

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole nationale Polytechnique



P0010/05A

Département de Génie Civil
Laboratoire L.G.S.D.S

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

PROJET DE FIN D'ETUDES

EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME
D'INGENIEUR D'ETAT EN GENIE CIVIL

Thème

**Effets des paramètres de
source sur le mouvement sismique
cas du séisme de Boumerdes
du 21 Mai 2003**

Proposé et dirigé par :

M. M. Hammoutene

Réalisé par :

M. D. Rhab

Promotion : JUIN 2005

**Ecole Nationale Polytechnique 10, Avenue Hassen Badi BP182 El-Harrach
16200 Alger (Algérie)**

Tel :213 21 52 53 01/03 — Fax :213 21 52 29 73

ملخص:

يهدف هذا العمل إلى دراسة تأثير خصائص مركز الهزة الأرضية لزلازال 21 ماي 2003 ببومرداس على حركتها. هذه الخصائص تتمثل في:

- سرعة موجات الهزة الأرضية
- نموذج الانكسار
- وضعية المستقبل بالنسبة لمركز الهزة
- انتشار الموجات

كلمات مفتاحية: موجات الهزة الأرضية، الزلازال، الانكسار

Résumé :

Dans le présent travail nous avons étudié l'effet des paramètres de source cas du séisme du 21 Mai 2003 de Boumerdes (Algérie) sur le mouvement sismique, ces paramètres sont :

- Le modèle de rupture de la faille
- la radiation
- la vitesse d'onde
- la directivité

Mots clés : Onde sismique, séisme, rupture

Summary :

In the present work we have studied the sensibility of strong ground motion to the source parameters associated with the May 21, 2003 Boumerdes Earthquake (Algeria).thes parametres are:

- the fault rupture model
- the source radiation
- wave velocitie
- the directivity

Key words: wave earthquake, rupture, Earthquake

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail

A mes parents, mes frères et sœurs

A ma grand mère

A monsieur M.HAMMOUTENE

A ma sœur et son mari ABD EL KADER

A toute l'équipe de laboratoire L.G.S.D.S

A mes amis

D.RHAB

Remerciements

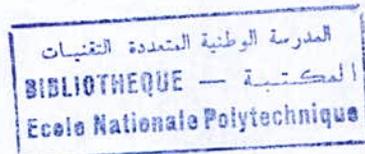
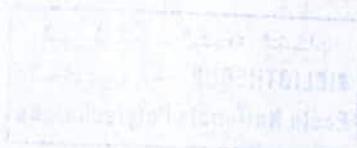
Au terme de ce travail, je tiens à présenter mes plus vifs remerciements à :

Monsieur. M. Hammoutene, pour avoir suivi et dirigé ce travail.

Mes remerciements vont également au Professeur. B. Tilouine, et à Monsieur. C. K. Afif, pour ces conseils importants.

Notre gratitude va également aux membres du jury pour honorer notre soutenance et pour l'effort fourni afin juger ce travail.

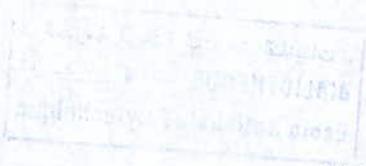
Qu'il me soit permis de remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à réalisation de ce modeste travail.



Sommaire

Chapitre I :	Introduction générale	1
Chapitre II:	Généralité sur les séismes	3
II.1	Causes des séismes	3
II.2	Les différents types d'ondes sismiques	4
II.3	Mouvement fort	7
II.4	Caractérisation du mouvement fort	8
II.4.1	Localisation des tremblements de terre	9
II.4.2	Durée d'un séisme	10
II.4.3	Grandeurs maximales	10
II.4.4	L'intensité	10
II.4.5	Magnitude moment sismique	11
II.4.6	Mécanisme focale	15
II.4.7	Spectre de réponse	16
II.5	Paramètres affectant le mouvement sismique	17
II.5.1	Facteurs liés à la source	17
II.5.2	Facteurs liés au trajet parcouru et aux conditions géologiques locales	20
Chapitre III :	Ondes sismiques issues d'une source ponctuelle	25
III.1	Formulation	25
III.1.1	Solution pour la fonction de Green Elastodynamique	26
III.1.2	Solution en double couple	30
III.2	Modèle de radiation en coordonnées de source	31
III.3	Ondes de volumes, en champ lointain, dans un milieu hétérogène	34
Chapitre IV :	Modélisation et simulation des mouvements sismiques au rocher	39
IV.1	Introduction	39
IV.2	Modèle théorique de source ponctuelle	39
IV.2.1	Formulation et méthode	40

IV.3	Modèle théorique de source étendue	42
IV.3.1	Formulation	42
IV.3.1.1	Similitude des tremblements de terre	42
IV.3.1.2	Relation entre les fonctions sources des petits et gros événements	43
IV.3.1.3	Estimation des mouvements forts associés a l'événement majeur	48
IV.3.1.4	Présentation des modèles de rupture	50
IV.3.1.5	Corrections apportées à la MFGE	51
IV.3.1.6	Suppression des Oscillations Parasites	51
IV.3.1.7	Révision de la Méthodologie pour les Hautes Fréquences	53
IV.4	Effet des paramètres de sources sur le mouvement sismique fort du substratum rocheuse	56
V.4.1	Effet de la radiation	56
V.4.2	Effet de du mode de rupture	58
V.4.3	Effet de la vitesse de propagation	72
V.4.4	Effet de la vitesse de propagation	74
IV.5	Conclusion	77
	Chapitre V : Conclusion générale	78
	Références	
	Annexe1	
	Annexe2	



Liste des tableaux

Tableau II.1 :	Magnitude et longueur de rupture de la faille.	15
Tableau II.2 :	Ordre de grandeur des facteurs de qualité Q_p et Q_s .	22
Tableau III.1 :	Classes de magnitudes et des champs de distance.	31
Tableau IV.1 :	Propriétés physiques des roches	72

Liste des figures

Figure II.1 :	L'effet des ondes P sur les milieux traverser	5
Figure II.2	L'effet des ondes S sur les milieux traverser.	6
Figure II.3 :	L'effet des ondes de Love sur les milieux traverser.	6
Figure II.4 :	L'effet des ondes de Rayleigh sur les milieux traverser.	7
Figure II.5 :	Comparaison entre la magnitude de moment M_w et d'autres échelles de magnitude	14
Figure II.6 :	Les différents types élémentaires de faille	16
Figure II.7 :	Différentes mesures de la distance R entre un séisme et un site d'observation	23
Figure III.1 :	Sens du mouvement d'une particule lors de la propagation d'une onde P ou S en champ lointain	30
Figure III.2 :	Sens du mouvement d'une particule lors de la propagation d'une onde P ou S en champ lointain.	33
Figure III.3 :	Termes de Radiation	34
Figure III.4 :	Définition des coordonnées cartésiennes x , y et z utilisées pour obtenir les trois modèles de radiation pour ondes P, S_V et S_{H_1} , en termes de $(\phi_N, \delta, \lambda, i_\xi, \phi)$.	36
Figure IV.1 :	Coordonnées et géométrie du plan de rupture. Le modèle de Haskell d'une faille rectangulaire est utilisé	44
Figure IV.2 :	Plan de faille du choc majeur, divisé en $N_L \times N_W$ sous-failles. Chacune correspond à un événement élémentaire.	45
Figure IV.3:	Relation entre la fonction de dislocation de l'événement majeur et celle du sous-événement, ainsi que leurs dérivées respectives	46
Figure IV.4:	Paramètres de source des sous-failles élémentaires. La sous-faille $\Sigma_{e_{10m0}}$ est liée au petit événement enregistré	50
Figure IV.5:	Modèles de propagation du front de rupture de faille, utilisés par la méthode de synthèse des mouvements forts.	51
Figure IV.6:	Distribution des sous-failles lors du mouvement fort. Chaque sous-faille correspond à un événement élémentaire	54
Figure IV.7 :	Station Si	59
Figure IV.8 :	Station Pi	60

Figure IV.10 :	Accélérogrammes Syhntetiques aux stations Si -source ponctuel-	61
Figure IV.11 :	Spectres d'Accélérations aux stations Si -source ponctuel-	62
Figure IV.12 :	Diagrammes des énergies aux stations Si -source ponctuel-	63
Figure IV.13 :	Accélérogrammes Syhntetiques aux stations Pi -source ponctuel-	64
Figure IV.14 :	Spectres d'Accélérations aux stations Pi -source ponctuel-	65
Figure IV.15 :	Diagrammes des énergies aux stations Pi -source ponctuel-	66
Figure IV.16 :	Accélérogrammes Syhntetiques aux stations Si -source réel-	67
Figure IV.17 :	Spectre d'Accélération aux stations Si -source réel-	68
Figure IV.18 :	Diagrammes des énergies aux stations Si -source réel-	69
Figure IV.19 :	Accélérogrammes Syhntetiques aux stations Pi -source réel-	70
Figure IV.20 :	Spectres d'Accélérations aux stations Pi -source réel-	71
Figure IV.21 :	Energie aux stations Pi source étendu	86
Figure IV.22 :	Accélérogrammes et spectres d'accélérations associés, obtenus pour les trois valeurs de vitesses $V_s=0.7, 1.25$ et 2.5 Km/s	73
Figure IV.24 :	Accélérogrammes et spectres d'accélération des stations Ri	75
Figure IV.25 :	Energie aux stations Ri	76

Chapitre I : Introduction générale

Le nord de l'Algérie, où est concentré la majeure partie de la population et des infrastructures socio-industrielles, est caractérisé par un risque sismique relativement élevé du fait de l'occurrence de séismes majeurs ($M_s \geq 6$) avec une période de retour inférieure à 3 décennies. A l'image du dernier séisme de Boumerdes (Algérie) du 21 Mai 2003 et de magnitude $M_s=6.8$ sur l'échelle de Richter, les séismes précédents ont occasionné de lourdes pertes en vies humaines et des dégâts matériels.

L'étude et la connaissance de ces phénomènes naturels aide à la politique de prévention contre de telles catastrophes. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette modeste contribution qui vise à l'étude de l'influence de quelques paramètres de source sur la réponse à la surface des affleurements rocheux. L'étude de cas se fera en considérant la faille du récent séisme de Boumerdes (voir Annexe1). Nous utiliserons un modèle physique de simulation de l'accélération sismique basé sur la représentation en ω^{-2} du spectre de source, en vue d'une modélisation réaliste du mécanisme de génération d'ondes sismique au niveau de la faille.

Des accélérogrammes seront ainsi simulés au rocher et ce afin d'étudier l'effet de certains paramètres de source sur les caractéristiques temporelles et fréquentielles des mouvements sismiques au site notamment, le mode de rupture de la faille, la radiation à la source, la directivité et la vitesse de propagation des ondes sismiques. Nous avons adopté pour la simulation des accélérations sismiques le modèle stochastique de spectre de source en ω^{-2} de Brune [10], combiné à l'approche déterministe de Irikura et Aki [2] de la source étendue.

Après un bref rappel théorique concernant la sismologie de l'ingénieur, les procédures de simulation, nous aborderons dans un premier temps l'analyse de l'effet de radiation en considérant le modèle de source étendue associé au séisme de Boumerdes pour un mode de rupture bilatéral et radial.

Dans un deuxième temps nous allons analyser et essayer de comprendre le phénomène de radiation de la source sismique en comparant les résultats obtenus dans le cas d'une source ponctuelle à rupture multiple à ceux du modèle multi-sources multi-ruptures.

Dans un troisième temps nous analyserons l'importance de l'effet de la directivité sur le mouvement sismique et la réponse des structures, restreinte dans le cadre de ce travail au cas du comportement élastique linéaire.

Enfin dans un dernier temps étudierons l'influence de la vitesse de propagation sur les caractéristiques temporelles et fréquentielles du mouvement sismique et des structures.

Chapitre II : Généralité sur les séismes

Les tremblements de terre font peser de graves menaces sur les populations vivantes dans des régions sismiques. Ils peuvent être la cause de la destruction des habitations, des ponts, des barrages et des grands glissements des terrains. Dans le cas des séisme sous-marin les rivages peuvent être affectés par le risque de formation des raz-de-marée ; elles sont provoqués par l'onde de choc (en japonais *Tsunami*) qui se propage à la surface des eaux marines. Des véritables murs d'eau sont projetés le long des côtes avec une telle violence peuvent être détruire des villes complètement.

Ces dégâts généralement engendrent la mort des milliers de personnes, à titre d'exemple séisme du 21 mai 2003 à Boumerdes 2450 morts, séisme de janvier 2004 en Iran 30000 morts, et le séisme de Sumatra du 26 décembre 2004 qui a été suivi d'un tsunami d'une ampleur rarement observée (200000 morts). Pour cela, la prise en compte du risque sismique dans le calcul et le dimensionnement d'ouvrages stratégiques tels que les centrales nucléaires, les ponts de grandes portées ou les barrages est une nécessité absolue.

Pour être en mesure de construire en zone sismique, il est nécessaire d'identifier ces zones et donc de comprendre le mécanisme générateur des séismes, puis de caractériser un séisme par un certain nombre de grandeurs directement utilisable par l'ingénieur. L'objet de ce chapitre est de fournir ces éléments.

II.1 Causes des séismes

Les tremblements de terre se produisent lors d'un relâchement brutal des tensions (de part et d'autre d'une faille, par exemple) à l'intérieur de la croûte terrestre ; la rupture qui s'ensuit provoque des vibrations, légères ou fortes, de la surface du sol. Le foyer du séisme est le point initial de la rupture. Immédiatement au-dessus, l'épicentre est le lieu d'intensité maximale du choc en surface. Ces ondes de choc se propagent en cercles concentriques à partir du foyer et de l'épicentre, diminuant d'intensité à mesure qu'elles s'en éloignent. Ces ondes sismiques sont les ondes primaires (ondes P) ce sont les premières que l'on ressent lors d'un séisme, car elles se propagent plus vite que les ondes secondaires (ondes S).

En fonction de leur origine on distingue trois catégories de séismes: tectonique, volcanique ou artificielle. Les séismes tectoniques sont les plus fréquents et les plus dangereux ; ils posent des problèmes difficiles aux scientifiques chargés de découvrir les moyens de les prévoir.

- **Les séismes d'origine tectonique**

La principale cause des tremblements de terre est liée à la tectonique des plaques et aux contraintes engendrées par les mouvements d'une douzaine de plaques majeures et mineures qui constituent la croûte terrestre. La plupart des séismes tectoniques se produisent aux limites des plaques.

Théorie de la tectonique des plaques :

Selon cette théorie, plus récente (d'après J.Morgan1968) et plus rigoureuse, la surface de la terre, la lithosphère, est constituée de plaques rocheuses rigides, essentiellement à base de granites pour les continents et de basaltes pour les océans, qui reposent (flotte) sur une asthénosphère formée d'un magma visqueux en fusion. Ces énormes plaques rigides tectoniques, sont en continuel mouvement et s'affrontent sous l'effet de l'expansion des fonds océaniques qui se produit à une vitesse moyenne de 1 à 1,5 cm par année. Ce mouvement est en fait classé comme suit :

Mouvement latéral : une plaque se déplace latéralement par rapport à une autre.

Mouvement divergent : une plaque s'éloigne d'une autre ce qui forme une tranché océanique.

Mouvement de subduction : deux plaques convergent ce qui force l'une à s'enfoncer sous l'autre.

Lorsque les contraintes engendrées dans les zones de contact suite à un de ces mouvements relatifs dépassent la limite de résistance des roches, l'énergie emmagasinée est libérée brutalement donnant naissance à un séisme.

II.2 Les différents types d'ondes sismiques

Les tremblements de Terre sont à l'origine de la création d'ondes sismiques, enregistrées à l'aide sismographes ou un accélérographes. Ces ondes sismiques sont des ondes élastiques. Elles se propagent dans toutes les directions.

On distingue les ondes de volume qui traversent la Terre et les ondes de surface qui se propagent parallèlement à sa surface. Elles se succèdent et se superposent sur les enregistrements des sismographes.

Certains de leurs paramètres (vitesse de propagation, amplitude) sont modifiées par les structures géologiques traversées. On peut ainsi retrouver la nature des structures traversées en étudiant les modifications de leurs paramètres

a) Les ondes de volume

Elles se propagent à l'intérieur du globe suivant des lois proches de celles de l'optique géométrique. Lorsqu'elles se réfléchissent sur des surfaces de discontinuité (et notamment sur la surface du globe), elles interfèrent et génèrent des "ondes de surfaces". Leur vitesse de propagation dépend du matériau traversé et d'une manière générale elle augmente avec la profondeur.

- **Les ondes P** : ou ondes primaires appelées aussi ondes de compression ou ondes longitudinales se propagent dans tous les milieux

Le déplacement du sol qui accompagne leur passage se fait par dilatation et compression successives, parallèlement à la direction de propagation de l'onde. Elles sont responsables du grondement sourd que l'on peut entendre au début d'un tremblement de terre. Ce sont les plus rapides (6km.s^{-1} près de la surface) et sont enregistrées en premier sur un sismogramme, d'où leur nom.

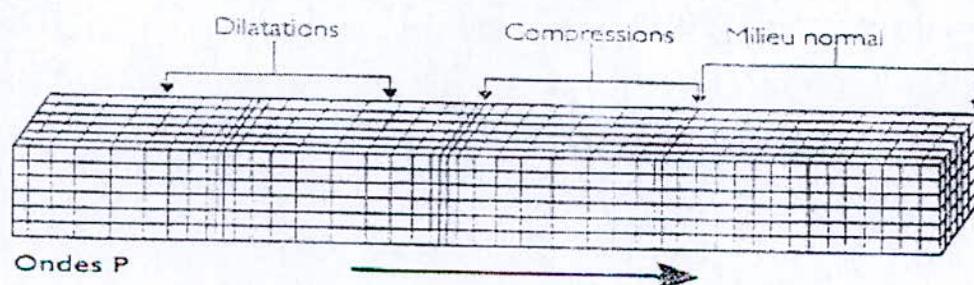


Figure II.1 : L'effet des ondes P sur les milieux traversés.

- **Les ondes S** : ou ondes secondaires appelées aussi ondes de cisaillement ou ondes transversales. A leur passage, les mouvements du sol s'effectuent perpendiculairement au sens de propagation de l'onde. Ces ondes ne se propagent pas dans les milieux liquides car il est impossible de déformer un liquide par cisaillement.

Leur vitesse est plus lente que celle des ondes P, elles sont donc enregistrées en second sur les sismogrammes, d'où leur nom.

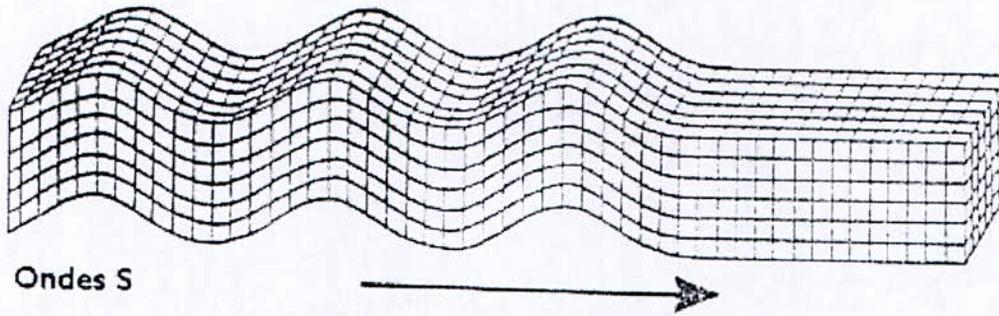


Figure II.2 : L'effet des ondes S sur les milieux traverser.

La différence de vitesse des ondes P et S explique la différence des temps d'arrivée des ondes P et S. On peut, connaissant leur vitesse, calculer la distance à l'hypocentre.

b) Les ondes de surface

Ce sont des ondes guidées par la surface de la Terre. Elles sont moins rapides que les ondes de volume mais leur amplitude est généralement plus forte et elles concentrent le maximum d'énergie.

- Les ondes de Love

Elle se propage seulement dans les solides non homogènes. C'est une onde transversale polarisée dans le plan horizontal. Le déplacement est essentiellement le même que celui des ondes S mais sans mouvement vertical. Les ondes de Love provoquent donc un ébranlement horizontal, cause de nombreux dégâts par cisaillement des fondations des édifices.

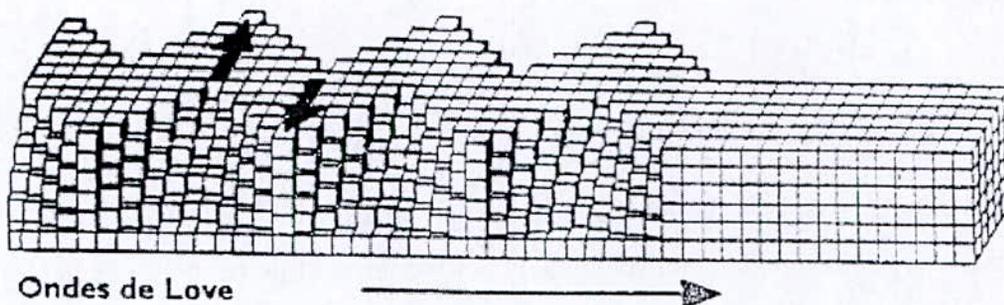


Figure II.3 : L'effet des ondes de Love sur les milieux traverser.

- **L'onde de Rayleigh**

Elle se propage au voisinage de la surface de milieux homogènes et non homogènes. Elle résulte d'interférences entre les composantes verticales des ondes P et S. Comme le montre le schéma, on peut l'enregistrer sur les trois composantes d'un sismographe et pendant une durée qui peut aller jusqu'à plusieurs minutes.

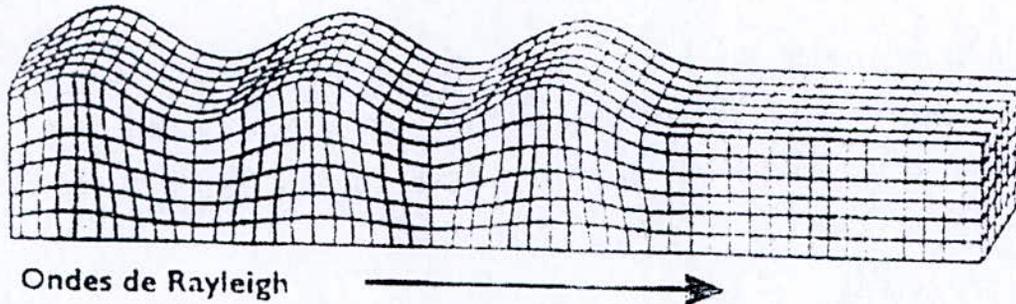


Figure II.4 : L'effet des ondes de Rayleigh sur les milieux traverser.

Les ondes de Love se propagent à environ 4 km/s, elles sont plus rapides que les ondes de Rayleigh.

Restant en surface, les ondes de Love et de Rayleigh n'y subissent qu'un faible amortissement, ce qui fait qu'on les reçoit avec des amplitudes très supérieures à celles des ondes de volume, et elles sont parfois encore détectables après avoir fait plusieurs fois le tour de la terre.

II.3 Mouvement fort

Dans les études sismiques on peut distinguer deux catégories :

- ♦ étude des mouvements forts à proximité de l'épicentre et leurs application, entre autres, au génie parasismique ;
- ♦ étude des mouvements faibles à toutes les distances de l'épicentre.

Il est évident que ces deux domaines se complètent dans la mesure où la détermination des paramètres de source sismique fait appel aux enregistrements en champs proches ou lointains.

L'objet de la sismologie des mouvements forts se définit donc comme étant la mesure et l'interprétation physique des mouvements du sol au voisinage d'une faille, dans une zone où ces mouvements mettent en danger la vie ou l'activité humaine. L'étude expérimentale et analytique du mouvement fort a pu se développer dans les années récentes grâce aux réseaux

de sismographes et d'accélérographes (la version la plus répandue est connue universellement sous le nom d'accélérographes strong motion) installés dans des régions sismiques du monde; en même temps, les problèmes de sécurité concernant certaines installations particulièrement sensibles aux séismes (barrages, centrales nucléaires, etc.) donnaient plus d'importance à l'étude du mouvement fort en zone proche. Ces enregistrements en « champs proche » sont cependant essentiels car les effets de source (directivité, diagramme de radiation) contrôlent en partie le mouvement du sol et la répartition des dégâts.

Malgré le grand nombre d'enregistrements obtenus en zone épiscopentrale, il subsiste des lacunes considérables dans la documentation, notamment en ce qui concerne les zones où les dégâts causés par des séismes sont importants et pour des enregistrements obtenus à des distances de la faille inférieures à 10km (Hudson).

D'après des nombreuses observations, il semble que tout séisme, à partir d'une fréquence suffisamment grande, soit en effet complexe. En effet, les accélérogrammes enregistrés à la suite de nombreux séismes semblaient indiquer qu'ils possédaient une importante composante aléatoire qu'on suppose être due à la propagation très irrégulière du front de rupture sur le plan de faille, chaque accélération ou ralentissement de celui-ci serait une source de rayonnement haute fréquence (Papageriou et Aki) suivi de nombreuses réflexions et réfractions aléatoires et d'atténuations à travers un milieu (sol) complexe. Et donc la modélisation stochastique des mouvements forts est une opération justifiée.

L'utilisation de sismogrammes synthétiques ou bien les simulations numériques d'accélérogrammes artificiels de mouvements forts pour les différents modèles de sources et de structures envisageables, ont permis de réels progrès quant à la description de la source des séismes superficiels et les particularités des mouvements du sol observés pendant différents séismes. De même l'information que peut apporter la modélisation dans l'optique du génie parasismique est indéniable : lorsque la faille potentiellement sismogène et la structure du site sont connues il est possible d'évaluer quantitativement les caractéristiques majeurs des mouvements forts (composantes prédominantes, types d'ondes, amplitude en fonction de la magnitude prise en considération).

II.4 Caractérisation du mouvement fort

La nature de l'action sismique consiste en un mouvement vibratoire du sol de forte amplitude et de caractère aléatoire correspondant à la propagation d'une perturbation ayant

pris naissance à l'intérieur de l'écorce terrestre. Sa durée est très variable mais toujours brève.

Ses propriétés dépendent de nombreux facteurs, en particulier : magnitude, mécanisme au foyer et profondeur du foyer; distance du site à la source, direction de propagation, propriétés mécaniques et configuration des milieux traversés; caractéristiques géologiques, géotechniques et topographiques du site. Les deux principaux paramètres qui caractérisent chaque séisme sont sa localisation et sa magnitude qui représente approximativement l'énergie qu'il libère. Nous appelons données sismiques les enregistrements analogique ou numériques que fournissent les stations et les réseaux; leur qualité est essentielle, car elle détermine largement la précision de localisation des séismes et leur magnitude.

II.4.1 Localisation des tremblements de terre

Définitions :

- ◆ **Epicentre géométrique** : représente la projection verticale du foyer sismique sur la surface libre.
- ◆ **La distance focale** : la distance focale d'un bâtiment est la distance qui le sépare du foyer sismique.
- ◆ **L'épicentre d'observation** : représente le site où se produit le maximum de dégâts durant un événement sismique. Il n'est pas obligatoirement confondu avec l'épicentre géométrique.
- ◆ **Distance épacentrale** : c'est la distance qui sépare un bâtiment de l'épicentre géométrique.

Dans la majorité des cas, les séismes à localiser sont situés à des distances dites « régionales » des stations du réseau, c'est à dire à moins de 1000km, de sorte que les ondes reçues se propagent dans la croûte terrestre ou directement sous celle-ci.

Des méthodes classiques de localisation telle que celle développée par Geiger et reprise par (Bolt 1960, Engdhal, Choudry) permettent de déterminer la profondeur à partir des temps d'arrivée des ondes fournis de la lecture sur les accélérographes.

Grâce au développement de l'informatique, d'autres méthodes de calcul d'épicentre se sont développées comme l'inversion généralisée de (Aki et al) qui permettent théoriquement de déterminer les coordonnées du séisme et modèle de propagation. La précision de la

localisation est néanmoins fonction de la qualité des lectures, de la qualité du modèle de propagation utilisé et du réseau sismique.

II.4.2 Durée d'un séisme

La détermination de ce paramètre dans la caractérisation d'un séisme est très délicate à partir de l'accélérogramme. Certains sismologues ont proposé de le définir à partir du diagramme d'Husid qui proposa une forme convenable pour quantifier la variation du niveau de vibration dans le temps.

Si $a(t)$ est l'accélération en fonction du temps, T la durée totale du séisme (de l'accélérogramme). Ainsi une variable normalisée $h(t)$ peut être définie comme :

$$h(t) = \frac{\int_0^t (a(t))^2 dt}{\int_0^T (a(t))^2 dt} \quad (2.1)$$

$h(t)$ est appelée tracé d'Husid. L'intégrale au dénominateur est une mesure de l'énergie contenue dans l'accélérogramme. On peut alors définir la durée significative du séisme comme étant le temps requis pour passer du niveau 5% au niveau 95% du tracé d'Husid.

Par ailleurs, il peut être admis que cette durée correspond à la durée de la rupture de la faille.

II.4.3 Grandeurs maximales

Généralement dans un accélérogramme, on peut distinguer une phase initiale pendant laquelle les accélérations sont faibles, une seconde phase à accélérations fortes, une troisième phase à accélérations très faibles.

Les grandeurs maximales, a_{max} , de l'accélération (généralement exprimée en nombre de g), l'accélération Root Mean Square (rms) ($a_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T^2} \int_0^T a^2 dt}$) où a est l'accélération enregistrée et T est la durée totale de l'enregistrement, V_{max} , de la vitesse (cm/s) et, d_{max} du déplacement (cm).

II.4.4 L'intensité

C'est à partir de l'inventaire en un site donné, de l'ensemble des effets produit par une secousse sismique sur la population, les constructions et l'environnement physique, qu'est

évaluée l'intensité macrosismique en ce site. C'est une caractérisation non instrumentale et subjective du mouvement sismique à la surface du sol. La mesure de l'intensité macrosismique est limitée à une valeur (exprimée en chiffres romains) sur une échelle donnée dont les degrés correspondent à des effets croissants définis à l'aide de descriptions conventionnelles. La première échelle d'intensité repose sur des critères précis n'a été établie par Rossel-Forel qu'au 17^{ème} siècle; elle était limitée à 10 degrés. On doit la première échelle à 12 degrés aux sismologues italiens Mercalli et Cancani au début du 18^{ème} siècle. Au fur et à mesure les échelles se sont diversifiées, notamment selon les spécificités nationales.

En 1964, Medvedev, Sponheuer et Kornik proposent en Europe une échelle dite « échelle MSK », pour tenter d'uniformiser les données. Aux Etats-Unis et dans de nombreux pays du monde, l'échelle la plus communément utilisée est l'échelle Mercalli modifiée. Elle est graduée de I à XII et dépend fortement de la distance de l'épicentre. Il est à noter que cette échelle a permis d'identifier et de caractériser des séismes d'avant l'apparition des instruments d'enregistrement et elle reste encore le moyen de mesure de séismes pour des régions ne disposant pas d'appareils d'enregistrement. Elle est ainsi utile en cartographie pour mettre en évidence les zones sismiques qui accompagnent les codes officiels de constructions. Les régions de même intensité sont alors délimitées par des lignes de contour d'égale intensité dites isoséistes. L'extrapolation de cette grandeur pour la caractérisation de secousses futures appelle de sérieuses réserves précisément en raisons des multiples façons suivant lesquelles une intensité donnée peut se réaliser. Effectivement il n'existe qu'une très mauvaise corrélation entre l'intensité et des paramètres tels que a_{max} . Des études ont montré qu'à une valeur donnée de a_{max} peuvent correspondre, avec des probabilités différentes il est vrai, des intensités VII, VIII ou IX. Et donc l'intensité macrosismique, ne peut être retenue comme paramètre caractérisant la source pour la constitution de certains lois d'atténuation.

II.4.5 Magnitude et Moment sismique

C'est en 1935 que Richter a l'idée, pour évaluer les énergies libérées par les séismes Californiens et les comparer aisément entre elles, de définir une magnitude en calculant le logarithme de l'amplitude du signal enregistré corrigé de l'effet de l'atténuation. Cette échelle de magnitude d'une extrême simplicité, est universellement adoptée. La magnitude local m_l que définit Richter s'exprime comme :

$$M_l = \log A - \log A_0 \quad (2.2)$$

où A est l'amplitude maximale mesurée en millimètres sur l'enregistrement d'un sismographe horizontal Wood-Anderson à une distance donnée ; A_0 est l'amplitude de référence qui correspond au séisme de magnitude 0 à la même distance. La fonction d'amplitude $A_0(d)$, où d est la distance épacentrale, était, initialement, déterminée empiriquement pour des distances comprises entre 25km et 600km (1 micron pour une distance de 100km). Par la suite, l'évaluation de la magnitude a été étendue à d'autres distances d'autres régions et à des profondeurs de foyer supérieures à la normale (la profondeur d'un tremblement de terre peut aller jusqu'à 700km). La formule empirique et générale servant de base est la suivante :

$$M = \log \frac{A}{T} + f(\Delta, h) + s \quad (2.3)$$

où A et T représentent l'amplitude et la période de l'onde (lues sur l'enregistrement), f le facteur de correction fonction de la distance épacentrale Δ et la profondeur focale h et S un facteur de site. En réalité pour un séisme donné, il n'y a pas une magnitude unique. En plus de celle définie avant on distingue la magnitude des ondes de volume M_b , à courte périodes, déterminée à partir de l'amplitude maximale des premières ondes P enregistrées sur la composante verticale du sismographe et ayant une période comprise entre 1 et 5 secondes, la magnitude des ondes de volumes M_b , à longues périodes, la magnitude des ondes de surface M_s , calculée à partir de l'amplitude des ondes de Reyleigh correspondant à des périodes de l'ordre de 20 secondes.

Très souvent c'est la magnitude locale M_l qui est utilisée en sismologie de l'Ingénieur, puisqu'elle est déterminée dans une gamme de fréquences importantes en génie parasismique.

Une autre méthode d'évaluation de la magnitude d'un séisme applicable à faible distance de l'épicentre, utilise la durée de l'enregistrement. Elle est particulièrement utile lorsqu'il s'avère impossible d'effectuer des mesures d'amplitudes et de période (signal saturé ou distordu). La durée, mesurée en secondes sur la composante vertical est l'intervalle de temps entre la première arrivée d'ondes et l'instant où l'amplitude du signal est égale à l'amplitude du bruit de fond avant l'arrivée de ce signal.

Il est à noter que la mesure de l'amplitude maximale du mouvement enregistré sur un sismographe à une période particulière pour l'évaluation des différentes magnitude (M_l, M_s, M_b) n'est, représentative de l'énergie totale sous forme d'ondes sismiques que si le

sismographe utilisé est capable de répondre dans la gamme des fréquences qui contribuent significativement à cette énergie. Or il existe généralement une fréquence en dessous de laquelle la courbe de réponse du sismographe chute rapidement. Pour les séismes de grande « taille » la fréquence correspondant au maximum de l'énergie émise est très inférieure à cette fréquence et il en résulte donc une saturation de l'échelle de magnitude pour les très grands séismes. La solution à cette difficulté a été proposée par Kanamori, après une première suggestion de Brune d'utiliser les observations à 100 secondes de période. Il propose de prendre le moment sismique comme mesure de l'importance de la source et d'introduire une nouvelle échelle de magnitude pour les grands séismes. Ainsi, certains auteurs dont Aki considère le moment sismique comme le paramètre peut être le plus important pour mesurer la grandeur d'un tremblement de terre provoqué par un glissement de faille ; il peut être défini par la relation [2]:

$$M_0 = \mu \bar{U} S \quad (2.4)$$

où μ est le module de rigidité, est \bar{U} le déplacement moyen (ou mouvement relatif entre les faces opposées de la faille) et S la surface du plan de faille.

D'après Brune, le mécanisme à la source peut être représenté par un ensemble de forces constituant un double couple dont le paramètre caractéristique est M_0 , moment sismique. Il s'agit donc d'un paramètre intrinsèque de la source, indépendant de la fréquence d'observation, et qui est contrôlé par des paramètres statiques du mouvement total de la faille et ayant une seule valeur pour chaque séisme. Ça mesure directement à partir d'un enregistrement ne peut se faire sans quelques analyses additionnelles.

Au moment sismique M_0 , on associe la grandeur magnitude-moment (Kanamori, 1979, Hanks et Kanamori, 1979, Papazachos et Papazachou, 1997), notée M_w , par la relation :

$$M_w = \frac{2}{3} \log M_0 - 10.73 \quad (2.5)$$

C'est la nouvelle échelle de magnitude, introduite par Kanamori en 1977, et qui ne présente pas le phénomène de saturation. De même le moment sismique M_0 , peut être relié, pour les séismes importants, à la magnitude locale par une relation simple (Lomnitz 1974) qui est :

$$\log M_0 = 19.9 + M_l \quad (2.6)$$

Dans la gamme des magnitudes moyennes, de 5 à 6.5, les différentes échelles de magnitude donnent des résultats assez voisins [7], comme on peut le voir sur la figure 2.1, où un certain nombre de magnitudes couramment utilisées sont comparées à la magnitude de travail de manière à éviter toute confusions.

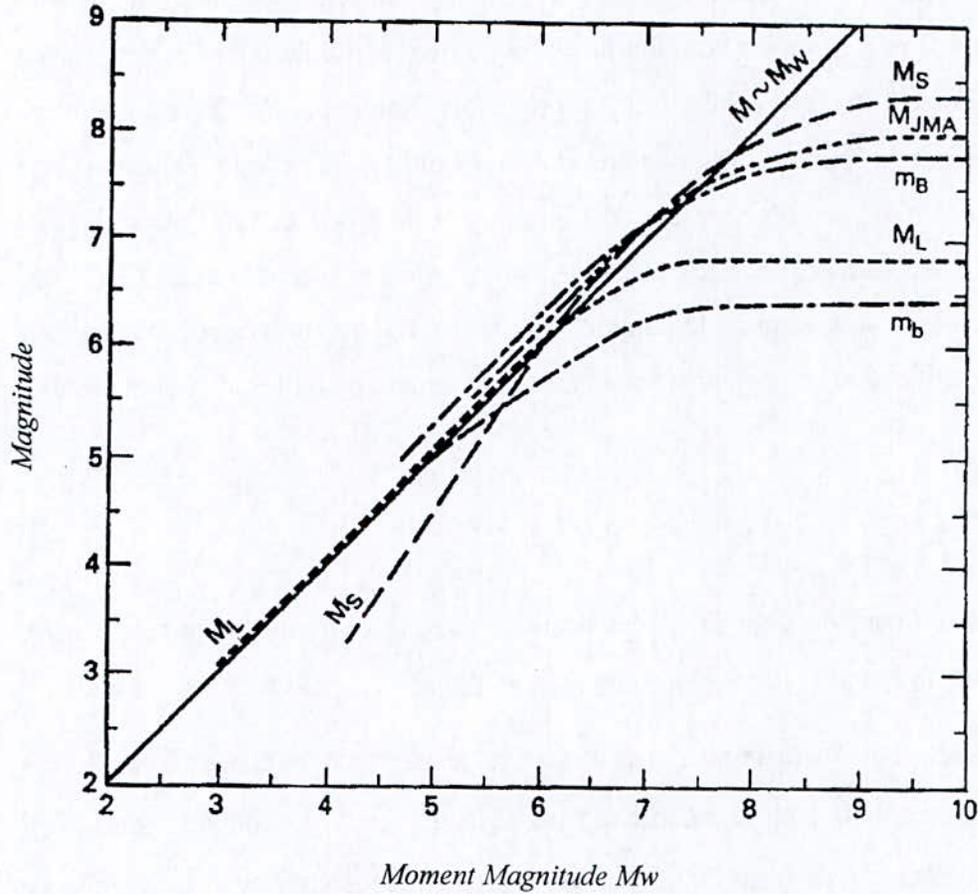


Figure II.5 : Comparaison entre la magnitude de moment M_w et d'autres échelles de magnitude : M_L (locale), M_S (ondes de surface), M_b et M_B (ondes de volume), M_{JMA} (Japan Meteorological Agency) (d'après Heaton et al., 1986)

Tableau II.1 : Magnitude et longueur de rupture de la faille.

M	L (Km)
5.5-6.25	1-26
6.25-6.75	1-35
6.75-7.25	3-80
7.25-7.75	16-280
7.75-8.25	10-350
> 8.25	112-800

La magnitude est un nombre réel exprimé en chiffres arabes, directement lié à l'énergie libérée par le séisme au niveau de la source. Elle caractérise la taille de l'événement sismique au niveau du foyer. Il est donc logique de penser que la magnitude d'un séisme s'accroît lorsque la longueur de la rupture de la faille devient importante. L'ordre de grandeur de la magnitude peut être donné [5] par le tableau 2.1.

Ou bien on peut retenir que l'aire S du plan de faille (en km^2) est donné approximativement par la formule [5] : $S(\text{km}^2) = 10^{M-4}$

on a donc :

$$S = 1 \text{ km}^2 \quad \text{pour } M = 4 \text{ (petit séisme)}$$

$$S = 100 \text{ km}^2 \quad \text{pour } M = 6 \text{ (moyen séisme)}$$

$$S = 10000 \text{ km}^2 \quad \text{pour } M = 8 \text{ (grand séisme)}$$

II.4.6 Mécanisme focale

Le type de mouvement sur la faille, paramètre physique décrivant les propriétés géométriques et cinématique de la source sismique est utilisé dans certaines lois d'atténuation. La figure 2.2 montre les trois types élémentaires de faille [7]: normale, inverse et décrochante.

Une idée assez répandue est que les mécanismes en faille inverse ont tendance à produire des mouvements plus violents que les mécanismes normaux et décrochants. Ceci repose sur l'observation que les séismes à mécanisme inverse auraient tendance à générer des fréquences plus élevées, et donc des pics d'accélération plus forts, que les séismes décrochants ou en faille normale [7].

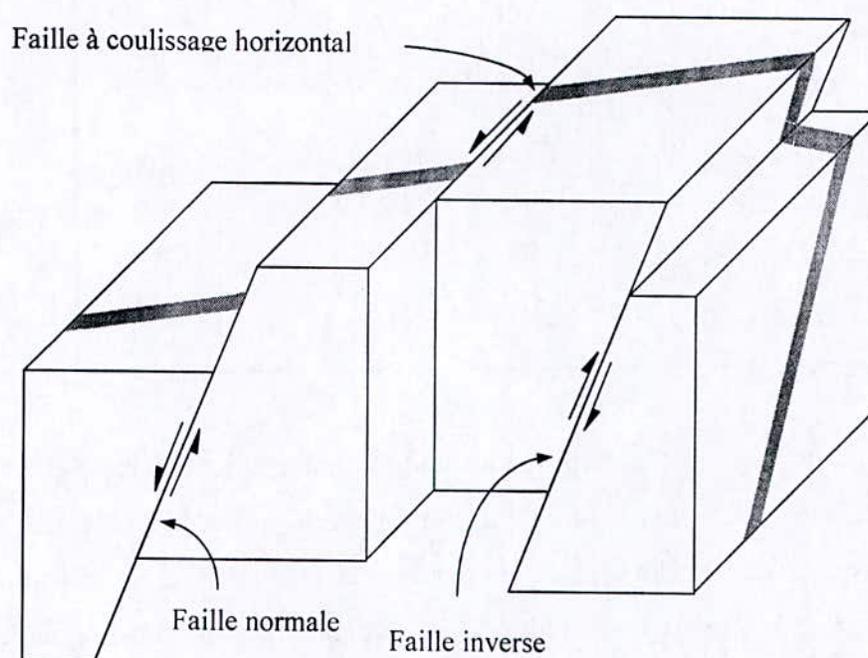


Figure II.6 : Les différents types élémentaires de faille

II.4.7 Spectres de réponse

Le spectre de réponse en accélération, vitesse ou en déplacement permet de faire intervenir la notion du contenu en fréquence du mouvement sismique. Son but est de permettre au calculateur d'évaluer d'une manière très simple, la réponse d'une structure, et de là, de déterminer les forces sismiques qui la sollicitent. Il exprime la réponse maximale des grandeurs d'un oscillateur à un degré de liberté en fonction de sa fréquence propre, pour un amortissement donné.

Par ailleurs pour une même secousse sismique les spectres de réponses établis en surface sont différents selon qu'ils correspondent à un affleurement rocheux ou à un dépôt sédimentaire. En effet les ondes sismiques se propagent dans le rochet, puis en certains endroits à travers des sédiments dont les caractéristiques vont influencer sur le mouvement du sol enregistré en surface.

II.5 Paramètres affectant le mouvement sismique

L'examen d'enregistrements de mouvements de sols produit par un séisme fait apparaître une forte dépendance du mouvement sismique en un point donné, d'une part, de facteurs liés à la source sismique, d'autre part, des conditions de propagation des ondes sismiques émises. Ces dernières sont fortement altérées par les propriétés du matériau traversé ainsi que par les hétérogénéités rencontrées sur le chemin.

Lors d'un passage d'ondes dans un sol, les lois d'atténuation suggèrent que des niveaux d'énergie inférieurs soient attendus à des sites situés à des distances importantes de l'épicentre, en raison des caractéristiques dissipatives du sol. Toutefois, pendant le séisme de Mexico 1985, des enregistrements au niveau de certains sites ont donné des accélérations très proches de celles observées à l'épicentre. En effet la propagation d'ondes sismique au voisinage de la surface est soumise à la réponse non linéaire des sols et aux phénomènes de diffractions-réfraction qui modifient considérablement le signal sismique par rapport à sa propagation dans le substratum rocheux; les terrains de surface jouent un rôle de filtrage sélectif vis-à-vis du signal issu du substratum.

Les phénomènes rentrant dans la modification de l'ébranlement sont complexes et imbriqués les uns dans les autres, mais peuvent schématiquement se décomposer en deux groupes :

- ❖ effets de la topographie.
- ❖ effets des caractéristiques mécaniques des couches superficielles.

Ces phénomènes de modifications qui sont à l'origine de dégâts importants ont énormément intéressé la communauté des ingénieurs et des sismologues, et ont fait l'objet de plusieurs investigations qui n'ont pas encore permis de dégager des critères d'évaluations simples et rapides, vu le grand nombre de paramètres qui les caractérise ainsi que leur récente connaissance.

Malgré tous ces obstacles, une bonne connaissance de l'influence des différents facteurs cités ci-dessus est indispensable lorsqu'il s'agit de constructions stratégiques sensibles aux séismes telles que les installations nucléaire, les barrages, etc.

II.5.1 Facteurs liés à la source

Ces facteurs sont fonction des dimensions de la zone de rupture, des valeurs des contraintes le long de la surface de rupture, du mécanisme de la rupture et de sa propagation le long de la

faille. Bien que certains auteurs, dans des travaux récents (Kanamori et Anderson 1975), préconisent de les caractérisés par deux paramètres principaux : le moment sismique M_0 et la chute de contraintes $\Delta\sigma$.

Au début d'un tremblement de terre, une rupture de cisaillement apparaît brusquement sur le plan de la faille et commence à se propager à grande vitesse, souvent proche de la vitesse des ondes de cisaillement et appelée vitesse de rupture. Cette dernière a été estimée par une valeur moyenne en fonction de la vitesse des ondes de cisaillement par Kanamori et Anderson (1975):

$$V_r = 0.75 V_s \quad (2.7)$$

A l'intérieur de la partie fracturée du plan de faille, la contrainte de cisaillement est relâchée depuis sa valeur avant le séisme à une valeur résiduelle, ou friction, contrôlée par les propriétés des roches. La principale conséquence de cette chute de contraintes (différence entre la friction et la contrainte avant séisme) étant la création d'une discontinuité de déplacement ou glissement entre les lèvres de la faille, qui met un certain temps avant d'atteindre sa valeur finale $\Delta U(\infty)$. La façon suivant laquelle on passe d'un état à l'autre dépend de la rupture, il est beaucoup plus simple de modéliser un tremblement de terre par la spécification du glissement en fonction du temps en chaque point du plan de faille, elle est souvent approximée par une simple fonction rampe dont la dérivée, représente la vitesse de la particule. La durée moyenne du glissement en un point de la faille, appelée temps de montée et est approximée par [11]:

$$\tau = \frac{16 S^{1/2}}{7 \pi^{3/2} V_s} \quad (2.8)$$

où S est la surface totale de la faille, et V_s la vitesse de propagation des ondes de cisaillement.

Les séismes étant des phénomènes linéaires, sauf sur petite zone autour du front de rupture, toutes les variables du champ élastodynamique engendré par le séisme sont directement proportionnelles à cette chute de contraintes. Sa détermination est l'une des tâches principale de la sismologie observationnelle.

En effet, la connaissance du paramètre chute de contrainte permet de définir un modèle pour la génération des séismes tels que celui de Brune [10]. A l'aide de ce modèle il est possible de calculer la vitesse particulière au voisinage de la faille. Elle est égale à :

$$\dot{D} = \frac{\Delta\sigma V_s}{\mu} \quad (2.9)$$

Les valeurs de la chute de contraintes peuvent atteindre plusieurs dizaines de Méga pascals et sont peu variables d'un séisme à l'autre.

De même, on montre à travers un modèle élémentaire de faille à rupture unique, que l'énergie cinétique E_c associée aux ondes sismiques engendrées par la rupture est directement liée au moment sismique M_0 et la chute de contrainte $\Delta\sigma$ par la relation suivante :

$$E_c = \frac{1}{2\mu} M_0 \Delta\sigma \quad (2.10)$$

où μ est le module de cisaillement.

D'autre part la géométrie de la source joue un rôle fondamental dans le rayonnement sismique; il est montré qu'il existe une série de relations entre les paramètres sismiques, déterminés à partir d'observation qui semblent être contrôlés par les dimensions de la source. En particulier l'orientation du plan de faille et la direction de la dislocation ont un effet de directivité (anisotropie du rayonnement) sur la radiation des ondes.

Si on considère que les failles suivent une loi de similitude, c'est-à-dire qu'elles se comportent toutes de la même façon à un facteur d'échelle près. On peut alors supposer que quelle que soit la faille les quantités suivantes sont constantes, proposées par Kanamorie et Anderson (1975) :

- le rapport de forme (largeur sur longueur) : $W/L = \text{const.}$ (a)
- la déformation $\Delta U/L = \text{const.}$ (b) (2.11)
- rapport de temps de montée sur le temps de rupture : $\tau/(L/V_r) = \text{const.}$ (c)

la première conclusion concerne la chute de contrainte. Elle est donnée par :

$$\Delta\sigma = C \mu \Delta U/L \quad (2.12)$$

où C est une constante numérique qui dépend de la forme géométrique de la zone de rupture.

Comme la déformation est constante alors $\Delta\sigma$ l'est aussi.

Une autre conclusion concerne le moment sismique. En effet :

$$M_0 = S L \Delta\sigma / C \approx S^{3/2} \approx L^3 \quad (2.13)$$

De cette relation de similitude on peut dire que si on double la longueur de la faille, on augmentera le moment sismique d'un facteur de 8.

Ce sont des relations de similitudes utilisées en sismologie pour l'estimation des facteurs de source à partir du processus de rupture.

II.5.2 Facteurs liés au trajet parcouru et aux conditions géologiques locales

C'est un fait reconnu depuis très longtemps que les dommages causés par les séismes sont systématiquement plus importants sur les zones à sol meuble (alluvions et sédiments peu consolidés) que sur les affleurements rocheux (Peker, Borchardt, Gibbs), reprenant dans le détail les observations macrosismiques du séisme de San Francisco (1906), ont attribué à la seule couverture sédimentaire des modulations locales d'intensité atteignant presque trois degrés sur l'échelle Mercalli Modifiée.

La comparaison des enregistrements recueillis des sismographes placés sur des sols peu consolidés à ceux sur des affleurements rocheux situés à proximité, confirme les amplifications énormes soupçonnées d'après les observations macrosismiques, qui atteignent parfois 10 dans le domaine temporel, et plusieurs dizaines dans le domaine spectral (Seed et Idriss; Borchardt et Gibbs; Joyner et al; King et Tucker). La présence d'une couche sédimentaire apparaît comme un élément d'amplification important des mouvements du sol.

L'explication la plus immédiate et la plus simple de cette amplification est liée au phénomène de résonance « verticale » qui s'instaure dans les milieux à stratifications planes dont la rigidité croît avec la profondeur, et qui provient de la conversion des ondes sismiques en d'autres types d'ondes (PP, PS,...) et du piégeage partiel des ondes par de multiples réflexions à l'intérieur d'une couche de sol de faibles vitesses de propagation, cette résonance a été maintes fois observée lors des séismes : San Francisco, 1906; Mexico, 1957; Miyagi-Ken-Oki, 1978, et toutes les études statiques des effets de site effectuées sur les enregistrements « strong - motion » y font référence de façon plus ou moins explicite, en

classant les sols d'enregistrement suivant leur consistance et leur épaisseur (Seed et al ; Boore et al).

Mais, les analyses détaillées d'enregistrements de plus en plus nombreux montrent (King et Tucker) que cette interprétation faisant appel à la structure ponctuelle du sous-sol ne suffit plus dès que ce dernier présente des variations latérales notables, ce qui est souvent le cas : bassins sédimentaires, vallées alluviales,....., il apparaît aussi de plus en plus certain que ces variations latérales ont un rôle primordial dans la propagation des ondes sismiques et dans la répartition spatiale des dommages : cela a été observé à Skopje (1963), à Caracas (1967), Michoacan (1985).

Bard et Bouchon (1980 , 1985) ont effectué des travaux sur la propagation d'ondes sur plusieurs types de vallées soumises à des ondes incidentes SH. Ils ont constaté, dans le cas d'une incidence verticale, la génération d'ondes de surface avec des amplitudes quelques fois plus larges que celles du signal incident, et une amplification au centre de la vallée par des interférences constructives. De même ils ont montré que la résonance bidirectionnelle d'une vallée se produit à une fréquence élevée et produit de grandes amplifications par rapport à la résonance « verticale » ou unidimensionnelle. Cette amplification dépend bien sûr du contraste d'impédance sédiments-substratum, du coefficient d'amortissement, des caractéristiques du champ d'ondes incident (type d'ondes et angle d'incidence), mais aussi de l'encaissement h/l (hauteur/demi longueur de la vallée) et de la géométrie exacte de l'interface. Le mouvement en surface aura des amplitudes différentes, un contenu fréquentiel varié, des phases différentes et une durée prolongée.

En revanche l'énergie transportée par les ondes lors de leur trajet entre le foyer et le site est diminuée par phénomène d'absorption des matériaux due à l'élasticité imparfaite du milieu traverse qui engendre une atténuation du mouvement en fonction du temps, pour des niveaux faibles de contraintes, exprimée sous la forme e^{-kR} où $k = \pi f / QV$, f étant la fréquence d'une onde sinusoïdale, V la vitesse de l'onde considérée et Q le facteur de qualité du milieu. Le tableau 2.2 donne quelques valeurs du facteur de qualité sismique pour divers types de sols et rochers [7]; ce facteur Q est très grand pour un milieu élastique, mais il n'est que de quelques dizaines pour des couches superficielles présentant une faible cohésion. Ce phénomène appelé aussi amortissement tend à être plus important pour les sols mous que pour les sols durs.

Tableau II.2 : Ordre de grandeur des facteurs
de qualité Q_p et Q_s

Nature des terrains	Q_p	Q_s
Eblouis, terre végétale	10	5
Sables secs	30	15
Sables humides	50	25
Argiles	50	25
Marnes	100	50
Grés	200	100
Calcaires	200	100
Anhydrie	300	150
Dolomie	300	150
Granite	300	150
Basalte	400	200
Charbon	120	60

L'éloignement de la source affecte aussi le mouvement en diminuant son amplitude (diminution des accélérations, vitesses, déplacements avec la distance) et en modifiant son contenu fréquentiel : les hautes fréquences sont filtrées et la fréquence fondamentale du mouvement abaissée. En effet, la comparaison de l'énergie par unité de surface à une distance donnée R avec celle de la source, montre une nette diminution, donc il y a une atténuation due à la géométrie, exprimée en R^{-1} pour les ondes de volumes et R^{-2} pour les ondes de surfaces.

De même, les réflexions et réfractions successives des ondes, leurs polarisations et conversions en d'autres types d'ondes à cause des hétérogénéités et des surfaces de discontinuité rencontrées, provoquent une perte sur l'énergie portée par l'onde primaire.

La prise en compte de ces phénomènes est extrêmement complexe et impose en particulier de connaître la structure interne de la terre entre le foyer et le site. Celle-ci n'est généralement qu'approximativement connue et rend compte de l'influence de trajet parcouru à l'aide d'un seul paramètre : la distance R de la source au site. Plusieurs définitions de R existent dans la littérature (Shakal, et Bernreuter, Chung et Bernreuter), qui sont présentées sur la figure 2.3 [7]. On considère dans cette figure une zone de rupture, non nécessairement rectangulaire, présentant un certain pendage (angle du plan de faille avec le plan horizontal).

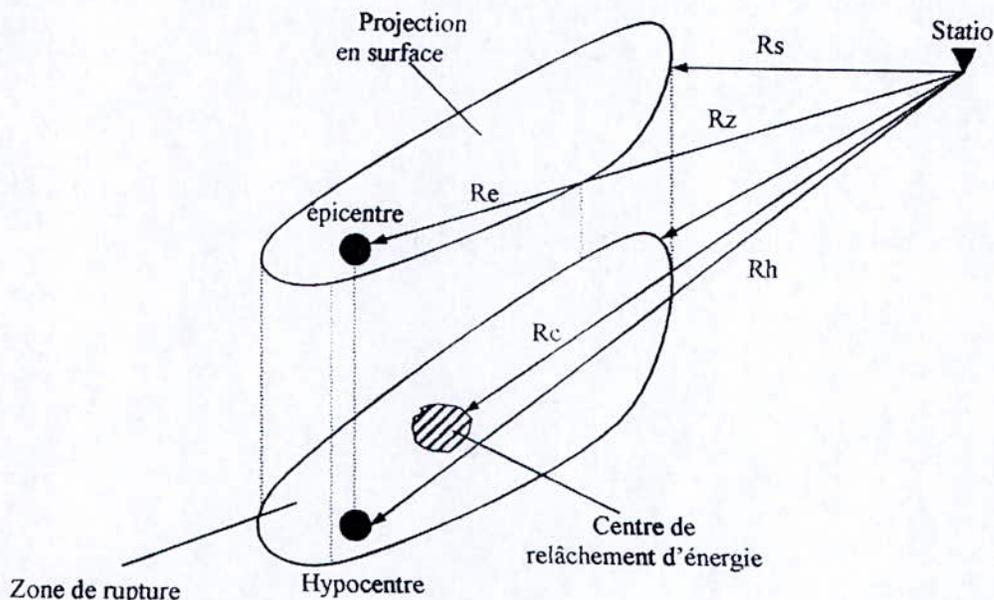


Figure II.7 : Différentes mesures de la distance R entre un séisme et un site d'observation

Le foyer ou hypocentre, point où la rupture s'amorce, est dans la partie la plus profonde de la faille (ce qui est souvent le cas). L'épicentre est la projection de l'hypocentre en surface. On peut visualiser sur la figure les distances à un site superficiel, suivant que l'on retient :

R_e : distance à l'épicentre ;

R_h : distance au foyer ou à l'hypocentre ;

R_c : distance au centre d'émission de l'énergie sismique ;

R_z : distance au point le plus proche de la zone de rupture ;

R_s : distance au point le plus proche de la projection en surface de la zone de rupture.

Si les dimensions de la faille sont relativement petites devant la distance au site, les différentes définitions de R sont pratiquement équivalentes.

En revanche, la distance associée à un enregistrement de mouvement fort a une influence significative sur le comportement des lois d'atténuation pour des sites d'observation proches de la faille, c'est-à-dire à quelques longueurs de faille de la zone de rupture. D'où la nécessité d'avoir une mesure physique adéquate de la distance, lorsque le site est proche d'un séisme ayant une zone de rupture étendue. A ces positions de site, l'utilisation de la distance épiscopentrale R_e ou hypocentrale R_h entraîne une dispersion beaucoup plus élevée dans les estimations de mouvements forts que des mesures de distance représentant la plus courte distance à la faille, comme R_z ou R_s . En effet, au voisinage de la faille, seules les ondes provenant d'une portion limitée de la rupture contribuent à la partie significative du mouvement du sol.

L'autre avantage d'utiliser des distances R_z ou R_s est qu'elles sont plus faciles à estimer pour des séismes futurs, qu'une distance épiscopentrale ou hypocentrale.

Chapitre III : Ondes sismiques issues d'une source ponctuelle

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. Le développement théorique 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.

Le problème majeur que nous allons traiter dans cette section 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.

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

Le développement donné ici se trouve dans l'ouvrage de Aki et Richards [2].

III.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 .

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 écrite ici en notation vectorielle :

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

avec des conditions initiales homogènes $\dot{\underline{u}}(\underline{x}, 0) = \underline{0}$, $\underline{u}(\underline{x}, 0) = \underline{0}$ 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{o} , origine des coordonnées cartésiennes.

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

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

où $\delta(\underline{x})$ est la fonction Dirac tridimensionnelle.

En utilisant le symbole de convolution (*), ce champ de déplacement a pour composantes :

$$u_n(\underline{x}, t) = X_0(t) * G_{np}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau) \quad (3.3)$$

où $G_{np}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau)$ une fonction de Green, qui 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 $p^{\text{ième}}$ direction, alors la $n^{\text{ième}}$ composante du déplacement en un point \underline{x} quelconque est donnée par la fonction de Green $G_{np}(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau)$.

III.1.1 Solution pour la fonction de Green élastodynamique

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

$$\begin{aligned} \underline{f} &= \nabla \cdot \Phi + \nabla \wedge \Psi \\ \text{avec } \nabla \cdot \Psi &= 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

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

$$\underline{u} = \nabla \cdot \phi + \nabla \wedge \psi \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot \psi = 0 \quad (3.6)$$

$$\ddot{\phi} = \frac{\Phi}{\rho} + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad \text{avec} \quad \alpha^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad (3.7)$$

$$\ddot{\Psi} = \frac{\Psi}{\rho} + \beta^2 \nabla^2 \Psi \quad \text{avec} \quad \beta^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.8)$$

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

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

Alors, la solution est :

$$\underline{W}(\underline{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{X_0(t)}{|\underline{x}|} \underline{x}_1 \quad (3.9)$$

Sachant que $\nabla^2 \underline{W} = \nabla \cdot (\nabla \cdot \underline{W}) - \nabla \wedge (\nabla \wedge \underline{W})$, on identifie avec la 1^{ère} expression de (3.4) qui donne ainsi :

$$\begin{aligned} \Phi(\underline{x}, t) &= \nabla \cdot \underline{W} = -\frac{X_0(t)}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{1}{|\underline{x}|} \\ \Psi(\underline{x}, t) &= -\nabla \wedge \underline{W} = \frac{X_0(t)}{4\pi} \left\{ 0, \frac{\partial}{\partial x_3} \frac{1}{|\underline{x}|}, -\frac{\partial}{\partial x_2} \frac{1}{|\underline{x}|} \right\} \end{aligned} \quad (3.10)$$

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

A partir des équations (3.7), (3.8) et la solution (3.10), nous trouvons :

$$\ddot{\phi} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{X_0(t)}{4\pi\rho} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{1}{|\underline{x}|} + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad (3.11)$$

$$\ddot{\Psi} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \frac{X_0(t)}{4\pi\rho} \left\{ 0, \frac{\partial}{\partial x_3} \frac{1}{|\underline{x}|}, -\frac{\partial}{\partial x_2} \frac{1}{|\underline{x}|} \right\} + \beta^2 \nabla^2 \Psi \quad (3.12)$$

En utilisant les cosinus directeurs γ_i pour le vecteur \underline{x} , tels que $\gamma_i = \frac{x_i}{r} = \frac{\partial r}{\partial x_i}$ et $r = |\underline{x}|$, et pour le cas d'une force ponctuelle $X_0(t)$ dans la direction \underline{x}_1 , localisée à l'origine, la combinaison des équations (3.5), (3.11) et (3.12) donne la solution classique de *Stockes*, à savoir :

$$\begin{aligned}
u_i(x, t) &= X_0(t) * G_{ij}(x, t; \xi, t) \\
&+ \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau X_0(t - \tau) d\tau \\
&+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \gamma_i\gamma_j \frac{1}{r} X_0\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \\
&+ \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (\delta_{ij} - \gamma_i\gamma_j) \frac{1}{r} X_0\left(t - \frac{r}{\beta}\right)
\end{aligned} \tag{3.13}$$

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 $r^{-1}X_0\left(t - \frac{r}{\alpha}\right)$ et $r^{-1}X_0\left(t - \frac{r}{\beta}\right)$ 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 $r^{-3} \int \tau X_0(t - \tau) d\tau$ est appelé terme en *champ proche*.

a) Propriétés du terme en champ proche

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

$$\underline{u}_i^N(x, t) = \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau X_0(t - \tau) d\tau \tag{3.14}$$

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, $\underline{u}^N(x, t)$ a un mouvement longitudinal et transversal.

Par ailleurs, si on considère $t=0$ comme étant le temps pour lequel $X_0(t)$ devient non nulle pour la première fois, et que $X_0(t)$ devient nulle pour tout temps $t > T$, il en résulte que $\underline{u}^N(x, t)$ 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 $\left(\frac{r}{\beta} - \frac{r}{\alpha}\right) + T$.

b) Propriétés des ondes P en champ lointain

Le premier terme en champ lointain dans l'équation (3.13) représente la contribution en ondes P. Son déplacement $\underline{u}^P(\underline{x}, t)$ est donné par :

$$u_i^P(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \gamma_i\gamma_j \frac{1}{r} X_0\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \quad (3.15)$$

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 le 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 (3.13) représente la contribution en ondes S dont le déplacement $\underline{u}^S(\underline{x}, t)$ est donné par :

$$u_i^S(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (\delta_{ij} - \gamma_i\gamma_j) \frac{1}{r} X_0\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \quad (3.16)$$

Le long d'une direction donnée $\underline{\gamma}$ 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 $\underline{\gamma}$ 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).

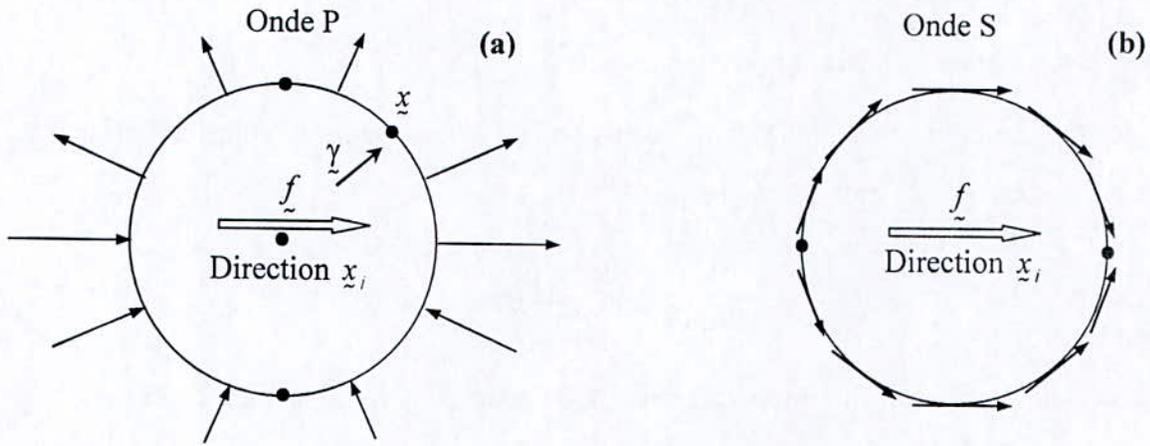


Figure III.1 : Sens du mouvement d'une particule lors de la propagation d'une onde P ou S en champ lointain.

III.1.2 Solution en double couple

Nous allons donner maintenant quelques propriétés de ce champ de déplacement, le plus directement applicables, afin de comprendre les modelés de radiation pour les ondes générées à partir d'une dislocation ponctuelle de cisaillement. Pour cela, nous appliquons la solution de Stokes(3.13), pour obtenir la n^{ième} composante due à une distribution de forces de volume $\underline{f}(\underline{x}, t) = \underline{F}(t) \cdot \delta(\underline{x} - \underline{\xi})$, et nous introduisons les neuf couples $M_{pq} * G_{np,q}$. Et le résultat est un champ de déplacement ayant comme n^{ième} composante :

$$\begin{aligned}
 u_n(\underline{x}, t) &= M_{pq} * G_{np,q} \\
 &= \left(\frac{15\gamma_n\gamma_p\gamma_q - 3\gamma_n\delta_{pq} - 3\gamma_p\delta_{nq} - 3\gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho} \right) \frac{1}{r^4} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau M_{pq}(t-\tau) d\tau \\
 &+ \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - \gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\alpha^2} \right) \frac{1}{r^2} M_{pq}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \\
 &- \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - \gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\beta^2} \right) \frac{1}{r^2} M_{pq}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \\
 &+ \left(\frac{\gamma_n\gamma_p\gamma_q}{4\pi\rho\alpha^3} \right) \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) - \left(\frac{\gamma_n\gamma_p - \delta_{np}}{4\pi\rho\beta^3} \right) \gamma_q \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}\left(t - \frac{r}{\beta}\right)
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

où $M_{pq} = \iint_{\Sigma} m_{pq} d\Sigma$ est le tenseur de moments d'un système de couples concentrés en un seul point (source ponctuelle). Σ est la surface de la faille.

Ainsi, dans un champ de déplacement issu d'une dislocation, les termes en champ proche sont proportionnels à $r^{-4} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau M_{pq}(t-\tau) d\tau$, 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 $r^{-2} M_{pq}(t-r/\alpha)$ $r^{-2} M_{pq}(t-r/\beta)$ dont les propriétés, à de petites ou de grandes valeurs de r , sont asymptotiques à celles du champ proche ou 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 Hammoutène and al, (1992) dans le tableau 3.1.

Tableau III.1 : Classes de magnitudes et des champs de distance.

Magnitude	d1 (Champ proche)	d2 (Champ intermédiaire)	d3 (Champ lointain)
$M1 < 4.5$	≤ 10	10-20	≥ 20
$4.5 \leq M2 < 5.5$	≤ 15	15-30	≥ 30
$5.5 \leq M3 < 6.5$	≤ 20	20-40	≥ 40
$6.5 \leq M4 < 7.5$	≤ 25	25-50	≥ 50
$M5 > 7.5$	≤ 30	30-60	≥ 60

III.2 Modèle de radiation en coordonnées 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 ($M_{kk}=0$). Et si le déplacement discontinu moyen, \bar{U} , est parallèle à la surface de la faille ($\bar{U} \cdot \underline{\nu}=0$), où $\underline{\nu}$ est la normale au plan de faille, et :

$$M_{pq} = \mu [\bar{U}_p \cdot \mathbf{v}_q + \bar{U}_q \cdot \mathbf{v}_p] \cdot A \quad (3.18)$$

pour une faille de surface A ; alors l'expression (3.17) devient :

$$\begin{aligned} u_n(\underline{x}, t) &= \mu [\bar{U}_p \cdot \mathbf{v}_q + \bar{U}_q \cdot \mathbf{v}_p] \cdot A * G_{np,q} \\ &= \left(\frac{30\gamma_n\gamma_p\gamma_q\mathbf{v}_q - 6\gamma_p\mathbf{v}_n - 6\gamma_q\mathbf{v}_q\delta_{np}}{4\pi\rho r^4} \right) \mu A \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau \bar{U}_p(t-\tau) d\tau \\ &\quad + \left(\frac{12\gamma_n\gamma_p\gamma_q\mathbf{v}_q - 2\gamma_p\mathbf{v}_n - 2\gamma_q\mathbf{v}_q\delta_{np}}{4\pi\rho\alpha^2 r^2} \right) \mu A \bar{U}_p\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \\ &\quad - \left(\frac{12\gamma_n\gamma_p\gamma_q\mathbf{v}_q - 2\gamma_p\mathbf{v}_n - 3\gamma_q\mathbf{v}_q\delta_{np}}{4\pi\rho\beta^2 r^2} \right) \mu A \bar{U}_p\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \\ &\quad + \left(\frac{2\gamma_n\gamma_p\gamma_q\mathbf{v}_q}{4\pi\rho\alpha^3 r} \right) \mu A \dot{\bar{U}}_p\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

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 ce faire, choisissons le plan $(\underline{x}_1, \underline{x}_2)$ comme étant celui contenant la surface de rupture, c.à.d. que $\underline{y} = (0, 0, 1)$ avec $\underline{\xi} = \underline{0}$ et introduisons les coordonnées polaires (r, θ, ϕ) , centrées à la source (figure 3.2). Nous choisissons l'axe \underline{x}_1 comme étant la direction du glissement, de sorte que $\bar{\underline{U}} = (\bar{U}, 0, 0)$.

En utilisant l'expression du moment sismique en fonction du temps : $M_0(t) = \mu \cdot \bar{\underline{U}}(t) \cdot A$, on trouve :

$$\begin{aligned} \underline{u}(\underline{x}, t) &= \frac{1}{4\pi\rho} \underline{A}^N \frac{1}{r^4} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau M_0(t-\tau) d\tau \\ &\quad + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \underline{A}^{IP} \frac{1}{r^2} M_0\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) + \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} \underline{A}^{IS} \frac{1}{r^2} M_0\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \\ &\quad + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \underline{A}^{FP} \frac{1}{r} \dot{M}_0\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) + \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} \underline{A}^{FS} \frac{1}{r} \dot{M}_0\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

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 :

$$\begin{aligned}
 \underline{A}^N &= 9 \sin 2\theta \cos \phi \underline{r} - 6 (\cos 2\theta \cos \phi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \phi \underline{\phi}) \\
 \underline{A}^{IP} &= 4 \sin 2\theta \cos \phi \underline{r} - 2 (\cos 2\theta \cos \phi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \phi \underline{\phi}) \\
 \underline{A}^{IS} &= -3 \sin 2\theta \cos \phi \underline{r} - 3 (\cos 2\theta \cos \phi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \phi \underline{\phi}) \quad (3.21) \\
 \underline{A}^{FP} &= \sin 2\theta \cos \phi \underline{r} \\
 \underline{A}^{FS} &= (\cos 2\theta \cos \phi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \phi \underline{\phi})
 \end{aligned}$$

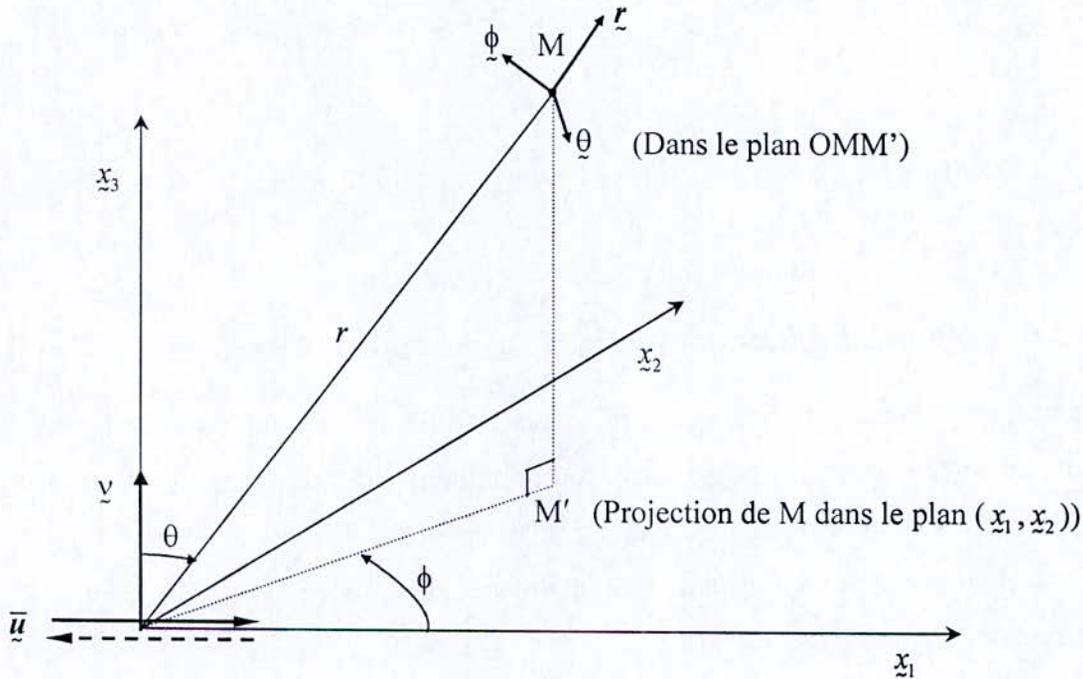


Figure III.2 : Sens du mouvement d'une particule lors de la propagation d'une onde P ou S en champ lointain.

Ces termes de radiation mettent en évidence, explicitement, une composante radiale, proportionnelle à $\sin 2\theta \cos \phi \underline{r}$, et une composante transversale proportionnelle à $(\cos 2\theta \cos \phi \underline{\theta} - \cos \theta \sin \phi \underline{\phi})$. 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).

L'étude de ces termes de radiation nous conduit aux diagrammes de radiation représentés sur la figure 3.3. Cette figure montre que pour les ondes P, il n'y a pas de radiation lorsque $\sin(2\theta)=0$. Le plan de faille et le plan orthogonal à la dislocation, appelé plan auxiliaire, sont donc des plans nodaux pour la radiation des ondes P. Par ailleurs, la radiation est maximale par rapport à ces plans quand $\sin(2\theta)=1$. Pour les ondes S, le rayonnement est maximal à 0° par rapport aux plans nodaux, alors qu'il est nul à 45° .

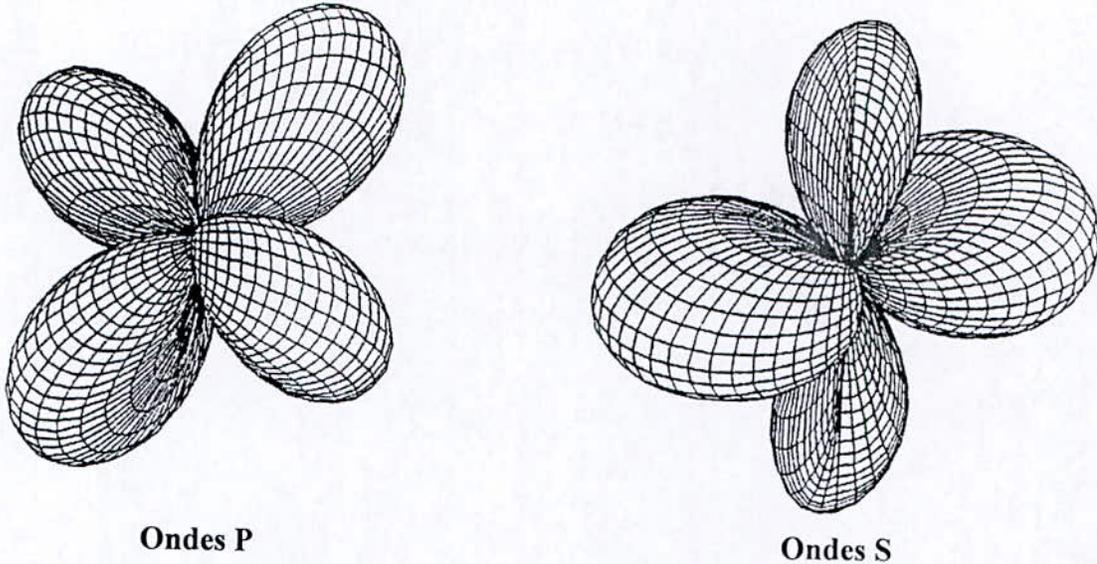


Figure III.3 : Termes de Radiation

III.3 Ondes de volume, en champ lointain, dans un milieu hétérogène

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 Shell*.

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 3.4). 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 (3.19) 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 :

$$\underline{U}^P(\underline{x}, t) = \frac{2(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\gamma} \cdot \underline{\ddot{U}}) \mu A \underline{\gamma}}{4\pi\rho\alpha^3 r} \quad (3.22)$$

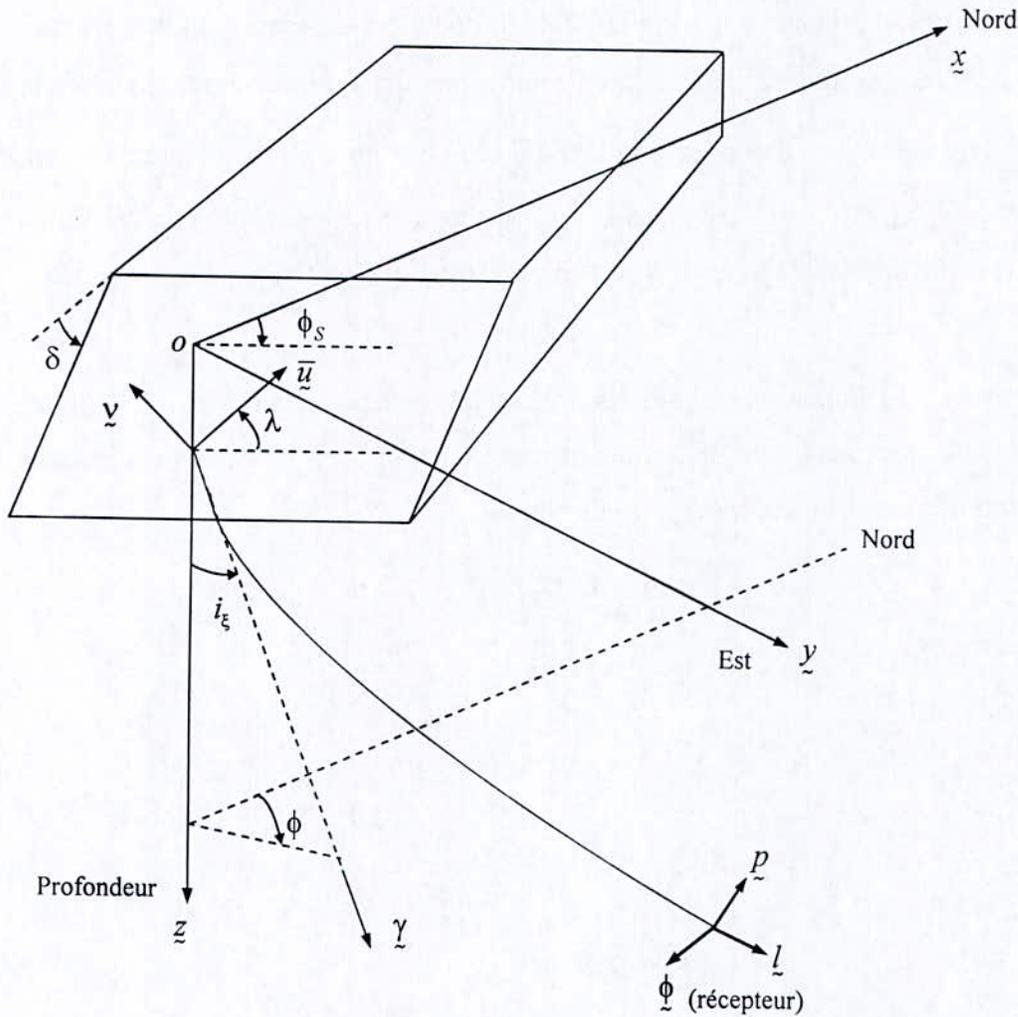


Figure III.4 : Définition des coordonnées cartésiennes \underline{x} , \underline{y} et \underline{z} utilisées pour obtenir les trois modèles de radiation pour ondes P, S_V et S_H, en termes de $(\phi_s, \delta, \lambda, i_\xi, \phi)$.

\underline{x} = Nord, \underline{y} = L'Est et \underline{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.

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

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

$$\underline{U}^s(\underline{x}, t) = \frac{[(\underline{\gamma} \cdot \underline{v}) \dot{\underline{U}} + (\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}}) \underline{v} - 2(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}}) \underline{\gamma}] \mu A}{4\pi \rho \beta^3 r} \tag{3.23}$$

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

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 $\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}}$ et $\underline{\gamma} \cdot \underline{v}$ 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_H sont légèrement plus compliqués, parce que la séparation entre S_V et S_H n'est pas immédiatement apparente en (3.23). Clairement, cette formule doit indiquer que \underline{U}^S est un mouvement transversal car $\underline{U}^S \cdot \underline{\gamma} = 0$. 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 3.4, sont donnés par :

$$\underline{U}^{SV}(\underline{x}, t) = (\underline{U}^S \cdot \underline{P}) \underline{P} = \frac{[(\underline{\gamma} \cdot \underline{v})(\dot{\underline{U}} \cdot \underline{P}) + (\underline{\gamma} \cdot \dot{\underline{U}})(\underline{v} \cdot \underline{P})] \mu A \underline{P}}{4\pi\rho\beta^3 r} \quad (3.24)$$

et

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

Dans ce repère des coordonnées, faisons une identification des différents vecteurs nécessaires pour exprimer les modèles de radiation (3.22), (3.24) et (3.25). Nous obtenons :

$$\begin{aligned} \text{Le vecteur glissement : } \underline{\bar{U}} &= \underline{\bar{U}} (\cos \lambda \cos \phi_s + \sin \lambda \cos \delta \sin \phi_s) \underline{x} \\ &+ \underline{\bar{U}} (\cos \lambda \cos \phi_s - \sin \lambda \cos \delta \cos \phi_s) \underline{y} \\ &- \underline{\bar{U}} \sin \lambda \sin \delta \underline{z} \end{aligned}$$

$$\text{La normale à la faille : } \underline{v} = \sin \lambda \sin \phi_s \underline{x} + \sin \delta \cos \phi_s \underline{y} - \cos \delta \underline{z} \quad (3.26)$$

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

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

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

A partir de ces vecteurs élémentaires, on obtient les six produits scalaires nécessaires pour formuler les expressions des modèles de radiation (3.22), (3.24) et (3.25). Sous forme dimensionnelle. Ces modèles de radiation seront donnés par :

$$\begin{aligned}
 F^P &= 2(\underline{\gamma} \cdot \underline{\nu})(\underline{\gamma} \cdot \underline{\dot{U}}) / \dot{U} \\
 F^{S_V} &= [(\underline{\gamma} \cdot \underline{\nu})(\underline{\dot{U}} \cdot \underline{P}) + (\underline{\gamma} \cdot \underline{\dot{U}})(\underline{\nu} \cdot \underline{P})] / \dot{U} \\
 F^{S_H} &= [(\underline{\gamma} \cdot \underline{\nu})(\underline{\dot{U}} \cdot \underline{\phi}) + (\underline{\gamma} \cdot \underline{\dot{U}})(\underline{\nu} \cdot \underline{\phi})] / \dot{U}
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Ainsi donc, les déplacements en champ lointain correspondants seront :

$$\begin{aligned}
 \underline{U}^P(\underline{x}, t) &= \frac{F^P \cdot \mu A}{4\pi\rho\alpha^3 r} \dot{U}(t - \frac{r}{\alpha}) \underline{l} \\
 \underline{U}^{S_V}(\underline{x}, t) &= \frac{F^{S_V} \cdot \mu A}{4\pi\rho\beta^3 r} \dot{U}(t - \frac{r}{\beta}) \underline{P} \\
 \underline{U}^{S_H}(\underline{x}, t) &= \frac{F^{S_H} \cdot \mu A}{4\pi\rho\beta^3 r} \dot{U}(t - \frac{r}{\beta}) \underline{\phi}
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

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 $\underline{\theta}$ et S_H dans la direction $\underline{\phi}$. (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.

Chapitre IV : Modélisation et simulation des mouvements sismiques au rocher

IV.1 Introduction

La simulation des mouvements forts de sol en Génie Parasismique est une composante clé dans le processus d'évaluation de la réponse dynamique d'une structure sous excitation sismique. Les accélérogrammes synthétiques ainsi simulés doivent être en mesure de reproduire la nature stochastique et les caractéristiques en hautes fréquences [8] des enregistrements sismiques compatibles avec les données sismologiques de source notamment le processus de rupture sur la faille sismique. En outre, ces accélérogrammes s'avèrent d'une grande utilité pour l'Ingénieur en Génie Civil en ce qu'ils lui permettent de définir les mouvements sismiques de calcul pour la conception parasismique et le calcul dynamique des ouvrages résistants aux séismes. Cette simulation est du reste incontournable dans des zones sismiques pour lesquelles les données accélérométriques sont insuffisantes voire inexistantes.

Dans le cadre de notre travail, nous étudions dans ce chapitre les effets des paramètres de sources sur les caractéristiques temporelles et fréquentielles des accélérogrammes simulés en utilisant deux modèles : un modèle de source ponctuelle (Boore 1983) et un modèle de source étendue (Irikura 1983).

L'applicabilité des différents modèles théoriques utilisés est analysée à la base du séisme de Boumerdesse du 21 Mai 2003 notamment la réplique du 28 Mai 2003.

IV.2 Modèle théorique de source ponctuelle

Le modèle de simulation de source ponctuelle élaboré par Boore en 1983 que nous présentons ici est un hybride des approches adoptées par les Ingénieurs et les sismologues. Il est particulièrement simple : le calibrage avec la taille de la source dépend d'un seul paramètre moment sismique ou magnitude moment. En plus du pic d'accélération, le modèle est en bon accord avec beaucoup de mesures d'amplitudes de mouvement de terres tirées à partir des précédentes analyses de centaines d'enregistrements de tremblement au Nord de l'Amérique et de magnitude allant de 5.0 à 7.7. Le modèle s'adapte aussi aux pics des vitesses et des accélérations des tremblements Sud Africain avec des magnitudes moment de 0.4 à 2.4.

D'autre part le modèle permet de comprendre les aspects essentiels du mouvement de terre en hautes fréquences des tremblements sur une large gamme de magnitudes.

IV.2.1 Formulation et méthode

L'essence de la méthode est de générer un accélérogramme transitoire dont le spectre assortit, est comme, au moins dans la moyenne d'ensemble, le spectre d'amplitude spécifié et donné par des considérations physiques, dans ce cas-ci le spectre de Brune (1970)[10]. Ce but peut être obtenu par un certain nombre de manières. Par exemple, d'abord une fenêtre peut être appliquée à une séquence de temps d'un bruit blanc aléatoire de moyenne nulle. Ensuite l'amplitude spectrale de ce signal peut être remplacé par le spectre désiré, laissant la phase intacte. La transformation de nouveau au domaine temporel a comme conséquence un accélérogramme dont le spectre d'amplitude assortit est exactement le spectre spécifié.

Malheureusement, la forme forcée du spectre d'amplitude peut introduire des oscillations à bande étroite (narrow-band) dans l'enregistrement. Une autre méthode démarre par la phase aléatoire et le spectre d'amplitude donné dans le domaine fréquentiel. Après transformation au domaine temporel, une fenêtre convenablement normaliser est appliquée pour produire un signal transitoire. Cependant la fenêtre, déforme le spectre; il n'y a aucune assurance que le spectre désiré sera atteint, même avec une moyenne sur l'ensemble des simulations. Dans un sens, ces deux approches sont les extrémités d'une gamme de méthodes essayant de réaliser deux choses: un accélérogramme de durée finie avec un spectre d'amplitude spécifié. La première méthode produit un accélérogramme qui est seulement approximativement d'une durée finie mais a le spectre d'amplitude spécifié; la deuxième méthode réalise l'inverse. Une troisième méthode, tombant entre les deux premiers, ne souffre pas des limitations des deux premières méthodes; elle est à la base de tous les résultats obtenus par Boore (article décembre 1983). Elle commence par le fenêtrage d'une séquence de temps d'un bruit blanc aléatoire gaussien de bande limitée avec une moyenne nulle et une variance choisie de façon que sur la moyenne l'amplitude spectrale soit égale à l'unité (ce critère est satisfait si la variance du bruit est égale à la largeur totale de la bande, et si la fenêtre est normalisée telle que l'intégrale de son carré est égale à l'unité). Le spectre du signal fenêtré est multiplié par le spectre spécifié, et la transformation de nouveau au domaine temporel donne l'accélérogramme final [1].

L'application de cette méthode exige la forme spectrale en fonction de la taille de tremblement de terre. Boore a considéré seulement la contribution de l'onde de cisaillement au mouvement fort; en effet, dans la majorité des cas elle domine le mouvement, en particulier sur les composantes horizontales de la secousse du sol. La forme adoptée ici pour le spectre d'accélération $A(f)$ des ondes de cisaillement à une distance R de la faille de moment M_0

est :

$$A(f) = C \cdot M_0 \cdot S(f, f_c) \cdot P(f, f_m) \cdot \frac{e^{-\pi \cdot f \cdot R / Q \cdot \beta}}{R} \quad (4.1)$$

Où C est une constante donnée par :

$$C = \frac{R_{\theta\phi} \cdot FS \cdot PJ}{4\pi\rho\beta^3} \quad (4.2)$$

$R_{\theta\phi}$ est le modèle de radiation, FS est l'amplification dû à la surface libre, PJ est le facteur de réduction qui partitionne l'énergie suivant deux composantes horizontales, et ρ et β sont la densité et la vitesse de l'onde de cisaillement. D'après Aki (1967) et Brune (1970), le spectre de source S est donné par [15]:

$$S(f, f_c) = \frac{4\pi^2 f^2}{1 + (f / f_c)^2} \quad (4.3)$$

où f_c est la fréquence coin. Ce spectre est celui du modèle en omega-square. Le terme $P(f, f_m)$ est un filtre passe-bas qui s'explique par une observation selon laquelle les spectres d'accélération montrent souvent une diminution marquée avec l'augmentation de la fréquence, au-dessus d'une certaine fréquence de coupure qui ne peut pas être attribué entièrement à l'atténuation de chemin de propagation [l'atténuation entière de chemin de propagation est modélisée par le terme exponentielle dans l'équation (4.1) ; il est facilement possible, si on le désire, d'inclure la dépendance du facteur de qualité Q de la fréquence]. Papageorgiou et Aki [22] et Papageorgiou [21] ont attribué f_m , aux processus de source et Hanks [12], Anderson and Hough [3], Bresnev and Atkinson [4] à l'atténuation près de site d'enregistrement.

La forme pour ce filtre P a été arbitrairement prise pour être :

$$P(f, f_m) = [1 + (f / f_m)^{2s}]^{-1/2} \quad (4.4)$$

où s contrôle le taux de dégradation aux hautes fréquences. Sur la base de plusieurs spectres observés, s a été assigné une valeur de 4.

En supposant que f_m n'est pas fonction de la taille de tremblement de terre, les spectres pour différents tremblements de terre sont contrôlés par deux paramètres: moment sismique M_0 et fréquence coin ($f_c = \omega_c / 2\pi$). Ces deux paramètres de sources peuvent être relier par une

équation impliquant un autre paramètre de chute de contraintes ($\Delta\sigma$) [10]:

$$f_c = 4.9 \cdot 10^6 \cdot \beta \cdot (\Delta\sigma / M_0)^{1/3} \quad (4.5)$$

où f_c , est en hertz, β est en kilomètres/second, $\Delta\sigma$ est en barres, et M_0 est en dyne-cm. Bien qu'à l'origine dérivé d'une relation entre la chute de contrainte statique, le glissement de la faille, et les dimensions de la faille, $\Delta\sigma$ est mieux vu ici comme simplement un paramètre contrôlant la force du rayonnement à haute fréquence. Il a été mentionné dans la littérature par une variété de noms, y compris la contrainte effective, la chute de contrainte dynamique, et le rms de la chute de contrainte.

Un accélérogramme transitoire est obtenu dans le domaine temporel en utilisant une forme de fenêtre dont la longueur est contrôlée par la durée de la source (T_d). Cette simple procédure ne produit pas des variations du contenu fréquentiel avec le temps, mais une telle variation est sans importance pour les mouvements au sol à haute fréquence concernée ici.

Selon Hanks et McGuire (1981)[12], T_d est lié à la fréquence coin par :

$$T_d = f_c^{-1} \quad (4.6)$$

IV.3 Modèle théorique de source étendue

Dans cette étude, on présentera une méthode hybride, appelée méthode des fonctions de Green empiriques basée sur un modèle de source étendue, où il est considéré 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 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. Cette méthode a été initiée par Hartzell [14] puis développée par d'autres auteurs (exp : Kanamori [20], Irikura [16, 17], Irikura and Kamae [18], et al. 1998) en considérant différentes lois de similitude entre tremblement de terre (Kanamori and Anderson, 1975 ; Geller, 1976).

IV.3.1 Formulation

IV.3.1.1 Similitude des tremblements de terre

Aki (1976) a, le premier, défini le moment sismique qui s'écrit :

$$M_0 = \mu \cdot \Delta u \cdot S \quad (4.7)$$

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 :

$$f_c = \frac{1}{T} = \frac{V_r}{L} \quad (4.8)$$

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 :

$$M_0 \propto L^3 \quad (4.9)$$

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 (2.11) et de la loi d'échelle (4.9), les relations de similitude suivantes (Kanamori et Anderson, 1975 ; Geller, 1976) :

$$\frac{L}{L_e} = \frac{W}{W_e} = \frac{D}{D_e} = \frac{\tau}{\tau_e} = \left(\frac{M_0}{M_{0_e}} \right)^{1/3} \quad (4.10)$$

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.

IV.3.1.2 Relation entre les fonctions sources des petits et gros événements

Nous avons vu dans la section (III.1) 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 $i^{\text{ème}}$ composante du déplacement en un point quelconque est donné par la fonction $G_m(\underline{x}, t; \underline{\xi}, \tau)$.

Partant de cette définition, le théorème de représentation nous a permis de déduire une formulation spécifique (équation 3.17) 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 [14], caractérisé par une propagation cohérente du front de rupture et une fonction de glissement constante sur une faille rectangulaire $L \times W$ (figure IV.1), alors le déplacement en champ lointain $U_c(\underline{x}, t)$ en un point quelconque M du milieu, dû à une dislocation $\Delta U(\xi, \eta, t)$ sur le plan de faille Σ , peut être donné par :

$$U_c(\underline{x}, t) = \frac{R_c(\theta, \varphi)}{4\pi\rho v_c^3 r} \mu \int_0^L \int_0^W \Delta \dot{U}(\xi, \eta, t - t_c) d\xi d\eta \tag{4.11}$$

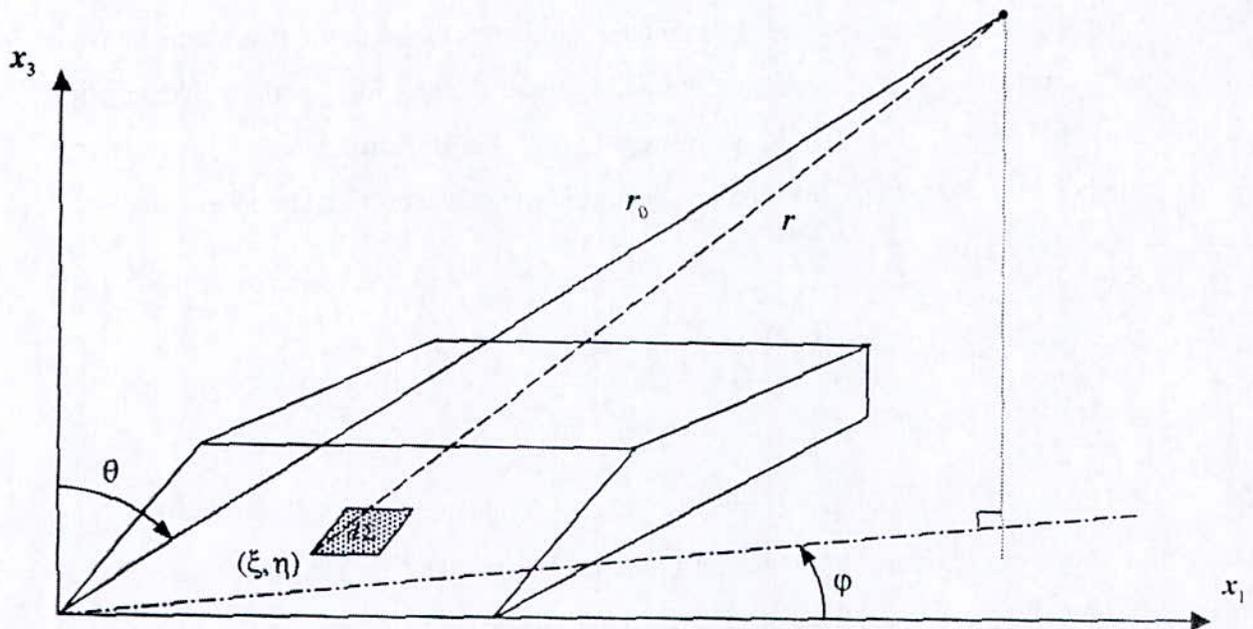


Figure IV.1 : Coordonnées et géométrie du plan de rupture. Le modèle de Haskell d'une faille rectangulaire est utilisé

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 considéré, v_r la vitesse de propagation de la rupture, r est la distance entre le plan de la faille Σ au point considéré M , R_c est le coefficient de radiation, φ le strike, θ l'angle du pendage et l'indice c (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.

$$S(\underline{x}, t) = \mu \int_0^L \int_0^W \Delta U(\xi, \eta, t - t_c) d\xi d\eta \tag{4.12}$$

En considérant la croûte terrestre comme un système linéaire, Irikure (1983) proposa une méthodologie pour transformer l'équation (4.12) de sa forme intégrale lié 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 considérons les dimensions de chaque élément correspondant au petit événement, comme montrées sur la figure IV.2. Chaque sous-faille a une longueur L_e et une largeur W_e .

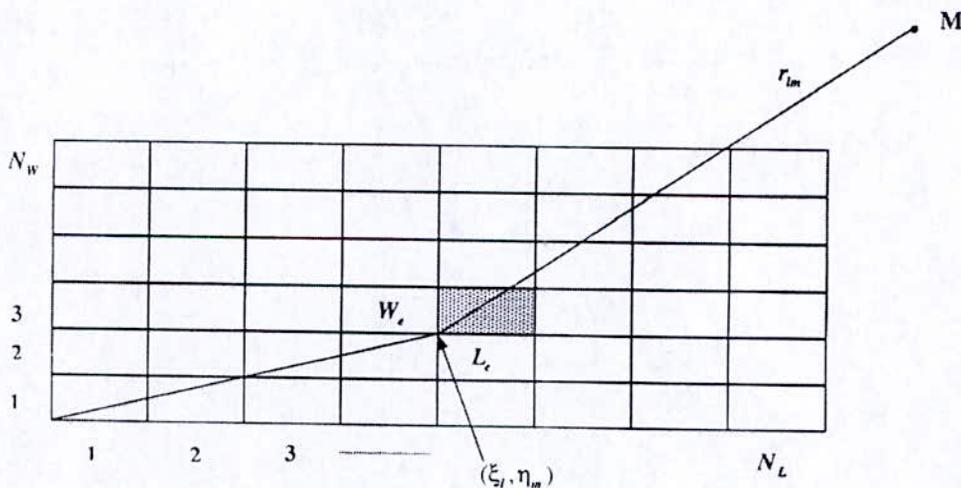


Figure IV.2 : Plan de faille du choc majeur, divisé en $N_L \times N_W$ sous-failles. Chacune correspond à un événement élémentaire.

L'équation (4.12) est réécrite sous la forme suivante :

$$S(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_l} \sum_{m=1}^{N_m} \mu \int_{\xi_l}^{\xi_l + L_e} \int_{\eta_m}^{\eta_m + W_m} \Delta \dot{U}(\xi, \eta, t - t_{c_m}) d\xi d\eta \quad (4.13)$$

avec :

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

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

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

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 comme une fonction rampe ayant un temps de montée τ_e et un glissement final D_e (figure IV.3). Maintenant, à partir de la condition de similitude (4.10), 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 :

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

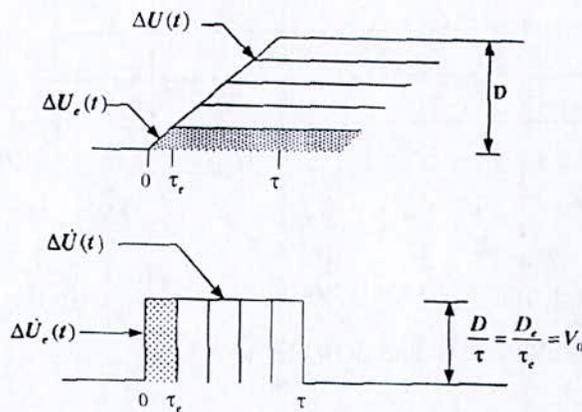


Figure IV.3 : Relation entre la fonction de dislocation de l'événement majeur et celle du sous-événement, ainsi que leurs dérivées respectives

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 :

$$\begin{aligned}\Delta U(\xi, \eta, t) &= \sum_{k=1}^{N_D} \Delta U_e[\xi, \eta, t - (k-1)\tau_e] \\ \Delta \dot{U}(\xi, \eta, t) &= \sum_{k=1}^{N_D} \Delta \dot{U}_e[\xi, \eta, t - (k-1)\tau_e]\end{aligned}\tag{4.14}$$

Par ailleurs, en injectant (4.14) dans l'expression (4.13) et en changeant l'ordre d'intégration et de sommation, la fonction source de l'événement majeur devient :

$$S(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_l} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} \mu \int_{\xi_l}^{\xi_l + L_e} \int_{\eta_m}^{\eta_m + W_m} \Delta \dot{U}_e(\xi_l, \eta_m, t - (k-1)\tau_{e_{lm}}) d\xi d\eta\tag{4.15}$$

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 (ξ_0, η_0) nous pouvons écrire :

$$S(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_l} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} S_e(\underline{x}, t - t_{d_{klm}})\tag{4.16}$$

où $t_{d_{klm}}$ est donnée par:

$$t_{d_{klm}} = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{(\xi_l - \xi_0)^2 + (\eta_m - \eta_0)^2}}{v_r} + (k-1)\tau_{e_{lm}}\tag{4.17}$$

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

$$U_c(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_l} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{R_{e_{lm}}(\theta_{lm}, \varphi_{lm})}{4\pi v_c^3 r_{lm}} S(\underline{x}, t - t_{d_{klm}})\tag{4.18}$$

L'équation (4.16) 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_U 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 $\sqrt[3]{M_0 / M_0}$ par un nombre entier.

IV.3.1.3 Estimation des mouvements forts associés a l'événement majeur

Nous allons présenter maintenant une méthodologie de synthèse des mouvements forts liés à un choc majeur, en utilisant les sismologues 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 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 $G_{e/m}$, le mouvement résultant de la dislocation $\Delta U_{e/m}$ d'une sous-faille élémentaire $\Sigma_{e/m}$ ($= L_e \times W_e$), localisée au point (ξ_l, η_m) alors le mouvement en surface, lié au choc majeur $G(x,t)$, sera donné par la sommation :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \sum_{k=1}^{N_D} G_{e/m}(\underline{x}, t - t_{d_{klm}}) \quad (4.19)$$

Ainsi, si on arrive à enregistrer le mouvement résultant de chaque sous-faille élémentaire Σ_e , le mouvement fort $G(\underline{x}, t)$ lié au choc majeur, peut être estimé à partir de l'expression (4.19). 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 $G_{e_{l_m}}$ résultant d'une sous-faille arbitraire $\Sigma_{e_{l_m}}$ peut être estimé par :

$$G_{e_{l_m}}(\underline{x}, t) = \frac{R_c(\theta_{l_m}, \varphi_{l_m})}{R_c(\theta_{l_0 m_0}, \varphi_{l_0 m_0})} \cdot \frac{r_{l_0 m_0}}{r_{l_m}} G_{e_{l_0 m_0}}(\underline{x}, t - t_{e_{l_m}}) \quad (4.20)$$

avec:

$$t_{e_{l_m}} = \frac{r_{l_m} - r_{l_0 m_0}}{v_c}$$

En injectant (4.20) dans l'expression (4.19), le mouvement en surface $G(\underline{x}, t)$ du choc majeur peut être décrit par :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_f} \sum_{m=1}^{N_f} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{R_c(\theta_{l_m}, \varphi_{l_m})}{R_c(\theta_{l_0 m_0}, \varphi_{l_0 m_0})} \cdot \frac{r_{l_0 m_0}}{r_{l_m}} G_{e_{l_0 m_0}}(\underline{x}, t - t_{e_{l_m}} - t_{e_{klm}}) \quad (4.21)$$

Le mouvement fort est 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, φ) de chacune des sous-failles par rapport au récepteur.

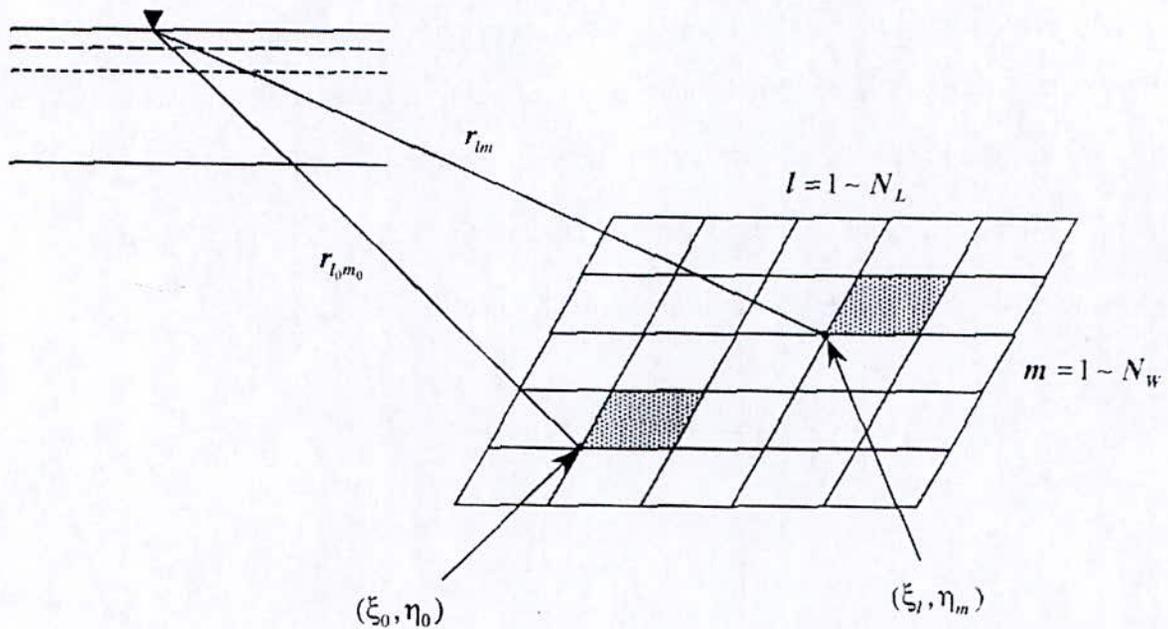


Figure IV.4 : Paramètres de source des sous-failles élémentaires. La sous-faille $\Sigma_{e_{l_0 m_0}}$ est liée au petit événement enregistré.

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 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 sommation est donné par N^3 . Nous allons voir maintenant quelles les corrections que nous avons apportées à cette technique de simulation.

IV.3.1.4 Présentation des modèles de rupture

Dans cette méthode la propagation de la rupture sur le plan de faille peut être représentée par les trois modèles de la figure IV.5.

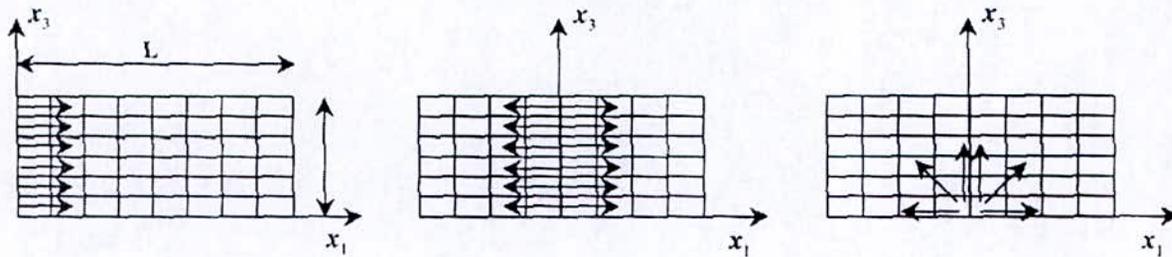
*Propagation Latérale**Propagation Bilatérale**Propagation Radiale*

Figure IV.5 : 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.

IV.3.1.5 Corrections apportées à la MFGE

En se rapportant à l'expression théorique du champ de déplacement généré par une source ponctuelle (notre expression III.17), 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.

Une révision a été amenée sur la formulation de la méthode pour supprimer les effets des oscillations parasites Kadi [18].

IV.3.1.6 Suppression des Oscillations Parasites

Il faut noter qu'une application directe de l'expression (4.21) avec la correction des termes de radiation et de l'atténuation géométrique. Conduit à convoquer la fonction de Green empirique par une fonction discrète de périodicité τ_c . En d'autres termes, on peut réécrire cette expression sous la forme :

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

avec :

(4.22)

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

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 4.21).

Il faut donc s'attendre à ce que le sismogramme synthétique soit dominé par cette période. 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 z (expression 4.14).

Si $\Delta U(t)$ suit exactement une fonction rampe, d'un temps de montée τ égal à $N_D * \tau$ la relation 4.14 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.

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 :

$$F_e(t) = \sum_{k=1}^{N \cdot n'} \frac{1}{n'} \delta(t - t_{lm} - (k-1) \frac{\tau_e}{n'}) \quad (4.23)$$

Le mouvement résultant s'écrira alors :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D \cdot n'} \left(\frac{c_{l_0 m_0}}{c_{lm}} \right) \frac{1}{n'} \cdot G_e(\underline{x}, t - t_{lm} - (k-1) \frac{\tau_e}{n'}) \quad (4.24)$$

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 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 (4.24) dans notre formulation, avec $n'=N$. 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.

IV.3.1.7 Révision de la Méthodologie pour les Hautes Fréquences

La formulation de l'expression (4.21) 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 4.11, décroît en hautes fréquences en ω^{-3} (Geller, 1976), de telle sorte que :

$$|U_c(\omega)| = \frac{M_0 \cdot R_c(\theta, \varphi)}{4\pi\rho \cdot V_c^3 \cdot r} \cdot \left| \frac{\sin(\omega\chi_L)}{\omega\chi_L} \right| \cdot \left| \frac{\sin(\omega\chi_W)}{\omega\chi_W} \right| \cdot \left| \frac{\sin(\omega\chi_\tau)}{\omega\chi_\tau} \right| \quad (4.25)$$

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.

Avec :

$$\begin{aligned} \chi_L &= \frac{L}{2} \left(\frac{1}{V_r} - \frac{\cos(\varphi)}{V_c} \right) \\ \chi_W &= \frac{W \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\varphi)}{2 \cdot V_c} \\ \chi_\tau &= \frac{\tau}{2} \end{aligned} \quad (4.26)$$

De même, le spectre de l'événement majeur $G(x, t)$, exprimée par la triple sommation (4.19), décroît en ω^{-3} à partir des fréquences supérieures à $1/\tau$. Ceci explique pourquoi le spectre simulé, 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 $\Delta x = V_r \cdot \tau_e$ (Figure IV.6).

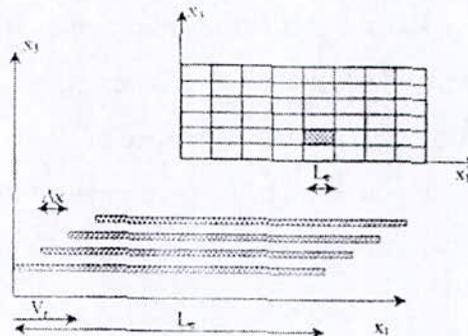


Figure IV.6 : Modèles de propagation du front de rupture de faille, utilisés par la méthode de synthèse des mouvements forts.

Par conséquent, nous pouvons réécrire l'expression 4.14 sous la forme :

$$\Delta U(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta U_e[\xi - (k-1)V_r \cdot \tau_e, \eta, t] \tag{4.27}$$

et:

$$\Delta U(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta U_e[\xi, \eta - (k-1)V_r \cdot \tau_e, t] \tag{4.28}$$

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

L'expression (4.21) exprime le cas d'une rupture de faille en strike-slip alors que (4.28) traite le cas d'un dip-slip. Par conséquence, les expressions (4.19) et (4.17) deviennent :

$$G(\underline{x}, t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_M} \sum_{k=1}^{N_D} G_{e_{lm}}(\underline{x}, t - t'_{d_{klm}}) \tag{4.29}$$

avec :

$$t_{d_{kim}} = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{|\xi_l - \xi_0 + (k-1)\Delta x_e|^2 + (\eta_m - \eta_0)^2}}{v_r} + (k-1)\tau_{e_m} \quad (4.30)$$

$$\Delta x = V_r \cdot \tau_e$$

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} .

IV.4 Effet des paramètres de sources sur le mouvement sismique fort du substratum rocheux

Dans cette partie, nous étudions l'effet des paramètres de sources sur le mouvement sismique fort du substratum rocheux, sur la base des accélérogrammes simulés (variabilité spatiale des caractéristiques temporelles) et des spectres d'accéléérations associées (variabilité spatiale des caractéristiques fréquentielles). Ces paramètres, incluent, la radiation (position du récepteur par rapport à la ligne de glissement de chaque sous-faille), le modes de ruptures, la vitesse de propagation en plus de ces paramètres nous étudierons l'influence de la directivité du récepteur à la faille.

IV.4.2 Effet de la radiation

Chaque type d'onde émanant d'un point source se propage à travers des directions rayonnants autour de ce point avec une énergie plus ou moins importante en fonction des valeurs de l'angle ϕ que fait chaque direction de propagation avec celle du glissement. La question que nous nous posons c'est de savoir s'il est possible de détecter les directions de grande énergie et celles de moindre énergie dans le cas d'une source multiple à ruptures multiple. Dans ce cadre, nous considérons comme paramètres de source les valeurs associées à ce séisme à savoir [26] :

- Moment sismique $M_0=3.5 \times 10^{26}$ dyne.cm
- Hypocentre :- Lat = 36.89N
-Long =3.78E
-Profondeur=10km
- Direction du glissement (rake) $\lambda=86^\circ$
- Pendage (dip)= 47°
- Striker= 54°
- Valeurs du glissement moyenne $D=57$ cm
- Vitesse de propagation des ondes SH $V_s=2.7$ Km/s
- Durée de séisme $T= 18$ s
- Vitesse de rupture des ondes SH $V_r=1.94$ km/s
- Masse volumique de la roche $\rho=2.5$ g/cm³

- Facteur de qualité on substratum $Q_s=150$

Pour l'évènement élémentaire on considère la réplique du 27 Mai 2003 enregistrée à Boumerdes (longitude=36,76N et altitude=03,48E) dont l'hypocentre est localiser au point de longitude=36,88N et altitude=03,55E ce qui donne comme terme de radiation.

Dans ce cadre nous avons choisi de traiter dans un premier temps le cas de la source ponctuelle à rupture multiple et d'analyser les mouvements de la composante radiale (Onde SH) obtenus aux stations situées à une distance de 30 Km de l'épicentre suivant la direction de glissement (station S1 et S3) et celle qui lui est perpendiculaire (station S2 et S4) (voir Figure V.7) ainsi qu'aux station situées à 45° des précédentes (station P_i ($i=1,4$)) (voir Figure V.8). Pour cela nous avons choisi de prendre comme données pour le séisme majeur celles du séismes du 21 Mai 2003, et comme données le séisme élémentaires celles de la réplique 27 mais 2003, dans ce cadre, nous considérons la valeur du moment sismique de l'évènement majeur égal à $3,5 \cdot 10^{26}$ dyne.cm, comme valeur du glissement moyen $d=57$ cm, ainsi que celle de la réplique $2,8 \cdot 10^{24}$ dyne.cm et les valeurs de $\rho=2,5 \text{ g/cm}^2$, $V_s=2.7 \text{ Km/s}$ et $Q=150$: $f_m=15 \text{ Hz}$, $\Delta\sigma=100 \text{ bars}$, $FS=1$, $PJ=0,71$.

Compte tenue de l'expression du terme de radiation pour la composante radiale en champ lointain pour un mouvement transversal il est évident que les station S2 ($\varphi=\pi/2$) et S4($\varphi=3.\pi/2$) sont situées dans la direction de faible énergie avoir d'énergie nul alors que les station S1($\varphi=\pi$) et S3($\varphi=0$) sont situées suivant la direction d'énergie maximale. Les stations P1 à P4 sont par contre situées dans des directions d'énergie moyenne ($3\pi/4$, $\varphi=\pi/4$, $7\pi/4$, $5\pi/4$ respectivement), ce qui est traduit par les figures (V.11 et V.14) ou en voit que l'énergie à la station S3 est voisine de $30000 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ pour un modèle de rupture radiale et $20000 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ pour un modèle de rupture latérale par contre l'énergie au niveau des stations S2 et S4 est presque nulle. Les enregistrements des stations P1 à P4 sont a niveau d'énergie relativement inférieur à ceux de la station S3.

Dans le cas du processus réel c-a-d cas des sources multiples à ruptures multiples on remarquera que l'effet de radiation théorique obtenu dans le cas de la source ponctuelle n'apparaît pas sur les accélérogrammes. En effet les stations S2 et S4, qui avaient les valeurs d'énergie presque nulle, voient dans ce cas leurs énergies atteindre les valeurs $2000 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ et $15000 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ respectivement (pour un modèle de rupture radiale), alors que les énergies des stations S1 et S3 sont différentes de celles obtenues dans le cas de la source ponctuelle, ou l'on remarque qu'au niveau de la station S1 la différence d'énergie entre les deux cas étudié est de l'ordre de $15000 \text{ cm}^2/\text{s}^3$. Par ailleurs les stations P1 à P4 ont des niveaux d'énergie

différents par rapport au cas ponctuel et pouvant même dépasser celui de la station S2 cas de la station P2 ($45000 \text{ cm}^2/\text{s}^3$), (voir Figure IV.17 et IV.20).

Les conclusions déduites si dessous permette expliquer, en partie les dégâts constatés sur le terrain. En effet les ville les plus touchée (Bourdje El bahri, Zamouri, Reghaia) sont respectivement situé suivent les angles de radiation ($\varphi=154^\circ$, $\varphi=160^\circ$, $\varphi=130^\circ$) qui correspondant on niveau d'excitation des station (P1 Reghaia) et S1 (Bourdje El bahri, Zamouri).

Il serait intéressant de récolter mêmes relations aux caractéristiques fréquentielles des structures endommagées de sorte à les comparer aux niveaux d'accélération maximaux données par les spectres de réponses, enregistrées aux stations.

IV.4.2 Effet de du mode de rupture

En générale, la rupture radiale engendre des niveaux d'accélération relativement plus élevés que ceux obtenus dans le cas de la rupture latérale (voir Figure IV.15 et IV.18). D'autre part, on peut voir sur les Figures IV.16 et IV.19 que, pour le cas du séisme de que nous traitons, la bande des fréquences propres des structures les plus sollicitées est relativement plus large lorsque la rupture est radiale, on voit qu'au niveau de la station S2 les périodes propres des structures les plus sollicitées s'étend jusqu'à près de 2s, alors que pour la rupture radiale elle ne dépasse pas 0.5 s. de même pour la station P2, la bande fréquentielle des niveaux élevés d'excitation s'étend jusqu'à 0.7 s, alors que pour la rupture radiale, elle s'étend jusqu'à 0.4 s.

Le processus de ruptures des séismes de Boumerdes est un processus de rupture radiale. Ce qui malheureusement a donc constituer un facteur aggravant pour le niveau de dommages sur le terrain.

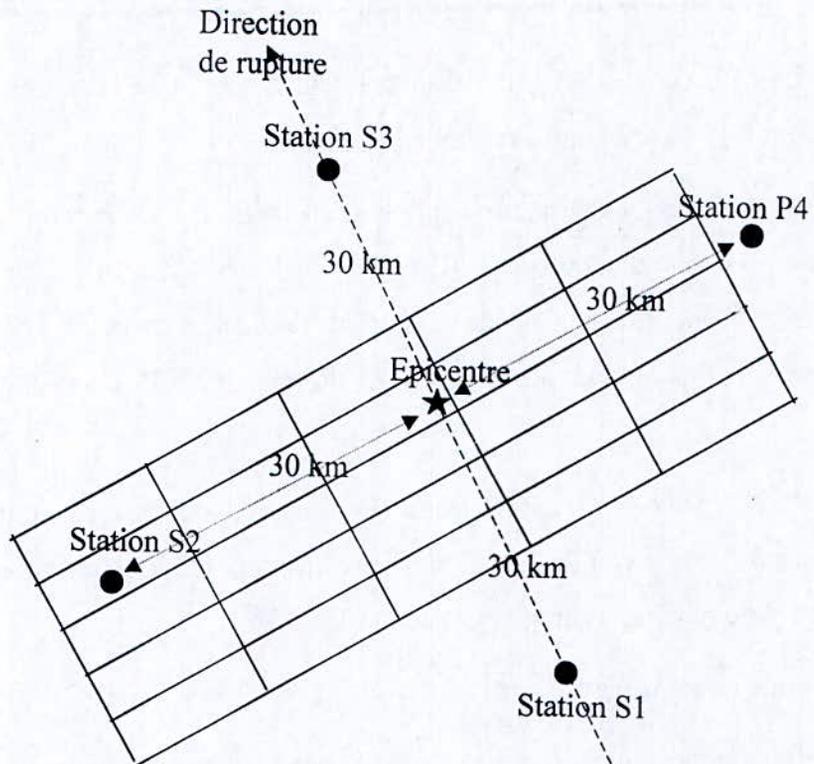


Figure 5.7 : stations S_i

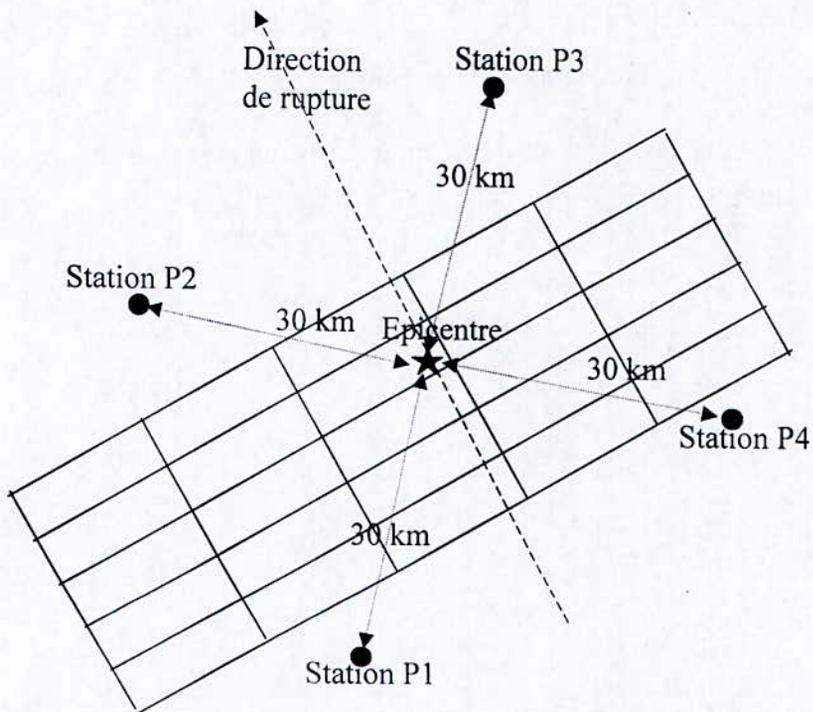


Figure 5.8 : stations P_i

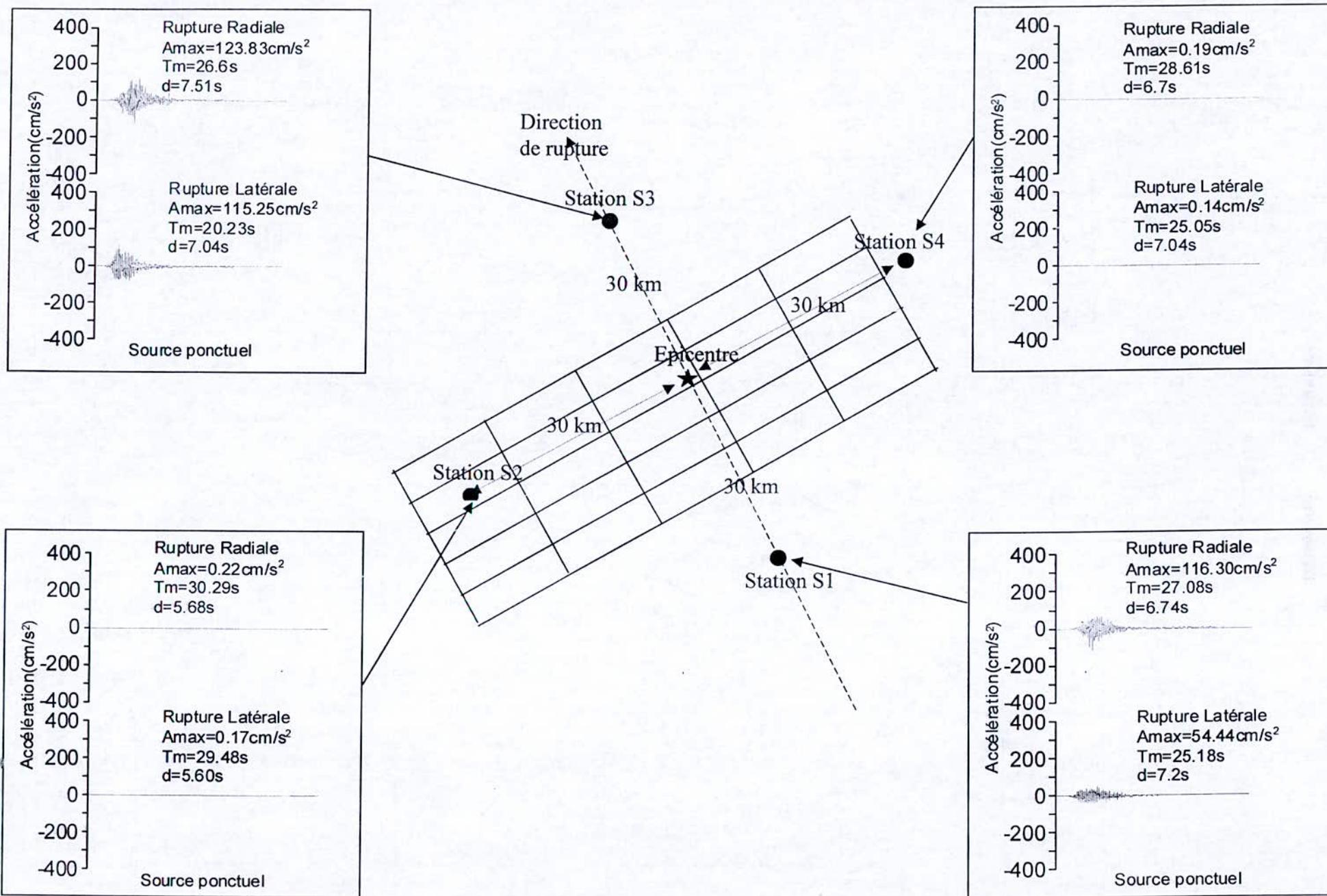


Figure 5.10: Accélérogrammes synthétiques aux stations Si source ponctuel

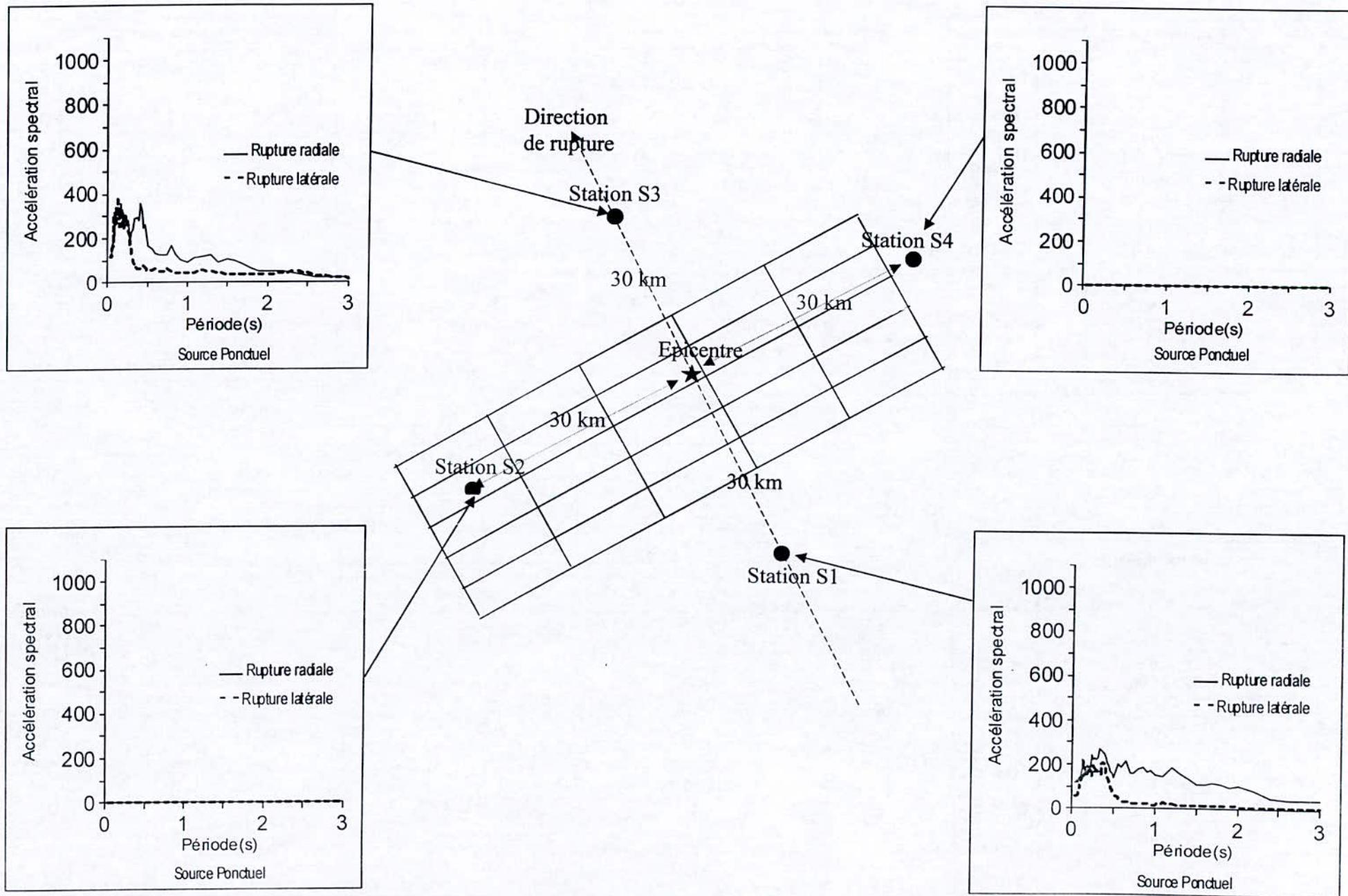


Figure 5.11 : Spectre d'Accélération aux stations Si source ponctuel

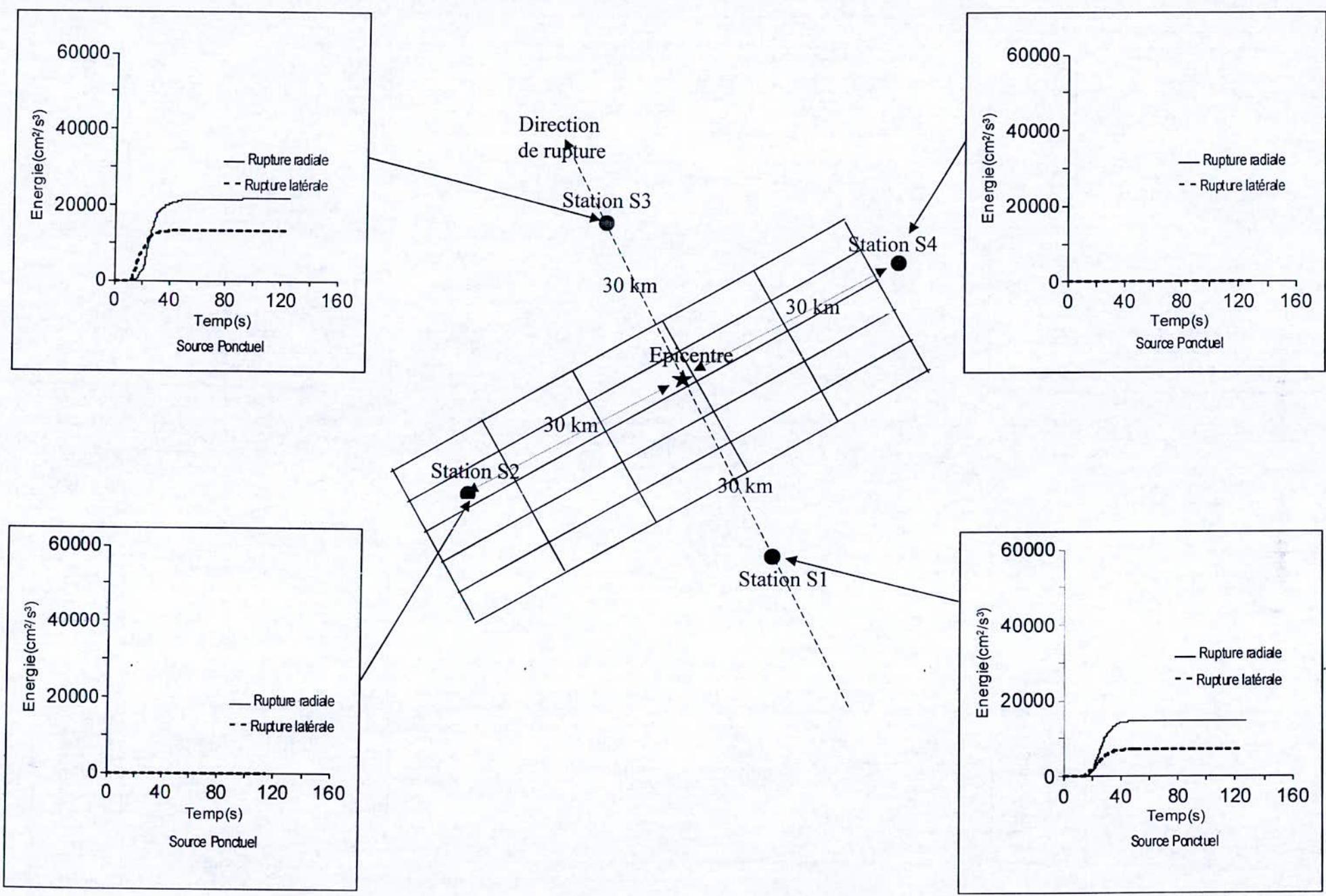


Figure 5.12 : Energie aux stations Si source ponctuel

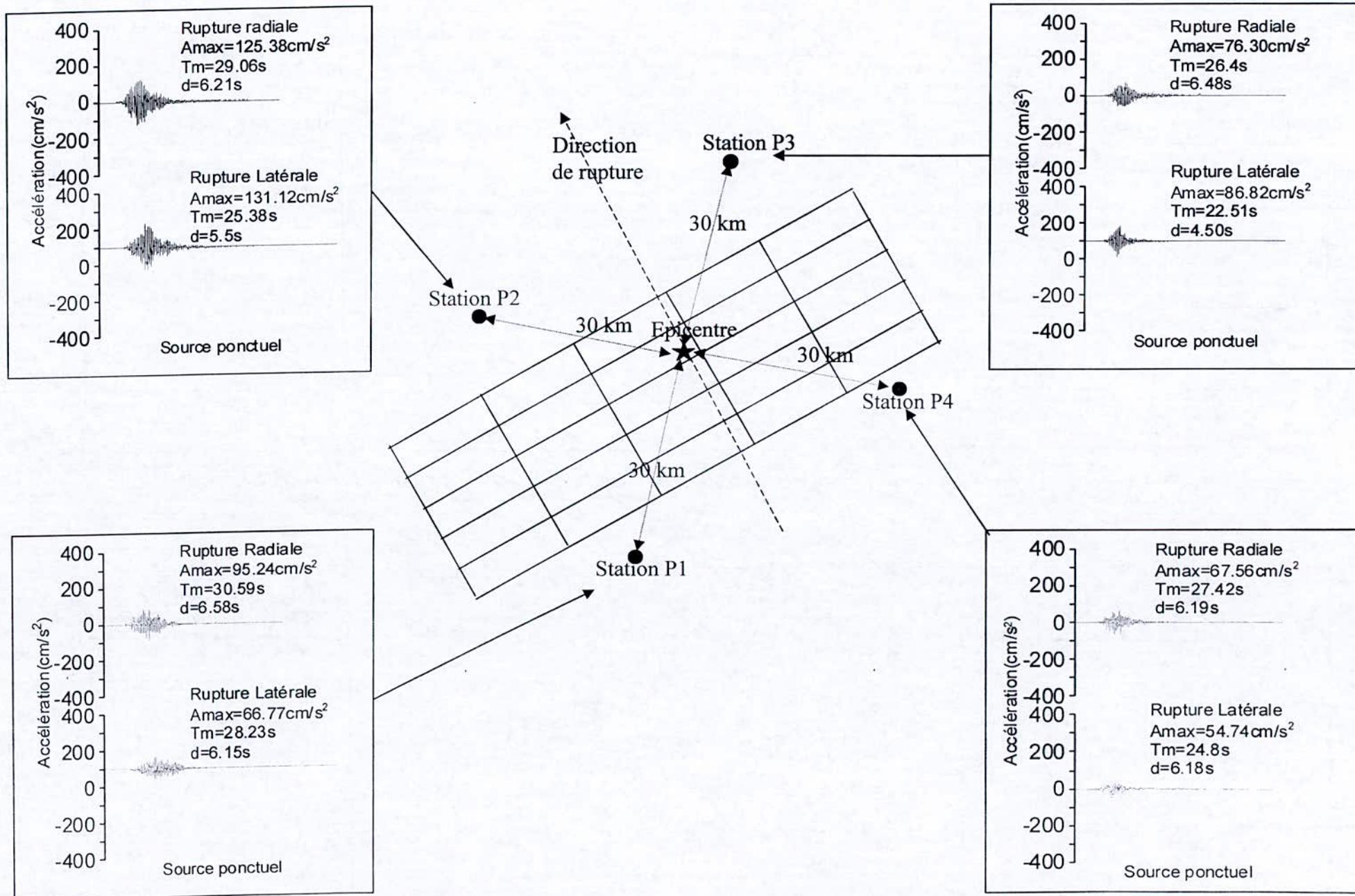


Figure 5.13 : Accélérogrammes synthétiques aux stations Pi source ponctuel

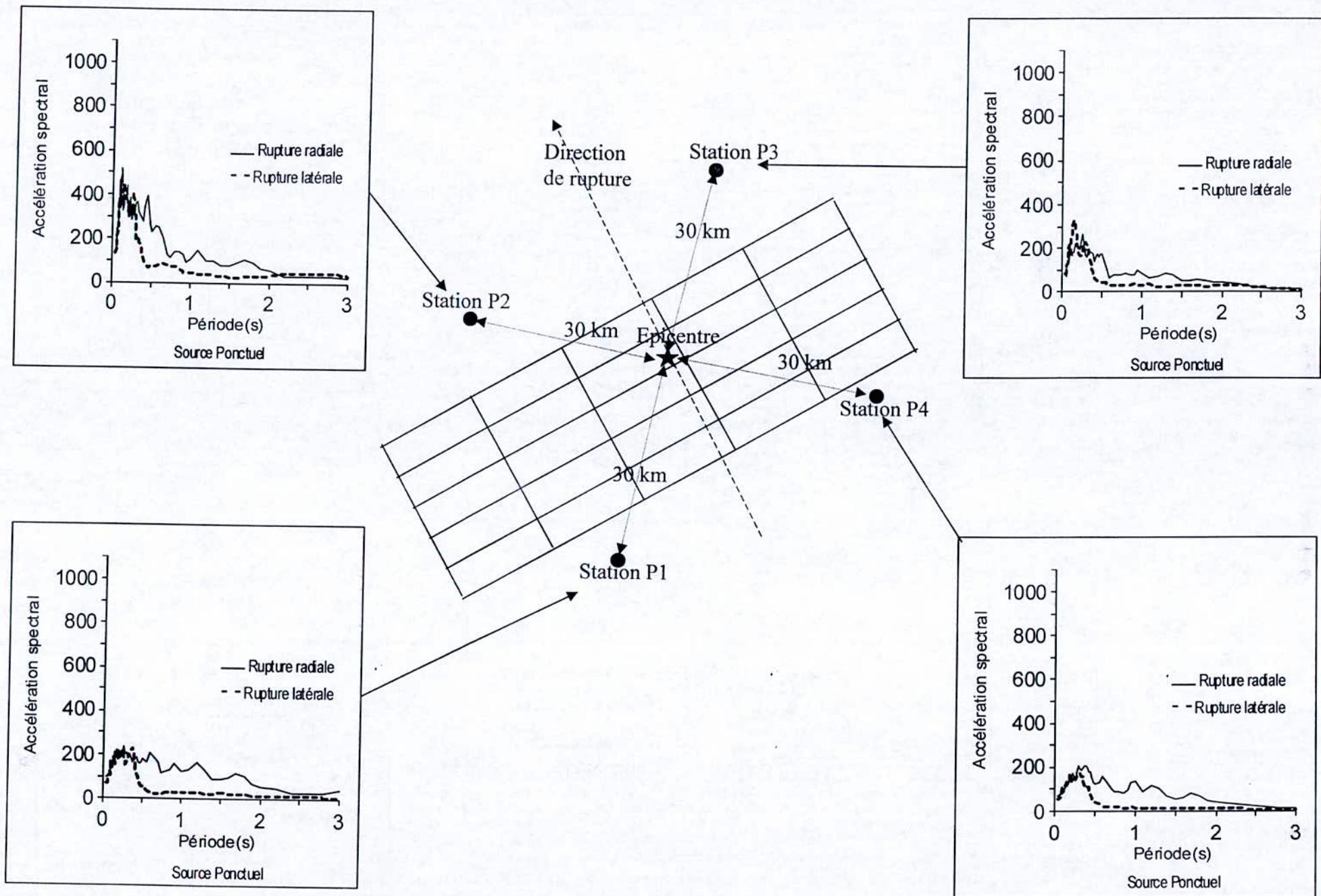


Figure 5.14 : Spectre d'Accélération aux stations P_i source ponctuel

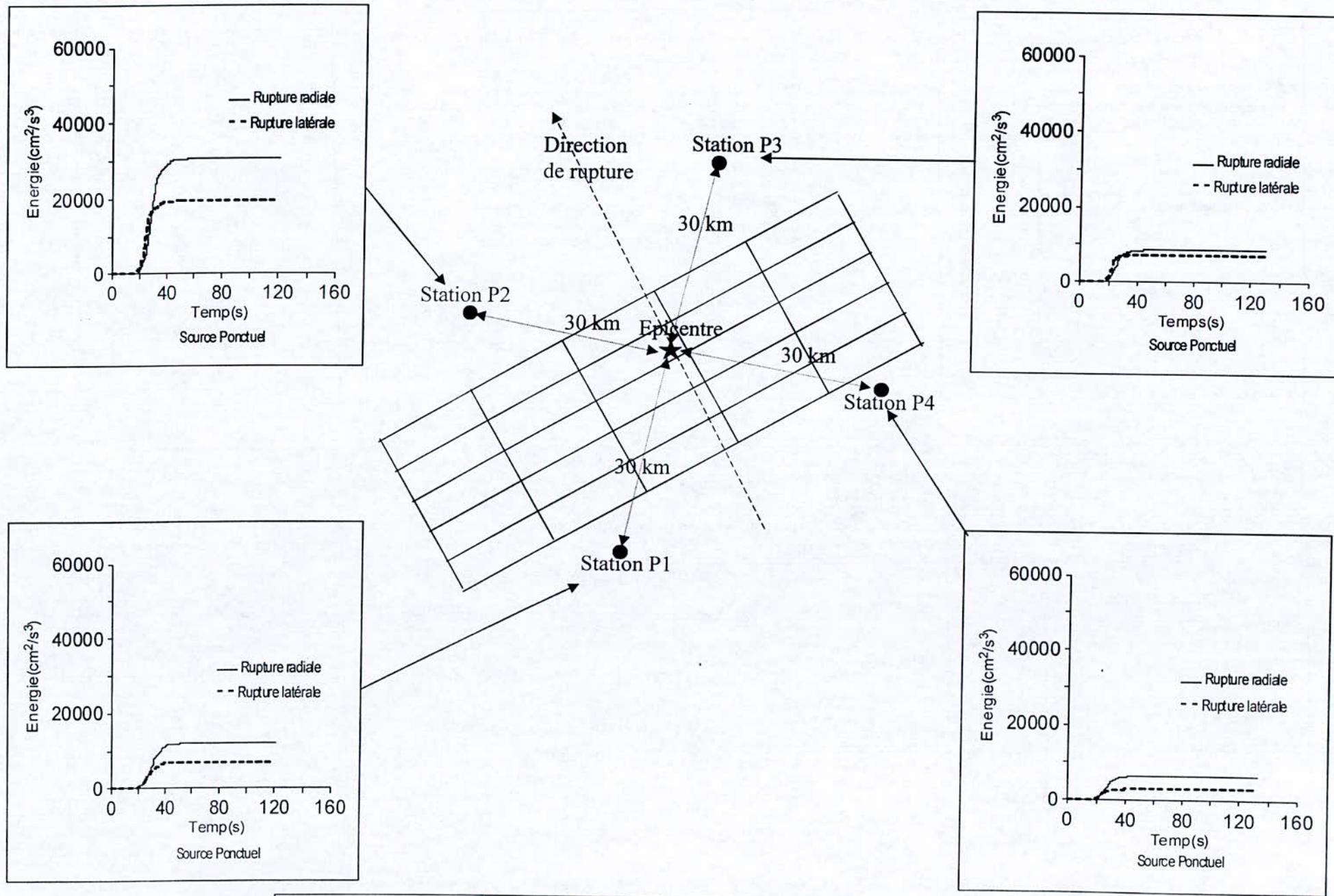


Figure 5.15: Energie aux stations Pi source ponctuel

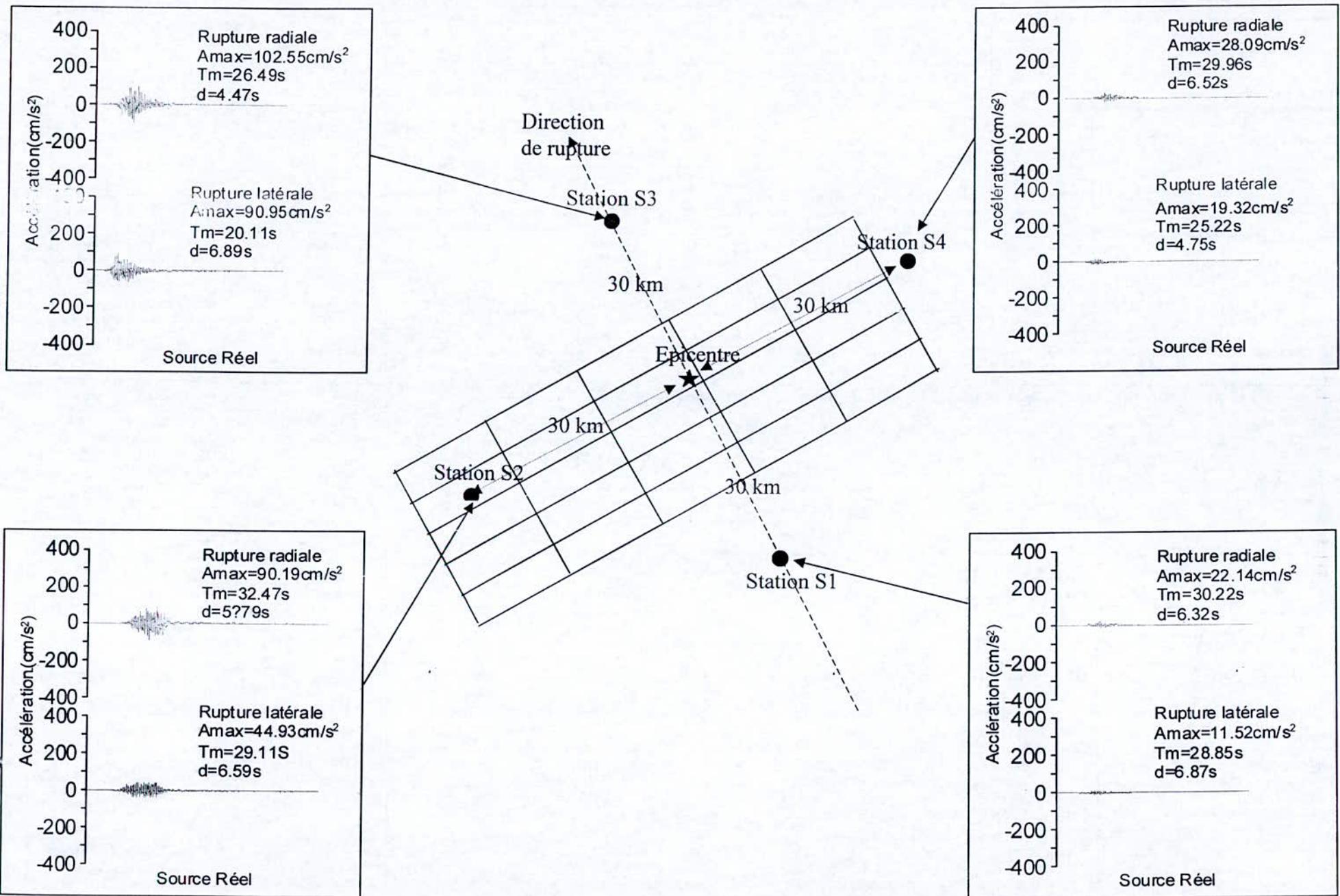


Figure 5.16 : Accélérogrammes synthétiques aux stations Si source étendu

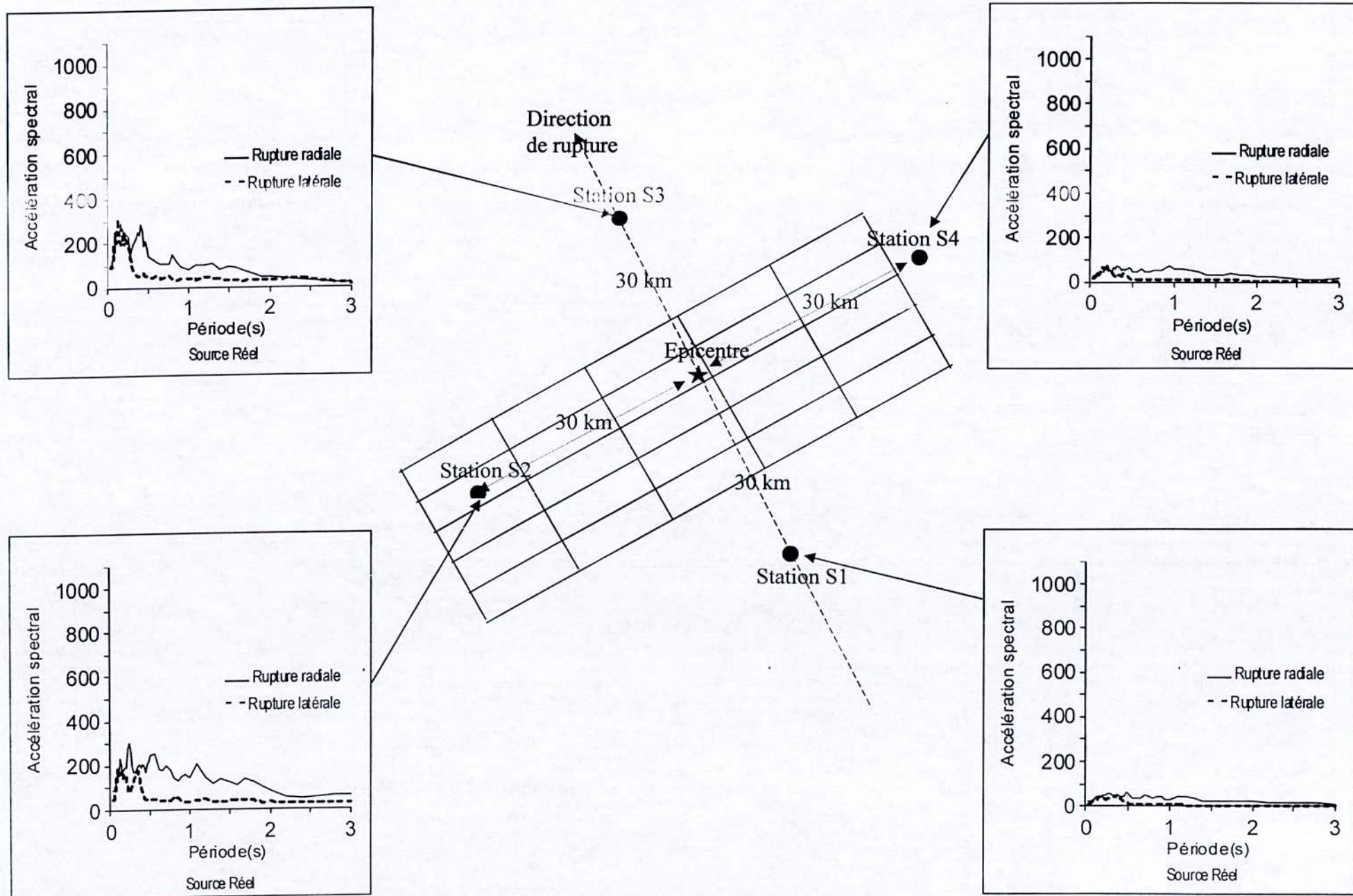


Figure 5.17 : Spectre d'Accélération aux stations Si source étendu

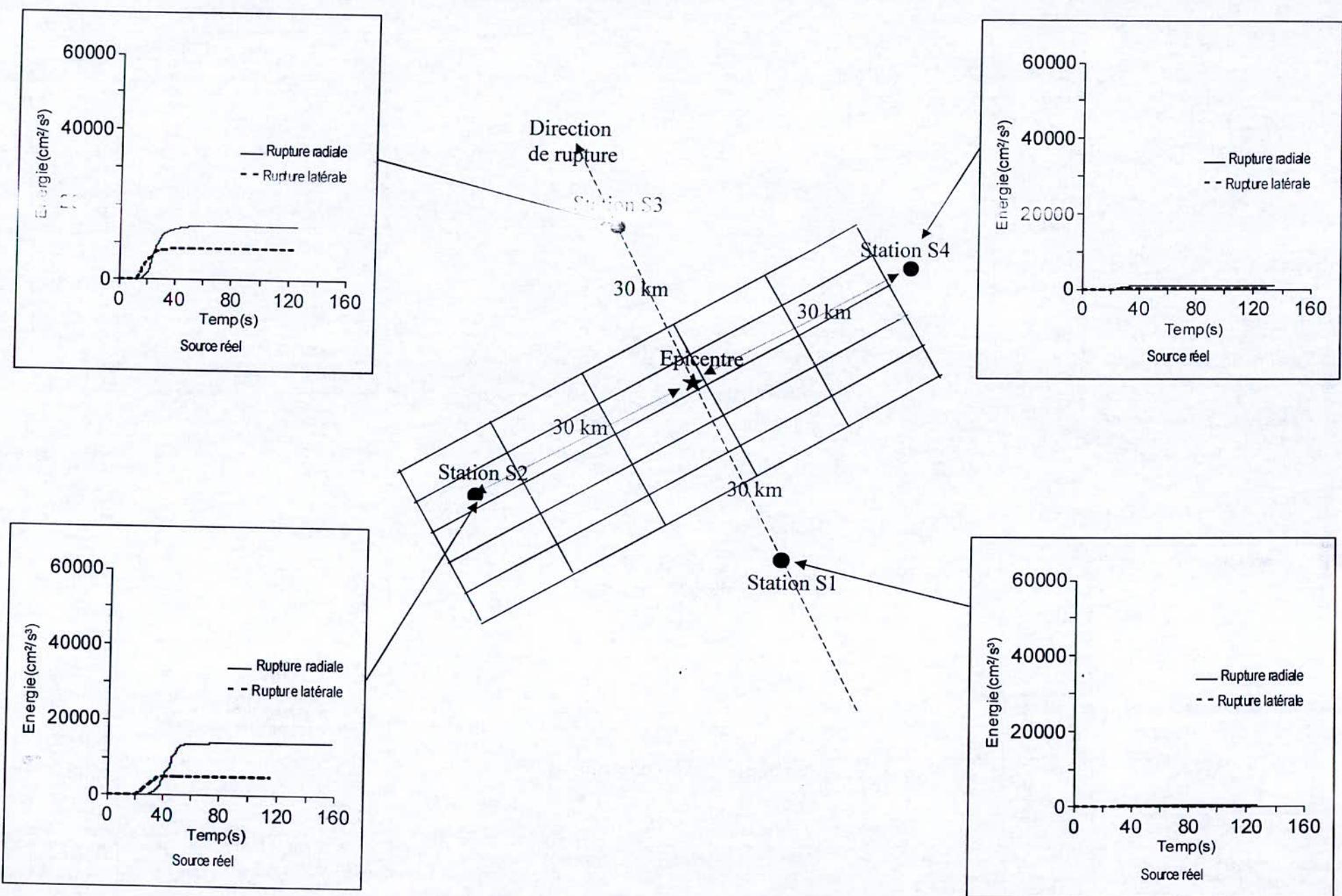


Figure 5.18 : Energie aux stations Si source étendu

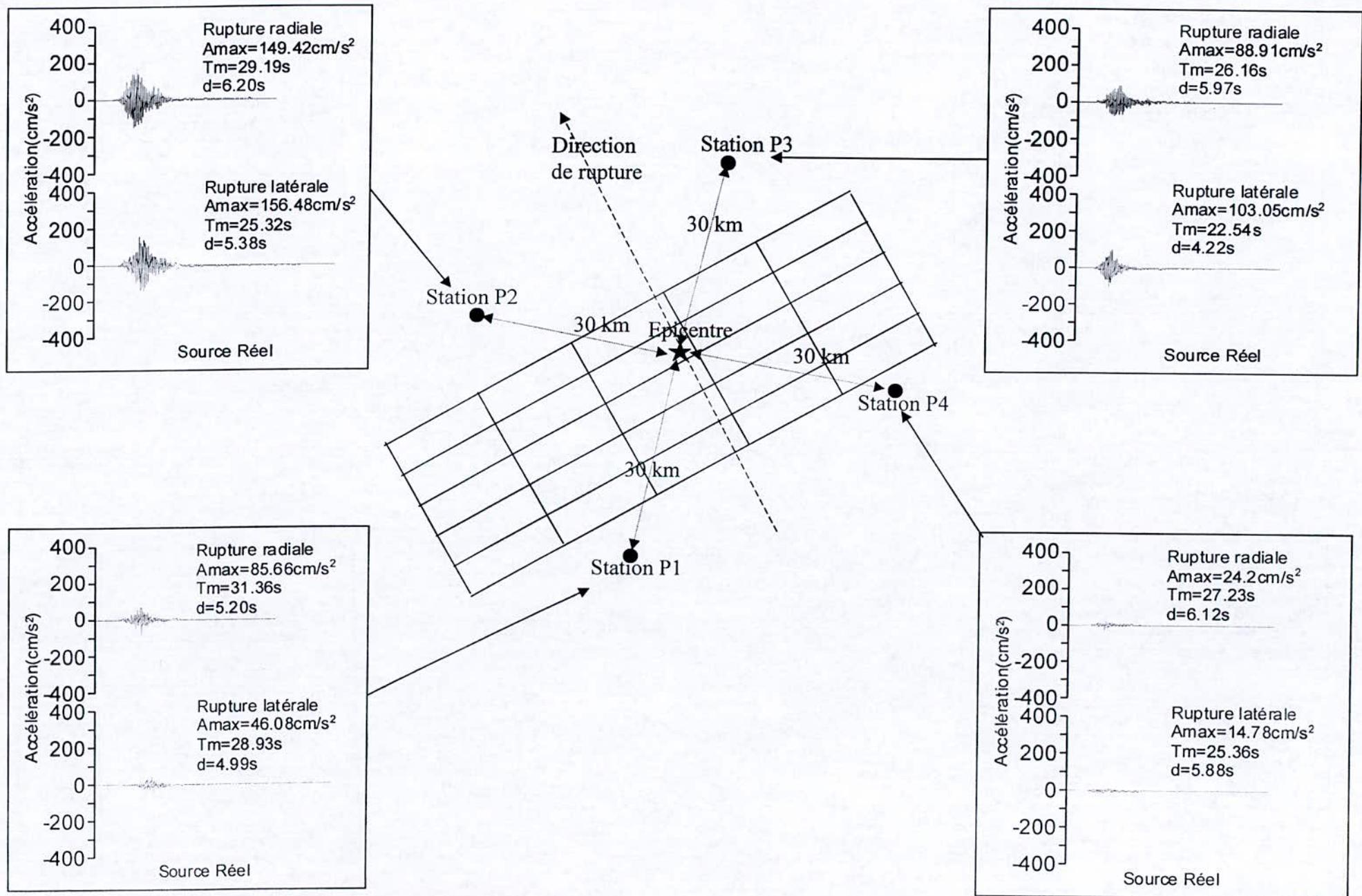


Figure 5.19 : Accélérogrammes synthétiques aux stations P_i source étendu

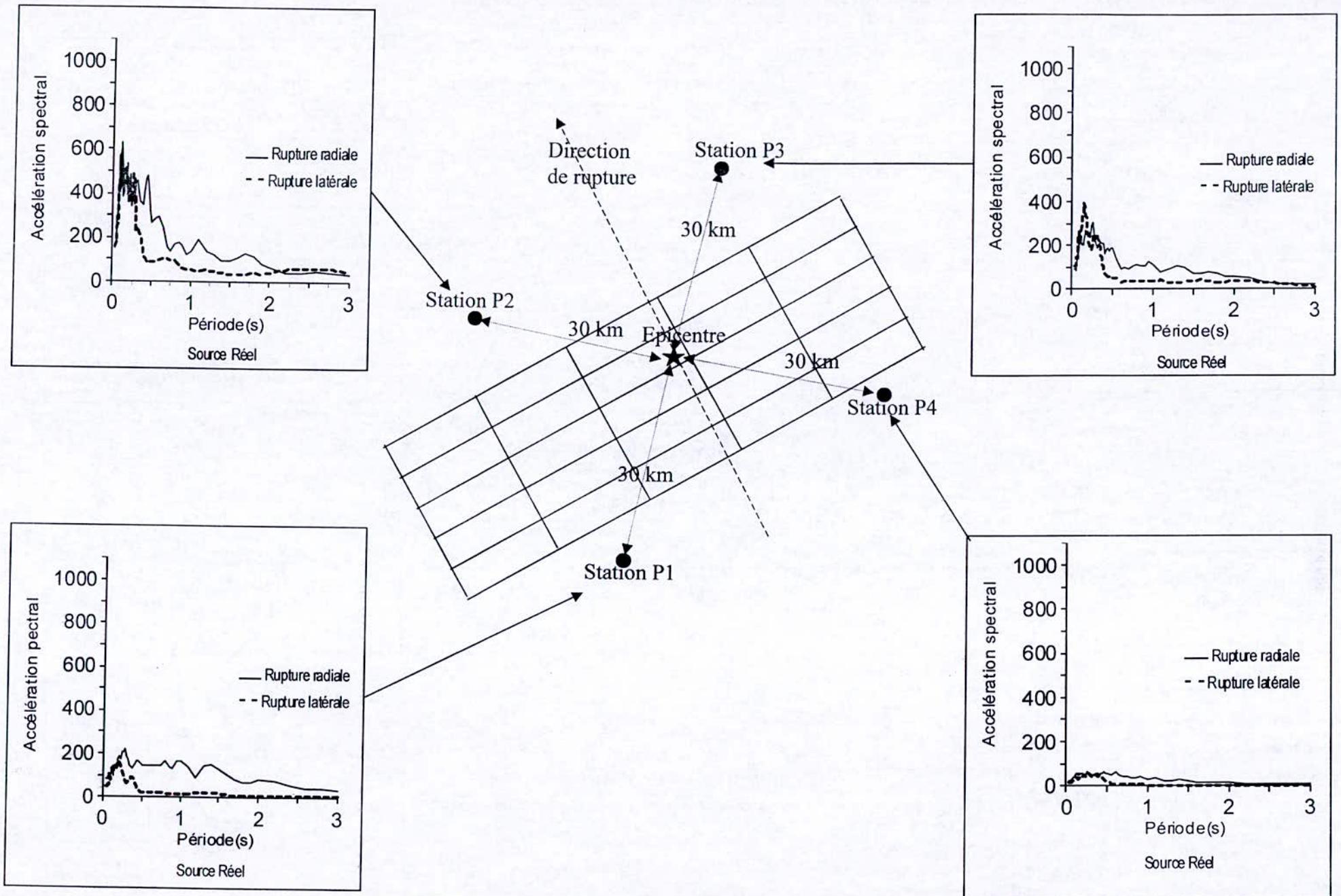


Figure 5.20 : spectre d'Accélération aux stations Pi source étendu

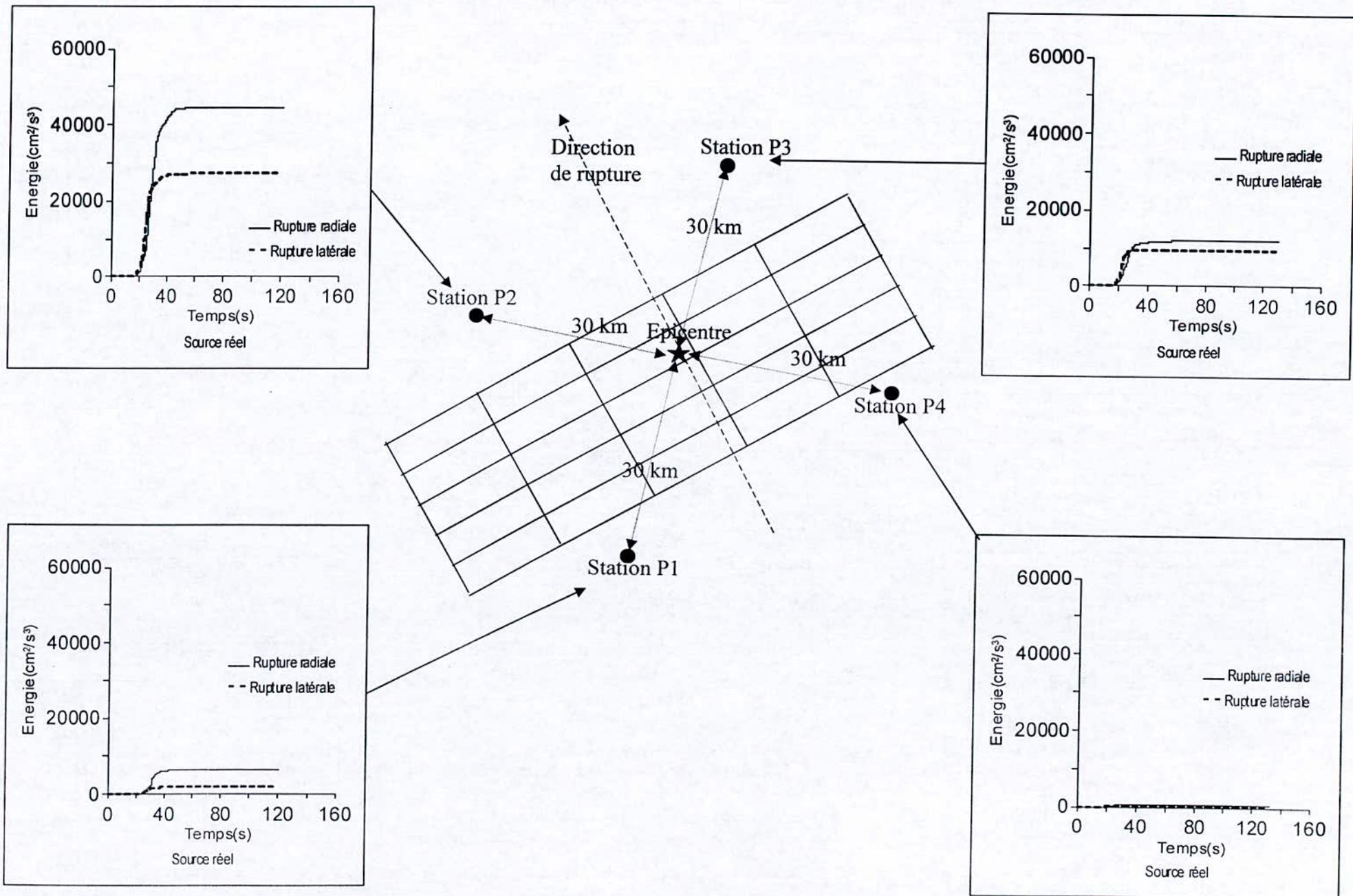


Figure 5.21 : Energie aux stations P_i source étendu

IV.4.2 Effet de la vitesse de propagation

Pour étudier l'influence de la vitesse de propagation nous avons retenus la station P2, nous avons considéré 3 valeurs de la vitesse propagation associée aux trois types de roche friable, ferme et dure. Ces vitesses ainsi que les facteurs de qualité et la masse volumique associée aux trois types de roche précédente sont données au Tableau IV.1.

L'analyse des résultats est faite sur la base de la Figure IV.22 qui montre les trois accélérogrammes obtenus. Ainsi que les spectres de réponse qui leur sont associés.

En remarquera que le pic d'accélération est d'autant plus important que la vitesse augmente alors que les temps moyens associés enveloppes respectives des trois accélérogrammes décroissent pour des vitesses de propagation croissantes. À l'inverse plus la vitesse augmente plus l'enveloppe temporelle est concentrée autour du temps moyen t_m : ce qui se traduit par des valeurs d'écart type autour de moyen de plus en plus petits (12.7, 7.64 et 5.63).

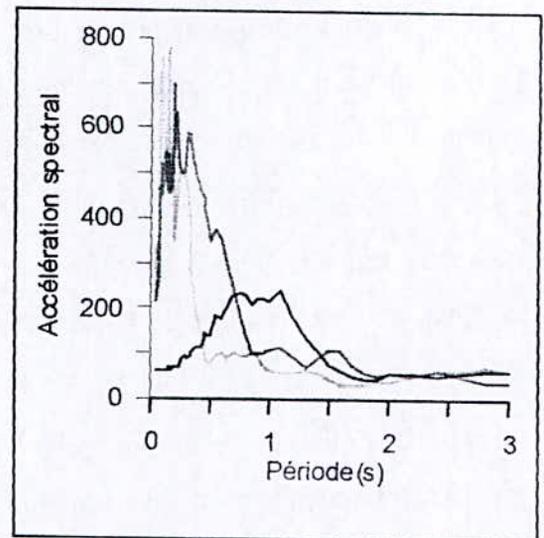
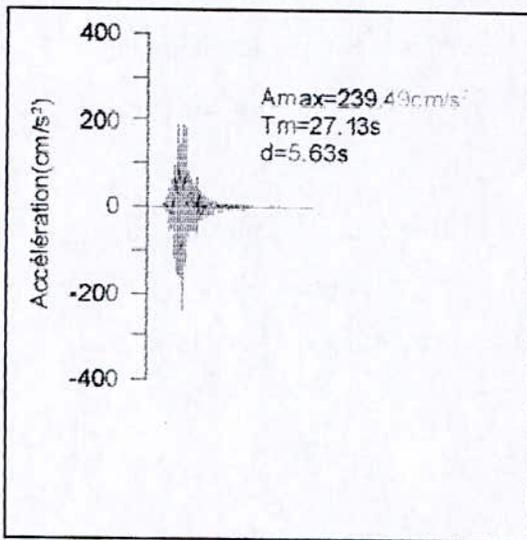
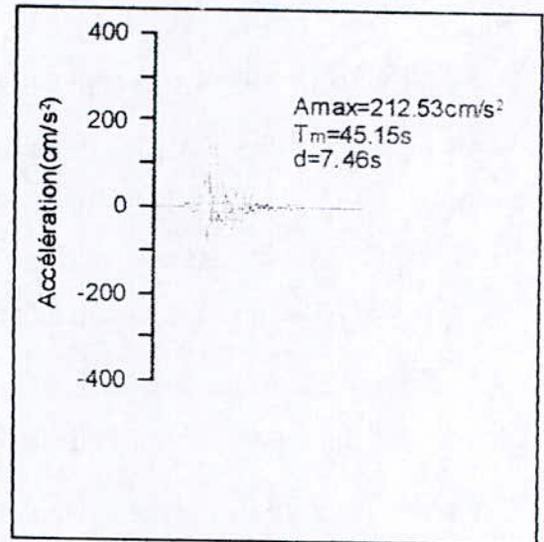
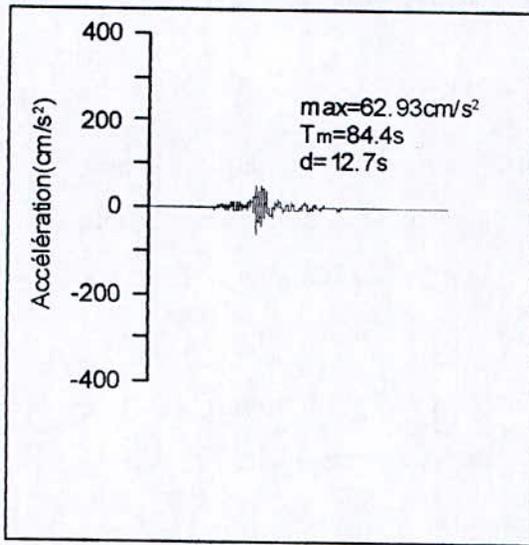
Dans le domaine fréquentielles en remarque que les enregistrements dans un milieu de roche dur sont caractérisés par un contenu haute fréquence à fortes amplitudes alors que plus la roche devient friable plus les fréquences les plus énergétiques se décalent vers les basses fréquences autour de 1Hz dans le cas étudié.

En passant du roche friable au roche dur les amplitudes spectrales sont multipliées par 3.5 les pics d'accélération sont eux aussi multipliés par un facteur équivalent.

Tableau IV.1 : Propriétés physiques des roches

Type de Rocher	ρ (gr.cm ⁻³)	Vs (km.s ⁻¹)	Vp (km.s ⁻¹)	Qs
Altéré	2.1	0.60	1.70	25
Moyen	2.2	1200	3.1	125
Dur	2.3	2500	4.5	230

La roche constituant la faille représente un facteur défavorable à la bonne tenue des structures de la région sollicitée par le séisme du Boumerdes du 21 Mai 2003. En effet la vitesse calculée est $V_s=2.7$ km/s



- Vs=0.7km/s
- Vs=1.35km/s
- Vs=2.5km/s

Figure V.22 : Accélérogrammes et spectre d'accélération associé, obtenus pour les valeurs de vitesse Vs=0.7, 1.35 et 2.5 Km/s

IV.4.2 Effet de directivité

Pour étudier l'effet de la directivité nous avons choisi l'épicentre hypothétique localiser au niveau de la sous-faille ($l=3$, $m=1$) et nous avons positionné 2 stations suivant la direction perpendiculaire au strike et a une distance de 30 km chacune de l'épicentre (voire figures IV.23 et IV.24) les résultats passent de tout commentaire tout on voit que l'effet destructeur du séisme est très nettement ressenti en R2, alors qu'aucune effet majeur n'est décelé à la station R1. cela est mis en évidence par les niveaux d'accélération, d'énergie et de réponse spectrale obtenu aussi bien pour le cas de la rupture latéral que pour celui de la rupture radiale en effet, l'accélération maximale en R2 atteindre 331 cm/s^2 et 398 cm/s^2 pour les ruptures latérales et radiales respectivement alors qu'elles ne sont que de 7 cm/s^2 et 8 cm/s^2 pour la station R1 et de même pour la réponse spectrale qui avoisine 800 cm/s^2 pour la station R2 alors qu'elle n'atteindre même les 50 cm/s^2 dans la cas de la station R1.

Il est intéressant de voir que comprise entres Alger-Dellys et au sud Blida sollicitée par le séisme e trouve dans les condition de la station R1 c-à-d des conditions défavorable à de moindre dégât. On peut aussi conclure que l'effet de directivités n'est pas principalement à l'origine des dégâts constatés.

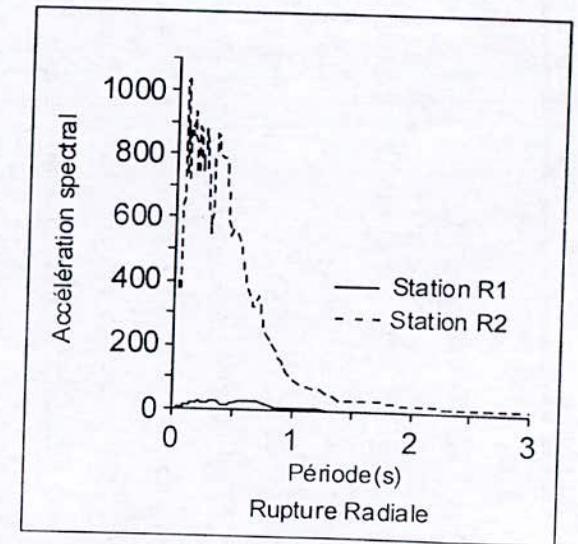
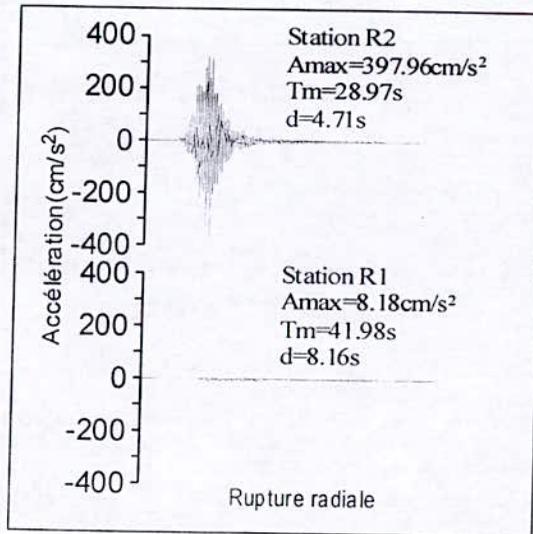
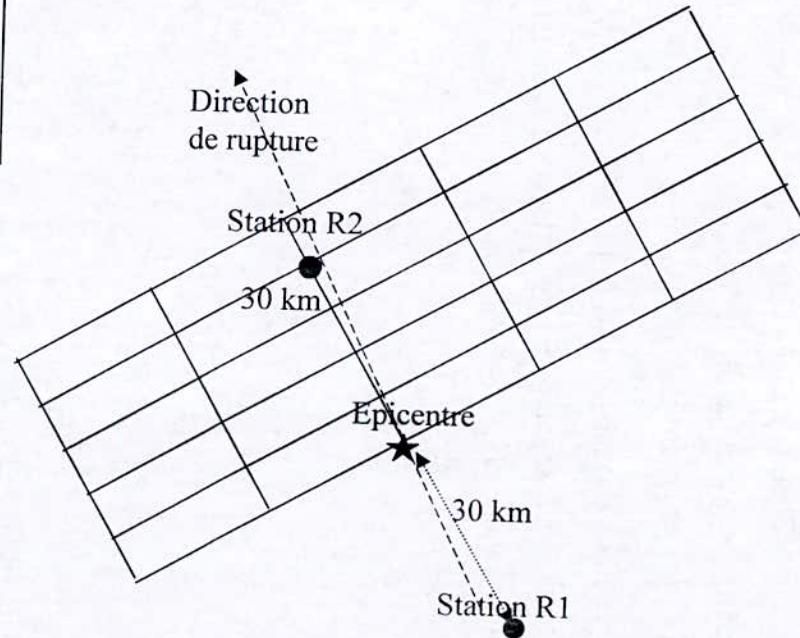
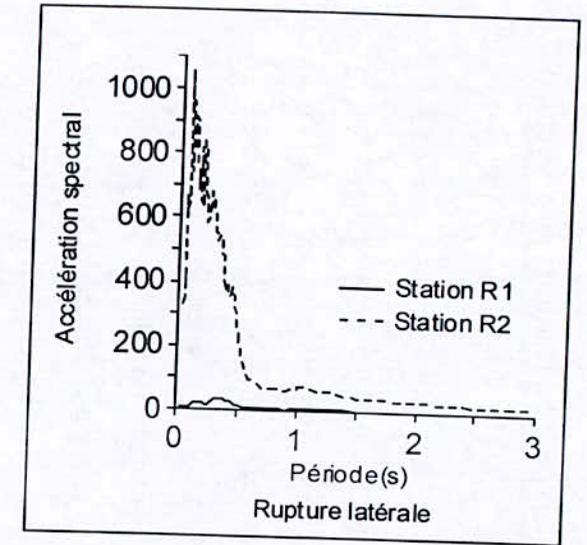
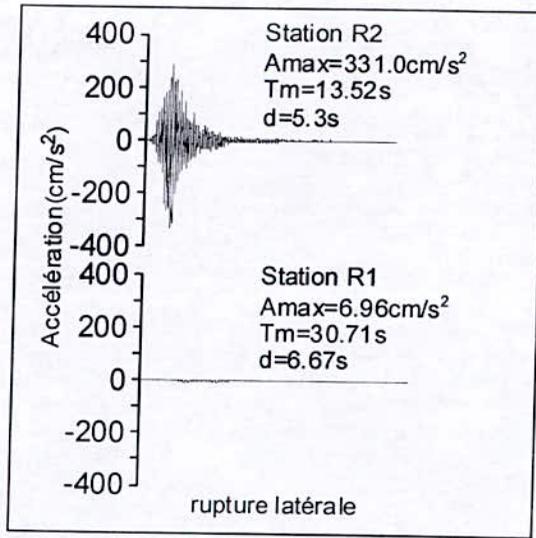


Figure V.23 : Accélérogrammes et spectres d'accélération aux station Ri

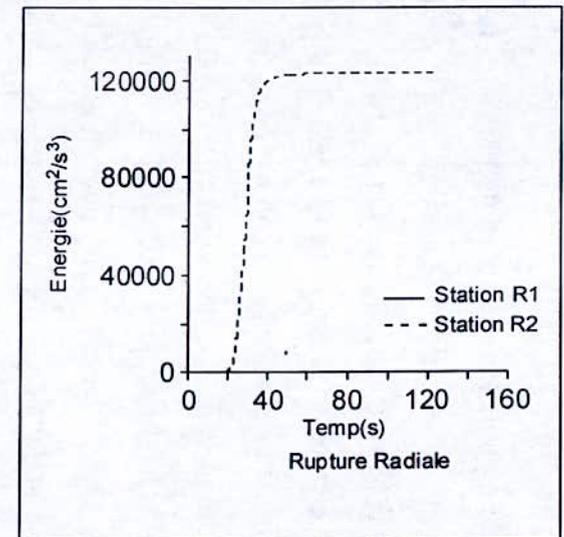
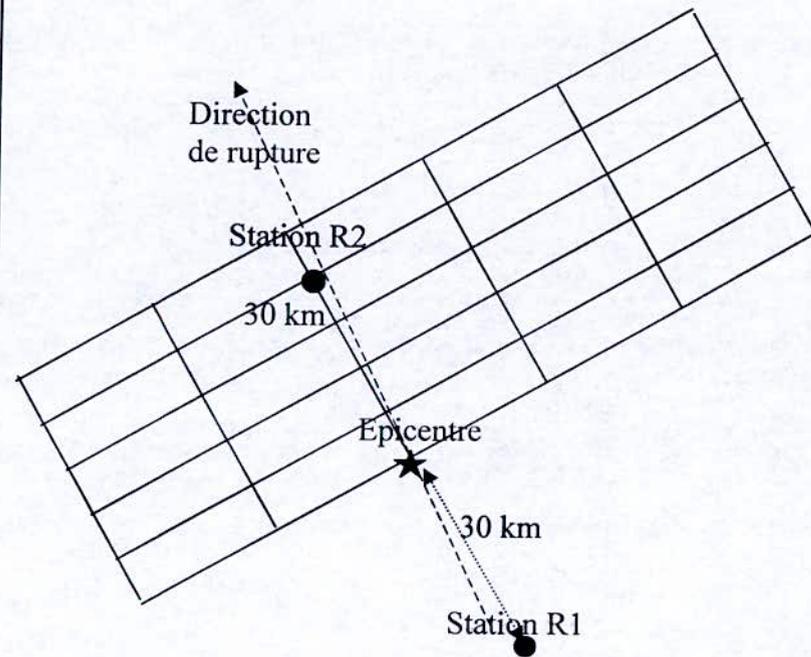
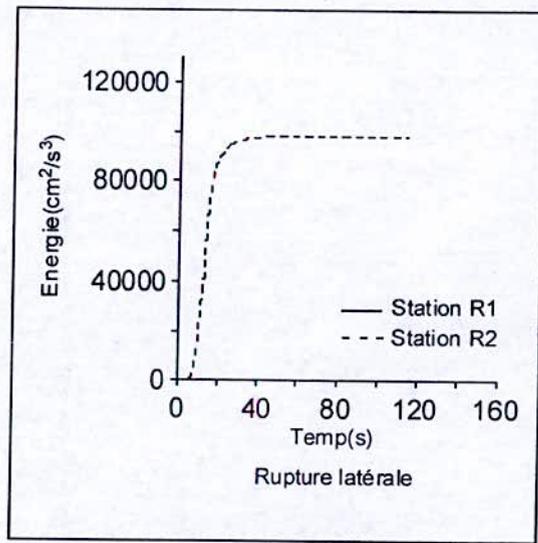


Figure V.24 : Diagramme d'énergie pour les station Ri

V.5 Conclusion

Cette étude a permis tout d'abord de présenter les deux modèles de source ponctuelle et de source étendue, qui offrent des possibilités dans le domaine de la prévision des mouvements forts. La MFGE devient intéressante lorsque 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.

Nous avons révisé cette MFGE pour l'étude de l'influence des paramètres de sources sur le mouvement sismique en introduisant les effets appropriés de l'atténuation anélastique, compte tenu de la position de chaque sous-faille par rapport au récepteur. Par ailleurs, une amélioration dans le domaine fréquentiel est apportée à la formulation dans le but de supprimer le problème de divergence du pic de l'accélération simulée et de reproduire les effets physiques d'un modèle de faille hétérogène.

La méthode des fonctions de Green empiriques révisé trouve aussi son applicabilité dans l'estimation de divers paramètres de source, tels que la fréquence maximale, la fréquence coin élémentaire et le facteur de qualité, à partir d'une étude de minimisation entre le spectre d'accélération théorique et celui du signal enregistré.

Conclusion générale

Dans cette étude nous avons analysé l'influence de quelques paramètres de source sur le mouvement sismique fort du substratum rocheux. Le mouvement fort au rocher est provoqué par un séisme majeur simulé en utilisant une procédure simple de sommation des mouvements élémentaires, de plus faibles amplitudes générés par la même faille et enregistrés au même site.

Nous avons appliqué la méthode de simulation ainsi formulée pour l'estimation de l'accélération au substratum rocheux associé au choc majeur du séisme de Boumerdes du 21 Mai 2003 (Algérie) pour laquelle nous disposant des enregistrements d'une réplique, notamment, celle du 28 Mai 2003 enregistré à Boumerdes.

Pour ce cas étudié, nous avons considéré que toutes les sous-failles associées aux événements élémentaires sont situées en champ lointain. Néanmoins une amélioration a été apportée à la méthodologie en attribuant à chaque sous-faille les termes appropriés de l'atténuation géométrique en r^{-1} , de l'atténuation intrinsèque tenant compte de l'anélasticité du milieu. Les effet de radiation en été introduit en tenant compte de la taille (moment sismique) de la position (distance source-récepteur) et de l'orientation (angle θ et φ) de chaque sous-faille par rapport au récepteur. En outre afin d'obtenir un décroissance en ω^{-2} du spectre de l'accélération simulé, nous avons été amené à modifier le processus de sommation de sorte à reproduire l'effet physique des «barrières» dans le processus de rupture sur la faille de l'évènement élémentaire.

La procédure consiste a exprimer la dislocation du choc mineur par une sommation de N dislocations élémentaires, espacées régulièrement le long de l'axe de propagation de la rupture, d'une distance $\Delta x = V_r \cdot \tau_c$.

La méthodologie ainsi développée a été appliquée pour apprécier l'effet de quelques paramètres importants sur l'accélération simulé. Ces paramètres, incluant le mode de rupture, la vitesse de propagation, la radiation (position du récepteur par rapport à la ligne de glissement de chaque sous-faille), sont d'une importance majeur pour la compréhension des effets de la source sur le signal synthétique.

De plus nous avons montré que cette méthodologie est très sensible à la variation des propriétés de la faille. Par ailleurs, l'influence de la directivité du récepteur à la faille, a été

incluse dans notre étude qui a montré que son effet est considérable tant sur l'amplitude du mouvement fort, la durée du signal que sur son contenu fréquentiel. Les résultats obtenus montrent que les incertitudes associées aux effets de directivité sont à prendre en considération pour l'évaluation des accélérogrammes à inclure dans les projet de construction.

Références bibliographiques

1. Afif, C. K. (2004) , Thèse de Magister, USTHB, Alger.
2. Aki, K. and Richards, P. G. (1980) "Quantitative seismology : Theory and methods", 1 and 2, San Francisco California : W. H. Freeman and Compagy.
3. Anderson, J. and Hough, S. (1984) "A model for the shape of the Fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies", Bull. Seism. Soc. Am., 74, 1969-1993.
4. Beresnev, I. A. and Atkinson, G. M. (1997) "Modelling Finite-Fault radiation from the ω^n spectrum", Bull. Seism. Soc. Am., 87, 67-84.
5. Berrah, M. K. (1998-1999) "Introduction à la dynamique des sols", GECOTEC. formation continue Alger.
6. Beresnev, I. A. and Atkinson, G. M. (1998) "FINSIM – a FORTRAN program for simulating stochastic acceleration time histories from finite faults", Seism. Res. Let., 69, 27-32.
7. Betbeder-Matibet, J. and Bour, M. (2000) "Lois d'atténuation pour les valeurs du pic du mouvement et d'ordonnées spectrales", Cahier Technique AFPS N^o 23.
8. 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.
9. Boore, D. M. and Atkinson, G. M. (1987) "Stochastic prediction of ground motion and spectral response parameters at hard-rock sites in eastern North America", Bull. Seism. Soc. Am., 77, 440-467.
10. Brune, J. N. (1970) "Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes", Journal of Geophysical Research, 75, 4997-5009.
11. Geller, R. J. (1976) "Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes", Bull. Seism. Soc. Am., 66, 1501-1523.
12. Hanks, T. C. and McGuire, R. K. (1981) "A moment magnitude scale", Journal Geophysical Research, 84, 2348-2350.
13. Hammoutene, M. (1995) "Simulation non stationnaire et bidimensionnelle des enregistrements des tremblements de terre", Thèse d'Etat, E.N.P, Alger.
14. Hartzell, S. (1978) "Earthquake aftershocks as Green's functions", Geophys. Res. Let., 5, 1-4.
15. Haskell, N. A. (1964) "Radiation pattern of surface waves from point source in a multi-layered medium", Bull. Seism. Soc. Am., 54, 377-393.

Références bibliographiques

16. **Irikura, K. (1983)** "Semi empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes", Bulletin of Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Japan, 33, 63-104.
17. **Irikura, K. (1986)** "Prediction of strong acceleration motion using empirical Green's function", Proc. 7th Japan Earthq. Eng. Symp., 151-156.
18. **Irikura, K. and Kamae, K. (1994)** "Estimation of strong ground motion in broad-frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical Green's function technique", Annal. Digeofisica, 37, 1721-1743.
19. **Kadi, K. (1999)** "Synthèse des mouvements forts par la méthode des fonctions de Green empiriques", Thèse de Magister, E.N.P, Alger.
20. **Kanamori, H. and Anderson, D. L. (1975)** "Theoretical basis of some empirical relations in seismology", Bull. Seism. Soc. Am., 65, 1073-1095.
21. **Papageorgiou, A. S. (1988)** "On two characteristic frequencies of acceleration spectra : patch corner frequency and f_{max} ", Bull. Seism. Soc. Am., 78, 509-529.
22. **Papageorgiou, A. S. and Aki, K. (1983)** "A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. I. Description of the model", Bull. Seism. Soc. Am., 73, 693-722.
23. **Papazachos, B. C., Karakostas, B. G., Kiratzi, A. A., Papadimitriou, E. E. and Papazachos C. B. (1998)** "A model for the 1995 Kozani-Grevena seismic sequence", Journal Geodynamics, 26, No 2-4, 217-231.
24. **Pecker, A. (1984)** "Dynamique des sols", Press de l'E.N.P.C. Paris.
25. **Toro, G. and McGuire, R. (1987)** "An investigation into earthquake ground motion characteristics in eastern North America", Bull. Seism. Soc. Am., 77, 468-489.
26. **Yagi**, <http://iisee.kenken.go.jp/staff/yagi/index-e.html>

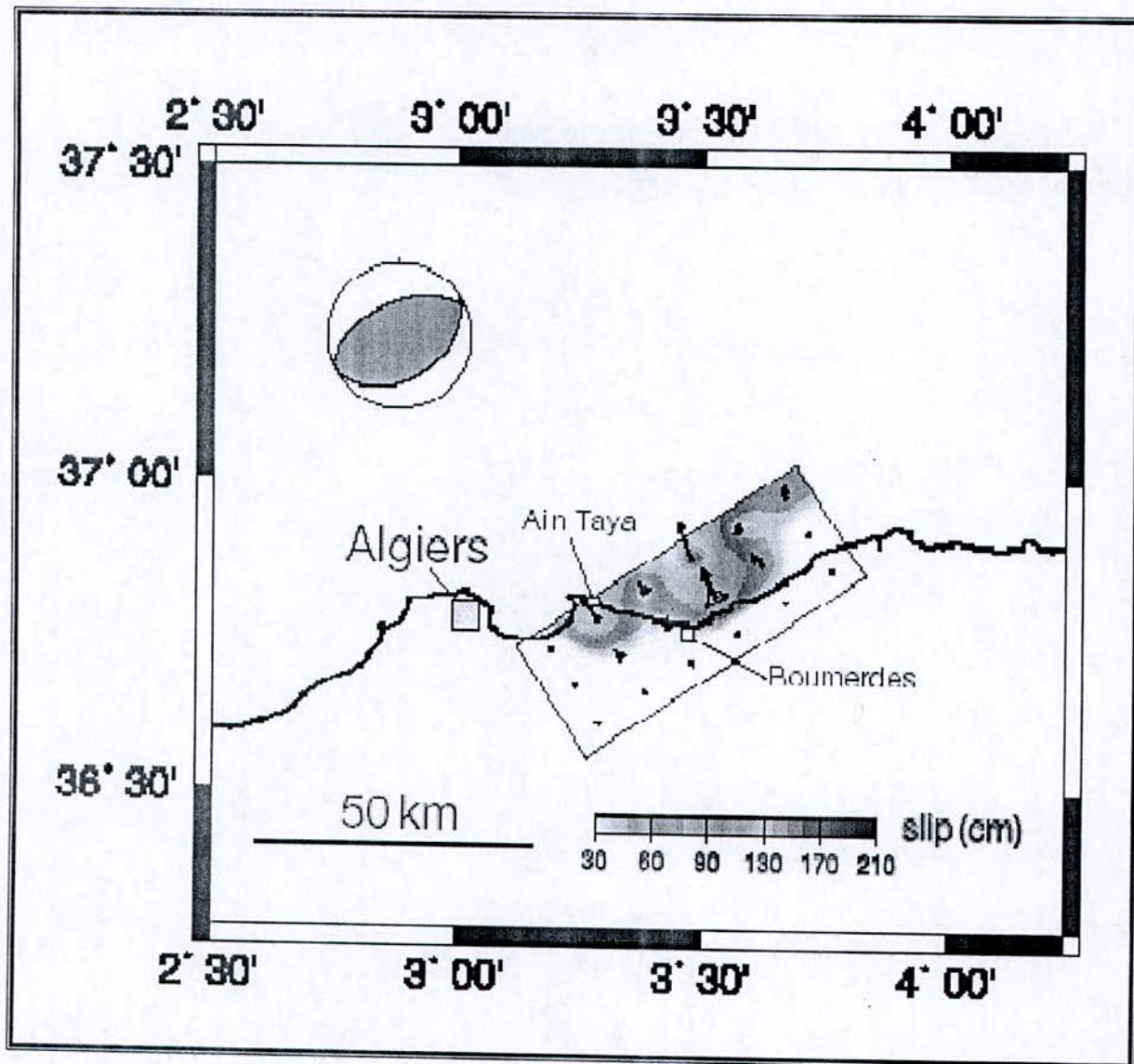


Figure A .1 Plans du faille du récent séisme de Boumerdes tirez à partir du cite Internet <http://iisee.kenken.go.jp/staff/yagi/index-e.html>

A.II Transformé de Fourier

Soit une fonction réelle $h(t)$, sa transformée de Fourier est caractérisée par :

$$H(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (4.1)$$

où $H(\omega)$ représente l'amplitude spectrale de la fonction considérée. D'autre part, $H(\omega)$ existe si et seulement si $h(t)$ est absolument intégrable soit :

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt < \infty \quad (4.2)$$

De même, on définit la transformée inverse par :

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) \cdot e^{i\omega t} dt \quad (4.3)$$
