = 3500 \text{ m/sec}$	
Vitesse de rupture	$V_r = 2520 \text{ m/sec}$	
Paramètre d'échelle	$N = 5$	
	Evénement élémentaire	Choc principal
Magnitude	$M = 4.1$	$M = 5.5$
Moment sismique	$M_{0e} = 1.76.10^{22} \text{ dynes.cm}$	$M_0 = 2.21.10^{24} \text{ dynes.cm}$
Dimension de la faille	$L_e = 600 \text{ m}$	$L = 3 \text{ km}$
Glissement moyen	$D_e = 16 \text{ cm}$	$D = 82 \text{ cm}$
Temps de montée	$t_e = 0.07 \text{ sec}$	$t = 0.35 \text{ sec}$

Ainsi, l'accélérogramme synthétique associé au choc majeur du séisme Ito peut être obtenu, si l'accélérogramme enregistré de l'événement élémentaire remplace le terme $G_{i,m}$, dans l'expression (4.15). On tiendra compte du déplacement de la fonction de Green, d'un élément à un autre de la faille, par un terme permettant de corriger la différence de distance entre l'élément de faille à la station et pour chaque élément, on modifiera le terme de radiation, tenant compte de la position et de l'orientation de chaque sous-faille par rapport au récepteur.

Le spectre de l'accélération simulée est représenté sur la figure 4.12. Pour cette première simulation, nous avons considéré que toutes les sous-failles sont situées en champ lointain et nous constatons que la méthodologie conduit à des estimations des niveaux spectraux comparables à ceux du signal original, enregistré au site. Néanmoins, nous constatons la présence d'un pic d'amplitude qui ne figure pas sur le spectre réel. Une amélioration de la méthode peut être alors apportée, en tenant compte de la localisation appropriée de chaque sous-faille par rapport au récepteur.

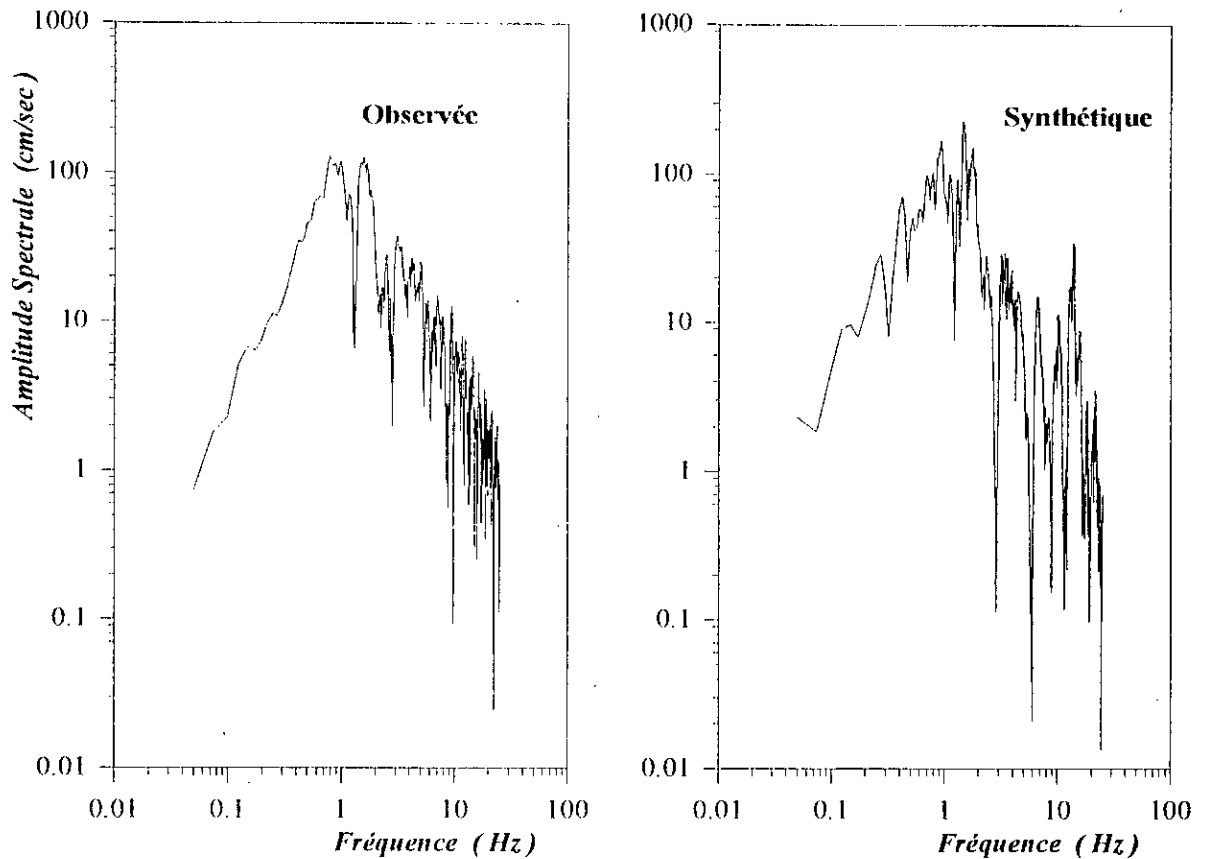


Figure 4.12. Spectre de l'accélération synthétique obtenue par la méthode des fonctions de Green empiriques, comparé au spectre réel enregistré au site. On supposera une initiation de la rupture sur l'élément de sous-faille indiqué sur la figure 4.11.

4.4.1 Correction des Termes de Radiation et de l'Atténuation Géométrique

En se rapportant à l'expression théorique du champ de déplacement généré par une source ponctuelle (notre expression 3.20), nous améliorons la formulation de la méthode des fonctions de Green empiriques, en attribuant à chaque sous-faille les termes appropriés de l'atténuation géométrique (en r^{-3} en champ proche, en r^{-2} en champ intermédiaire et en r^{-1} en champ lointain), et des effets de la radiation compte tenu de la taille (magnitude), de la position (champ proche, intermédiaire ou lointain) et de l'orientation (θ et φ) de chacune des sous-failles par rapport au récepteur.

Nous avons constaté alors une meilleure approximation des niveaux spectraux, relativement au spectre de l'accélération réelle (figure 4.13). Cependant, il reste que le pic d'amplitude, associé aux oscillations parasites, demeure toujours présent. Sur la base de ces constatations, nous avons été amenés à faire une révision de la formulation de la méthode, afin de supprimer ces effets parasites.

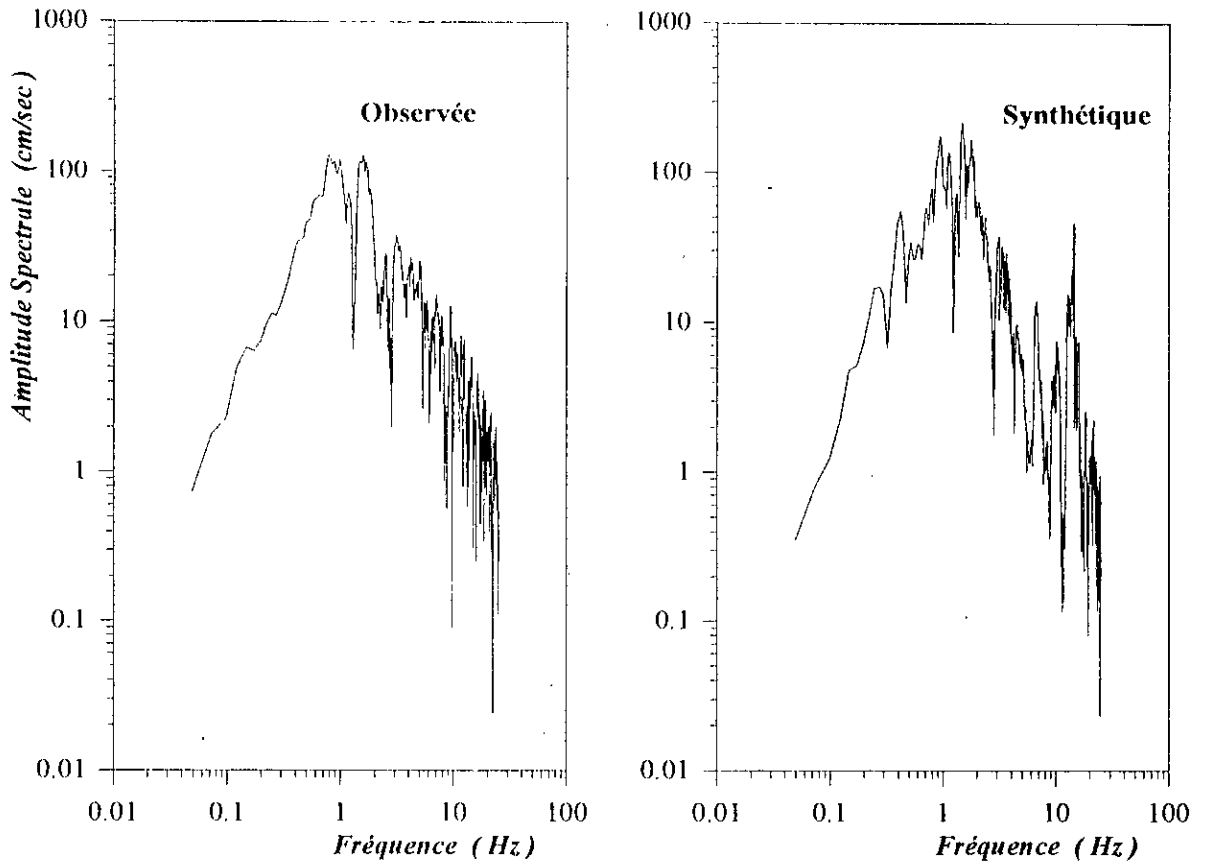


Figure 4.13. Comparaison entre le spectre enregistré au site et le spectre synthétique, obtenu par la méthode des fonctions de Green empiriques en attribuant à chaque sous-faîlle les termes appropriés de la radiation et de l'atténuation géométrique.

4.4.2 Suppression des Oscillations Parasites

Il faut noter qu'une application directe de l'expression (4.15), avec la correction des termes de radiation et de l'atténuation géométrique, conduit à convoluer la fonction de Green empirique par une fonction discrète de périodicité τ_e . En d'autres termes, on peut réécrire cette expression sous la forme :

$$G(t) = \sum_{l=1}^N \sum_{m=1}^N \left(\frac{c_{l_0 m_0}}{c_{lm}} \right) F_c(t) * G_e(t)$$

avec :

$$F_c(t) = \sum_{k=1}^N \delta(t - t_{lm} - (k-1)\tau_e) \tag{4.32}$$

où δ est la fonction Dirac. Les paramètres $c_{l_0 m_0}$, c_{lm} et t_{lm} sont ici employés pour simplifier l'expression (4.15).

Il faut donc s'attendre à ce que le sismogramme synthétique soit dominé par cette période. Ceci est illustré sur la figure 4.13 où le spectre de l'accélération synthétique comprend un pic d'amplitude à une fréquence de 14Hz, égale à $1/\tau_e$.

Pour mieux illustrer cet effet de périodicité en τ_e , faisons varier la valeur du temps de montée pour 0.06, 0.08, 0.10 et 0.12 sec. Les résultats de la simulation sont représentés sur la figure 4.14, où apparaissent clairement des pics d'amplitude à des fréquences de $1/\tau_e$, $2/\tau_e$, $3/\tau_e$, etc... Cette périodicité est due à une superposition régulière de la fonction de glissement de l'événement élémentaire avec un décalage temporel égal au temps de montée τ_e (expression 4.8).

Si $\Delta U(t)$ suit exactement une fonction rampe, d'un temps de montée τ égal à $N_D \cdot \tau_e$, la relation 4.8 donnera un mouvement synthétique dans lequel la périodicité de τ_e n'apparaît pas. Cependant, il est difficile d'estimer la valeur *réelle* du temps de montée de l'événement élémentaire, et sa valeur *estimée* génère une fréquence prédominante apparente dans le signal simulé.

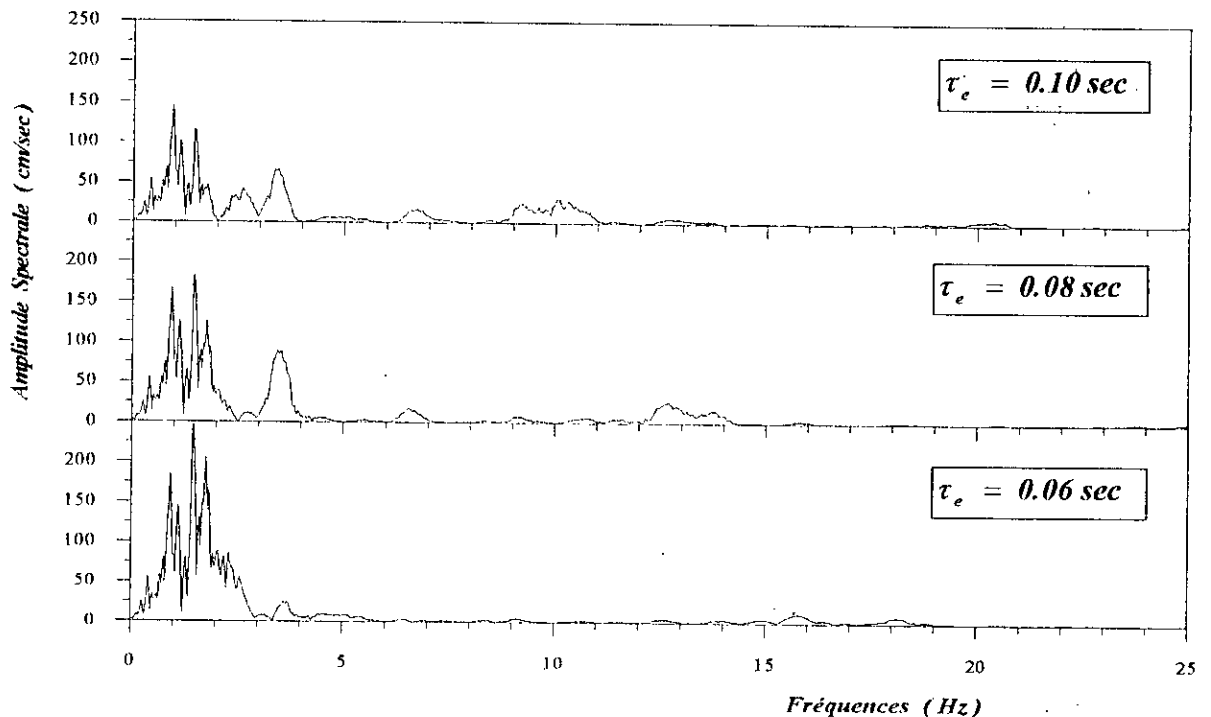


Figure 4.14 Effets du temps de montée sur le spectre de l'accélération simulée : Apparition d'une fréquence prédominante à des fréquences de $1/\tau_e$, $2/\tau_e$, $3/\tau_e$, etc....

Il s'avère donc nécessaire de filtrer l'enregistrement du petit signal avant de le sommer et la fonction $F_e(t)$ qui satisfait les contraintes basses et hautes fréquences devra donc avoir la forme :

$$F_e(t) = \sum_{k=1}^{N \cdot n'} \frac{1}{n'} \delta(t - t_{lm} - (k-1) \frac{\tau_c}{n'}) \quad (4.33)$$

Le mouvement résultant s'écrira alors :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^N \sum_{m=1}^N \sum_{k=1}^{N \cdot n'} \left(\frac{c_{l_0 m_0}}{c_{lm}} \right) \frac{1}{n'} \cdot G_e(\underline{x}, t - t_{lm} - (k-1) \frac{\tau_c}{n'}) \quad (4.34)$$

De plus, avec cette technique judicieuse pour le filtrage du signal élémentaire, et avec un choix ad hoc de la valeur de n' , la fréquence dominante observée sur la figure (4.13) sera ainsi décalée vers les hautes fréquences, en dehors de la bande de fréquence d'intérêt.

On corrigera ainsi notre simulation en appliquant l'expression (4.34) dans notre formulation, avec $n'=5$. Le spectre de l'événement synthétique ainsi corrigé, est représenté sur la figure 4.15 où le pic de fréquence en $1/\tau_c$ est maintenant atténué. Toutefois, il reste caractérisé par des amplitudes spectrales relativement faibles en hautes fréquences, comparées à celles de l'événement enregistré. Une révision de la méthodologie pour les hautes fréquences est alors nécessaire.

4.4.3 Révision de la Méthodologie pour les Hautes Fréquences

La formulation de l'expression (4.13) est basée sur une représentation de la fonction source, par une simple fonction rampe avec une propagation cohérente de la rupture, sur une faille plane, dans un milieu élastique homogène et infini (modèle de source de Haskell). Dans ce cas, on peut montrer que le spectre de source de l'événement élémentaire, exprimé par l'équation 4.5, décroît en hautes fréquences en ω^{-3} (Geller, 1976), de telle sorte que :

$$|U_c(\omega)| = \frac{M_0 \cdot R_c(\theta, \varphi)}{4\pi\rho \cdot V_c^3 \cdot r} \cdot \left| \frac{\sin(\omega \chi_L)}{\omega \chi_L} \right| \cdot \left| \frac{\sin(\omega \chi_W)}{\omega \chi_W} \right| \cdot \left| \frac{\sin(\omega \chi_r)}{\omega \chi_r} \right| \quad (4.35)$$

χ_L et χ_W sont des décalages temporels, associés avec la longueur et la largeur de la faille, respectivement, et sont déterminés par la géométrie du plan de rupture et la position de l'observateur.

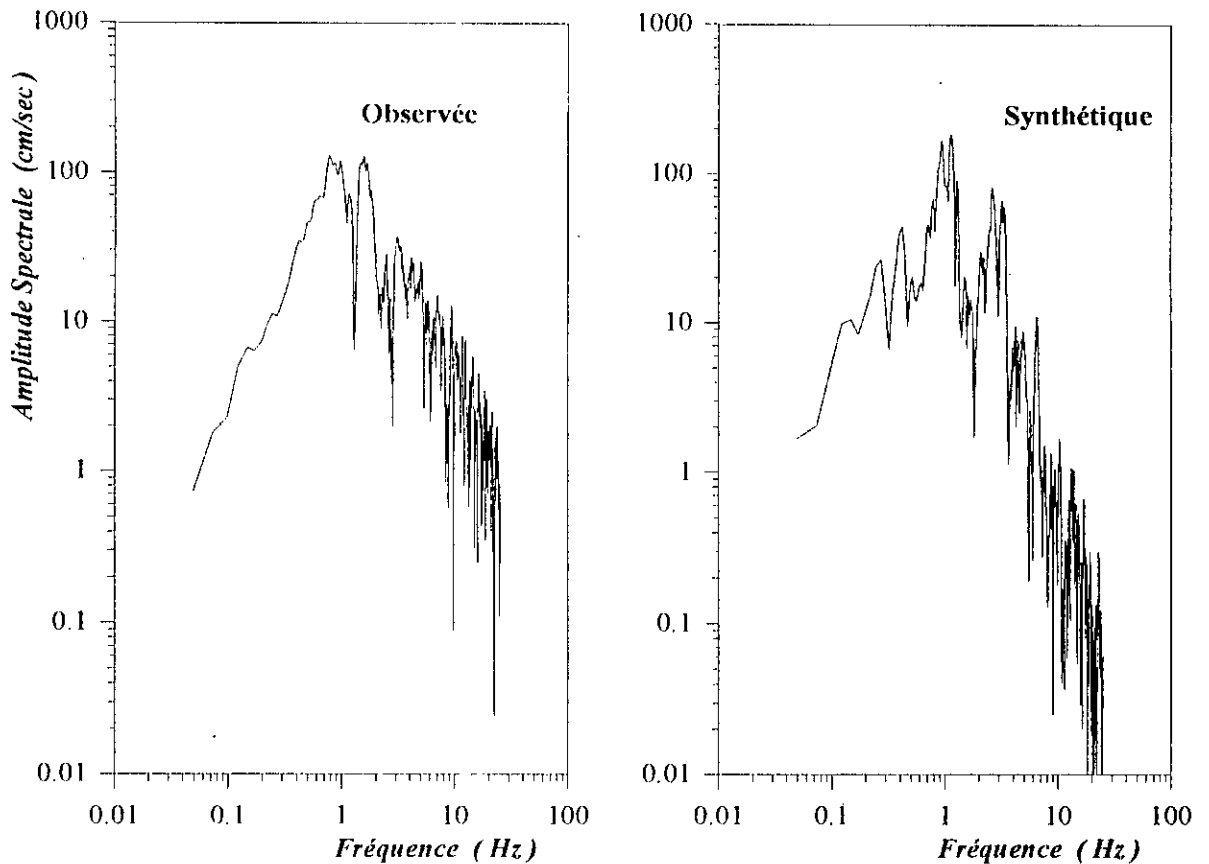


Figure 4.15 Comparaison entre le spectre enregistré au site et le spectre synthétique, obtenu par la méthode des fonctions de Green empiriques, à partir de l'expression (4.34). Le spectre de l'événement élémentaire est filtré afin de supprimer les mouvements oscillatoires parasites.

Avec :

$$\begin{aligned}
 \chi_L &= L (1/V_r - \cos \varphi / V_c) / 2 \\
 \chi_W &= W \cdot \cos \theta \cdot \sin \varphi / (2 \cdot V_c) \\
 \chi_\tau &= \tau / 2
 \end{aligned}
 \tag{4.36}$$

De même, le spectre de l'événement majeur $G(x, t)$, exprimée par la triple sommation (4.13), décroît en ω^{-3} à partir des fréquences supérieures à $1/\tau$. Ceci explique pourquoi le spectre simulé du choc principal du séisme Ito, décroît rapidement en hautes fréquences.

Ce problème est lié à notre hypothèse de base, qui consiste à considérer une dislocation constante (fonction rampe pour toutes les sous-failles) et une propagation cohérente de la rupture sur tout le plan de la faille. La propagation de la rupture ne rencontre pas de discontinuités, elle est donc lisse et ne génère que des mouvements en basses fréquences.

Une procédure simple pour introduire un modèle dynamique de la rupture, a été proposée par Irikura (1983). Elle consiste à considérer que la dislocation durant le choc principal est exprimée par une sommation discrète des N_D dislocations élémentaires, décalées le long de l'axe de la propagation de la rupture d'une distance $\Delta x = V_r \cdot \tau_c$ (figure 4.16).

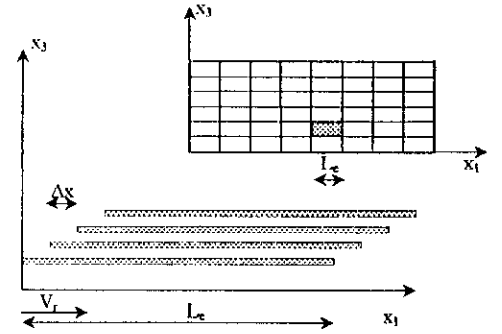


Figure 4.16 Distribution des sous-failles lors du mouvement fort. Chaque sous-faille correspond à un événement élémentaire.

Par conséquent, nous pouvons réécrire l'expression 4.8 sous la forme :

$$\Delta U(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta U_c [\xi - (k-1)V_r \cdot \tau_c, \eta, t] \quad (4.37)$$

et :

$$\Delta U(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta U_c [\xi, \eta - (k-1)V_r \cdot \tau_c, t] \quad (4.38)$$

où ξ et η sont pris le long de la direction du strike et du dip respectivement.

L'expression (4.37) exprime le cas d'une rupture de faille en strike-slip alors que (4.38) traite le cas d'un dip-slip. Dans notre étude, nous avons adopté l'expression (4.37) vu que le séisme de Ito (1989) a été considéré comme ayant pour mécanisme de rupture, un pur strike-slip. Par conséquence, les expressions (4.13) et (4.11) deviennent :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_m} \sum_{k=1}^{N_D} G_{e_{lm}}(\underline{x}, t - t'_{d_{km}}) \quad (4.39)$$

Avec :

$$t'_{d_{km}} = \frac{r_{lm}}{V_c} + \frac{\sqrt{[\xi_l - \xi_0 + (k-1)\Delta x_e]^2 + (\eta_m - \eta_0)^2}}{V_r} \quad (4.40)$$

$$\Delta x_e = V_r \cdot \tau_c$$

Nous avons donc été amenés à modifier notre formulation, de sorte à reproduire l'effet physique des "barrières" lors de la rupture de faille. Cette représentation spatio-temporelle du processus de rupture, a eu pour conséquence d'amplifier les valeurs spectrales en hautes fréquences, et à ramener la décroissance du spectre en ω^{-2} (figure 4.17).

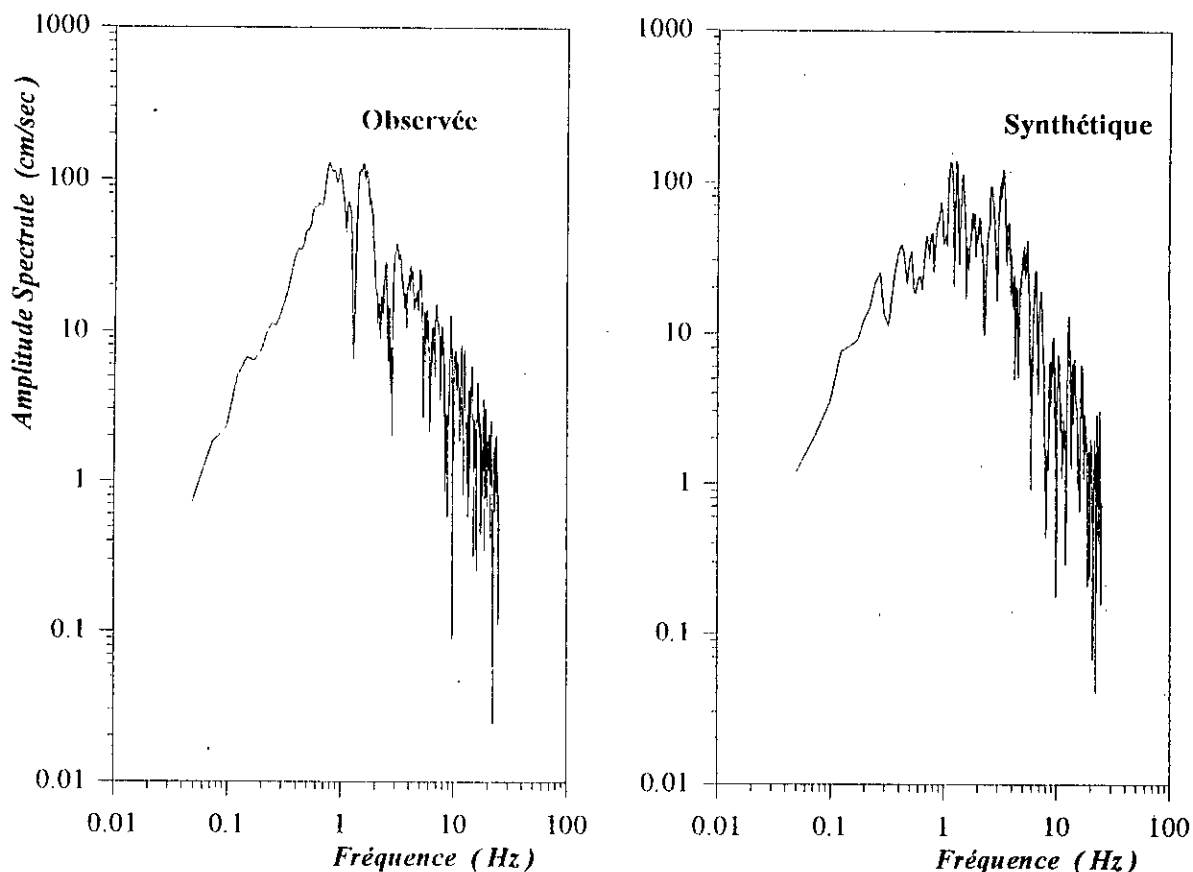


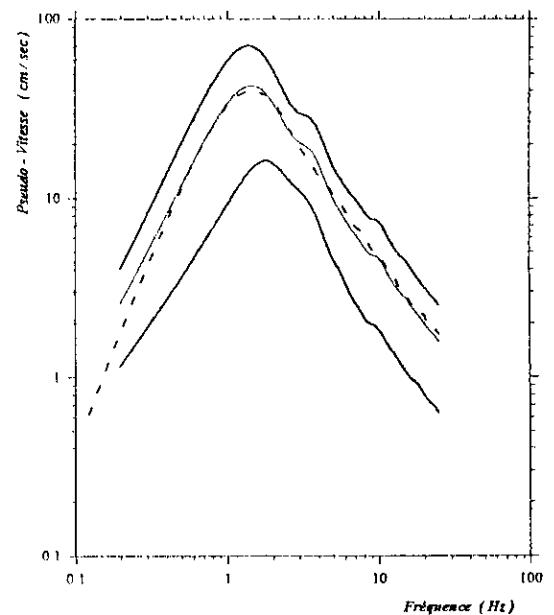
Figure 4.17 Comparaison entre le spectre enregistré au site et le spectre synthétique, obtenue par la méthode des fonctions de Green empiriques, à partir de l'expression (4.39), en reproduisant l'effet physique des « barrières ».

4.4.4 Application de la Méthode Révisée pour le Cas du Séisme ITO

Dans les sections qui précèdent, nous avons fixé la position de l'hypocentre sur la sous-faille (3-1) (position qui correspond à celle donnée par Gariel and Mohammadioun, 1991), afin de mettre en évidence toutes les étapes nécessaires pour corriger notre technique de superposition des événements élémentaires, considérés comme des fonctions de Green empiriques, et construire le choc majeur à la station d'Ito.

En fixant maintenant la position de l'hypocentre, nous avons effectué 25 calculs successifs correspondant à une initiation de la rupture au niveau de chacun des 25 éléments unitaires de la faille. Nous avons alors obtenu 25 accélérogrammes dont nous avons calculé le spectre de réponse à 5% d'amortissement. Enfin, nous avons calculé la moyenne de ces 25 spectres et leur écart-type correspondant. Le résultat de ces simulations, comparé avec le spectre réellement observé au site, est représenté sur la figure 4.18. On montre ainsi que le spectre réel est globalement bien prévu par la valeur moyenne des spectres synthétiques.

Figure 4.18. Comparaison entre le spectre de réponse à 5% d'amortissement de l'accélération enregistrée à la station Ito lors du choc principal (trait pointillé) avec la moyenne des 25 spectres de réponse (trait continu fin) correspondant à 25 réalisations de processus de rupture (liés à différents points d'initiation de la rupture). La moyenne plus ou moins l'écart type est donnée par le trait continu gras.



a) Estimation des Paramètres de Source

- **Localisation de l'hypocentre :** Pour la localisation de l'hypocentre réel sur le plan de faille, nous avons comparé individuellement et dans le domaine temporelle, le résultat des 25 accélérations obtenues par la procédure de simulation, et l'accélération originale, enregistrée lors du séisme principal, et ce pour une propagation latérale et radiale du front de rupture sur le plan de faille.

La comparaison a consisté d'une part à calculer le rapport des pics d'amplitude et, d'autre part, à estimer le facteur de corrélation entre synthétiques et observé. Les résultats de cette comparaison sont donnés sur les figures 4.19 et 4.20 qui montrent que le meilleur accord entre observation et synthétiques est donné pour un hypocentre situé sur la sous-faille (2,3), ce qui permet de conclure que la propagation de la rupture s'est probablement faite de façon radiale.

- **Estimation du Temps de Montée et de la Vitesse de Rupture :** Nous avons ensuite voulu tester la sensibilité du résultat aux deux paramètres : vitesse de rupture et temps de montée, afin d'estimer leurs valeurs respectives pour le cas du séisme de Ito. Pour cela, en considérant le meilleur hypocentre obtenu précédemment, nous avons effectué un calcul paramétrique itératif en vitesse de rupture et temps de montée. Nous avons comparé accélérations synthétiques et d'observation pour différentes valeurs de vitesse de rupture (figure 4.21) et différentes valeurs du temps de montée (figure 4.22). Cette étude montre, qu'à priori, la vitesse de rupture était de l'ordre de 2.6 km/sec et le temps de montée autour de 0.1sec (ce qui correspond à un temps de montée de 0.5 sec pour le séisme principal, très proche de la valeur de 0.52 obtenue par Gariel and *al.*, 1991).

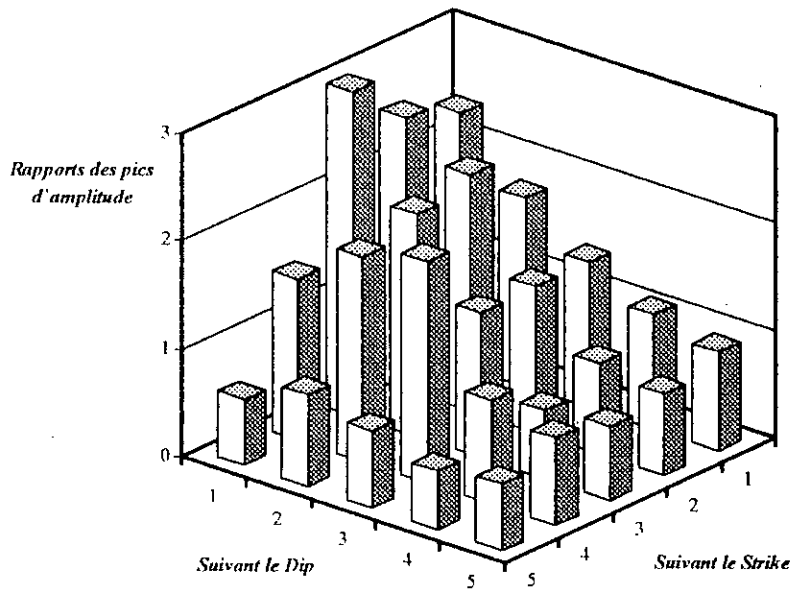


Figure 4.19 Rapports des pics d'amplitude entre l'accélération horizontale observée à Ito et l'accélération calculée par la méthode des Fonctions de Green Empiriques. La faille est représentée en plan. Pour chaque sous-faille est représentée la valeur du rapport d'amplitude obtenue en considérant que la rupture est initiée au niveau de cet élément. Dans la direction (*strike*) de la faille, les numéros sont incrémentés de l'ouest vers l'est. Dans la direction (*dip*), les numéros sont incrémentés du haut vers le bas. Le meilleur accord correspond à un rapport proche de 1.

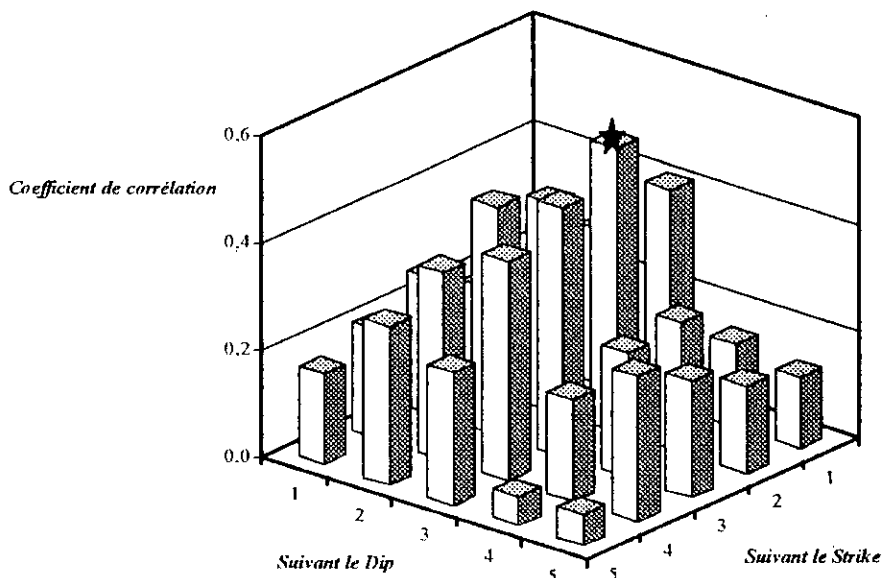


Figure 4.20 Coefficient de corrélation entre l'accélération horizontale observée à Ito et l'accélération synthétique calculée par la méthode des Fonctions de Green Empiriques. La représentation est similaire à celle de la figure 4.19. Le point d'initiation de la rupture donnant le meilleur accord entre l'accélération synthétique et l'accélération donnée (en considérant le rapport d'amplitude et le coefficient de corrélation) est désigné par l'astérisque.

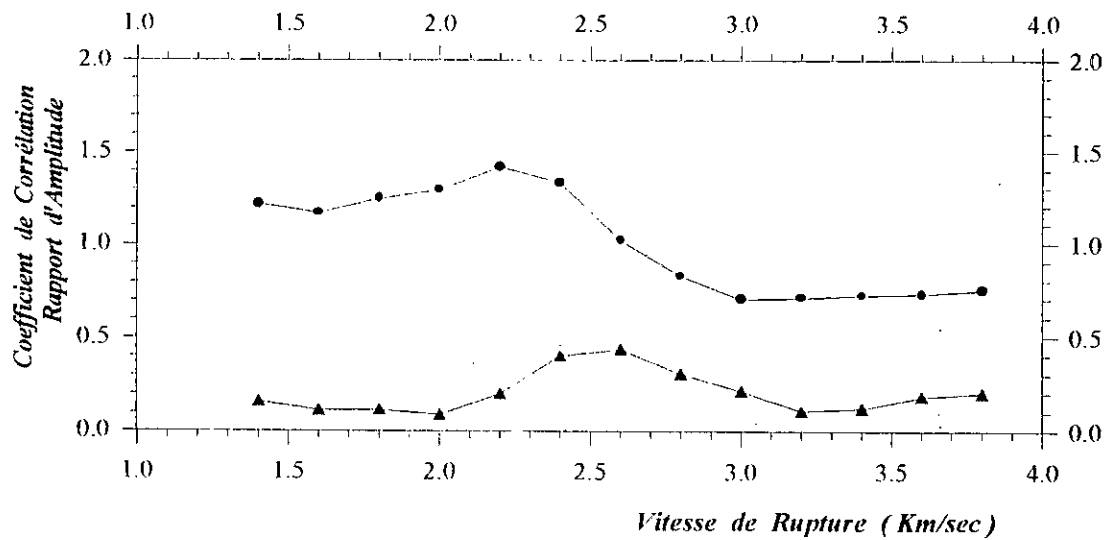


Figure 4.21. Etude de sensibilité sur la vitesse de rupture. En supposant que la rupture s'est initiée sur l'élément indiquée sur la figure 4.20, on a calculé le rapport d'amplitude et le coefficient de corrélation pour différentes valeurs de vitesse de rupture comprises entre 1,4 et 3,8 Km/sec. On notera que le meilleur accord est obtenu pour une vitesse de l'ordre de 2,5 à 2,8 Km/sec.

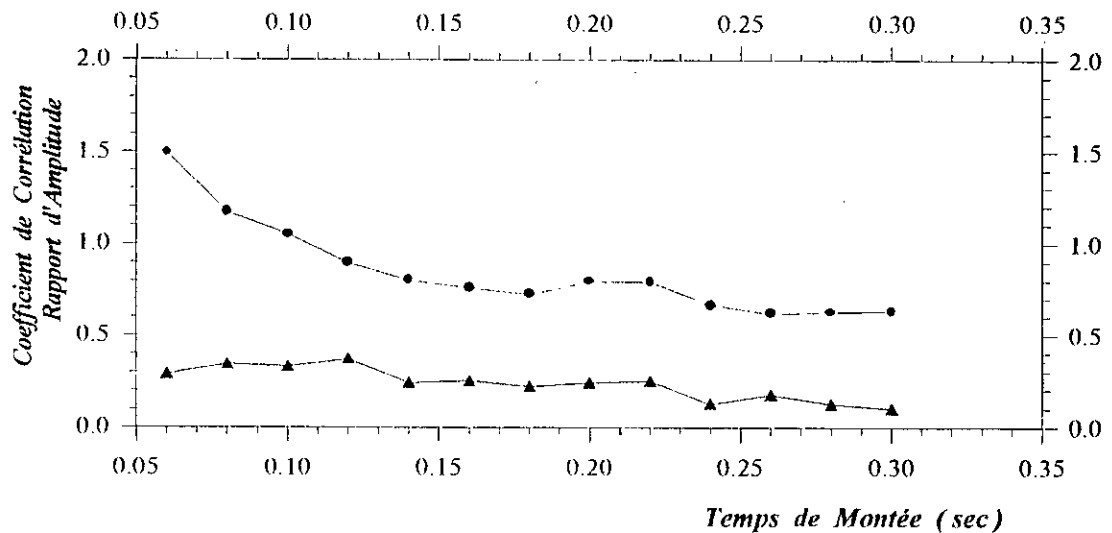


Figure 4.22. Etude de sensibilité sur la valeur du temps de montée adoptée pour le précurseur (petit événement). En supposant toujours que la rupture s'est initiée sur l'élément indiquée sur la figure 4.20, on a calculé le rapport d'amplitude et le coefficient de corrélation pour différentes valeurs du temps de montée comprises entre 0,06 et 0,3 sec. Le meilleur accord est obtenu pour une valeur de l'ordre de 0,08 à 0,12 sec.

b) Estimation de l'Accélération Associée au Choc Majeur

Pour les valeurs des paramètres de source estimées auparavant, et pour une propagation radiale du front de rupture sur le plan de faille, nous avons calculé l'accélération associée au choc majeur du séisme d'Ito ainsi que son spectre de réponse.

Une comparaison entre les traces temporelles de l'événement cible et simulé, est représentée sur la figure 4.23 et montre un bon accord tant en valeur du pic d'accélération que dans la forme du signal. Ceci est confirmé par la comparaison entre les spectres de réponse à 5% d'amortissement (figure 4.24).

4.5 CONCLUSION

Cette étude a permis tout d'abord de présenter la méthode des fonctions de Green empiriques, qui offre des possibilités réelles dans le domaine de la prévision des mouvements forts lorsque l'on possède des enregistrements de sous-événements élémentaires qui ont eu lieu sur le même plan de faille. L'intérêt pratique de cette technique réside dans la prise en compte implicite de tous les effets liés à la source sismique, à la propagation dans l'écorce terrestre et au site d'observation. La propagation du front de rupture sur le plan de faille est introduite de manière déterministe suivant trois schémas de rupture : unilatérale, bilatérale ou radiale.

En effet, nous avons montré que le mouvement fort associé au choc majeur, peut être exprimé par une sommation discrète d'événements élémentaires, avec un décalage temporel induit par le temps de montée et les effets de propagation et de rupture. Cependant, il s'est avéré nécessaire de filtrer l'enregistrement de l'événement élémentaire avant de le sommer, et ceci afin de respecter les contraintes liées à cette sommation, en basses et hautes fréquences.

Nous avons révisé notre méthodologie en introduisant les effets appropriés de la radiation et de l'atténuation géométrique, compte tenu de la position de chaque sous-faille par rapport au récepteur. Par ailleurs, une amélioration est apportée à la formulation dans le but de supprimer les mouvements oscillatoires parasites et de reproduire les effets physiques d'un modèle de faille hétérogène.

La méthode des fonctions de Green empiriques trouve aussi son applicabilité dans l'estimation de divers paramètres de source, tels que la vitesse de rupture et le temps de montée. A partir d'une étude paramétrique itérative, une optimisation de ces deux facteurs a permis d'évaluer leurs valeurs respectives, au moyen des coefficients de corrélation et du rapport des pics d'amplitude entre l'accélération synthétique et le signal enregistré. Avec les paramètres de la source ainsi estimés, nous avons simulé l'accélération du sol associée au choc principal du séisme Ito. Les résultats obtenus montrent un bon accord avec l'accélération réelle enregistrée, tant en valeur du pic d'accélération que dans la forme du signal. Ceci est confirmé par la comparaison entre leurs contenus fréquentiels et leurs spectres de réponse à 5% d'amortissement.

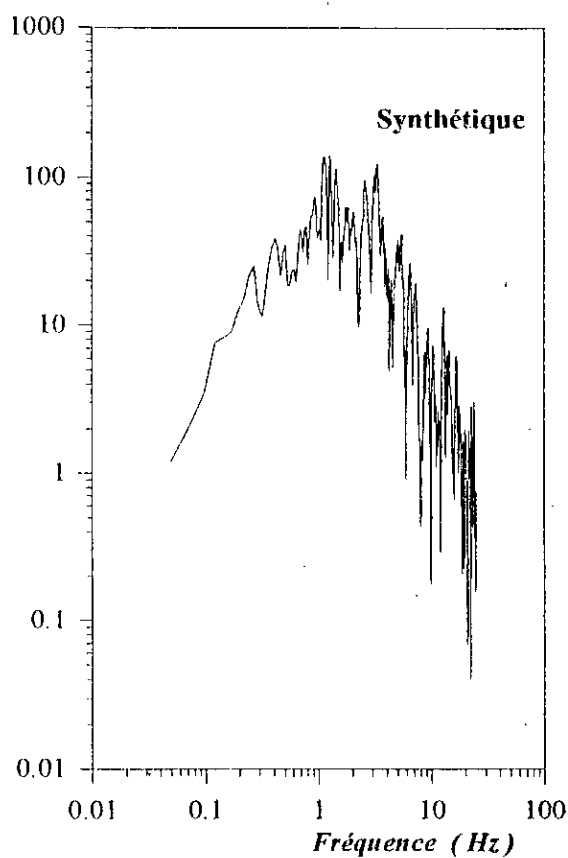
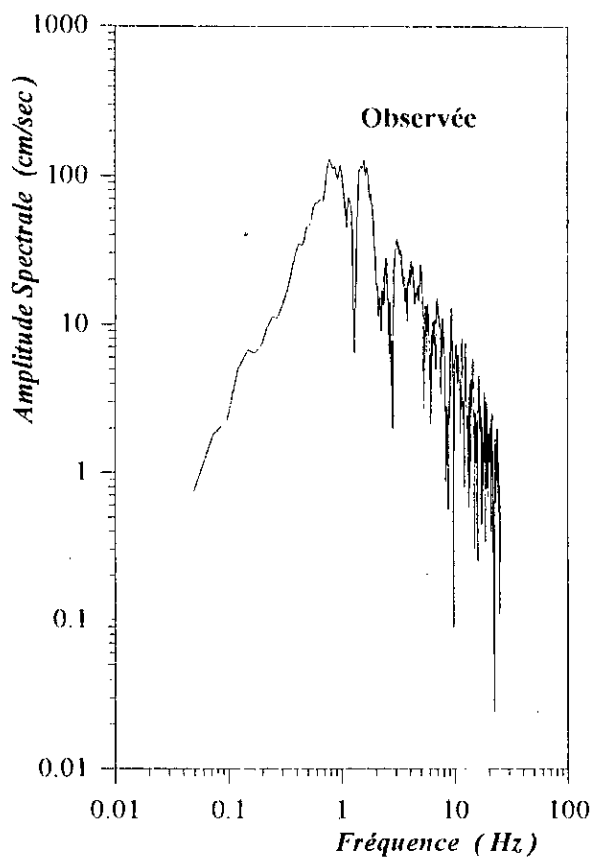
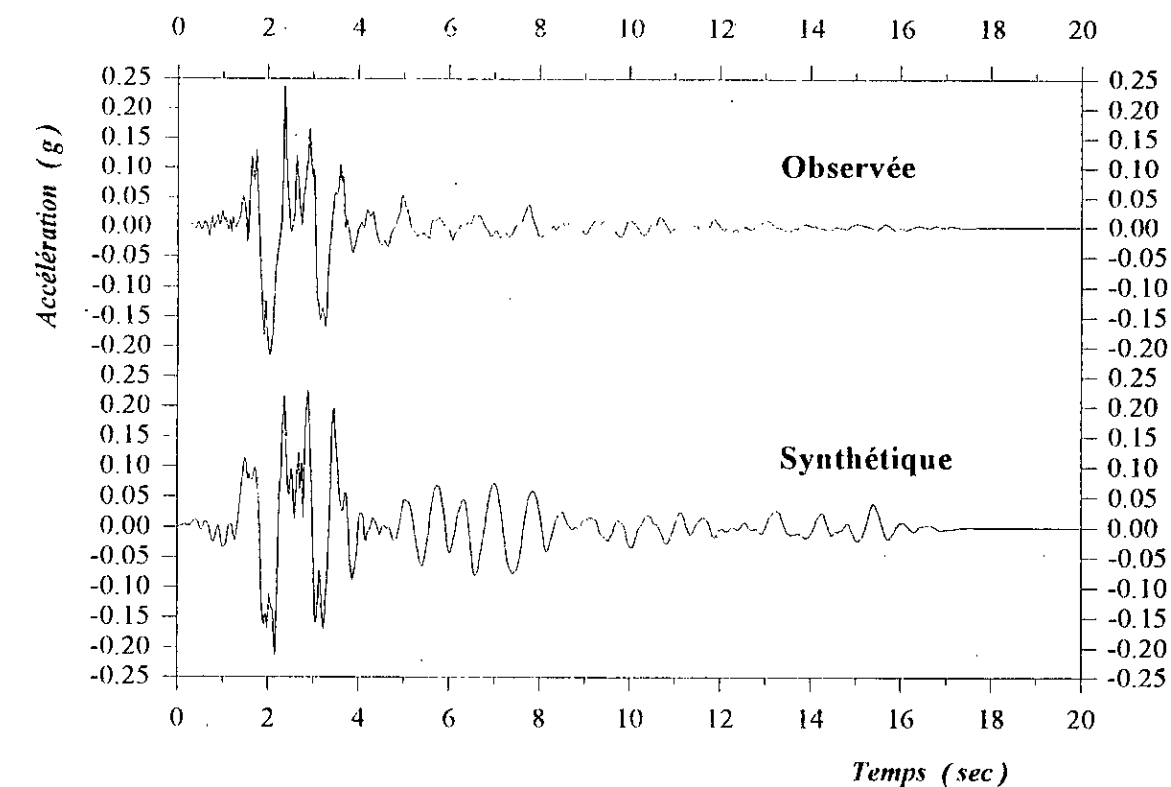


Figure 4.23. Comparaison entre l'accélération observée à la station Ito et celle obtenue par la méthode des fonctions de Green empiriques ainsi qu'entre leur spectre de Fourier respectif. On supposera une initiation de la rupture sur l'élément de sous-faille indiqué sur la figure 4.20.

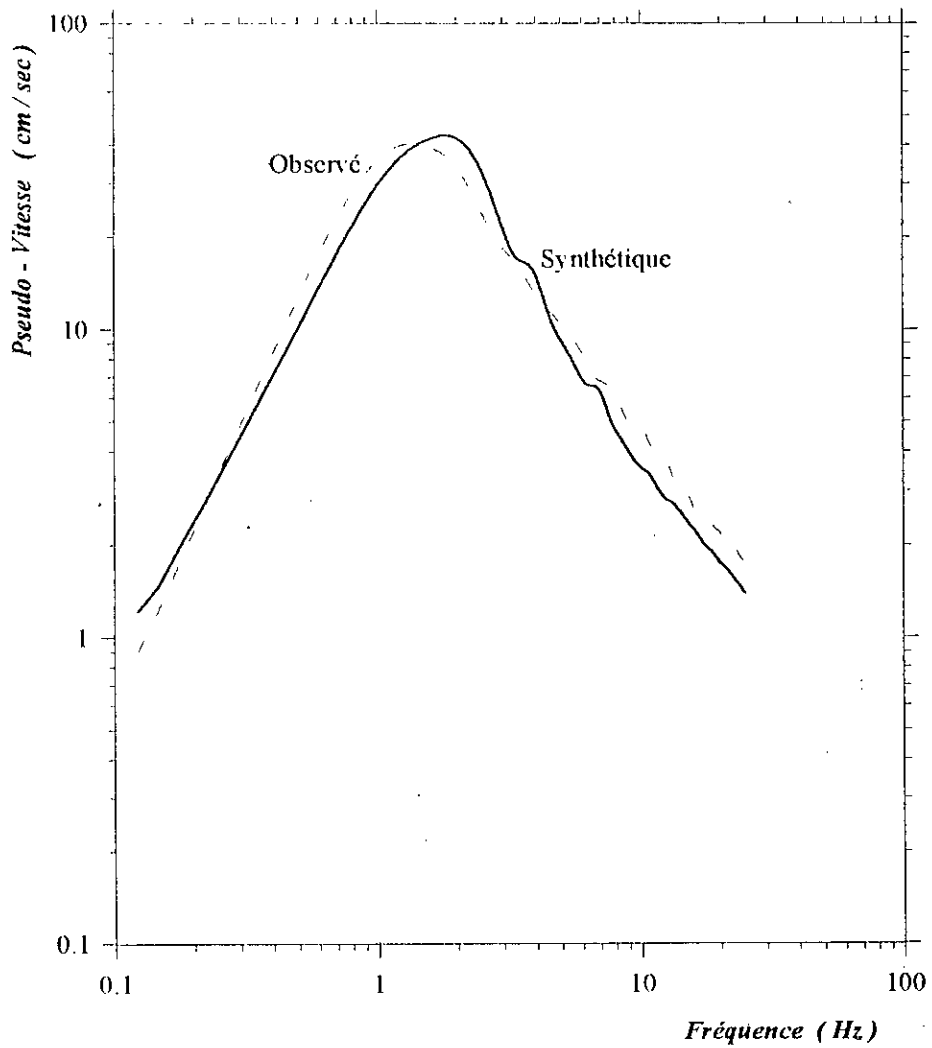


Figure 4.24. Comparaison entre les spectres de réponse à 5% d'amortissement, calculés à partir des accélérations représentées sur la figure 4.23.

Application de la MFGÉ à la Simulation de l'Accélération Associée au Séisme El-Asnam

Le 10 OCTOBRE 1980, à 12h 25 G.M.T. (13h 25 heure locale), un séisme de magnitude 7.2 sur l'échelle de Richter, ébranla la région d'El Asnam (ex. Orléanville et actuellement Ech-Chéiff). Une deuxième secousse d'une magnitude relativement moindre (aux environs de 6) a suivie trois heures après. De nombreuses répliques, dont certaines encore fortes, se sont produites pendant plusieurs mois.

En l'absence d'enregistrements des mouvements forts associés au choc majeur, seuls les témoignages recueillis auprès de la population locale et l'analyse des effets du séisme sur les constructions et les ouvrages d'art, ont donné des indications utilisables pour évaluer l'amplitude du mouvement sismique. Pour cette raison, nous avons été contraints à comparer le mouvement synthétique estimé par la méthode des fonctions de Green empiriques, au mouvement fort évalué à partir de l'approche analytique en faisant usage de la représentation théorique des ondes sismiques issues d'une source ponctuelle.

5.1 CARACTERISATION DU CHOC PRINCIPAL

5.1.1 Manifestations Tectoniques de Surface

La cassure de faille s'étend sur une longueur légèrement inférieure à 40 kilomètres, orientée N45°E, depuis 5 km au SSE d'El Asnam, jusqu'à 2 km au Nord d'El-Abadia, passant à 1 km au Nord de Oued Fodda. Elle s'observe sur une bande large d'environ 1 km suivant les endroits (Meghraoui, 1982; Meghraoui et *al.*, 1981).

Deux processus de déformation semblent être à l'origine des ruptures de surface. Bien que le mécanisme principal soit compressif provoqué par une faille inverse, on observe localement des structures en distension liées à des failles normales ainsi qu'à des fentes en tension. Ce mécanisme au foyer est confirmé par les campagnes sismologiques et a été mis en évidence (Ouyed, 1981) pour le choc principal et les répliques. Au sud-ouest, le pendage semble être d'environ 55°NW alors qu'au nord-est, il n'est plus que de 40°NW. Le rejet moyen est de 270 cm (200 cm à la verticale et 180 cm à l'horizontale) avec des signes bien évidents de bourrelets compressifs de taille variable, allant de la dizaine de cm à 6m de long, de 0.10m à 3m de hauteur.

5.1.2 Microsismicité de la Secousse Principale

a) Localisation de l'épicentre

Le séisme principal a été localisé par J.Dorel (1981) en utilisant comme séisme de référence (enregistré par le réseau local et par les stations mondiales), la réplique du 08 Novembre à 7h54 ($M_L=5,6$). Il donne les paramètres suivants :

Heure origine : 12h 25mn 25sec

Coordonnées de l'épicentre : 36 17N±0,02 et 1 415E±0,01

Profondeur : 14±4 kilomètres.

Cet épicentre se situe dans la moitié SW de la faille, il est alors très probable que la rupture a pris naissance sur cette partie de la faille (figure 5.1). La rupture se serait donc propagée du SW vers le NE (Despeyroux, 1981). Cette déduction est en bon accord avec celles que l'on peut tirer du comportement des constructions. Ce dernier indique en effet, que les composantes horizontales ont été plus riches en hautes fréquences dans la partie NE (El-Attaf, El-Abadia) qu'à El Asnam, à l'autre extrémité de l'accident.

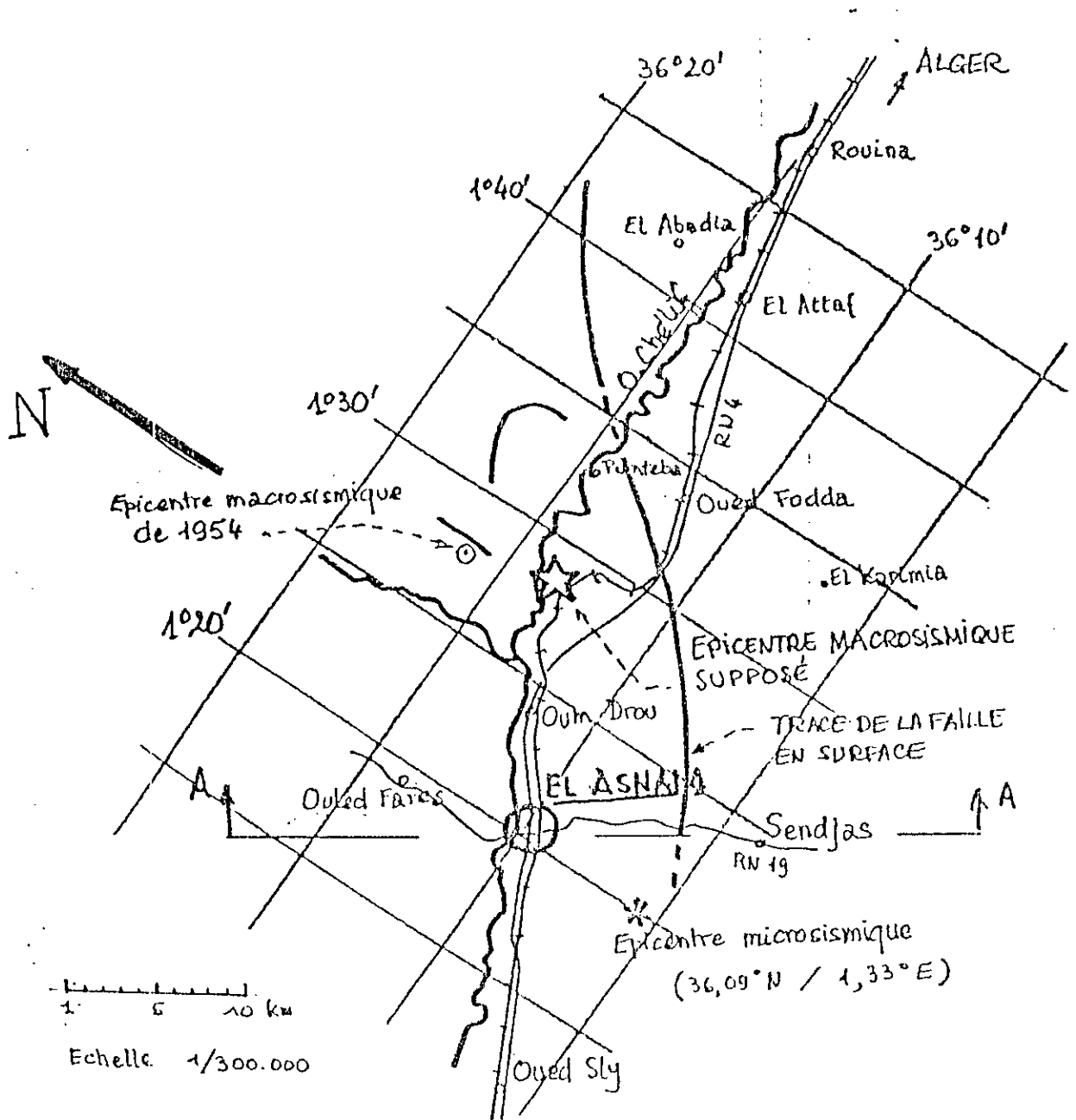


Figure 5.1 Carte schématique de la faille d'El-Asnam (Despeyroux, 1981). Sont ici représentées les localisations macrosismique et microsismique de la secousse principale du 10 Octobre 1980 à 12h 25mn ($M_L=7.2$).

b) Moment Sismique du Choc Majeur

En ce qui concerne la valeur de la magnitude instrumentale, de nombreuses évaluations ont été faites à partir des stations mondiales. Nous citerons les résultats les plus plausibles : l'U.S.G.S donne une magnitude $m_b=6,5$ par l'utilisation des ondes de volume et $M_S=7,3$ par les ondes de surface. Pour de telles valeurs, le moment sismique se situe entre 6.10^{26} et 2.10^{27} dynes.cm par l'utilisation du spectre de déplacement des ondes de volume (en champ lointain) avec différentes valeurs de la magnitude (Aki and Richard, 1980).

Par ailleurs, dans son travail de thèse de 3^{ème} cycle, M. Ouyed donne deux autres valeurs de ce moment sismique : d'une part, à partir de la surface de la faille (estimée à $S=40 \times 15 \text{ km}^2$) et de la dislocation moyenne ($D=3$ mètres), en appliquant l'expression : $M_0 = \mu.D.S$; μ étant le module de rigidité, ici égal à 3.10^{11} dynes/cm². Il trouve la valeur de $5,4.10^{26}$ dynes.cm. D'autre part, par modélisation des ondes P enregistrées par les sismographes longues périodes, il obtient une valeur du moment sismique égal à $4,1.10^{26}$ dynes.cm.

c) Mécanisme au Foyer

Aussitôt après le séisme, des études ont été entreprises sur le terrain : Failles actives, mesures des amplitudes du glissement et de l'orientation des stries. Ces données mettent en évidence un mécanisme de faille inverse suivant un plan dont la trace en surface est de 40 km, d'azimut N50 E. Les foyers des répliques montrent une répartition alignées sur la faille.

L'analyse des enregistrements longue période a permis de préciser les plans de faille :

Azimut : $\phi = 40^\circ \pm 5^\circ$

Pendage : $\delta = 52 - 60^\circ$ vers le Nord-Ouest

et une composante de décrochement sénestre définie par : $\lambda = 78 - 90$

(Ouyed, 1981, Deschamps and *al.*, 1981).

5.2 ESTIMATION DE L'ACCELERATION ASSOCIEE AU CHOC MAJEUR PAR LA METHODE DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES

Pour notre simulation numérique du choc principal du séisme El-Asnam, nous considérerons comme fonctions de Green les enregistrements de la réplique du 08 Novembre 1980 à 7h 54mn ($M_L=5.6$) qui a eu lieu dans la même zone de rupture que l'événement principal, avec un mécanisme au foyer similaire (Milutinovic and Petrovski, 1980). Son épicentre a été

localisé à $36^{\circ}08'N$ $1^{\circ}23'E$, à une profondeur d'environ 6km. Deux signaux d'événements élémentaires seront utilisés : celui enregistré à la station de Sogédia (El-Asnam Ville), située à moins de 7km du foyer sismique, et celui enregistré à la station du CEM El-Ghazali (El-Attaf Ville), située approximativement à 30km de l'hypocentre. Nous considérerons leurs trois composantes cartésiennes dont les traces temporelles sont représentées sur les figures 5.2 et 5.3 (Petrovski and *al.*, 1982).

Nous estimons le moment sismique de l'événement élémentaire, à partir de l'expression (1.8), à $1,55 \cdot 10^{24}$ dynes.cm, ce qui permet de déduire le facteur d'échelle à $N=7$. Le plan de faille du choc majeur sera ainsi représenté par une grille de 7×7 sous-failles identiques. Nous considérons que la rupture s'est initiée dans la sous-faille (7,4) et qu'elle s'est propagée latéralement, du SSE au NW à une vitesse de 880 m/sec. Par ailleurs, nous adoptons comme valeur du temps de montée, celle estimée par Deschamps et *al.*, (1980), à 2sec pour l'événement élémentaire.

Ainsi, avec une procédure similaire au cas du séisme Ito, nous calculons l'accélération synthétique associée au choc majeur d'El-Asnam, en utilisant les expressions (4.37) et (4.38). Nous apportons les corrections nécessaires liées à l'atténuation géométrique, aux coefficients de radiation compte tenu de la position de chaque sous-faille par rapport au récepteur (champ proche, intermédiaire ou lointain), à la périodicité en temps de montée et aux effets des hétérogénéités sur le plan de rupture. Les résultats de simulation obtenus par la méthode des fonctions de Green empiriques sont représentés sur les figures 5.4 et 5.5.

Nous voyons que le contenu fréquentiel est relativement identique pour les deux stations, alors que leurs formes temporelles sont sensiblement différentes. Le signal majeur synthétique à la station d'El-Asnam est de plus courte durée, de plus fortes amplitudes et à composante verticale dominante. Ceci est lié au fait que cette station est globalement située en champ proche et approximativement dans la zone épiscopentrale. Le terme de radiation atteint ainsi sa valeur maximale pour les ondes P alors que les distances source-récepteur sont plus faibles. Les fonctions de Green de l'expression (4.37) et (4.38), s'additionnent alors avec des décalages temporels plus réduits, cependant, leur facteur d'amplification est plus important. D'autre part, la station d'El-Attaf est située approximativement en champ intermédiaire, et le terme de radiation est maximal pour les ondes S. son signal simulé est alors de longue durée, moins amplifié et à composantes tangentielles dominantes.

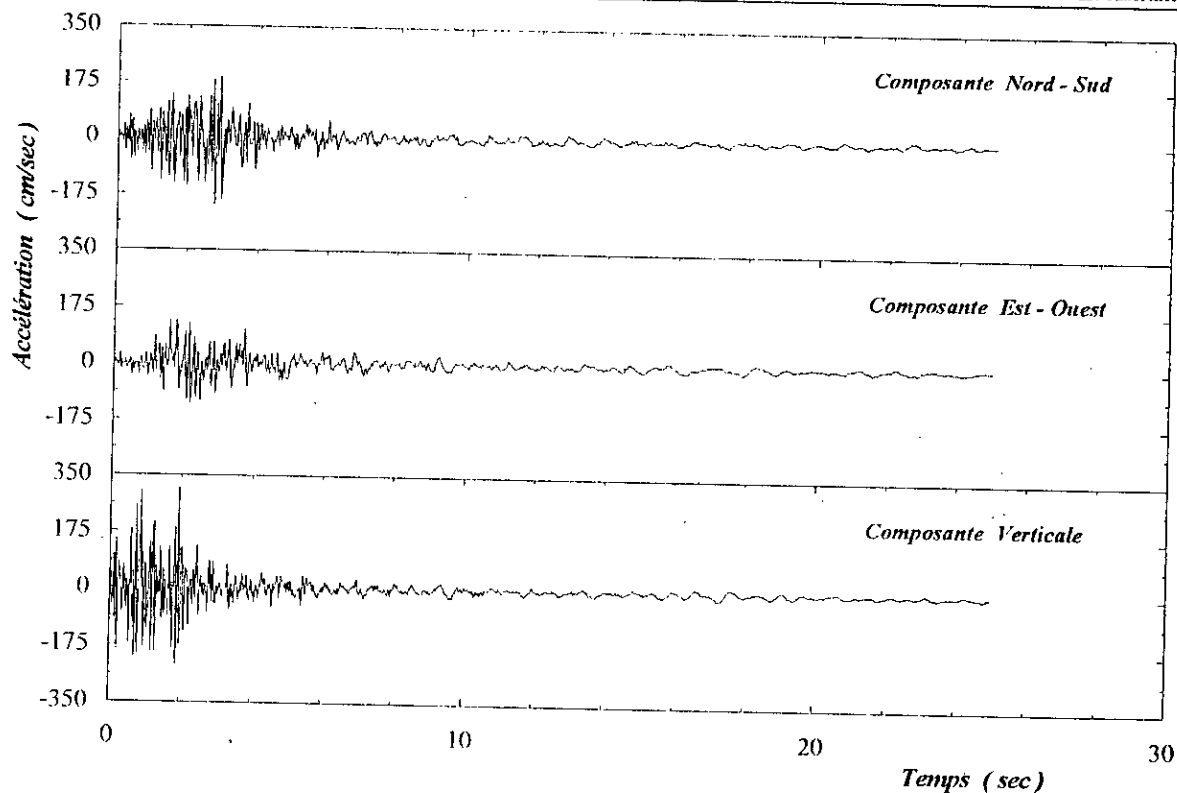


Figure 5.2 Accélérations enregistrées lors de la réplique du 08 Novembre 1980 à 7h 54mn ($M_L=5.6$). Sont représentés ici les trois composantes des signaux enregistrés à la station d'El-Asnam.

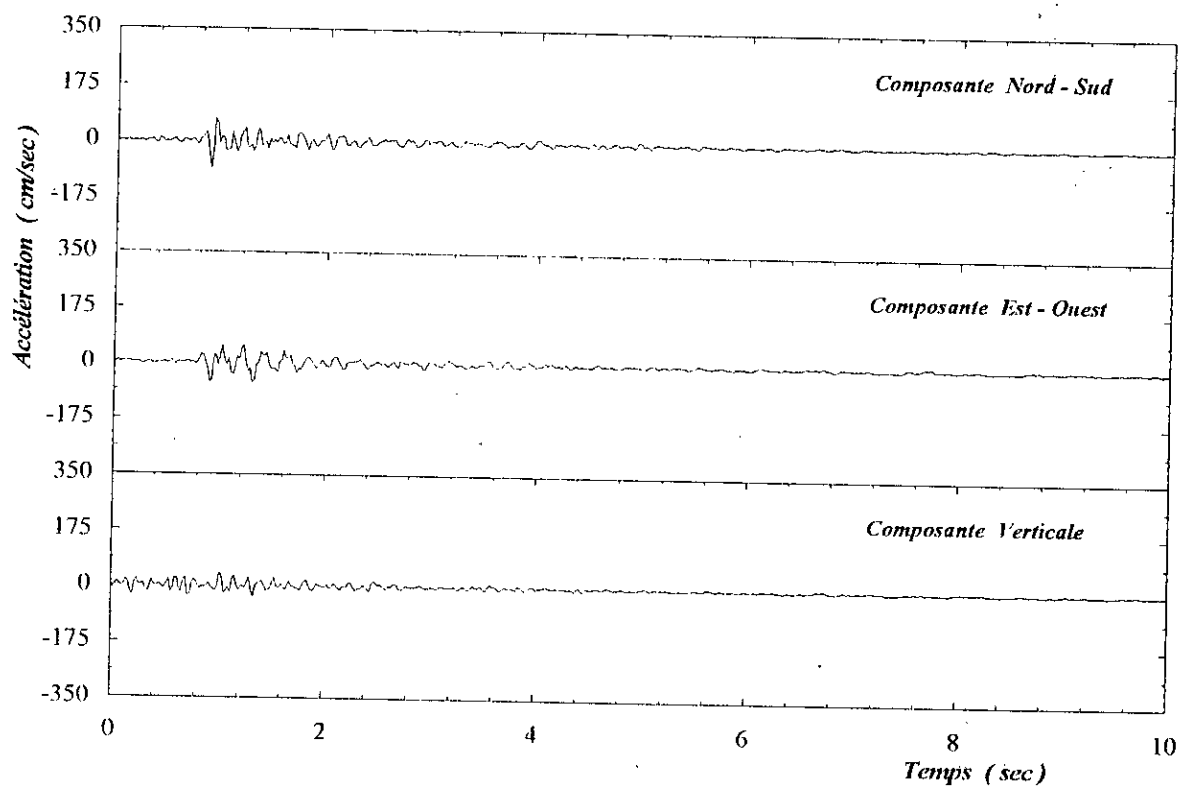


Figure 5.3 Accélérations enregistrées lors de la réplique du 08 Novembre 1980 à 7h 54mn ($M_L=5.6$). Sont représentés ici les trois composantes des signaux enregistrés à la station d'El-Attaf.

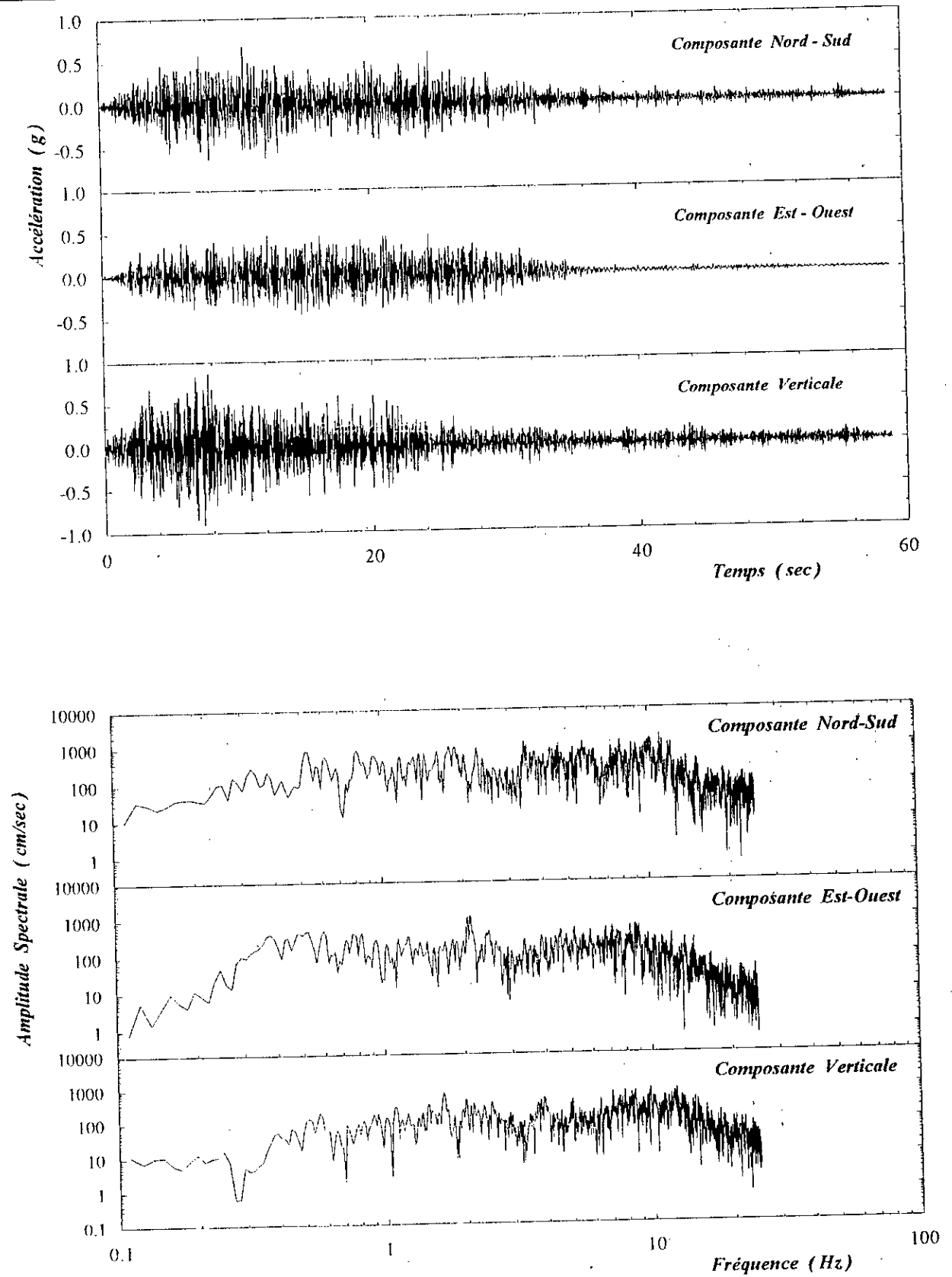


Figure 5.4 Accélérations synthétiques et spectres de Fourier correspondant, obtenus pour la station d'El-Asnam à partir de la méthode des fonctions de Green empiriques. La rupture est initiée dans la sous-faille (7,4) et se propage, du S-W jusqu'au N-E, sur toute la longueur de la faille principale.

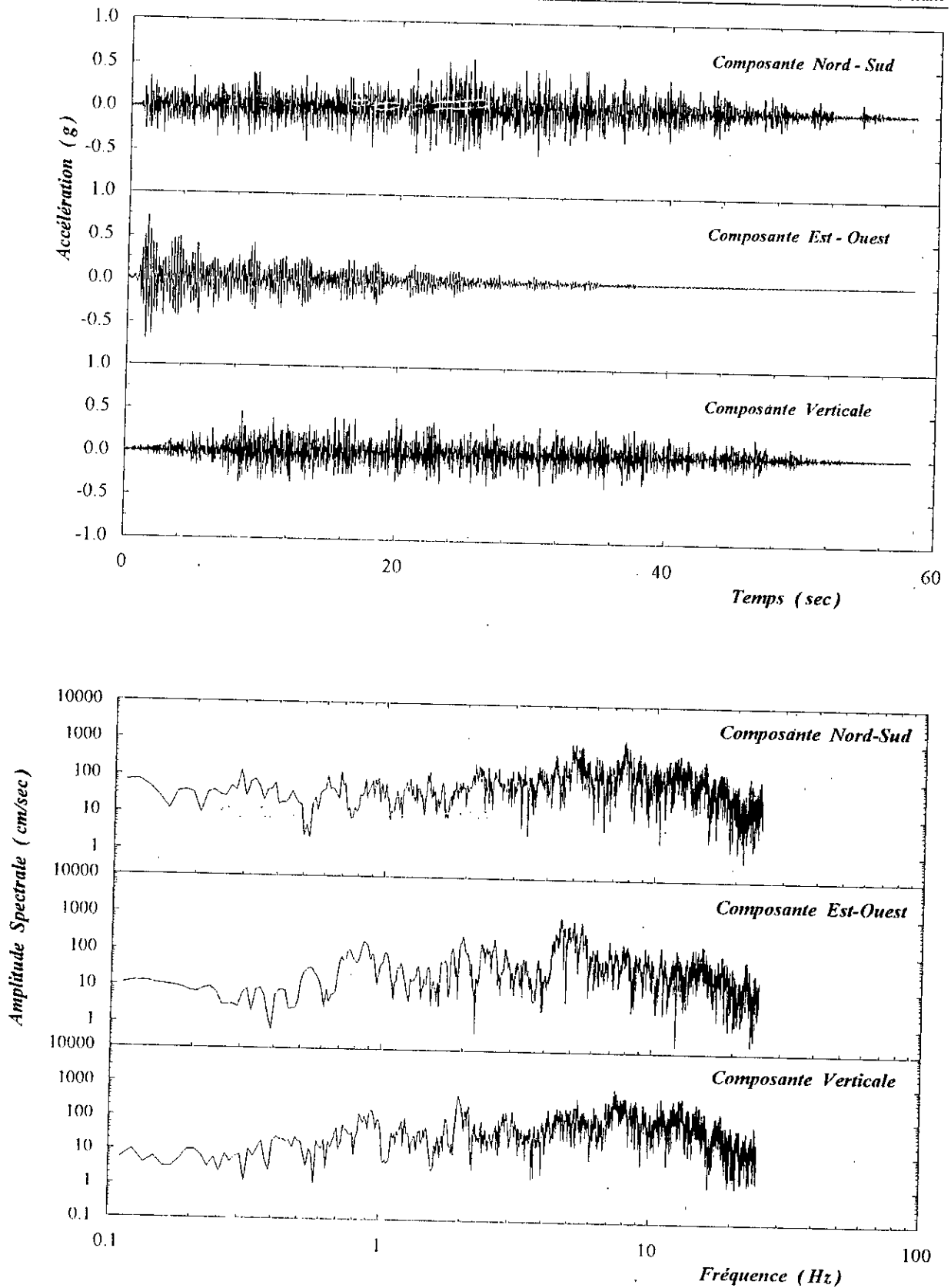


Figure 5.5 Accélération synthétiques et spectres de Fourier correspondant, obtenus pour la station d'El-Attaf à partir de la méthode des fonctions de Green empiriques. La rupture est initiée dans la sous-faille (7,4) et se propage, du S-W jusqu'au N-E, sur toute la longueur de la faille principale.

Cette estimation est en accord avec les constatations effectuées in-situ juste après le tremblement de terre. En effet, les données d'observation actuellement disponibles incitent à conclure, sous réserve de confirmation, que les mouvements du sol dans la zone de l'épicentre ont été surtout verticaux (le pic d'accélération est estimé à des valeurs voisines de 1.0 g), modulés par des mouvements horizontaux, de plus faibles amplitudes, mais qui ont persisté plus longtemps (Ambraseys, 1981 ; Despeyroux, 1981)).

5.3 ESTIMATION DE L'ACCELERATION ASSOCIEE AU CHOC MAJEUR PAR LA METHODE DES FONCTIONS DE GREEN THEORIQUES

Nous avons essayé de comparer les accélérogrammes, ainsi obtenus par la méthode des fonctions de Green empiriques, à ceux résultants de la simulation par l'approche théorique des fonctions de Green. Cette étape de notre étude consiste à simuler les accélérations au rocher, associées à la sous-faille élémentaire du foyer sismique, en faisant usage de l'expression théorique (3.20), de convoluer les signaux obtenus avec les fonctions de transfert des sols multicouches pour chaque station (fonctions de transfert définies par Milutinovic et al., 1980) et de les considérer comme fonctions de Green théoriques. Nous procéderons enfin à une sommation des accélérations en champ libre, associées aux événements élémentaires, en respectant la procédure exposée dans les sections précédentes.

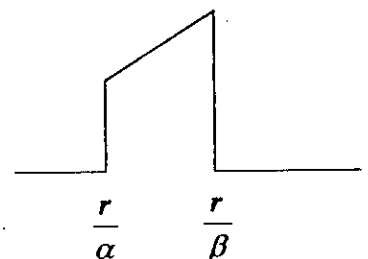
5.3.1 Représentation des Fonctions Sources

a) Fonction Source en Champ Proche

A partir de l'expression (3.20), la fonction source, relative au champ proche, est par identification :

$$S(\underline{x}, t) = \mu A \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau \Delta U(t-\tau) d\tau \quad (5.1)$$

En supposant une discontinuité en déplacement du type rampe, nous transformons cette intégrale dans le domaine temporel, par une convolution de $\Delta U(t)$ avec une fonction identité entre r/α et r/β , ayant l'allure ci-contre.



Les résultats d'une simulation au rocher, de la réponse en champ proche associée à un événement élémentaire de magnitude 4, sont représentés sur la figure 5.6. L'accélération est caractérisée par deux pics d'amplitude, localisés à r/α et r/β .

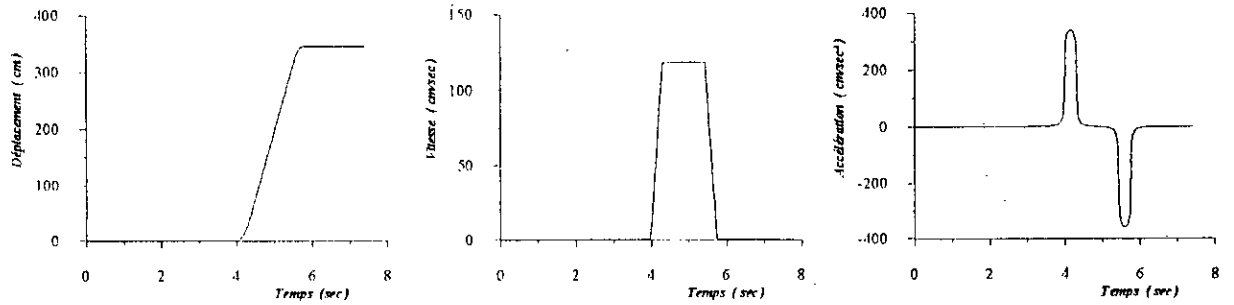


Figure 5.6 Champs de déplacement, vitesse et accélération, associés à un événement élémentaire de magnitude 4, situé à 6Km du récepteur. La simulation est faite au rocher en faisant usage de l'expression théorique des fonctions de Green en champ proche.

b) Fonction Source en Champ Intermédiaire

L'expression (3.20), donne pour fonction source, associée au champ intermédiaire :

$$S(x, t) = \mu A \Delta U \left(t - \frac{r}{v_c} \right) \tag{5.2}$$

où v_c représente la vitesse des ondes P ou S.

La réponse en champ intermédiaire, pour les ondes P, simulée au rocher et associée à un événement élémentaire de magnitude 4 situé à 6Km du récepteur, est représentée sur la figure 5.7. L'accélération est caractérisée par un pic d'amplitude, localisé à r/α .

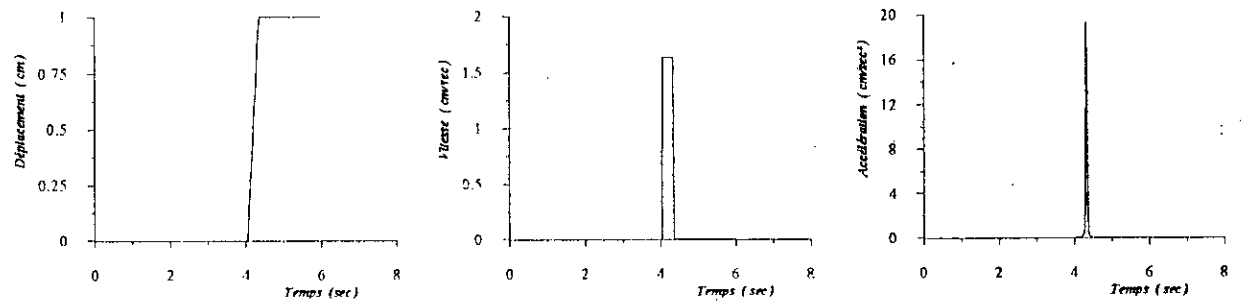


Figure 5.7 Champs de déplacement, vitesse et accélération pour l'onde P, associés à un événement élémentaire de magnitude 4, situé à 6Km du récepteur. La simulation est faite au rocher en faisant usage de l'expression théorique des fonctions de Green en champ intermédiaire.

c) Fonction Source en Champ Lointain

L'expression (3.20) donne comme fonction source en champ lointain :

$$S(x, t) = \mu A \dot{\Delta U} \left(t - \frac{r}{v_c} \right) \tag{5.3}$$

où v_c représente la vitesse des ondes P ou S.

Nous pouvons réécrire l'expression (5.3) en faisant usage la propriété de la fonction Dirac :

$$\dot{D}\left(t - \frac{r}{v_c}\right) = \dot{D}(t) * \delta\left(t - \frac{r}{v_c}\right) \quad (5.4)$$

Cette convolution de la fonction de glissement dont la longueur est donnée par le temps de montée, avec la fonction Dirac qui dure le temps de rupture de chaque sous-faille élémentaire, représente graphiquement une fonction trapézoïdale. Les champs de déplacement, vitesse et accélération qui en résultent, sont représentés sur la figure 5.8.

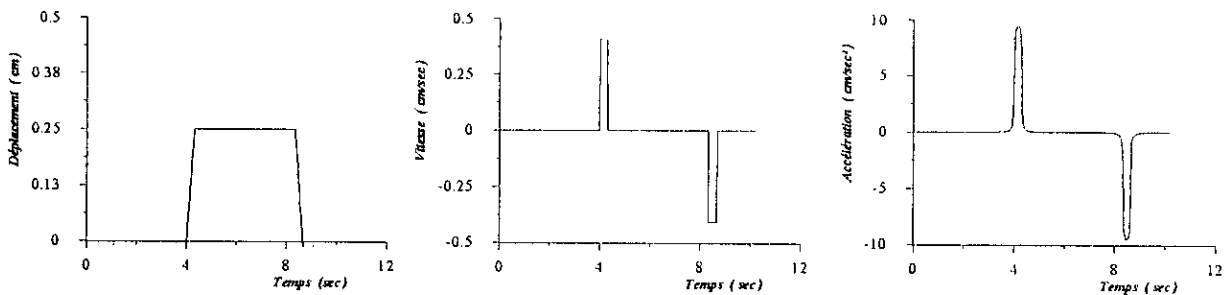


Figure 5.8 Champs de déplacement, vitesse et accélération pour l'onde P, associés à un événement élémentaire de magnitude 4, situé à 6Km du récepteur. La simulation est faite au rocher en faisant usage de l'expression théorique des fonctions de Green en champ lointain.

5.3.2 Estimation de l'Accélération Associée à l'Événement Élémentaire

En premier lieu, l'accélération associée à la sous-faille élémentaire du foyer sismique, sera simulée au rocher en faisant usage de l'expression théorique des fonctions de Green. Pour un hypocentre situé sur l'élément (7,4) du plan de la faille principale, les accélérations synthétiques, obtenues pour la station d'El-Asnam et celle d'El-Attaf, sont représentées sur les figures (5.9) et (5.10), respectivement.

Par ailleurs, ces accélérations synthétiques au rocher, associées à la sous-faille élémentaire du foyer sismique, seront convoluées par la fonction de transfert de chaque site d'observation. Nous obtenons les accélérations en surface libre (figures 5.11 et 5.12), qui constitueront dorénavant nos fonctions de Green théoriques.

Par comparaison avec les fonctions de Green empiriques enregistrées au site (figures 5.2 et 5.3) de la réplique du 08 Novembre 1980 à 7h 54mn ($M_1=5.6$), nous remarquons que les fonctions de Green simulées par l'approche théorique sont légèrement sous-estimées par rapport à celles enregistrées. De même, leurs niveaux spectraux sont à très basses fréquences.

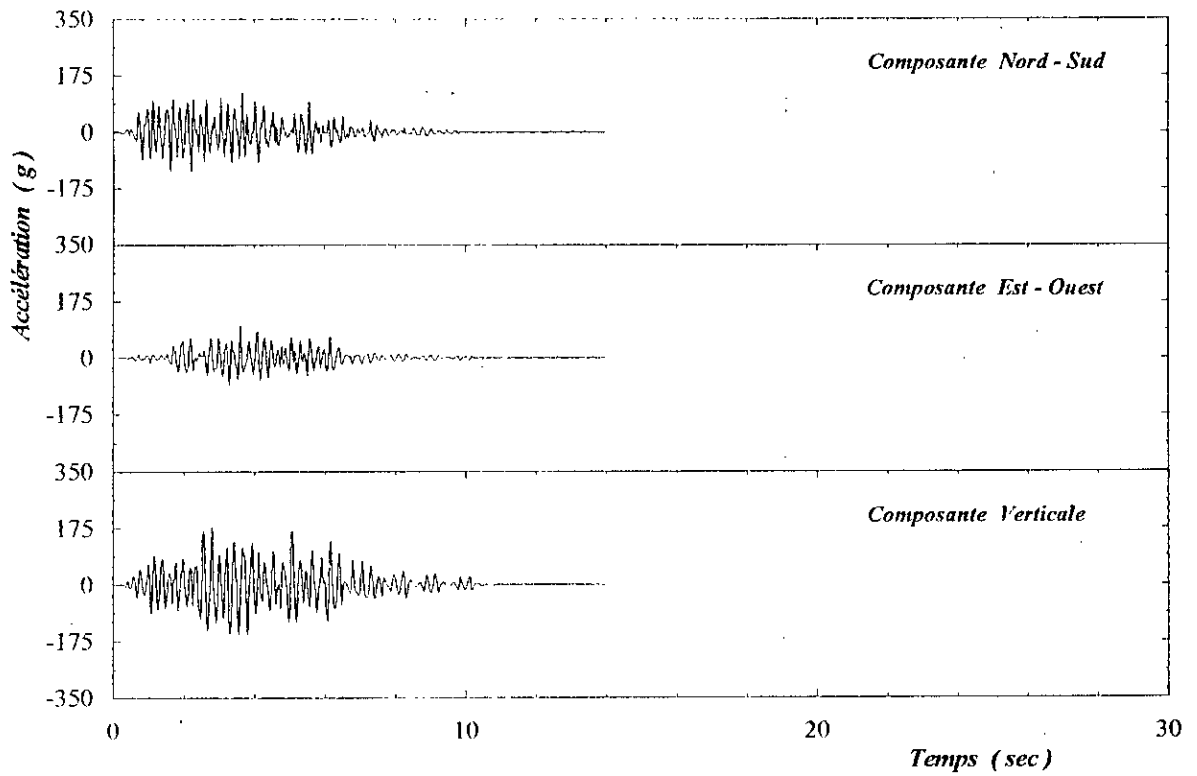


Figure 5.9 Accélérations simulées au rocher de la station El-Asnam, par l'approche théorique des fonctions de Green.

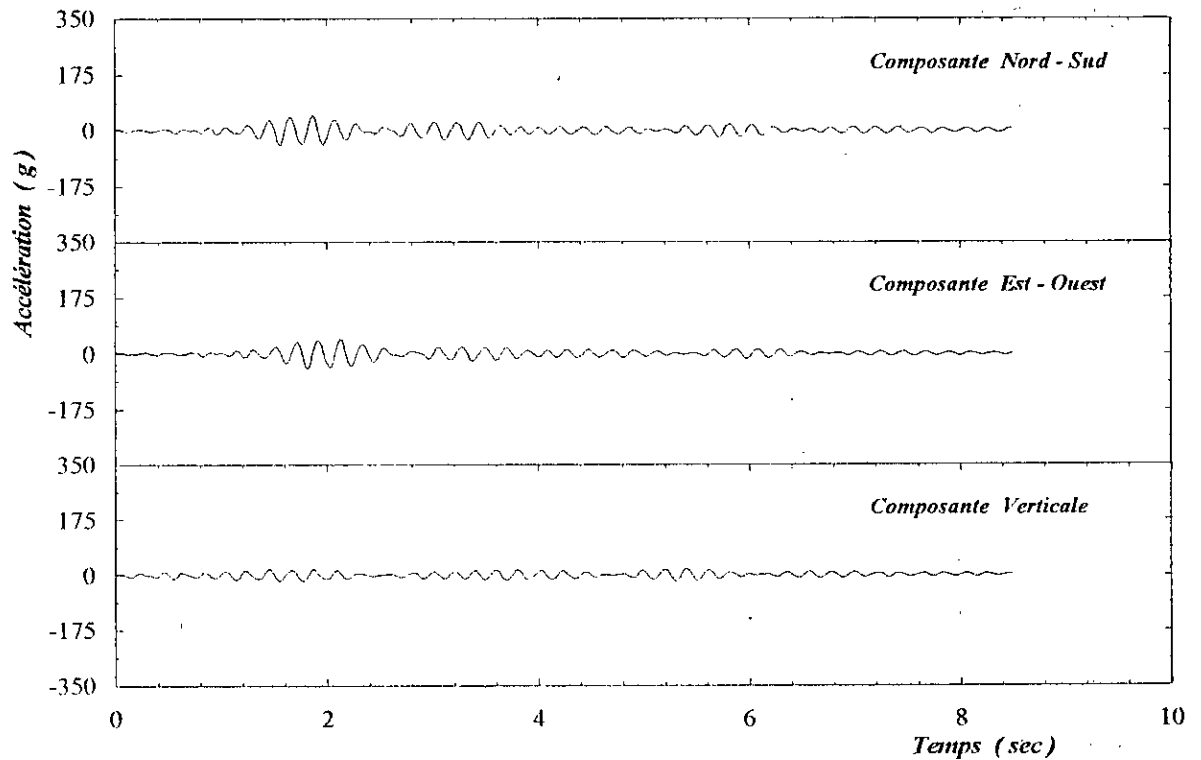


Figure 5.10 Accélérations simulées au rocher de la station El-Attaf, par l'approche théorique des fonctions de Green.

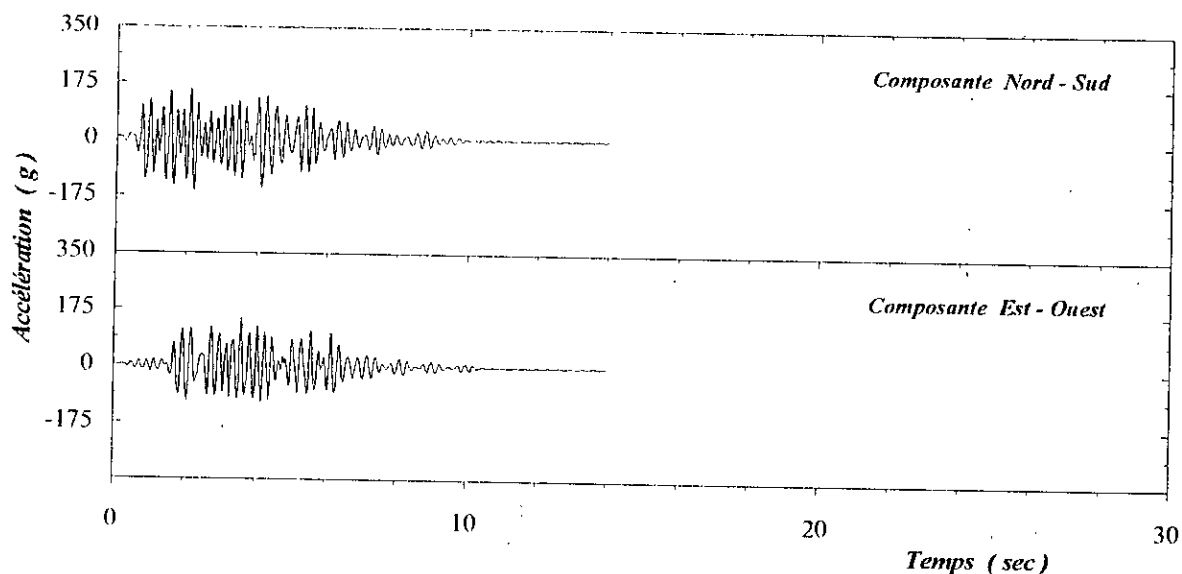


Figure 5.11 Accélération simulées en champ libre à la station El-Asnam, par convolution des signaux obtenus au rocher (figure 5.9) avec la fonction de transfert associée au site d'observation.

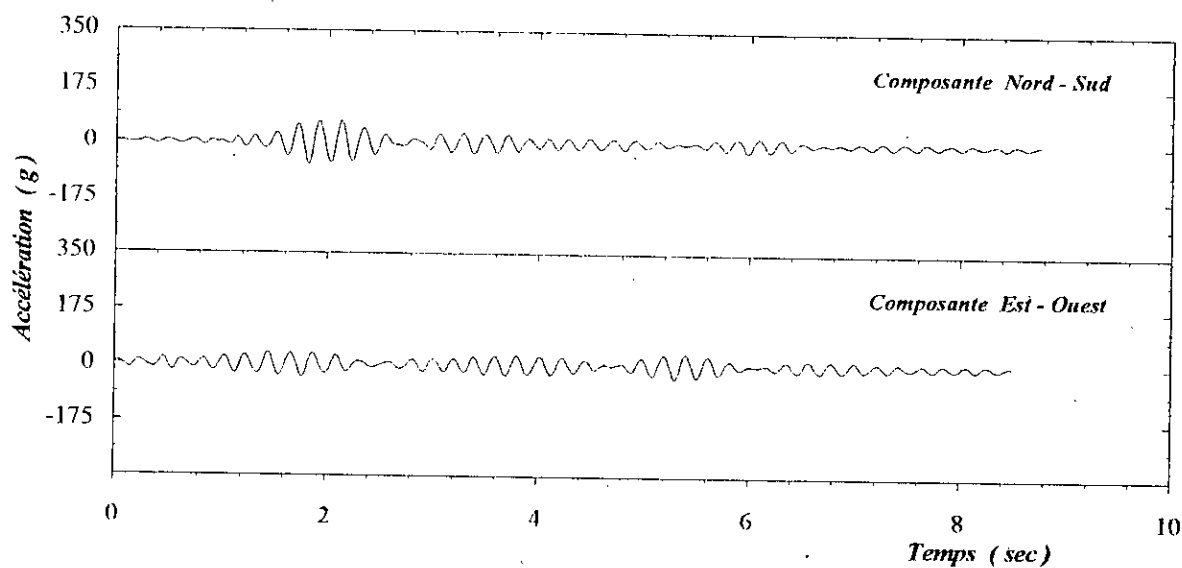


Figure 5.12 Accélération simulées en champ libre à la station El-Attaf, par convolution des signaux obtenus au rocher (figure 5.10) avec la fonction de transfert associée au site d'observation.

5.3.3 Estimation de l'Accélérations Associée au Choc Majeur

Les accélérations associées au choc principal en champ libre, seront simulées en sommant les fonctions de Green théoriques, en suivant la procédure exposée dans le chapitre précédant (expression 4.39). Nous corrigerons chaque mouvement élémentaire associé à l'élément de sous-faille, par son terme de la radiation et de l'atténuation géométrique, compte tenu de sa position par rapport au récepteur. Par ailleurs, nous appliquerons la méthode révisée afin de supprimer les effets de la périodicité en temps de montée et les effets des hétérogénéités sur le plan de rupture. Les accélérations synthétiques sont représentées sur la figure 5.13 pour la station d'El-Asnam, et la figure 5.14 pour celle d'El-Attaf, avec leurs spectres de Fourier respectifs. Cependant, n'ayant comme données que les fonctions de transfert pour la composante N-S et E-W uniquement, il nous est alors impossible de donner le signal simulé en champ libre pour la composante verticale.

Les résultats de simulation montrent que les pics des accélérations synthétiques obtenues par la méthode des fonctions de Green théoriques, sont légèrement sous-estimés par rapport à ceux obtenus par l'approche théorique. A titre d'exemple, pour la composante Nord-Sud, le rapport des pics d'accélération est de l'ordre de 1,4 alors que le coefficient de corrélation est assez faible, au environ de 0,24.

De même, le contenu spectral des accélérogrammes simulés par cette dernière approche, sont relativement en basses fréquences par rapport à ceux simulés par la méthode des fonctions de Green empiriques, et ce malgré toutes les précautions prises lors des différentes améliorations de la méthodologie.

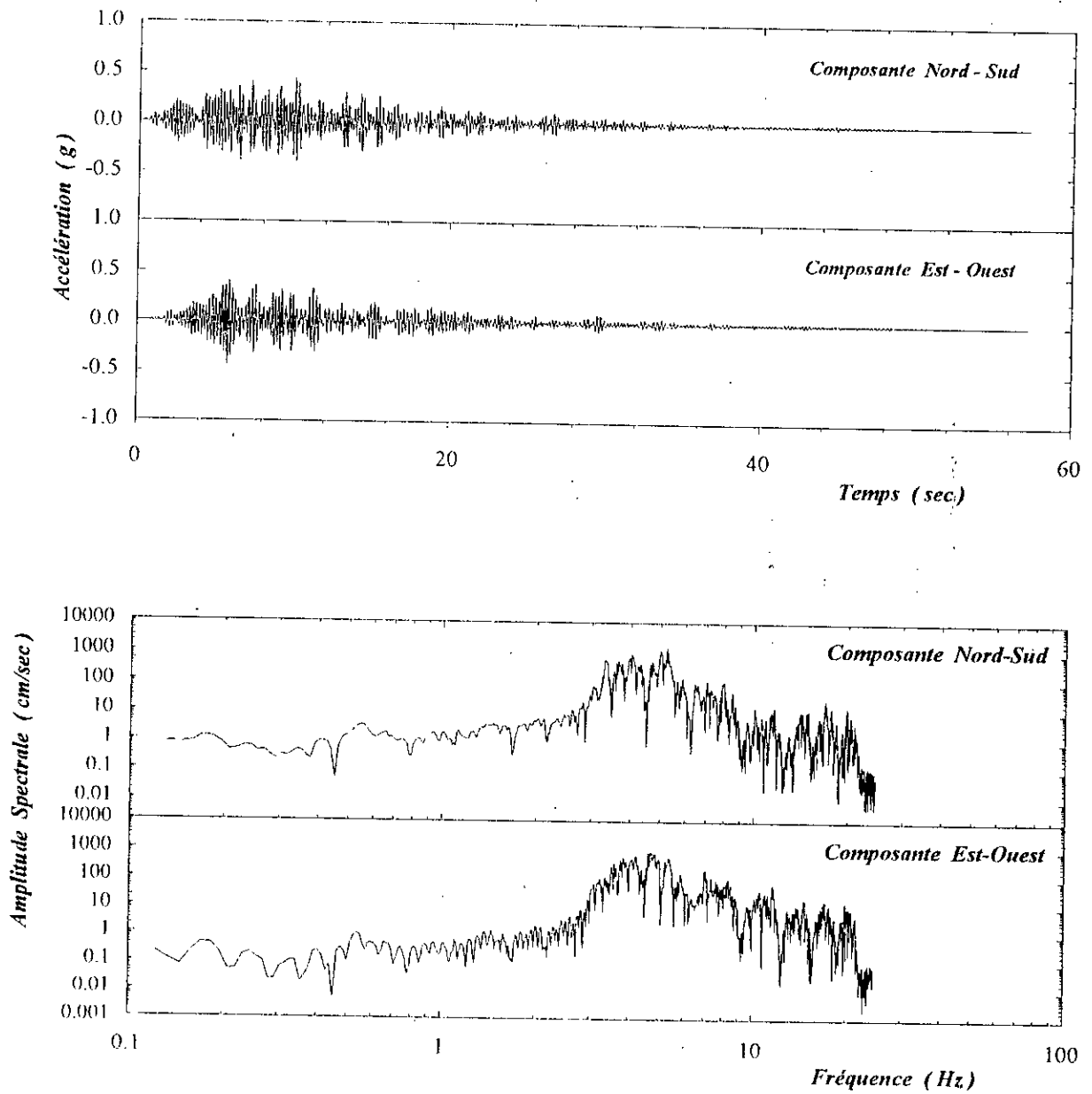


Figure 5.13 Accélérations synthétiques et spectres de Fourier correspondant, obtenus pour la station d'El-Asnam à partir de l'approche théorique des fonctions de Green. La rupture est initiée dans la sous-faille (7,4) et se propage sur toute la longueur de la faille principale.

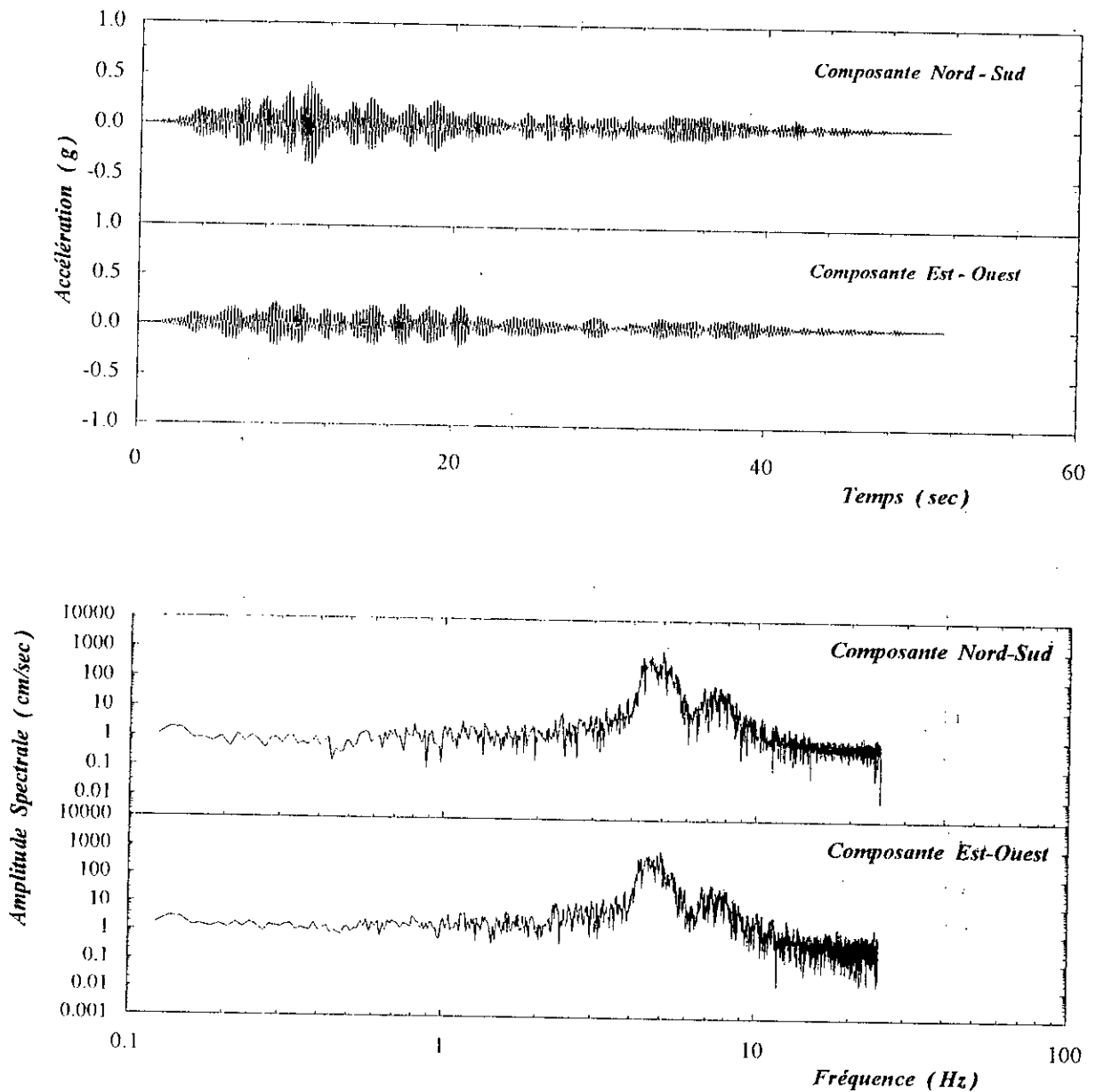


Figure 5.14 Accélérations synthétiques et spectres de Fourier correspondant, obtenus pour la station d'El-Attaf à partir de l'approche théorique des fonctions de Green. La rupture est initiée dans la sous-faille (7,4) et se propage sur toute la longueur de la faille principale.

5.4 IMPORTANCE DES EFFETS DES PARAMETRES DE SOURCE

Nous avons voulu tester la sensibilité de quelques paramètres sur l'accélération synthétique obtenue par la méthode des fonctions de Green empiriques. Pour ce faire, on présentera les résultats de simulation à la station d'El-Asnam, pour sa composante N-S, à titre d'exemple uniquement. Les conclusions seront similaires dans les autres cas.

5.4.1 Effet de la Directivité

Pour étudier les effets de la directivité, du récepteur relativement à la faille, on supposera que la rupture prend naissance sur un côté de la faille et se propage latéralement sur toute la longueur de la zone de glissement. Quatre cas extrêmes du positionnement du récepteur ont été considérés (figure 5.15). Les sites 1, 2' et 3 ont la même distance épacentrale $L=50\text{Km}$. Les sites 1 et 2 ont la même distance à la faille $d=10\text{Km}$. Les accélérogrammes simulés pour ces sites sont représentés sur la figure 5.16. On constate alors qu'une différence significative apparaît entre les mouvements simulés pour une même distance épacentrale. En effet, la durée du mouvement fort au site 1 est beaucoup plus courte que celle du site 3 alors que l'amplitude du pic d'accélération est moins importante.

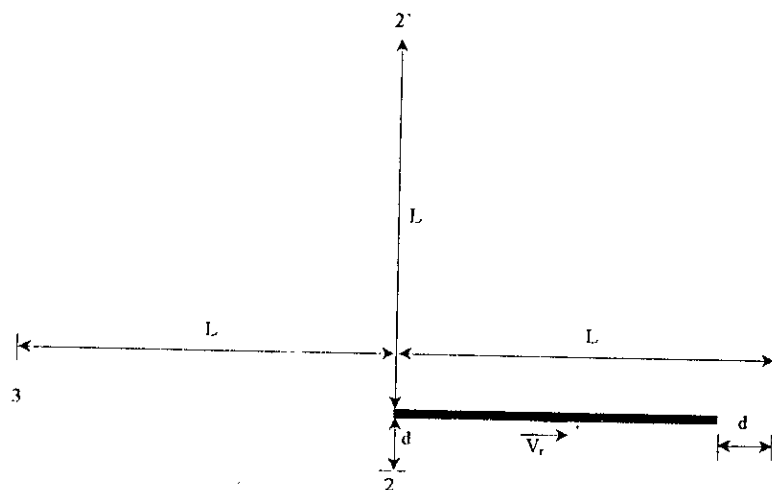


Figure 5.15 Localisation des sites 1, 2, 2' et 3 par rapport à la trace de la faille.

La directivité est due au fait que la source des ondes sismiques (rupture de faille) est une source en mouvement, qui parcourt toute la longueur de la faille à une vitesse de rupture finie. Ces sources génèrent des fronts d'ondes dans le milieu élastique, qui sont plus rapprochés dans la direction de la rupture que dans la direction qui lui est opposée. Cependant, puisque l'énergie sismique dégagée lors du mouvement reste la même pour deux sites à égale distance du foyer sismique, le mouvement synthétique au site 1, situé dans la direction du front de rupture sur le plan de faille, sera plus amplifié mais de plus courte durée que celui simulé au site 3, dans le sens opposé à la rupture.

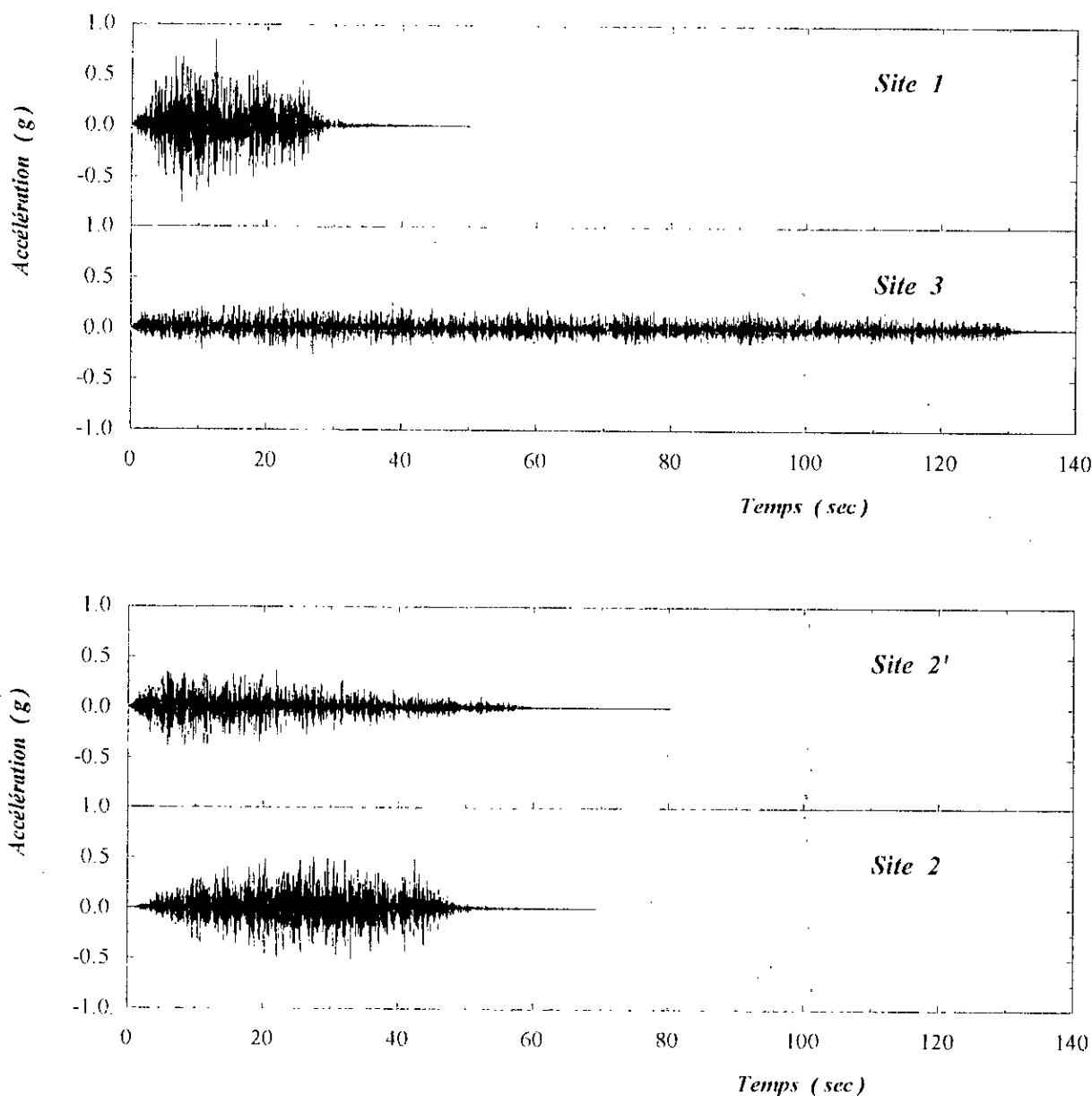


Figure 5.16 Effets de la directivité de la faille sur le signal simulé. Quatre positions du récepteur sont ici considérées.

5.4.2 Effet de la Vitesse de Rupture

Sont représentés sur la figure 5.17, les résultats de simulation de l'accélération synthétique à El-Asnam, pour différentes valeurs de la vitesse de propagation du front de rupture sur le plan de faille. On constate alors que ce facteur affecte sensiblement la longueur du signal et sa forme temporelle. Ceci est dû à la méthodologie de sommation des événements élémentaires avec un décalage temporel (expression 4.40) qui est d'autant plus important que la vitesse de rupture est faible. Ainsi donc, les fonctions de Green vont se superposer dans des intervalles plus importants et leur résultante aura ainsi une amplitude plus faible.

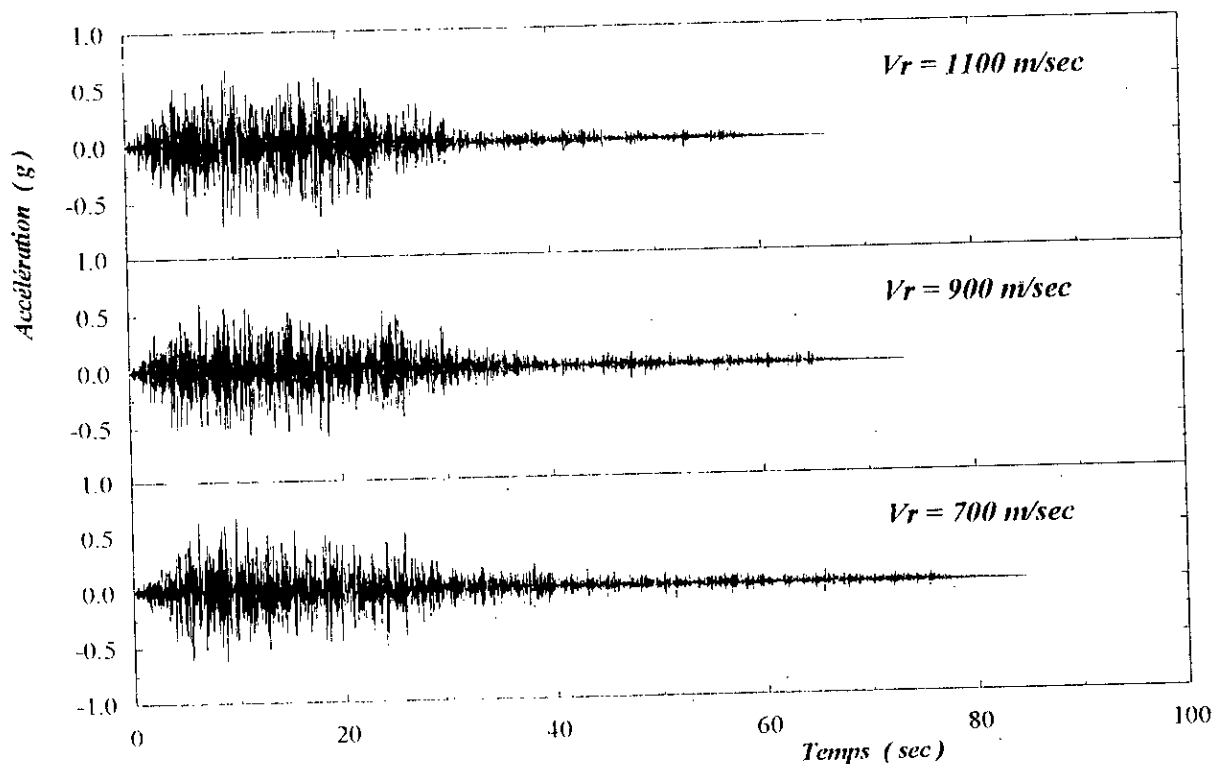


Figure 5.17 Etude de l'influence de la vitesse de rupture sur l'accélération simulée à la station d'El-Asnam

5.4.3 Effet du Temps de Montée

Testons maintenant l'influence du temps de montée de l'événement mineur sur l'accélération synthétique du choc majeur. Selon nos expressions (4.39) et (4.40), plus grand est le temps de montée, plus important est le délai temporel entre les diverses ondes sismiques. Par conséquent, l'enveloppe temporelle du mouvement simulé sera plus réduite mais son amplitude sera plus importante. Ceci est illustré sur la figure 5.18.

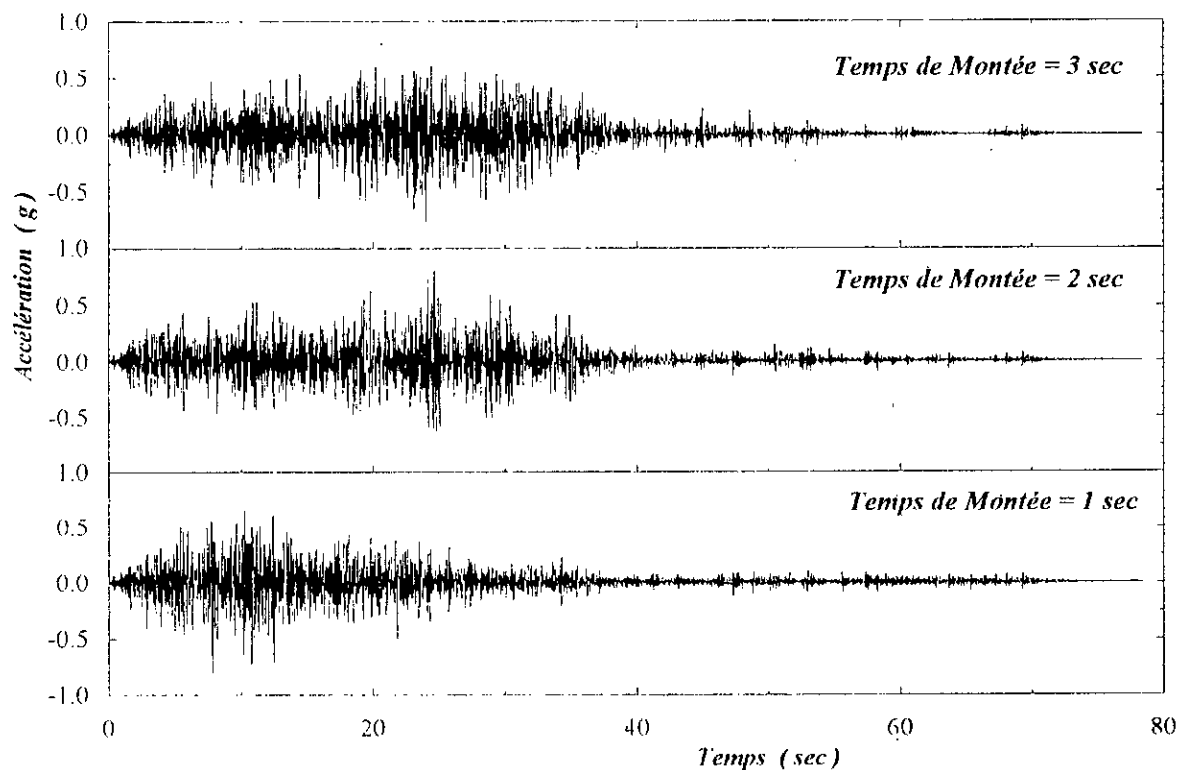


Figure 5.18 Etude de l'influence du temps de montée sur l'accélération simulée à la station d'El-Asnam

5.4.4 Effet de la Vitesse de Propagation

La nature du substratum rocheux affecte l'accélération simulée de l'événement majeur à travers la vitesse de propagation des ondes sismiques dans le milieu élastique (V_p et V_s). En effet, plus grande est cette vitesse de propagation au rocher, plus court sera le délai entre les diverses ondes sismiques et l'enveloppe temporelle du mouvement résultant en surface sera ainsi plus réduite (figure 5.19). Cependant, les pics d'accélération seront amplifiés du fait que les fonctions de Green se superposent dans un intervalle de temps plus réduit.

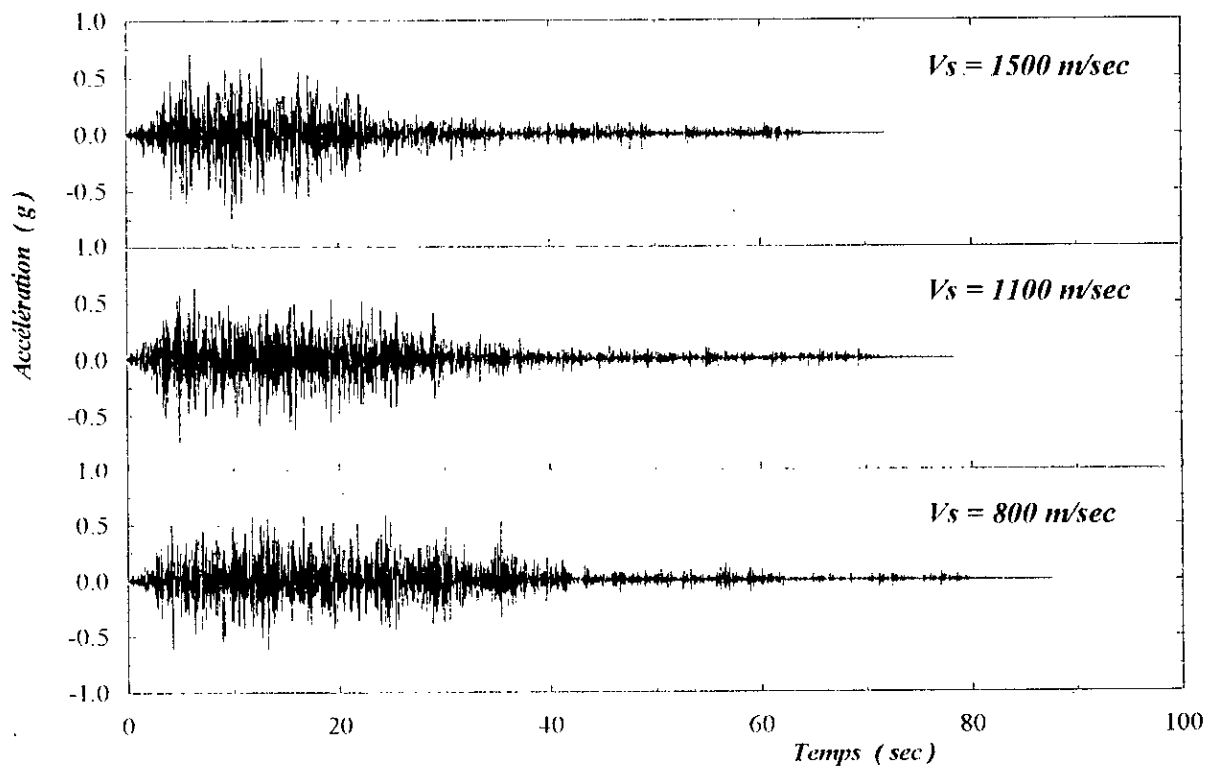


Figure 5.19 Etude de l'influence de la vitesse de propagation des ondes S sur l'accélération simulée à la station d'El-Asnam

5.4.5 Effet du Type de Propagation de la Rupture

On s'est aussi intéressé à étudier la sensibilité du mouvement vis-à-vis du type de propagation du front de rupture sur le plan de faille (latérale, bilatérale ou radiale). On constate que pour les deux premiers cas, le mouvement résultant en surface présente une périodicité liée au temps de propagation de la rupture sur une sous-faille élémentaire (figure 5.20). Ceci est lié au fait que toutes les sous-faille situées à la même abscisse vont générer, en même temps, des signaux élémentaires qui arrivent au récepteur avec la même vitesse de propagation. Cependant, pour le cas d'une propagation bilatérale – où la rupture prend naissance au centre de la faille et se propage dans les deux directions –, le mouvement synthétique est de plus courte durée, conséquence d'un temps de rupture global plus réduit. Par ailleurs, pour le cas d'une propagation radiale du front de rupture sur le plan de faille, cette périodicité n'apparaît pas du fait qu'on considère le temps réel d'arrivée du front de rupture au niveau de chaque sous-faille. Quant au début du signal, on constate qu'il est plus amplifié pour le cas bilatéral puisqu'il y a plus de sous-failles sollicitées en même temps.

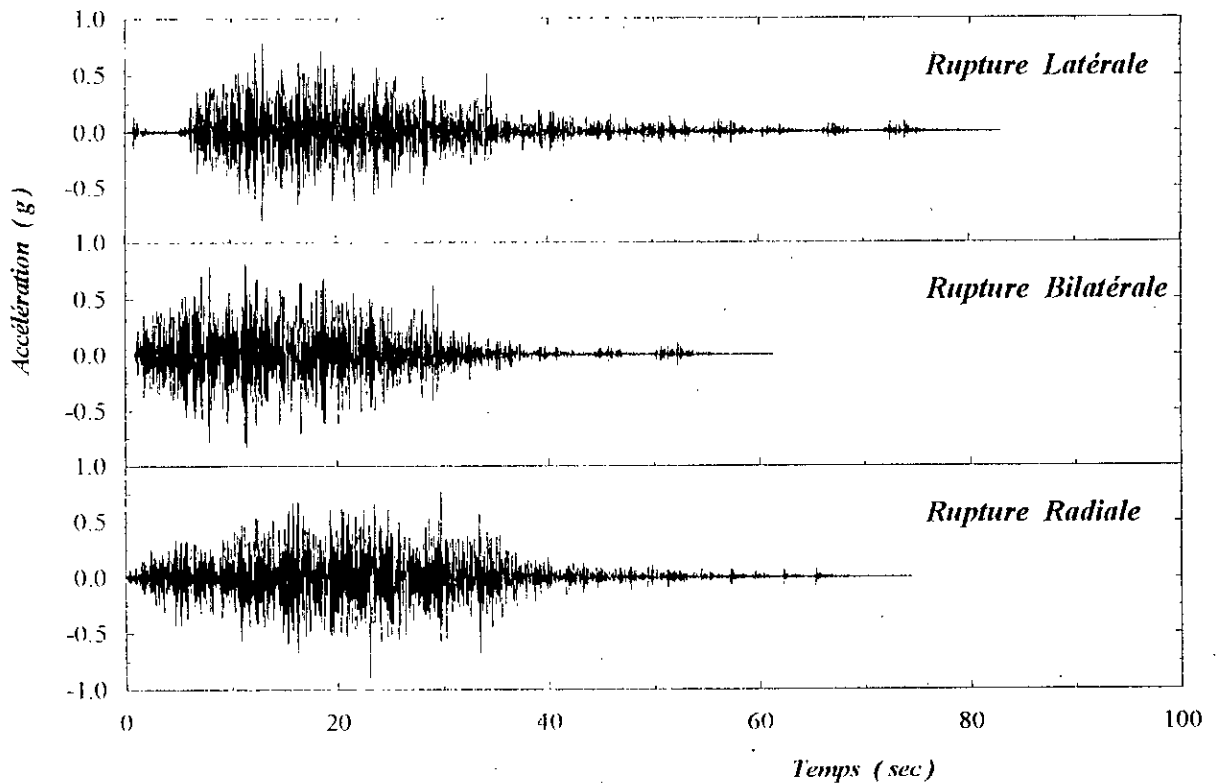


Figure 5.20 Etude de l'influence du modèle de propagation de la rupture (latérale, bilatérale ou radiale) sur l'accélération simulée à la station d'El-Asnam

5.5 CONCLUSION

Cette étude paramétrique a permis de tester la sensibilité de quelques paramètres importants sur l'accélération simulée par la méthode des fonctions de Green empiriques. Ces paramètres, incluant la vitesse de propagation de la rupture sur le plan de faille, le temps de montée, la vitesse de propagation dans le milieu élastique et le modèle de propagation de la rupture, ne sont pas connus à priori, sauf cas exceptionnels. Une prévision des chocs majeurs par cette technique, devra donc nécessairement inclure une estimation de l'incertitude liée à la variabilité de ces paramètres

Par ailleurs, l'influence de la directivité du récepteur par rapport à la faille, a été incluse dans notre étude paramétrique et a montré que son effet est considérable, tant sur l'amplitude du mouvement fort que sur la durée du signal. On suggère alors de la considérer comme facteur dominant pour toutes les applications du génie parasismique ou pour tout calcul des structures situées dans la direction de propagation du front de rupture sur le plan de faille.

*Les faits eux-mêmes deviennent des fictions en
l'absence de moyens adéquats de les considérer en
tant que réalités.*

R.D. LAING

CONCLUSION GENERALE

DANS CETTE ETUDE, nous avons présenté une méthode de simulation des mouvements forts du sol, provoqués par un séisme majeur, faisant usage d'une procédure simple de sommation de mouvements élémentaires, de plus faibles amplitudes, générés par la même faille et enregistrés au même site. L'intérêt pratique de cette technique réside dans la prise en compte implicite des effets de source du petit événement, de propagation dans le milieu élastique et de site. Le processus de rupture est, par contre, traité de manière déterministe.

Après un bref aperçu des différentes techniques de simulation des mouvements forts, nous avons présenté les fondements théoriques de la méthode, basés sur le théorème de représentation et la définition des fonctions de Green. L'expression théorique du champ de déplacement est alors obtenue pour chaque type d'ondes, en champ proche, intermédiaire et lointain. De même, nous avons mis en relief que le spectre de l'événement élémentaire doit être filtré et qu'un plus grand nombre de sous-événements doit être considéré dans la sommation, afin de satisfaire les conditions requises en basses et hautes fréquences.

Nous avons alors appliqué la méthode de simulation ainsi formulée, pour l'estimation de l'accélération du sol associée au choc majeur lors du séisme de Ito (7 juillet 1989, Péninsule d'Izu, Japon), pour lequel nous disposons à la fois des enregistrements d'un précurseur (fonction de Green empirique) et de l'événement cible. Pour ce cas étudié, nous avons tout d'abord considéré que toutes les sous-failles associées aux événements élémentaires, sont

situées en champ lointain. Nous avons constaté que la méthodologie ainsi utilisée pour l'estimation du mouvement fort, conduit à des niveaux spectraux, comparables à ceux du spectre original. Néanmoins, une amélioration peut être encore apportée à la méthodologie en attribuant à chaque sous-faille, les termes appropriés de l'atténuation géométrique (en r^{-3} en champ proche, en r^{-2} en champ intermédiaire et en r^{-1} en champ lointain), et des effets de la radiation compte tenu de la taille (magnitude), de la position (champ proche, intermédiaire ou lointain) et de l'orientation (θ et φ) de chacune des sous-failles par rapport au récepteur.

Nous avons constaté alors une amélioration de l'estimation des niveaux spectraux, relativement au spectre de l'accélération réelle. Il reste que le pic associé aux oscillations parasites demeure toujours présent. Ce pic d'amplitude est localisé à la fréquence de valeur $f = 1/\tau_r$. Ces oscillations parasites sont attribuées à la difficulté rencontrée dans l'estimation de la vraie valeur du temps de montée, caractérisant l'enregistrement associé à l'événement élémentaire. Sur la base de ces constatations, nous avons été amenés à faire une deuxième révision de la formulation de la méthode, en pratiquant un filtrage du sous-événement, de sorte à supprimer l'effet des oscillations parasites en filtrant l'événement élémentaire de sorte à obtenir une nouvelle valeur du temps de montée, conduisant à une fréquence dominante dont la valeur est en dehors de la bande fréquentielle d'intérêt.

L'événement synthétique ainsi corrigé, reste néanmoins caractérisé par des amplitudes spectrales relativement faibles en hautes fréquences, comparativement à celles de l'événement cible. En effet, l'hypothèse d'une représentation de la source sismique par une dislocation constante (fonction rampe pour toutes les sous-failles) et une propagation cohérente de la rupture sur le plan de faille conduit à une décroissance en ω^{-3} du spectre de l'accélération simulée. Nous avons donc été amenés à modifier notre formulation de sorte à reproduire l'effet physique des "barrières" dans le processus de rupture sur la faille de l'événement élémentaire.

Une procédure simple pour introduire cet effet, consiste à exprimer la dislocation du choc mineur par une sommation des N_D dislocations élémentaires, espacées régulièrement le long de l'axe de la propagation de la rupture d'une distance $\Delta x = V_r \cdot \tau_r$. Cette représentation spatio-temporelle du processus de rupture du petit événement, a eu pour conséquence d'amplifier les valeurs spectrales en hautes fréquences, et à ramener la décroissance du spectre en ω^{-2} .

Par ailleurs, la méthode des fonctions de Green empiriques, ainsi améliorée et corrigée, est maintenant utilisée dans le cas du séisme de Ito. Les paramètres de source de cet exemple d'application n'étant pas connus a priori, nous avons été amenés à tester la sensibilité de la méthode en fonction de ces paramètres. Cette étude paramétrique nous a permis de préciser la position de l'hypocentre et d'estimer les valeurs respectives du temps de montée et de la vitesse de rupture. Ces valeurs ont été déterminées sur la base du critère d'une meilleure corrélation de l'accélération synthétique et de l'enregistrement original, en termes de fonctions de corrélation des signaux temporels et du rapport des pics d'accélération.

En outre, nous avons appliqué notre méthodologie pour la simulation de l'accélération du choc majeur du séisme El-Asnam (10 octobre 1980) pour lequel nous ne disposons pas d'enregistrement original. Les enregistrements de la réplique du 08 novembre 1980 à 7h 54mn, ont été considérés comme fonctions de Green empiriques. Cette réplique a eu lieu dans la même zone de rupture que l'événement principal, avec un mécanisme au foyer similaire. Les résultats obtenus montrent que l'accélération du sol était de l'ordre de 0.9 g, avec une composante verticale dominante, alors que la composante horizontale est de plus longue durée.

Cette estimation de l'accélération est compatible avec les résultats des campagnes d'exploration, établies par des Experts à l'UNESCO (Ambraseys, 1981 ; Despeyroux, 1981), sur la base des constatations effectuées in-situ sur le comportement des structures et les ouvrages d'art. En effet, ces auteurs ont noté une relative modicité des accélérations horizontales et la prédominance des accélérations verticales (estimées à des valeurs voisines de 1.0 g).

L'accélérogramme associé au choc majeur ainsi obtenu, a été comparé à celui résultant de la simulation faite par l'approche des fonctions de Green théoriques. Les résultats montrent que les pics des accélérations synthétiques obtenues par la méthode des fonctions de Green empiriques, sont légèrement surestimés par rapport à ceux obtenus par l'approche théorique. De même, le contenu spectral des accélérogrammes simulés par cette dernière approche, sont relativement en basses fréquences par rapport à ceux simulés par la méthode des fonctions de Green empiriques, et ce malgré toutes les précautions prises lors des différentes améliorations de la méthodologie.

Enfin, la méthodologie est appliquée pour apprécier l'effet de quelques paramètres importants sur l'accélération simulée par la méthode des fonctions de Green empiriques. Ces paramètres, incluant la vitesse de propagation de la rupture sur le plan de faille, le temps de montée, la vitesse de propagation dans le milieu élastique et le modèle de propagation de la rupture, sont d'une importance majeure pour la compréhension des effets de la source sur le signal synthétique. De plus, nous avons montré que cette méthodologie est très sensible aux variations des propriétés de la faille, elle reproduit donc de manière assez réaliste les effets de la source sismique. Par ailleurs, l'influence de la directivité du récepteur par rapport à la faille, a été incluse dans notre étude et a montré que son effet est considérable, tant sur l'amplitude du mouvement fort que sur la durée du signal. Les résultats obtenus montrent que des incertitudes associées aux effets de directivité sont à prendre en considération pour l'évaluation des accélérogrammes pour les projets de construction.

Il n'en reste pas moins que de nombreuses applications et améliorations de cette méthode, semblent envisageables :

- Pour le cas du séisme El-Asnam, l'accélération du sol associée au choc majeur est de très hautes fréquences. Il serait intéressant de considérer une bande fréquentielle plus large, allant au-delà de 25Hz.
- Dans le cas de gros séismes, comme celui d'El-Asnam où la longueur de la faille a atteint plusieurs dizaines de kilomètres, il semble plus adéquat, dans la mesure du possible, d'effectuer la simulation avec plusieurs enregistrements de fonctions de Green empiriques, dont les hypocentres sont localisés en différents points du plan de glissement. La faille sismique sera alors subdivisée en plusieurs zones de rupture, chacune étant associée à un enregistrement d'événement élémentaire.
- De même, il est important de noter que cette technique d'estimation de mouvements forts, est très sensible au modèle adopté pour la rupture sismique. Il serait intéressant de traiter le cas d'un processus aléatoire de propagation de la rupture et voir quel sera son impact sur le contenu fréquentiel du signal simulé.
- La notion de distance source-récepteur pourrait être rapportée aux ondes constitutives, en la définissant en fonction du nombre d'ondes compris entre le foyer sismique et le point de réception. Une analyse plus précise peut alors être menée pour la caractérisation du mouvement fort au site.

- La présente étude met à disposition les outils nécessaires à une investigation sur l'influence des paramètres de source, de propagation et de site sur le caractère non stationnaire des mouvements forts de sol dus aux tremblements de terre. Une étude dans ce sens pourrait aboutir à des résultats fort intéressants

Je crois que des idées comme celle d'exactitude et de précision absolue, de vérité définitive, etc. relèvent d'une imagination à laquelle on devrait absolument interdire l'entrée dans les sciences.

MAX BORN

REFERENCES

- Aki, K. and P. G. Richards (1980).** Quantitative Seismology : Theory and Methods. *Vols. 1 and 2.* 557 p., San Francisco California : W. H. Freeman and Compagy.
- Aki, K. (1967).** Scaling Law of Seismic Spectrums, *Journal of Geophysical Research.* **73**, 1217-1231.
- Ambraseys, N. N. -Expert auprès de l'UNESCO- (1981).** Le Tremblement de Terre d'El Asnam du 10-10-1980. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981. 14-55.
- Archuleta, R. J. (1984).** A Faulting Model of the 1979 Imperial Valley Earthquake, *Journal of Geophysical Research.* **89**, 4559-4585.
- Bard, P. Y. (1982).** Diffracted Waves and Displacement Field over Two-Dimensional Elevated Topographies, *Geophysical J. R. Astro. Soc.* **71**, 731-760.
- Benhallou, H (1985).** Les Catastrophes Séismiques de la Région d'Echelif dans le Contexte de la Sismicité Historique de l'Algérie. *Thèse de Doctorat Es-Sciences.* Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene. Algérie.
- Bernard, P. and R. Madariaga (1984).** High-Frequency Seismic Radiation from a Buried Circular Fault, *Geophysical J. R. Astro. Soc.* **78**, 1-17.
- Berrah, M. K.. and E. Kausel (1992).** Response Spectrum Analysis of Structures Subjected to Spatially Varying Motions, *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **21**, 461-470.
- Berrah, M. K.. and E. Kausel (1993).** A Modal Combination Rule for Spatially Varying Seismic Motions, *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **22**, 791-800.
- Blakeslee, S. and P. Malin (1991).** High-Frequency Site Effects at two Parkfield Downhole and Surface Stations, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 332-345.
- Boatwright, J. (1988).** The Seismic Radiation from Composite models of Faulting, *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 489-508

- Bolt, B. A. (1972).** San Fernando Rupture Mechanism and the Pacoima Strong-Motion Record, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 1053-1061
- Bolt, B. A. (1976).** Nuclear Explosions and Earthquakes, the Parted Veil. Freeman, San Francisco.
- Bolt, B. A. and M. Herraiz (1983).** Simplified Estimation of Seismic Moment from Seismograms, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 735-748.
- Boore, D. M. (1972).** A Note on the Effect of Simple Topography on Seismic SH Waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 275-284.
- Boore, D. M. (1973).** The Effect of Simple Topography on Seismic Waves : Implications for the Accelerations Recorded at Pacoima Dam, San Fernando Valley, California, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 1603-1609.
- Boore, D. M. (1983).** Stochastic Simulation of High-Frequency Ground Motions Based on Seismological models of the Radiated Spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 1865-1894.
- Borcherdt, R. D. (1970).** Effects of Local Geology on Ground Motion near San Francisco Bay, *Bull. Seism. Soc. Am.* **60**, 29-61.
- Bouchon, M. (1973).** Effect of Topography on Surface Motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 615-632.
- Bouchon, M. (1978).** A Dynamic Source Model for the San Fernando Earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 1555-1576.
- Bour, M. and M. Cara (1997).** Test of a Simple Empirical Green's Function Method on Moderate-Sized Earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.* **87**, 668-683.
- Brune, J. N. (1970).** Tectonic Stress and the Spectra of Seismic Shear Waves from Earthquakes. *Journal of Geophysical Research.* **75**, 4997-5009.
- Brune, J. N. (1971).** Correction. *Journal of Geophysical Research.* **76**, pp. 5002.
- Campillo, M. (1983).** Numerical Evaluation of Near-Field, High-Frequency Radiation from Quasi-Dynamic circular Faults, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 723-734.
- Dan, K., T. Watanabe, T. Tanaka and R. Sato (1990).** Stability of Earthquake Ground Motion Synthesized by Using Different Small-Event Records as Empirical Green's Functions, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1433-1455.
- Davis, L. L. and Lewis R. West (1973).** Observed Effects of Topography on Ground Motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 283-298.
- Deschamps, A. and Y. Gaudemer (1981).** Etude d'Ondes teleseismiques Longues Périodes. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981. 132-138.
- Despeyroux, J. -Expert auprès de l'UNESCO- (1981).** Caractéristiques de la Secousse Principale du 10 Octobre 1981 et Enseignements à Tirer des Séismes d'El Asnam pour la Construction Parasismique. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981. 139-147.
- Dewey, J. W. (1990).** The 1954 and 1980 Algerian Earthquakes Implications for the Characteristic - Displacement model for the Fault Behavior, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 446-467.

- Dorel, J. (1981). Détermination Relative du Séisme d'El Asnam du 10 Octobre 1981 et des Répliques Principales. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981. 148-152.
- Duarte, R. T. (1984). Spatially Variation Ground Motion Models for the Earth Design of Bridges and other Extended Structures, Proc. of 8th World Conf. Earthquake Engineering. San Francisco II, 613-620.
- Gariel, J.C., B. Mohammadioun (1991). Simulation des Mouvements Forts par le Technique des Fonctions de Green Empiriques. *Note technique SERGD/91/41*.
- Gazetas, G., P. Kagoulas and al. (1990). Local Soil and Source Mechanism Effects in the 1986 Kalamata (Greece) earthquake. *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **19**, 431-456.
- Geller, R. J. (1976). Scaling Relations for Earthquake Source Parameters and Magnitudes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **66**, 1501-1523.
- Gutenberg, B. and C. F. Richter (1942). On Seismic Waves (Third paper), *Gerlands Beiträge zur Geophysik*, **43**, 73-131.
- Hammoutene, M., B. Tiliouine and P. Y. Bard (1992). A Two Dimensional Optimised Accelerogram Scaled for Magnitude, Distance and Soil Conditions. *Tenth World Conf. Earthquake Engineering*. Madrid, Span. 817-821.
- Hanks, T. C. and H. Kanamori (1979). A Moment Magnitude Scale, *Journal of Geophysical Research*. **84**, 2348-2350.
- Hanks, T. C. and R.K. MacGuire (1981). The Character of High-Frequency Strong Ground Motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 2071-2095.
- Harada, P. (1982). Spatially Correlation and Spectrum of Strong Earthquakes Ground Displacement, Proc. Of the *Sixth Japan Earthquake Engineering Symposium*. Tokyo, 353-360.
- Hartzell, S. (1978). Earthquake Aftershocks as Green's Functions. *Geophys. Res. Letters*. **5**, 1-4.
- Haskell, N. A. (1964). Total Energy and Energy Spectral Density of Elastic Wave Radiation from Propagation Faults. *Bull. Seism. Soc. Am.* **54**, 1811-1841.
- Haskell, N. A. (1966). Total Energy and Energy Spectral Density of Elastic Wave Radiation from Propagation Faults. Part II. A Statistical Source Model. *Bull. Seism. Soc. Am.* **56**, 125-140.
- Haskell, N. A. (1969). Elastic Displacement in the Near-Field of a Propagation Faults. *Bull. Seism. Soc. Am.* **59**, 865-908.
- Hough, S.E., L. Seeber, A. Lerner-Lam and J.C. Armbruster (1991). Empirical Green's Functions Analysis of Loma Prieta Aftershocks, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1737-1753.
- Huang Huey-Chu and H. C. Chiu (1996). Estimation of Site Amplification from Dahan Downhole Recordings. *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **25**, 319-332.
- Hutchings, L. (1991). Prediction of Strong Ground Motion for the 1989 Loma Prieta Earthquake Using Empirical Green's Functions. *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1813-1837.

- Irikura, K. (1983).** Semi-Empirical Estimation of Strong Ground Motions During Large Earthquakes. *Bull. Disaster Prevention Res. Inst, Kyoto Univ.* Vol. 33, Part 2, 298, 63-104.
- Jennings, P. C. and H. Kanamori (1979).** Determination of Local Magnitude M_L , from Seismoscope Records. *Bull. Seism. Soc. Am.* 69, 1267-1288.
- Johnson, L. R. and W. Silva (1981).** The Effects of Unconsolidated Sediments upon the Ground Motion During Local Earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 127-142.
- Joyner, W. B., R. E. Warrick and A. A. Oliver (1976).** Analysis of Seismograms from a Downhole Array in Sediments Near San Francisco Bay. *Bull. Seism. Soc. Am.* 66, 937-958.
- Joyner, W. B. and D. M. Boore (1981).** Peak Horizontal Acceleration and Velocity from Strong-Motion Records Including Records from the 1979 Imperial Valley, California, Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 2011-2038.
- Joyner, W. B. and D. M. Boore (1986).** On Simulating Large Earthquakes by Green's Function Addition of Smaller Earthquakes, in *Earthquake Source Mechanics*, Geophysical monograph 37 (Maurice Ewing series 6), S. Das, J. Boatwright and C. H. Scholz, Editors, American Geophysical Union, Washington, D.C., 269-274.
- Joyner, W. B. and D. M. Boore (1988).** Measurement, Characterization and Prediction of Strong Ground Motion. in *Proc. Earthquake Eng. Soil. Dyn. II*, GT Div/ASCE, Park City, Utah, 27-30 June, 43-102.
- Kanamori, H. (1977).** The Energy Release in Great Earthquakes, *Journal of Geophysical Research.* 82, 2981-2987.
- Kanamori, H. and Don L. Anderson (1975).** Theoretical Basis of Some Empirical Relations in Seismology. *Bull. Seism. Soc. Am.* 65, 1073-1095.
- Kanamori, H. and P. C. Jennings (1978).** Determination of Local Magnitude M_L , from Strong Motion Accelerograms. *Bull. Seism. Soc. Am.* 68, 471-485.
- Labrouste, Y. H. (1971).** Manuel Pratique des Observatoires Sismologiques. Centre Séismologique International. Edimbourg. Ecosse. Edité par P. L. Willmore et V. Kárník. (UNESCO).
- Lay T. and T. C. Wallace (1995).** Modern Global Seismology. 520 p., Academic Press INC, A division of Harcourt Brace and Company, California.
- Lee, V., M. Trifunac, M. Herak, M. Zivcic and D. Herak (1990).** M_L^{SM} Computed from Strong Motion Accelerograms Recorded in Yugoslavia. *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* 19, 1167-1179.
- Loh, C. H. and Y. Yeh (1988).** Spatial Variation and Stochastic Modeling of Seismic differential Ground Movement, *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* 16, 583-596.
- Maghraoui, M. (1982).** Etude Néotectonique de la Région Nord-Est d'El Asnam : Relation avec le Séisme du 10 Octobre 1980. *Thèse de Doctorat 3^o cycle.* Université de Paris VII. France.

- Maghraoui, M., H. Philip, D. Aissaoui, J. Andrieux et R. Armijo (1981).** Les Ruptures de Surface du Séisme D'El Asnam du 10 Octobre 1980 : Leurs Rapports avec les Structures Néotectoniques. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981, 293-307.
- Milutinovic, Z. and J. Petrovski (1981).** Etude d'Ondes teleseismiques Longues Périodes. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981. 132-138.
- Murphy, J. R. and L. J. O'Brien (1977).** The Correlation of Peak Ground Acceleration Amplitude with Seismic Intensity and other Physical Parameters. *Bull. Seism. Soc. Am.* **67**, 877-915.
- Nakaniski, I. and H. Kanamori (1984).** Source Mechanisms of twenty-six Large, Shallow Earthquakes ($M_s \geq 6.5$) during 1980 from P-Wave First Motion and Long-Period Reyleigh Wave Data. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 803-818.
- Ouyed, M. (1981).** Le Tremblement de Terre d'El Asnam du 10 Octobre 1980. Etude des Répliques. *Thèse de Doctorat 3^e cycle*. Université Scientifique et Médicale de Grenoble. France.
- Ouyed, M. et D. Hatzfeld (1981).** Etude Sismotectonique. Congrès d'Alger. 15 et 16 Juin 1981, 359-365.
- Randall, M. J. (1964).** On the Mechanism of Earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.* **54**, 1283-1289.
- Rassem, M., A. Ghobarah and A. C. Heidebrecht (1997).** Engineering Perspective for the Seismic Site Response of Alluvial Valleys. *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **26**, 477-493.
- Real, C. R. and Ta-Liang Teng (1973).** Local Richter Magnitude and Total Signal Duration in Southern California, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 1809-1827.
- Reinoso, E., L. C. Wrobel and H. Power (1997).** Two-Dimensional Scattering of P, SV and Reyleigh Waves : Preliminary Results for the Valley of Mexico. *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **26**, 595-616.
- Reiter, L. (1990).** Earthquake Hazard Analysis. Issues and Insights. 254 p., Columbia University Press. New York.
- Richter, C. F. (1958).** Elementary Seismology. San Francisco. California, W. H. Freeman.
- Sanchez-Sesma, F. J. and Michel Campillo (1991).** Diffraction of P, SV and Reyleigh Waves by Topographic Features : A Boundary Integral Formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 2234-2253.
- Tiliouine, B. and M. Hammoutene (1992).** A Tensorial Formulation for Strong Motions Analysis with Application to the October 10, 1980 El-Asnam Earthquake (Algeria). XVII General Assembly of the European Geophysical Society. Bednburgh.
- Trifunac, M. D. and D. E. Hudson (1971).** Analysis of the Pacoima Dam Accelerogram in San Fernando, California, Earthquake of 1971, *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 1393-1411.
- Trifunac, M. D. and V. W. Lée (1989).** Empirical Models for Scaling Pseudo Relative Velocity Spectra of Strong Earthquake Accelerations in terms of Magnitude, Distance and Recording Site Conditions. *Soil. Dyn Earthquake Eng.* **8**, 126-144.

- Uhrhammer, R. A. and B. A. Bolt (1991).** The Seismic Magnitude of the 1989 Loma Prieta Mainshock Determined from Strong Motion Records, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1511-1517.
- Vanmarcke, E. and R. S. Harichandran (1984).** Models of the Spatially Variation of Ground Motions for Seismic Analysis of Structures, Proc. 8th World. Conf. Earthquake Engineering. San Francisco, 597-612.
- Wennerberg, L. (1990).** Stochastic Summation of Empirical Green's Functions, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1418-1432.
- Yielding, G., J. A. Jackson, G. C. P. King, H. Sinvhal, C. Vita-Finzi, R. M. Wood (1981).** Relation Between Surface Deformation, Fault Geometry, Seismicity and Rupture Characteristics during the El Asnam (Algeria) Earthquake of 10 Octobre 1980. *Earth. Planet. Sci. Lett.*, **56**, 287-304.
- Yielding, G., M. Ouyed, G. C. P. King and D. Hatzfeld (1989).** Active tectonics of the Algerian Atlas Montains - Evidence from the Aftershockes of the 1980 El Asnam Earthquake. *Geophysics Journal Interior*, **99**, 761-788.