



Calcul de la radiation en champ proche d'une source sismique dynamique : le cas des petits séismes de coulissage, l'influence de discontinuité du processus de rupture

Michel Campillo

► To cite this version:

Michel Campillo. Calcul de la radiation en champ proche d'une source sismique dynamique : le cas des petits séismes de coulissage, l'influence de discontinuité du processus de rupture. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1982. Français. NNT : . tel-00754046

HAL Id: tel-00754046

<https://theses.hal.science/tel-00754046>

Submitted on 20 Nov 2012

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

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

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^e CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE

Mention : GÉOPHYSIQUE

par

Michel CAMPILLO

S U J E T

Calcul de la radiation en champ proche d'une source sismique dynamique.

**Le cas des petits séismes de coulissage.
L'influence de discontinuités du processus de rupture.**

Soutenue le 23 Mars 1982 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. M. BOUCHON	Rapporteur
M. B. CHOUET	
M. R. MADARIAGA	Examineurs
M. G. WITTLINGER	

RESUME

L'utilisation d'une méthode de calcul rapide et complète des mouvements produits par une dislocation dans un milieu élastique stratifié, a permis de caractériser la radiation sismique dans le cas de mécanisme de coulissage. Considérant d'abord le cas de petits séismes, on a étudié les différents effets qui perturbent le signal originel et rendent ainsi hasardeuse la détermination classique des paramètres à la source (hypothèse de Fraunhofer dans un espace homogène). S'intéressant tant aux signaux qu'à leurs spectres, on a successivement mis en évidence l'influence des termes du champ proche, du couplage avec la surface, l'effet de la structure locale et celui de l'atténuation dans chaque couche. Comme application à l'évaluation du risque et à l'ingénierie sismique, on a considéré un modèle de croûte complet et modelisé, entre 10 et 100 km de distance épacentrale, la décroissance des pics de vitesse du sol pour différentes profondeurs du foyer, puis l'on a déterminé quelles sont les vitesses de phase du train d'onde sismique associées avec de fortes énergies.

Considérant le cas de plus grands événements, on s'est intéressé moins au problème de propagation d'onde qu'à celui de l'effet de l'extension de la source. On a étudié ce qui, dans l'histoire d'une fracture, est cause de fortes accélérations. Dans ce sens on s'est intéressé aux cas d'une rupture dont l'expansion est discontinue et à une source composite. On a ainsi mis en évidence l'importance de la cinématique du front de rupture.

MOTS-CLES

Géophysique ; Sismologie ; Source sismique ; Risque sismique.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^e CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE

Mention : GÉOPHYSIQUE

par

Michel CAMPILLO

S U J E T

**Calcul de la radiation en champ proche
d'une source sismique dynamique.**

**Le cas des petits séismes de coulissage.
L'influence de discontinuités du processus de rupture.**

Soutenue le 23 Mars 1982 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. M. BOUCHON	Rapporteur
M. B. CHOUET	
M. R. MADARIAGA	Examineurs
M. G. WITTLINGER	

Je remercie Michel Bouchon pour l'aide et la compréhension qu'il m'a apportées pendant la réalisation de ce travail, Monsieur Perrier qui m'a accueilli au Laboratoire de Géophysique Interne et les membres du Jury pour leurs commentaires.

Mes remerciements vont aussi à ceux, chercheurs ou étudiants qui au travers d'enrichissantes discussions ont su me faire partager leurs intérêts et leur enthousiasme.

I N T R O D U C T I O N

La modélisation des séismes est soumise à deux exigences fondamentales :

- donner un modèle impliquant une radiation en accord avec l'observation, à la fois des temps d'arrivées que des spectres différentes phases,
- pouvoir justifier le bien-fondé du modèle sur le plan des caractéristiques physiques de la source elle-même (déplacements, contraintes).

Dans le cas de grands séismes, l'observation montre qu'il s'agit de phénomènes complexes, composites pour lesquels il est difficile de satisfaire une quelconque de ces exigences. Les enregistrements de mouvements forts sont souvent constitués d'arrivées qui semblent incohérentes et que certains auteurs identifient à un bruit blanc. Quant à l'étude dynamique de la propagation d'une rupture dans un milieu hétérogène, outre son degré de complexité très élevé, elle sera très dépendante des conditions particulières de géométrie choisies.

Les petits séismes par contre permettent une modélisation plus simple. La source sismique sera assimilée à une rupture dynamique unique, circulaire, à vitesse de rupture constante (crack). Dans la réalité, les sismogrammes observés sont très fortement marqués par les différentes ondes (réfléchies, réfractées...) produites par la stratification de la croûte. Il n'est donc en fait pas question de faire une étude fine des sources des petits séismes mais plutôt d'étudier les phénomènes de propagation d'onde en zone proche.

L'étude quantitative de la propagation des ondes en zone proche est un sujet peu exploré. Le rayonnement associé à des modèles dynamiques de rupture n'a été calculé que dans des cas extrêmement simples.

La méthode de calcul utilisée dans ce travail présente de nombreux avantages : d'abord sur le plan de la qualité des résultats : la technique de superposition d'ondes cylindriques définies dans le domaine fréquence-nombre d'onde permet d'avoir une bonne stabilité des solutions même pour des sources étendues ; ensuite, sur le plan pratique

le fait d'utiliser une méthode rapide permet de nombreux tests et vérifications. Il est possible d'inclure dans cette approche les techniques classiques de propagation matricielle et donc de prendre en compte la stratification du milieu et son atténuation.

Dans un premier temps, nous allons présenter une simulation du mouvement du sol produit par un petit séisme pour mettre en évidence les différents effets liés à la propagation d'onde. On étudiera d'abord l'effet de la surface libre puis celui de la présence de couches sédimentaires. L'atténuation du milieu sera prise en compte.

La méthode que nous avons développée sera appliquée à un cas particulier de structure crustale. Il sera montré les possibilités de prédiction des courbes de décroissance des vitesses maximum du sol avec la distance épacentrale. On étudiera les vitesses de phase associées aux plus fortes énergies.

Les sismologues ont imaginé plusieurs représentations du mécanisme de rupture des grands événements. Chacune de ces représentations satisfaisait une condition qui paraissait fondamentale à son auteur au moment où il l'énonçait. Sans vouloir reprendre un débat, où les arguments contradictoires sont si nombreux, il est nécessaire de calculer quelles seraient les implications d'un modèle sur les observations. Nous présentons donc une étude visant à déterminer les différents événements qui, dans l'histoire de la rupture, sont responsables de fortes accélérations du sol en champ proche. On étudiera l'effet, sur les accélérations au voisinage d'un séisme, de variations brutales de la vitesse de rupture et de la présence de barrières. On mettra ainsi en évidence l'importance relative des différentes discontinuités cinématiques du front de rupture.

CHAPITRE I

LE MODELE DE SOURCE

I.1. - RUPTURE DYNAMIQUE

I.1.a. Hypothèses et validité

I.1.b. Expression formelle du problème

I.1.c. Solutions numériques

I.1.d. Mise en évidence des phases d'arrêt

I.1.e. Mécanisme d'arrêt

I.2. - REPRESENTATION ANALYTIQUE

I.2.a. Intérêt et validité

I.2.b. Calcul du signal source

I.2.c. Expression du modèle - Moment sismique

I.2.d. Choix du paramètre c

I.2.e. Vitesse de rupture

I.2.f. Paramètres influençant le signal source

I.1. RUPTURE DYNAMIQUE

I.1.a. Hypothèses et validité

Il n'est pas question ici d'étudier en détail la propagation dynamique des ruptures. Ce problème sera même par la suite, en quelque sorte, escamoté par le choix d'une approximation analytique du déplacement à la source. Cependant, il faut préalablement discuter ce choix d'une solution et ses implications.

Il est bon qu'un tel choix se fasse dans le sens de la simplicité, en entendant par là que le nombre de paramètres effectifs soit le plus faible possible. De nombreux travaux permettent de donner des relations entre les différentes grandeurs physiques en cause et donc de donner un modèle qui, une fois correctement défini dans ses hypothèses et ses équations, sera simplement exprimable.

Les hypothèses générales seront :

- Les milieux considérés sont élastiques isotropes et d'extension infinie,
- Les résultats obtenus dans un tel milieu infini homogène conduisent à des modèles que l'on admettra valables dans un demi espace stratifié. La forte décroissance du champ de contrainte au voisinage de la source semble autoriser cette hypothèse tant que la fracture n'est pas à proximité immédiate d'une interface ou de la surface libre.

I.1.b. Expression formelle du problème

Reprenons rapidement le problème. Un milieu soumis à un champ de contrainte voit son énergie potentielle augmenter. Cette énergie sera dissipée par la rupture. Cette dernière consiste en une discontinuité de déplacement à travers un plan donné. La condition de surface libre (ou de contrainte constante égale à σ_f) doit s'appliquer sur toute la surface de la rupture. C'est un problème équivalent à celui de la diffraction : il faut que la dislocation soit nulle à l'extérieur de la fissure et que la contrainte le soit à l'intérieur.

La propagation d'une rupture est donc équivalente à la propagation d'une relaxation locale du champ de contrainte. On montre (par exemple Aki et Richard, 1980), que le déplacement sur le plan de rupture S , situé en $y = 0$, s'écrit comme :

$$(1) \quad \Delta u_n(x_1, 0, s) = \iint_E T_{21}(x, t) g_{n1}(x_1 - x, 0, s - t) dx dt$$

dans le cas bidimensionnel du cisaillement.

g_{n1} représente la fonction de Green du demi-espace et E une région d'intégration définie par :

$$(2) \quad \alpha^2 (s - t)^2 - (x - x_1)^2 \geq 0 \quad s \geq t \geq 0$$

Ceci est une conséquence du théorème de représentation. Il faut remarquer que le choix de la fonction du Green du demi-espace ne résulte pas d'hypothèses physiques particulières, mais du fait que ce théorème s'écrit quelle que soit la fonction de Green considérée avec la seule précaution d'appliquer les conditions aux limites associées à cette fonction. Ainsi, les termes $g_{np,q}$ s'annulent sur la surface S et l'expression du théorème de représentation est notablement simplifiée en utilisant une fonction du demi-espace dont on connaît par ailleurs des expressions.

L'intérêt de l'équation (1) est qu'elle exprime une relation simple entre champ de contrainte et déplacement à la source. La difficulté apparaît par le fait que le domaine d'intégration montre que c'est toute l'histoire du champ de contrainte à l'extérieur et sur le crack qui détermine le déplacement.

I.1.c. Solutions numériques

Le travail de Das (1976), dans le cas bidimensionnel, a permis l'élaboration de modèles de propagation avec arrêt spontané. Dans un espace tridimensionnel, c'est le modèle de Madariaga (1976) qui servira de référence. Il s'agit d'une fissure dynamique, circulaire

en expansion isotrope à vitesse constante. Cette étude consiste en une résolution par la méthode des différences finies, qui a mis en évidence des écarts notables entre solution statique et état final de la solution dynamique. Ce dernier présente une valeur de la dislocation finale supérieure à l'évaluation statique. Cette augmentation varie de 15 % pour une vitesse de rupture de $0,6 \beta$ à 20 % pour $0,9 \beta$.

Les solutions statiques montrent classiquement une répartition elliptique des déplacements :

$$(3) \quad \frac{\Delta u(R)}{u_0} = \sqrt{1 - \frac{R}{R_0}}$$

où R_0 représente le rayon final de la source.

Une première approche aurait consisté à considérer la propagation et l'expansion d'une telle ellipse. Les résultats de Madariaga s'en différencient principalement par l'existence de "suture" (healing) : le déplacement à la source ne s'arrête pas en même temps pour tous les points. Quand la rupture atteint son extension maximale, le déplacement se stabilise sur la périphérie, puis progressivement vers le centre (figure I.1).

Ceci est interprété comme étant lié à la propagation d'une phase d'arrêt depuis la périphérie vers le centre.

I.1.d. Mise en évidence des phases d'arrêt

Satisfaisant aux conditions locales de surface libre, le modèle de Madariaga impliquerait un champ de contrainte vérifiant la nullité pour chaque point de la source dès que la rupture l'a atteint.

La mise en évidence des phases d'arrêt doit donc se faire dans des modèles qui, en fait, ne sont pas satisfaisants.

Considérant le cas bidimensionnel d'une rupture de cisaillement unilatérale, les contraintes sont calculées sur la rupture par une méthode de discrétisation des champs d'ondes. (Campillo 1980).

Dans le cas d'un modèle où le déplacement sur la rupture est représenté à chaque instant par une ellipse, la contrainte est représentée figure I.2. Du fait de l'étendue de la source à l'instant de l'arrêt, la phase d'arrêt est d'une durée importante. On voit que la radiation liée à l'arrêt du déplacement est à basse fréquence. La perturbation est nette : un tel modèle viole notablement les conditions imposées.

Le modèle de Haskell est plus simple : quand la rupture atteint un point, le déplacement est décrit (de façon similaire pour tous les points de la source) par :

$$(4) \quad \frac{\Delta u}{u_0}(r, t) = H\left(t - \frac{r}{V_R}\right)$$

Le relachement de contrainte statique ne sera pas constant. Les différentes arrivées (P, S et rupture) apparaissent clairement (Figure I.3). Le fait d'imposer un arrêt provoque la propagation d'un front d'onde depuis l'extrémité de la rupture. La phase d'arrêt apparaît donc très naturellement, dans le cas où en chaque point la rupture est instantanée, comme une onde S rétrograde par rapport à la rupture.

I.1.e. Mécanisme d'arrêt

Lorsqu'une rupture se propage, la contrainte en avant de la fissure augmente. Ainsi donc, dans un milieu parfaitement homogène à tout point de vue une rupture devrait-elle se propager éternellement. L'arrêt de la propagation est expliqué (par exemple par Das, 1976) comme étant lié à l'arrivée de l'extrémité de la fissure dans un milieu où l'énergie nécessaire à l'ouverture deviendra trop importante par rapport à la contrainte. C'est ici qu'intervient le choix du critère de rupture. Dans de telles approches, c'est uniquement par le critère de rupture que l'on différencie un milieu d'un autre alors que l'on suppose que tous les autres paramètres restent constants. L'arrêt n'est pas expliqué par des phénomènes de propagation d'onde comme la réflexion.

1	2
α, β, d	α, β, d
CrI	CrII

L'augmentation de la contrainte au bout de la fissure permet la propagation de la rupture suivant le critère CrI et ne la permet pas suivant le critère CrII. Si ceci reste vrai dans

le temps alors la rupture s'arrête à la limite des deux milieux. Il est aussi possible que le front de rupture traverse la limite entre 1 et 2 et se stoppe progressivement.

C'est alors le principe de causalité qui impose une suture puisqu'il faut bien le support d'onde pour que l'information "arrêt-plus d'énergie" parvienne au centre de la source. Ce qui est équivalent à dire que le déplacement doit exister tant que se propage, sur la source, les ondes émises lors de l'arrêt, qui sont cause de perturbation du champ de contrainte.

I.2. REPRESENTATION ANALYTIQUE

I.2.a. Intérêt et validité

Le calcul de la radiation en champ proche d'une source étendue se fera par sommation de points source. A chacun de ces points doit correspondre une expression du déplacement à la source qui soit une bonne approximation de la solution dynamique. Une telle approche a été proposée par Bouchon (1978), Boatwright (1980) et Archuleta et Hartzell (1981). On calculera les signaux en champ lointain dans un milieu infini homogène (far field pulse) associés au modèle analytique et on pourra ainsi comparer la radiation dont il est responsable avec les résultats de Madariaga. Cette comparaison (et l'éventuel accord entre les signaux) a une validité qui reste limitée au domaine des basses fréquences. Les expressions analytiques comportent des discontinuités qui seront responsables de rayonnements haute-fréquence irréalistes, si l'on considère les accélérations du sol des problèmes apparaîtront. Cependant, dans le cas de petits séismes, on ne tentera ici que de considérer l'effet sur les déplacements radiés de paramètres de source simples : rayon de la source circulaire équivalente, vitesse de rupture, déplacement maximum à la source. La suite de ce travail consiste surtout à la mise en évidence des effets de propagation d'onde dans un milieu réaliste au voisinage d'une telle source.

I.2.b. Calcul du signal source

En l'absence de terminologie établie et brève, nous appellerons signal-source ce que les anglophones nomment "farfield seismic pulse" à savoir la forme d'onde du déplacement produit par la source à une grande distance dans un milieu infini homogène. Le système de coordonnées est présenté Figure I.4.

Le calcul du signal source effectué à partir des résultats suivants :

D'après le théorème de représentation (Cf. Aki et Richards, 1980) :

$$(3) \quad u(\vec{R}, t) = \frac{1}{4\pi\rho C^3} R_{\theta\phi} \frac{1}{R} \mu \iint dS \Delta \dot{u}_x(r, \phi, t - \frac{d}{C})$$

\vec{R} = vecteur position de receveur,

$R_{\theta\phi}$ = directivité des ondes respectivement P ou S

C = vitesse de propagation des ondes P ou S.

où d représente la distance source-receveur.

$$\text{Soit } \hat{R} = \frac{\vec{R}}{R}$$

$$d = R - \hat{R} \cdot \vec{r}$$

d'où :

$$(6) \quad u(R, t) = \frac{1}{4\pi\rho C^3} R_{\theta\phi} \frac{1}{R} \mu \iint_S dS \Delta \dot{u}_x(r, \phi, t - \frac{R}{C} + \frac{\hat{R} \cdot \vec{r}}{C})$$

dont on écrit la transformée de Fourier :

$$(7) \quad u(R, \omega) = \frac{1}{4\pi\rho C^3} R_{\theta\phi} \frac{1}{R} \mu e^{-i\omega R/C} \iint_S dS \tilde{u}_x(r, \phi, \omega) e^{i\omega \frac{\hat{R} \cdot \vec{r}}{C}}$$

soit :

$$(8) \quad u(R, \omega) = \frac{1}{4\pi\rho C^3} R_{\theta\phi\mu} \frac{e^{-i\omega R/C}}{R} M_0(\theta, \omega)$$

avec :

$$M_0(\theta, \omega) = \mu \iint r dr d\phi \tilde{u}(r, \phi, \omega) e^{+i\omega \frac{\hat{R} \cdot \vec{r}}{C}}$$

M_0 est la transformée de Fourier du signal source. M_0 représente la densité spectrale de moment sismique et contient toute l'information sur le signal.

Avant de pousser plus loin, il faut remarquer que l'on trouve dans la littérature la simplification suivante : quand R est très grand, le problème se ramène à un point source. Ceci correspond à un choix délibéré car le fait que le receveur soit vu par tous

les points de la source suivant le même azimut, n'empêche pas que le signal soit composé par la sommation d'une série de termes dont le déphasage relatif est donné une fois pour toutes à un θ donné et n'évolue pas avec la distance.

Dans le cas d'une source circulaire donc à symétrie cylindrique $M_0(\theta,)$ s'écrit :

$$M_0(\theta, \omega) = \mu \int_0^a r dr \Delta \dot{u}(r, \omega) \int_{-\pi}^{\pi} e^{\frac{i\omega}{c} \hat{R} \cdot r} d\phi b$$

$$\hat{R} \cdot r = |r| \sin \theta \cos(\phi - \phi_0)$$

$$M_0(\theta, \omega) = \mu \int_0^a r dr \Delta \dot{u}(r, \omega) \int_{-\pi}^{\pi} e^{i \left(\frac{\omega r \sin \theta}{c} \right) \cos(\phi - \phi_0)} d\phi$$

soit :

$$M_0(\theta, \omega) = \mu \int_0^a r dr \Delta \dot{u}(r, \omega) \int_{-1}^1 e^{i \left(\frac{\omega r \sin \theta}{c} \right) \xi} \frac{d\xi}{(1-\xi^2)^{1/2}}$$

or d'après la définition des fonctions de Bessel :

$$I_\nu(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} (\nu - \frac{1}{2})!} \left(\frac{x}{2} \right)^\nu \int_{-1}^1 e^{ixt} (1-t^2)^{\nu-1/2} dt$$

on peut identifier le terme d'intégrale en ξ à une fonction de Bessel J_0 :

$$(10) \quad M_0(\theta, \omega) = \frac{2\mu\pi}{c} \int_0^a r dr \Delta \dot{u}(r, \omega) J_0 \left(\frac{\omega r \sin \theta}{c} \right)$$

où l'on reconnaît la transformation de Hankel.

Cette grandeur M_0 explicite bien les caractéristiques de la source en tenant compte de l'influence de l'azimut.

Cette formulation mathématique montre que le champ lointain va être déterminé par

les discontinuités de la vitesse de dislocation pour les hautes fréquences.

Quand ω tend vers 0, M_0 vaut le moment sismique statique classique :

$$M = \mu \times \int \Delta \dot{u}(t \rightarrow \infty) dS$$

$$\text{car comme } \Delta \dot{u}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta u(r, t) e^{-i\omega t} dt$$

$$\begin{aligned} \text{quand } \omega \rightarrow 0 \quad \Delta \dot{u}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \dot{u}(r, t) dt \\ &= \Delta u(r, t \rightarrow \infty). \end{aligned}$$

I.2.c. Expression du modèle moment sismique

Considérant une rupture circulaire, r représente la position par rapport au centre, le déplacement est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= 0 & t < t_0(r) \\ \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= \sqrt{V_r^2 t^2 - r^2} & t_0(r) < t < t_1(r) \\ \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= \sqrt{V_r^2 t_1(r)^2 - r^2} & t > t_1(r) \end{aligned} \quad (12)$$

avec :

$$t_0(r) = r/V_r, \quad t_1(r) = R/V_r + (R-r)/c$$

$$u_0 = \frac{C(V_r/\beta)}{\xi} \frac{\sigma_e}{\mu}, \quad \xi = 1 + V_r/c$$

où R représente le rayon de la source, V_r la vitesse de rupture, σ_e la contrainte effective, c la vitesse de propagation de la phase de suture et C une valeur numérique dépendant du rapport V_r/β .

Le moment sismique associé sera donné par :

$$(13) \quad M_0 = \mu \int_S \Delta u(\vec{r}, t \rightarrow \infty) dS$$

soit :

$$\begin{aligned} M_0 &= \mu 2\pi u_0 \int_0^R (V_r^2 (\frac{R}{V_r} + \frac{R-r}{c})^2 - r^2)^{1/2} r dr \\ &= \mu 2\pi u_0 \int_0^R ((R\xi + r(1-\xi))^2 - r^2)^{1/2} r dr \\ &= \mu 2\pi u_0 \int_0^R (\alpha + \beta r + \gamma r^2)^{1/2} r dr \end{aligned}$$

avec : $\alpha = R^2 \xi^2$

$$\beta = 2R\xi(1-\xi)$$

$$\gamma = \xi(\xi-2)$$

or :

$$x^n (R^{2n+1})^{1/2} dx = \frac{x^{m-1} (P^{2n+3})^{1/2}}{(m+2n+2)c} - \frac{(2m+2n+1)b}{2(m+2n+2)c} x^{m-1}$$

$$(P^{2n+1})^{1/2} dr = \frac{(m-1)a}{(m+2n+2)c} x^{m-2} (P^{2n+1})^{1/2} dx \quad \text{avec } P = a + bc + cx^2$$

(Ryzijk et Gradsztein, 1964).

La primitive de la fonction à intégrer s'écrit donc :

$$\frac{P^{3/2}}{3\gamma} - \frac{(2\gamma r + \beta)}{8\gamma^2} \beta P^{1/2} - \frac{\beta\Delta}{16\gamma^2} \frac{dr}{\sqrt{P}}$$

$$\text{avec } \Delta = 4\alpha\gamma - \beta^2$$

$$P = \alpha + \beta r + \gamma r^2$$

Dans ce cas :

- γ est toujours négatif car C_h est toujours choisi au moins supérieur à V_r ,

- $\Delta = -4a^2\xi^2$ toujours négatif, par conséquent, alors :

$$\frac{dr}{\sqrt{P}} = -\frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \arcsin \frac{2\gamma r + \beta}{\sqrt{-\Delta}}$$

d'où :

$$\begin{aligned} M_0 &= \mu 2\pi u_0 \left[\frac{P^{3/2}}{3\gamma^2} - \frac{2(\gamma r + \beta)}{8\gamma^2} \beta P^{1/2} - \frac{4\beta R^2 \xi^2}{16\gamma^2 \sqrt{-\gamma}} \arcsin \frac{2\gamma r + \beta}{\sqrt{-\Delta}} \right]_0^R \\ &= \mu 2\pi u_0 \left[\frac{R^2 \xi^2 \beta}{4\gamma^2 \sqrt{-\gamma}} \arcsin \left(\frac{2a\xi}{\sqrt{-\Delta}} \right) - \frac{\alpha^{3/2}}{3\gamma} + \frac{\beta^2 \alpha^{1/2}}{8\gamma^2} + \frac{\beta R^2 \xi^2}{4\gamma^2 \sqrt{-\gamma}} \arcsin \frac{\beta}{\sqrt{-\Delta}} \right] \\ &= \mu 2\pi u_0 \left[R^3 \left(\frac{\xi(1-\xi)}{2(\xi-2)^2 \sqrt{\xi(2-\xi)}} \times \left(\frac{\pi}{2} - \text{Arc sin}(\xi-1) \right) + \frac{\xi^2}{3(2-\xi)} + \frac{\xi(1-\xi)^2}{2(\xi-2)^2} \right) \right] \end{aligned}$$

$$(14) \quad M_0 = 2\pi C \frac{\sigma_e}{\xi} R^2 \frac{\xi^{1/2} (1-\xi)}{2(2-\xi)^{5/2}} (\text{Arc cos}(\xi-1)) + \frac{\xi^2}{3(2-\xi)} + \frac{\xi(1-\xi)^2}{2(\xi-2)^2}$$

Si c tend vers l'infini, on se ramène au cas elliptique et l'on vérifie alors que :

$$M_0 = \frac{2\pi}{3} u_0 \mu R^2$$

I.2.d. Choix du paramètre c

La vitesse caractéristique de la phase de suture a été choisie par les précédents auteurs égale, soit à la vitesse de propagation des ondes P (Bouchon, Boatwright), soit à celle des ondes S (Archuleta et Hartzell).

Pour déterminer le meilleur choix, nous allons comparer les signaux des ondes P et S radiés par notre modèle approximatif avec les solutions de Madariaga.

Dans les mêmes conditions que Madariaga ($V_R = -9/8$), le signal source a été calculé dans les azimuts 0° , 45° et 90° pour deux différentes vitesses de suture : la vitesse de propagation des ondes P et celle des ondes S. Les résultats sont présentés figures I.5 et I.6.

Le meilleur accord est obtenu dans le cas de la suture à vitesse des ondes de cisaillement. Cet accord est très bon sur deux points importants : la durée du signal et l'amplitude en exceptant le cas du signal source de l'onde S à 45° . Du fait de la directivité des ondes ce cas ne présente pas d'intérêt physique.

La vitesse des ondes S sera donc choisie comme vitesse de la suture dans la suite.

I.2.e. Vitesse de rupture

La vitesse de rupture choisie pour les calculs en champ proche vaut $0.75 \times \beta$. Cette vitesse de rupture a été proposée par Bouchon (1982). Il s'agit d'une des déterminations les plus précises qu'auraient été proposées.

Les signaux source correspondant à cette vitesse de rupture et leurs spectres sont présentés Figures I.7 et I.8.

I.2.f. Paramètres influençant le signal source (champ lointain)

a/ Dimension de la source

Le rayon de la source est un paramètre de dimensionnement, c'est-à-dire il n'influence pas la forme d'onde, dans la mesure où l'on peut, à partir du signal pour un rayon donné, déduire immédiatement le signal (ou son spectre), pour un autre rayon, dans les mêmes conditions. L'équivalence entre la durée du signal et le rayon est représentée par l'utilisation du temps relatif $t\beta/R$.

A partir de l'évaluation de la fréquence coin du spectre du déplacement et de l'azimut, on détermine un rayon de la source circulaire équivalente au séisme. Ce rayon dépend aussi de la vitesse de rupture.

b/ Azimut

L'effet de l'azimut se fait sentir sur la durée du signal et donc la fréquence-coin (Fig. I.9). Autour de l'azimut 0° on observe un effet de focalisation dû à la simultanéité d'arrivée des ondes émises en chaque point du front de rupture. Les différents effets de focalisation ont été décrits en détail par Boatwright (1981). Cependant, il est bon de se rappeler que de tels phénomènes ont des causes si strictement formelles, comme l'identification exacte de la faille à un plan, qu'il ne faut pas leur donner une place par trop déterminante dans une interprétation physique. De nombreux auteurs (Modiano, 1980 ; Helmberger, 1981), ont mis en évidence la non-conformité des diagrammes de directivité théoriques avec la réalité.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE I

Figure I.1. - Distribution de déplacement sur une source circulaire dynamique en fonction du temps. La vitesse de rupture est constante et imposée égale à $.9\beta$. On note la concentration de déplacement au centre. Les flèches indiquent l'arrivée des phases d'arrêt et la marque "static" le déplacement maximum de la solution statique (Madariaga, 1976).

Figure I.2. - Contrainte T_{12} dans le cas bidimensionnel d'une rupture elliptique de longueur L . On note la présence des phases P et S, de la rupture et de la perturbation liée à l'arrêt synchrone du déplacement.

Figure I.3. - Contrainte T_{12} dans le cas bidimensionnel d'une dislocation. Le relâchement de contrainte statique n'est pas constant. On remarque la perturbation liée à la propagation de la phase d'arrêt.

Figure I.4. - Système de coordonnées utilisé dans le texte. La source est dans le plan xOy .

Figure I.5. - Comparaison des signaux source obtenus par Madariaga avec ceux obtenus à partir du modèle analytique en supposant une vitesse de propagation de la suture égale à ceux des ondes P. Les résultats de Madariaga sont en pointillés.

Figure I.6. - Même légende que pour la Figure I.5., mais la vitesse de suture est égale à celle des ondes S.

Figure I.7. - Signaux source produits par le modèle final avec une vitesse de rupture égale à $.75\beta$.

Figure I.8. - Spectre des signaux sources présentés Figure I.7.

Figure I.9. - Variation de la fréquence coin des spectres des signaux source P ou S avec l'azimut pour différentes vitesses de rupture (Madariaga, 1976).

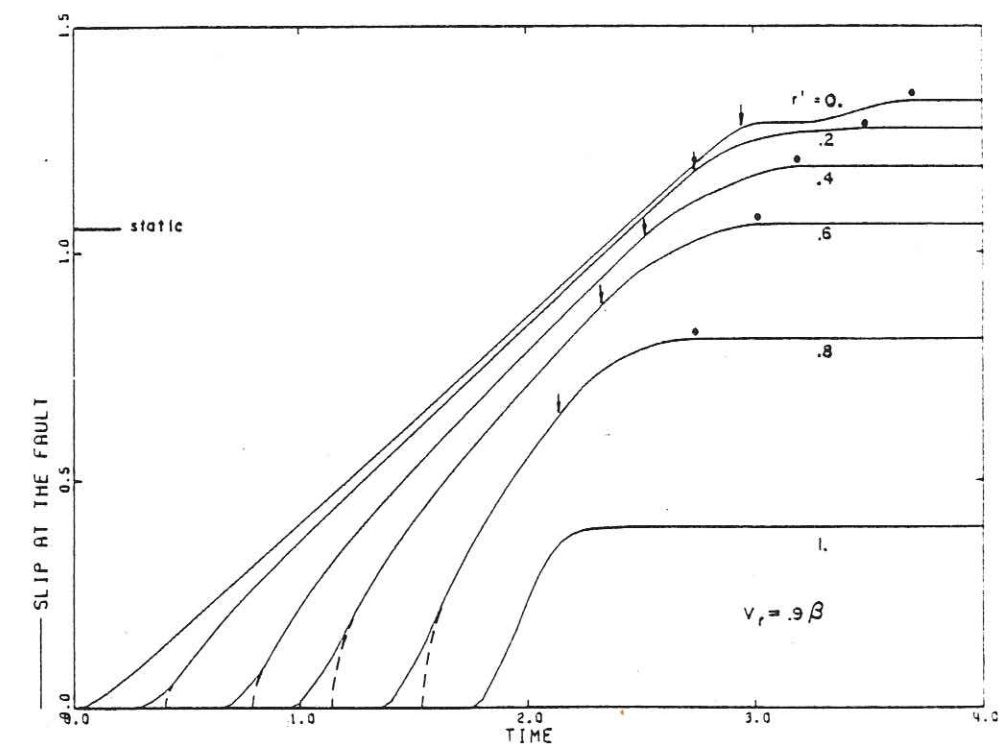


Figure 11.

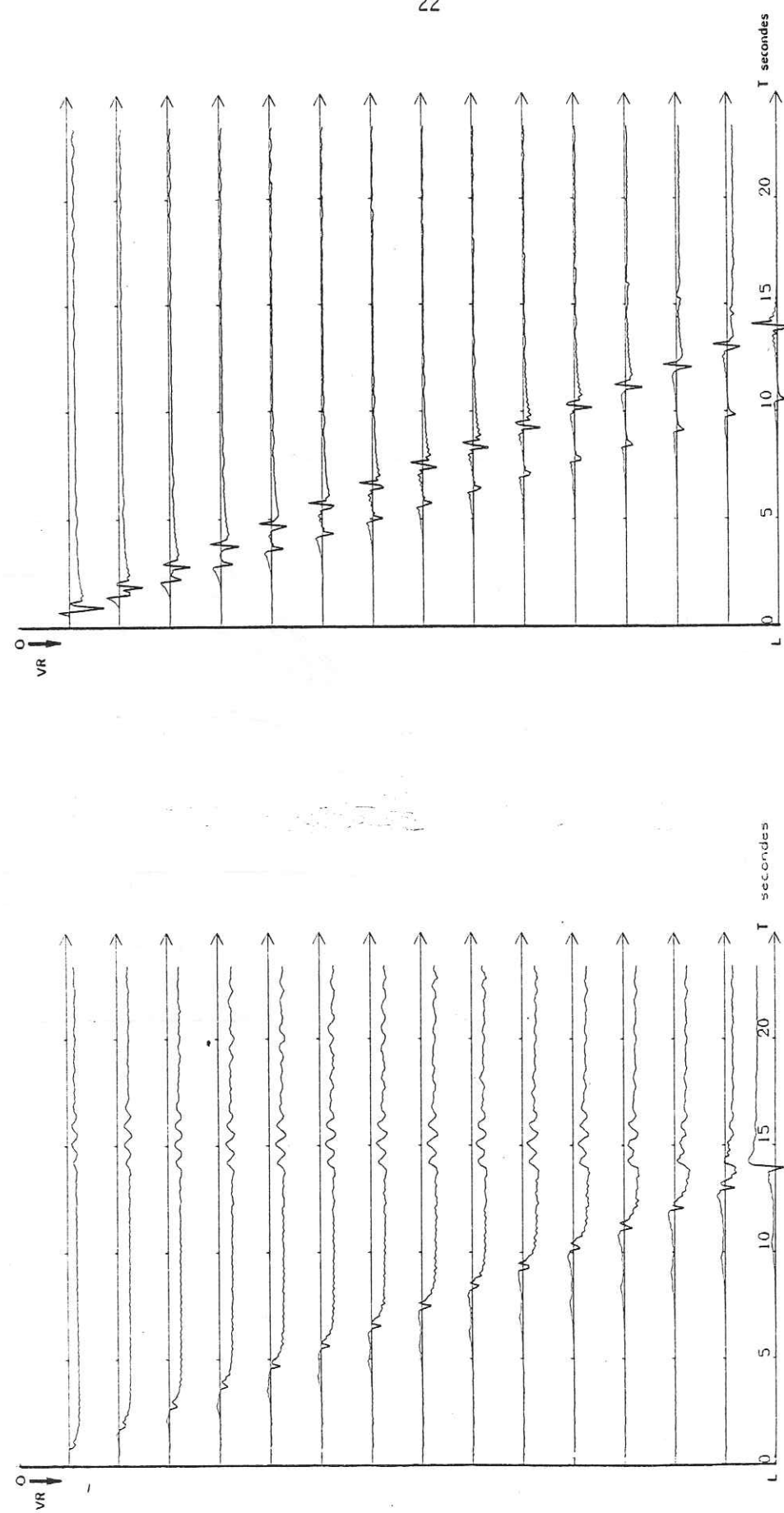


Figure I2.

Figure I3.

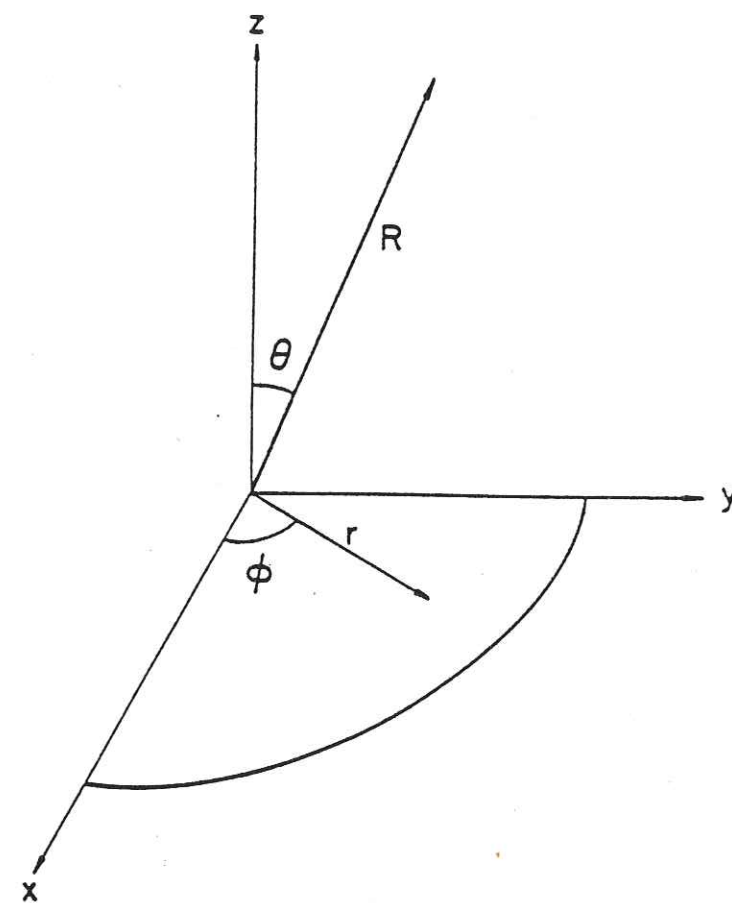


Figure I4.

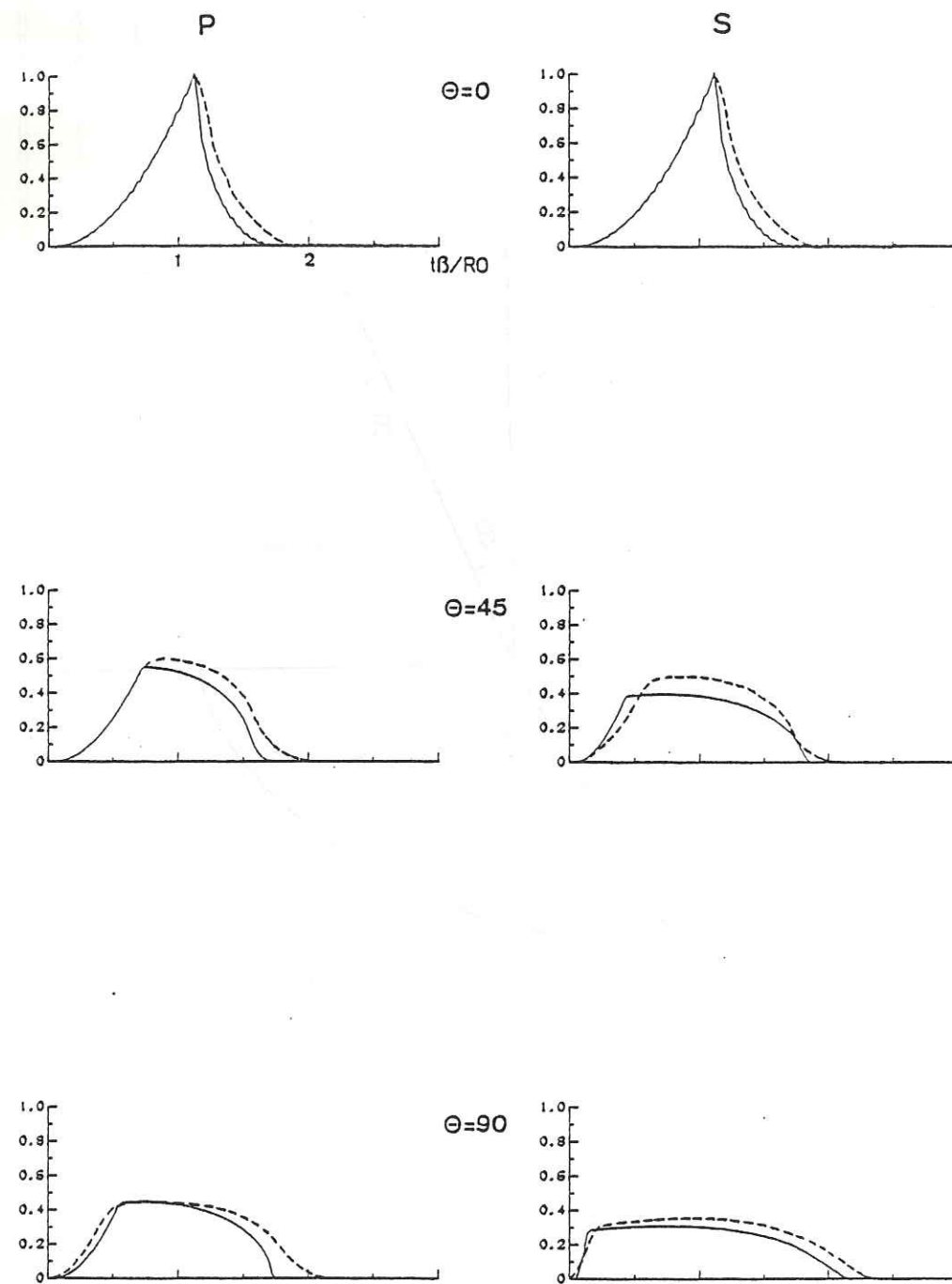


Figure 15.

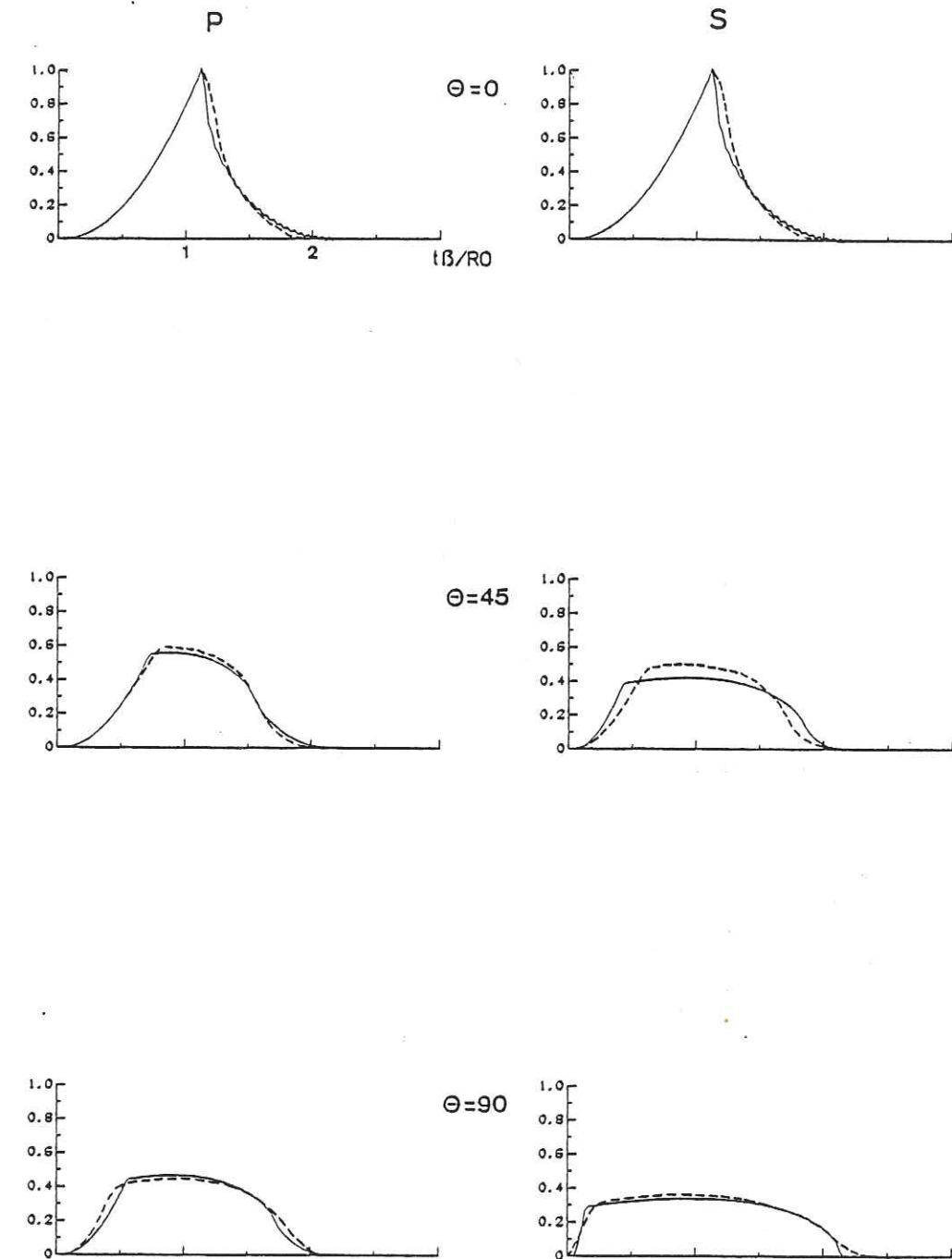


Figure 16.

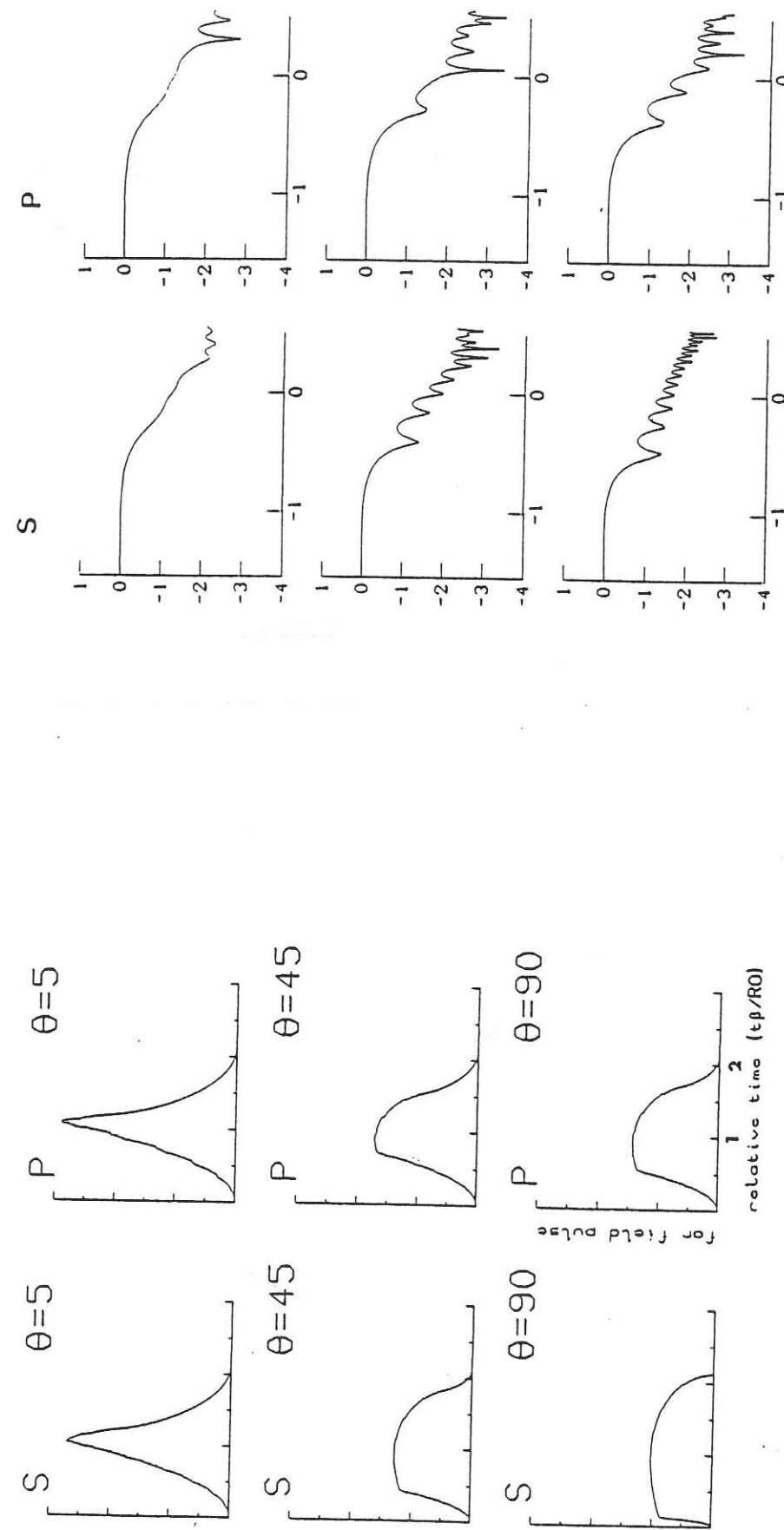


Figure 17.

Figure 18.

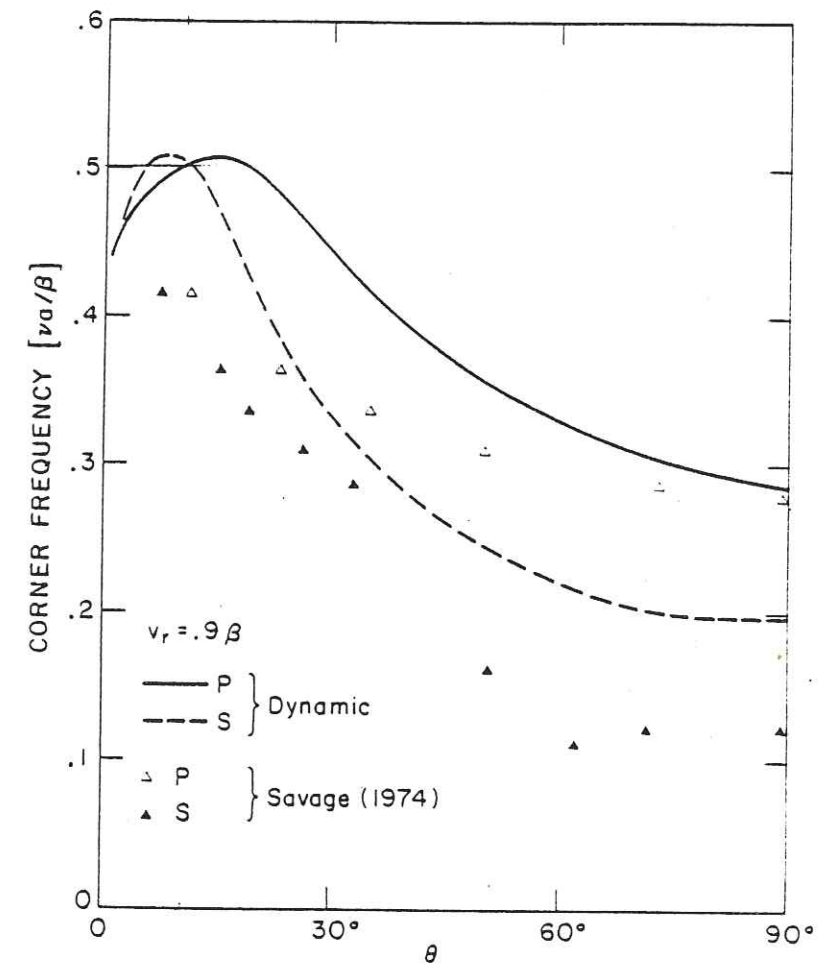


Figure 19.

CHAPITRE II

CALCUL DES SISMOGRAMMES

SYNTHETIQUES

II.1. - DIFFICULTES DE LA MODELISATION DES CHAMPS D'ONDES EN ZONE PROCHE

II.2. - PRINCIPE DE LA METHODE

II.3. - PROPAGATION MATRICIELLE

II.4. - REPRESENTATION DISCRETE DE LA SOURCE

II.5. - UTILISATION D'UNE FREQUENCE COMPLEXE

II.1. DIFFICULTES DE LA MODELISATION DES CHAMPS D'ONDE EN ZONE PROCHE

Si le champ lointain est analytiquement bien cerné (arrivée purement longitudinale P, arrivée purement transversale S, décroissance $1/r$), le champ proche est de loin plus difficile à décrire qualitativement. La forme générale de la réponse élastodynamique est :

(force suivant 1)

$$u_i^1(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} (3 C_i C_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} T x(t - \tau) d\tau \quad 1$$

$$+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} C_i C_j \frac{1}{r} x(t - \frac{2}{\alpha}) \quad 2$$

$$- \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (C_i C_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r} x(t - \frac{r}{\beta}) \quad 3$$

avec : $x(t) \vec{x}_1$: force appliquée

C_i : cos directeur de \vec{x}

2 et 3 représentent les déplacements champ lointain.

1 représente la participation du champ proche.

$$u^P(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} (R_{\theta\phi}) \frac{1}{r^3} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} T x(t - \tau) d\tau$$

$$\text{En posant } I(t) = \int_0^t dt' \int_0^{t'} x(t'') dt''$$

l'intégrale devient :

$$\int_{r/\alpha}^{r/\beta} t' x(t - t') dt' = -\frac{r}{\beta} \frac{\partial I}{\partial t} (t - r/\beta) + \frac{r}{\alpha} \frac{\partial}{\partial t} I(t - \frac{r}{\alpha}) - I(t - \frac{r}{\beta}) + I(t - \frac{r}{\alpha})$$

ce qui implique les participations dans $u_p \frac{4\pi\rho}{R_{\theta\phi}}$:

$$- \frac{1}{r^3} I(t - \frac{r}{\alpha}) \text{ et } \frac{1}{r^2} \frac{\partial I}{\partial t} (t - \frac{r}{\alpha}) \text{ qui se propage à la vitesse des ondes P.}$$

$$- \frac{1}{r^3} I(t - \frac{r}{\beta}) \text{ et } \frac{1}{2} \frac{\partial I}{\partial t} (t - \frac{r}{\beta}) \text{ qui se propage à la vitesse des ondes S.}$$

Les composantes longitudinales et transverses présentent toutes deux ces quatre termes. Donc, il y aura des déplacements transverses se propageant à la vitesse des ondes P et des déplacements longitudinaux à la vitesse des ondes S. Aux faibles distances les phases se chevauchent, plusieurs termes de décroissance apparaissent, il est bien peu commode de donner une description de tels phénomènes en dehors de la synthétisation de sismogrammes.

De même, en présence d'une stratification, la représentation d'un train d'onde par un rai est incorrecte. Le calcul de sismogrammes synthétiques permet seul de prévoir les caractéristiques des déplacements.

II.2. PRINCIPE DE LA METHODE

Le théorème de représentation permet d'écrire l'équivalence du rayonnement d'une dislocation-point (d'une discontinuité ponctuelle du champ de déplacement) et d'un double couple de forces dont le moment représente le moment sismique. Cette équivalence va donc permettre d'évaluer les déplacements à partir de la fonction de Green du milieu (c'est-à-dire du tenseur $G_{in}(\vec{x}, t; \vec{y}, s)$ qui représente le déplacement dans la direction \vec{n} en \vec{y} au temps s due à une force impulsionnelle $\vec{i} \delta(t) \delta(\vec{x})$ dans la direction \vec{i}).

Il existe des expressions mathématiques intégrales permettant, si l'on sait les calculer, d'obtenir le résultat. Les calculs faits ici suivent l'approche du problème faite par Bouchon (1977, 78, 81) vers la représentation des champs d'ondes par des nombres d'ondes discrets. Dans un premier temps, Bouchon a montré que dans un système de coordonnées cartésiennes, les intégrales de Lamb (1904) se ramènent à une sommation d'ondes planes des nombres d'ondes discrets en supposant une périodicité spatiale et donc des précautions à prendre sur la durée d'observation. Cette méthode a permis de nombreux calculs mais pose de gros problèmes relatifs en particulier aux temps de calcul prohibitifs que demande une double sommation dans des cas où la convergence de la suite est lente.

Cette méthode a, dans un système de coordonnées cartésiennes, une assise mathématique relativement simple et surtout directe. Par la suite, le même auteur propose une nouvelle méthode de calcul mais par sommation d'ondes cylindriques et non plus planes. L'exposé mathématique n'en sera pas refait ici, mais il faut remarquer que la démarche est différente de celle suivie précédemment. Ici suivant l'idée portée par le théorème de Sommerfeld qu'il existe une superposition d'ondes cylindriques représentant une solution quelconque et s'écrivant sous la forme d'une intégrale suivant un nombre d'onde, il est montré qu'il existe une répartition spatiale de sources pour laquelle cette intégrale se ramène à une somme discrète.

En résumé :

Le potentiel de compression élastique radié par une source harmonique dans un milieu infini s'écrit :

$$\phi(R, w) = \frac{e^{iw(t - RK)}}{R}$$

en utilisant l'intégrale de Sommerfeld :

$$\phi(R, \omega) = -ie^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{k}{v} J_0(kr) e^{-iv|z|} dz$$

puis en calculant la radiation de la répartition de source présentée Figure II.1 :

$$(15) \quad \phi_D = -\frac{i\pi}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \frac{kn}{v_n} J_0(k_n r) e^{-iv_n|z|}$$

Pour calculer les mouvements produits par une dislocation, on représente celle-ci par des forces volumiques équivalentes (Burridge et Knoppoff, 1964). Les déplacements dus à l'application d'une force verticale pulsative de module F , dans un repère de coordonnées cylindriques sont donnés par (Lamb, 1904).

$$\text{déplacement radial} \quad u(r, z; \omega) = \frac{F}{4\pi\rho\omega^2} \frac{\delta^2}{\partial r \partial z} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right)$$

$$(16) \quad \text{déplacement tangentiel} \quad u(r, z; \omega) = 0 \quad (\text{symétrie de révolution})$$

$$\text{déplacement vertical} \quad w(r, z; \omega) = \frac{F}{4\pi\rho\omega^2} \left(\frac{\partial}{\partial z^2} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right)$$

Les déplacements produits par une telle force horizontale appliquée dans la direction θ_0 calculés par Markrider (1964), sont exprimés par :

$$u(r, \theta, z; \omega) = \frac{F}{4\pi\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right)$$

$$(17) \quad v(r, \theta, z; \omega) = \frac{F}{4\pi\rho\omega^2} \sin(\theta - \theta_0) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right)$$

$$w(r, \theta, z; \omega) = \frac{F}{4\pi\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \left(\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) \right)$$

Utilisant l'équation 15 Bouchon (1980) donne dans le cas d'un coulissage horizontal, les expressions suivantes des déplacements en transformant (16) et (17) :

$$u(r, \theta, z; \omega) = \frac{iM}{4L\rho\omega^2} \sin 2\theta \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \left(\frac{k_n^2}{v_n} e^{-iv_n|z|} + \gamma_n e^{-i\gamma_n|z|} \right) \left(3 \frac{J_1(k_n r)}{r^2} - \right.$$

$$\left. 2k_n \frac{J_0(k_n r)}{r} - k_n^2 J_1(k_n r) \right) + \frac{k_\beta^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n|z|} (k_n J_0(k_n r) - 3 \frac{J_1(k_n r)}{r^2})$$

$$(18) \quad v(r, \theta, z; \omega) = \frac{iM}{4L\rho\omega^2} \cos 2\theta \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \left(\frac{k_n^2}{v_n} e^{-iv_n|z|} + \gamma_n e^{-i\gamma_n|z|} \right) \left(k_n \frac{J_0(k_n r)}{r} - \right.$$

$$\left. 3 \frac{J_1(k_n r)}{r^2} + \frac{k_\beta^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n|z|} \left(3 \frac{J_1(k_n r)}{r^2} - 2k_n \frac{J_0(k_n r)}{r} - k_n^2 J_1(k_n r) \right) \right)$$

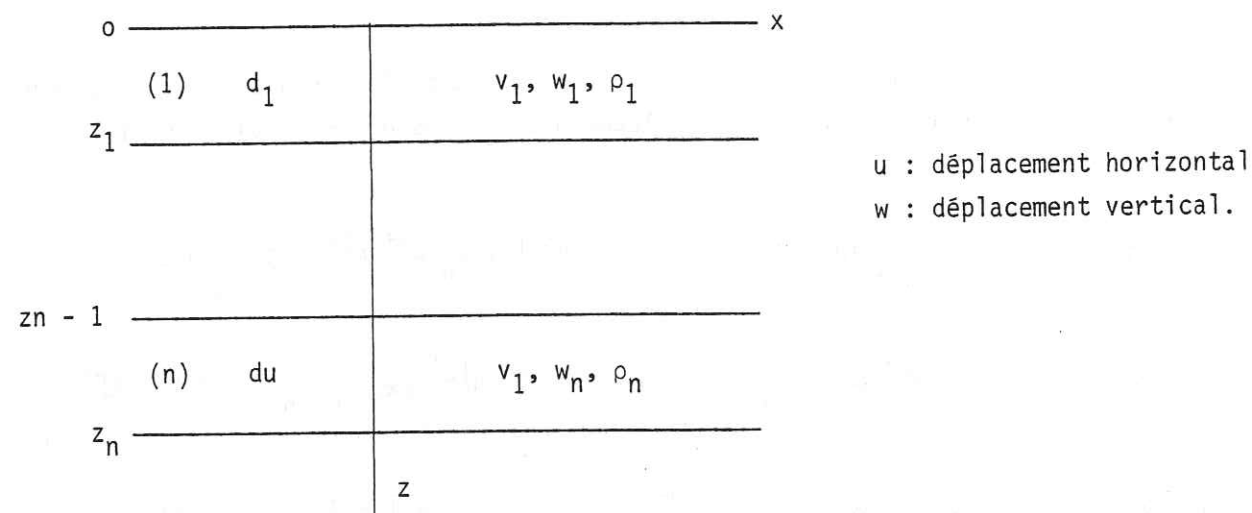
$$w(r, \theta, z; \omega) = \frac{M \operatorname{sgn}(z)}{4L\rho\omega^2} \sin 2\theta \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n k_n^2 (k_n J_0(k_n r) - 2 \frac{J_1(k_n r)}{r}) (e^{-iv_n|z|} - e^{-i\gamma_n|z|})$$

Ce sont ces relations que nous utiliserons pour le calcul des sismogrammes synthétiques.

L'intérêt de cette méthode est qu'elle génère "objectivement" l'intégralité du champ d'onde élastique. Il est ainsi possible d'observer à la fois l'effet des termes du champ proche et l'effet de la structure locale (réflexions, réfraction, ondes guidées).

II.3. PROPAGATION MATRICIELLE

Soit un milieu stratifié horizontalement à l couches :



Les potentiels ϕ_n et ψ_n dans la couche n s'écrivent comme :

$$\phi_n(t, x, z) = TF^{-1} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\phi}_n(k, z, \omega) \frac{e^{-ikz}}{j_0(kr)} dk \right)$$

dans le cas d'une décomposition en ondes planes, et

$$\overline{\phi}_n = A_n e^{i\nu(z-z_{n-1})} + B_n e^{-i\nu(z-z_n)} = \overline{\phi}_n^+ + \overline{\phi}_n^-$$

$$\overline{\psi}_n = C_n e^{i\gamma(z-z_{n-1})} + D_n e^{-i\gamma(z-z_n)}$$

Ces potentiels permettent de définir les deux vecteurs :

$$\overline{\Phi}_n(z) = (\overline{\phi}_n^+(z), \overline{\psi}_n^+(z), \overline{\phi}_n^-(z), \overline{\psi}_n^-(z))$$

et

$$\overline{S}_n(z) = (\overline{u}_n(z), \overline{w}_n(z), \overline{\sigma}_{zz}^{(n)}(z), \overline{\sigma}_{xy}^{(n)}(z))$$

La matrice T_n permet de lier $\overline{\Phi}_n$ et \overline{S}_n

$$\overline{S}_n(z) = T_n \overline{\Phi}_n(z)$$

$$\overline{\Phi}_n(z) = T_n^{-1} \overline{S}_n(z)$$

Les expressions de ces matrices sont données par Harkrider (1964). De plus, à l'intérieur de la couche :

$$\overline{\Phi}_n(z_n) = E_n \overline{\Phi}_n(z_{n-1})$$

où E_n traduit seulement la propagation verticale.

Les conditions aux limites qui s'appliquent ici seront :

- 1 $\overline{S}_1(0) = \overline{S}_0$
- 2 $\overline{S}_n(z_n) = \overline{S}_{n+1}(z_n) \quad n = 1, 1 - 1$
- 3 $\overline{\phi}_e + \overline{\psi}_e^+ = 0.$

à savoir :

- 1 condition de surface libre,
- 2 continuité des déplacements et des contraintes,
- 3 pas d'arrivée d'énergie depuis $z = +\infty$.

La méthode de Thomson Haskell consiste à écrire pour chaque couche :

$$\overline{S}_{n+1}(z_n) = G_n \overline{S}_n(z_{n-1}) \quad \text{avec : } G_n = T_n E_n T_n^{-1}$$

et en appliquant la condition de continuité :

$$\overline{\Phi}_e(z_{l-1}) = T_e^{-1} G_{l-1} \dots G_1 \overline{S}_0 = R \overline{S}_0 = R$$

en écrivant :

$$R = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix}$$

La condition 3 nécessite :

$$R_{11} \left| \frac{\overline{u}_0}{\overline{\omega}_0} \right| + R_{12} \left| \frac{\overline{\sigma}_0}{\overline{\tau}_0} \right| = 0$$

avec la condition de surface libre, il faut :

$$f(k, \omega) = \det R_{11} = 0$$

Cette relation représente l'équation de Rayleigh dans le cas du demi-espace. Les racines de ce type d'équation déterminent les modes de propagation (ondes homogènes ou mode à perte), dans le cas de deux demi-espaces par exemple, écrire la solution évidente $\det (T_2^{-1} T_1)_{11} = \det (T_2^{-1} T_1)_{22} = 0$, c'est écrire la condition d'existence d'onde de Stoneley.

Dans notre problème, l'existence d'une source en profondeur change ce type d'expression purement formelle. La source impose une nouvelle condition :

$$\overline{S}_p(z_S^+) = \overline{S}_p(z_S^-) + \overline{\Delta S}$$

où $\overline{\Delta S}$ représente la discontinuité des champs d'onde due à une source à la profondeur z_S dans la couche q .

Il faut réintroduire les conditions aux limites 1 et 3 en écrivant une relation entre les potentiels à $z = z_{l-1}$ et les grandeurs en surface :

$$\overline{\Phi}_e(z_{l-1}) = R \overline{S}_0 + Q \overline{\Delta S} \quad Q = T_e^{-1} G_{l-1} \dots G_q(z_q - z_S)$$

avec $\overline{\Phi}_e^+$, $\overline{\psi}_e^+$, $\overline{\sigma}_0$ et $\overline{\tau}_0$ égaux à zéro.

$$R_{11} \left(\frac{\overline{u}_0}{\overline{\omega}_0} \right) + \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} & q_{13} & q_{14} \\ q_{21} & q_{22} & q_{23} & q_{24} \end{pmatrix} (\Delta S) = 0$$

\sim
S = deux premières composantes de $Q \cdot \overline{\Delta S}$.

Ceci est la relation valable pour le calcul des contributions P et SV, c'est-à-dire les composantes radiale et verticale.

Il apparaît donc que la démarche à suivre est d'écrire une relation de la forme :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\overline{u}_0}{\overline{\omega}_0} \right) &= R_{11}^{-1} \sim S \\ &= \frac{R_{11}^t}{\det R_{11}} \sim S ; \quad R^t \text{ transposée des cofacteurs de } R. \end{aligned}$$

Le problème est de calculer le déterminant $\det R_{11}$. Dans le cas présent de calcul de sismogrammes synthétiques complets suivant une procédure de discrétisation, il est important de pouvoir faire ces calculs sans accepter de dépassement de capacité des ordinateurs qui induiraient des effets de composition d'onde que l'on ne saurait absolument ni exclure ni reconnaître.

Les théorèmes de Dunkin (1965) apportent une simplification importante. Le premier théorème permet de limiter le nombre d'opérations à faire.

$$\text{Soit :} \quad P = A_1 \times A_2 \times \dots \times A_n$$

alors : $P_{kl}^{ij} = p_{ik} p_{jl} - p_{il} p_{jk}$ le sous déterminant d'ordre deux correspondant aux termes des colonnes k et l et des lignes i et j , s'écrit :

$$P_{kl}^{ij} = a_{mn}^{1/ij} a_{op}^{2/mn} \dots a_{uv}^{n-1/st} a_{kl}^{n/uv} \quad (19)$$

où les indices de sommation mn sont des paires distinctes d'indices distincts :

$$mn = 12, 13, 14, 23, 24, 34 \quad m < n.$$

Le deuxième théorème indique que, dans le cas des matrices G , les sous déterminants $g_{kl}^{n,ij}$ ne contiennent pas le produit d'une même exponentielle.

Appliquant la formule (19) pour calculer $\det R_{11} = R_{12}^{12}$ le résultat est obtenu avec des termes exponentiels comme $e^{-i\omega d_n}$ d'après le deuxième théorème de Dunkin.

Il faut remarquer que le calcul direct, d'une part représente un plus grand nombre de sommation, mais conduit à des exponentielles de magnitude double ($e^{-2i\omega d_n}$).

Cependant, dans la pratique, les valeurs à calculer restent trop importantes pour les ordinateurs. Un exemple : le terme exponentiel pour une couche de 20 km d'épaisseur ayant une vitesse caractéristique de 6 km par seconde calculé pour la contribution d'une onde de fréquence 5 Hz et de vitesse de phase 3 km par seconde, vaut $5.9 \cdot 10^{78}$ alors que l'ordinateur utilisé est limité à 10^{75} . Ce cas n'est pas extrême et correspond à une zone du plan (k, ω) relativement énergétique pour un séisme superficiel et un modèle de croûte standard. Il est donc nécessaire d'introduire dans les programmes des multiplications par des constantes numériques dont l'effet sera pris en compte lors de la multiplication des sous déterminants entre eux. Dans de telles conditions, le calcul peut être mené sans aucun dépassement de capacité.

II.4. REPRESENTATION DISCRETE DE LA SOURCE

La source étendue est représentée par un réseau de points source. La méthode revient à calculer séparément la contribution de chaque point au déplacement global. A chaque point du réseau, on associe la fonction dynamique de source définie par les expressions analytiques définies au chapitre I (équation 12). Pour chaque fréquence on remplace M dans (18) par la transformée de Fourier de la fonction dynamique de source. Chaque contribution est pondérée par la valeur de la surface d'une maille élémentaire. On remplace ainsi par une sommation l'intégrale de surface qui devrait être calculer. Bien sûr ceci n'est correct que dans la mesure où le pas du réseau est bien inférieur à la plus petite longueur d'onde considérée. Le critère est que l'on ait au moins cinq points source par longueur d'onde. Ce critère a été effectivement pris en compte. Dans la pratique, si l'on calcule des déplacements jusqu'à des fréquences bien supérieures à la fréquence de coin, la discrétisation de la source pour un rôle minime. L'expérience a montré que l'on pourrait diminuer sensiblement le nombre de points déduits du critère sans affecter le signal.

II.5. UTILISATION D'UNE FREQUENCE COMPLEXE

a) Intérêt de l'utilisation d'une fréquence complexe

Dans le cas général et sans tenir compte des possibilités de discrétisation et de réduction d'intégrales à des sommes, l'expression du champ d'onde s'écrit :

$$\begin{aligned} \tilde{u}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega, k) J_0(kr) e^{-i\nu|z|} dk \\ &\text{ou} \\ u(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g'(\omega, k_1, k_2) e^{-ik_1x} e^{-ik_2y} e^{-i\nu|z|} dk_1 dk_2 \end{aligned}$$

Ceci pour des ondes de compression mais avec une formulation strictement identique pour des ondes de cisaillement.

La fonction $g(\omega, k)$ présente des points singuliers. Classiquement, on associe la participation à l'intégrale d'un point singulier à un mode de propagation d'onde (modes de Rayleigh, ondes de Stoneley (1924), etc...). Le calcul de cette participation :

$$\int_{k_x - \epsilon}^{k_x + \epsilon} g(\omega_x, k) \dots dk$$

pour la singularité située en (ω_x, k_x) est très délicate et amène une étude mode par mode qui ne se prête pas à l'élaboration de sismogrammes synthétiques. Le calcul est fait par la méthode des résidus suivant l'approche de Cagniard (1939).

Cependant, on ne peut calculer directement par intégration numérique la valeur de l'intégrale complète.

Si l'on résonne dans le cas le plus simple d'une fonction de Green :

$$g = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{v} J_0(kr) e^{-i\nu|z|} dk e^{-i\omega t} d\omega$$

A un ω donné correspond un point singulier défini par $\nu = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{\alpha^2}} = 0$, soit $k = k_\alpha$ correspondant à la propagation d'une onde P.

Si l'on introduit une pulsation complexe $\tilde{\omega} = \omega + i\omega_i$ avec $\omega_i < 0$, la singularité se trouve éloignée de l'axe des k réels et le calcul peut donc être opéré.

Dans le domaine temporel, ceci aura pour effet d'atténuer les arrivées tardives, ce qui facilitera l'usage des transformées de Fourier rapides. $g(t)$ s'écrit :

$$g(t) = \int_{-\infty - i\omega_i}^{+\infty + i\omega_i} g(\tilde{\omega}) e^{-i\tilde{\omega}t} d\tilde{\omega}$$

soit :

$$g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tilde{\omega}) e^{-i\omega t} d\omega \times e^{+\omega_i t}$$

Ce terme sera calculé avec la FFT.

Il est donc aisé de soustraire l'effet de la partie entière de $\tilde{\omega}$ dans le domaine temporel en multipliant le résultat obtenu par transformation de Fourier du spectre $g(\tilde{\omega})$ par $e^{-\omega_i t}$.

b) Effet pratique sur les sismogrammes synthétiques

La synthétisation se fait en utilisant des transformées de Fourier discrètes. Cette méthode est connue pour introduire des parasites hautes fréquences aux bords de la fenêtre utilisée (effet de Gibbs). De plus, il peut apparaître des problèmes liés à la coupure en fréquence que l'on s'imposera pour des raisons de temps de calcul et de capacité des ordinateurs.

Le fait d'utiliser une fréquence complexe, c'est-à-dire de devoir opérer la transformation citée plus haut aura pour effet d'amplifier le bruit à la fin du signal.

LEGENDE DE LA FIGURE DU CHAPITRE II

Figure II.1. - Répartition périodique des sources utilisées dans la méthode de calcul de Bouchon. Les points correspondent à la méthode de décomposition en ou des planes, les cercles à la méthode de décomposition en ondes cylindriques.

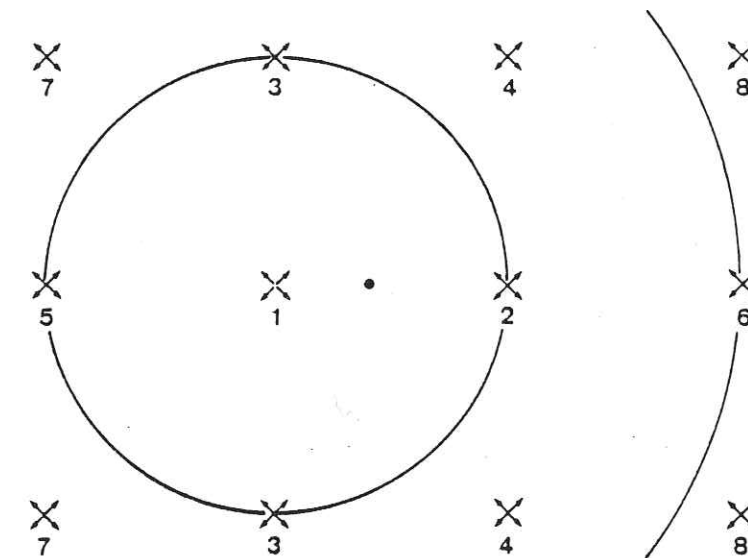


Figure II 1.

CHAPITRE III

LA RADIATION D'UN PETIT SEISME DE COULISSAGE

III.1. - LE CAS DU DEMI-ESPACE

III.1.a. GEOMETRIE DU MODELE

III.1.b. RESULTATS

III.1.c. COMPARAISON DES PARAMETRES SPECTRAUX

III.2. - EFFET DE LA STRUCTURE DE LA CROUTE SUPERIEURE

III.2.a. IMPORTANCE DE LA STRUCTURE LOCALE

III.2.b. EFFET DE LA STRATIFICATION

III.2.c. PRISE EN COMPTE DE L'ATTENUATION DANS CHAQUE COUCHE

III.1. LE CAS DU DEMI ESPACE

III.1.a. Géométrie du modèle

Pour mettre en évidence l'effet à la fois de la surface libre et des termes du champ proche, considérons un demi-espace élastique caractérisé par une vitesse des ondes P de 6 km/s, une vitesse des ondes S de 3.5 km/s et une masse volumique de 2.9 g/cm³. Le modèle de source est défini par les équations 12 avec une suture se propageant à la vitesse des ondes S. Le rayon de la source est 500 m. Les valeurs de magnitude M_L obtenues pour différentes valeurs du déplacement à la source sont données Table (1). A titre d'exemple, Johnson et Mc Evilly (1974) donnent pour un séisme de magnitude 3,6, un rayon de 450 m et déplacement moyen de 4 cm. Ce rayon est celui que nous avons déterminé dans le cas du séisme de Sierentz du 15 Juillet 1980 (magnitude $M_L = 4.8$). En identifiant le spectre de déplacement du sol que nous avons obtenu à partir des enregistrements accélérométriques de Fessenheim (Figure III.1) avec les résultats proposés par Madariaga, on évalue la fréquence coin à 3,1 Hz ce qui conduit à un rayon d'environ 500 m. Ceci est corroboré par les résultats de Durst (1981).

L'hypocentre que l'on va considérer est situé à 4 km de profondeur. La source est représentée par un réseau de 441 points source. On appelle u et v les déplacements horizontaux respectivement radiaux et tangentiels par rapport à l'hypocentre. w est le déplacement vertical.

III.1.b. Résultats

1/ 2 km de distance épacentrale

Le calcul est fait pour des points d'observation à 2 km de distance épacentrale et à des azimuts de 5°, 30°, 60° et 85° par rapport au plan de faille.

La figure III.2 montre les déplacements obtenus, les temps de première arrivée des ondes P et S sont indiqués. On constate l'absence d'un "pulse" P bien défini sur les composantes radiales et verticales. Ceci s'explique par l'influence des termes du

champ proche, c'est la composante radiale qui semble la plus affectée. Par contre, l'onde S donne bien une forme d'onde similaire au signal-source. La largeur de ce signal est bien égale à celle prévue par le calcul en champ lointain. L'amplitude du déplacement tangentiel est très légèrement supérieure dans le cas le plus proche du plan de faille (5°) que dans celui le plus éloigné. Il faut remarquer qu'à cette distance, l'onde S est largement prédominante à tous les azimuts sur toutes les composantes. Le déplacement transversal commence avant l'arrivée des ondes S. Ceci n'est pas dû à l'extension de la source mais à la prise en compte des termes du champ proche.

La Figure III.3 montre les spectres de ces déplacements obtenus par transformation de Fourier de l'intégralité du signal. Ces spectres sont très similaires à ceux obtenus pour le signal source de l'onde S. Il faut noter l'absence de niveau plat sur les composantes tangentielles. Ceci montre l'aspect très dynamique des mouvements tangentiels qui sont caractérisés par de grandes amplitudes maximales et des composantes statiques très faibles.

2/ 5 km de distance épicentrale

Les conditions de calcul sont les mêmes que dans le cas d'une distance de 2 km. Les déplacements obtenus sont présentés Figure III.4. Le signal source de l'onde P est clairement défini sur les composantes radiales et verticales. Cependant, il faut remarquer que le déplacement ne s'annule pas entre la fin du signal P et le début du signal S. Sur la figure III.4 est indiqué le temps d'arrivée de l'onde SP. Il s'agit d'une arrivée d'énergie dont l'équivalent en terme de rai est un rai S qui, après réflexion, se propage le long de la surface libre. Cette phase joue un rôle très important dans les mouvements radiaux. Elle semble plus importante que l'onde S dont elle couvre tout le début. Le déplacement tangentiel est plus proche du signal source S car, si sa forme particulière reste assez similaire à celle observée à 2 km de distance épicentrale, l'amplitude relative du déplacement à l'instant d'arrivée de l'onde S est beaucoup plus faible.

Les spectres associés à ces déplacements (Figure III.5) que les déplacements tangentiels restent surchargés, ce qui est logique puisqu'ils sont représentatifs des ondes SH et donc peu affectés par la surface libre. Ils restent donc très ressemblants aux spectres des signaux source en champ lointain. Par contre, les spectres des déplacements

radiaux et verticaux sont différents de ceux observés à 2 km de distance épicentrale. Le niveau plat caractéristique des signaux source n'est plus apparent. Il paraît difficile dans ces conditions d'évaluer la fréquence-coin. Les composantes radiales montrent une décroissance aux hautes fréquences supérieure à celle observées précédemment.

3/ 10 km de distance épicentrale

Les fréquences considérées ici sont limitées à l'intervalle 0-10 Hz. La figure III.6 présente les déplacements obtenus. L'onde SP est maintenant séparée de l'onde S. L'amplitude du signal SP est supérieure à celle du signal SH sur la composante radiale. Ceci confirme les résultats obtenus par Bouchon (1978b) qui a montré que les ondes converties SP jouent un rôle très important dans la radiation au voisinage d'une faille normale. Remarquons ici la présence de l'onde SP sur les composantes verticales.

Cette présence ne peut s'expliquer par la représentation d'une onde par un rai. Cette perturbation qui se propage à la surface ne consiste pas simplement en un front d'onde longitudinale perpendiculaire à la surface libre.

Notons aussi l'apparition sur les composantes radiales et verticales, de l'onde de Rayleigh. Son amplitude est encore très faible. Les composantes tangentielles par contre sont exemptes des effets de surface libre. La part du déplacement se produisant avant l'arrivée de l'onde S devient de plus en plus faible. L'effet de directivité devient très important : à 5° du plan de faille l'amplitude est plus grande et la largeur du signal est plus faible qu'à un azimut de 85° .

Les spectres de ces déplacements (Figure III.7) sont similaires à ceux obtenus à 5 km de distance épicentrale. Seul changement que l'on pourrait attendre, celui lié au développement des ondes de Rayleigh est inobservable du fait de la trop faible amplitude de ces ondes. L'effet de directivité est très marqué sur cette figure : la fréquence-coin (sur les composantes tangentielles) est la plus importante dans le cas de l'observateur proche du plan de faille. La fréquence coin est décalée vers les basses fréquences quand l'azimut croît. Ceci a déjà été montré dans le cas du milieu infini par Madariaga (1976).

4/ 25 km de distance épacentrale

A cette distance le point le plus important à remarquer consiste en l'amplitude des ondes de Rayleigh, très importante pour les composantes verticales (Figure III.8). Les spectres des déplacements verticaux (Figure III.9) sont très affectés par ces ondes. Ils présentent une décroissance aux basses fréquences qui les différencient totalement de ceux observés en champ infini. La décroissance aux hautes fréquences est aussi très altérée.

III.1.c. Comparaison des paramètres spectraux

Il est intéressant d'étudier les différences entre le spectre du signal source et ceux obtenus à différentes distances dans un demi espace. La Figure III.10 présente une telle comparaison. Les spectres correspondent tous à un azimuth de 60° par rapport au plan de faille, calculé à 2 km et 25 h dans le demi espace et en champ infini.

Les composantes tangentielles du demi-espace montrent une remarquable similitude avec le signal source. La fréquence-coïn est conservée. La décroissance aux hautes fréquences montre un très bon accord entre les trois cas considérés. Il est tout à fait remarquable de constater que même le système d'arches qui forme le spectre à haute fréquence est respecté par nos calculs.

A contrario, sur les autres composantes les spectres calculés à 2 km et 25 km seront très différents, spécialement sur les composantes verticales. Si l'on a dit qu'à 2 km de distance épacentrale la fréquence-coïn observée était celle du signal source, à 25 km la présence des ondes de surface amène à une fréquence-coïn plus faible d'un facteur 2 à 3. Ceci est très important puisque la dimension caractéristique de la source qui serait déduite serait surévaluée du même facteur.

Pour pallier à ceci, il est bien sûr possible de considérer seulement une partie du signal. Pour se mettre dans des conditions proches de la réalité où l'on ne peut isoler un "pulse" P direct on a calculé le spectre du début du signal (jusqu'à 3 sec sur la Figure III.9) avec des précautions de coupure suivantes. A partir du pseudo spectre en fréquence complexe on calcule la vitesse non corrigée de l'effet de la fréquence complexe ($G(\tilde{\omega}) \times \tilde{\omega}$ puis FFT^{-1}). On a corrigé la vitesse de l'effet de la fréquence complexe

($V(t) \times e^{+\omega_1 t}$), puis la vitesse s'annulant à $t = 3$ s, on calcule son spectre dont on déduit celui du déplacement ($w(\omega) = \dot{w}(\omega)/\omega$). Le résultat montre que l'on obtient un spectre dont l'allure générale est caractéristique de la source (Figure III.11) mais dont la similarité est moins bonne que dans le cas de la composante tangentielle. Ceci est dû à la présence de l'onde SP, et dans la réalité il est effectivement impossible d'isoler un "pulse" P lors d'observation proche.

En conclusion, s'il est possible d'obtenir une évaluation grossière de la fonction source à partir d'une composante verticale, il est, de loin, préférable d'utiliser la composante des déplacements tangentiels, qui composée d'onde de type SH permet une évaluation très précise des paramètres spectraux de la source.

III.2. EFFET DE LA STRUCTURE DE LA CROUTE SUPERIEURE

III.2.a. Importance de la structure locale

L'observation en zone proche rend la structure crustale plus importante que l'observation téléseismique. Ceci s'explique simplement par le fait que la première met en évidence des ondes ayant subi des réflexions et réfractions souvent nombreuses et une propagation quasi horizontale. Dans ces conditions la part prise par les ondes guidées peut devenir déterminante. La propagation se traduit par un filtrage très caractéristique de la structure.

La modélisation de ces effets a donné lieu à très peu d'études. Cependant il faut noter les travaux de HelMBERGER et MALONE (1975) et HELMBERGER et HADLEY (1977). Utilisant la méthode des rais généralisés ces auteurs ont calculé des sismogrammes synthétiques d'ondes SH uniquement. Le calcul était fait dans l'hypothèse que le déplacement est très rapidement gouverné par les seuls termes du champ lointain. Il a été montré que la connaissance des effets de la structure est nécessaire à l'interprétation des observations. Ceci du fait d'une part des ondes de surface et d'autre part des diverses réflexions dont il résulte des formes d'ondes complexes et des amplitudes dont un modèle d'expansion géométrique simple ne saurait rendre compte.

III.2.b. Effet de la stratification

Comme cela a déjà été dit, la méthode que nous utilisons permet de procéder au calcul dans un milieu plus complexe. Dans un premier temps nous modéliserons la croûte supérieure par un milieu stratifié plan consistant en deux couches couvrant un demi espace dont les caractéristiques sont données table 2. Les calculs sont fait dans la même configuration que dans le cas du demi espace mais en se limitant à l'azimut 60° par rapport au plan de faille. Les effets de directivité ont déjà été décrit pour le demi espace et l'on réobtiendrait les mêmes résultats ici. L'azimut 60° permet d'observer des ondes P et S d'amplitudes à peu près similaires à ces distances.

La source est représentée par un réseau de 11×11 points sources et le calcul est fait pour 100 fréquences comprises entre 0 et 10 Hz. On a calculé les déplacements et les vitesses du sol. Les résultats sont présentés Figure III.12, III.13.

Les déplacements montrent que même avec un milieu très simple (3 couches) et des distances épicentrales faibles (25 km) on obtient des formes d'ondes très complexes. De nombreuses phases ont été reconnues. Outre les réflexions il faut noter l'importance des ondes converties et guidées aux interfaces. A 10 km de distance épicentrale l'onde SP (se propageant le long de la surface libre) domine les déplacements radiaux. A 25 km de distance épicentrale les ondes de surface sont bien développées : ondes de Rayleigh d'amplitude similaire à celle des ondes de volume et onde de Love sur la composante tangentielle. Sur cette même composante, les ondes SH guidées dans les couches supérieures prennent une très grande importance.

Les vitesses du sol sont caractérisées par l'évolution des formes d'ondes avec la distance épicentrale. En zone très proche les formes d'ondes sont très marquées par la présence de l'arrivée S qui est très impulsive. Cette arrivée de grande amplitude est composée de deux pics d'énergie qui sont associés aux phases d'initiation et de fin de la rupture. (Archuleta et Hartzell 1981)

A 25 km de distance épicentrale la première arrivée consiste en une réfraction critique dans le demi espace. La forme d'onde associée à cette phase est moins impulsive que l'onde directe. Ceci corrobore une règle empirique employée par certains lors des dépouillements des sismogrammes et qui veut que les ondes réfractées soit caractérisées par des débuts en emersion par opposition aux ondes directes associées à des impetus.

Un point très remarquable de ces résultats est l'évolution très rapide de l'amplitude des déplacements radiaux relativement à celle des déplacements tangentiels. La composante radiale est largement prédominante à 2 km de distance et devient minime à 25 km.

III.2.c. Prise en compte de l'atténuation dans chaque couche

Pour modéliser de façon réaliste les couches superficielles il est nécessaire de tenir compte de l'effet de l'atténuation qui est très importante dans ces conditions. Nous allons donc introduire l'atténuation dans chaque couche suivant un procédé décrit en détail par Aki et Richard (1980). Nous supposons l'indépendance du facteur de qualité Q et de la fréquence. Les valeurs de Q sont déjà très mal connues, supposer en plus une loi de dépendance fréquentielle a priori ne paraît pas possible. La technique que nous utili-

serons consistera à donner aux vitesses de propagation des ondes une partie imaginaire et à introduire une dispersion suivant la relation :

$$\tilde{c} = c_1 \left(1 + \frac{1}{\pi Q} \ln \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) - \frac{i}{2Q} \right)$$

où \tilde{c} représente la "vitesse" complexe dans le milieu atténuant et c_1 la partie réelle de la vitesse de propagation à une fréquence de référence arbitraire, ici 1 Hz.

Choisir un modèle d'atténuation est extrêmement délicat : car les données sont rares et inhomogènes. En fait, on a à faire à deux types de mesure de Q. Premièrement des mesures concernant les couches les plus superficielles et obtenues dans le domaine des hautes fréquences. Deuxièmement des évaluations obtenues à partir des ondes longues et donc étant relative à l'ensemble de la croûte, elles indiquent des valeurs moyennes.

Ici nous considérerons les valeurs $Q_p = 140$ et $Q_s = 100$ qui ont été obtenues par Bakun (1970) en Californie Centrale. Dans la couche comprise entre 1.5 et 3 Km nous supposerons $Q_p = 400$, $Q_s = 200$ et au dessous de 3 Km $Q_p = 600$ et $Q_s = 300$.

Les résultats obtenus sont présentés Figure III.14 et III.15. On constate qu'évidemment l'atténuation agit comme un filtre passe-bas. Cependant les amplitudes relatives des phases importantes sont conservées. Les valeurs des maxima de vitesse (et donc à fortiori d'accélération) sont très dépendants du modèle d'atténuation choisi.

Les spectres des déplacements sont présentés Figure III.16 dans le cas du milieu avec atténuation. Ils marquent une complexité croissante avec la distance épacentrale. Il faut remarquer que la composante tangentielle n'est pas exempte de perturbations à la stratification, comme c'est le cas dans un demi espace.

Une comparaison des spectres obtenus à 25 Km de distance épacentrale avec et sans atténuation est présentée Figure III.17. La trace du spectre du signal source de l'onde S permet de visualiser l'effet de distension produit par les couches superficielles.

maximum displacement	M_L
1 m	4.7
20 cm	4.25
5 cm	3.9
1 cm	3.4

Table 1

	thickness	α	β	ρ
layer 1	1.5	4.0	2.3	2.6
layer 2	3.0	5.5	3.2	2.8
layer 3	∞	6.3	3.65	2.9

Table 2

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE III

Figure III.1. - Spectre du déplacement transversal obtenu à partir des enregistrements à Fessenheim du séisme de Sierentz du 15 Juillet 1980.

Figure III.2. - Déplacement en champ proche à une distance épacentrale de 2 km. Les déplacements sont donnés en cm pour un déplacement maximal à l'hypocentre de 1 m.

Figure III.3. - Amplitude spectrale des déplacements présentés à la Figure III.2. en fonction de fR/β .

Figure III.4. - Similaire à la Figure III.2. mais pour une distance épacentrale de 5 km.

Figure III.5. - Similaire à la Figure III.3. mais pour une distance épacentrale de 5 km.

Figure III.6. - Similaire à la Figure III.2. mais pour une distance épacentrale de 10 km.

Figure III.7. - Similaire à la Figure III.3. mais pour une distance épacentrale de 10 km.

Figure III.8. - Similaire à la Figure III.2. mais pour une distance épacentrale de 25 km.

Figure III.9. - Similaire à la Figure III.3. mais pour une distance épacentrale de 25 km.

Figure III.10 - Comparaison des amplitudes spectrales des déplacements obtenus à différentes distances.

Figure III.11. - Spectres du déplacement vertical durant les trois premières secondes du signal présenté Figure III.8. comparé avec le signal source associé. L'azimut vaut 60° .

Figure III.12. - Déplacements du sol calculés pour le milieu à 3 couches. Les sismogrammes correspondant à 10 et 25 km sont amplifiés par respectivement 2 et 4. Les phases indiquées se sont propagées le long d'interfaces. Le tilde indique qu'il s'agit d'ondes S converties et que se sont propagées à l'interface à la vitesse des ondes P. Les déplacements sont donnés en cm pour un déplacement hypocentral de 1 m.

Figure III.13. - Vitesses du sol calculées pour le milieu à 3 couches. Même amplification que sur la Figure III.12.

Figure III.14. - Déplacements du sol calculés pour le milieu à 3 couches avec atténuation. Même amplification que sur la Figure III.12.

Figure III.15. - Vitesses du sol calculées pour le milieu à 3 couches avec atténuation. Même amplification que sur la Figure III.12.

Figure III.16. - Spectre des déplacements dans le milieu à 3 couches avec atténuation.

Figure III.17. - Comparaison des spectres des déplacements à 25 km dans un milieu à 3 couches avec et sans atténuation.

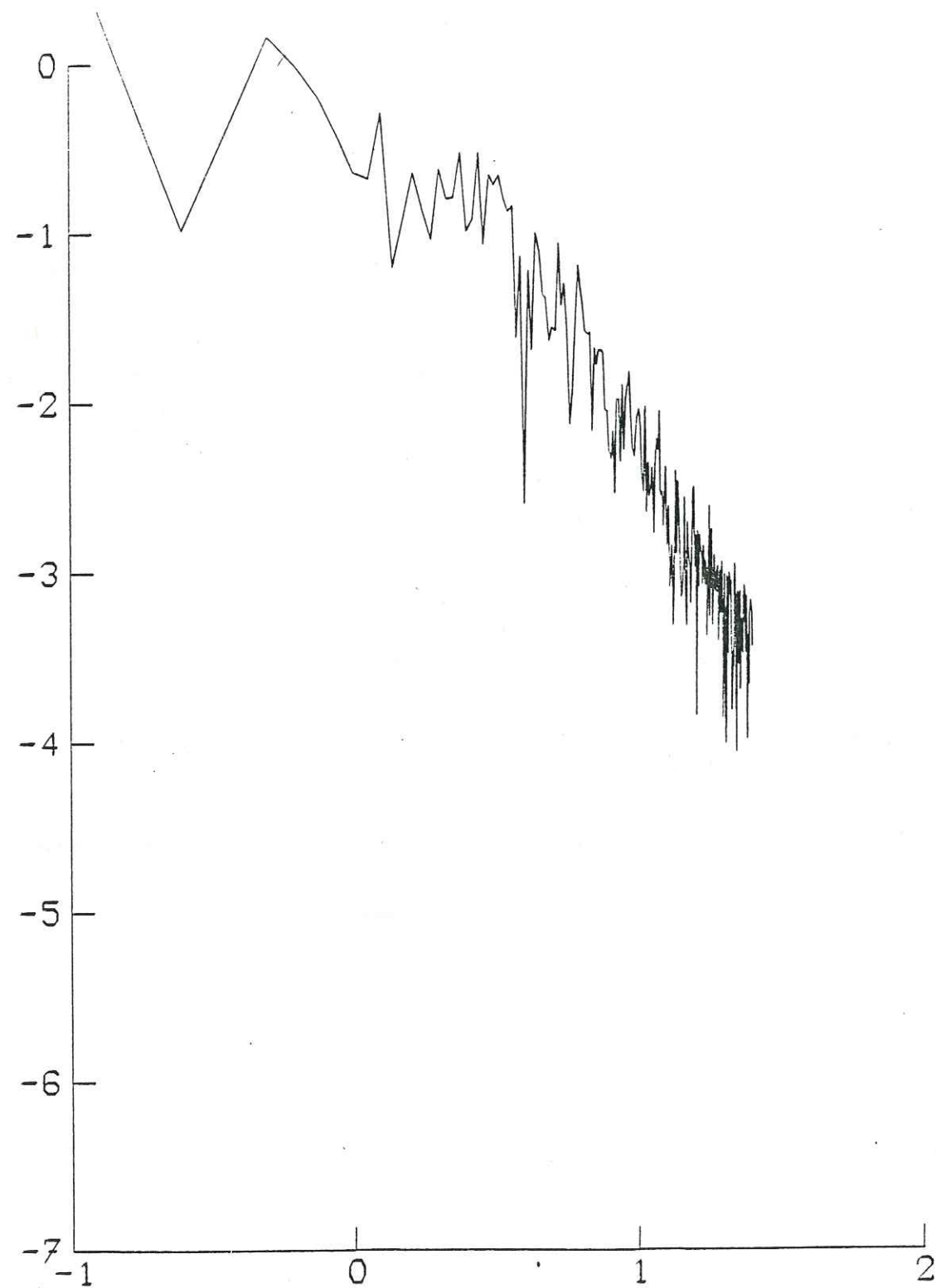


Figure III 1.

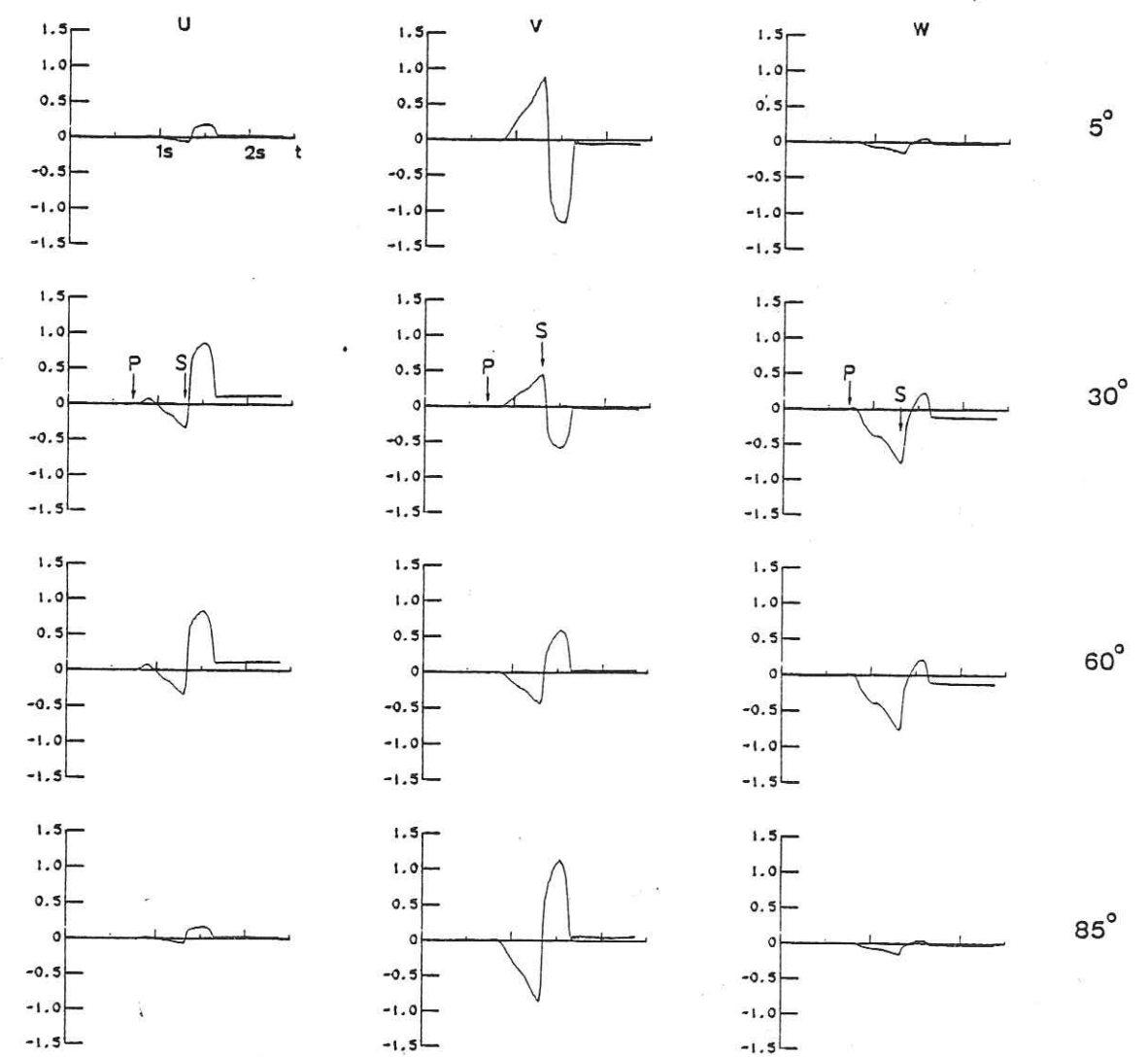


Figure III 2.

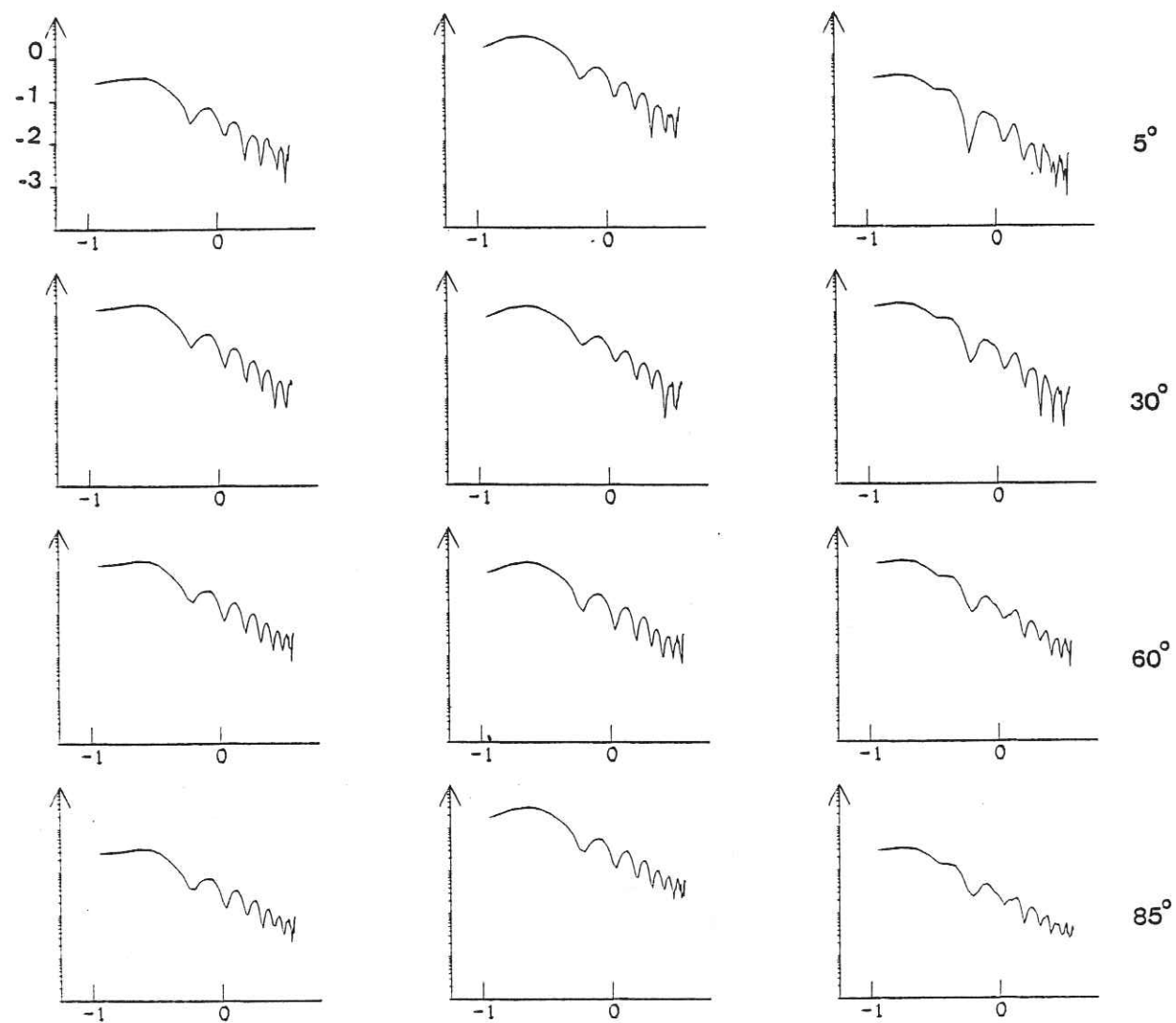


Figure III 3.

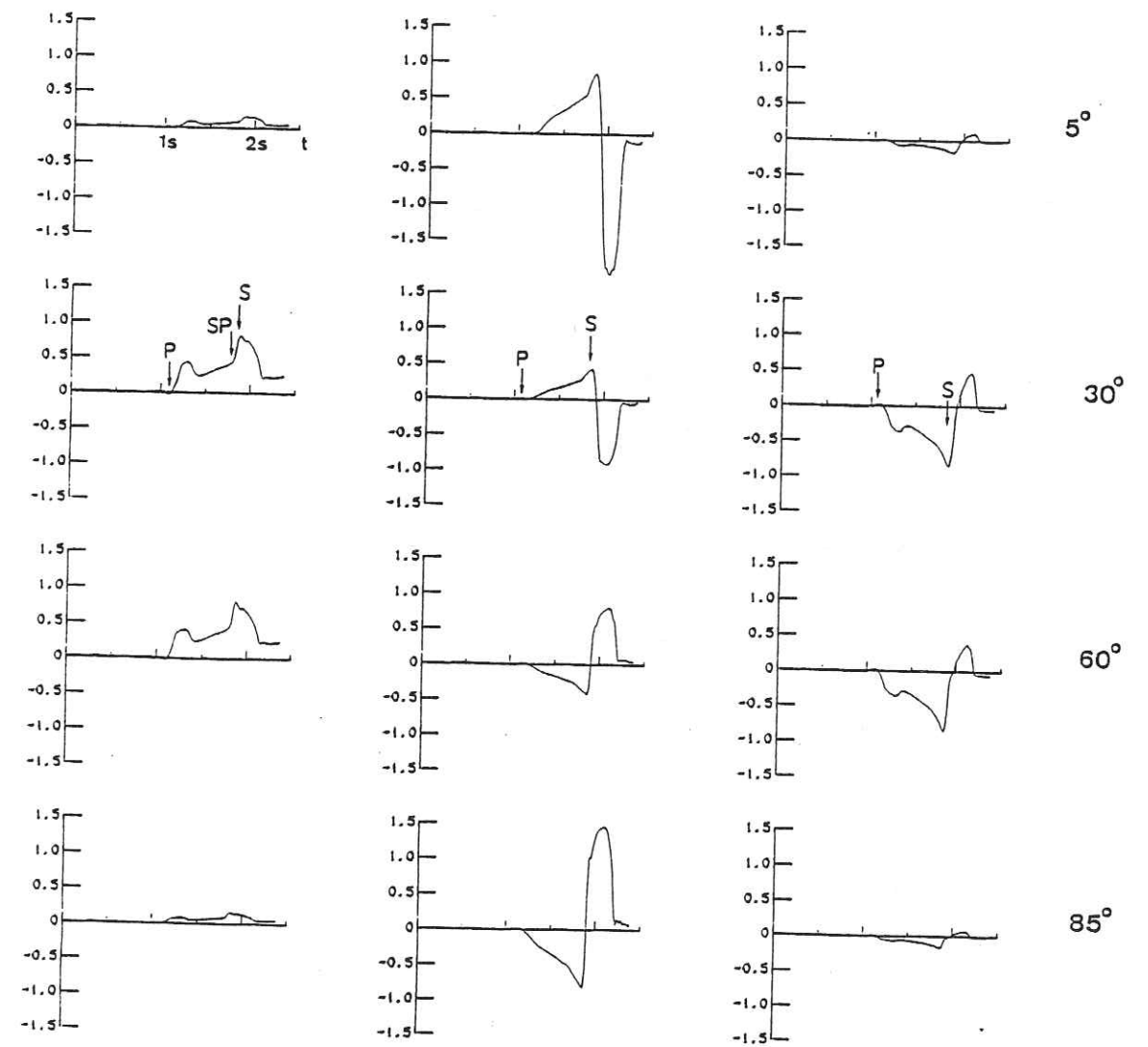


Figure III 4.

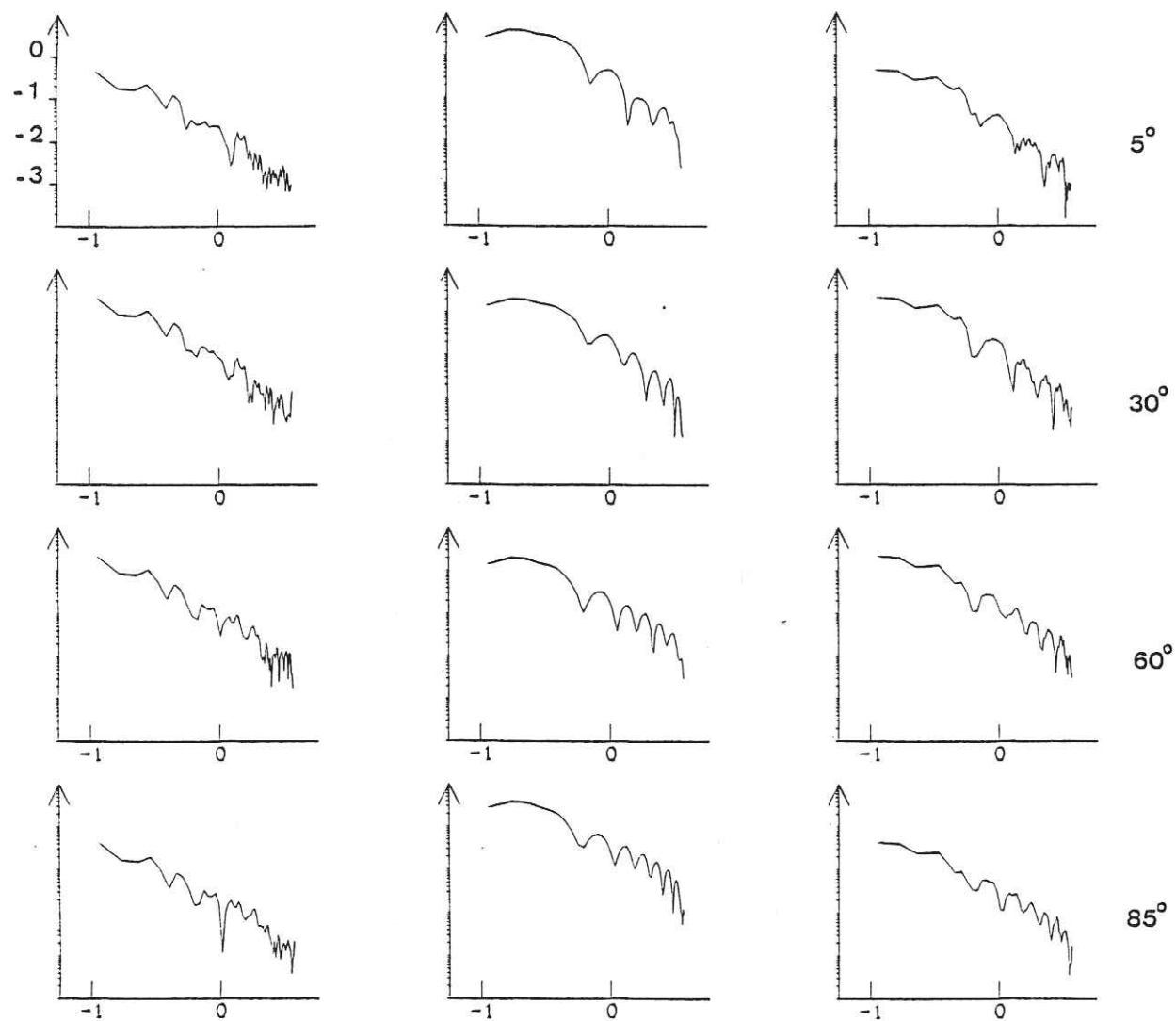


Figure III 5.

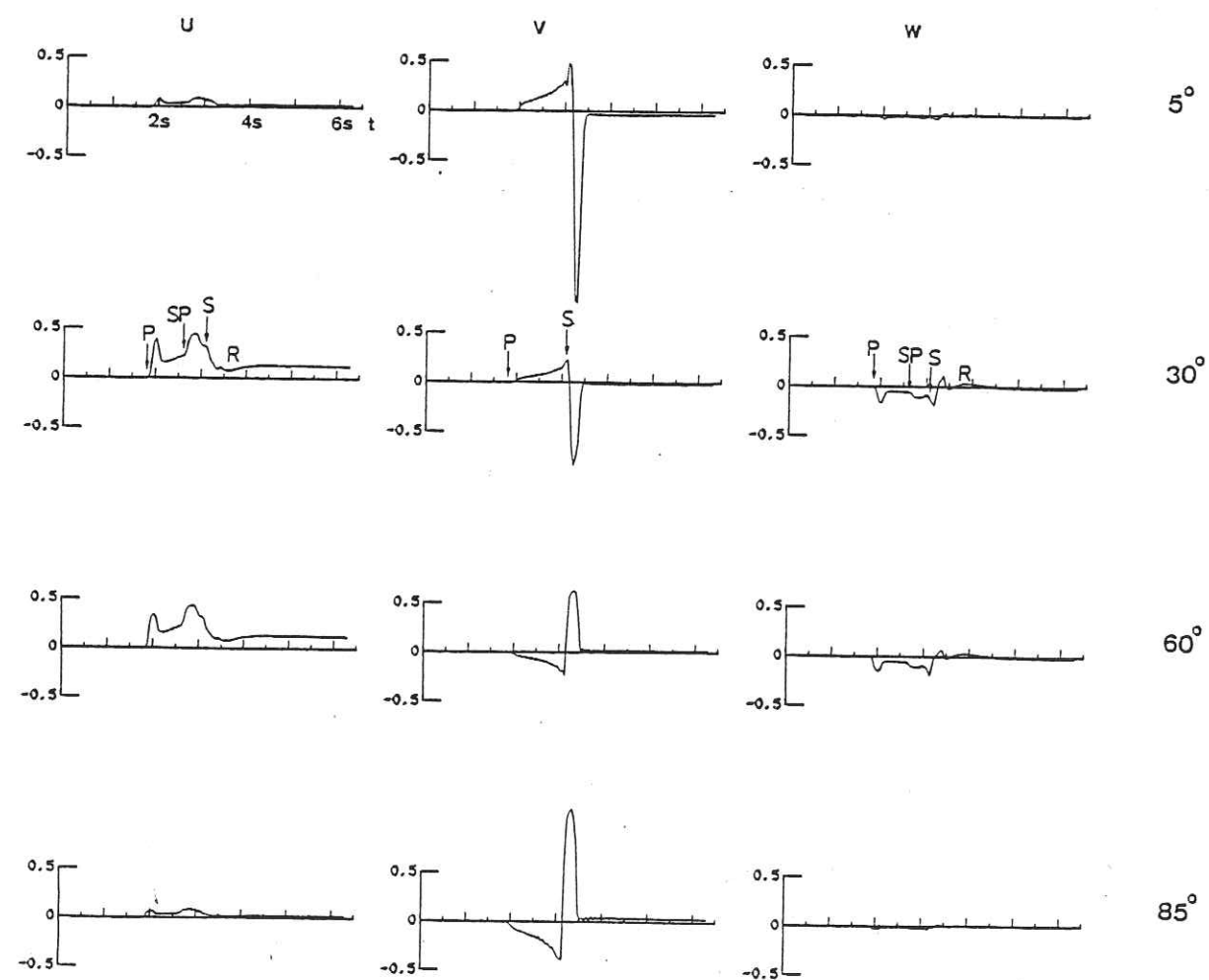


Figure III 6.

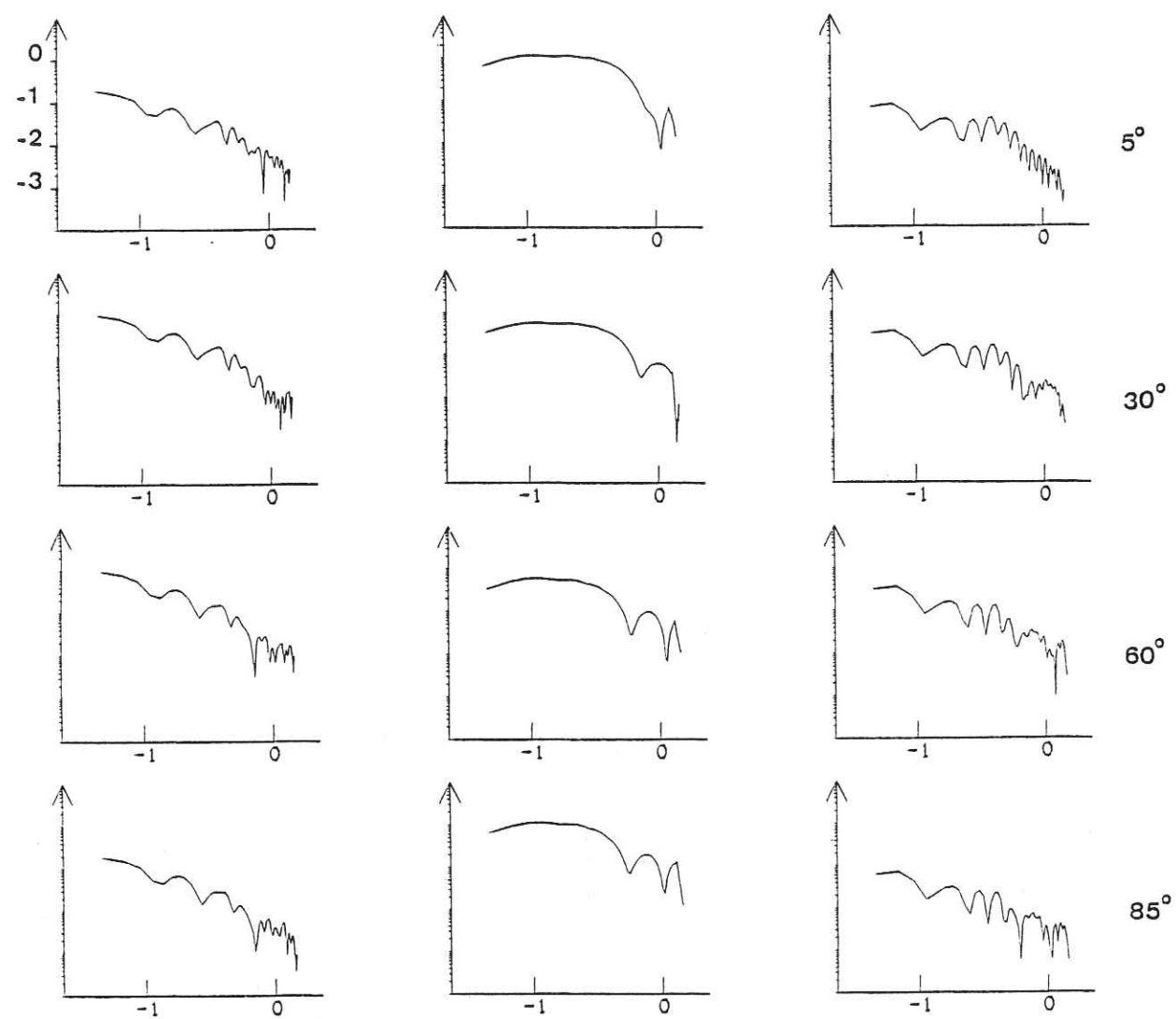


Figure III 7.

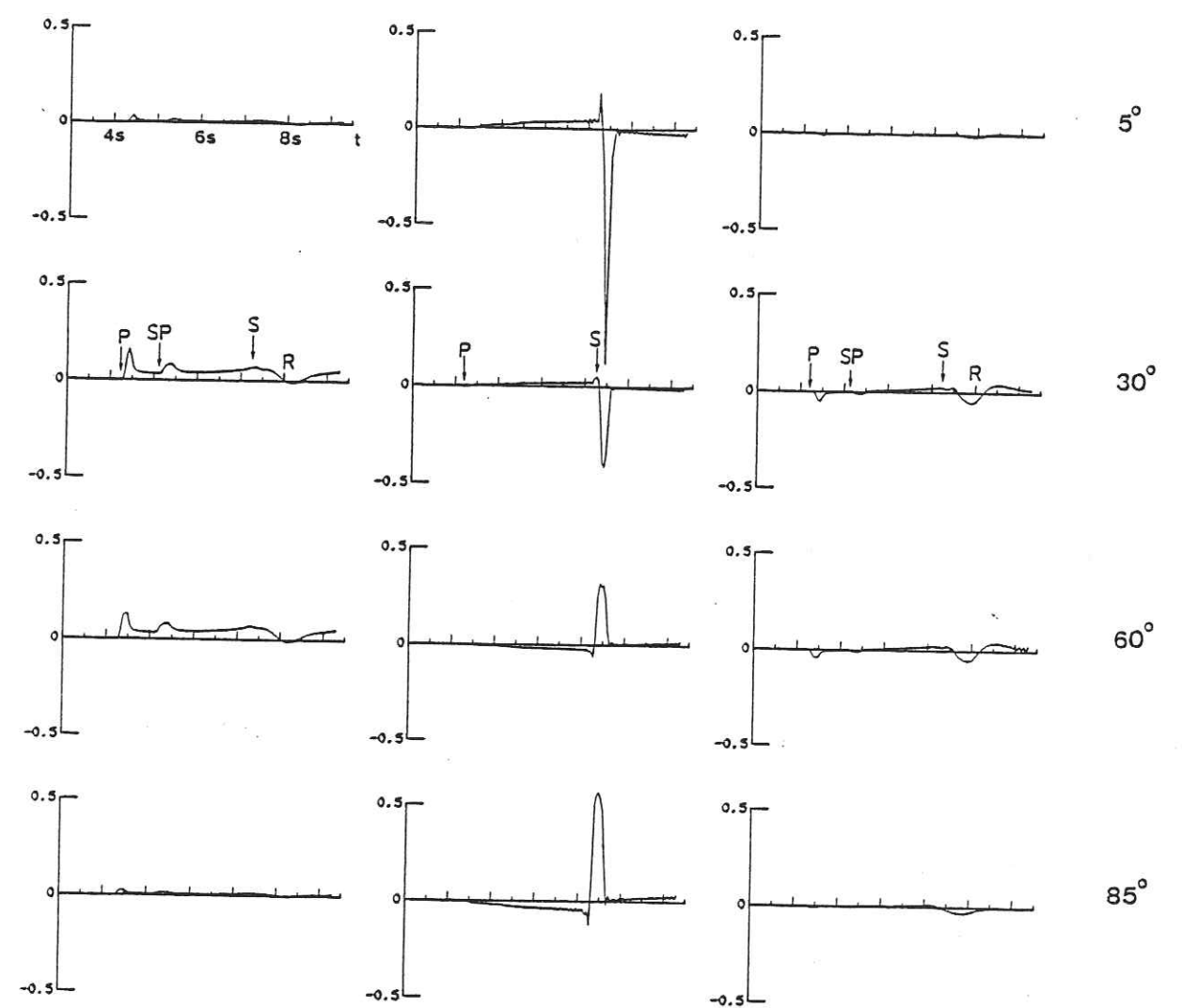


Figure III 8.

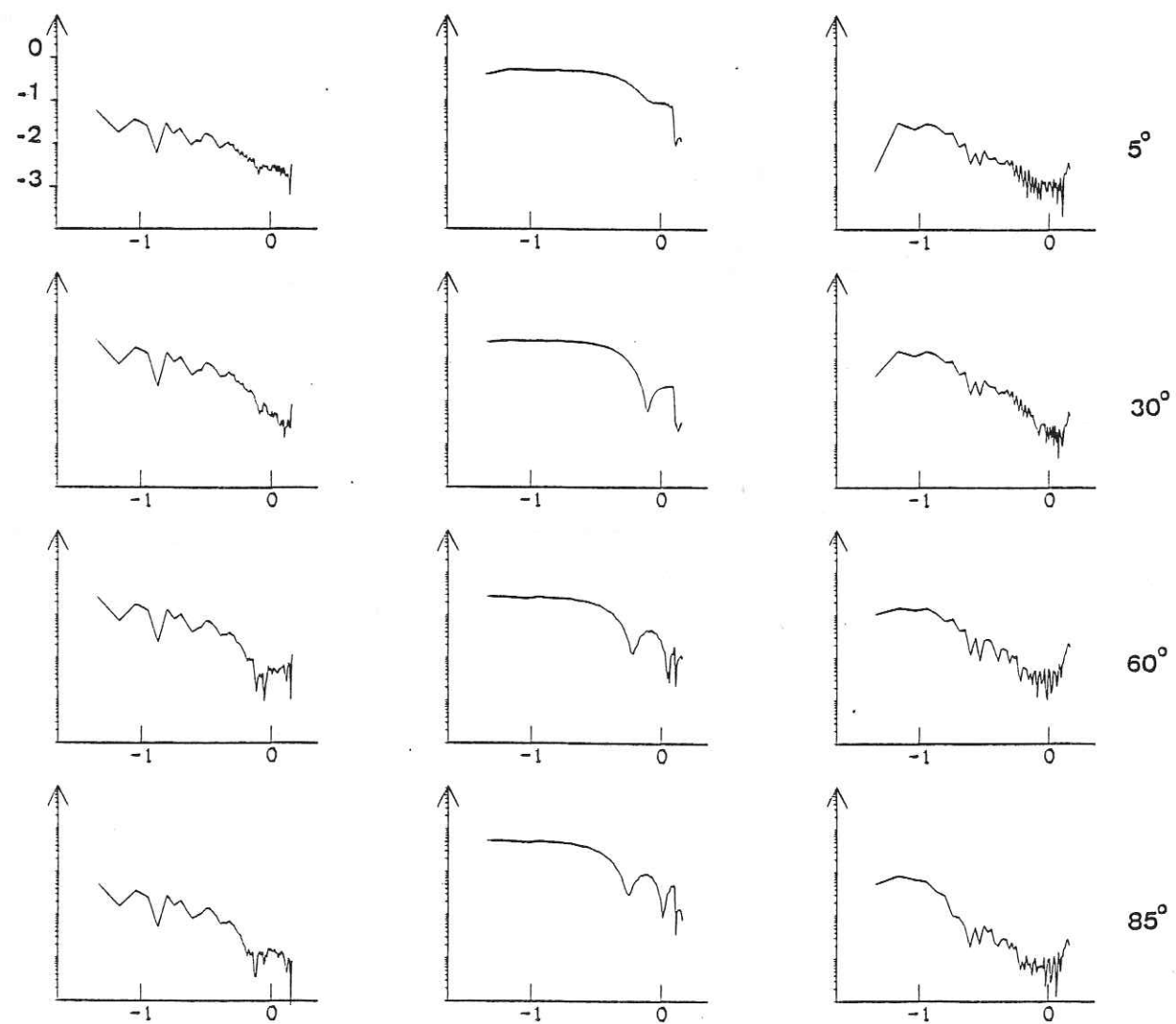


Figure III 9.

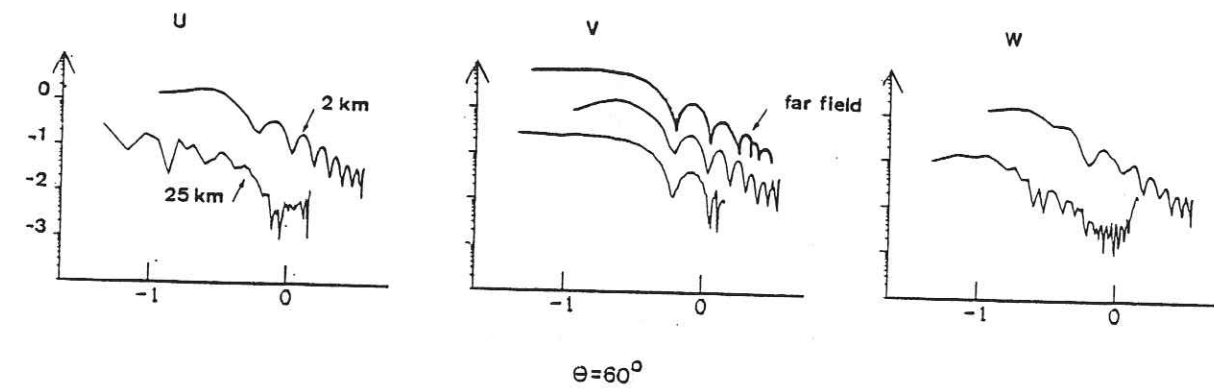


Figure III 10.

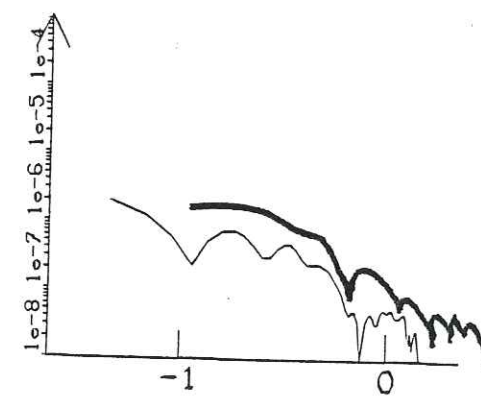


Figure III 11.

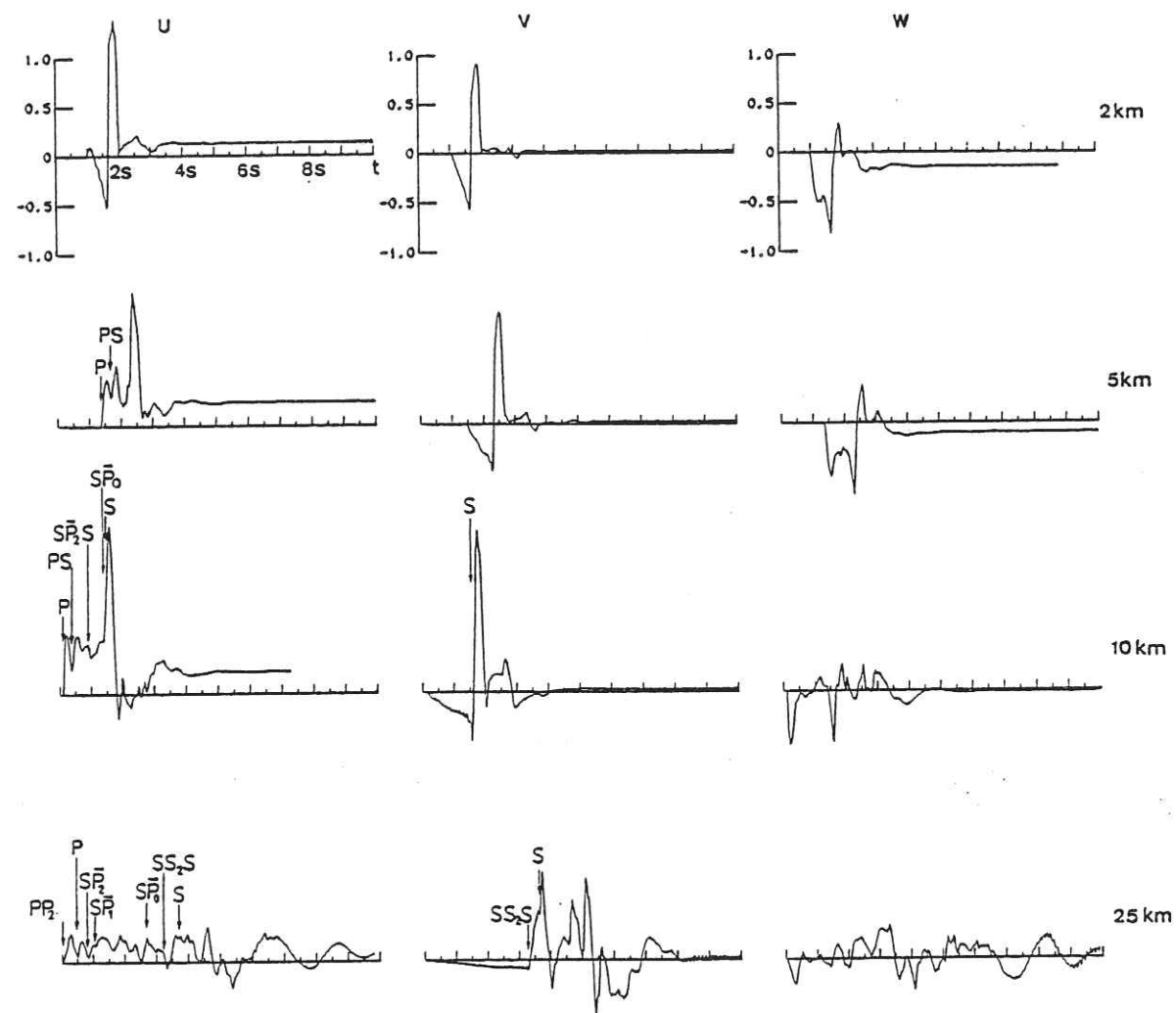


Figure III 12.

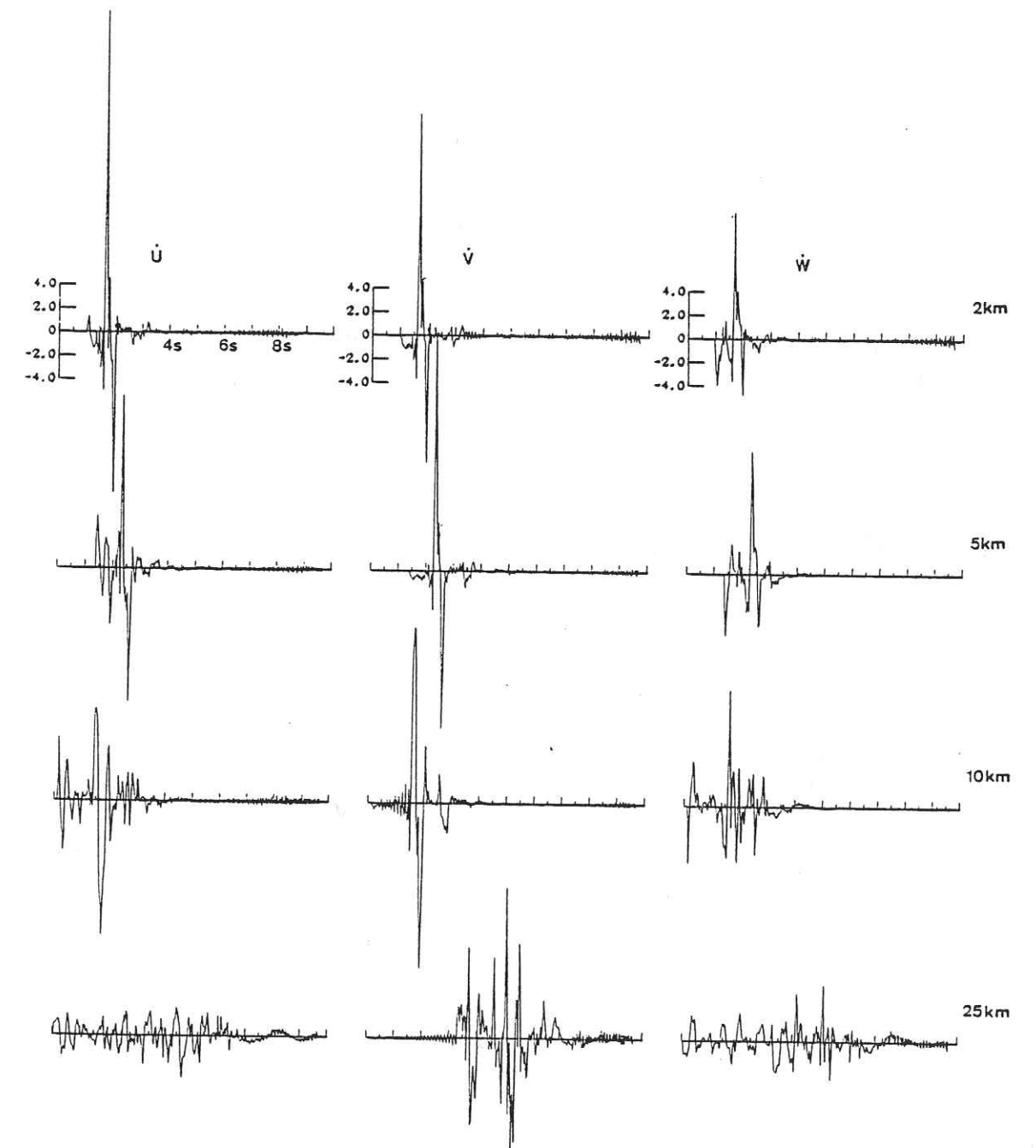


Figure III 13.

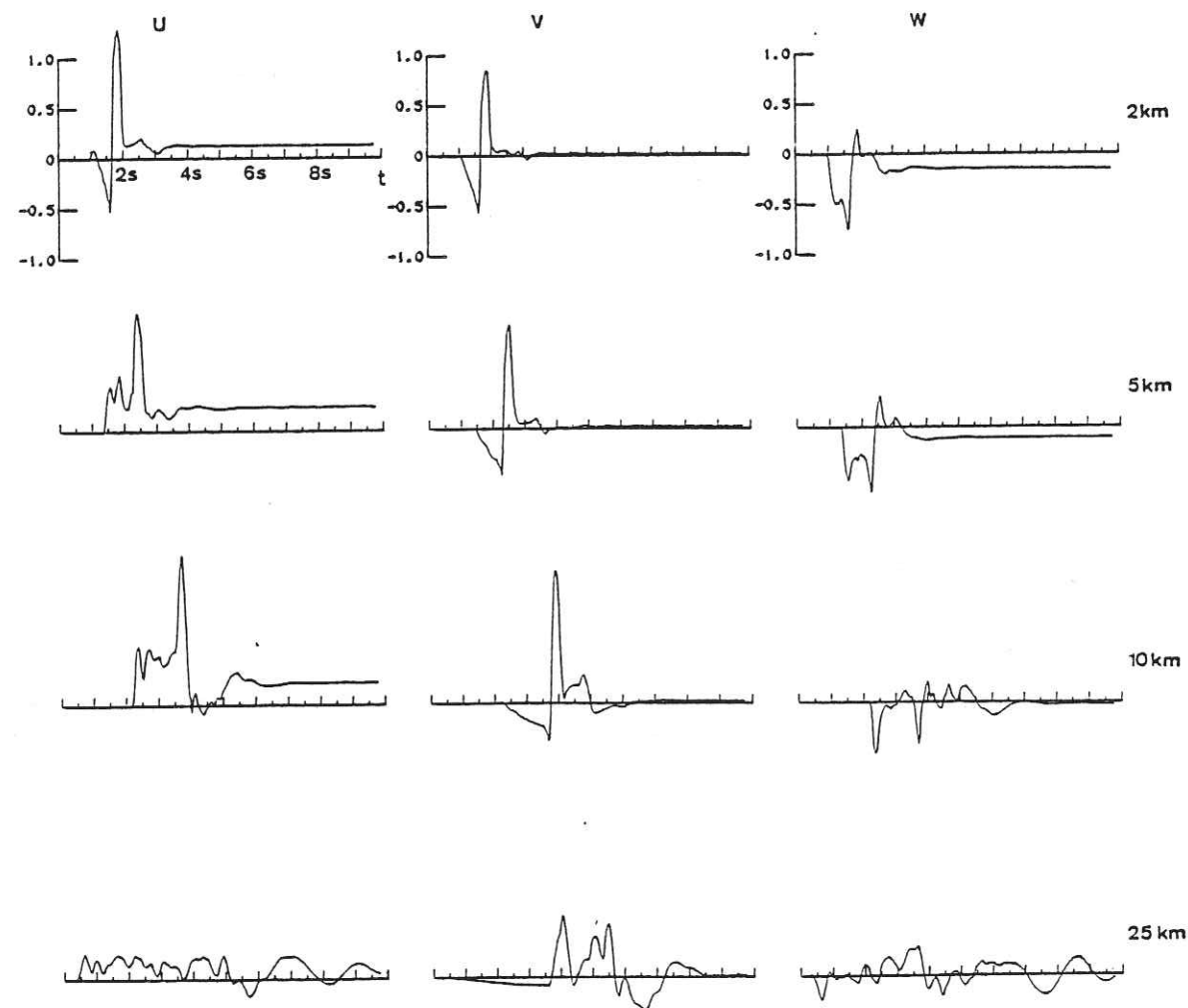


Figure III 14.

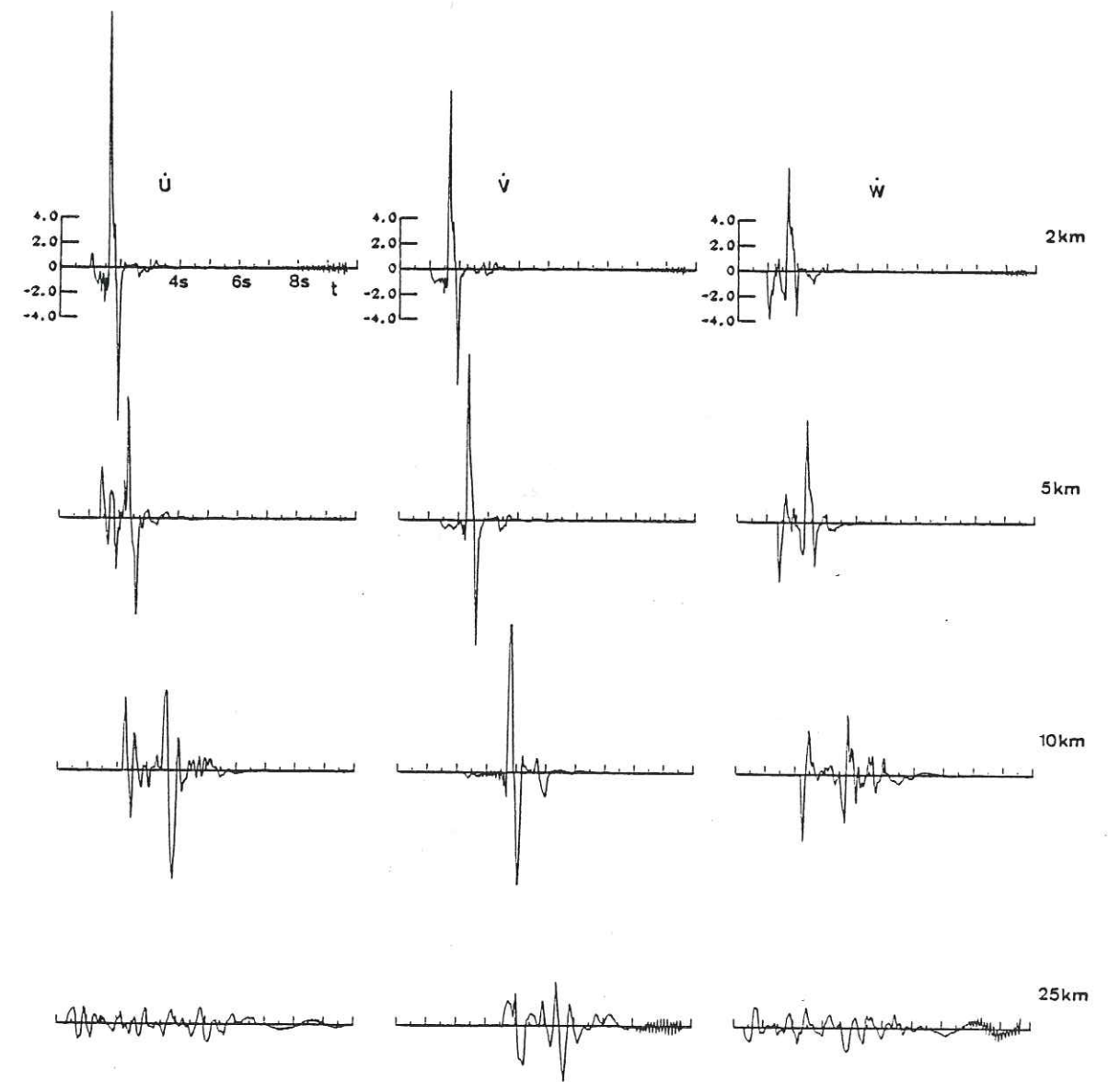


Figure III 15.

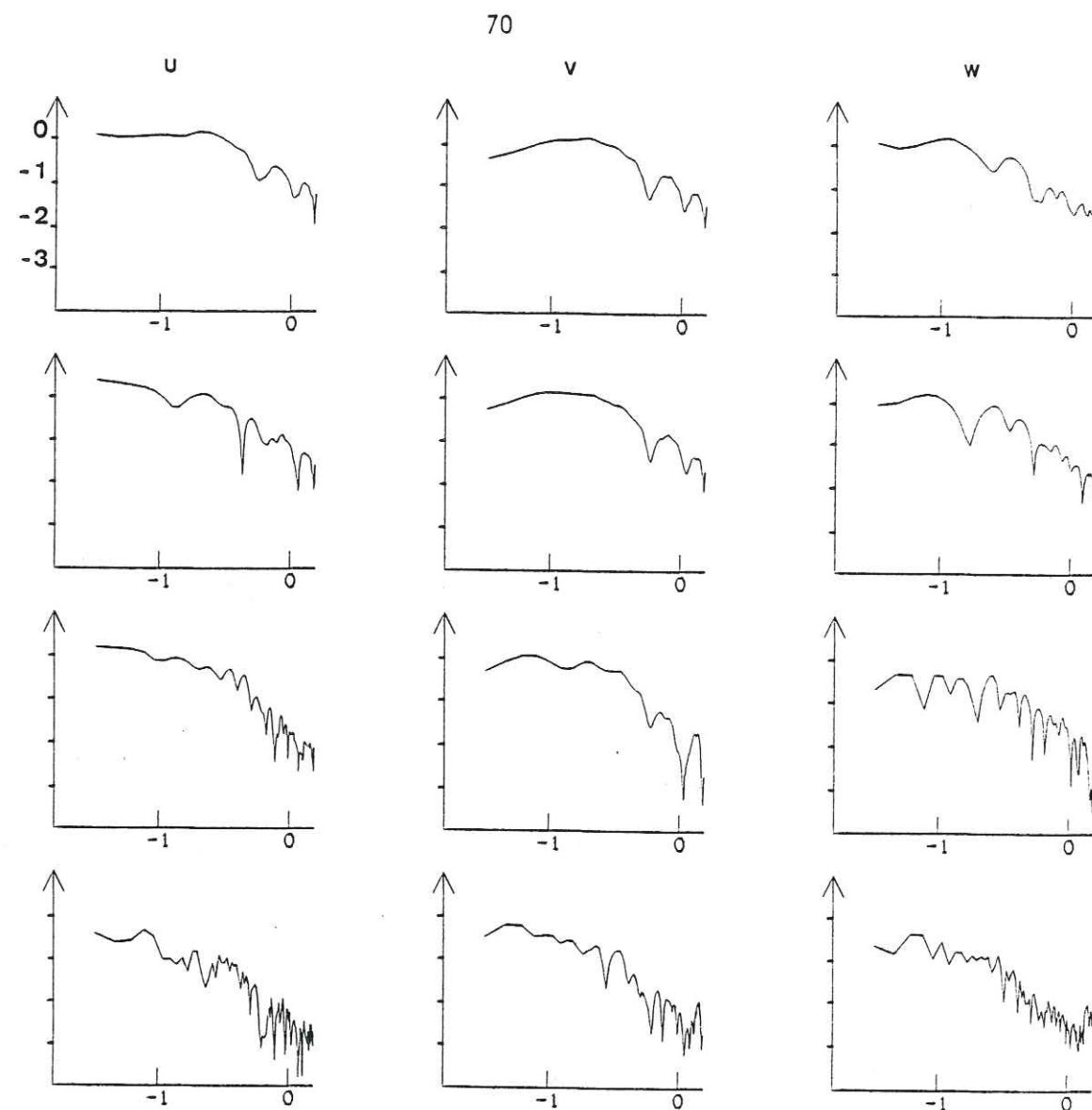


Figure III 16.

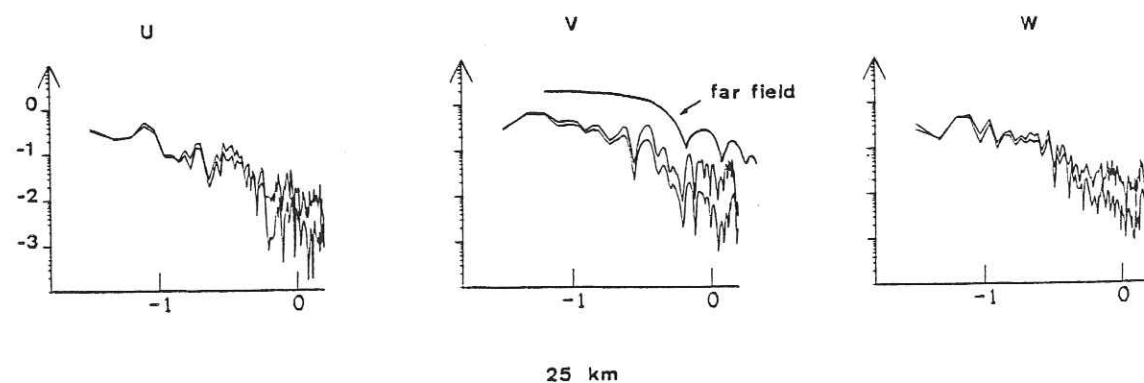


Figure III 17.

CHAPITRE IV

APPLICATION AU CAS DE PETITS SEISMES

EN CALIFORNIE

IV.1. - DECROISSANCE DES PICS DE VITESSE DU SOL

IV.1.a. Pourquoi la Californie ?

IV.1.b. Conditions de calcul des sismogrammes - Résultats

IV.1.c. Relations de décroissance

IV.2. - VITESSES DE PHASE DU TRAIN D'ONDE SISMIQUE

IV.2.a. Représentation de l'énergie

IV.2.b. Zone proche de l'épicentre d'un séisme superficiel

IV.2.c. Effet de la distance épicentrale

IV.2.d. Effet de la profondeur du séisme

IV.2.e. Conclusion

IV.1. DECROISSANCE DE PICS DE VITESSE DU SOL

IV.1.a. Pourquoi la Californie ?

La Californie présente un intérêt tout particulier pour cette étude : c'est une région où le modèle de croûte est bien connu et où le grand nombre d'observatoires (et de sismologues) a conduit à l'obtention de nombreuses relations empiriques. Pour mettre en évidence la fiabilité de notre méthode nous allons tenter de modéliser la propagation des ondes dans un rayon de 100 km autour d'une source. Nous comparerons les relations empiriques de décroissance des maxima de vitesse du sol avec celles déduites de notre étude.

IV.1.b. Condition de calcul des sismogrammes - Résultats

Nous considérons maintenant le cas d'un modèle de croûte complet. Ce modèle est dérivé de celui de Kanamori et Hadley (1975) pour la Californie du Sud. Nous avons une couche sédimentaire superficielle de 1.5 km d'épaisseur dans laquelle les ondes P. se propagent à 4 km/s. Les couches superficielles se voient associer les mêmes valeurs du coefficient de qualité que précédemment. Les valeurs de Q choisies pour la croûte inférieure et le manteau supérieur sont $Q_p = 1000$ et $Q_s = 500$. La table 3 donne toutes les caractéristiques du modèle de croûte.

La source est identique à celle décrite précédemment avec un rayon de 500 m et une vitesse de rupture égale à .75B. Les calculs sont faits pour des récepteurs équidistants situés de 10 en 10 km le long d'un axe faisant un angle de 60° avec le plan de faille.

Le calcul était fait pour quatre différentes profondeurs hypocentrales : 4, 6, 8 et 10 km. La durée du signal effectivement calculé est 51.2 s. Pour ce faire, on calcule les contributions de 256 fréquences comprises entre 0 et 5 Hz. Les résultats obtenus pour les déplacements sont présentés figures IV.1. et IV.4. et pour les vitesses figures IV.5. à IV.8.. Les amplitudes sont données en cm et cm/s pour un déplacement de 1 m à l'hypocentre.

Le déplacement du sol résulte de la superposition de nombreuses perturbations. Il n'est pas possible de distinguer des règles simples d'évolution des phases car l'importance relative de chacune de ces phases dépend à la fois de la distance épacentrale, de la profondeur du foyer et de la composante considérées.

Certaines ondes réfléchies ont des amplitudes comparables ou supérieures à celle de l'onde directe. C'est particulièrement le cas à des distances épacentrales de l'ordre de 90 - 100 km où l'onde S réfléchi sur le Moho est prédominante. On observe ces grandes amplitudes après la distance critique qui dans ce cas se situe vers 80 km. Cette onde est incidente sur le Moho avec un angle d'incidence supérieur à l'angle critique, aussi son énergie est-elle piégée dans la croûte ce qui explique les grandes amplitudes observées. A des distances plus importantes cette onde "guidée" dans la croûte participe au train d'onde Lg qui est caractérisé justement par ses grandes amplitudes (Bouchon - (1982)).

La complexité du signal observé va croissante avec la distance épacentrale de même que la durée du signal. L'amplitude des ondes de Rayleigh et de Love décroît nettement avec la profondeur. Dans le cas d'un séisme à 4 km de profondeur, c'est à dire dans les sédiments les ondes de surface ont une amplitude extrêmement élevée.

IV.1.c. Relations de décroissance

La variation de la vitesse maximale du sol avec la distance épacentrale est présentée figure IV.9. Les quatre profondeurs considérées sont représentées. Ces courbes présentent toutes une décroissance régulière de l'amplitude jusqu'à 80 km puis une remontée entre 80 et 100 km due à l'apparition de la réflexion sur le Moho.

Les mouvements radiaux présentent la décroissance la plus rapide :

$$V_v r^{-2}$$

La remarque a déjà été faite : ces mouvements sont caractéristiques de la zone proche.

Les amplitudes maximales des vitesses verticales décroissent suivant une loi :

$$V_v \sim r^{-1.3}$$

Les vitesses tangentielles, qui présentent les plus grandes amplitudes montrent une décroissance dépendant de la profondeur du foyer considéré. Si le séisme est superficiel :

$$V_4 \sim r^{-1.25}$$

S'il est plus profond :

$$V_v \sim r^{-1.65}$$

La décroissance la plus lente des maxima des vitesses tangentielles est donc obtenu dans le cas de la source la plus superficielle, ce qui est à l'opposé de ce qui est supposé d'habitude. Ceci s'explique par la présence des couches superficielles qui jouent le rôle d'un guide d'onde.

Une récente étude empirique de la décroissance des pics de vitesse a été réalisée par Joyner, Boore et Porcella. Cette étude est fondée sur des données principalement californiennes obtenues dans le cas de séismes importants. Aussi l'existence d'une source très étendue donne une forme particulière aux courbes de décroissance dans le domaine des faibles distances épicentrales (figure IV.10). A partir de 10 km et dans le cas d'un séisme de magnitude égale à 5 la décroissance est de la forme :

$$V_v \sim r^{-1.2}$$

Hasegawa et Al. (1981) proposent une relation valable pour l'Ouest du Canada sous la forme :

$$V_v \sim r^{-1.3}$$

Dans le cas du séisme de San Fernando de 1971, Espinoza (1977) trouve une décroissance de la forme :

$$V_v \sim r^{-1.35}$$

Ces relations empiriques sont obtenues pour des séismes de magnitudes élevées et de mécanismes au foyer différents. On peut penser que les différences de structures crustales entre les différentes régions considérées engendrent des écarts entre les différentes valeurs du coefficient de décroissance. Les résultats que nous avons obtenus sont cohérents avec ces relations empiriques. Il est important pour l'évaluation du risque sismique dans une région de connaître les lois de décroissance des pics de vitesse du sol.

En l'absence de données, il est donc possible d'obtenir de telles relations par le calcul si l'on connaît la structure de la croûte. Une autre tentative pour calculer les variations des vitesses maximales avec la distance épicentrale à partir de sismogrammes synthétiques a été faite récemment par Hermann et Goertz (1981).

IV.2. VITESSES DE PHASE DU TRAIN D'ONDE SISMIQUE

IV.2.a. Représentation de l'énergie

Notre méthode de calcul de sismogrammes synthétiques repose sur la décomposition des champs d'onde en ondes cylindriques : l'intégrale de Sommerfeld. Une onde cylindrique est caractérisée par sa fréquence f (ou sa pulsation ω) et son nombre d'onde k , qui sont liés par la relation $k = \frac{\omega}{C}$ où C représente la vitesse de phase.

Un train d'onde est généré en calculant une intégrale sur k et sur ω de sa densité spectrale $E(k, \omega)$. La connaissance de cette fonction permet de savoir à quelle fréquence et à quelle vitesse de phase correspond l'énergie du signal. A partir de ces données, on peut calculer l'excitation que subira la fondation d'un bâtiment (foundation input motion) et calculer les déplacements (translations et rotations) à prendre en compte lors de l'étude dynamique de la structure parasismique (Luco et Sotiropoulos 1980). Nous allons donc présenter des courbes de niveau représentant l'énergie dans le domaine $(k - \omega)$. Le calcul est fait avec une fréquence réelle.

IV.2.b. Zone proche de l'épicentre d'un séisme superficiel

La figure 11 montre la densité d'amplitude spectrale des trois composantes du déplacement dans le cas d'un séisme de coulissage à 4 km de profondeur observé à 10 km de l'épicentre suivant un azimut de 60° par rapport au plan de faille. Le calcul est fait avec le modèle de croûte californienne décrit précédemment.

Le lien des points correspondants à une même vitesse de phase C forme une droite passant par l'origine et de pente $1/C$. Les vitesses de propagation des ondes P et S sont représentées sur la figure IV.11. Le déplacement tangentiel est caractérisé par le fait que l'énergie est associée à une bande étroite de vitesse de phase, située au-delà de la vitesse de propagation des ondes S dans la couche 2, qui contient la source. Les déplacements radiaux et verticaux présentent des densités plus étendues dans le plan (k, ω) , ce qui est bien en accord avec le fait que les ondes P sont fortement représentées sur ces composantes.

Dans tous les cas il n'y a pas d'énergie qui se propage avec une vitesse de phase inférieure à la vitesse des ondes S dans la couche contenant la source.

On s'aperçoit que beaucoup d'énergie ne correspond pas à des vitesses de phases caractéristiques du milieu. Certains alignements de maxima, par exemple entre S5 et P2 et autour de 4Hz pour le déplacement vertical, suggèrent l'existence de modes qui se sont propagés à des vitesses de groupe faibles bien qu'étant associés à des vitesses de phase plus importantes (ondes guidées).

IV.2.c. Effet de la distance épacentrale

La figure IV.12 présente la densité d'amplitude spectrale du déplacement vertical dans les mêmes conditions que précédemment hormis la distance épacentrale de l'observateur qui est maintenant 100 km. Les maxima se trouvent associés aux mêmes vitesses de phase que lorsque l'observateur était à 10 km de distance.

IV.2.d. Effet de la profondeur du séisme

Reprenant le calcul fait au paragraphe IV.2.b., on considère maintenant un séisme à 10 km de profondeur. Le résultat est représenté figure IV.13. Il apparaît clairement que l'énergie est encore limitée par la vitesse des ondes de cisaillement dans la couche de la source (ici S3). Comme dans le premier exemple présenté, on peut remarquer que la vitesse de propagation des ondes P pour un rôle similaire.

IV.2.e. Conclusion

Ces résultats montrent que les vitesses de phases associées à des arrivées significatives d'énergie sont toujours supérieures à la vitesse des ondes S dans la couche qui contient la source ; cela quelle que soit la distance épacentrale considérée. Cette affirmation n'est valable bien entendu qu'en l'absence d'hétérogénéités latérales. Une conséquence importante est que l'amplitude relative des mouvements différentiels, par rapport aux translations, n'est pas sensible à la présence de couches superficielles à faibles vitesses.

	thickness	α	β	ρ	Q_S	Q_P
layer 1	1.5	4.0	2.3	2.6	100	140
layer 2	3.0	5.5	3.2	2.8	200	400
layer 3	23.0	6.3	3.65	2.9	300	600
layer 4	5.0	6.8	3.9	3.1	500	1000
layer 5	∞	7.8	4.5	3.2	500	1000

Table 3

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE IV

Figure IV.1. - Déplacements du sol à des distances épicentrales entre 10 et 100 km et un azimuth de 60° par rapport au plan de faille dans le cas du modèle de croûte californien. L'hypocentre est à 4 km de profondeur.

Figure IV.2. - Même légende que pour la Figure IV.1. avec l'hypocentre à 6 km de profondeur.

Figure IV.3. - Même légende que pour la Figure IV.1. avec l'hypocentre à 8 km de profondeur.

Figure IV.4. - Même légende que pour la Figure IV.1. avec l'hypocentre à 10 km de profondeur.

Figure IV.5. - Vitesses de déplacement du sol à des distances épicentrales entre 10 et 100 km et un azimuth de 60° par rapport au plan de faille. L'hypocentre est à 4 km de profondeur.

Figure IV.6. - Même légende que pour la Figure IV.5. avec l'hypocentre à 6 km de profondeur.

Figure IV.7. - Même légende que pour la Figure IV.5. avec l'hypocentre à 8 km de profondeur.

Figure IV.8. - Même légende que pour la Figure IV.5. avec l'hypocentre à 10 km de profondeur.

Figure IV.9. - Valeurs du maximum de vitesses du sol en fonction de la distance épicentrale. Les nombres indiquent la profondeur du foyer correspondant.

Figure IV.10 - Courbes de décroissance des maxima de vitesse horizontale du sol avec la distance d'après Joyner et Boore (1981).

Figure IV.11. - Densité spectrale des déplacements dans le domaine fréquence-nombre d'onde pour les trois composantes. L'observateur est à 10 km de distance épicentrale et le foyer à 4 km de profondeur. Les parties les plus foncées correspondent aux zones les plus énergétiques. Les courbes de niveau sont tracées pour les valeurs 5.10^{-3} et 5.10^{-4} .

Figure IV.12. - Densité spectrale du déplacement vertical pour un foyer à 10 km de profondeur et à 10 km de distance épicentrale. La représentation est la même que pour la figure précédente.

Figure IV.13. - Densité spectrale du déplacement vertical pour foyer à 4 km de profondeur et à 100 km de distance épicentrale. Les courbes de niveau sont tracées pour les valeurs 10^{-4} , 5.10^{-4} et 10^{-5} .

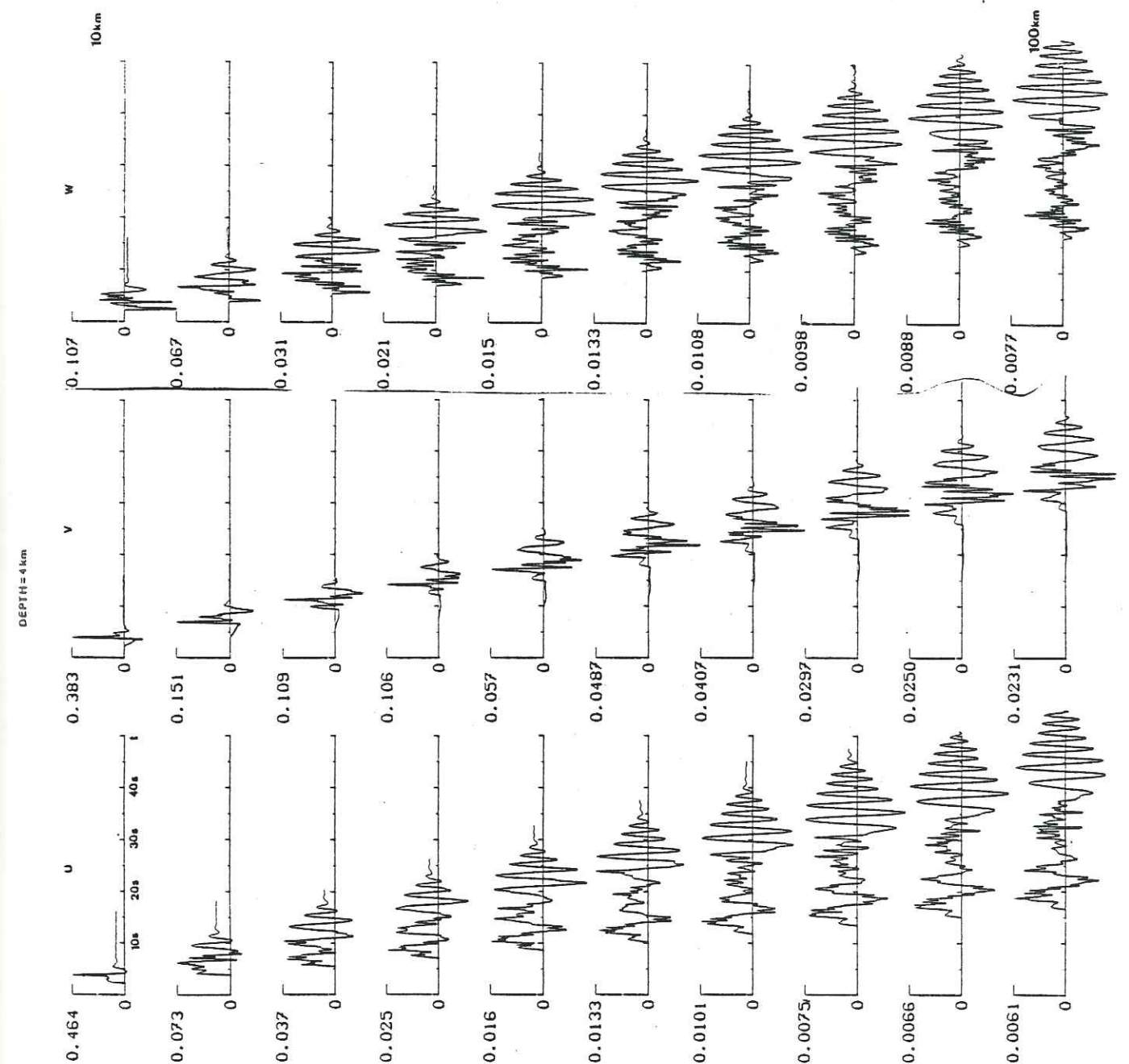


Figure IV 1.

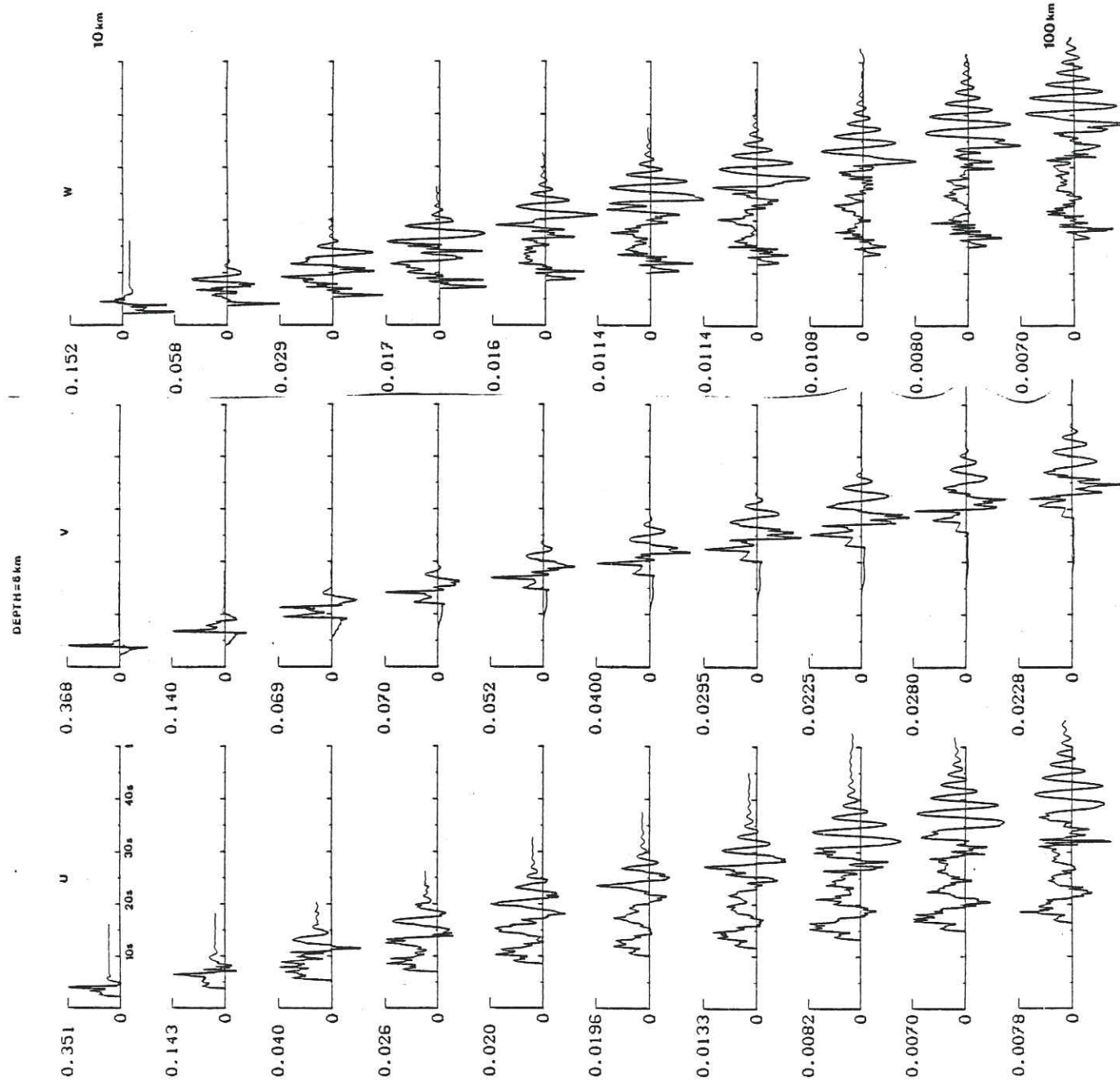


Figure IV 2.

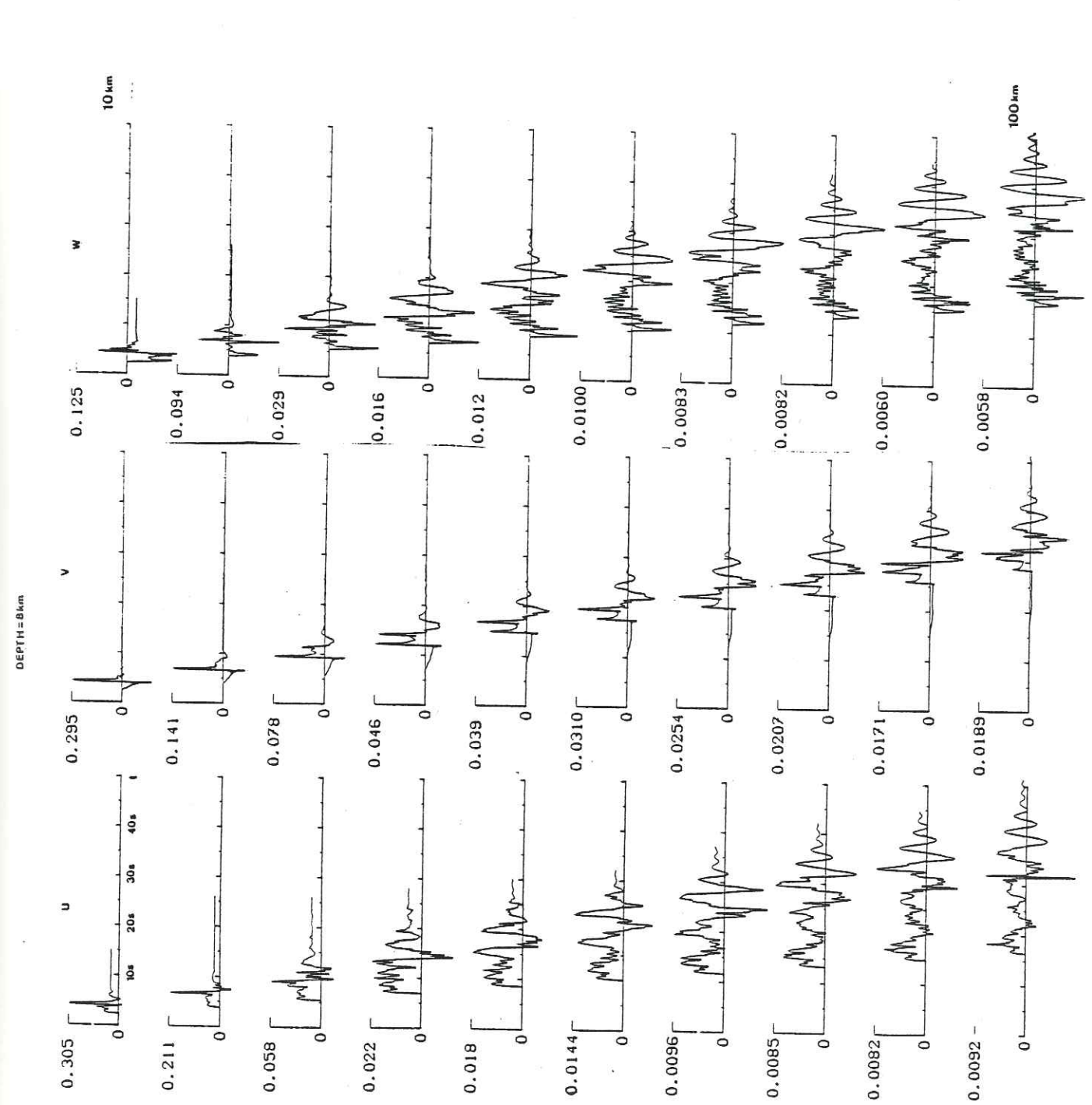


Figure IV 3.

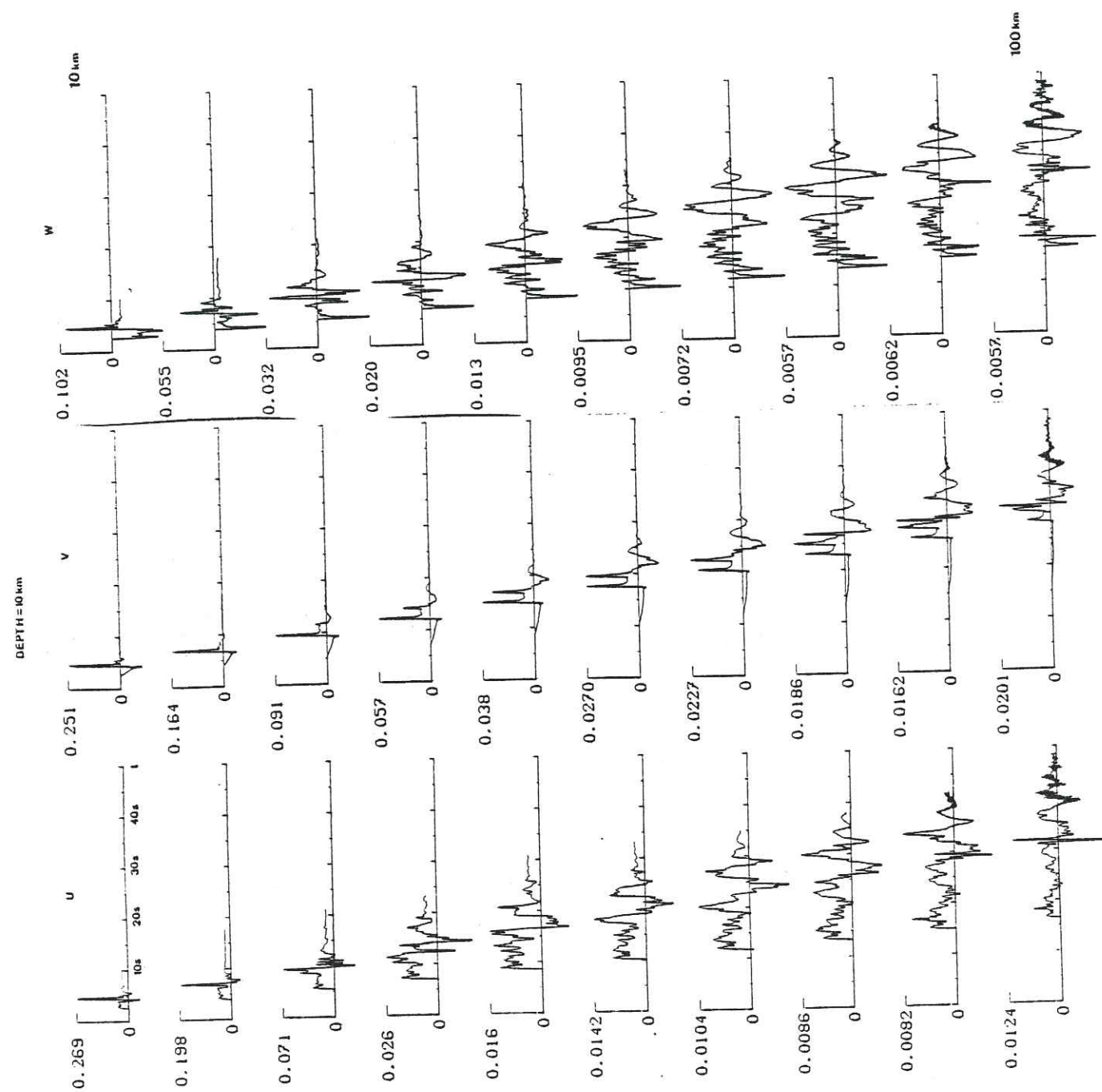


Figure IV 4.

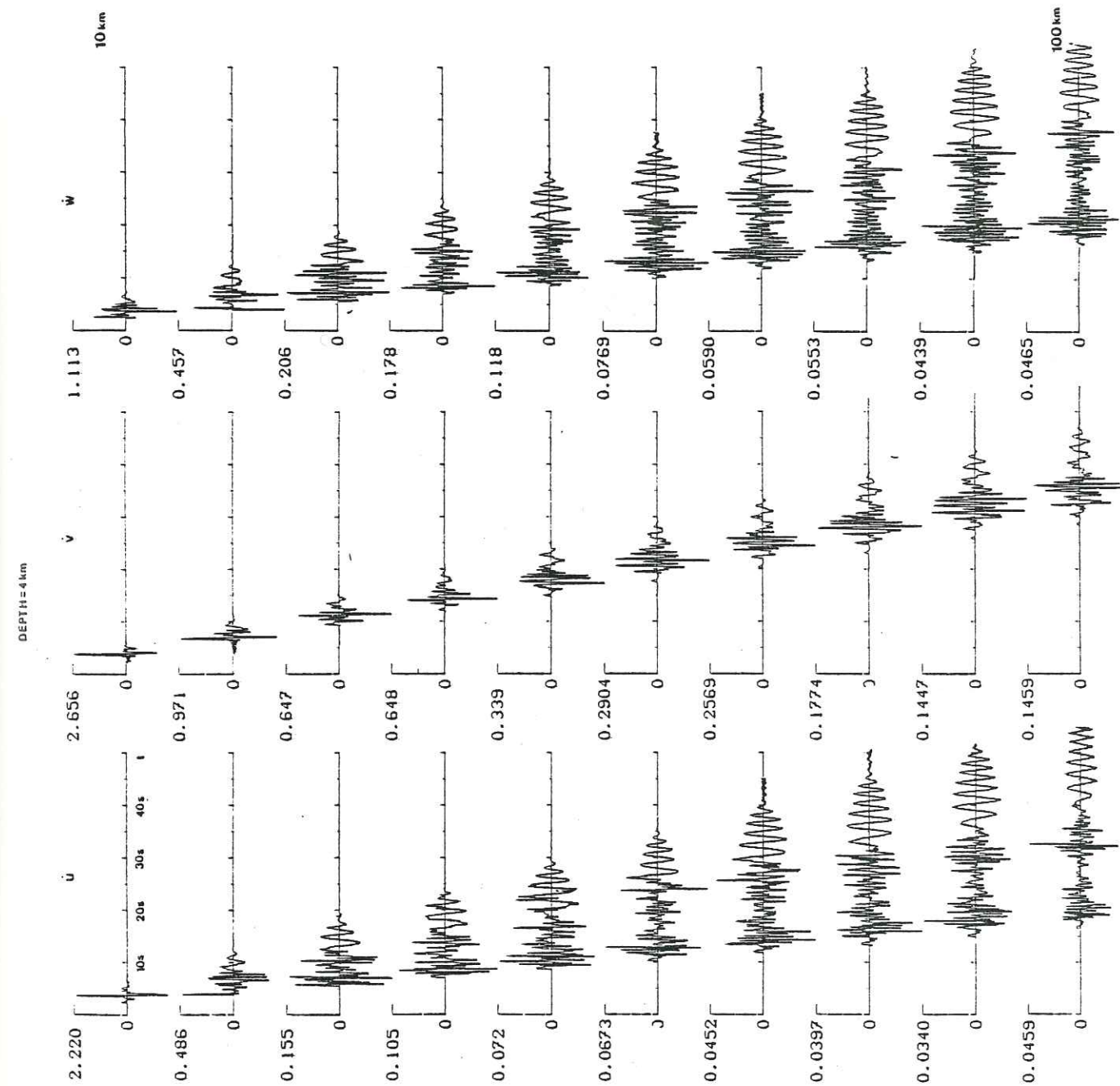


Figure IV 5.

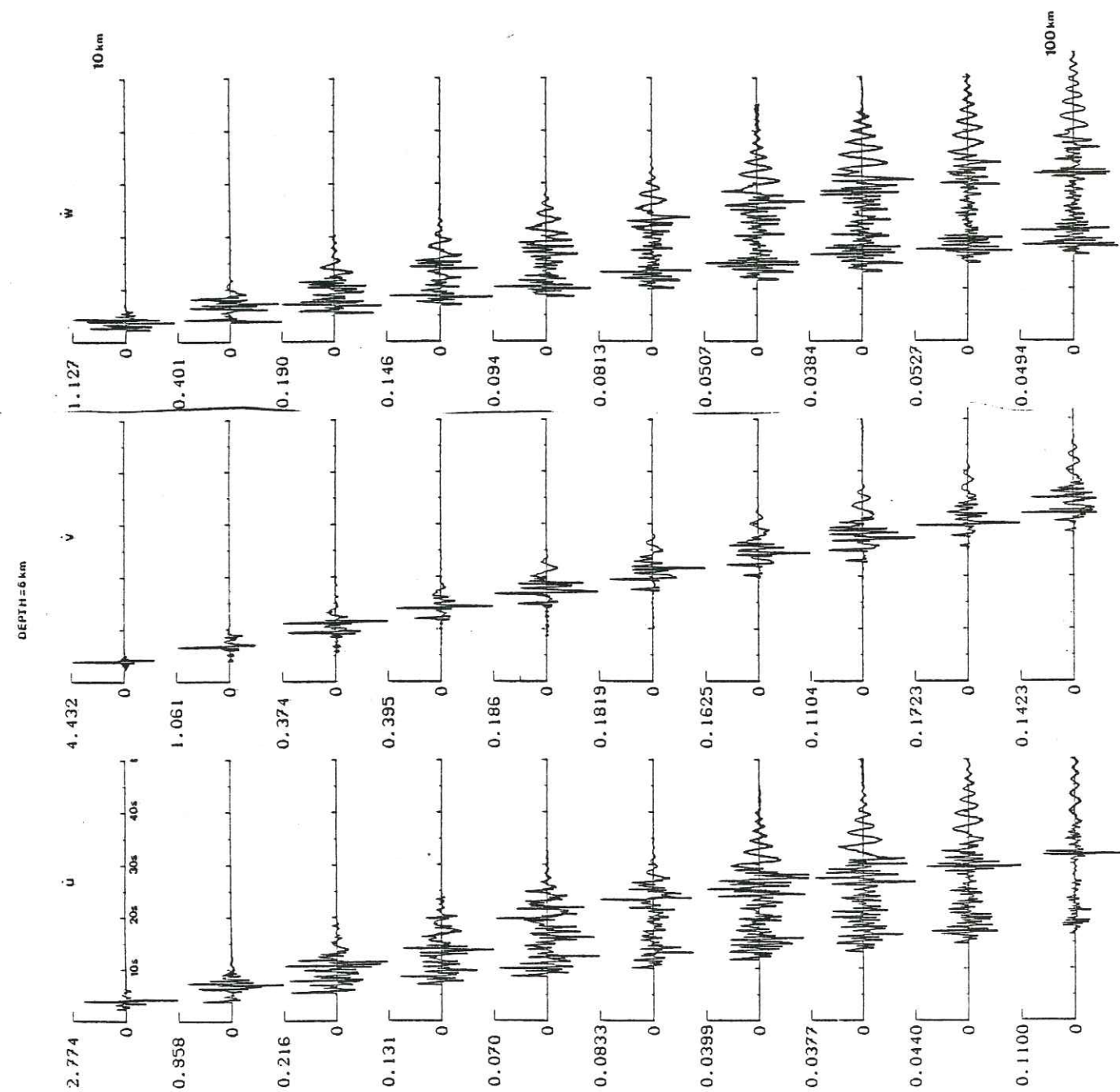


Figure IV 6.

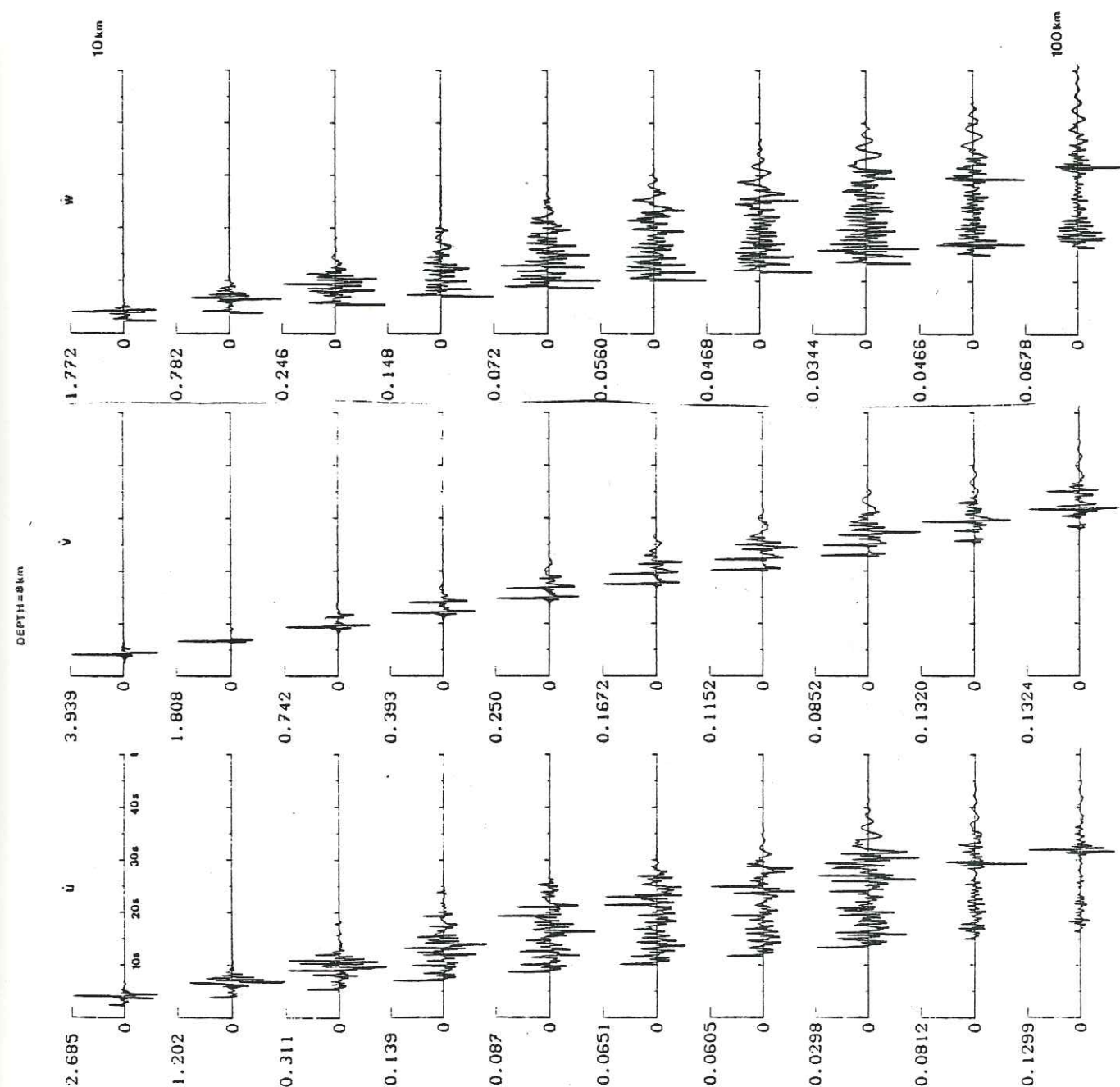


Figure IV 7.

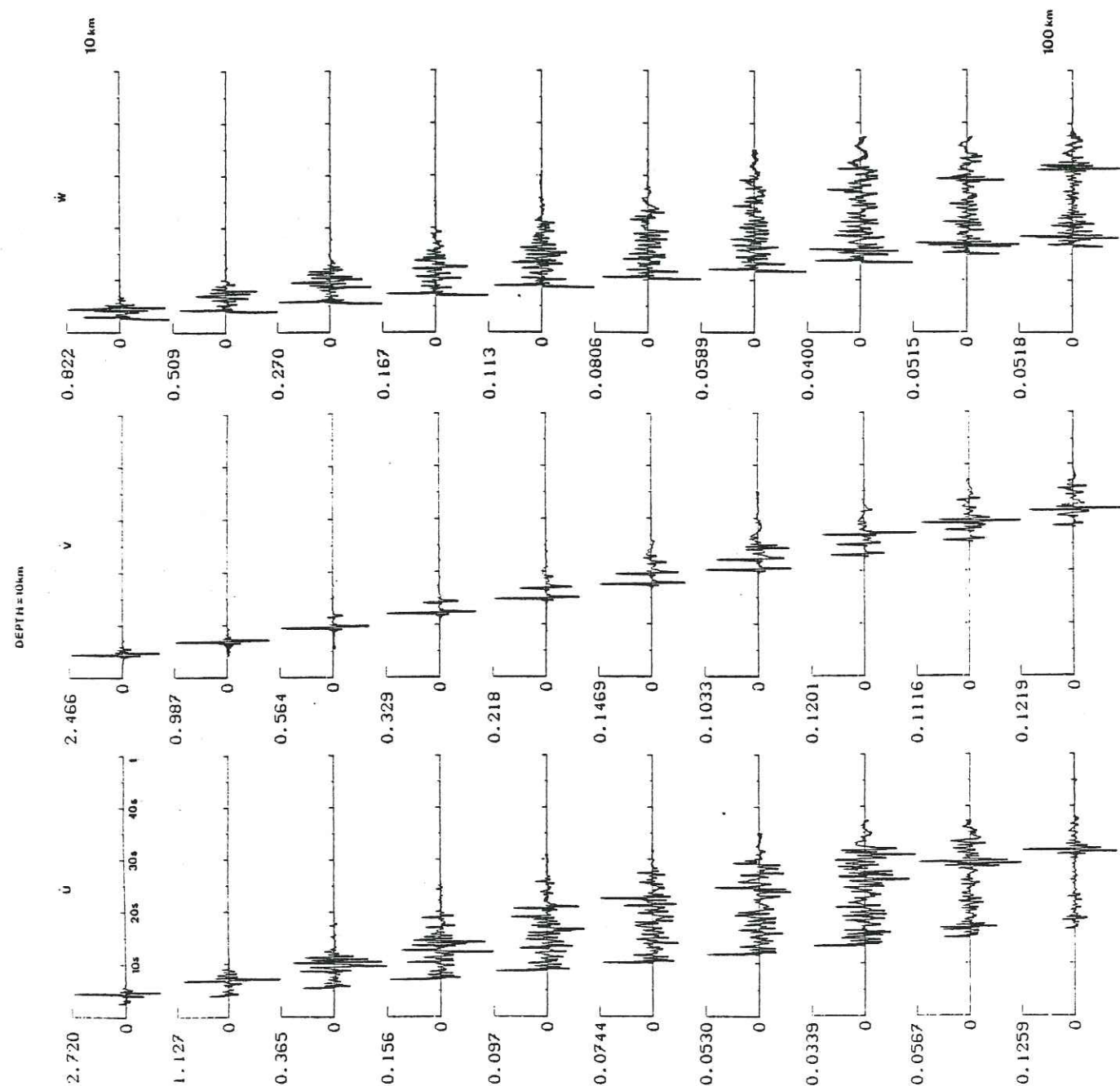


Figure IV 8.

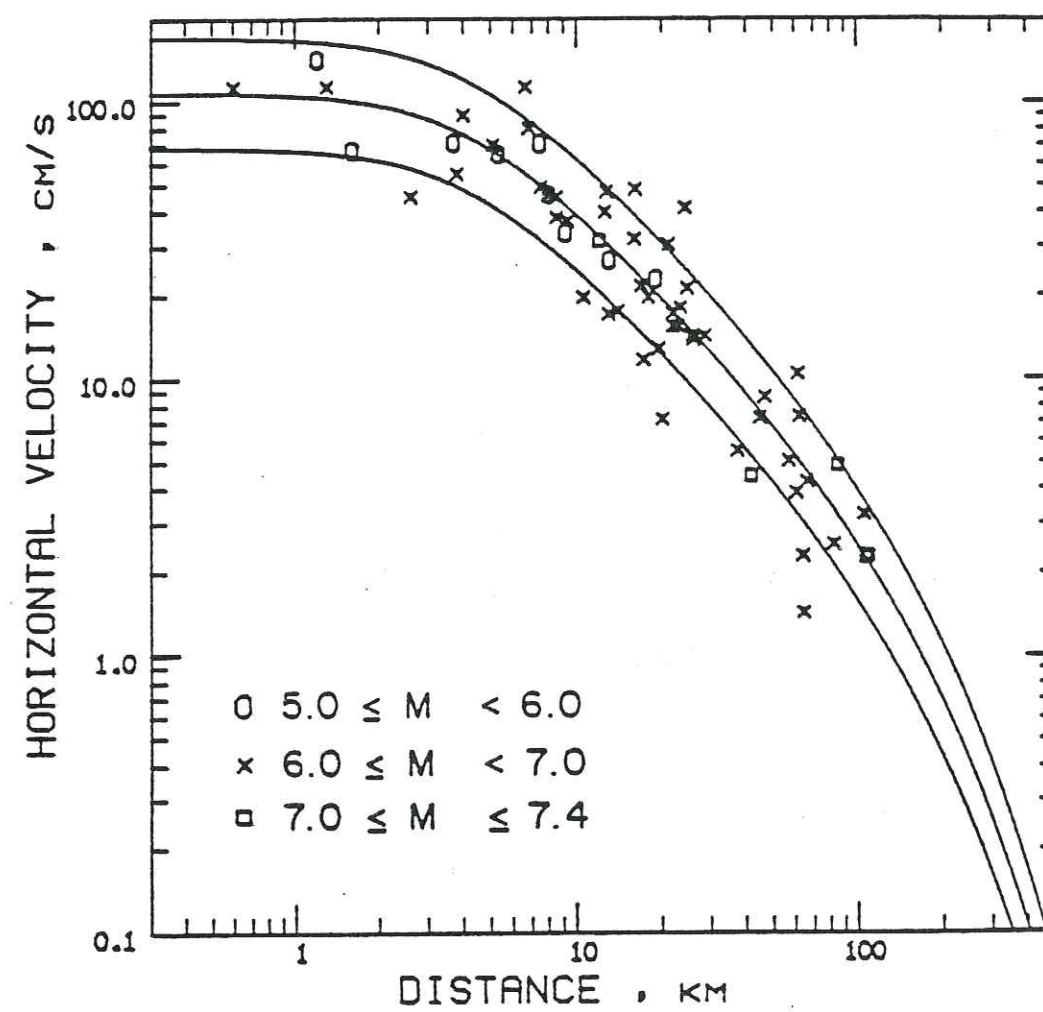


Figure IV 9.

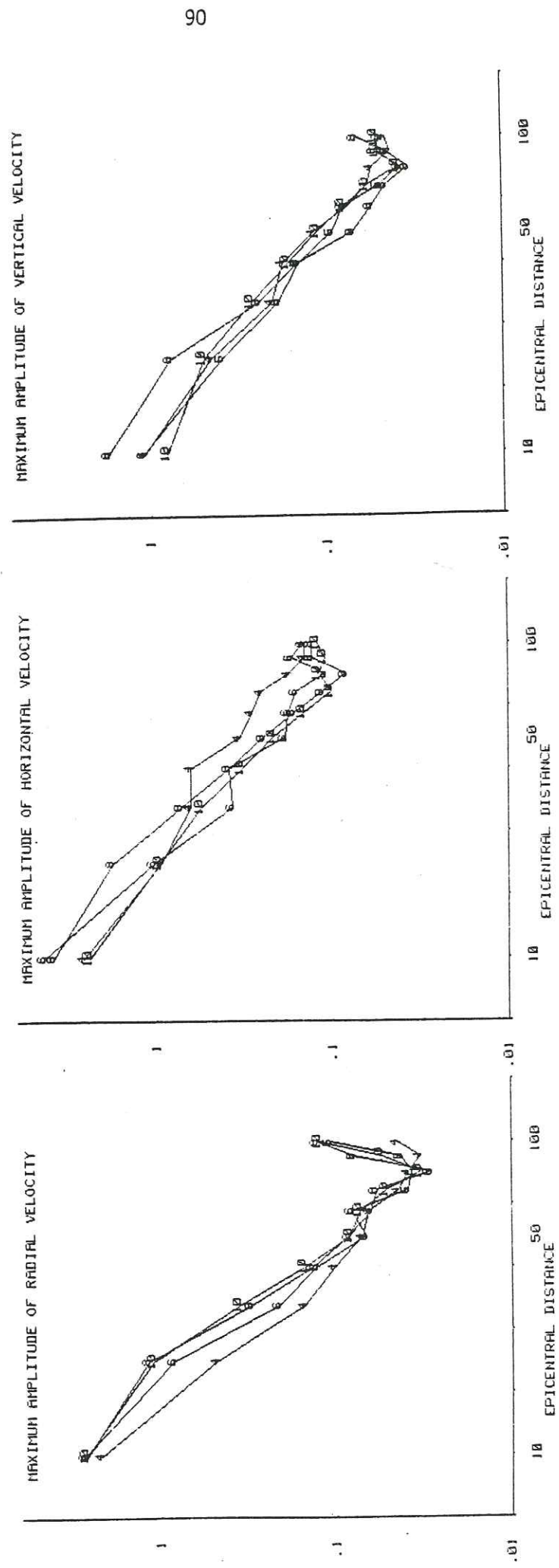


Figure IV 10.

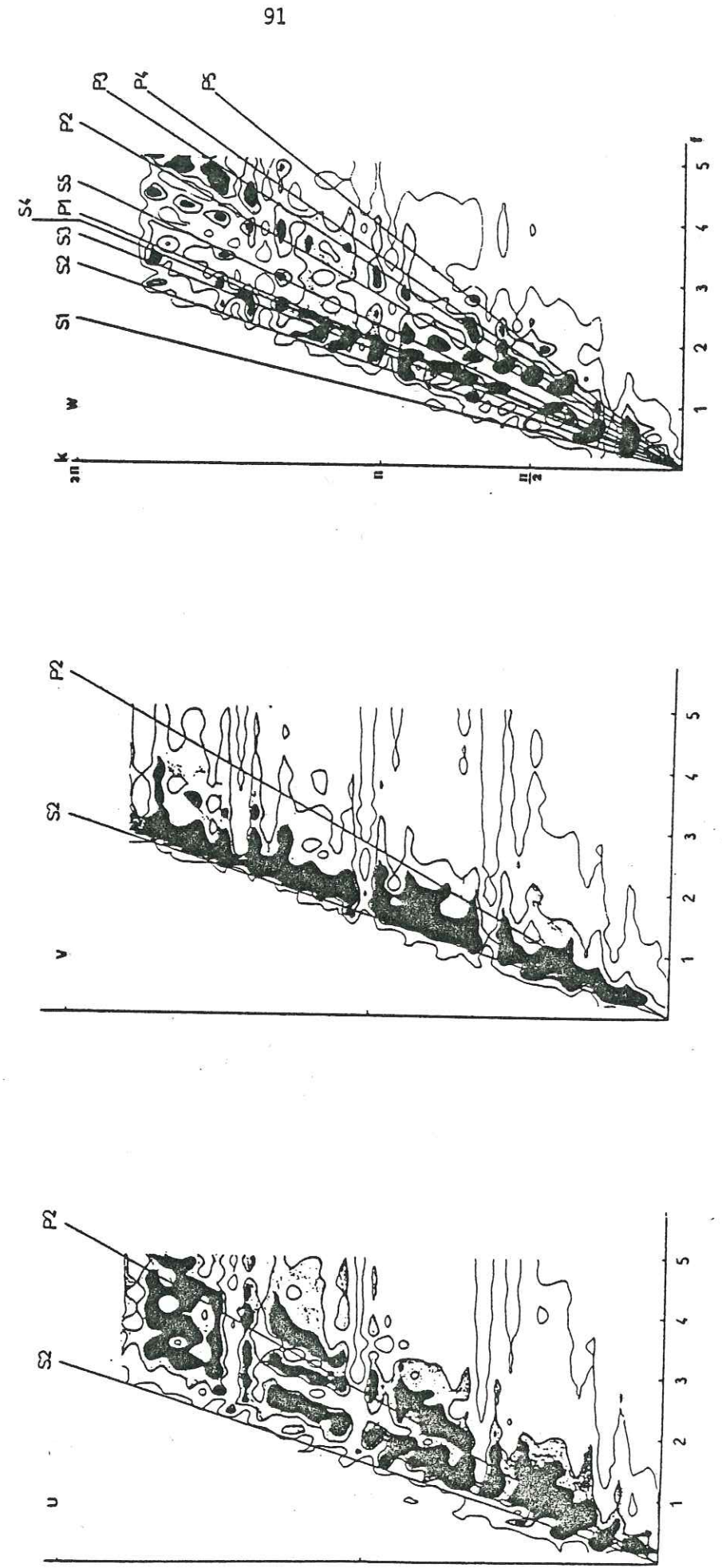


Figure IV 11.

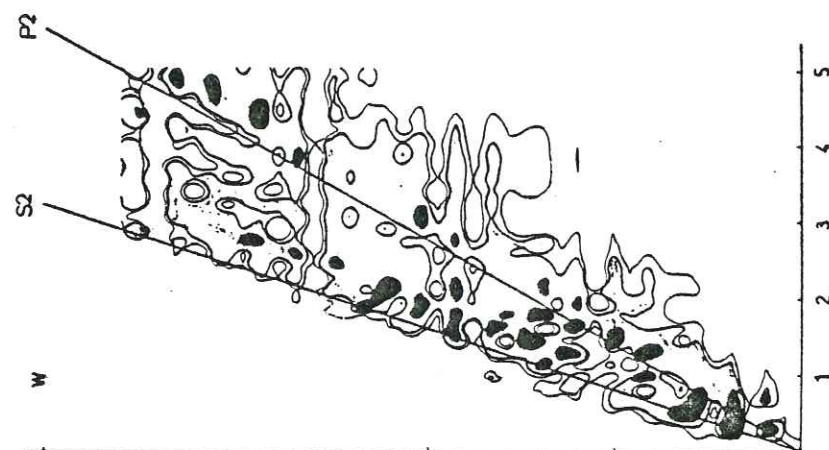


Figure IV 13.

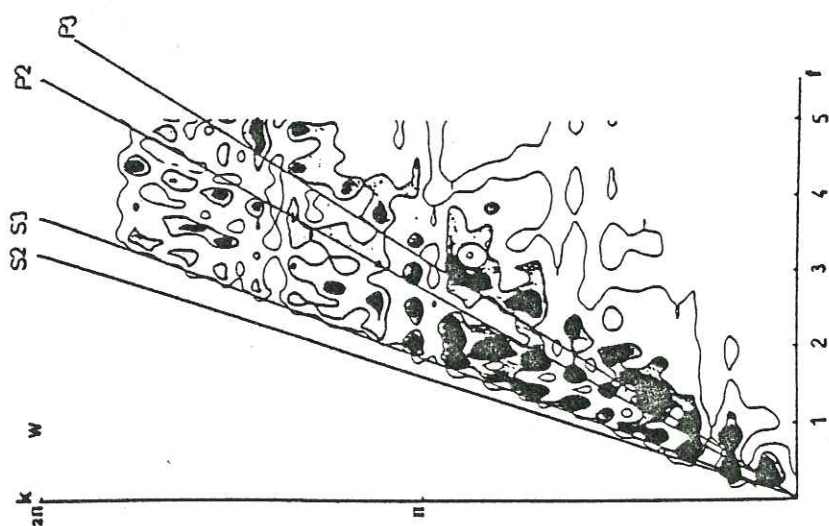


Figure IV 12.

CHAPITRE V

RADIATION D'UNE SOURCE ETENDUE EN CHAMP PROCHE

V.1. - RUPTURE DYNAMIQUE CIRCULAIRE

V.1.a. Effet de l'extension de la source

V.1.b. Directivité

V.1.c. Temps d'arrivée - Interférences

V.1.d. Conditions de calcul

V.1.e. Qualité des résultats

V.1.f. Les différentes phases

V.1.g. Contenu spectral

V.2. - CHANGEMENT BRUTAL DE LA VITESSE DE RUPTURE

V.2.a. Modèle analytique

V.2.b. Accélération brutale : cas SC1

V.2.c. Déccélération brutale : cas SC2

V.2.d. Comparaison entre les deux modèles

V.3. - SOURCES COMPOSITES

V.3.a. Arguments pour le caractère composite des sources

V.3.b. Modèles utilisés

V.3.c. Résultats

V.3.d. Spectre des accélérations

V.4. - COMPARAISON AVEC DES DONNEES

V.1. RUPTURE DYNAMIQUE CIRCULAIREV.1.a. Effet de l'extension de la source

Dans le cas étudié précédemment la dimension de la source, faible par rapport à la distance d'observation, ne permettrait pas d'observer précisément les différentes arrivées d'ondes liées au déroulement de la rupture. Dans cette partie, nous allons considérer une rupture dynamique étendue. Ce problème, récemment traité par Archuleta et Hartzell en utilisant une méthode de superposition de fonctions de Green dans le domaine temporel doit sa complexité au nombre important d'effets qui s'ajoutent les uns aux autres. Principalement, il faut remarquer que les ondes émises de façon synchrone en chaque point de la source arrivent au récepteur à des temps très différents et sont émises suivant des azimuts par rapport au plan de faille très éloigné.

V.1.b. Directivité

Dans le cas d'une source étendue observée en champ très proche, la directivité globale est éloignée de celle du point source. Si chaque point de la source a le même diagramme de rayonnement dans son repère, le récepteur n'est pas vu suivant le même angle. Aussi chaque point se voit-il associer une valeur différente du coefficient de directivité. Ces valeurs peuvent être de signes opposés pour deux points pour lesquels la direction du récepteur est située dans des quadrants différents. La figure V.1., tirée de la publication de Archuleta et Hartzell présente les valeurs du coefficient de radiation d'onde SH, qui contribue au mouvement tangentiel d'un récepteur à 6 km dans un azimut à 60°, pour des points de la source répartis à 1 km les uns des autres.

V.1.c. Temps d'arrivée-Interférence

Aux questions de directivité s'ajoute le fait que les différents points de la source émettent des ondes qui peuvent interagir entre elles et définir des interférences

constructives ou destructives. Les temps d'arrivées des différentes phases dépendent de l'azimut de l'observateur. La figure V.1. présente les temps d'arrivées suivant la position sur la source, pour différents azimuts : $a = 90^\circ$, $b = 60^\circ$, $c = 30^\circ$ et $d = 0^\circ$. Ce sont les deux paramètres coefficient de rayonnement en un point - temps d'arrivées de l'onde qui déterminent la possibilité d'interférence.

V.1.d. Conditions de calcul

Les calculs dont nous présentons les résultats ici concernent des modèles dont la géométrie est similaire à celle du modèle d'Archuleta et Hartzell (figure V.3.). Nous nous intéressons à l'effet de la vitesse de rupture. Les vitesses considérées sont :

$$\begin{aligned} V_2 &= .9 \beta \leftrightarrow \text{modèle S1} \\ V_2 &= .75 \beta \leftrightarrow \text{modèle S2} \\ V_2 &= .6 \beta \leftrightarrow \text{modèle S3} \end{aligned}$$

Les calculs sont menés pour des fréquences entre 0 et 5 Hz. Le critère de rupture cohérente appliqué sera qu'il faut au moins six points source par longueur d'onde. Donc la maille du réseau doit être :

$$l = \frac{3 \text{ km/s}}{5 \text{ Hz}} \times \frac{1}{6} = 0,1 \text{ km}$$

En conséquence, le rayon étant de 5 km, nous représentons la source par 100×100 points.

Ce grand nombre de points amène à reprendre les programmes de calcul, pour, en utilisant des écritures séquentielles sur disque, gagner beaucoup de place mémoire et de temps de calcul (pas de tri des points sur la source).

V.1.e. Qualité des résultats

Les accélérations correspondant aux cas S1 et S2 sont présentées figure V.4. et V.5.. Les accélérations obtenues montrent un certain bruit parasite. Ce bruit a une fré-

quence de 5 Hz. Deux explications peuvent être fournies. La première est liée à l'effet de coupure du spectre. Nous calculons 38 contributions en fréquence ($\frac{38}{T_{\max}} = \frac{38}{7.5} = 5.1 \text{ Hz}$) et nous utilisons la transformée de Fourier rapide avec 128 points. La deuxième explication est qu'il peut intervenir une instabilité due à la mauvaise évaluation de la fonction source dont les pas d'échantillonnage, trop grands, tant dans le domaine temporel que spatial, sont responsables.

Cette perturbation à 5 Hz sera minime quand l'on considérera les vitesses ou mieux les déplacements du sol. La comparaison avec les résultats d'Archuleta et Hartzell est très satisfaisante pour notre méthode puisque, elle permet, dans des conditions où elle est très rapide (six minutes C.P.U. pour 10 000 points source, quatre récepteurs et trente-huit pas de fréquence) d'obtenir des résultats de qualité similaire à ceux obtenus par des méthodes beaucoup plus coûteuses.

La méthode utilisée par Archuleta et Hartzell procède par une superposition des radiations de chaque point source dans le domaine temporel. Il apparaît donc une grande instabilité des amplitudes et les utilisateurs de cette méthode doivent recourir au filtrage pour diminuer le niveau du bruit. De plus Archuleta et Hartzell ont un autre problème dû à l'évaluation de la vitesse de déplacement à la source qui on l'a vu est singulière. Dans notre méthode, on considère le déplacement à la source et on opère la superposition dans le domaine fréquence-nombre d'onde, ce qui amène une meilleure stabilité et surtout nous assure de considérer tout le contenu spectral jusqu'à la fréquence maximum que nous avons choisie. Dans la réalité cette fréquence est limitée (f_{\max} ?) : il n'y a pas de vraie singularité à l'avant de la rupture. Les conditions locales définissent un seuil de plasticité et donc une valeur maximale de la vitesse de déplacement qui impose la fréquence maximale.

V.1.f. Les différentes phases

- Ondes P

Un élément caractéristique du rayonnement est justement l'absence ou le caractère très peu marqué des perturbations se propageant à la vitesse des ondes P. Le cas précis de géométrie qui est considéré ici ne permet pas de juger l'importance de l'onde SP car son arrivée est superposée à celle de l'onde S : $t_{SP} = 3,06$; $t_S = 3,07$.

- Onde S émise à l'initiation de la rupture à l'hypocentre d_S

L'importance de cette phase dans le signal varie avec la vitesse de rupture. C'est dans le cas S1 qu'elle joue le plus grand rôle. Elle représente une arrivée moins marquée dans le cas S2. Lorsque l'observateur est près du plan de faille, elle correspond à un pic d'accélération à mettre en relation avec le fait que, à cet azimut, toute la radiation de la partie du front de rupture la plus proche du récepteur arrive en un temps très court (voir figure V.2.).

- Onde S émise lors de l'arrêt de la propagation de la rupture à la périphérie f_S

Dans le plan de faille f_S et d_S sont presque confondues. Pour des azimuts plus grands on peut les différencier et constater que leur importance respective varie avec la vitesse de rupture. Dans le cas des vitesses faibles, la focalisation dont il était question au paragraphe précédent joue un rôle minime et c'est alors que f_S prédomine le plus largement.

- Onde S émise à la fin de la rupture h_S

Cette phase prend une importance considérable d'autant plus que la vitesse de rupture est faible. Sa présence est en fait intempestive. Dans le modèle dynamique de rupture qui a inspiré notre approximation analytique il n'existait pas à la fin du processus, de discontinuité de la vitesse de déplacement à la source. La discontinuité que nous avons introduite à peu d'incidence sur les déplacements radiés mais est cause de perturbation à haute fréquence qui conduit à des accélérations, qui peuvent être de très fortes amplitudes mais qui doivent être considérées comme étant complètement irréalistes dans le problème dynamique. Il s'agit d'un défaut important de l'approximation analytique.

- Amplitude maximum de l'accélération

Le point le plus marquant est l'amplitude élevée des accélérations dans le plan de faille. Cet effet de directivité est très marqué dans le cas S1 et beaucoup moins dans le cas d'une vitesse de rupture plus faible.

Les accélérations verticales peuvent être très importantes. A 30° d'azimut l'accélération verticale est supérieure à l'accélération horizontale, quelle que soit la vitesse de rupture considérée et en exceptant les phases de healing de la comparaison.

V.1.g. Contenu spectral

On s'est intéressé aux spectres d'accélération. Les figures V.6. et V.7. présentent dans les cas S1 et S3 les spectres de tout le signal. Le problème qui se pose est que de tels spectres concernent aussi la phase de healing dont on a dit l'irréalité. La figure V.8. montre une comparaison entre les spectres calculés uniquement sur les phases de healing dans les cas S1 et S3. Il faut remarquer leur similitude quant à la forme. Aussi pour étudier l'influence de la vitesse de rupture on va considérer les spectres des phases associées au processus de rupture (figure V.9.). La caractéristique générale consiste en un enrichissement en fréquence croissant avec la vitesse de rupture. Ceci est tout particulièrement marqué dans le cas d'un récepteur dans le plan de faille (où l'on observe les valeurs maximales de l'accélération) où le spectre correspondant au cas S1 montre une croissance avec f alors que celui du cas S3 est décroissant.

V.2. CHANGEMENT BRUTAL DE LA VITESSE DE RUPTURE

V.2.a. Modèle analytique

Il est admis que la cinématique du front de rupture est un élément déterminant pour l'explication des accélérations du sol engendré par un séisme. Dans le but de mieux comprendre quel peut être l'effet d'une variation brutale de la vitesse de rupture, on va calculer la radiation en champ proche d'une source circulaire définie comme précédemment par une approximation analytique mais dont l'expansion changera instantanément de vitesse. Dans un modèle de rupture dynamique la vitesse instantanée de déplacement à la source et la vitesse de rupture sont liées. Nous utilisons un modèle qui permet donc d'approcher simplement les conditions dynamiques qu'implique une variation cinématique du front de rupture.

Dans ce modèle, les déplacements à la source sont continus. Soit t_C l'instant où la vitesse passe de V_1 à V_2 . Soit V_m la vitesse moyenne à laquelle s'est propagée la rupture. L'expression du déplacement à la source est :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= 0 & t < t_0(r) \\ \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= \sqrt{V_1^2 t^2 - r^2} & t_0(r) \leq t < t_C \\ \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= \sqrt{V_2^2 (t - t_D)^2 - r^2} & t_C \leq t < t_1(r) \\ \frac{\Delta u(\vec{r}, t)}{u_0} &= \sqrt{V_2^2 (t_1(r) - t_0)^2 - r^2} & t \geq t_1(r) \end{aligned}$$

Avec

$$\begin{aligned} t_0(r) &= r/V_1 \\ t_1(r) &= R/V_m + (R - r)/\beta \\ t_D &= t_C(1 - V_1/V_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_0 &= \frac{c(V_r/\beta)}{\xi} \frac{\sigma e}{U} \\ \xi &= 1 + \frac{V_r}{\beta} \end{aligned}$$

On a supposé arbitrairement que $C(V_r/\beta)$ était constant. Dans le cas d'un crack uniforme $C(V_r/\beta)$ varie de .57 pour une vitesse de rupture de .6 β à .81 pour une vitesse de rupture de .9 β .

V.2.b. Accélération brutale cas SC1

On va considérer une rupture se propageant d'abord à une vitesse relativement faible puis s'accélégrant instantanément jusqu'à une vitesse forte. Les résultats obtenus dans la configuration géométrique décrite figure V.3. sont présentés figure V.10. Les temps d'arrivées indiqués par C correspondent à la première arrivée d'une onde S radiée par le cercle sur lequel se produit la discontinuité de vitesse. La phase C arrive à $t_C = 3.75$ à l'azimut 85°.

Aux azimuts 5° et 30°, il n'est pas possible d'identifier clairement les phases car les différentes arrivées sont presque simultanées. A 60° la phase d_S est très faible comme dans le cas d'une rupture simple à $V_2 = .6\beta$. La phase C apparaît clairement. Ceci dit son amplitude relativement à celle de la phase f_S est faible.

Les accélérations obtenues (en cm/s^2 pour un déplacement hypocentral de 1m) sont supérieures même à celles obtenues dans le cas d'une rupture simple se propageant à .9 β . Ceci s'explique par le fait de la présence d'une première partie de la rupture associée à des vitesses de déplacement à la source faible et donc une vitesse de déplacement à la source très importante durant la seconde partie de la rupture pour conduire à un déplacement à la source normalisé. La vitesse de déplacement à la source pendant la deuxième partie du processus de rupture atteint des valeurs supérieures à celles obtenues lors de la propagation d'un crack simple à une vitesse de rupture égale à .9 β . Ceci met bien en évidence le rôle déterminant de la cinématique du front de rupture sur la radiation des sources dynamiques.

V.2.c. Décélération brutale cas SC2

On considère maintenant le cas d'une rupture se propageant d'abord très rapidement puis dont la vitesse de rupture est brutalement ramenée à une valeur faible.

Dans les conditions de calcul précédemment décrites on a obtenu les accélérations présentées figure V.11. Comme le début de la rupture se fait avec une vitesse de $.9\beta$ la phase d_s est bien marquée. La phase C est dans ce cas aussi clairement visible. Son temps d'arrivée est $t_C = 3.45s$. Son amplitude relative est ici plus importante que dans le cas précédent. Nous avons vu avec des ruptures simples que la phase d'arrêt présente une amplitude croissante avec la vitesse de rupture. Dans le cas présent, cette phase est émise à la fin de la partie où la rupture se propageait à une vitesse égale à $.6\beta$ et présente donc une faible amplitude. Les valeurs maximales obtenues sont soit supérieures soit inférieures à celles obtenues dans le modèle S2 suivant les phases qui prédominent. A un azimut de 5° la phase prédominante est d_s sur la composante tangentielle, associée à la vitesse de rupture $V+$ et a donc une amplitude supérieure à celle atteinte dans le modèle S2. A un azimut de 30° l'accélération maximale est atteinte sur la composante verticale et est due à l'arrivée de la phase d_s . La valeur est donc supérieure à celle du modèle S2. Aux azimuts 60° et 85° les accélérations maximales sont tangentielles et occasionnées par l'arrivée de la phase f_s qui est associée à la vitesse de rupture $V-$, on observe donc des valeurs inférieures.

V.2.d. Comparaison entre les deux modèles SC1 et SC2

Nous avons mis en évidence la radiation liée à un brusque changement de vitesse de rupture. Une variation ΔV_r induit une perturbation $\Delta\gamma(\tau)$ ou son opposé $-\Delta\gamma(\tau)$ suivant qu'il s'agisse d'une accélération ou d'une décélération. L'amplitude de cette perturbation, du moins pour ce que l'on peut en juger, n'est pas affectée par la valeur de la vitesse de rupture au moment du saut.

Il est surtout intéressant de constater que dans le cas d'une rupture commençant par une phase lente, tout le début du processus est en quelque sorte gommé de l'observation puisqu'il ne produit pas d'accélération du sol. Ceci indique la possibilité d'exis-

tence de mouvements "lents" sur les failles durant les séismes. Toute la radiation à haute fréquence étant alors liée à la rupture de zones de résistance supérieure, où s'accumulent les contraintes et qui libèrent soudainement une énergie considérable.

V.3. SOURCES COMPOSITES

V.3.a. Arguments pour le caractère composite des sources

La représentation d'un grand événement sismique par une rupture dynamique unique n'est pas satisfaisante pour plusieurs raisons.

La première est que l'observation des déplacements en surface, quand cela est possible, montre souvent la présence de plusieurs segments différenciés (par exemple le séisme de Parkfield (1966) cf. figure V.12.).

Une deuxième raison est liée à la localisation des répliques. Une rupture cohérente, unique conduirait à une simple distribution des répliques aux extrémités de la faille, là où la contrainte statique est concentrée. Or, les répliques sont au contraire souvent localisées sur la partie de la faille ayant jouée. Un troisième argument est fourni par le contenu haute fréquence du rayonnement proche qui est expliqué par la présence de différents segments séparés par des barrières (Bouchon (1978a)).

Enfin, si l'on calcule le relâchement de contrainte à partir des dimensions globales de la source et du déplacement observé on est conduit à des valeurs très faibles pour de grandes dimensions.

Nous allons donc, dans un cas extrêmement simpliste présenter la radiation en champ proche, dans un demi-espace d'un ensemble de rupture dynamique.

V.3.b. Modèles utilisés

Considérant une faille carrée de 6 km de côté, située entre 2 et 8 km de profondeur, on place les récepteurs dans le plan de faille, équidistants de 2 en 2 km. Deux cas vont être étudiés : soit le rayon d'une rupture élémentaire l est 1 km soit, il est 600 m. La figure VI.3. présente la géométrie des modèles. Ces cas simples sont à mettre

en relation avec le modèle dont Papageorgiou (1980) étudia la radiation lointaine. La rupture commence au point indiqué par une étoile et se propage de manière isotrope à une vitesse égale à $.75\beta$.

V.3.c. Résultats

L'accélération produite en des points sur le plan de faille est presque uniquement horizontale et perpendiculaire à celui-ci.

Les résultats obtenus sont présentés figure VI.4. et VI.5. Les formes d'ondes sont très complexes. Il est remarquable que le maximum d'accélération soit atteint au récepteur 2. Ceci s'explique par la directivité des ondes. De plus on constate que les arrivées des différentes ondes se produisent pendant un temps plus court : les fronts d'ondes montrent une certaine cohésion avec le front de rupture. On assiste donc à une focalisation des ondes à certaines distances.

Les résultats sont donnés en cm/s^2 pour un déplacement maximal au centre des ruptures circulaires égal à 2 m. La comparaison directe entre les cas $l = 1 \text{ km}$ et $l = .6 \text{ km}$ n'a pas de sens car les deux événements sont associés à des moments sismiques et donc à des magnitudes différents. Si l'on raisonne à moment sismique égal il faut diviser les accélérations obtenues dans le cas $l = .6$ par 0.36. On s'aperçoit alors que les accélérations atteintes sont deux fois plus fortes dans le cas de sources élémentaires plus petites. Savy (1978) propose une variation de l'accélération avec la longueur moyenne d'un élément de rupture (figure V.16.) qui conduirait dans notre cas à un accroissement de 1.3 à 1.5. Bien entendu la comparaison n'est pas facile, mais cela prouve bien le sens de la variation et indique l'ordre de grandeur que l'on peut attendre.

V.3.d. Spectres des accélérations

L'amplitude spectrale des accélérations montre un aspect très simple (figure V.17). Au moins dans la bande que nous considérons la source composite produit un signal dont le

spectre a une forme très similaire à celle que l'on pourrait attendre du spectre de la radiation de la rupture élémentaire.

La différence entre les deux cas envisagés réside simplement dans la position de la fréquence coin qui est plus faible dans le cas où la source élémentaire est la plus grande.

V.4. COMPARAISON AVEC DES DONNEES

Les vitesses horizontales du sol observées dans une direction transverse à la faille (figure V.18.) montrent un degré de complexité très variable. Cette complexité peut s'expliquer soit par l'effet de la structure du milieu, soit par le mécanisme à la source, soit par les deux à la fois. Les résultats obtenus dans un demi-espace pour les modèles décrits précédemment sont présentés figure V.19. Ces modèles sont tous dérivés de la rupture circulaire dynamique décrite au chapitre I. La complexité des signaux observés peut être expliquée uniquement par le modèle de source. Soit par les modèles réellement composites c'est-à-dire formés de segments séparés par des zones n'ayant pas cédé à la rupture, qui produisent un rayonnement complexe et d'une durée importante. Soit par les modèles où la rupture se propage sur toute la surface de la faille mais où le front de rupture subit des accélérations et des décélérations. On a déjà remarqué l'équivalence formelle entre un arrêt de la rupture ($\Delta v = V_r$) et une discontinuité (Δv) dans la cinématique du front de rupture.

Ceci nous conduit à conclure que le concept de "barrière" est très flou. Il dénote une forte hétérogénéité du milieu : résistance à la rupture ou état de contrainte. Une barrière ne doit pas désigner nécessairement une zone sans rupture, mais une zone dont les extrémités sont associées à des discontinuités de la cinématique du front de rupture.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE V

Figure V.1. - Valeurs numériques du coefficient de radiation de l'onde SH émise sur le plan de faille qui contribue au mouvement à 60° d'azimut et à 6 km de distance épicentrale par rapport au centre du réseau (D'après Archuleta et Hartzell (1981)).

Figure V.2. - Temps d'arrivée de l'onde S émise lors des différents événements de la rupture suivant la position angulaire sur la faille. Le récepteur est situé à 6 km de distance épicentrale pour des azimuts de 90° (a), 60° (b), 30° (c) et 0° (d). La première série de courbes (la plus interne) est relative à la rupture initiée à 7 km de profondeur et se propageant à $v_r = .9 \beta$. La deuxième série est relative à la suture. (D'après Archuleta et Hartzell, 1981).

Figure V.3. - Géométrie de la faille et des récepteurs.

Figure V.4. - Accélérations obtenues dans le cas S1. Les résultats présentent les trois composantes de gauche à droite et les azimuts 5°, 30°, 60°, 85° de haut en bas. Les amplitudes sont données en cm/s² pour un déplacement maximum à la source de 2 m.

Figure V.5. - Accélération calculée dans le cas S2. Même représentation que pour la Figure V.4.

Figure V.6. - Spectre du signal complet dans le cas S1.

Figure V.7. - Spectre du signal complet dans le cas S3.

Figure V.8. - Comparaison des spectres des phases de suture.

Figure V.9. - Comparaison des spectres des phases de rupture.

Figure V.10 - Accélérations calculées dans le cas SC1. Même représentation que pour la Figure V.4.

Figure V.11. - Accélérations calculées dans le cas SC2. Même représentation que pour la Figure V.4.

Figure V.12. - Répartition des répliques observées après le séisme de Parkfield (Californie) (D'après Eaton et Al. 1970).

Figure V.13. - Géométrie des modèles utilisés. * L'étoile indique le foyer, qui est à 7 km de profondeur.

Figure V.14. - Accélérations transverses calculées dans le cas où le rayon de la source élémentaire vaut 1 km.

Figure V.15. - Accélérations transverses calculées dans le cas où le rayon de la source élémentaire vaut 6 km.

Figure V.16. - Accélérations maximales en fonction de la dimension moyenne des soucis élémentaires, d'après Savy (1978).

Figure V.17. - Spectres des accélérations présentées Figures V.14 et V.15.

Figure V.18. - Formes d'ondes caractéristiques de la vitesse du sol en champ proche lors de grands séismes californiens. Depuis le haut : Parkfield (1966) (coulissage), San Fernando (1971) (faille inverse), Coyote Lake (1977) (coulissage), et deux enregistrements du séisme d'Imperial Valley (1979) (coulissage). Il s'agit dans tous les cas de la vitesse horizontale perpendiculaire à la faille.

Figure V.19. - Les vitesses horizontales du sol, perpendiculairement à la faille pour tous les modèles qui ont été présentés.

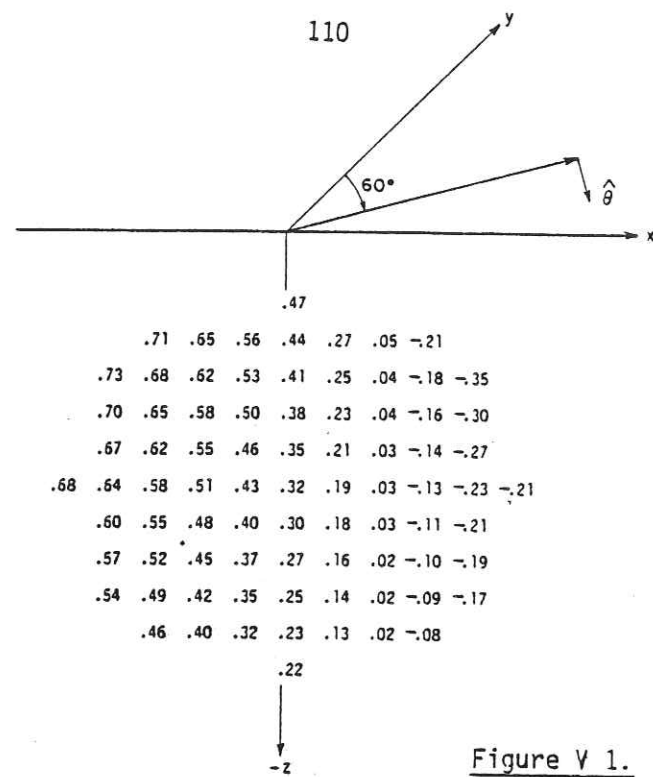


Figure V 1.

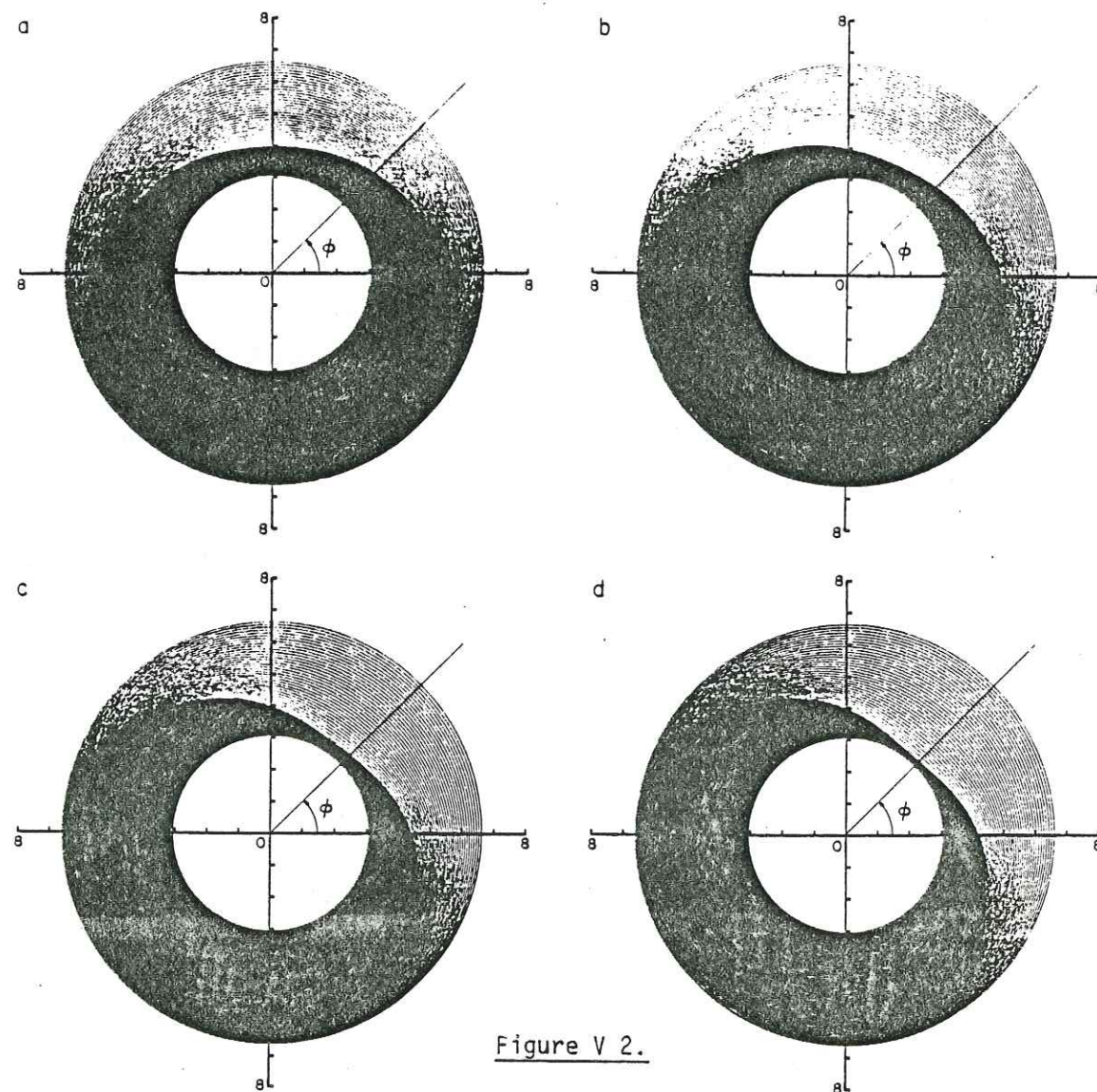


Figure V 2.

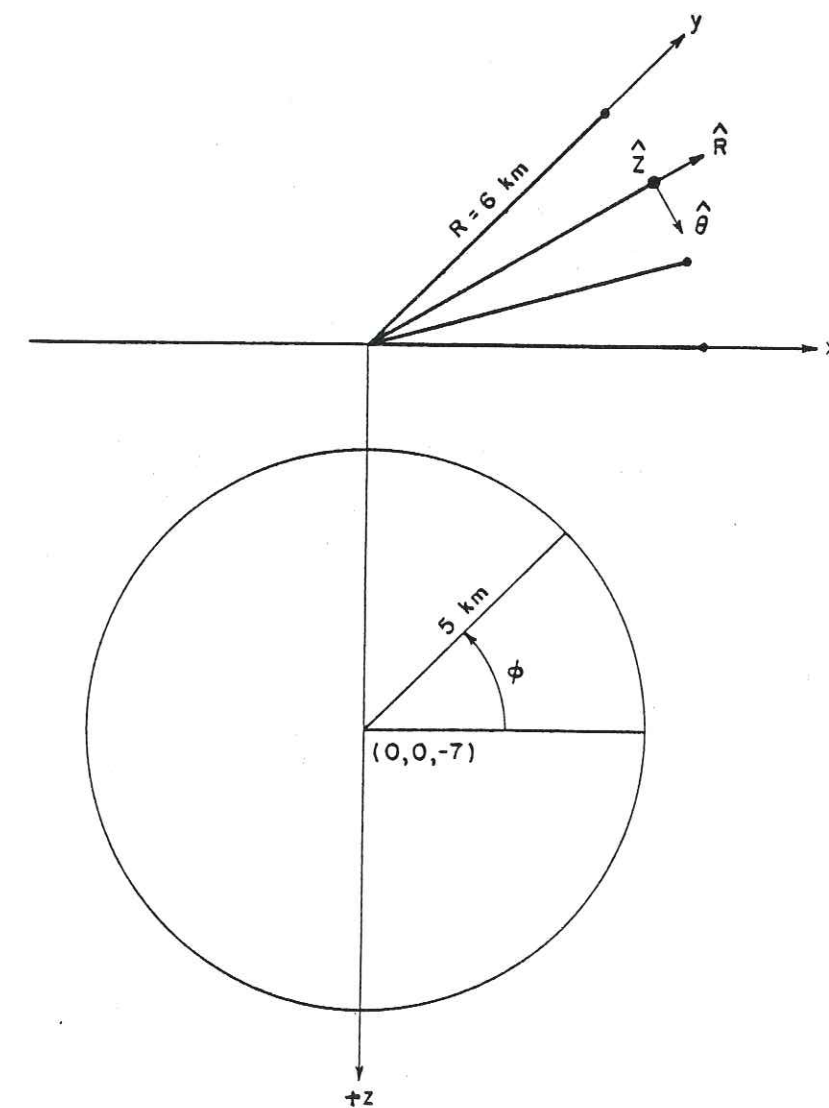


Figure V 3.

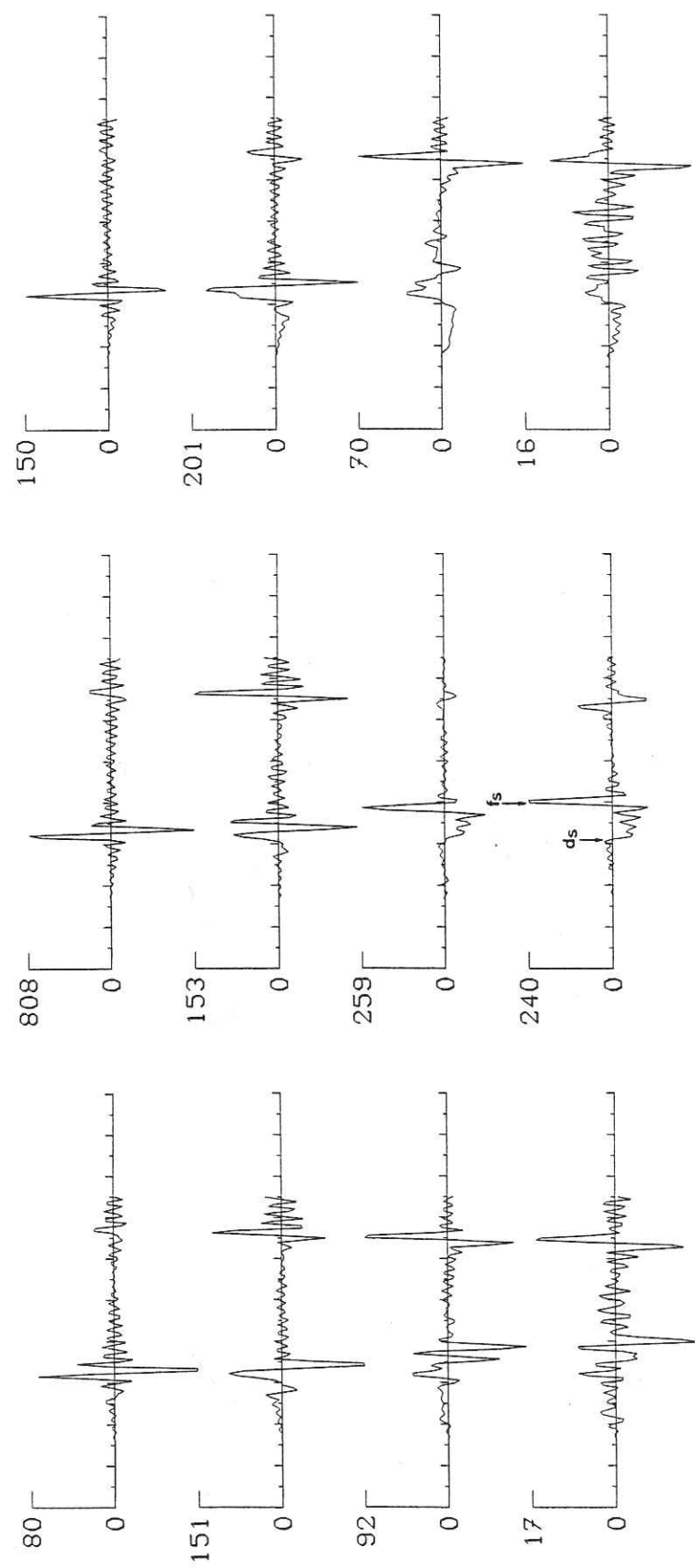


Figure V 4.

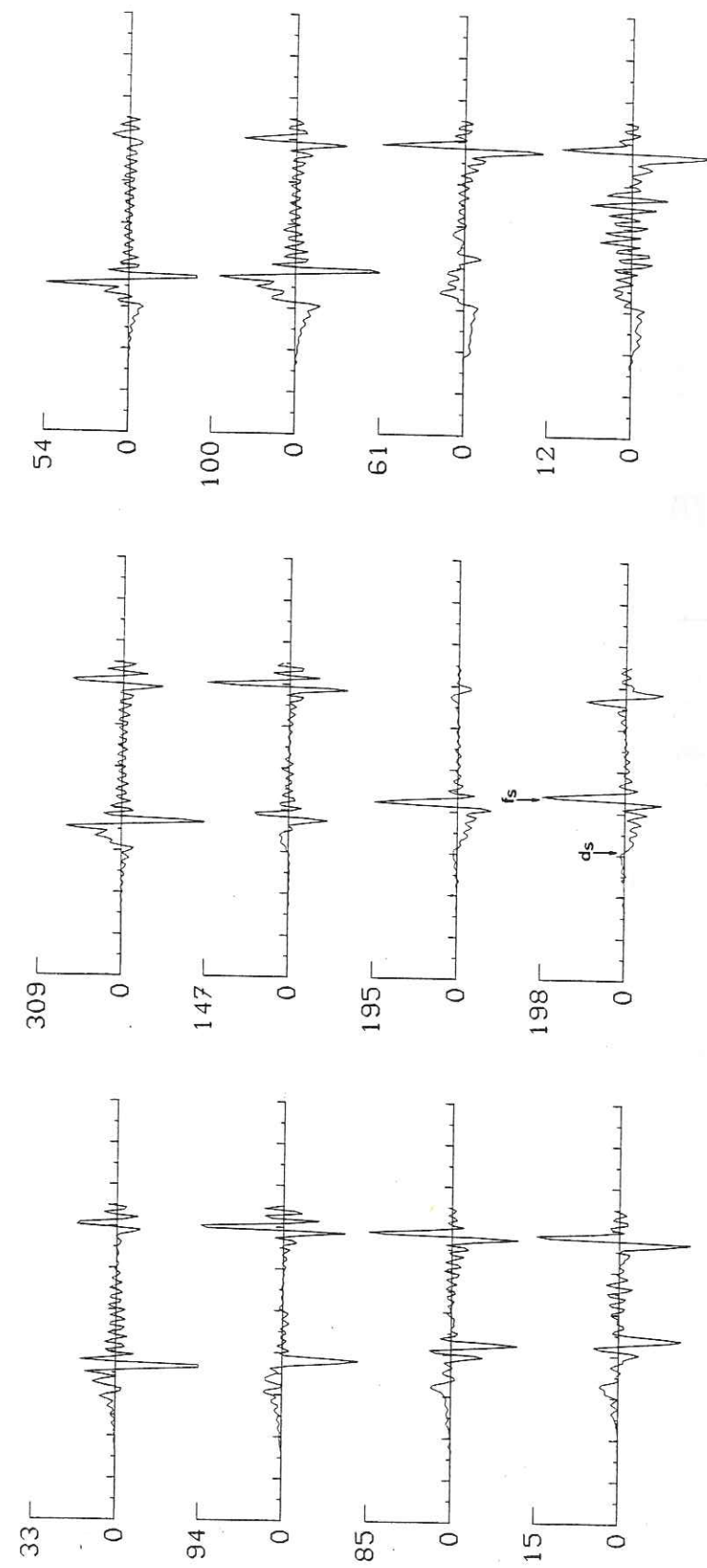


Figure V 5.

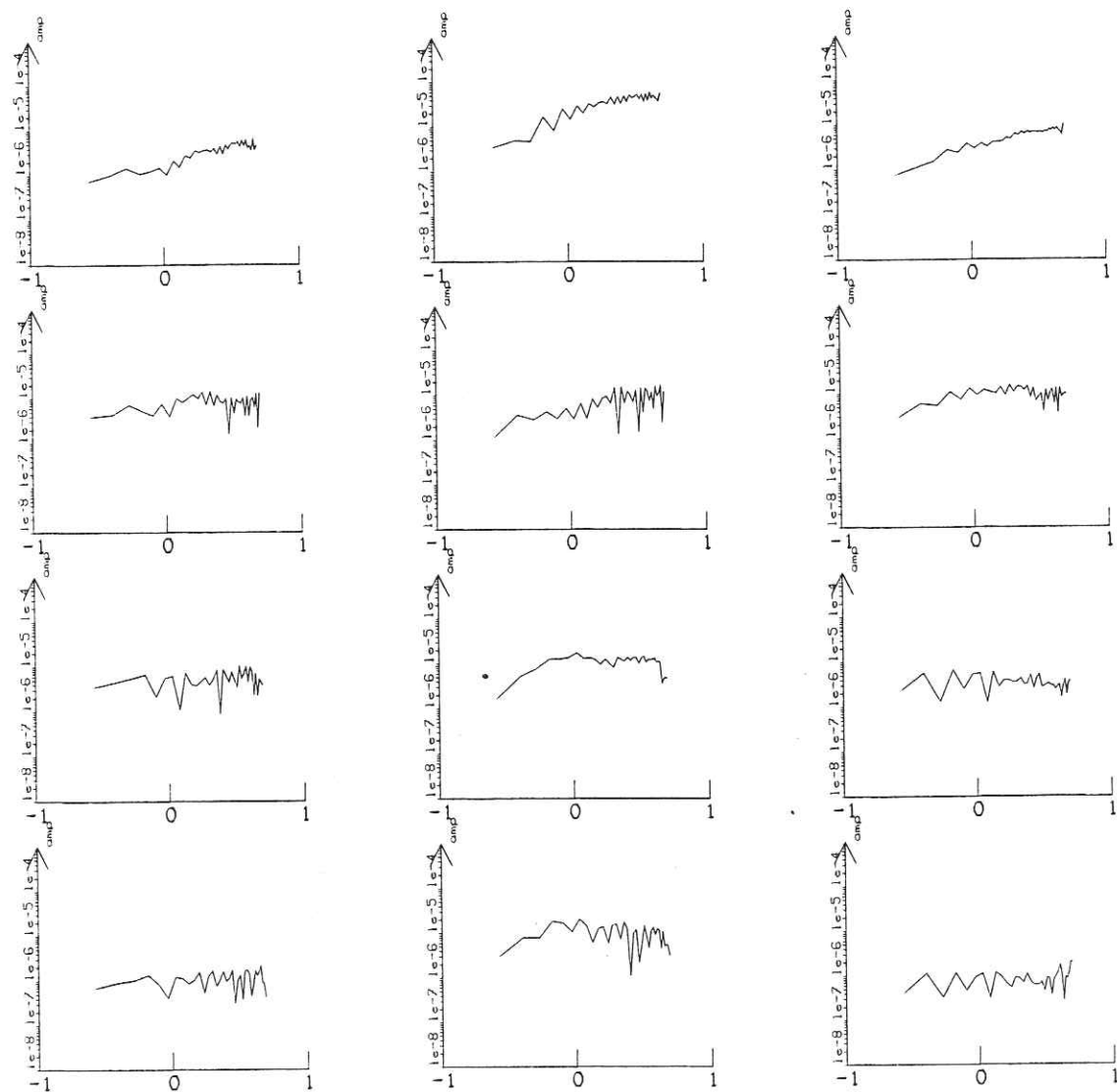


Figure V 6.

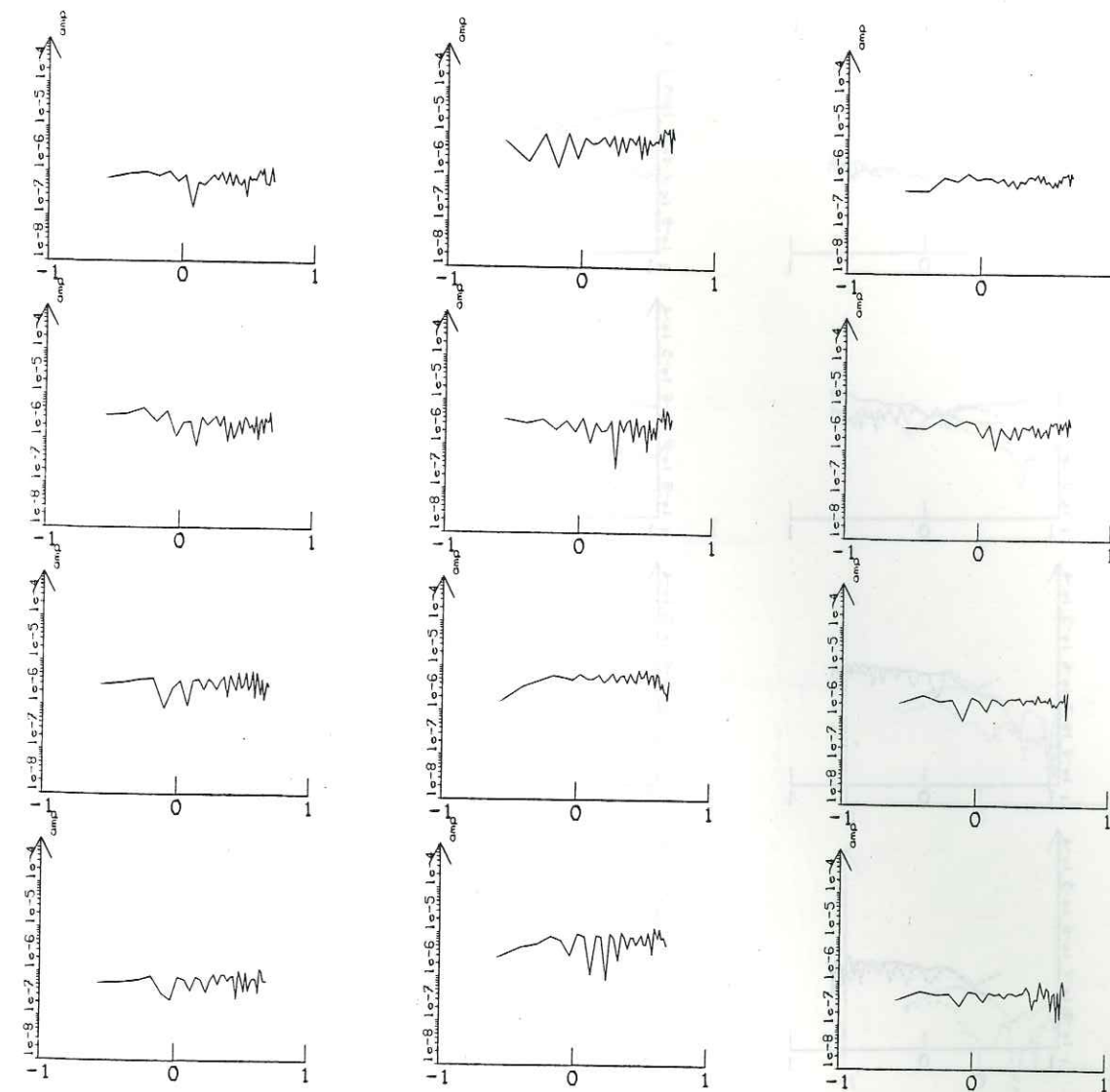


Figure V 7.

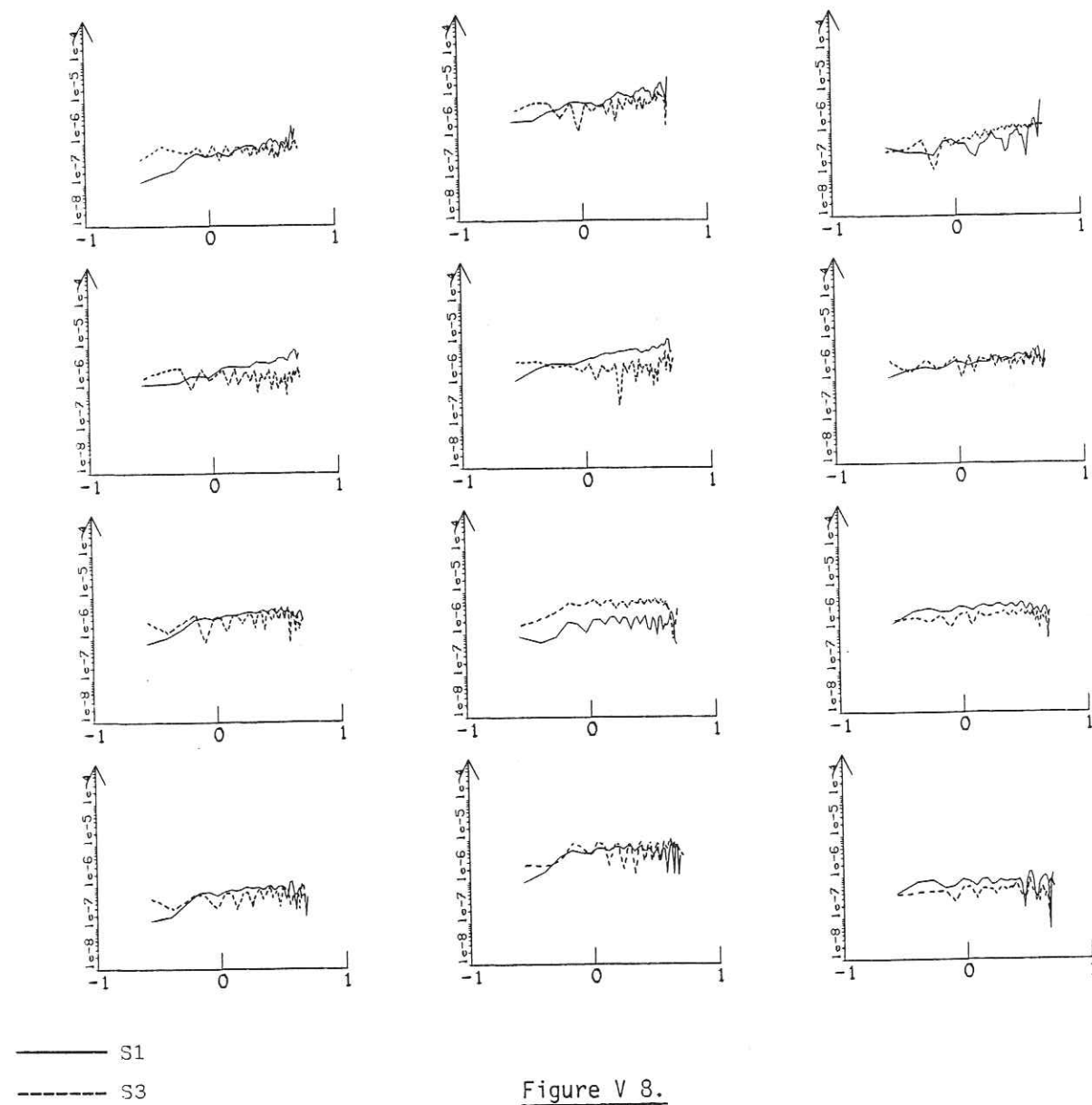


Figure V 8.

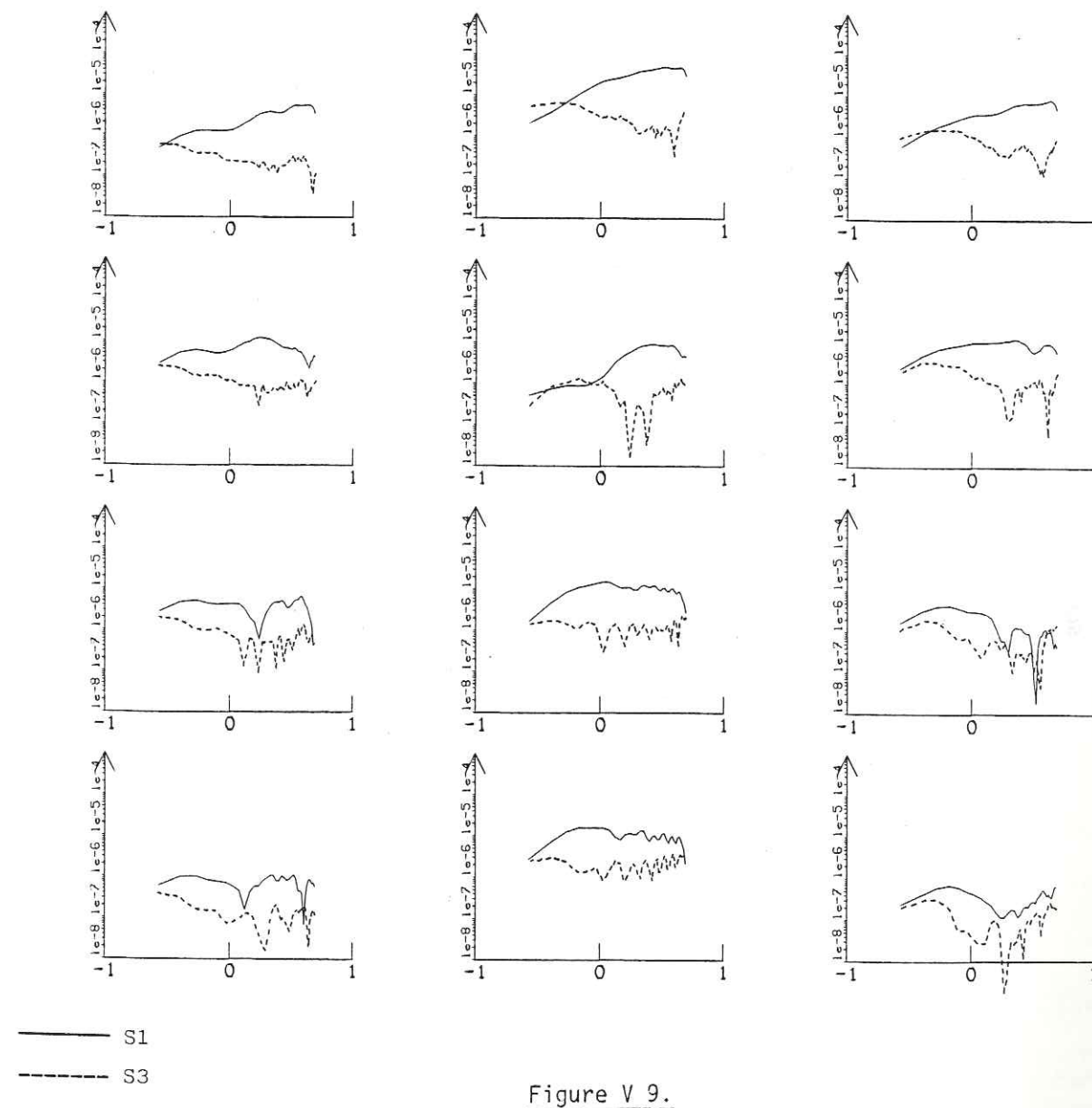
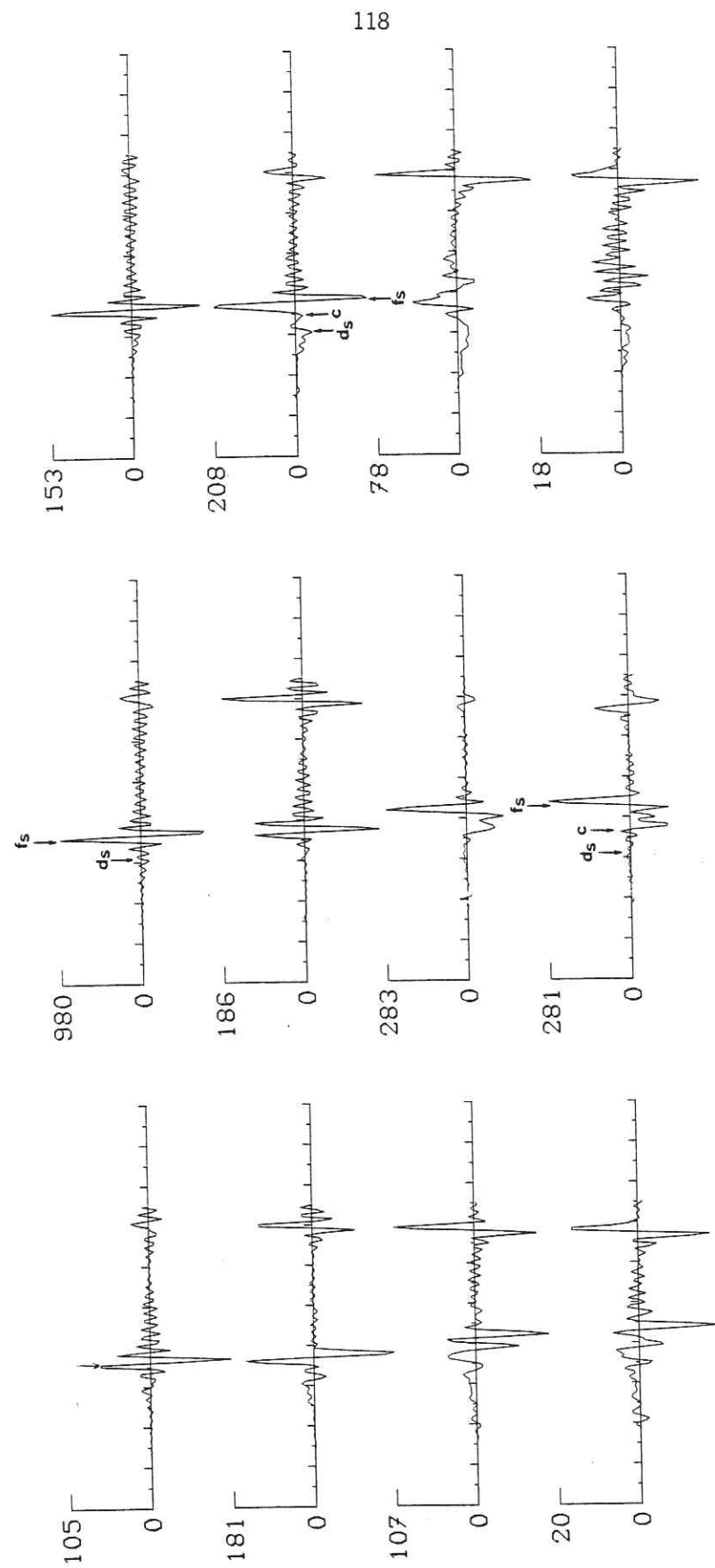


Figure V 9.

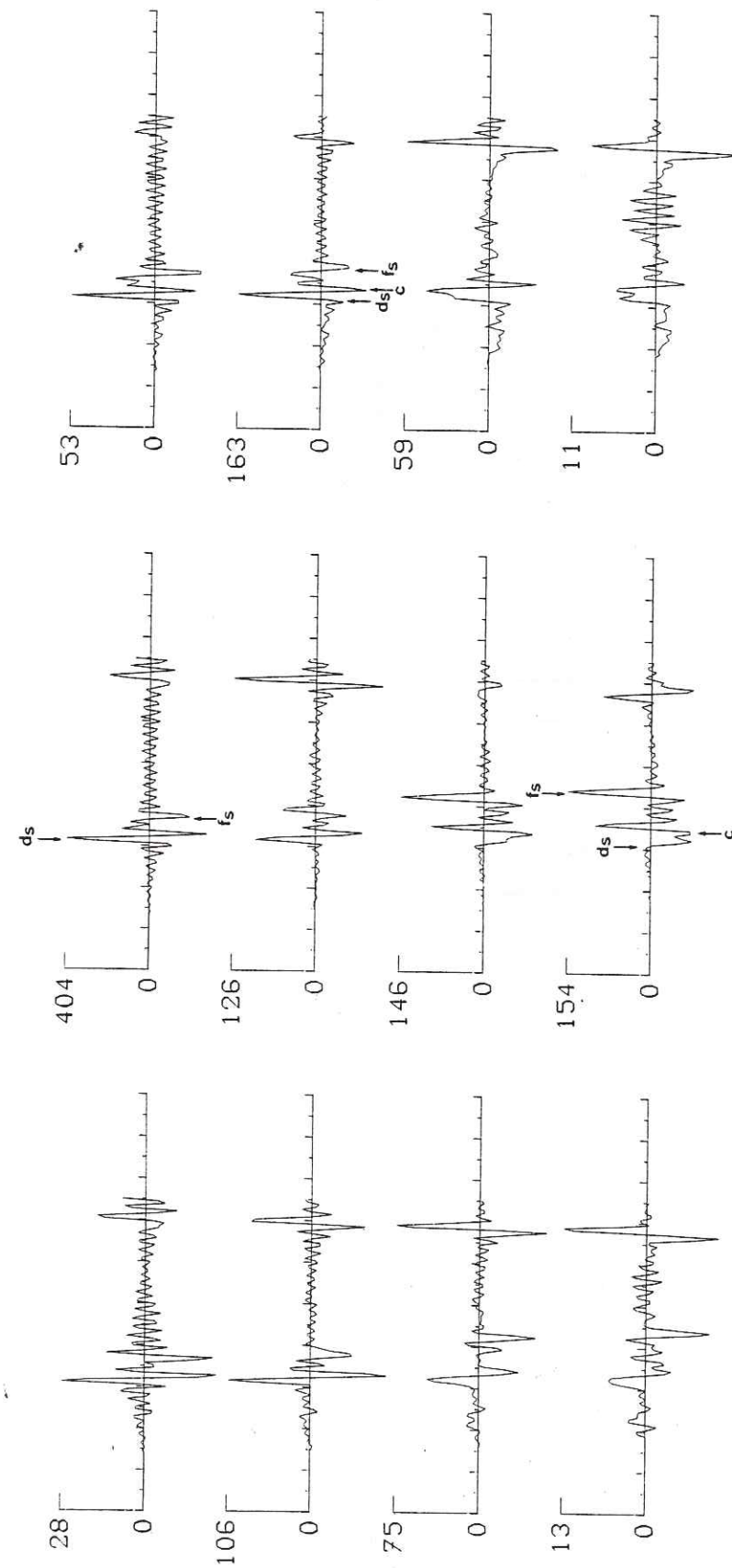
SC1



118

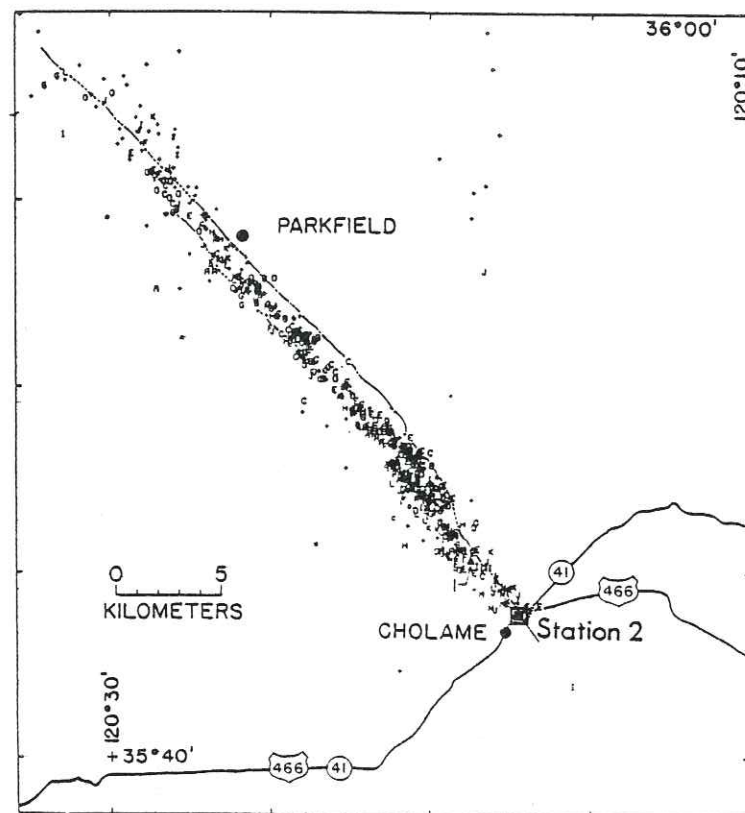
Figure V 10.

SC2

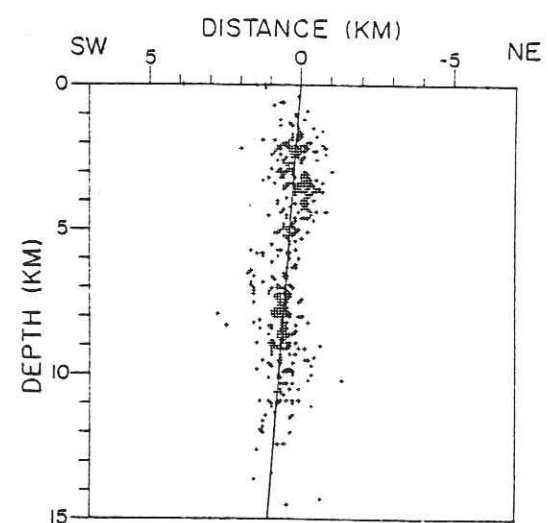


119

Figure V 11.



A



B

Figure V 12.

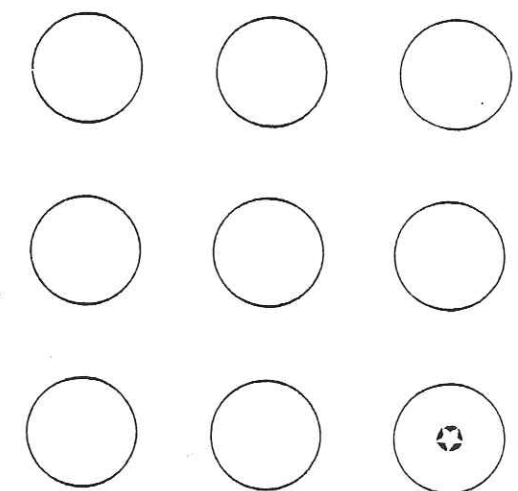
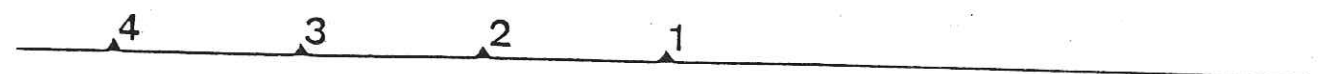
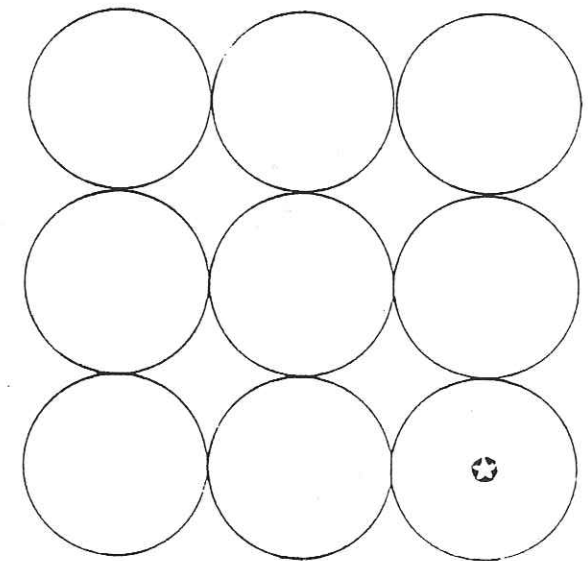


Figure V 13.

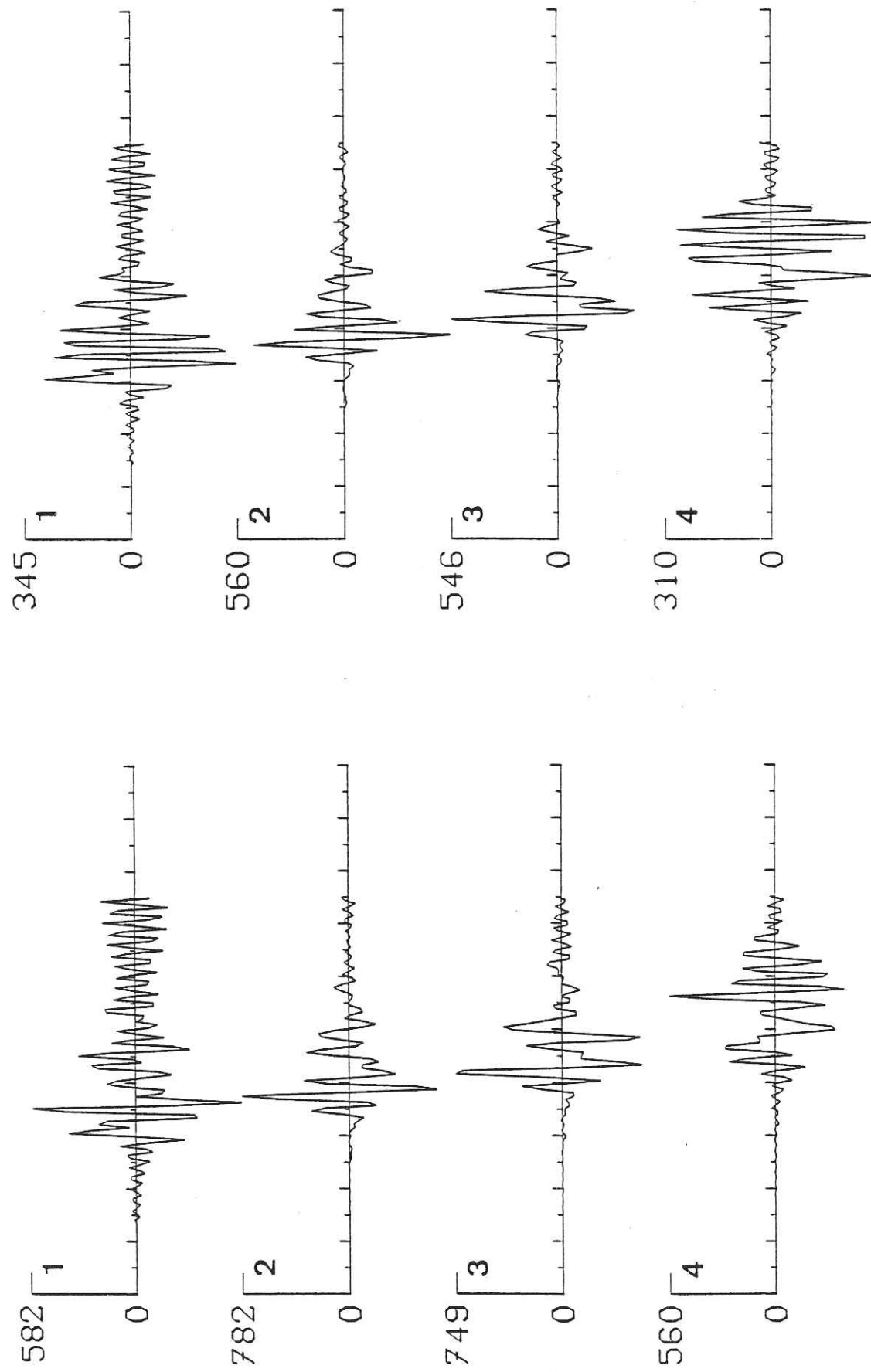


Figure V 14.

Figure V 15.

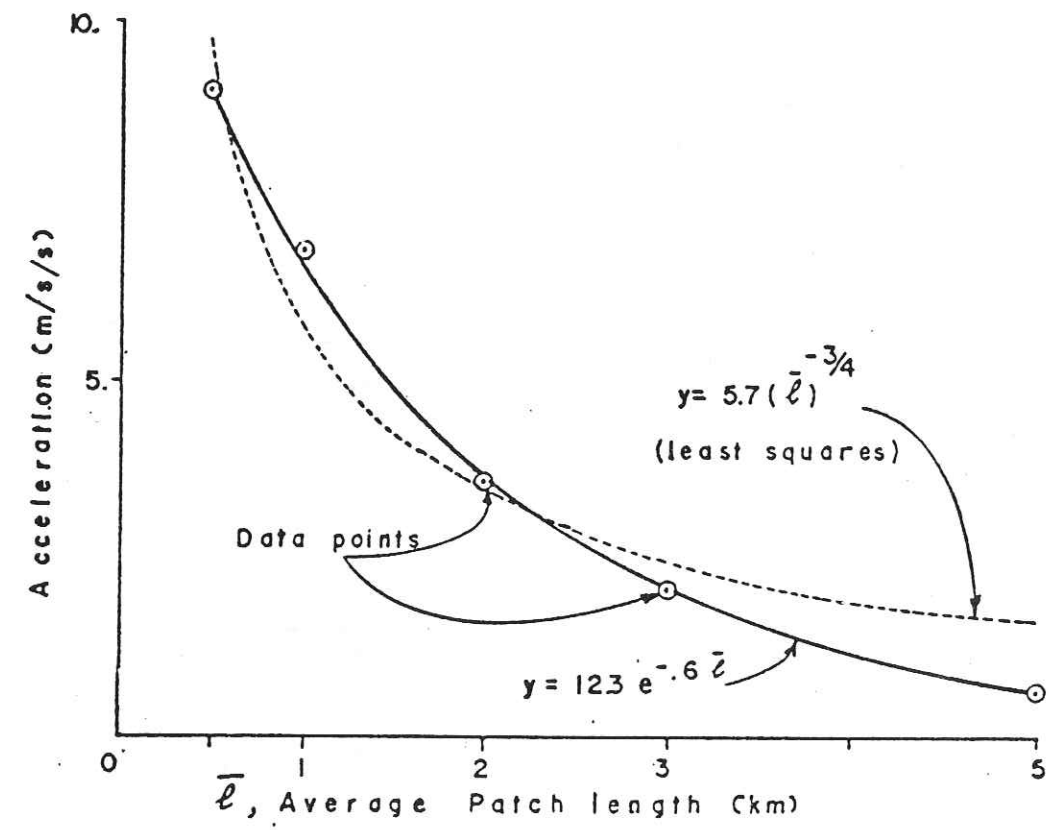


Figure V 16.

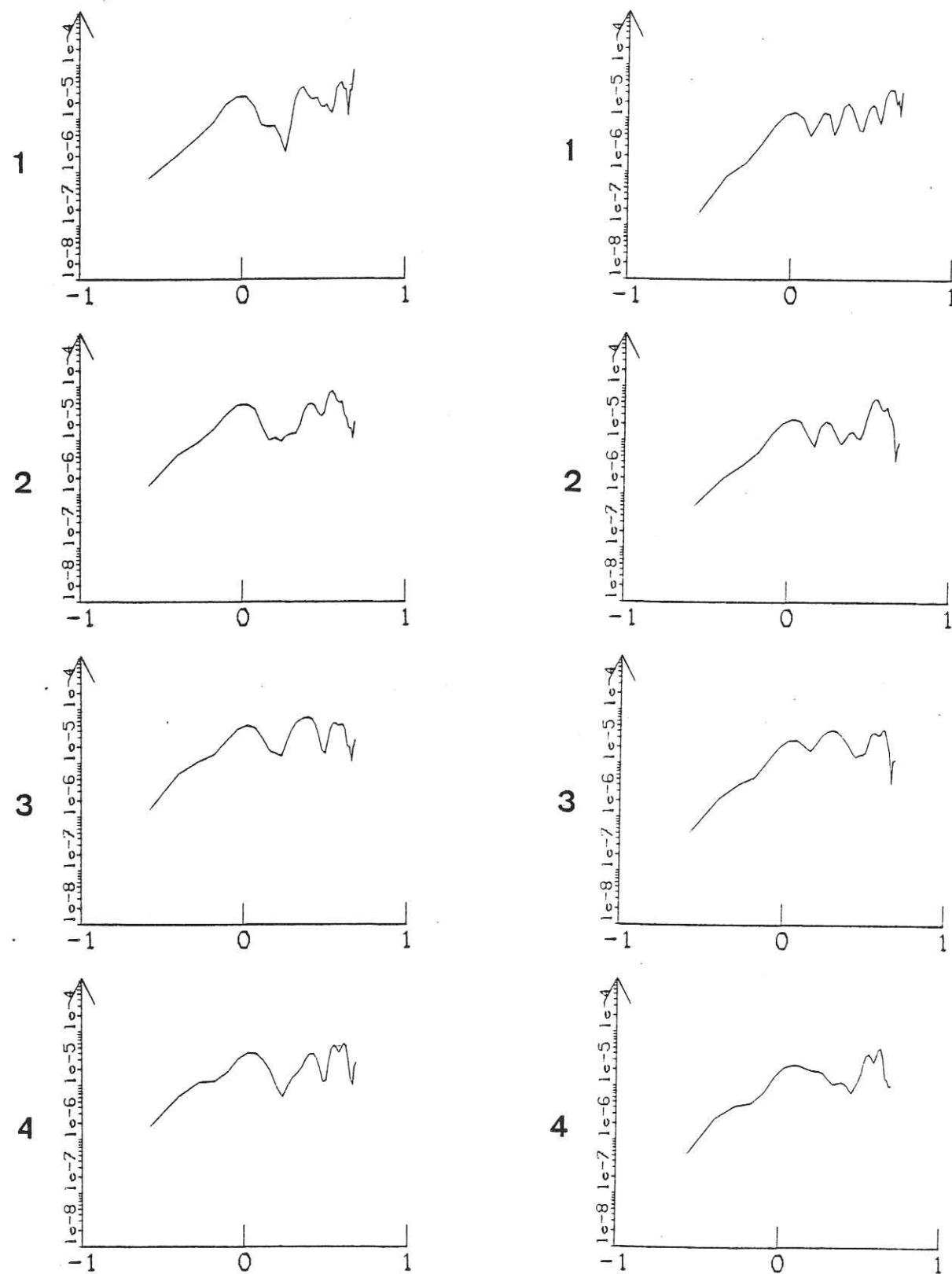


Figure V 17.

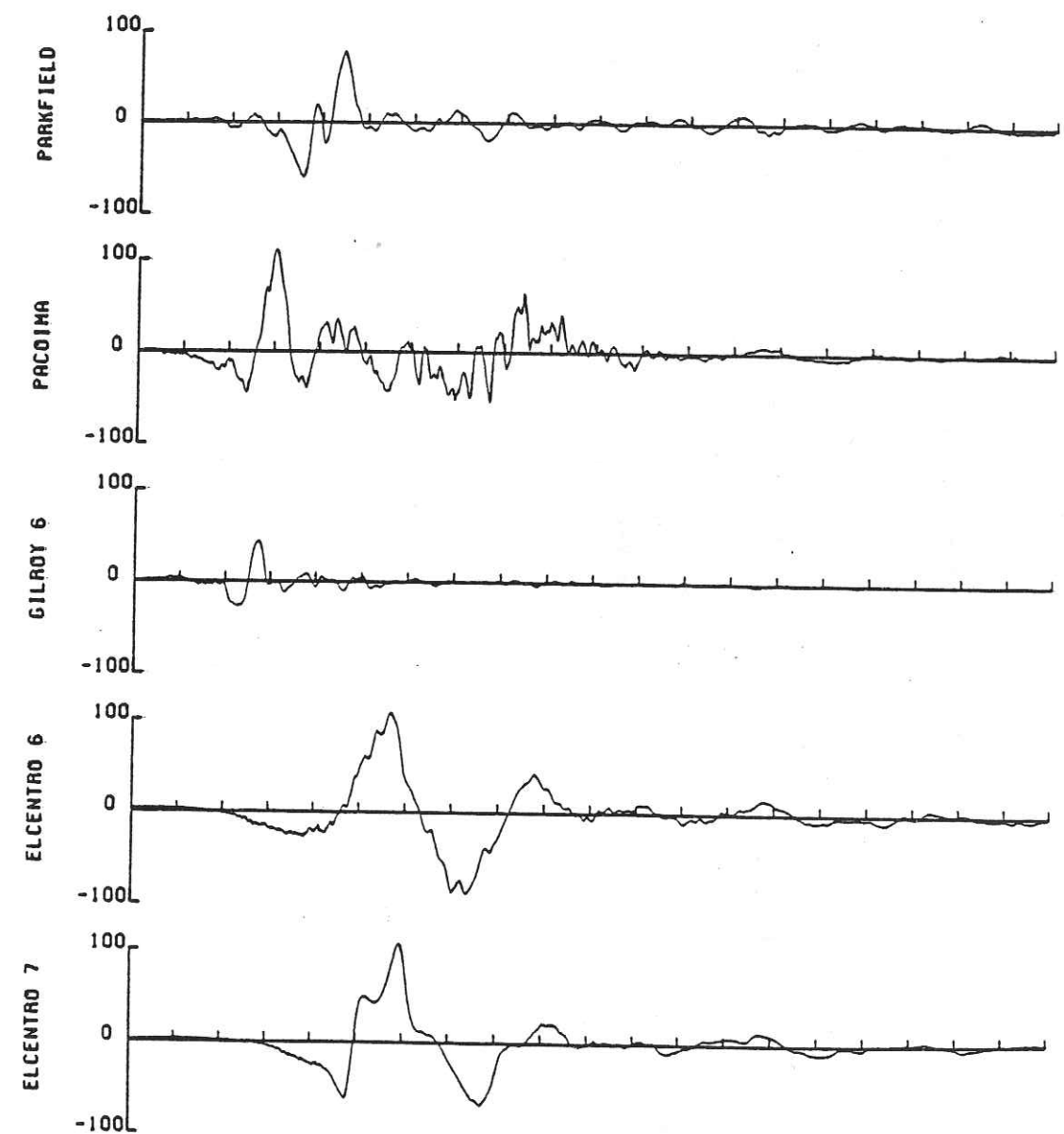


Figure V 18.

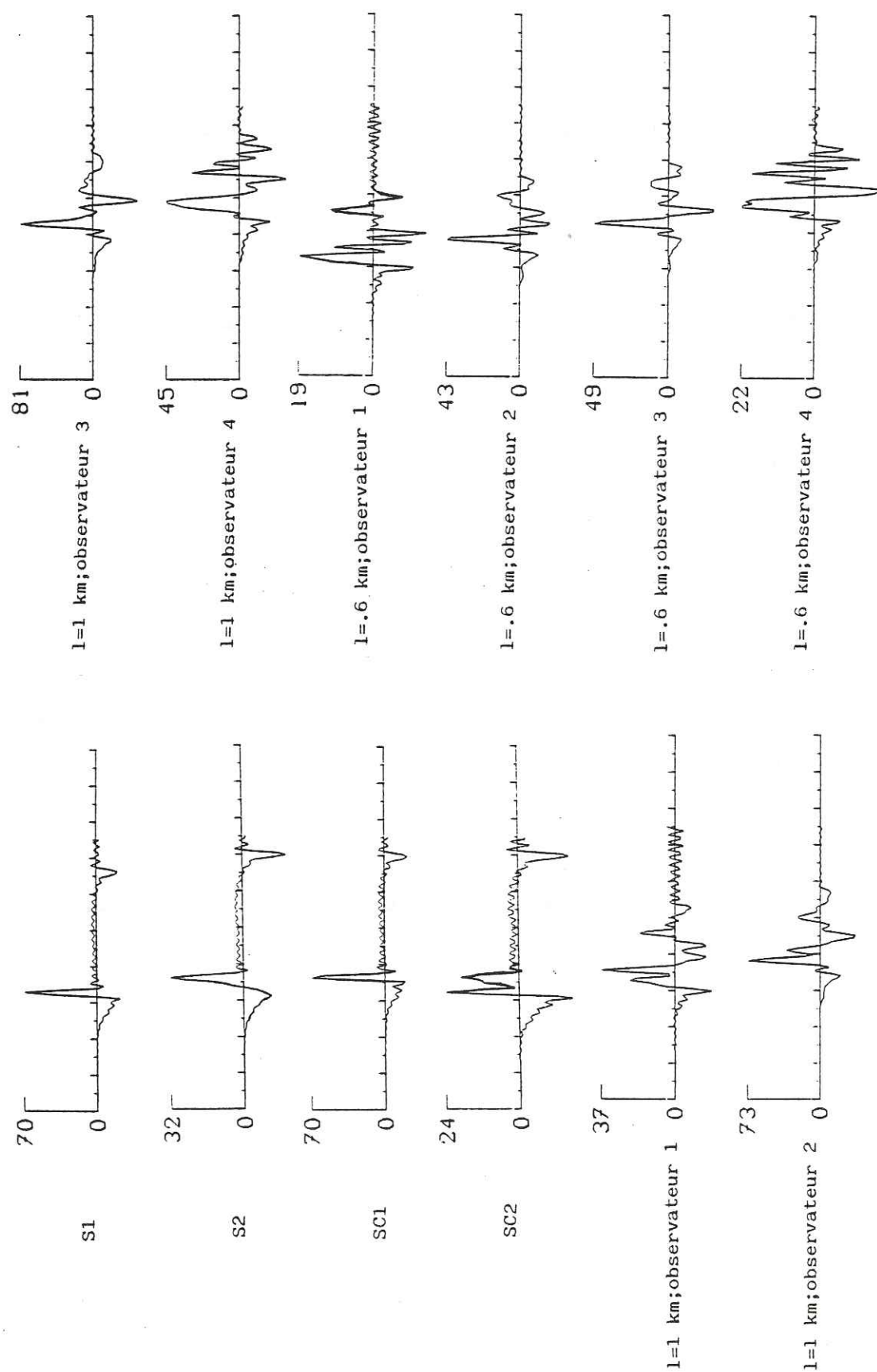


Figure V 19.

CONCLUSION

Dans une étude du rayonnement sismique en zone proche il est délicat de séparer le travail en deux parties : source et propagation d'onde. Il existe un couplage très fort entre ces deux aspects. Cependant, il est évident que suivant le rapport entre la dimension de la source et la distance d'observation, ce sera la propagation des ondes dans le milieu ou bien l'histoire de leur émission qui jouera le rôle le plus déterminant sur les mouvements du sol.

Dans un premier temps, nous avons considéré de petits séismes dont la source est assimilable à une rupture circulaire dynamique. Nous avons montré comment les mouvements du sol étaient différenciés des rayonnements théoriques à l'infini. L'étude du cas du demi-espace nous a permis de mettre en évidence trois points importants :

- l'absence de la forme d'onde associée à l'onde P à très faible distance épicentrale,
- la prédominance de l'onde SP sur les mouvements radiaux,
- la distorsion du spectre des mouvements verticaux et radiaux due au développement des ondes de surface qui conduit à de fortes surévaluations de la fréquence de coin.

Ce dernier point peut être d'une grande importance pratique.

L'existence de couches sédimentaires introduit de nombreuses ondes réfléchies et converties. Ces différentes arrivées peuvent être de grandes amplitudes et conduire à de mauvaises évaluations des temps d'arrivée des ondes S.

Les spectres des déplacements sont assez différents de ceux calculés pour la radiation à l'infini dans un espace homogène et qui servent de références. L'effet de l'atténuation se ramène à un filtrage passe-bas ; mais il faudrait faire une étude complémentaire en considérant une dépendance de Q avec la fréquence.

Ces calculs ont été appliqués au cas particulier de la Californie, où l'on a modélisé la décroissance des maxima de vitesse du sol dans un rayon de 100 km autour de la source, on a obtenu une relation de la forme $V \sim r^{-1.25}$ pour les séismes à 4 km de

profondeur et $V \sim r^{-1.65}$ pour des sources moins superficielles. Ces résultats sont cohérents avec les différentes observations. Il est donc possible d'obtenir, par la modélisation des renseignements très précieux pour l'évaluation du risque sismique.

Une autre application concerne les vitesses de phases des ondes associées à des arrivées d'énergie importantes, qui permettent d'évaluer les mouvements de rotation et de torsion qu'aura à subir un bâtiment. On a montré, qu'en l'absence de variations latérales de la géométrie du milieu, la vitesse de propagation des ondes dans la couche où se produit le séisme est la limite inférieure des vitesses de phase représentées dans le train d'onde. Ceci signifie que dans le cas d'une stratification plane, la présence de couches superficielles à faibles vitesses n'est pas cause d'augmentation des mouvements différentiels.

Considérant dans un deuxième temps le cas où l'extension de la source joue un rôle déterminant sur la forme des déplacements du sol, on a considéré le même modèle de rupture dynamique. Etudiant l'accélération du sol on a mis en évidence l'importance des phases de départ et d'arrêt de la rupture. En introduisant dans notre modèle une variation brutale de la vitesse de rupture on a montré qu'un tel événement dans la cinématique du front de rupture est responsable d'accélération qui, dans certains cas, sont supérieures à celles liées au début effectif de la rupture.

Dans le cas d'une source représentée par un réseau de rupture circulaire dynamique, on a montré l'importance de la dimension d'une source élémentaire sur l'amplitude des accélérations produites. Dans notre configuration, à moment sismique constant et en passant d'un rayon de la source élémentaire de 1 km à 0,6 km, l'accélération maximale est multipliée par 2.

Outre ces résultats, ce travail a permis de développer une méthode de calcul de sismogrammes synthétiques qui se prête à des modèles de source très sophistiqués. A l'aide de cet outil, il faudra maintenant passer au stade de l'interprétation de cas particuliers et pouvoir ainsi donner les éléments déterminants de l'étude quantitative du risque sismique.

- spectre des accélérations en champ proche (dynamique de la source),
- décroissance de l'énergie avec la distance.

Le problème fondamental qui dans cette optique, paraît le plus important est l'évaluation du niveau de coupure en fréquence (f_{\max}) et son éventuelle interprétation en termes de propriétés physiques d'une faille donnée.

REFERENCES.

- Aki, K. (1966). Generation and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964, Bull. Earthquake Research Inst. Univ. Tokyo (44), 23-88.
- Aki, K., M. Bouchon, B. Chouet and S. Das (1977). Quantitative prediction of strong motion for a potential earthquake fault, Annali di Geofisica, Vol. XXX, N. 3-4, 341-368.
- Aki, K. and P. G. Richards (1980). Quantitative seismology : Theory and Methods, volume II, W.H. Freeman and Company, San Francisco.
- Archuleta, R. and S. Hartzell (1981). Effects of fault finiteness on near source ground motion, Bull. Seism. Soc. Am. 71, 939-957.
- Bakun, W.H. (1970). Body-wave spectra and crustal structure : an application to the San Francisco Bay region, Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley, 124 pp.
- Bouchon, M. (1978 a). A dynamic source model for the San Fernando earthquake, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 1555-1576.
- Bouchon, M. (1978 b). The importance of the surface or interface P-wave in near-earthquake studies, Bull. Seism. Soc. Am. 68, 1293-1311.
- Bouchon, M. (1981). A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, Bull. Seism. Soc. Am. 71, 959-971.
- Bouchon, M. (1982). The rupture mechanism of the Coyote Lake earthquake of August 6 1979 inferred from near-field data, Bull. Seism. Soc. Am., in press.
- Bouchon, M. and K. Aki (1982). Strain, tilt and rotation associated with strong motion in the vicinity of earthquake fault, submitted to Bull. Seism. Soc. Am.
- Boatwright, J. (1980). A spectral theory for circular seismic sources ; simple estimates of source dimension, dynamic stress drop and radiated seismic energy, Bull. Seism. Soc. Am. 70, 1-28.

- Burridge R. et Knopoff, L. (1964). Body force equivalents for seismic dislocations, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 259-277.
- Das, S. (1976). A numerical study of rupture propagation and earthquake source mechanism. Ph. D. Thesis M.I.T. 1976.
- Dunkin, J.W. (1965). Computation of modal solutions in layered elastic media at high frequencies, Bull. Seism. Soc. Am. 54, 627-679.
- Durst, H. (1981). Digitale Erfassung und Analyse der physikalischen prozesse in den Erdbebenherden aus dem Bereich des Oberrheingrabens. Diplomarbeit, Geophysikalisches Institut der Universität Karlsruhe.
- Espinoza, A.F. (1977). Particule velocity attenuation relations : San Fernando earthquake of February 9, 1971, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 1195-1214.
- Harkrider, D.G. (1964). Surface waves in multilayered elastic media I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half space. Bull. Seism. Soc. Am. 54, 627-679.
- Hasegawa, H.S., P.W. Basham and M.J. Berry (1981). Attenuation relations for strong ground motion in Canada, Bull. Seism. Soc. Am. 71, 1943-1962.
- Helmberger, D.V. and S.D. Malone (1975). Modeling local earthquakes as shear dislocations in a layered half-space, J. Geophys. Res. 80, 4881-4888.
- Helmberger, D.V. and L.R. Johnson (1977). Source parameters of moderate size earthquakes and the importance of receiver crustal structure in interpreting observations of local earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 67, 301-313.
- Hermann, R.B. and M.J. Goertz (1981). A numerical study of peak ground motion scaling, Bull. Seism. Soc. 71, 1963-1979.
- Johnson L.R. and T.V. Mc Evilly (1974). Near field observations and source parameters of Central California earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 64, 1855-1886.
- Joyner, W.B. and D.M. Boore (1981). Peak horizontal acceleration and velocity from strong-motion records including records of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, Bull. Seism. Soc. Am. 71, 2011-2038.
- Kanamori, H. and D. Hadley (1975). Crustal structure and temporal velocity change in Southern California, Pure Appl. Geophys. 113, 257-280.

- Kostrov, B.V. (1964). Self-similar problems of propagation of shear cracks, J. Appl. Math. Mech. 28, 1077-1078.
- Lamb, H. (1904). On the propagation of tremors at the surface of an elastic, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 203, 1-42.
- Luco, J. E and D.A. Sotoripoulos (1980). Local characterization of free-field ground motion and effect of wave passage, Bull. Seism. Soc. Am. 70, 2229-2244.
- Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault, Bull. Seism. Soc. Am. 66, 639-666.
- Modiano, T. et D. Hatzfeld (1982). Experimental study of the spectral content for shallow earthquakes, en préparation.
- Papageorgiou, A. On an earthquake source model of inhomogeneous faulting and its applications to earthquake engineering, Ph. D. Thesis M.I.T.
- Rzyk I.M. et I.S. Gradsztajn. Tablice calek, sum, szeregow i iloczynow. Panstwowe wydawnictwo Naukowe. Warszawa 1964.
- Savy, J.B. (1978). In "Determination of seismic risk parameters : A stochastic Approach". The John A. Blume Earthquake engineering Center, Stanford, California, Report N° 34.
- Thatcher, W. and T.C. Hanks (1973). Source parameters of Southern California earthquakes, J. Geophys. Res. 78, 8547-8576.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 26 février 1982

Le Président de la thèse

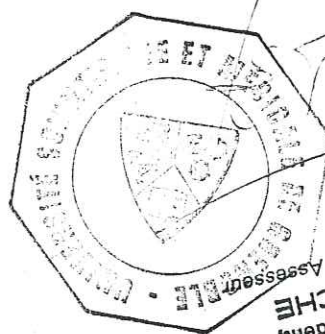

Guy PERRIER




Monsieur CAMPILLO Michel
Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le 9 mars 1982

Le Président de l'Université Scientifique et Médicale




Pour le Président,
M. TANCHE
Vice-Président Assesseur

RESUME

L'utilisation d'une méthode de calcul rapide et complète des mouvements produits par une dislocation dans un milieu élastique stratifié, a permis de caractériser la radiation sismique dans le cas de mécanisme de coulissage. Considérant d'abord le cas de petits séismes, on a étudié les différents effets qui perturbent le signal originel et rendent ainsi hasardeuse la détermination classique des paramètres à la source (hypothèse de Fraunhofer dans un espace homogène). S'intéressant tant aux signaux qu'à leurs spectres, on a successivement mis en évidence l'influence des termes du champ proche, du couplage avec la surface, l'effet de la structure locale et celui de l'atténuation dans chaque couche. Comme application à l'évaluation du risque et à l'ingénierie sismique, on a considéré un modèle de croûte complet et modelisé, entre 10 et 100 km de distance épacentrale, la décroissance des pics de vitesse du sol pour différentes profondeurs du foyer, puis l'on a déterminé quelles sont les vitesses de phase du train d'onde sismique associées avec de fortes énergies.

Considérant le cas de plus grands événements, on s'est intéressé moins au problème de propagation d'onde qu'à celui de l'effet de l'extension de la source. On a étudié ce qui, dans l'histoire d'une fracture, est cause de fortes accélérations. Dans ce sens on s'est intéressé aux cas d'une rupture dont l'expansion est discontinue et à une source composite. On a ainsi mis en évidence l'importance de la cinématique du front de rupture.

MOTS-CLES

Géophysique ; Sismologie ; Source sismique ; Risque sismique.