



HAL
open science

Propagation d'ondes en milieux anisotropes : application à la sismique entre puits

Philippe Jean

► **To cite this version:**

Philippe Jean. Propagation d'ondes en milieux anisotropes : application à la sismique entre puits. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1989. Français. NNT: . tel-00781643

HAL Id: tel-00781643

<https://theses.hal.science/tel-00781643>

Submitted on 28 Jan 2013

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.

TS 89/GRE1/0023

double

TS 89 / GREI / 0023



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

DOUBLE

ET

580

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : PHYSIQUE

Spécialité : Géophysique

par

Philippe JEAN

SUJET

PROPAGATION D'ONDES
EN MILIEUX ANISOTROPES:
APPLICATION A LA SISMIQUE ENTRE PUIITS

Soutenue le 22 Mars 1989 devant la Commission d'Examen

MM. G. PERRIER	Président Rapporteur
L. NICOLETIS	Rapporteur
M. BOUCHON	Directeur de thèse
K. BABOUR	Examineur
J.P. BOEHLER	Examineur
M. DIETRICH	Examineur



AVANT PROPOS

La connaissance précise du sous-sol impose des moyens d'investigation possédant une résolution adaptée à la taille des hétérogénéités qui veulent être décelées. De plus les propriétés propagatives des milieux ne doivent pas être considérées uniquement en terme d'isotropie. Ce travail a pour but d'étudier à la fois le problème direct de la propagation des ondes dans une géométrie de puits-à-puits, qui est actuellement la méthode permettant la plus haute résolution des milieux, et le problème direct de la propagation des ondes dans les milieux anisotropes.

Dans une première partie nous allons, à l'aide de simulations numériques, nous intéresser au comportement des ondes lors de leur propagation dans un milieu stratifié plan, avec un dispositif d'acquisition de puits-à-puits. L'accent sera mis sur l'influence de la position de la source sur le champ d'onde émis, et sur la génération de phases complexes comme les ondes guidées, les ondes coniques ou les ondes réfractées.

Dans une deuxième partie nous allons étudier en détail les propriétés des ondes se propageant dans les milieux isotropes transverses. Deux types de milieux engendrant de l'isotropie transverse seront plus particulièrement étudiés à l'aide de simulations numériques. Ce sont dans les deux cas des milieux isotropes présentant des hétérogénéités de composition organisées. Les premiers sont caractérisés par une variation verticale des vitesses pouvant être périodique ou non, alors que les seconds contiennent des fissures possédant une orientation préférentielle.

1^{ère} PARTIE :

SIMULATIONS NUMERIQUES DE PROPAGATION

D'ONDES DANS

UNE GEOMETRIE DE PUIITS-A-PUITS

Introdu

Par

perme

profil

l'onde

deux

dir. à

compos

détermi

méthod

ondes

autre

Mét

électr

scop

l'opti

l'opti

l'opti

l'opti

l'opti

l'opti

I Introduction

Parmi les méthodes d'exploration géophysique, la technique de puits-à-puits permet une bonne résolution des domaines auxquels elle est appliquée. En effet, la position en profondeur de la source et des récepteurs dans des puits différents, est idéale pour déterminer les caractéristiques de vitesses du domaine situé entre les deux puits. Cette géométrie permet l'étude de cette zone en transparence, c'est-à-dire à partir des phases directes. Les mesures des temps d'arrivée des ondes de compression étant faites pour plusieurs positions de source dans le puits, la détermination des hétérogénéités de vitesses peuvent alors être faites par des méthodes tomographiques. Du fait de la position d'émission et de réception, les ondes ne sont pas sujettes à l'atténuation induite par la couche altérée superficielle, alors que celle-ci joue un rôle important dans les techniques d'acquisition de surface. Mais cette technique présente aussi des inconvénients. Tout d'abord, il est nécessaire de disposer de puits se prêtant à ce type d'étude. De plus ces puits servant à l'exploitation, la source utilisée ne devra pas les détériorer. Ce sont donc principalement des problèmes d'appareillage qui se posent. En ce qui concerne la réception des ondes, la technologie est maintenant bien maîtrisée, car elle est depuis longtemps utilisée pour les profils sismiques verticaux. Par contre la conception de source mécanique pose d'importants problèmes technologiques. Et leur utilisation n'est devenue courante que depuis peu de temps. En ce qui concerne la propagation d'onde, l'effet du tubage s'avère être d'une grande importance. En effet, de fortes

ondes dites de Stoneley, sont générées à l'interface entre le tubage et le fluide de forage. Celles-ci se propagent le long du tube en émettant une partie de leur énergie dans les matériaux encaissant. L'amplitude de ces ondes étant très importantes, certaines phases utilisables seront alors masquées. De plus la distance entre le puits récepteur et le puits émetteur doit être faible si l'on veut éviter de voir apparaître des phases complexes. La stratification des niveaux géologiques étant souvent proche de l'horizontale, l'incidence des ondes sur ces plans devient rapidement grande quand l'offset entre puits augmente, ce qui est favorable à la génération de phases réfractées, coniques ou d'ondes piégées.

L'exposé de ce travail est présenté sous la forme d'un article en anglais, précédé d'un résumé en français.

II Résumé

Ce travail a pour but d'étudier l'influence de la position de la source, du type de la source sur la propagation du champ d'onde dans un milieu stratifié plan, et d'observer l'importance que prendront certaines phases complexes quand la distance entre puits augmentera. Les effets du tubage ne seront pas pris en compte. Le calcul complet des sismogrammes synthétiques a été effectué par la méthode des nombres d'onde discrets, couplée à la méthode de propagation de Kennett. Les résultats montrent, dans le cas où la source est située dans une couche dont les vitesses de propagation des ondes sont plus grandes que celles des couches voisines, que l'énergie du front d'onde diminue rapidement à partir de la profondeur de la source au plus l'offset entre les puits augmente. Des ondes guidées apparaissent dans des couches où les vitesses sont faibles. Comme celles-ci proviennent de l'interférence d'onde n'ayant pas une incidence postcritique sur les interfaces limitant ces couches, des rayonnement d'énergie dans les couches avoisinantes sont observables à partir des différents modes de ces ondes guidées. Quand la source se situe dans une couche où les vitesses de propagation des ondes sont faibles par rapport à celles des couches voisines, les effets vont être très différents. A partir d'offsets relativement faibles, le front direct va avoir une incidence critique sur les interfaces limitant la couche source. Ce qui va engendrer une onde guidée de très forte amplitude. L'essentiel de l'énergie sortira de la couche source, sous la forme d'onde de cisaillement. Mais quel que soit leur mode de création, les diagrammes de polarisation de ces ondes guidées montrent un mouvement elliptique prograde suivant la direction de propagation.

III Publication: Cross-borehole simulation of wave propagation

Abstract

Synthetic seismograms have been used to study elastic wave propagation in multi-layered media for cross-borehole geometries. The calculation are done using the discrete wavenumber method. We compute the wavefield for a series of receiver arrays located at various offsets to follow the evolution of the wavefronts and the distribution of the seismic energy in space. The results show the complexity of the wavefield at large offsets. Trapped waves and conical waves perturb the identification of direct and primary reflected phases. The display of polarization diagrams of the guided waves shows elliptical prograde motions. The source position plays an important role on the energy distribution within the medium. In order to study this dependency, we compare the cases of sources located in relatively low and high velocity layers. In the former case, most of the energy is trapped within the source layer and in the neighboring region and propagates horizontally. The S converted waves generated at the interfaces bounding the source layer have larger amplitude than the direct P wave. When the source is placed in a relatively high velocity layer the energy of the P wavefront spreads rapidly throughout the medium as the offset increases.

Introduction

Over the past few years, the cross-borehole technique has become an increasingly used tool to study the subsoil with high resolution. Undesirable effects linked to near-surface propagation and inherent to other exploration techniques do not occur. The small distance between source and receivers allows the obtaintion of accurate informations on rock properties. The applications of this technique in civil engeneering are multiple (McCann et al, 1986). The results of velocity determination have been shown to be very accurate and capable of giving useful information on media inhomogeneity (Butler and Curro, 1981). Inversion methods based on ray tracing have been developed for cross-borehole geometries (e.g. Bois et al, 1971; Menke, 1984). In many experiments, however, the phases used for the inversion are hidden by high energy trapped waves. This phenomen can be simulated numerically only by a complete calculation of the wavefield. In such an attempt, Korn and Stockl (1982) have used a finite difference method to simulate Love waves propagating in a coal seam. We shall use here the discrete wavenumber method (Bouchon, 1981) to construct synthetic seismograms and simulate the propagation of P, SV, and SH waves in a cross-borehole geometry. We shall study more specially the influence of the source type and position on the wavefield propagation and on its evolution with horizontal offset.

Method

The discrete wavenumber method has been described in a serie of papers (Bouchon and Aki (1977), and Bouchon (1979,1981)). This method gives accurate solutions in the near field, and can be easily connected with propagator type methods for flat layered media. Dietrich and Bouchon (1985) have coupled it with the modified Dunkin's formulation (1965) of the Thomson-Haskell's method (Haskell, 1953; Harkrider, 1964), to simulate vertical seismic profiles. Yao and Harkrider (1983) have adapted the discrete wavenumber method with Kennett's reflection and transmission matrix method (Kennett (1974), Apsel (1979), Kennett and Kerry (1980), Kennett (1984)). We shall improve here, only the wavefield propagation in the particular geometry of cross-borehole using Kennett's method. Two configurations of source receivers must be envisioned for cross-borehole simulation, the receivers are above the source or inversely the receivers are below the source. The displacements expression have been developped by Kennett and Kerry (1979) in the two cases. The depth position of receiver and source are respectively z_r and z_s . Using Kennett and Kerry's notation, we have :

for a receiver above the source :

$$w(z_R) = (M_U^R + M_D^R R_U^{FR}) [I - R_D^{RS} R_U^{FR}]^{-1} T_U^{RS} [I - R_D^{SL} R_U^{FS}]^{-1} (R_D^{SL} \Sigma_D - \Sigma_U)$$

for a receiver below the source :

$$w(z_R) = (M_D^R + M_U^R R_D^{SL}) [I - R_U^{RS} R_D^{SL}]^{-1} T_D^{RS} [I - R_U^{FS} R_D^{SL}]^{-1} (\Sigma_D - R_U^{FS} \Sigma_U)$$

where R_U^{RS} , T_U^{RS} and R_D^{RS} , T_D^{RS} are the reflection and transmission matrices of respectively, upgoing and downgoing waves, for the layer stacks between source and receiver levels,

R_U^{FS} , R_U^{FR} are the reflection matrices for upgoing waves of the layer stacks located respectively between source and free surface and receiver and free surface,

R_D^{SL} , R_D^{RL} are the reflection matrices for downgoing waves of the layer stacks located respectively between source and deepest layer and receiver and deepest layer,

M_U^R , M_D^R are the transformation matrices of wave vector into displacement vector for up and downgoing waves,

Σ_U , Σ_D are the discontinuities of the wavefield introduced by the source.

The reflection and transmission matrices for up and downgoing waves for a layer stacks are calculated recursively by the formulas :

$$R_D^{jj} = R_D^{jj-1} + T_D^{jj-1} R_D^{jj-1} (I - R_U^{jj-1} R_D^{jj-1})^{-1} T_D^{jj-1}$$

$$T_D^{ij} = T_D^{j-1j}(I - R_U^{j-1j}R_D^{j-1j})^{-1}T_D^{j-1j}$$

$$R_U^{ij} = R_U^{j-1j} + T_D^{j-1j}R_U^{j-1j}(I - R_D^{j-1j}R_U^{j-1j})^{-1}T_U^{j-1j}$$

$$T_U^{ij} = T_U^{j-1j}(I - R_D^{j-1j}R_U^{j-1j})^{-1}T_U^{j-1j}$$

where i, j are the index layers. The calculation begin with the elementary matrices indexed by $i, i+1$. The recursiveness is made on the second index. The elementary reflection and transmission matrices for a downgoing incident wave are defined by :

$$R_D = \begin{pmatrix} r_{pp}^D & r_{ps}^D \\ r_{sp}^D & r_{ss}^D \end{pmatrix}, \quad T_D = \begin{pmatrix} t_{pp}^D & t_{ps}^D \\ t_{sp}^D & t_{ss}^D \end{pmatrix}$$

The matrix elements are the amplitudes of the waves designated by the second index and generated by reflection or transmission from a unit amplitude downward incident wave, designated by the first index. The T_U and R_U matrices are defined in the same way for upward incident waves. The wavefield discontinuities Σ_D and Σ_U are derived from the source potential, their expressions are given by Harkrider (1964) for different source types.

Result presentation

We use the method to simulate numerically the propagation of seismic waves in the cross-borehole geometry. We investigate in particular the effect of source position and source type on the observed waves field. The layers properties of the stratified medium considered are given in Table 1. Within this medium two source locations are chosen such that in one case the source is in a layer of high velocity relatively to the neighboring formation and in the other case the source is located in a low velocity layer. The source types considered are an explosion and an horizontal point force applied either radially or transversely with respect to the vertical plane intersecting source and receiver.

Synthetic seismograms

All the synthetic seismograms presented are calculated for a time window of 0.64 seconds and a cut-off frequency of 100 Hz. The source function used, is a gaussian pulse. Its spectrum is defined by :

$$s(\omega) = -\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} e^{-\frac{\omega^2}{4\alpha}} \quad \text{with } \alpha = \frac{16 \ln 2}{t_0^2}$$

where t_0 is the time width of the pulse at half the maximum amplitude.

We compute the dilatation and the horizontal and vertical displacements at a vertical array of receivers, regulary spaced at 50 m interval between 500 m and 2100 m depth. For each observable, the seismograms are normalized with respect to the maximum of all the traces. We first consider the case of an explosive source located at 1490 m depth in a high velocity layer and having a peak frequency equal to 30 Hz. Figure 1 shows the seismograms obtained at an offset of 800 m. On the dilatation traces we can identify the up and downgoing waves corresponding to the primary reflections on the interfaces located respectively below and above the source. The peak amplitudes are associated with the direct front, except in the source layer and in its vicinity, where the energy of the direct pulse is very weak. Complex wave patterns develop within the two low-velocity layers located below the source. They result from the superposition of a conical wave propagating along the high-velocity interface present at the bottom of these two layers, and a partially trapped wave induced by the overcritical incidence of the direct front at this same interface. This guided wave is dispersed and exhibits a higher frequency content at its onset. The source layer is affected by this disturbance because of the relatively long wavelength of the pulse with respect to the layer thickness. The same

phenomenon takes place in the low velocity layer located at 2000 m depth. The displacement representation, particularly the horizontal component, shows the importance of the converted S waves.

The corresponding traces obtained when the seismic source is an horizontal point force acting in the source-receivers plane are depicted in Figure 2. The generation of S waves by the source adds complexity to the waveforms. Some new phases, not present in the explosion case appear. In particular a second guided wave train of high amplitude develops inside the low-velocity layer located at 2000 m depth. The results obtained in the case where the force is applied transversely to the source-receivers plane are displayed in Figure 3. As previously, they show the presence of partially trapped waves in the two low velocity layers located below the source.

We now investigate the case where the source is located in a low velocity layer. The depth considered is 1570 m. The results obtained when the source is an explosion point are depicted in Figure 4. The receivers geometry and source offset are the same as in Figure 1. On the dilatation diagram one sees that most of the energy propagates in the source layer in the form of a guided wave with high amplitude preceded by a refracted arrival travelling in the overlaying high velocity layer. This phenomenon is due to by the total reflection of the direct front at the layer interfaces when the incidence angle is beyond critical. A second trapped wave train is clearly visible on the vertical displacement traces around 0.4 s. We can attribute it to the total reflection of the S converted waves. The wave partially trapped in the low velocity layer located at 2000 meters depth arrives later than in the previous case, but has a higher amplitude relatively to the direct front. On the displacement traces the S converted waves display a large amplitude. In particular the upgoing S wave generated at the interface overlaying the source layer has a higher amplitude than the P wavefront.

The synthetic profiles obtained when the source is an horizontal point force parallel to the source-receivers plane are presented in Figure 5. The second wave train trapped in the source layer and made up multiply reflected S waves has a much higher amplitude than in the explosion case and is even present on the dilatation traces through converted energy. When the force is applied in the direction normal to the source-receivers plane, the only non-zero observable is the transvers displacement, which is depicted in Figure 6. Like for the two other source types, a large part of the energy is trapped within the source layer. This guided SH wave train propagates at a velocity slower than the corresponding SV wave energy (Figure 5).

Polarization

In order to complement the study of the different phases previously identified, we display in Figure 7 the particle motion at an array of 21 by 21 receivers regularly spaced at an interval of 80 m in depth and in horizontal offset. The time window considered starts 0.15 s after the explosive source excitation and lasts for 0.05 s. In the case where the source is located in a high velocity layer one first observe the longitudinal motion of the P wavefront. The transverse motion of the S converted waves follows with a much larger amplitude at the receivers located below the source than at the receivers above. The waves guided within the two low-velocity layers below the source display an elliptical prograde motion. In the case where the source is embedded in a low velocity layer, the S converted waves have a higher amplitude relatively to the P wavefront than in the previous case. The first wave train trapped in the source layer is characterized by an elliptical prograde motion with its major axis oriented along the horizontal direction, while the second trapped wave train has the same type of motion but oriented in the vertical direction.

Wavefield snapshots

For a better visualisation of the whole wavefield, we present snapshots of the dilatation and displacement produced by down-hole explosive source throughout the medium. This is done by calculating the wavefield at each node of a square network of 81 by 81 receivers located at 20 m interval (Figure 8). We use color scale to display amplitudes. We again consider the two cases of a source located in a high and in a low velocity layer, by placing the excitation at respectively 1490 m and 1840 m depth. Figure 9 and 10 display the dilatation and the displacement 0.24 s after the pressure pulse is emitted by the source. The difference between the two configurations is striking. In the case where the source is located in a high velocity layer the energy is spread quite uniformly throughout the medium except in the layers neighboring the source where the dilatation and the displacement field are the weakest. On the contrary when the source is located in a low velocity layer, most of the energy is confined to the source layer and to its immediate vicinity. The energy is trapped in the low velocity formation in the form of P and S waves multiple reflected at the layer boundary beyond the critical angle.

Wavefront evolution

The evolution with time of the 'direct' wavefront is presented in Figure 11 for the two configurations and in the case where the observable is the dilatation. In

both cases the width of the wavefront does not appear to change significantly with time. The wavefront amplitude decay is considerably slower for the trapped waves than for the non-guided energy.

Direct P pulse

We now focus our attention on the direct P wave pulse which is the first signal recorded along the downhole profile. We study this pulse in the case of an explosive source having peak spectral frequency of 200 Hz. The source medium-receivers geometry is the same as the are previously used. The results show the displacement in a narrow window of .02 s centered around the arrival time of the direct P wave, and the polarization figure for the duration of the time window. The normalization is made independently at each receivers. Figure 12 shows the results for the high velocity source layer case. We observe clearly the change of polarization direction in the different layers. In the layer above the source a second arrival is superposed on the direct pulse. It is probably the S wave generated at the crossing of the interface. Likewise in the two low velocity layers below the source the direct wavefront is disturbed by S wave generation. In the bottom low-velocity layer the transverse motion is as important as the longitudinal motion.

The corresponding diagrams for the case where the source is located in a low-velocity layer are show in Figure 13. The polarization direction in the layer above the source is nearly horizontal. In the source layer a refracted arrival preceeds the direct pulse. Below the source the direct pulse is followed by a second less energetic arrival like in the high velocity source layer case the receivers located in the bottom low-velocity layer display a large S wave motion following the P polarization.

Conclusion

We have shown simulations of wave propagation in cross-borehole geometries and we have investigated the effect of source type and source position on the observed wavefield. The source location within the medium has a determining influence on the recorded downhole profile. When the source radiates in a low velocity layer high amplitude trapped waves are generated. The energy transmitted outside the source layer then contains a large proportion of S waves. Whereas when the source is located in a high velocity layer the energy is scattered from the source layer and spreads out rapidly throughout the medium.

References

- Aki, K. and Richards, P. G., 1980, Quantitative seismology : Theory and Methods : W. H. Freeman and Co.
- Bouchon, M., 1979, Discrete wavenumber representation of elastic wave fields in three space dimensions : J. Geophys. Res.,**84**, 3609-3614.
- Bouchon, M., 1981, A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media : Geophysics,**50**, 224-234.
- Butler, D.K. and Curro, J.R., 1981, Crosshole seismic testing - Procedure and pitfalls : Geophysics,**46**, 23-29.
- Dietrich, M. and Bouchon, M., 1985, Synthetic vertical seismic profiles in elastic media : Geophysics,**50**, 224-234.
- Dunkin, J. W., 1965, Computation of modal solutions in layered elastic media at high frequencies : Bull. Seis. Soc. Am.,**55**, 335-358.
- Fuchs, K. and Müller, G., 1971, Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations : Geophys. J. R. astr. Soc.,**23**, 417-433.
- Harkrider, D. G., 1964, Surface waves in multilayered elastic media. I Rayleigh and Love waves from buried source in a multilayered elastic half-space : Bull. Seis. Soc. Am.,**54**, 627-679.
- Kelly, K. R., Ward, R. W., Treitel, S., Alford, R. M., 1976, Synthetic seismograms : a finite difference approach : Geophysics,**41**, 2-27.
- Kennett, B. L. N., 1979, Theoretical reflection seismograms for an elastic medium : Geophys. Prospecting,**27**, 301-321.
- Kennett, B. L. N., 1980, Seismic waves in a stratified half-space. II Theoretical seismograms : Geophys. J. R. astr. Soc.,**61**, 1-10.
- Kennett, B. L. N., 1983, Seismic wave propagation in stratified media : Cambridge University Press.
- Kennett, B. L. N. and Kerry, N. J., 1979, Seismic waves in a stratified half-space : Geophys. J. R. astr. Soc.,**57**, 557-583.
- Korn, M. and Stöckl, H., 1982, Reflection and transmission of Love channel

waves at coal seam discontinuities computed with finite difference method : J. Geophys.,**50**, 171-176.

- McCann, D. M., Baria, R., Jackson, P. D., Green A. S. P., 1986, Application of cross-borehole seismic measurements in site investigation surveys : Geophysics,**51**, 914-929.
- Menke, W., 1984, The resolving power of cross-borehole tomography : Geophys. Res. Lett.,**11**, 105-108.
- Yao, Z. X., Harkrider, D. G., 1983, A generalized reflection-transmission coefficient matrix and discrete wavenumber method for synthetic seismograms : Bull. Seis. Soc. Am.,**73**, 1685-1699.

Figure captions

- Figure 1** : synthetic seismograms at 800 m offset for an explosive source at 1490 m depth in a high velocity layer. (a) dilatation, (b) vertical displacement, (c) horizontal displacement.
- Figure 2** : synthetic seismograms at 800 m offset for a radial point force at 1490 m depth in a high velocity layer. (a) dilatation, (b) vertical displacement, (c) radial displacement.
- Figure 3** : transverse displacement at 800 m offset for a transverse point force at 1490 m depth in a high velocity layer.
- Figure 4** : synthetic seismograms at 800 m offset for a source at 1570 m depth in a low velocity layer. (a) dilatation, (b) vertical displacement, (c) horizontal displacement.
- Figure 5** : synthetic seismograms at 800 m offset for a radial point force at 1570 m depth in a low velocity layer. (a) dilatation, (b) vertical displacement, (c) radial displacement.
- Figure 6** : transverse displacement at 800 m offset for a transverse point force at 1570 m depth in a low velocity layer.
- Figure 7** : particle motion motion between 0.15 and 0.2 s at a grid of 21 by 21 receivers regularly spaced at 80 m interval. (a) source at 1490 m depth in a high velocity layer. (b) source at 1570 m depth in a low velocity layer.
- Figure 8** : receiver network used for the wavefield snapshots representation.
- Figure 9** : snapshots of the dilatation 0.24 s after the source excitation. (a) source located at 1490 m depth in a high velocity layer. (b) source located at 1840 m depth in a low velocity layer.
- Figure 10** : snapshots of the horizontal and vertical displacements 0.24 s after the source excitation. (a) source at 1490 m depth in a high velocity layer. (b) source at 1840 m depth in a low velocity layer.
- Figure 11** : snapshots of the compressional wavefront at 5 different times from 0.1 s to 0.5 s. (a) source at 1490 m depth in a high velocity layer. (b) source at 1840 m depth in a low velocity layer.
- Figure 12** : P wavefront synthetic seismograms for a pulse with peak spectral

frequency of 200 Hz. The explosive source is located at 1490 m depth in a high velocity layer.

- Figure 13** : P wavefront synthetic seismograms for a pulse with peak spectral frequency of 200 Hz. The explosive source is located at 1570 m depth in a low velocity layer.

Layer parameters						
n	Depth m	Vp m/s	Vs m/s	Density	Qp	Qs
1	500.	2500.	1250.	2.	50.	25.
2	550.	3500.	2000.	2.2	80.	40.
3	850.	2800.	1500.	2.15	80.	40.
4	1100.	3800.	2100.	2.3	100.	50.
5	1200.	4200.	2400.	2.4	200.	100.
6	1280.	3300.	1800.	2.35	160.	80.
7	1410.	3700.	2100.	2.4	200.	100.
8	1550.	4500.	2600.	2.55	300.	150.
9	1600.	3500.	1950.	2.5	200.	100.
10	1640.	3900.	2250.	2.55	220.	110.
11	1680.	4700.	2700.	2.6	300.	150.
12	1800.	4100.	2300.	2.57	250.	125.
13	1860.	3500.	2000.	2.4	200.	100.
14	1910.	4000.	2300.	2.5	240.	120.
15	1950.	4200.	2420.	2.55	260.	130.
16	1980.	4600.	2650.	2.65	300.	150.
17	2050.	3200.	1840.	2.45	200.	100.
18	∞	5500.	3150.	2.8	400.	200.

Table 1

SOURCE : EXPLOSION

offset x = 800. m.

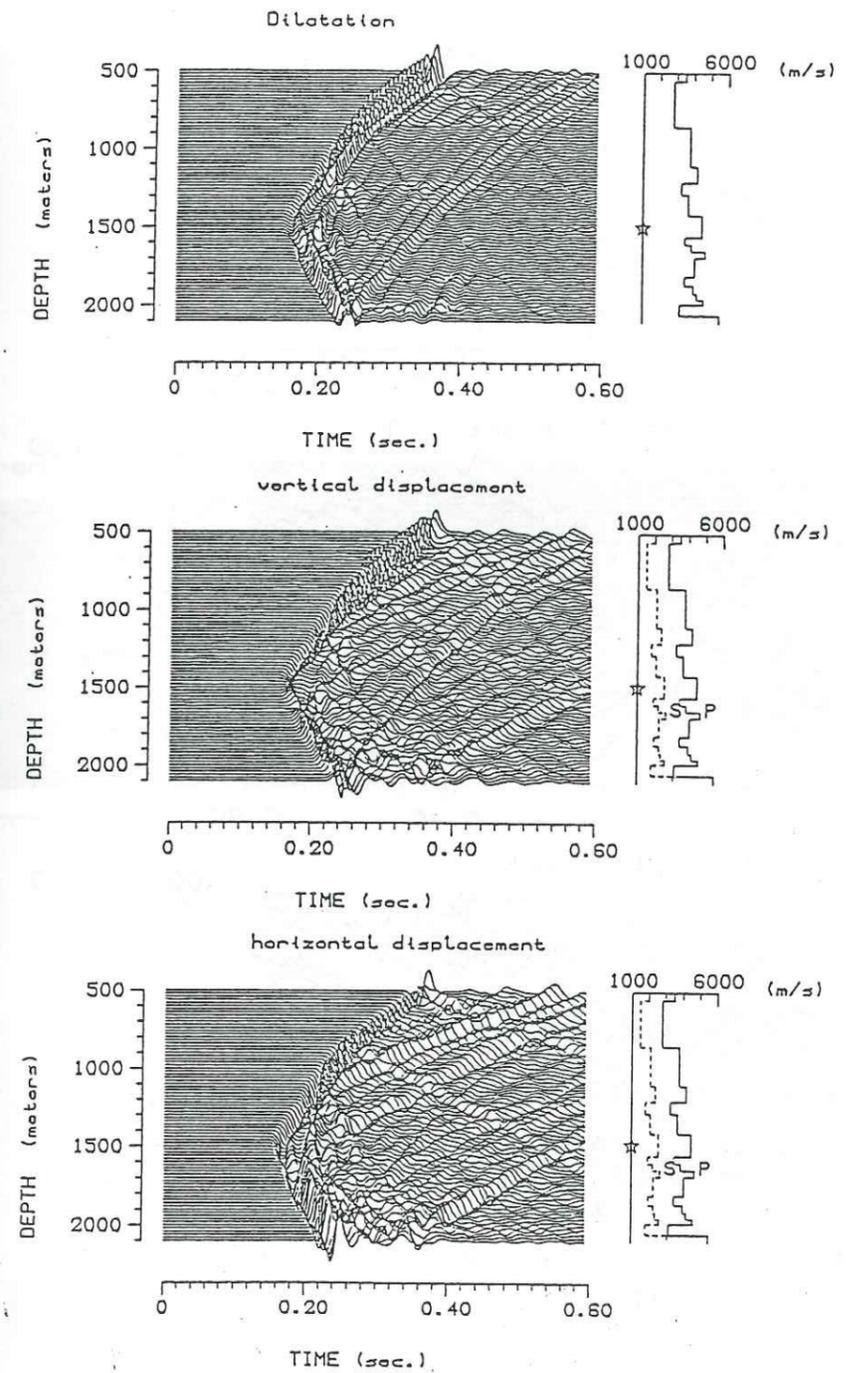


Figure 1

SOURCE : RADIAL POINT FORCE

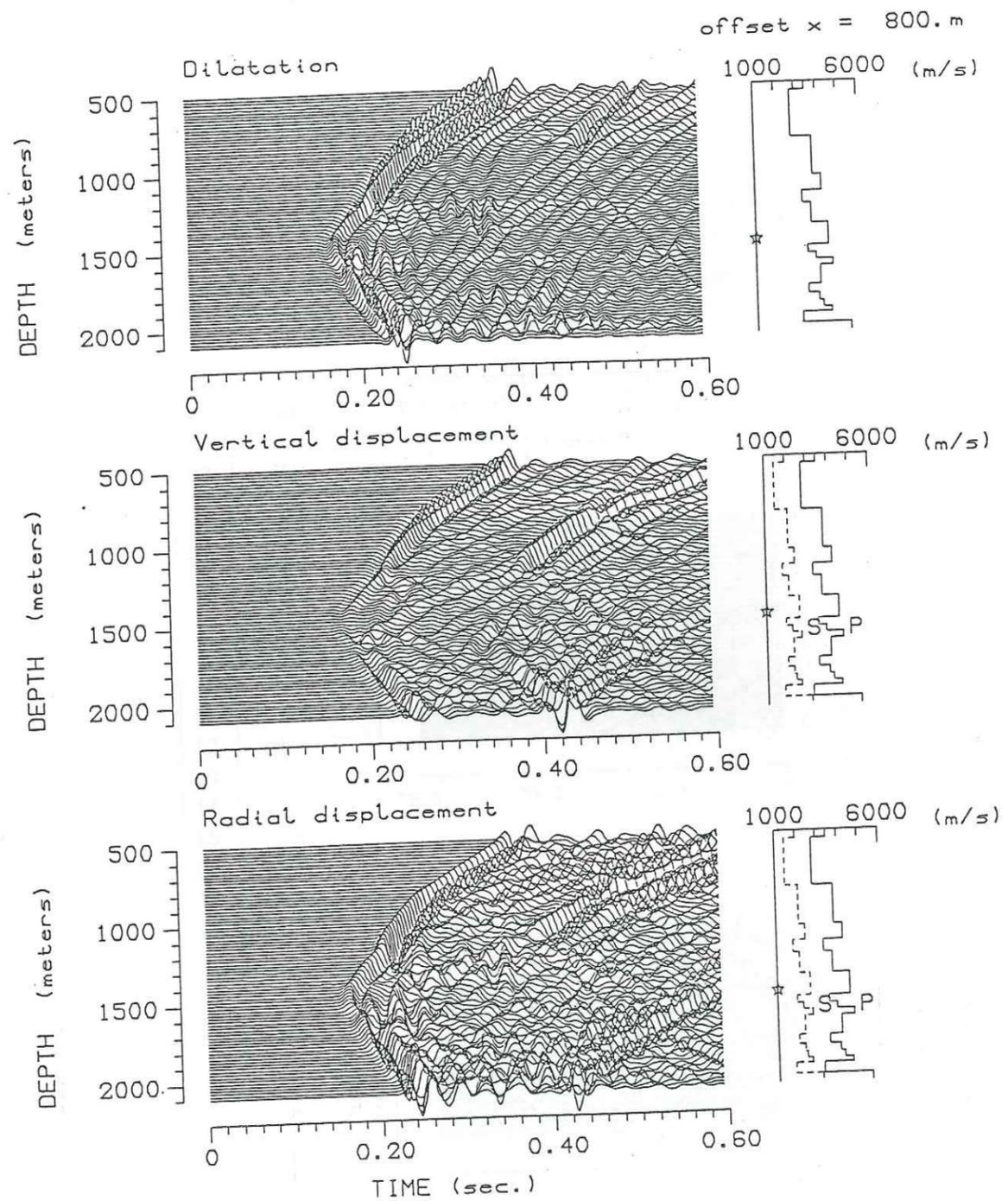


Figure 2

SOURCE : TRANSVERSE POINT FORCE

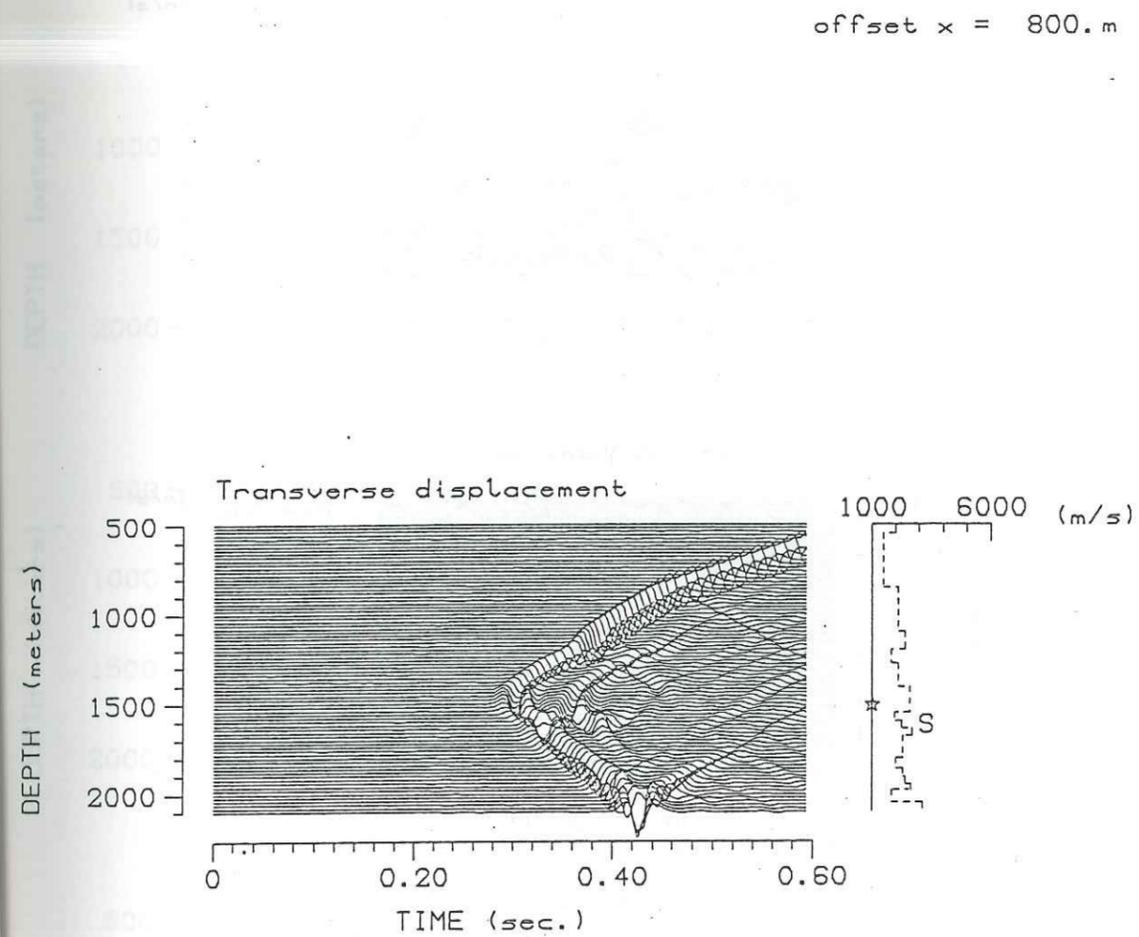


Figure 3

SOURCE : EXPLOSION

offset x = 800. m.

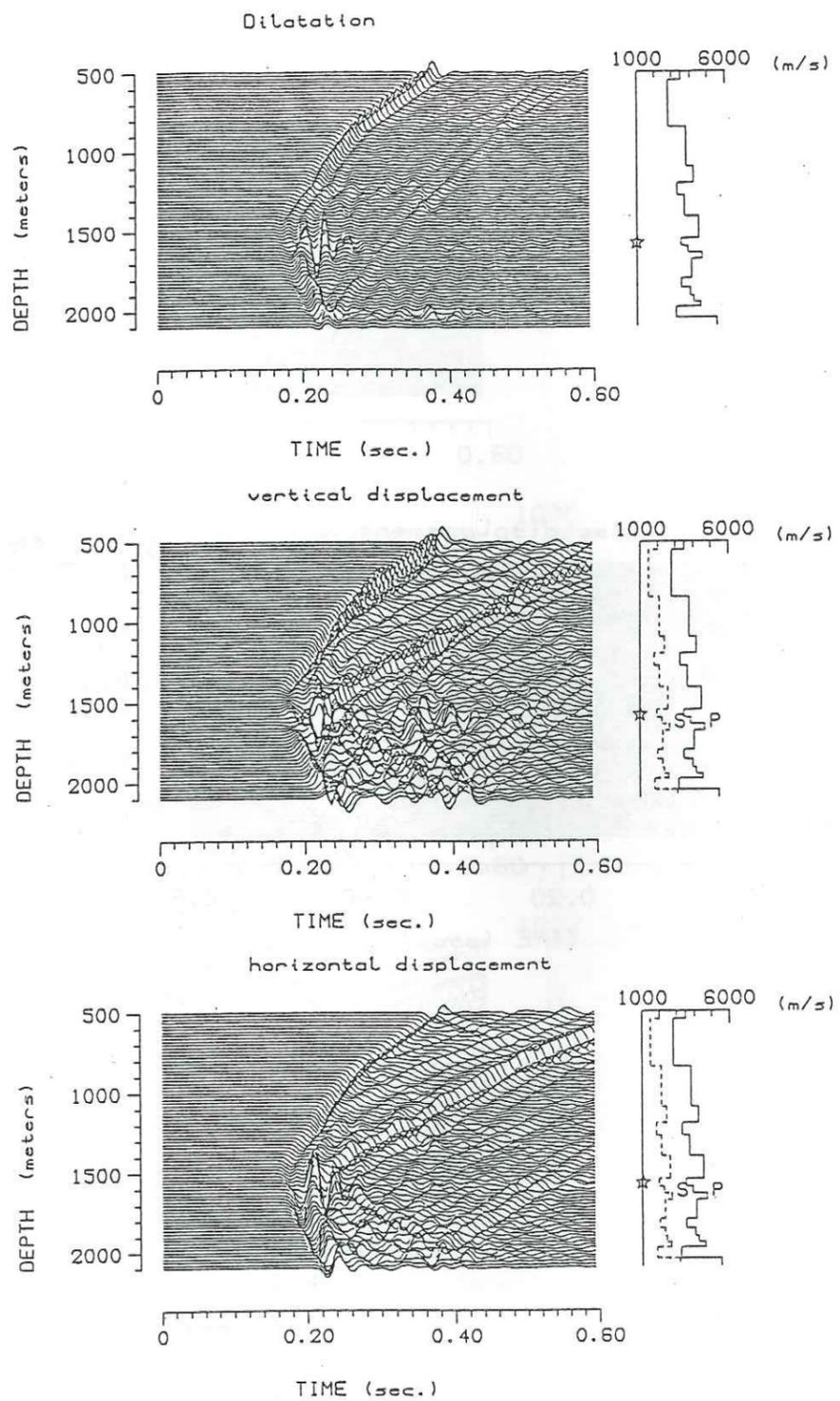


Figure 4

SOURCE : RADIAL POINT FORCE

offset x = 800. m

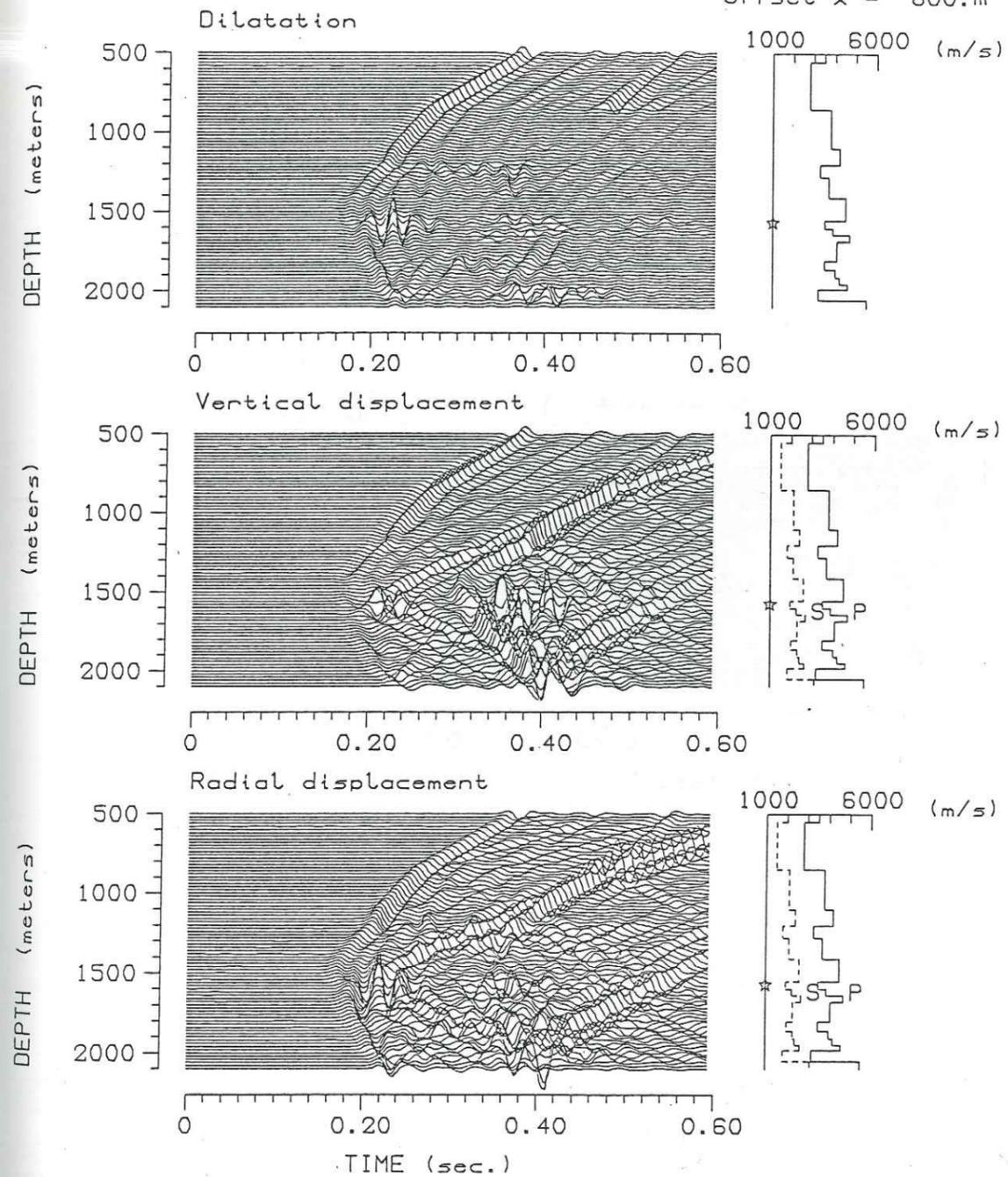


Figure 5

SOURCE : TRANSVERSE POINT FORCE

offset $x = 800.m$

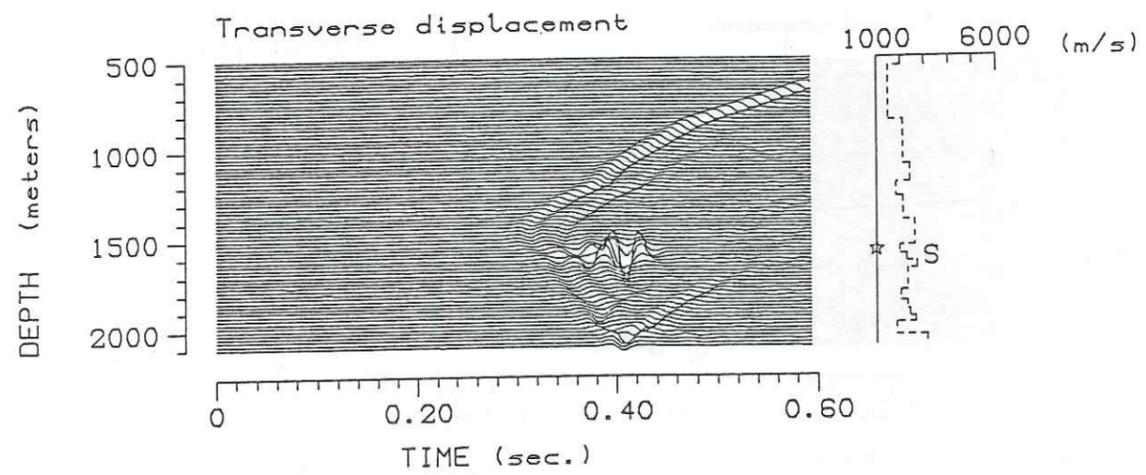
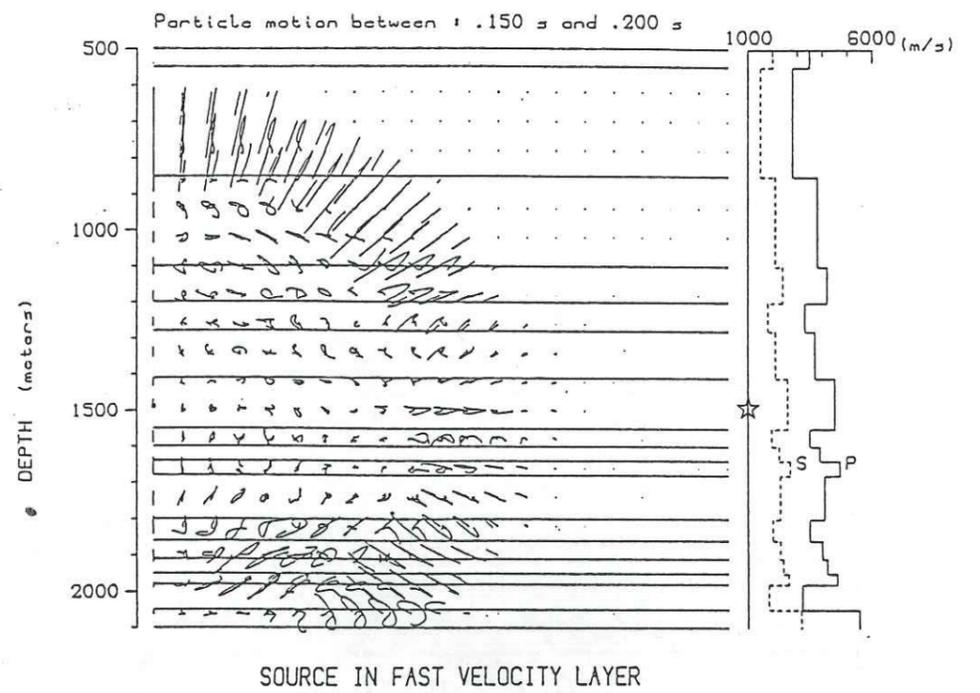
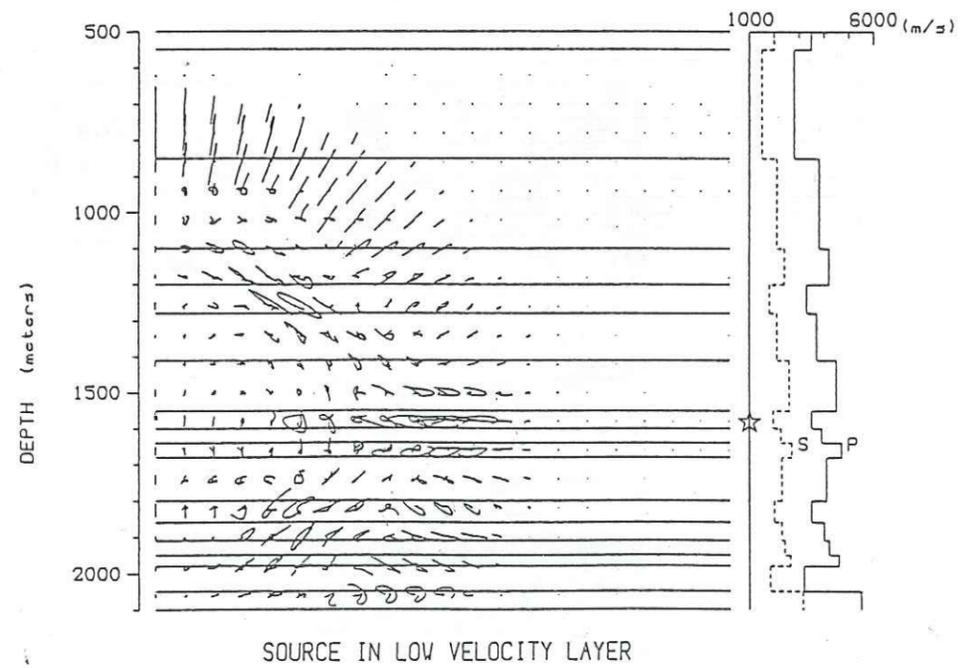


Figure 6



SOURCE IN FAST VELOCITY LAYER



SOURCE IN LOW VELOCITY LAYER

Figure 7

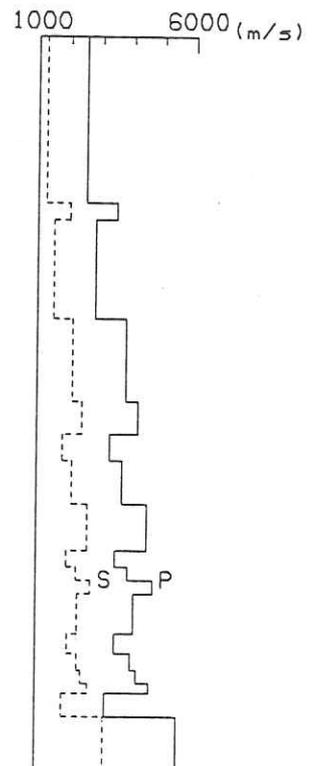
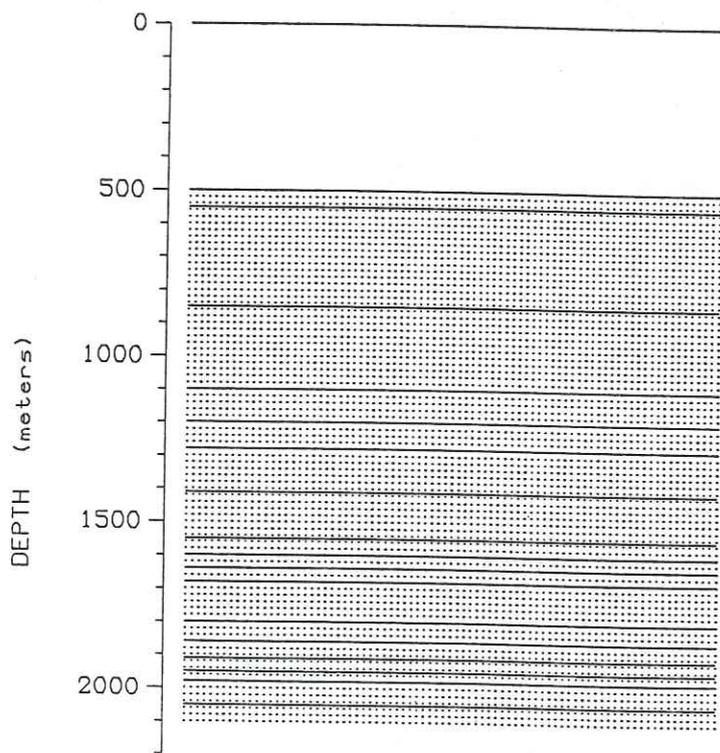
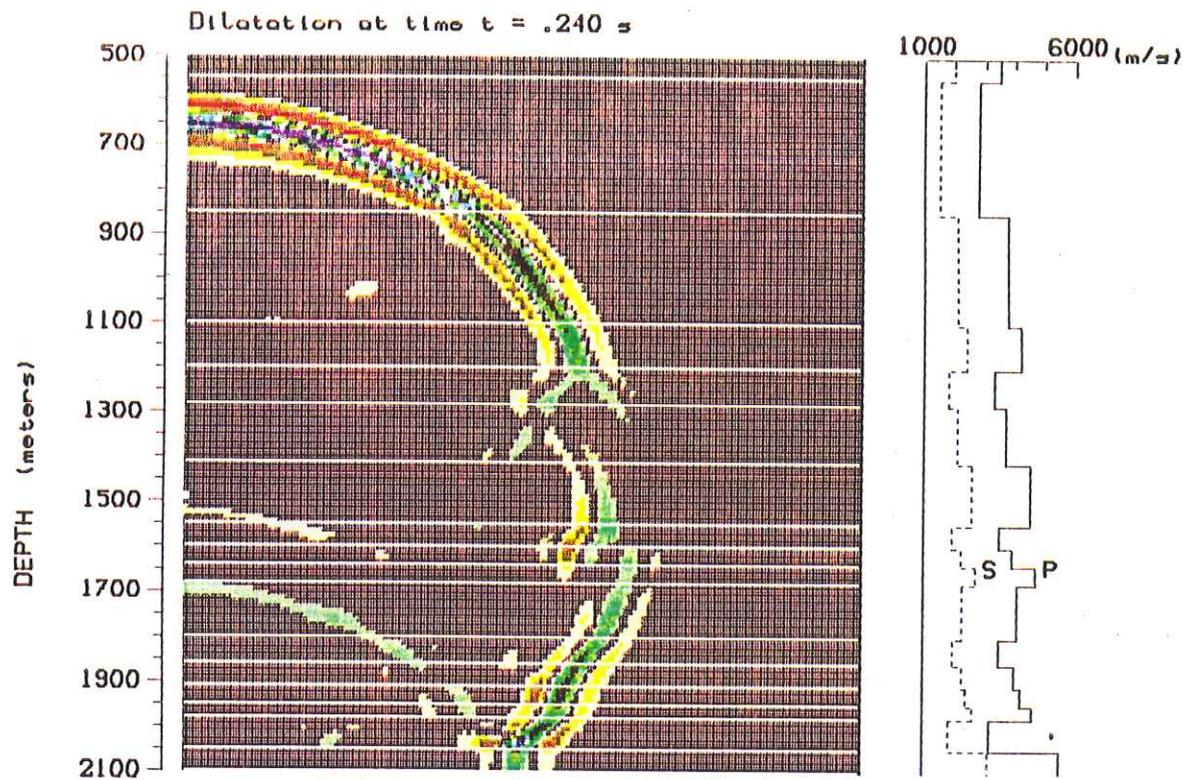
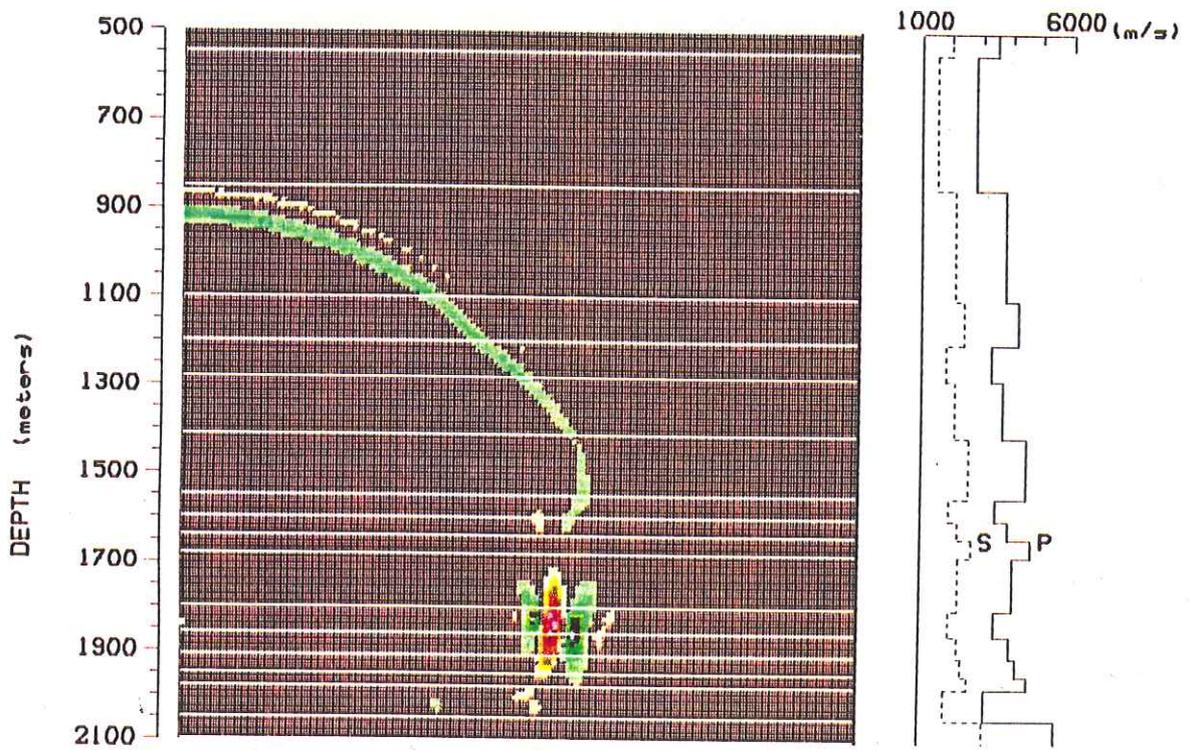


Figure 8



a



b



Figure 9

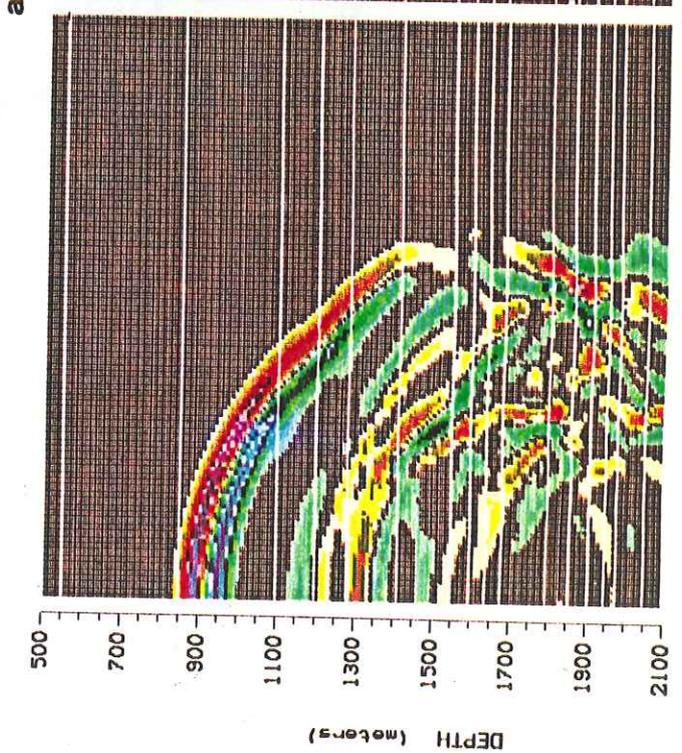
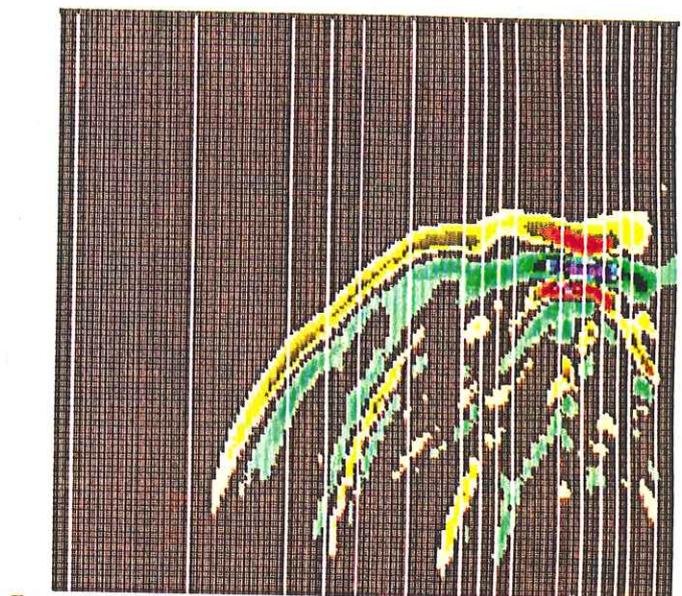
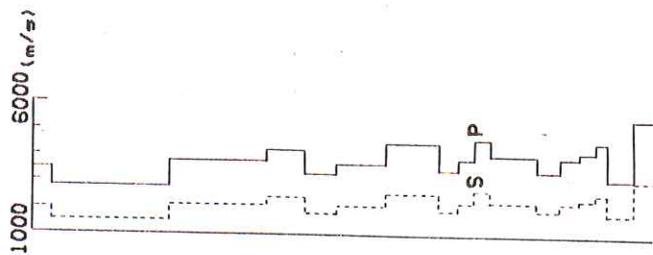
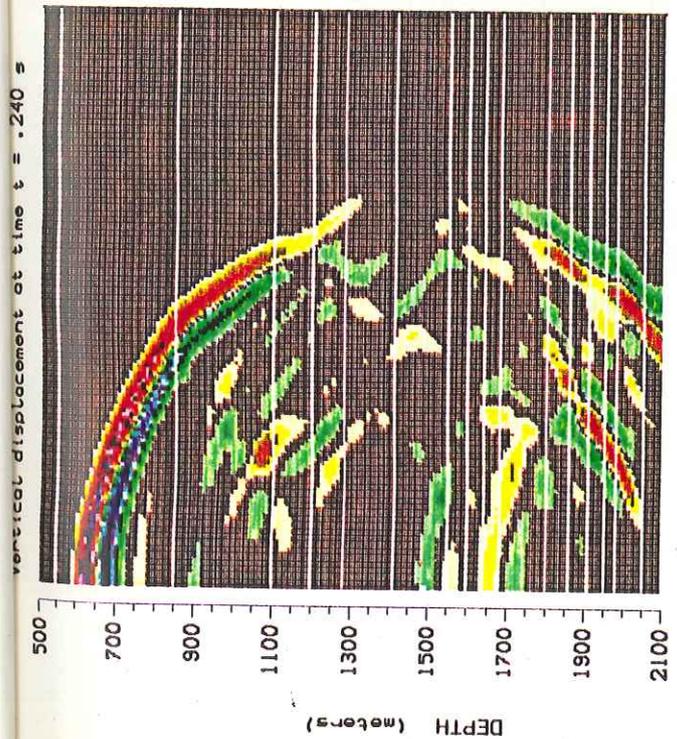
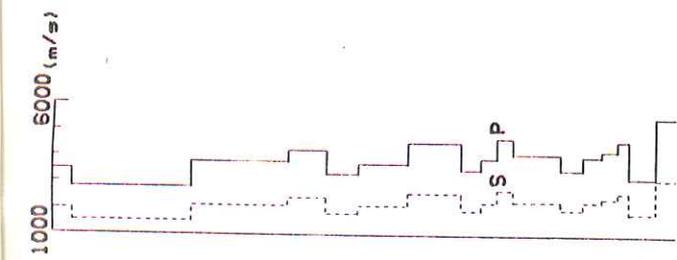
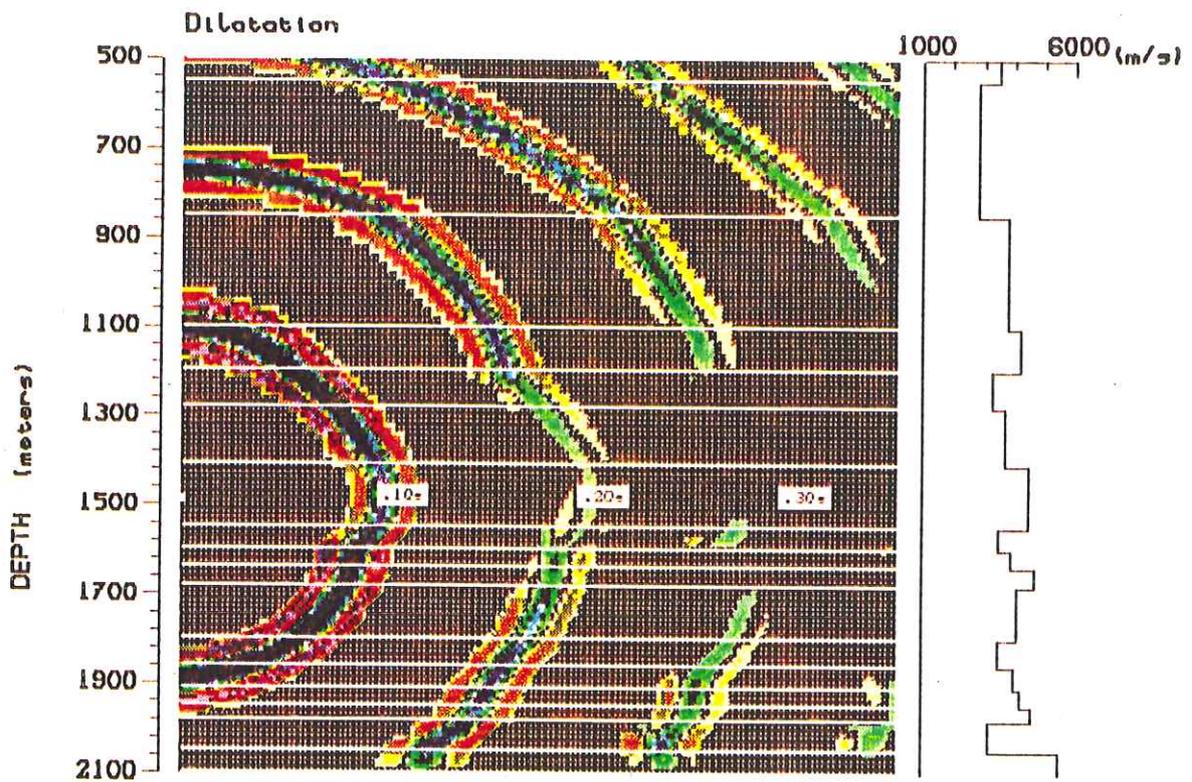
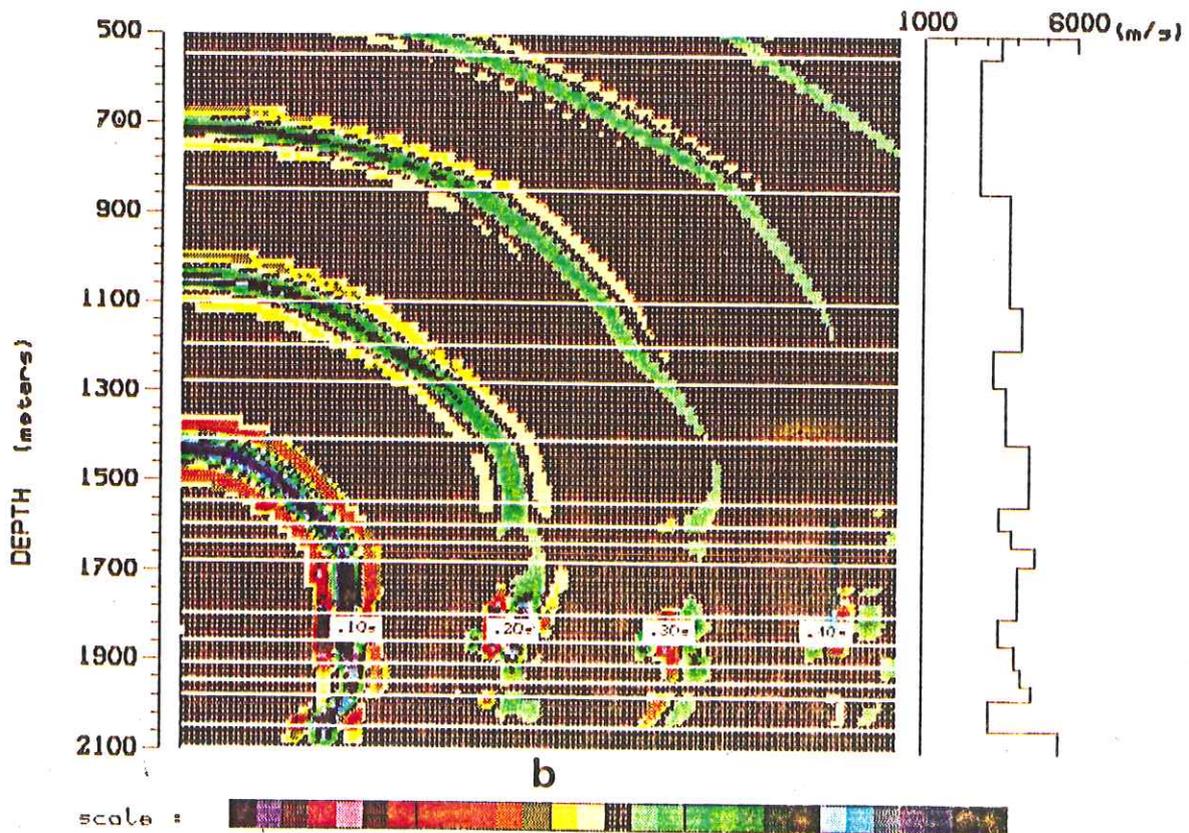


Figure 10



a



b

Figure 11

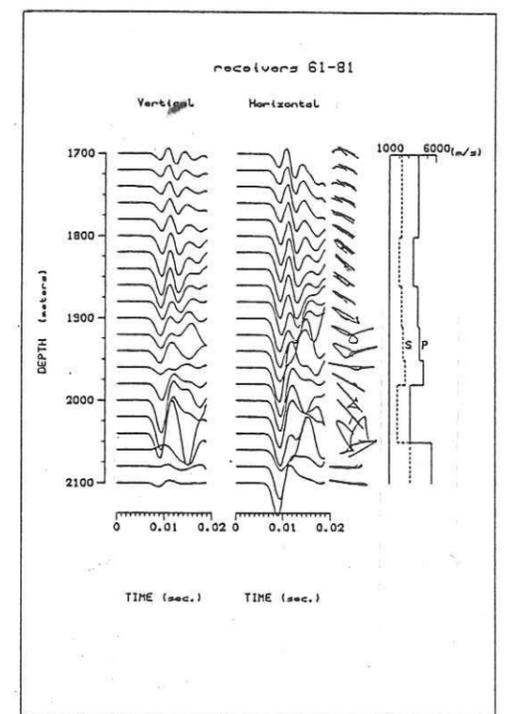
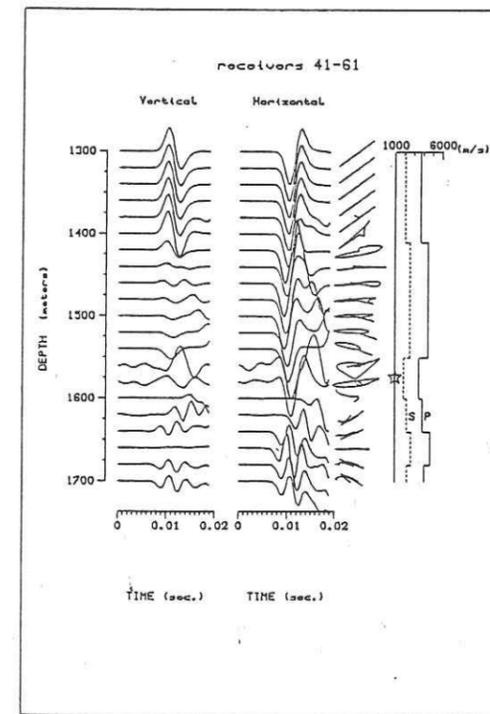
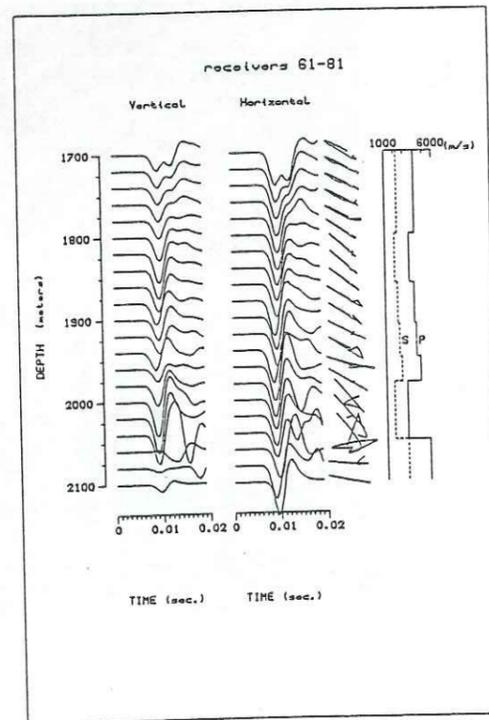
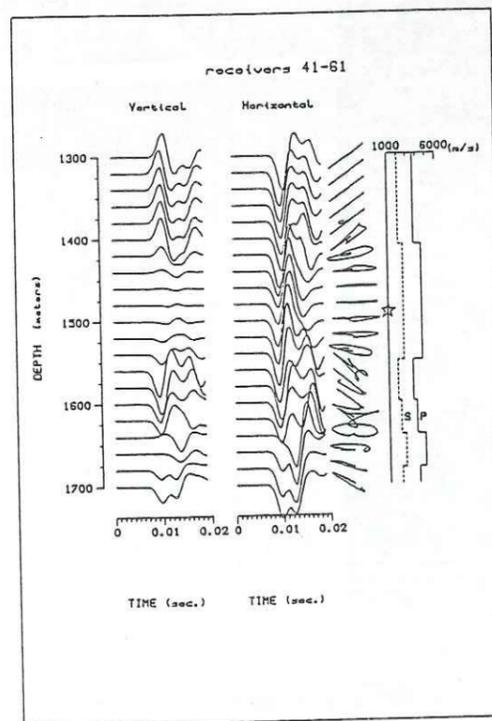
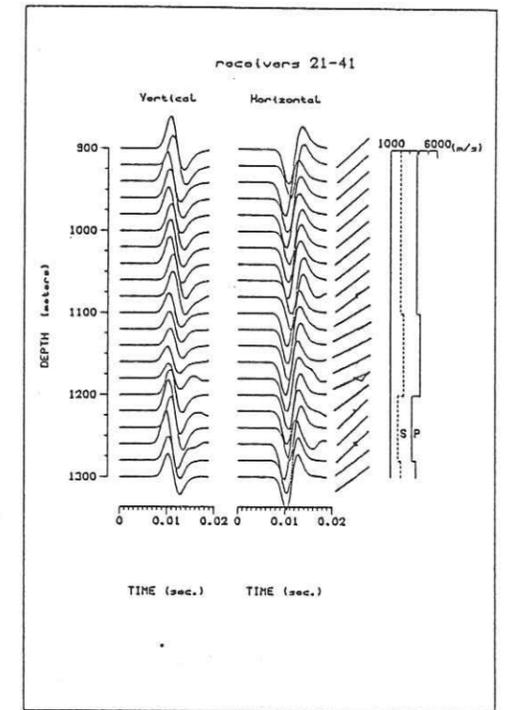
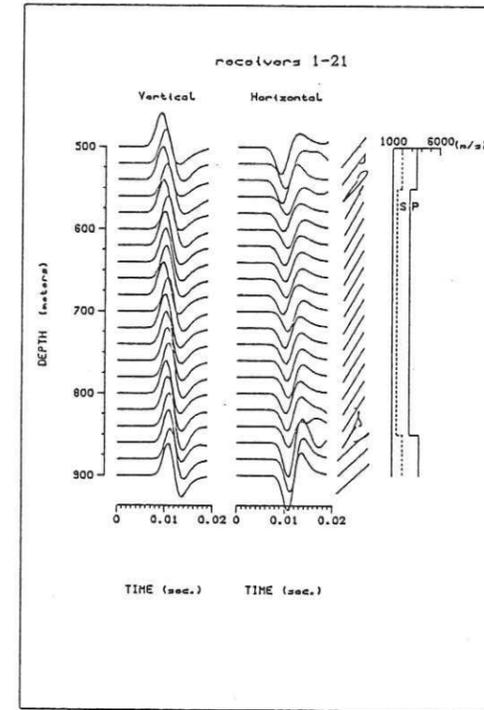
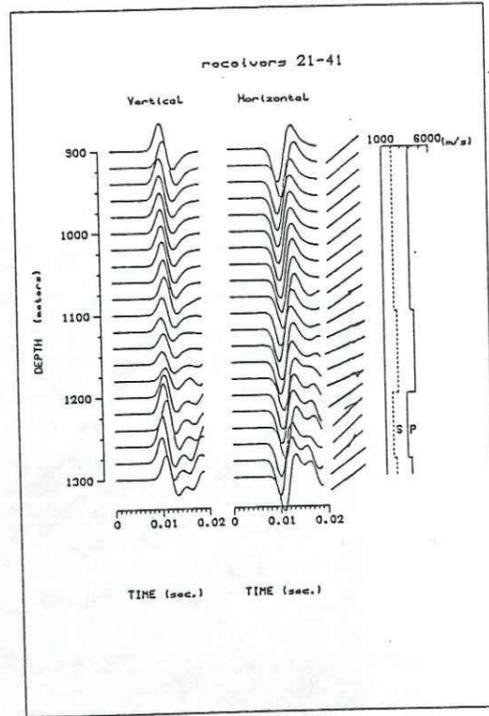
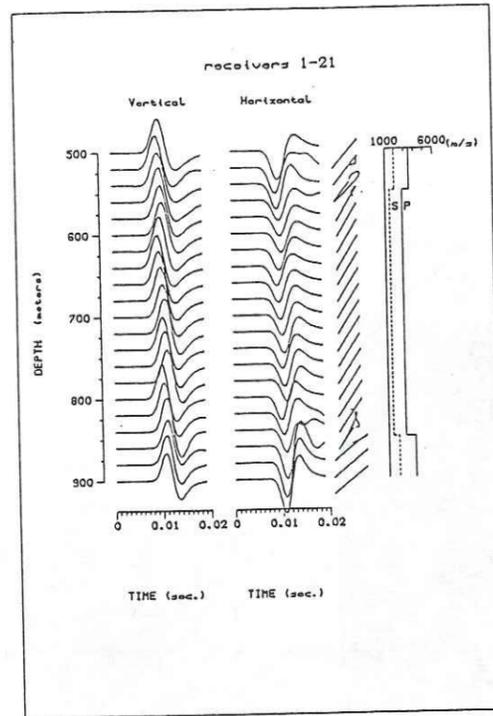


Figure 12

Figure 13

2^{ème} PARTIE:

PROPAGATION D'ONDES EN
MILIEUX ISOTROPES TRANSVERSESES.

Application aux milieux finement stratifiés

et aux milieux fissurés.

I Introduction

La connaissance des structures superficielles de la terre, par les ondes sismiques, se fait principalement à partir de l'hypothèse que les matériaux sont intrinsèquement isotropes. Pourtant le comportement anisotrope des ondes dans les minéraux composant les roches, est depuis fort longtemps observé.

Quels sont donc les facteurs qui interviennent, pour que le comportement des ondes deviennent isotrope, alors qu'elles se propagent dans des milieux constitués d'entités anisotropes ?

Il apparait, intuitivement, que le facteur prépondérant, va être l'échelle à laquelle les matériaux sont auscultés. Les longueurs d'onde généralement utilisées, varient de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres, alors que la taille des cristaux ne dépasse que très rarement quelques millimètres. Le comportement d'un matériau à une sollicitation ondulatoire, va donc englober les comportements de tout ses constituants. C'est pour cette raison que les mesures d'anisotropie effectuées sur des domaines décamétriques à kilométriques, sont toujours beaucoup moins fortes que les valeurs obtenues sur les minéraux, même si une phase minérale entre dans une importante proportion dans la composition. Les phénomènes qui vont avoir tendance à annihiler les propriétés anisotropes, vont principalement être la variété des espèces minérales présentes dans une roche, l'absence de parallélisme des orientations préférentielles des minéraux et le degré de fissuration du milieu. Les ondes vont lisser les valeurs extrêmes des vitesses de chaque élément induisant de

l'anisotropie, ce qui impliquera un comportement résultant moyen. L'isotropie d'un bon nombre de matériaux résulte donc d'une répartition aléatoire des phases cristallines ainsi que des fissures.

Dans le travail présenté par la suite, nous allons nous intéresser à l'anisotropie engendrée par des hétérogénéités organisées, présentent dans certains milieux. Nous étudierons, en premier lieu, les milieux présentant une variation des propriétés physiques dans une seule direction. C'est le cas des matériaux présentant une fine stratification par rapport à la longueur d'onde, ce qui est fréquemment observé dans les milieux sédimentaires. Nous déterminerons dans ce cas les conditions pour lesquelles, suivant le degré d'hétérogénéité, le comportement sera celui d'un milieu anisotrope. En second lieu notre intérêt se portera sur les milieux présentant des orientations préférentielles de fissures et dont la matrice est isotrope. Ceux-ci auront également un comportement anisotrope, sous certaines conditions, qui variera suivant le contenu des fissures ainsi que de leur densité.

L'approche pour laquelle nous avons opté est théorique. Nous étudierons la propagation des ondes dans des milieux présentant une isotropie transverse par des simulations numériques. Les caractéristiques propagatives ainsi qu'énergétiques, de tels milieux, seront examinées en détail lorsque ceux-ci seront soumis à une excitation harmonique.

II Travaux précédents

L'existence de l'anisotropie est depuis bien longtemps établie en sismologie. Depuis une vingtaine d'années une abondante littérature a été publiée sur ce sujet. Trois domaines d'études complémentaires se distinguent, les observations expérimentales sur le terrain par des techniques variées, les expériences en laboratoire sur des minéraux et sur des roches et les développements théoriques permettant des calculs de propagation d'ondes dans ces milieux particuliers.

Les premières observations ont été faites en domaine océanique sur les ondes P_n se propageant dans le manteau supérieur par Raitt et Shor (1962). A partir de ces données Hess (1964) proposa l'hypothèse d'un manteau supérieur anisotrope. Depuis, cette hypothèse a été très largement confirmée soit par l'étude des ondes P_n en domaine océanique (Raitt et al., 1969; Morris et al., 1969; Raitt et al., 1971; Shor et al., 1973; Snyderman et al., 1975; Christensen et Salisbury, 1979; Talandier et Bouchon, 1979; Shimamura et al., 1983) et en domaine continental (Bamford, 1977; Bamford et al., 1979; Vetter et Minster, 1981; Fuchs, 1983) soit par l'étude des ondes S (Ando et al., 1980;1982; Fukao, 1984; Kosarev et al., 1984; Booth et al., 1985; Bowman et Ando, 1987) ou encore par les ondes de surfaces (Forsyth, 1975; Crampin et King, 1977; Kirkwood et Crampin, 1981; Anderson et Dziewonski, 1982; Anderson et Reagan, 1983; Nataf et al., 1986). Les causes de l'anisotropie du manteau supérieur sont attribuées à un arrangement de cristaux d'olivine, qui en est le constituant principal, et dont les caractéristiques élastiques ont été clairement définies par Verma (1960). Des observations d'anisotropie de propagation d'ondes S ont également été faites pour la croûte continentale, se traduisant par l'effet caractéristique de séparation de ces ondes en deux phases de vitesses différentes (Koshubin et al., 1984; Maslova et Obolentseva, 1984). Cette anisotropie peut être due à des orientations préférentielles des minéraux, ou à l'alignement de systèmes de fractures sous contraintes (Crampin, 1978; Crampin et al., 1980; Crampin, 1984; Crampin et Atkinson, 1985; Crampin et Booth, 1985; Crampin et al., 1986; Crampin et al., 1986; Tian-Chang Chen et al., 1987), ou encore à des zones de fractures (Evans, 1984; Leary et al., 1987). Certaines roches sédimentaires présentent également des propriétés anisotropes dues soit à des orientations préférentielles de minéraux soit à une fine stratification avec alternance périodique de niveaux lents et rapides (Brodov et al., 1984; Bachman, 1983; Buchanan et al., 1983; Banik, 1984; Carlson et al., 1984) soit encore à une répartition homogène de fissures ayant la même orientation.

Les expériences en laboratoire ont montré les propriétés anisotropiques de

certains cristaux (Verma, 1960; Simmon et Birch, 1963; Kumazawa, 1969; Kumazawa et Anderson, 1969), de certaines roches cristallines (Christensen et Ramanatoandro, 1971; Babuska, 1972;1984) et aussi de certaines roches sédimentaires (Rai et Hansen, 1988).

La théorie de l'élasticité en milieu anisotrope à été établie par Love (1927). Synge (1957) proposa les solutions d'ondes planes dans le cas anisotrope général, et étudia les surfaces de vitesses des milieux isotropes transverses. Par la suite Crampin et d'autres auteurs (Crampin, 1970; 1975; 1976; 1977; 1981; 1984; 1986; Keith et Crampin, 1977; Crampin et Taylor, 1971; Taylor et Crampin, 1978; Crampin et Kirkwood, 1981; Yedlin, 1980; Fryer et Frazer, 1984; 1987) publièrent des articles sur la propagation d'ondes dans le cas d'anisotropie générale. Le cas particulier de l'isotropie transverse a été bien étudié (Love, 1927; Anderson, 1961; 1962; Harkrider et Anderson, 1962; Takeuchi et Saito, 1972). Les simulations numériques de propagation en milieux plans stratifiés anisotropes ont été effectuées par la méthode de la réflectivité (Keith et Crampin, 1977 a, b, c; Booth et Crampin, 1983 a, b), par une méthode combinant la séparation partielle des variables avec la méthode des différences finies (Martinov et Mikhailenko, 1984), par la méthode de propagation matricielle de Thomson-Haskell couplée à la méthode de discrétisation du champ suivant les nombres d'ondes (Mandal et Mitchell, 1986) et par les méthodes de rais (Cerveny et Firbas, 1984; Petrashen et Kashtan, 1984; Gajewski et Psencik, 1987; Tsvankin et Chesnokov, 1987). Certains auteurs se sont plus particulièrement intéressés au délicat problème des radiations de sources en milieux anisotropes (Budayev, 1978 a, b; De et Sengupta, 1979; Haniga, 1984; Van der Hijden, 1987).

III Aperçus théoriques généraux sur la propagation d'onde en milieux anisotropes

III-a Equation du mouvement et loi de Hooke

La théorie de l'élasticité en milieu purement anisotrope a été très clairement établie par Love (1927). La relation de Hooke généralisée liant les contraintes aux déformations s'écrit comme suit :

$$\sigma_{jk} = c_{jkmn} u_{m,n} \quad (\text{III-1})$$

σ_{jk} est la contrainte orientée dans la direction k, appliquée sur la surface normale à j. $u_{m,n} = \frac{\partial u_m}{\partial x_n}$ est la déformation dans la direction m, obtenue par l'application de la contrainte σ_{jk} . c_{jkmn} est le tenseur de rigidité élastique possédant 3^4 éléments. Le nombre d'éléments indépendants se réduit à 36 étant données les symétries des contraintes et des déformations : $\sigma_{jk} = \sigma_{kj}$, $u_{m,n} = u_{n,m}$. En se plaçant dans le cadre de l'élasticité de Green (hyperélasticité), faisant intervenir la fonction de l'énergie élastique comme fonction potentielle pour les contraintes, on montre que l'on a la symétrie : $c_{jkmn} = c_{mnlk}$, entre les constantes élastiques. Ceci réduit à 21 le nombre de constantes élastiques indépendantes. Le tenseur élastique s'écrit alors en prenant en compte les symétries décrites :

$$\begin{pmatrix} c_{1111} & c_{1122} & c_{1133} & c_{1123} & c_{1131} & c_{1112} \\ c_{2211} & c_{2222} & c_{2233} & c_{2223} & c_{2231} & c_{2212} \\ c_{3311} & c_{3322} & c_{3333} & c_{3323} & c_{3331} & c_{3312} \\ c_{2311} & c_{2322} & c_{2333} & c_{2323} & c_{2331} & c_{2312} \\ c_{3111} & c_{3122} & c_{3133} & c_{3123} & c_{3131} & c_{3112} \\ c_{1211} & c_{1222} & c_{1233} & c_{1223} & c_{1231} & c_{1212} \end{pmatrix}$$

L'équation du mouvement se déduit de la théorie de l'élasticité. Pour un quelconque milieu anisotrope en équilibre celle-ci s'exprimera par:

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = c_{jkmn} u_{m,nk} \quad (\text{III-2})$$

ρ : densité

u_j : composante du déplacement dans la direction j

c_{jkmn} : constante élastique

$$u_{m,nk} = \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_n \partial x_k}$$

III-b Energie de déformation

La fonction d'énergie de déformation introduite par Love (1927), permet de contraindre les paramètres élastiques d'un milieu. En effet un solide sera stable si la fonction d'énergie de déformation W est positive. Celle-ci s'écrit dans le cas des milieux anisotropes (Synge, 1957) :

$$W = \frac{1}{2} c_{pqrs} e_{pq} e_{rs} \geq 0$$

e_{ij} étant les composantes de la déformation.

Cette condition sera remplie si le tenseur élastique est défini positif. Ce qui entrainera des inégalités entre les différentes constantes élastiques.

III-c Tenseur élastique

En cristallographie on distingue, par l'arrangement d'axes de symétries et de plans de symétries, 32 classes regroupées en 7 systèmes; chacune de ces classes est caractérisée par un groupe fini de transformation orthogonales. Ce sont les systèmes triclinique, monoclinique, orthorhombique, trigonal, tétragonal, hexagonal et cubique. Les symétries de ces systèmes cristallins permettent de réduire le nombre de constantes élastiques indépendantes. En effet les constantes possédant un ou trois indices différents de l'indice de la direction normale au plan de symétrie sont nulles. Pour un plan de symétrie dont la normale n'est pas suivant un axe de coordonnées, le tenseur doit subir une rotation de façon à le placer perpendiculairement à l'un des axes. Cette rotation peut être effectuée en utilisant la loi de transformation tensorielle :

$$c'_{jkmn} = x'_{j,p} x'_{k,q} x'_{m,r} x'_{n,s} c_{pqrs}$$

les $x'_{j,p} = \frac{\partial x'_j}{\partial x_p}$ sont les cosinus directeurs.

Les tenseurs élastiques des différents systèmes s'écrivent alors :

monoclinique orthorhombique trigonal (1)

$$\begin{pmatrix} a & b & c & . & . & d \\ b & e & f & . & . & g \\ c & f & h & . & . & i \\ . & . & . & j & k & . \\ . & . & . & k & m & . \\ d & g & i & . & . & n \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b & c & . & . & . \\ b & d & e & . & . & . \\ c & e & f & . & . & . \\ . & . & . & g & . & . \\ . & . & . & . & h & . \\ . & . & . & . & . & i \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b & c & d & . & . \\ b & a & c & -d & . & . \\ c & c & e & . & . & . \\ d & -d & . & f & . & . \\ . & . & . & . & f & d \\ . & . & . & . & d & x \end{pmatrix}$$

trigonal (2) tétragonal (1) tétragonal (2)

$$\begin{pmatrix} a & b & c & d & g & . \\ b & a & c & -d & -g & . \\ c & c & e & . & . & . \\ d & -d & . & f & . & -g \\ g & -g & . & . & f & d \\ . & . & . & -g & d & x \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b & c & . & . & . \\ b & a & c & . & . & . \\ c & c & d & . & . & . \\ . & . & . & e & . & . \\ . & . & . & . & e & . \\ . & . & . & . & . & f \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b & c & . & . & g \\ b & a & c & . & . & -g \\ c & c & d & . & . & . \\ . & . & . & e & . & . \\ . & . & . & . & e & . \\ g & -g & . & . & . & f \end{pmatrix}$$

hexagonal cubique isotrope

$$\begin{pmatrix} a & b & c & . & . & . \\ b & a & c & . & . & . \\ c & c & d & . & . & . \\ . & . & . & e & . & . \\ . & . & . & . & e & . \\ . & . & . & . & . & x \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b & b & . & . & . \\ b & a & b & . & . & . \\ b & b & a & . & . & . \\ . & . & . & c & . & . \\ . & . & . & . & c & . \\ . & . & . & . & . & c \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b & b & . & . & . \\ b & a & b & . & . & . \\ b & b & a & . & . & . \\ . & . & . & x & . & . \\ . & . & . & . & x & . \\ . & . & . & . & . & x \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } x = (a-b)/2$$

Les systèmes trigonal et tétragonal possèdent deux sous systèmes. Le sous système trigonal (2) n'a pas de plan de symétrie mais possède suivant la direction x_3 un axe de symétrie d'ordre 3. Le sous système tétragonal (2) a un plan de symétrie perpendiculaire à la direction x_3 et un axe de symétrie suivant x_3 d'ordre 4. Ces sous systèmes sont théoriquement possibles mais ne sont pas communément rencontrés dans la nature.

Les polycristaux peuvent présenter des symétries matérielles qui sont soit les symétries des classes cristallines, soit les symétries des textures. Chacune de ces dernières (isotropie ou isotropie transverse) est caractérisée par un groupe continu de transformations orthogonales montrant toutes les rotations autour d'un ou de plusieurs axes (Sédov et Lokhine, 1975). En particulier la texture de l'isotropie

transversale contient toutes les rotations autour d'un seul axe. Ces symétries entraînent une réduction du nombre des constantes élastiques indépendantes. Pour la loi de l'élasticité linéaire faisant intervenir un tenseur du 4^{ème} ordre; ces réductions sont identiques à celles obtenues pour le système de symétrie hexagonal (ceci n'est plus le cas pour l'élasticité non-linéaire).

III-d Solution d'onde plane et équation de Christoffel

La solution d'onde plane de volume se propageant en milieu purement anisotrope a été étudiée par Synge (1957). Une telle onde s'exprime sous la forme :

$$\vec{u} = \vec{a} e^{i\omega(\vec{s}\cdot\vec{x}-t)}$$

\vec{a} : vecteur polarisation de l'onde

\vec{s} : vecteur 'lenteur'

En introduisant cette solution dans l'équation d'onde (II-2) nous obtenons l'équation de Christoffel :

$$(\rho \delta_{ik} - s_j s_l c_{ijkl}) a_i = 0 \quad (III-3)$$

Pour que cette expression soit satisfaite il est nécessaire de résoudre l'équation caractéristique :

$$\det |\rho \delta_{ik} - s_j s_l c_{ijkl}| = 0 \quad (III-4)$$

Celle-ci définit les surfaces 'lenteurs' des différentes ondes. Comme on peut le constater il s'agit d'une équation d'ordre 6, nous aurons donc 6 ondes générées par l'incidence d'une seule onde plane sur une interface, trois réfléchies et trois transmises. Les trois surfaces définies par l'équation caractéristique correspondent à une onde quasi-longitudinale qP et à deux ondes quasi-transverses qS1 et qS2. La solution générale s'écrit donc :

$$\vec{u} = \sum_{N=1}^6 \vec{a}^{(N)} e^{i\omega(\vec{s}^{(N)} \cdot \vec{x} - t)}$$

Deux types de formes de surface 'lenteur' sont à envisager (figure III-1). Le cas particulier de l'anisotropie avec un plan de symétrie horizontal (système monoclinique); celui-ci permettant de réduire l'équation caractéristique d'ordre 6 en une équation d'ordre 3, en fonction de la 'lenteur' verticale, qui sera résolvable analytiquement. Pour le cas général de l'anisotropie (système triclinique) la détermination des valeurs des 'lenteurs' verticales ne pourra être effectuée que

numériquement.

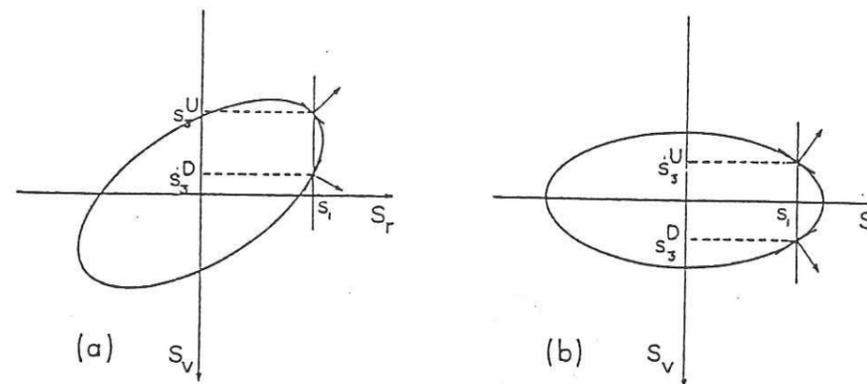


Figure III-1 : surfaces 'lenteurs' possibles. (a) cas général d'anisotropie (système triclinique), (b) anisotropie avec plan de symétrie horizontal (système monoclinique). Pour chaque 'lenteur' horizontale \$s_1\$ il existe deux 'lenteurs' verticales \$s_3^U, s_3^D\$. Dans le cas général il n'existe pas de relations simples entre \$s_3^U\$ et \$s_3^D\$. Quand il existe un plan de symétrie horizontal on a : \$s_3^U = -s_3^D\$. Les flèches normales aux surfaces 'lenteurs' indiquent les directions de propagations. (Fryer et Frazer (1987) modifié d'après Garmany (1983))

III-e Comportement des ondes dans les plans de symétries

Les plans de symétries ont un effet prépondérant dans la propagation des ondes. En effet, il y aura découplage des mouvements qP et qS1 d'une part et qS2 d'autre part, quand la direction de propagation se fera dans un plan de symétrie vertical. Ce même phénomène se produira également quand la direction de propagation s'effectuera dans un plan de symétrie quelconque dans lequel les directions de polarisation de l'onde P et d'une onde S sont parallèles, et que la direction de polarisation de l'autre onde S est à angle droit du plan de symétrie.

IV Propagation en milieu stratifié plan isotrope transverse

IV-a Introduction

Nous nous intéresserons ici à la propagation d'ondes à travers des couches homogènes isotropes transverses. Le terme isotropie transverse, le plus usité dans la littérature, est une traduction de l'anglais; le terme français consacré défini par Cauchy est: orthotropie de révolution. Comme nous l'avons montré précédemment ces milieux possèdent cinq constantes élastiques indépendantes, un axe de symétrie de révolution et un plan de symétrie associé. Nous considérerons le cas où l'axe de symétrie est orienté verticalement. Du fait de la présence d'un axe de symétrie de révolution il n'y aura pas d'effet d'anisotropie dans le plan horizontal, les vitesses varieront donc uniquement dans le plan vertical et dépendront de la direction de propagation. La présence d'un axe de révolution implique une infinité de plans de symétrie passant par celui-ci, nous aurons donc quelle que soit la direction de propagation, découplage des ondes qP, qSV et de l'onde qSH. L'axe de révolution étant pris vertical, il sera donc possible de traiter le problème en coordonnées cylindriques, et donc de considérer non plus des ondes planes mais des ondes cylindriques.

IV-b Applications

Les propriétés isotropes transverses de certains matériaux peuvent avoir plusieurs origines, soit un alignement de minéraux hexagonaux, soit une orientation préférentielle suivant une direction d'un axe de symétrie de minéraux différents les autres axes de symétries étant distribués aléatoirement (Chesnokov, 1977), soit encore par une séquence périodique de fines couches isotropes de faible épaisseur devant les longueurs d'ondes (Backus, 1962), soit encore à une répartition homogène de fissures elliptiques plates, vides, ou saturées en eau (Hudson, 1981, 1988; Crampin, 1978, 1981, 1984; Nishizawa, 1982).

IV-c Constantes élastiques

Par la suite nous adopterons la notation simplifiée c_{ij} , à deux indices, pour les constantes élastiques (i et j prenant les valeurs 1 à 6). Les relations liant les indices ij et kl de la constante c_{ijkl} aux indices m et n de la constante c_{mn} sont les suivantes :

si $i=j$ alors $m=i=j$

si $i=2$ et $j=3$ ou $i=3$ et $j=2$ alors $m=4$

si $i=1$ et $j=3$ ou $i=3$ et $j=1$ alors $m=5$

si $i=1$ et $j=2$ ou $i=2$ et $j=1$ alors $m=6$

Dans le cas de l'isotropie transverse, Synge (1957) a montré que toutes les directions perpendiculaires au vecteur unitaire J_r colinéaire à l'axe de révolution, sont élastiquement équivalentes. Ce qui s'exprime par :

$$c_{pqrs} = \lambda \delta_{pq} \delta_{rs} + \mu (\delta_{pr} \delta_{qs} + \delta_{ps} \delta_{qr}) + \alpha (\delta_{pq} J_r J_s + \delta_{rs} J_p J_q) + \beta (\delta_{pr} J_q J_s + \delta_{qr} J_p J_s + \delta_{ps} J_q J_r + \delta_{qs} J_p J_r) + \gamma J_p J_q J_r J_s$$

ou $\alpha, \beta, \gamma, \lambda$ et μ sont des constantes élastiques. Nous aurons pour un milieu isotrope $\alpha = \beta = \gamma = 0$. Les constantes c_{ij} s'écrivent alors :

$$c_{11} = c_{22} = \lambda + 2\mu, c_{33} = \lambda + 2\mu + 2\alpha + 4\beta + \gamma$$

$$c_{12} = c_{21} = \lambda, c_{13} = c_{23} = c_{31} = c_{32} = \lambda + \alpha$$

$$c_{44} = c_{55} = \mu + \beta, c_{66} = \mu$$

IV-d Sous-systèmes de symétries

Certaines relations entre les différentes constantes élastiques c_{ij} permettent de définir des cas particuliers d'isotropie transverse. La relation $c_{11} = c_{33}$ ramène à quatre le nombre de constantes élastiques indépendantes. La symétrie obtenue est dite quasi-cubique. Le modèle K. définie par Helbig (1981) comporte trois constantes élastiques indépendantes. Les deux relations suivantes lient les cinq constantes élastiques :

$$c_{44} = (c_{33} - c_{13})/2, c_{11} = 2c_{66} + c_{13}(c_{13} + c_{66})/c_{33}$$

La symétrie ainsi obtenue est appelée hexagonale quasi-isotrope. Le système cubique peut être considéré comme un cas particulier d'isotropie transverse à condition que l'on ne fasse pas intervenir la relation $c_{66} = (c_{11} - c_{12})/2$. Nous aurons alors trois constantes élastiques indépendantes définies par :

$$c_{11} = c_{22} = c_{33}, c_{12} = c_{13} = c_{23}, c_{44} = c_{55} = c_{66}$$

IV-e Conditions de stabilité

Nous avons vu au paragraphe III que la fonction d'énergie de déformation W doit être positive pour qu'un solide soit stable. Ceci est réalisé si et seulement si tout les mineurs principaux du tenseur élastique ne sont pas négatifs. Dans le cas d'un solide isotrope transverse les conditions de stabilité ont été clairement établies par Backus (1962) :

$$c_{44} \geq 0, c_{66} \geq 0, c_{33} \geq 0, c_{12} + c_{66} \geq 0, c_{33}(c_{12} + c_{66}) \geq c_{13}^2$$

d'autres inégalités peuvent être déduites de celles-ci. Comme nous le verrons par la suite certains milieux isotropes transverse auront des conditions de stabilité supplémentaires.

Pour un milieu isotrope les conditions de stabilité sont bien connues, elles sont communément exprimées par les domaines d'existence de la rigidité μ et du rapport $\theta = \mu/(\lambda + 2\mu) = (1 - 2\sigma)/(2 - 2\sigma)$ où σ est le coefficient de Poisson.

$$0 \leq \theta \leq 3/4, 0 \leq \mu \leq \infty$$

IV-f Equation de Christoffel

L'équation de Christoffel (III-3) exposée précédemment, s'écrit dans le cas de l'isotropie transverse :

$$\begin{pmatrix} c_{11}s_1^2 + \frac{(c_{11}-c_{12})}{2}s_2^2 + c_{44}s_3^2 - \rho & \frac{(c_{11}+c_{12})}{2}s_1s_2 & (c_{13}+c_{44})s_1s_3 \\ \frac{(c_{11}+c_{12})}{2}s_1s_2 & c_{11}s_2^2 + \frac{(c_{11}+c_{12})}{2}s_1^2 + c_{44}s_3^2 - \rho & (c_{13}+c_{44})s_2s_3 \\ (c_{13}+c_{44})s_3s_1 & (c_{13}+c_{44})s_2s_3 & c_{33}s_3^2 + c_{44}(s_1^2 + s_2^2) - \rho \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} = 0$$

s_1, s_2, s_3 : composantes du vecteur 'lenteur' \vec{s} .

a_1, a_2, a_3 : composantes du vecteur polarisation \vec{a} .

On constate que cette expression est symétrique pour une rotation quelconque autour de l'axe x_3 . Elle sera donc la même pour tous les plans méridiens. Nous poserons donc $s_2 = 0$. L'équation caractéristique (III-4) qui doit être satisfaite s'écrit alors :

$$\begin{vmatrix} c_{11}s_1^2 + c_{44}s_3^2 - \rho & 0 & (c_{13}+c_{44})s_1s_3 \\ 0 & \frac{(c_{11}-c_{12})}{2}s_1^2 + c_{44}s_3^2 - \rho & 0 \\ (c_{13}+c_{44})s_3s_1 & 0 & c_{33}s_3^2 + c_{44}s_1^2 - \rho \end{vmatrix} = 0$$

Cette expression montre bien, comme nous l'avions précédemment énoncé, que

lors de la propagation dans un plan de symétrie il y a découplage entre les ondes qP et qSV d'une part et l'onde qSH d'autre part.

Les racines de l'équation du second degré :

$$\frac{(c_{11}-c_{12})}{2} s_1^2 + c_{44} s_3^2 - \rho = 0 \quad (\text{IV-1})$$

sont les deux 'lenteurs' des ondes qSH, montante et descendante.

Les racines de la quadrique :

$$(c_{11} s_1^2 + c_{44} s_3^2 - \rho)(c_{33} s_3^2 + c_{44} s_1^2 - \rho) - (c_{13} + c_{44})^2 s_3^2 s_1^2 = 0 \quad (\text{IV-2})$$

sont les lenteurs des ondes qP et qSV, montantes et descendantes.

Les composantes du vecteur polarisation \vec{a} s'expriment dans le plan x_1, x_3 en fonction des composantes du vecteur 'lenteur' s_1, s_3 :

Pour l'onde qP par :

$$\frac{a_1}{a_3} = -\frac{(c_{13} + c_{44}) s_1 s_3}{c_{11} s_1^2 + c_{44} s_3^2 - \rho} \quad (\text{IV-3})$$

$$a_2 = 0$$

Pour l'onde qSV par :

$$\frac{a_1}{a_3} = -\frac{c_{33} s_3^2 + c_{44} s_1^2 - \rho}{(c_{13} + c_{44}) s_3 s_1} \quad (\text{IV-4})$$

$$a_2 = 0$$

L'onde qSH ne vibre pas dans le plan x_1, x_3 mais dans la direction perpendiculaire à celui-ci. Nous avons donc les composantes du vecteur polarisation :

$$a_1 = a_3 = 0, a_2 = 1$$

Le passage des 'lenteurs' s aux nombres d'ondes k se fait par la relation bien connue : $\vec{k} = \omega \vec{s}$. Nous noterons ν, γ_1, γ_2 les nombres d'ondes verticaux des ondes qP, qSV et qSH, k étant le nombre d'onde horizontal.

IV-g Surfaces de vitesses

Les ondes élastiques dans un solide isotrope se propagent avec des vitesses

indépendantes de la direction. Les surfaces de vitesses sont donc des sphères et les rais sont perpendiculaires aux fronts d'ondes. En milieu anisotrope les vitesses dépendent de la direction de propagation et les rais ne sont en général pas perpendiculaires aux fronts d'ondes. A partir des surfaces 'lenteurs' donnée par IV-1 et IV-2 on définit la surface de vitesse de phase (ou surface de vitesse normale) en posant $s_1 = \frac{\sin\theta}{v_N}$ et $s_3 = \frac{\cos\theta}{v_N}$. θ étant l'angle entre l'axe de symétrie et la direction de phase. Cette surface est donc l'inverse de la surface 'lenteur' par rapport au cercle unité. Mais la direction de phase ne correspond à aucune direction de transport d'une grandeur physique. En effet les ondes se propageant dans des milieux anisotropes sont en général dispersives, de la même façon que les ondes de surface en milieu isotrope. L'énergie se propage suivant les directions de groupe. Le vecteur vitesse de groupe (vitesse de rais) a comme composantes :

$$\vec{v}_R = \left(\partial\omega/\partial k_1, \partial\omega/\partial k_2, \partial\omega/\partial k_3 \right)$$

Les k_i sont les composantes du vecteur nombre d'onde et ω la fréquence angulaire. Les directions de phase suivant les axes x et z sont confondues avec les directions de groupe, il n'y a pas dispersion des ondes de volumes. L'énergie se propage alors à la vitesse de phase. Mais dans le cas général, à la vitesse de phase s'ajoute une composante perpendiculaire à la direction de phase, d'où nous avons toujours $v_R = |\vec{v}_R| \geq v_N$. Berryman (1979) a démontré que la surface de vitesse de groupe est identique à la surface d'onde définie par Love. Quelle est la relation entre la surface de vitesse de phase et la surface de vitesse de groupe ? Comme nous le verrons par la suite la surface de vitesse de phase ne sert que d'étape dans le calcul de la surface de vitesse de groupe. La Figure IV-1 (d'après Helbig, 1984) montre qu'en tout point de la surface de vitesse de groupe la direction de phase correspondante y est orthogonale. Les surfaces 'lenteurs' exprimées par IV-1 et IV-2 sont séparées en deux surfaces disjointes de degrés 2 et 4. La surface de vitesse de groupe est la réciproque polaire de la surface 'lenteur'. Le degré de la surface réciproque polaire d'une surface de degré n doit être de degré inférieur à $n(n-1)^2$. Pour les ondes qSH la surface d'onde sera de degré 2 tandis que pour les ondes qP et qSV celles-ci seront de degré inférieur à 36.

1. Surfaces de vitesse normale

Pour l'onde qSH la surface de vitesse normale s'écrit d'après l'équation IV-1:

$$v_N = \sqrt{(c_{66} \sin^2\theta + c_{44} \cos^2\theta) / \rho}$$

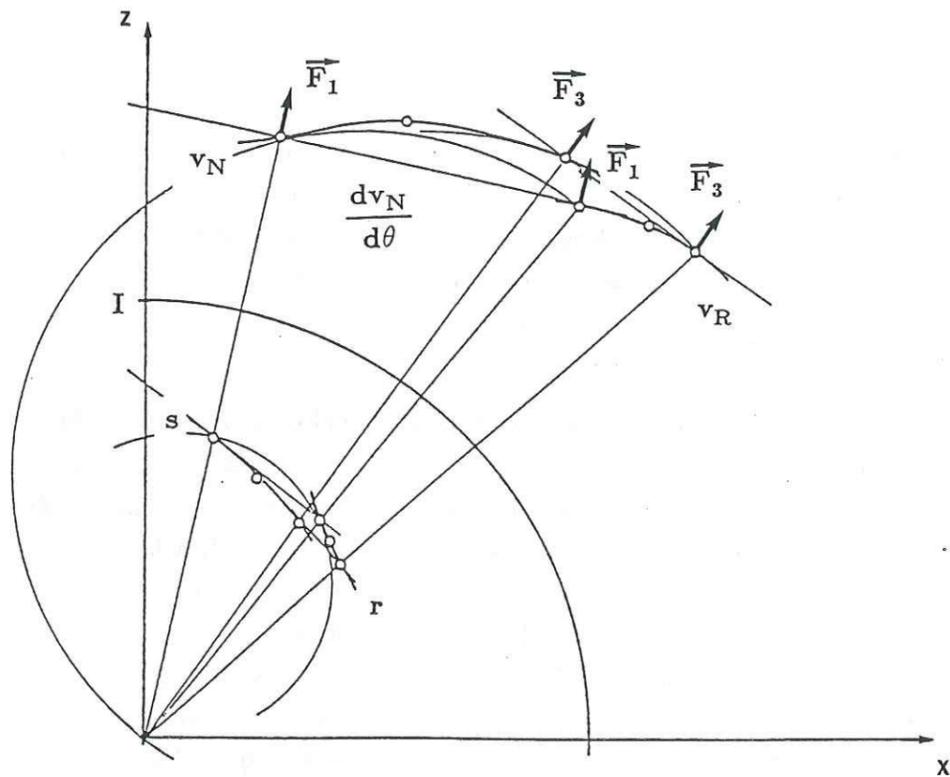


Figure IV-1 : relations entre la surface de vitesse normale, v , la surface de vitesse de groupe, g , la surface lenteur, n , la surface de lenteur de rais, r . v et n ainsi que g et r sont inverses les unes aux autres par rapport au cercle unité I . Par définition g est la surface tangente à v (D'après Helbig, 1984).

Pour les ondes qP et qSV les surfaces de vitesse normale s'écrivent d'après l'expression de la quadrique IV-2 :

$$v_N = \sqrt{\left[2c_{44} + (c_{11} - c_{44}) \sin^2 \theta + (c_{33} - c_{44}) \cos^2 \theta \pm \left[(c_{11} - c_{44}) \sin^2 \theta + (c_{33} - c_{44}) \cos^2 \theta \right]^2 + \left[(c_{13} + c_{44})^2 - (c_{11} - c_{44})(c_{33} - c_{44}) \right] \sin^2 2\theta \right]^{1/2}} / (2\rho)$$

le signe + correspond aux ondes qP, le signe - correspond aux ondes qSV.

2. Surfaces de vitesse de groupe

Comme nous venons de le montrer, les vitesses normales, dans le plan méridien, dépendent de la direction de phase θ . Si l'on appelle x et z les projections d'une vitesse de groupe suivant les axes x et z nous trouvons, par de la géométrie élémentaire, la relation :

$$v_N = x \sin \theta + z \cos \theta$$

Pour éliminer θ , dérivons cette expression :

$$\frac{dv_N}{d\theta} = x \cos \theta - z \sin \theta$$

En mettant ces deux expressions au carré puis en les ajoutant, on trouve l'expression de la vitesse de groupe v_R (Postma, 1955) :

$$v_R = \sqrt{x^2 + z^2} = \sqrt{v_N^2 + \left[\frac{dv_N}{d\theta} \right]^2}$$

3. Variations de la vitesse de groupe des ondes qSH avec θ

Pour les ondes qSH l'expression de $\frac{dv_N}{d\theta}$ s'écrit :

$$\frac{dv_N}{d\theta} = \sin 2\theta \frac{(c_{66} - c_{44})}{2\rho v_N}$$

Ce qui donne comme expression de la vitesse de groupe :

$$v_R = \frac{\sqrt{c_{66}^2 \sin^2 \theta + c_{44}^2 \cos^2 \theta}}{\rho v_N}$$

Cette surface ainsi décrite sera toujours un ellipsoïde de révolution ayant comme axes principaux les vitesses suivant les directions horizontale et verticale. Ces vitesses s'expriment respectivement par :

$$\sqrt{c_{44}/\rho} \text{ et } \sqrt{c_{66}/\rho}.$$

4. Variations de la vitesse de groupe des ondes qP avec θ

L'expression de $\frac{dv_N}{d\theta}$ pour les ondes qP s'écrit :

$$\frac{dv_N}{d\theta} = \frac{\sin(2\theta)}{4\rho v_N} \left[c_{11}-c_{33} \pm \frac{(c_{11}-2c_{44}+c_{33}) \left[(c_{11}-c_{44}) \sin^2\theta - (c_{33}-c_{44}) \cos^2\theta \right] + \cos(2\theta) (c_{13}+c_{44})^2}{\left[\left[(c_{11}-c_{44}) \sin^2\theta - (c_{33}-c_{44}) \cos^2\theta \right]^2 + (c_{13}+c_{44})^2 \sin^2(2\theta) \right]^{1/2}} \right]$$

Le signe + correspond aux ondes qP et le signe - aux ondes qSV.

Suivant les directions horizontale et verticale nous avons les vitesses :

$$v_{qP_v} = \sqrt{c_{33}/\rho}, \quad v_{qP_h} = \sqrt{c_{11}/\rho}$$

La surface d'onde qP n'est pas en règle générale un ellipsoïde de révolution. Cette éventualité se produit dans le cas particulier où nous avons $(c_{11}-c_{44})(c_{33}-c_{44}) = (c_{13}+c_{44})^2$ (Helbig, 1984). La surface d'onde a alors pour expression :

$$v_R = \frac{\sqrt{c_{11}^2 \sin^2\theta + c_{33}^2 \cos^2\theta}}{\rho v_N},$$

les axes de cet ellipsoïde étant :

$$\sqrt{c_{33}/\rho} \text{ et } \sqrt{c_{11}/\rho}.$$

Lyakhovitskiy et Nevsky (1970, 1971) et Nevsky (1974) ont montré que l'on peut définir trois classes de surface d'onde qP en étudiant la variation de la quantité $E = (c_{13} + c_{44}) / c_{33}$, quand la vitesse suivant la direction horizontale est supérieure à la vitesse suivant la direction verticale. C'est ce qui est généralement observé lors de mesures d'anisotropie de vitesse. L'appartenance d'une surface d'onde à l'une de ces trois classes nous permettra donc de contraindre les paramètres élastiques du milieu.

Ces classes se définissent comme suit:

- $E > 1$ (classe I). La vitesse augmente depuis la vitesse verticale jusqu'à la vitesse horizontale. Le cas où la surface d'onde est un ellipsoïde de révolution appartient à cette classe.

- $E = 1$ (classe II). La vitesse est constante dans l'intervalle d'angle $0-20^\circ$, formant ainsi un cône isotrope, puis croît jusqu'à la valeur de vitesse horizontale.

- $E < 1$ (classe III). La vitesse décroît jusqu'à un minimum intermédiaire puis croît jusqu'à la valeur de vitesse horizontale.

La Figure IV-2 illustre ces différentes classes. Parmi les sous-systèmes précédemment cités, ceux présentant une symétrie hexagonale quasi-isotropique appartiennent à la classe II, tandis que ceux présentant des symétries hexagonales quasi-cubiques ainsi que ceux à symétrie cubique appartiennent à la classe III.

5. Variation de la vitesse de groupe des ondes qSV avec θ

La surface d'onde qSV ne peut jamais être un ellipsoïde de révolution. Les vitesses suivant la verticale et l'horizontale sont égales à $\sqrt{c_{44}/\rho}$. On peut constater que dans le cas où la surface d'onde qP est un ellipsoïde de révolution nous avons isotropie des ondes qSV. Dans le cas général nous pouvons avoir apparition de points de rebroussement. Musgrave (1970) a montré que ceux-ci apparaissent quand la surface lenteur présente un point d'inflexion (Figure IV-3). Les conditions d'apparition des points de rebroussement ont été établies à partir de l'analyse d'équations caractéristiques (Budaev, 1978). Deux fonctions sont étudiées, $y^* = f(c_{11}, c_{33}, c_{44})$ et $y = f(c_{11}, c_{33}, c_{44}, c_{13})$. y est définie comme suit :

$$y = 1 - c_{13} (c_{13} + 2c_{44}) / (c_{33}c_{11})$$

y^* est la racine de l'équation :

$$\left[3(1-b)P_2^{1/2} - (1+b)y^* - 2b(1+a) \right] \left[(1-b)P_2^{1/2} + P_1 \right]^{1/2} + 2 \left[(1+b)P_2^{1/2} - (1-b)y^* \right] \left[2(1-b)P_2^{1/2} \right]^{1/2} = 0$$

avec :

$$P_1 = 2b(1+a) - y^*(1+b), \quad P_2 = y^{*2} - 4ab, \quad a = \frac{c_{44}}{c_{11}}, \quad b = \frac{c_{44}}{c_{33}}$$

Suivant les valeurs des c_{ij} nous allons avoir deux cas. Soit $y > y^*$ et nous aurons alors deux points de rebroussement dans chaque quadrant de la surface de vitesse de groupe. Soit $y < y^*$ et il n'y aura pas de point de rebroussement sur la surface de groupe des ondes qSV. La condition d'apparition de points de rebroussement peut aussi s'écrire (Lyakhovitskiy, 1984) :

$$K^* > c_{13} / c_{33}$$

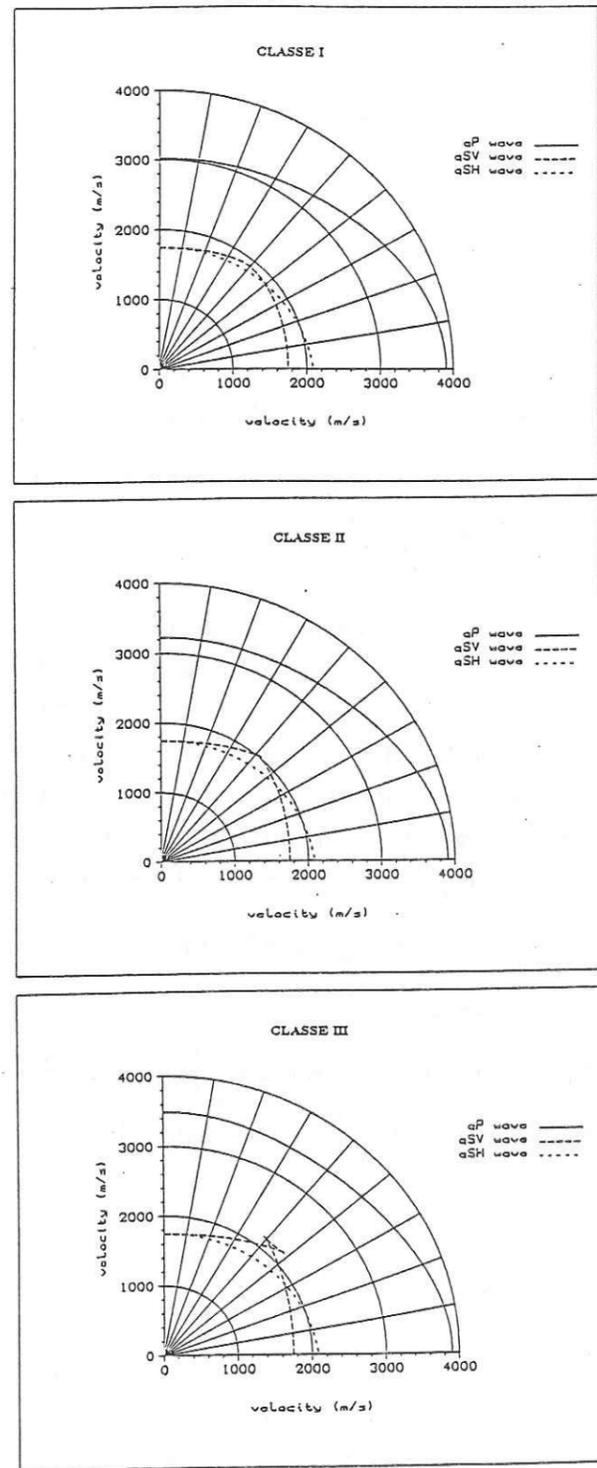
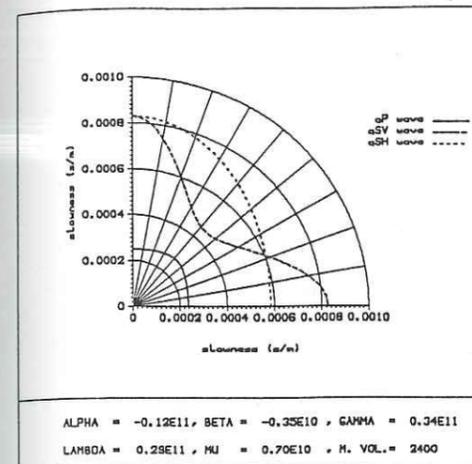
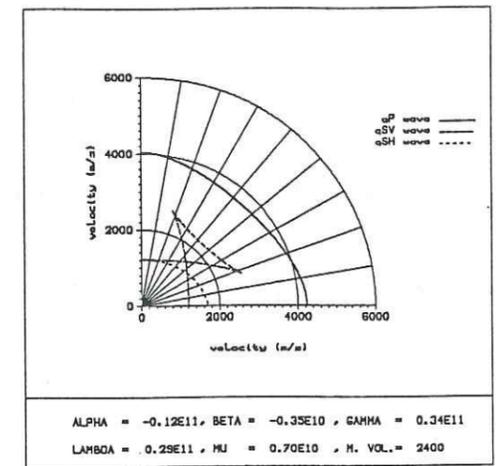
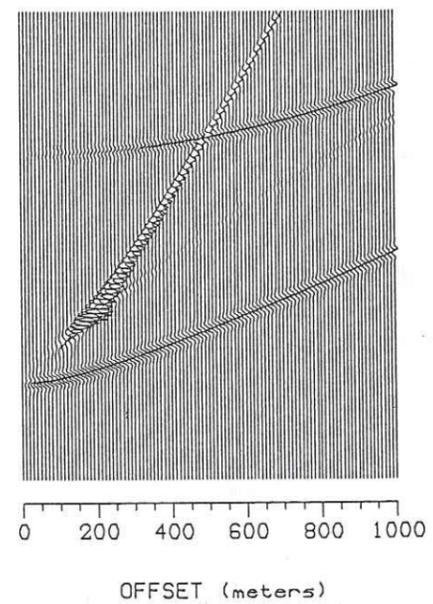


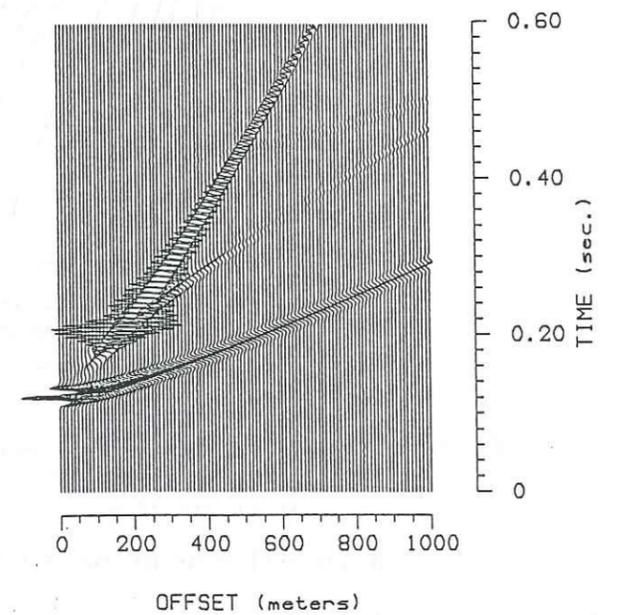
Figure IV-2 : classes de vitesse de groupe des ondes qP basée sur l'étude de la variation du rapport $E = (c_{13} + c_{44}) / c_{33}$. Pour la classe I, $E > 1$. Pour la classe II, $E = 1$. Pour la classe III, $E < 1$.



a
horizontal displacement



b
vertical displacement



c

Figure IV-3 : relation entre la présence d'un point d'inflexion sur la surface lenteur de l'onde qSV (a) et l'apparition de points de rebroussements sur la surface de groupe de la même onde (b). Amplitude de cette onde émise par une source explosive (c). (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

et

$$K^* = b \left[(1+ab-y^*)^{1/2} / (ab) - 1 \right]$$

La Figure IV-4 présente les isolignes de K^* . Avec l'aide de ce diagramme on peut immédiatement déterminer la présence ou non de points de rebroussement sur les surfaces de vitesse de groupe des ondes qSV, à partir des rapports $a = \frac{c_{44}}{c_{11}}$ et

$$b = \frac{c_{44}}{c_{33}}$$

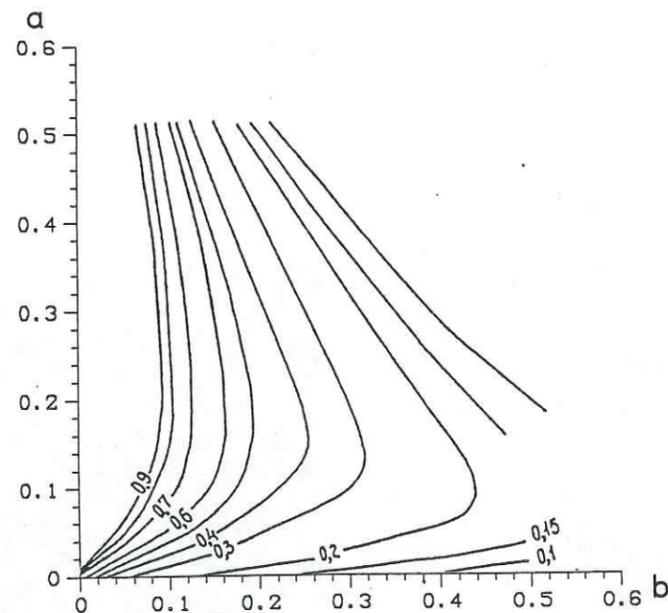


Figure IV-4 : abaque de la fonction K^* , permettant de définir si la surface de vitesse de rais de l'onde qSV possède des points de rebroussements. Leur condition d'apparition est définie par $K^* > c_{1133} / c_{3333}$. $a = c_{2323} / c_{1111}$, $b = c_{2323} / c_{3333}$. (d'après Lyakhovitskiy, 1984)

6. Direction de propagation

La relation liant la direction de phase à la direction de groupe découle des expressions de vitesses de groupe. Elle s'exprime par (Berryman, 1979) :

$$\operatorname{tg}(\psi - \theta) = \frac{1}{v_N} \frac{dv_N}{d\theta}$$

VI-5

ψ étant la direction de propagation, θ la direction de phase.

Pour l'onde qSH cette relation s'exprime de la manière suivante :

a

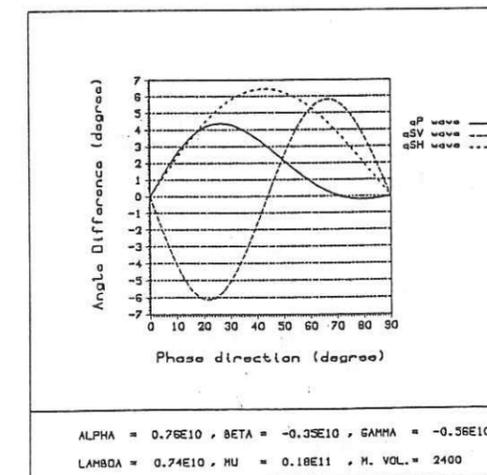
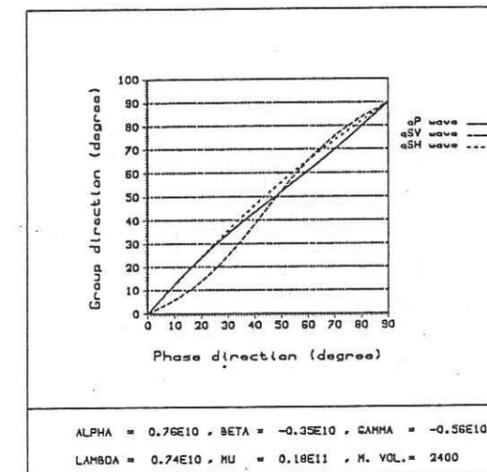
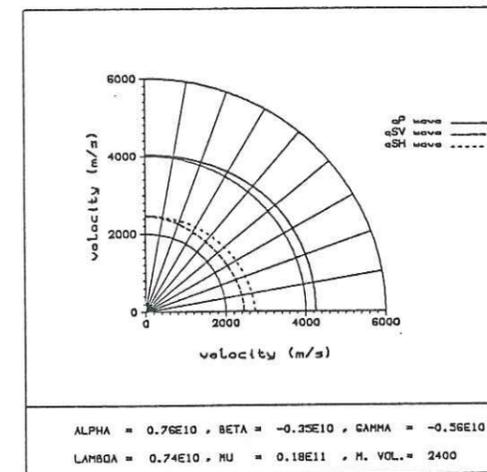


Figure IV-5 : variation de la direction de groupe ψ en fonction de la direction de phase θ , ainsi que la variation de la différence des deux directions $\psi - \theta$ en fonction de la direction de phase θ , pour la classe I. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

- a. modèle présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH.
- b. modèle présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH.

b

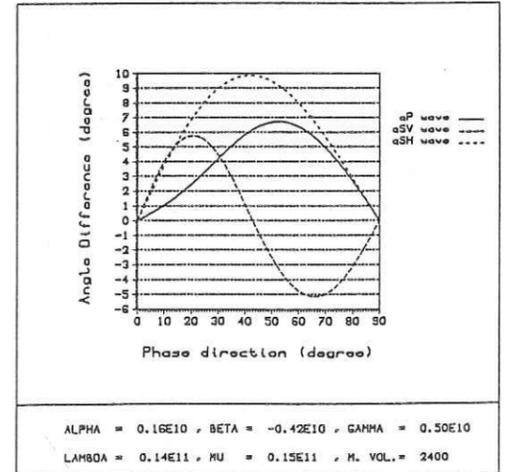
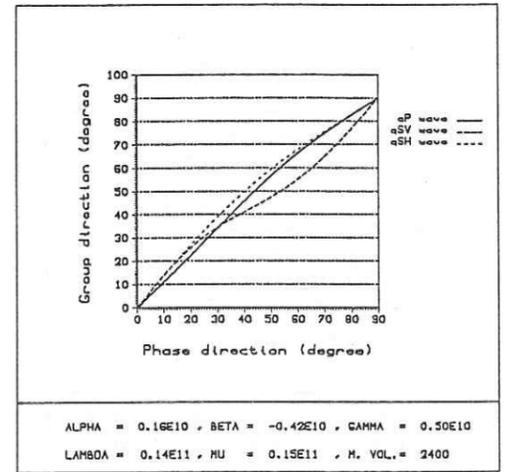
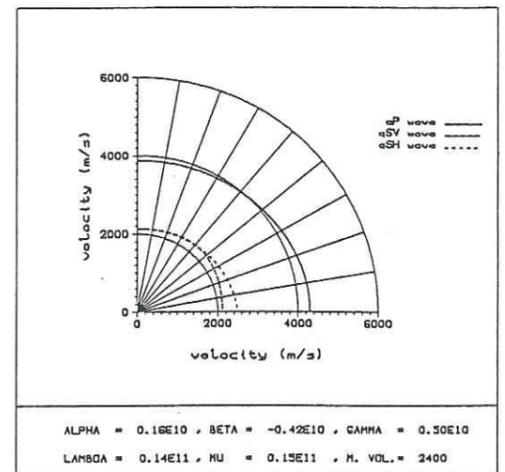


Figure IV-5 : suite.

a

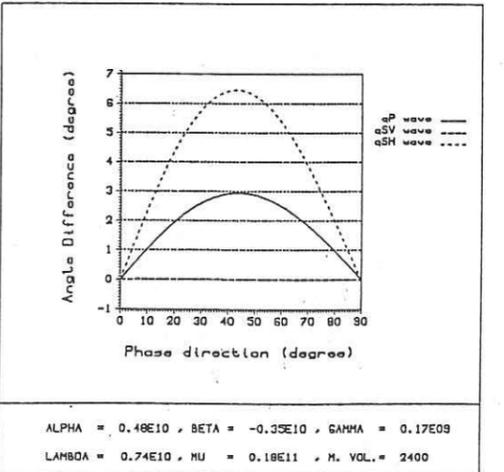
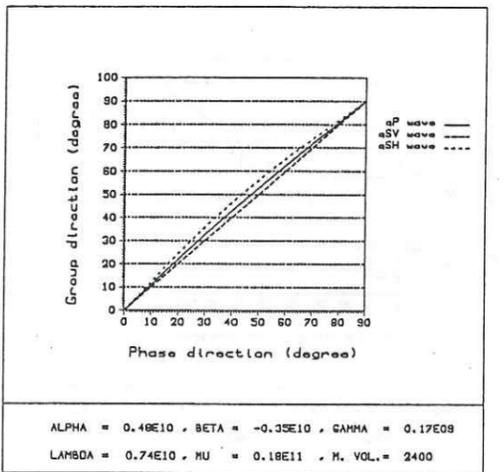
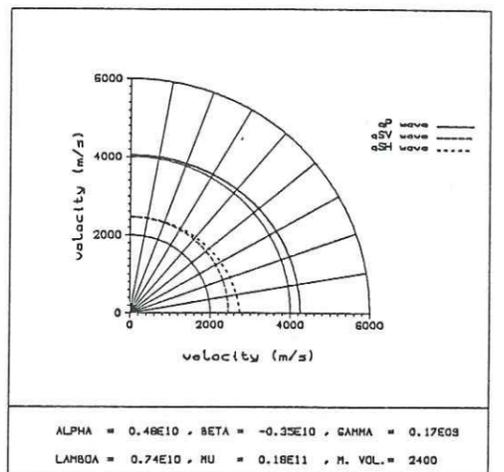


Figure IV-6 : variation de la direction de groupe ψ en fonction de la direction de phase θ , ainsi que la variation de la différence des deux directions $\psi-\theta$ en fonction de la direction de phase θ , pour un ellipsoïde de révolution. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)
 a. modèle présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH.
 b. modèle présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH.

b

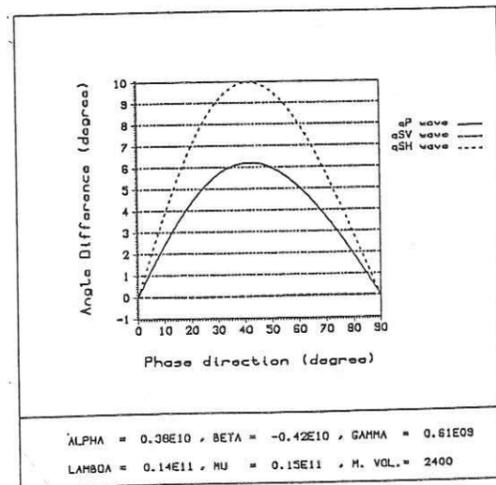
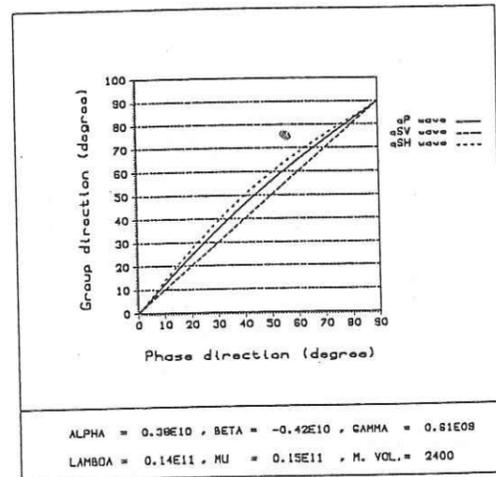
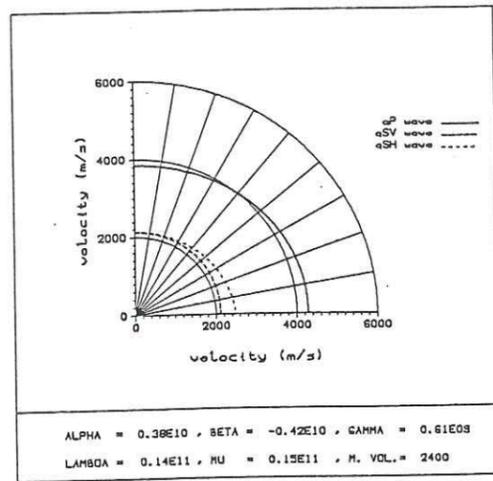


Figure IV-6 : suite.

a

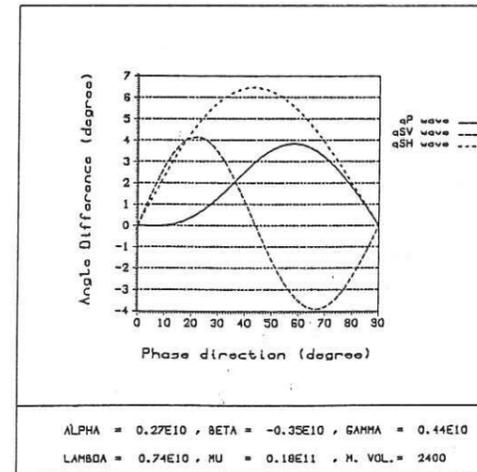
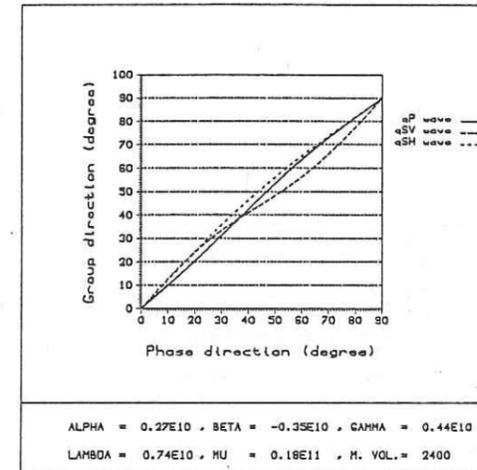
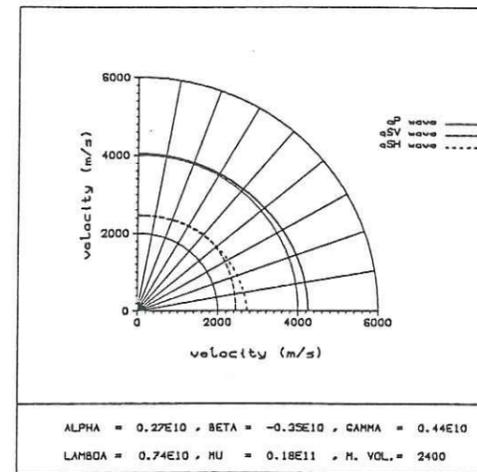


Figure IV-7 : variation de la direction de groupe ψ en fonction de la direction de phase θ , ainsi que la variation de la différence des deux directions $\psi - \theta$ en fonction de la direction de phase θ , pour la classe II. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

- a. modèle présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH.
- b. modèle présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH.

b

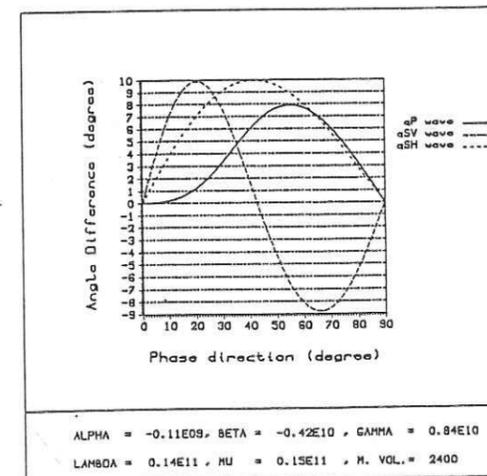
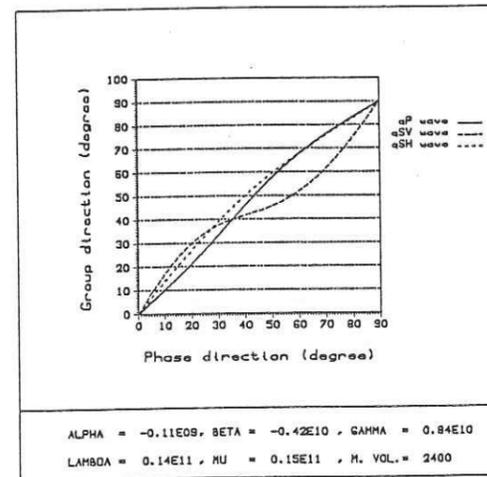
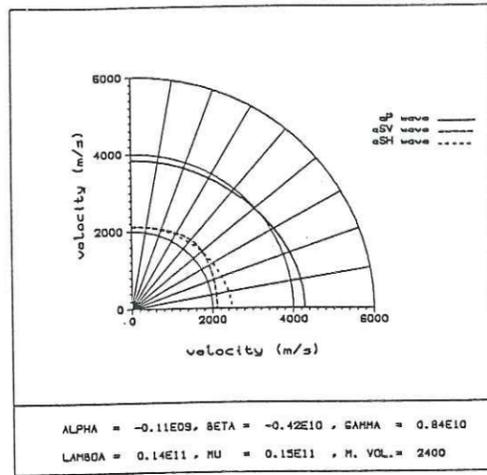


Figure IV-7 : suite.

a

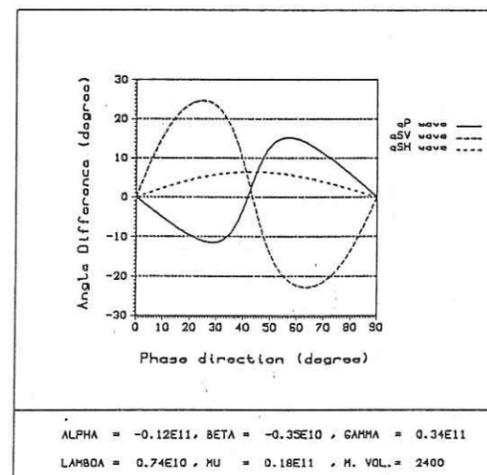
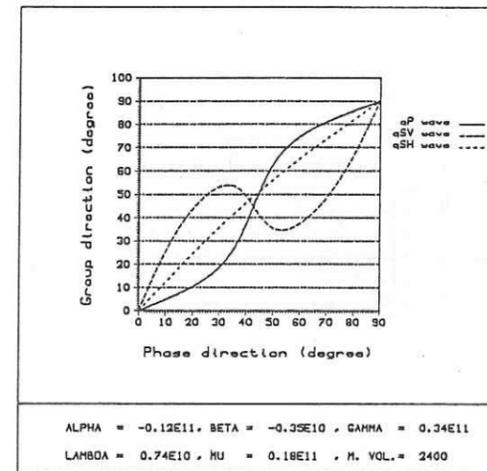
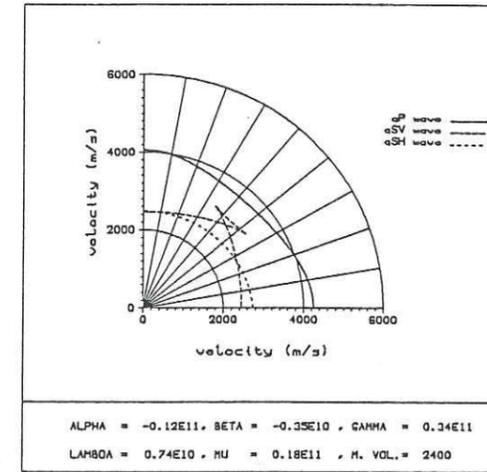


Figure IV-8 : variation de la direction de groupe ψ en fonction de la direction de phase θ , ainsi que la variation de la différence des deux directions $\psi - \theta$ en fonction de la direction de phase θ , pour la classe III. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

a. modèle présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH.

b. modèle présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH.

b

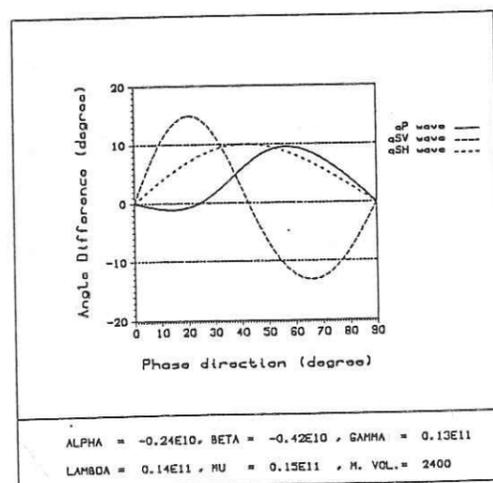
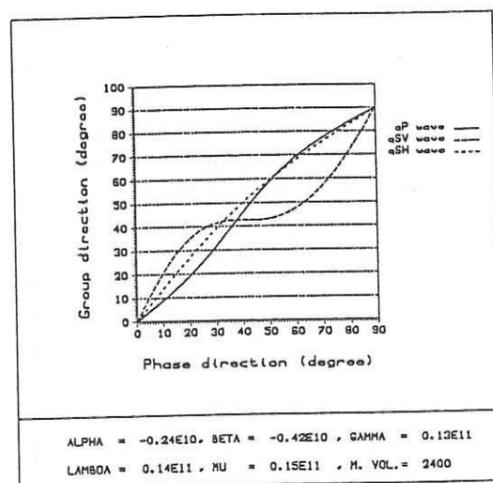
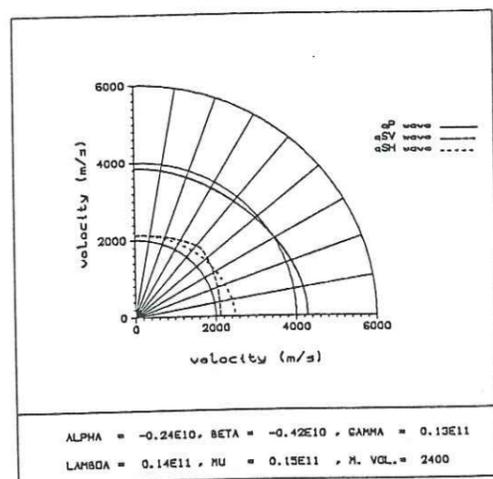


Figure IV-8 : suite.

$$\operatorname{tg}(\psi) = \frac{c_{66}}{c_{44}} \operatorname{tg}\theta$$

Pour les ondes qP et qSV cette relation sera plus compliquée. Les Figures IV-5 à IV-8 représentent les variations de ψ ainsi que la différence $\psi-\theta$ pour les trois classes de vitesses d'ondes qP ainsi que dans le cas particulier où l'on observe un ellipsoïde de révolution. Deux milieux sont présentés par classes, le premier milieu est caractérisé par de un taux de 5% d'anisotropie, entre les vitesses horizontales et verticales, pour les ondes qP et un taux de 10% sur les ondes qSH, tandis que le second milieu a un taux de 10% d'anisotropie pour les ondes qP et de 15% pour les ondes qSH.

IV-h Directions de polarisation

C'est par l'étude de la polarisation des différentes ondes que l'on pourra réellement déterminer si la dépendance apparente de la vitesse de propagation est due à de l'anisotropie de constitution des matériaux ou si elle est due à d'éventuelles hétérogénéités d'un milieu isotrope. Les polarisations des différentes ondes dans un milieu isotrope s'expriment simplement en fonction de la direction de propagation. Les ondes longitudinales P comme leur nom l'indique sont polarisées dans la direction de propagation, les ondes transverses ont leurs directions de polarisations perpendiculaires à la direction de propagation. Pour les milieux isotropes transverses les expressions des vecteurs polarisations des ondes qP et qSV sont exprimés par les équations IV-3 et IV-4. L'onde qSH est, comme dans le cas isotrope, polarisée perpendiculairement au plan méridien contenant la source et le récepteur. Pour une même direction de phase nous avons orthogonalité des polarisations des ondes qP et qSV, la polarisation de l'ondes qP n'étant pas suivant la direction de phase. L'équation IV-5 montre que la direction de groupes des ondes qP et qSV ne sont pas colinéaires. Nous n'aurons donc pas orthogonalité des polarisations de ces deux ondes pour une même direction de groupe. Quelles informations pourra t'on tirer de la différence de direction de polarisation des ondes qP et qSV. Pour des cas de faibles anisotropies (Figures IV-9, IV-11, IV-13) les directions de polarisation des deux ondes restent orthogonales quelque soit la direction de propagation. Il est donc difficile en possédant uniquement cette information de trancher avec un milieu isotrope hétérogène. Notons cependant, que si l'on connaît avec certitude les directions de propagation, la comparaison de celle-ci avec les directions de polarisation enlèvera toutes ambiguïtés sur la nature du milieu. Les paramètres élastiques c_{11} , c_{33} , c_{44} et c_{66} peuvent être définis directement par l'étude des vitesses

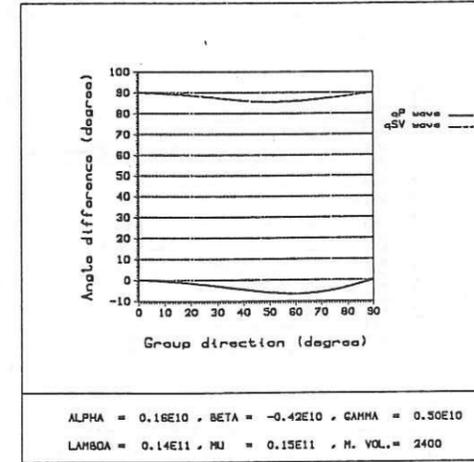
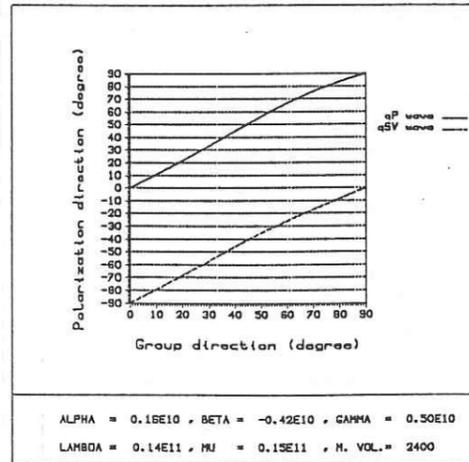
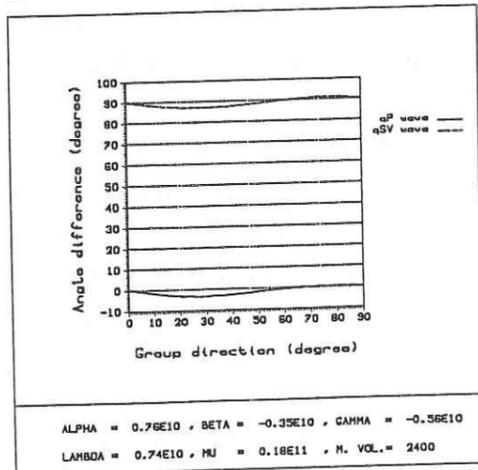
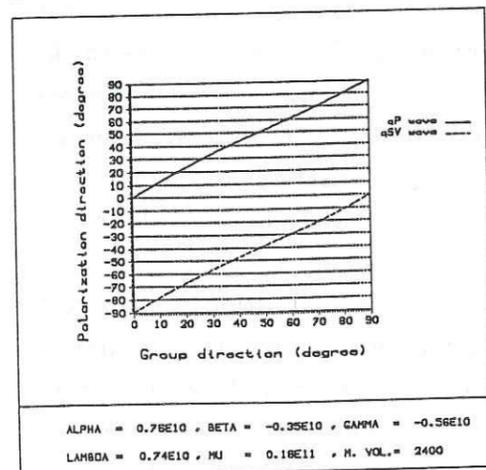
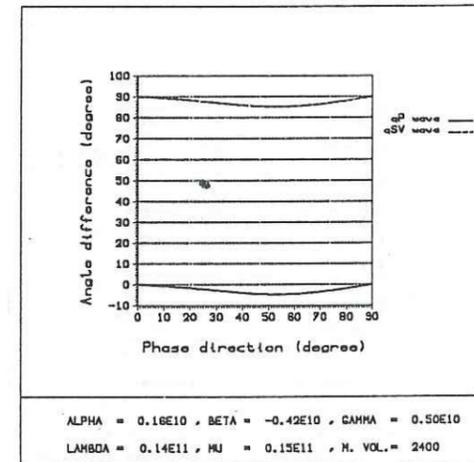
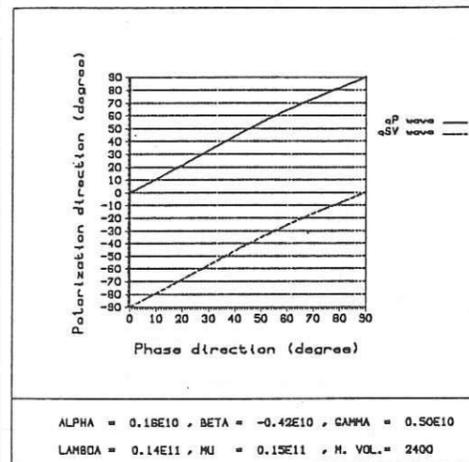
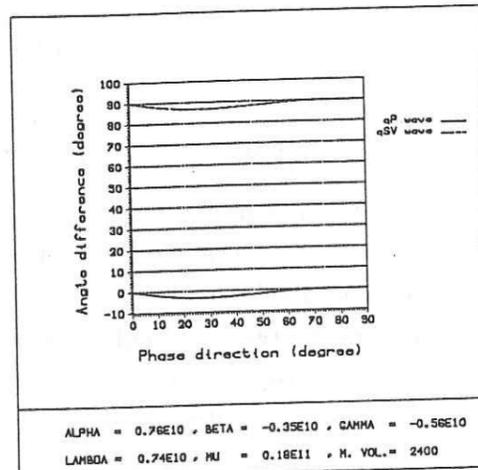
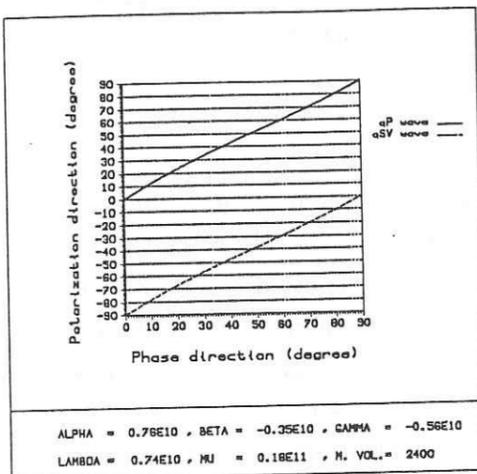
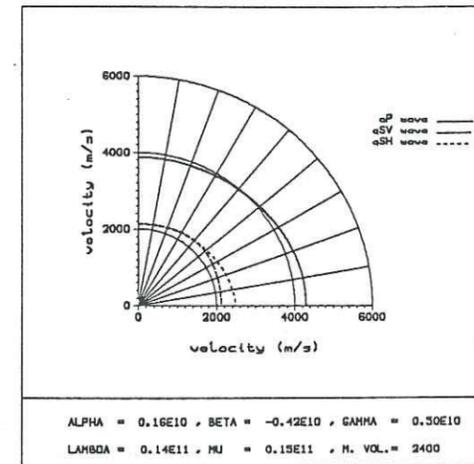
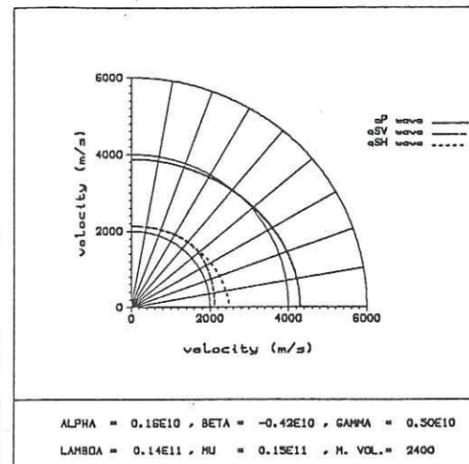
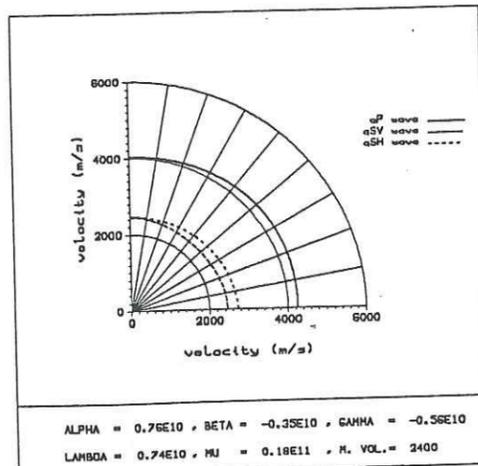
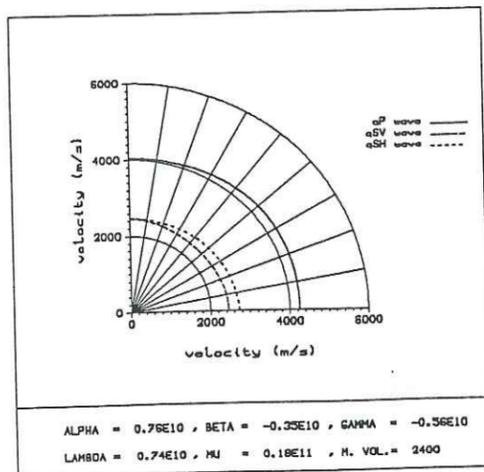


Figure IV-9 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle de la classe I, présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

Figure IV-10 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle de la classe I, présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

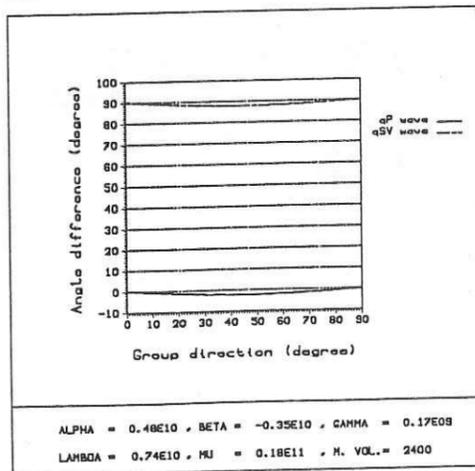
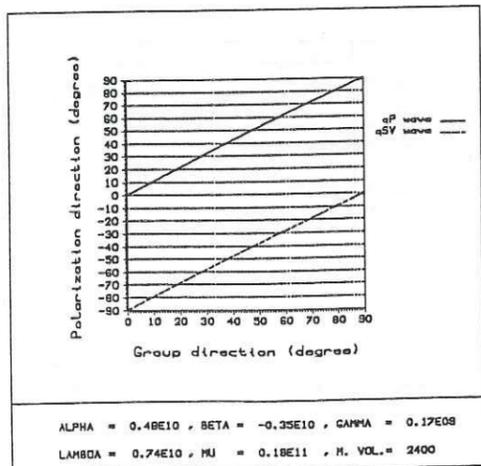
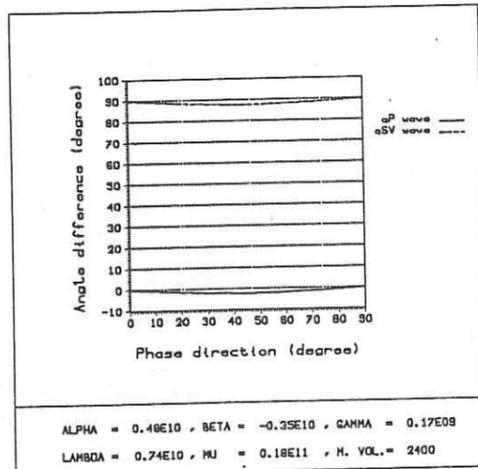
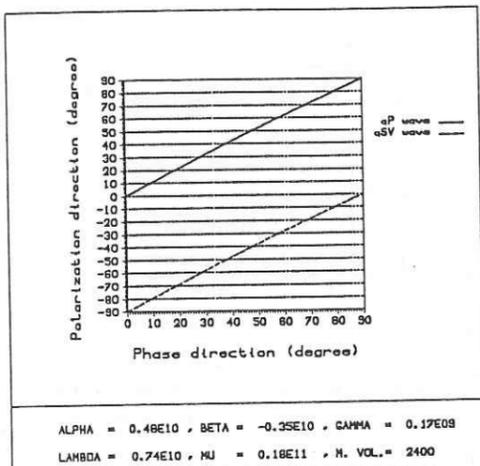
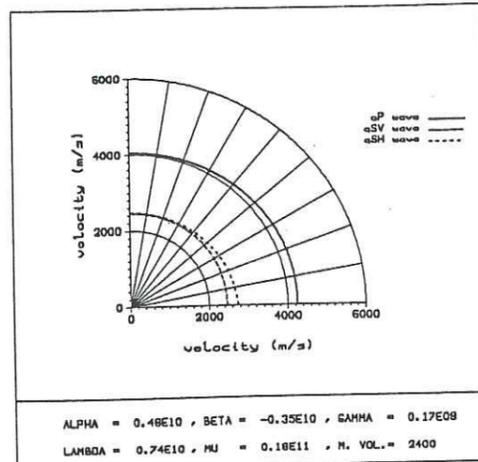
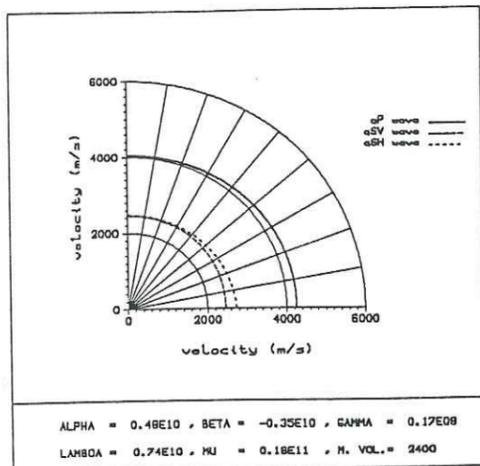


Figure IV-11 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle ellipsoïdal, présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

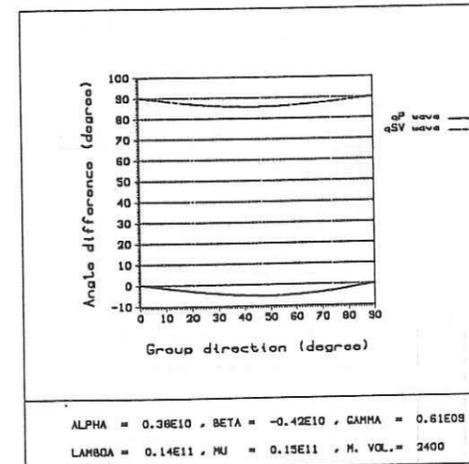
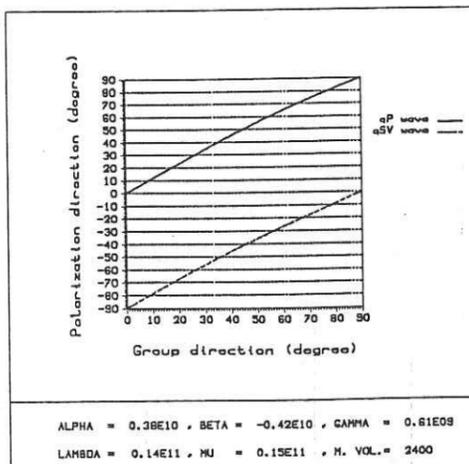
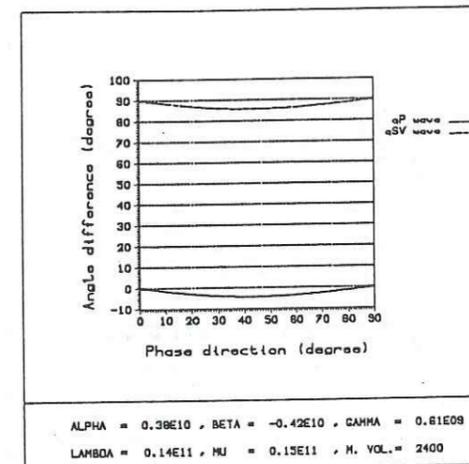
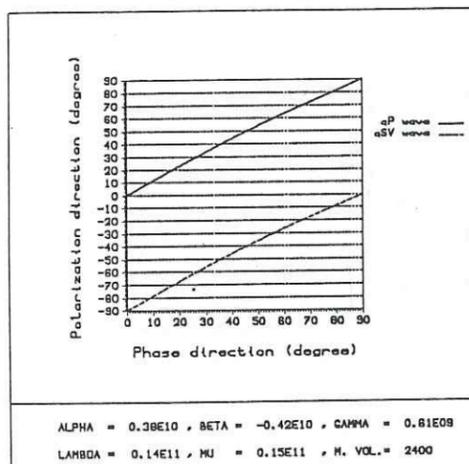
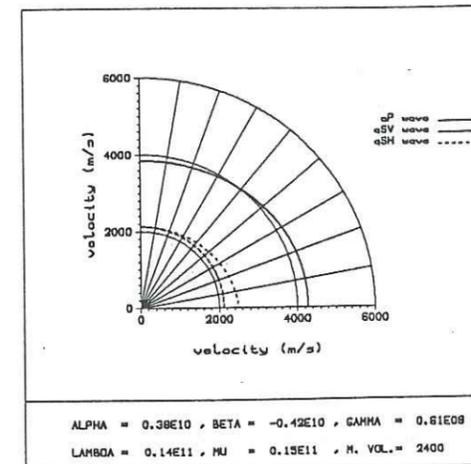
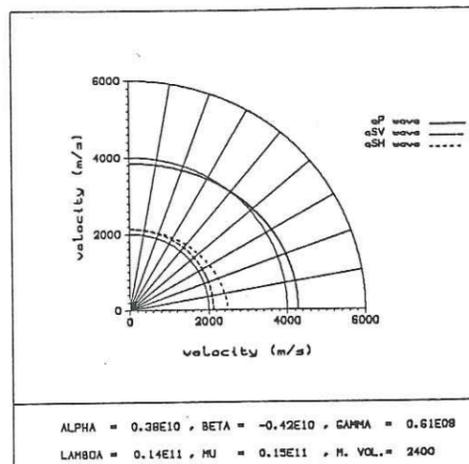


Figure IV-12 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle ellipsoïdal, présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

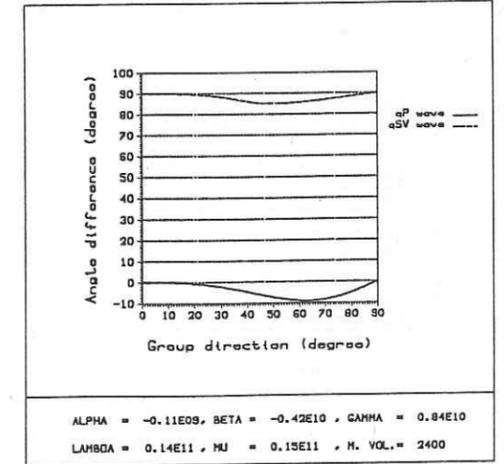
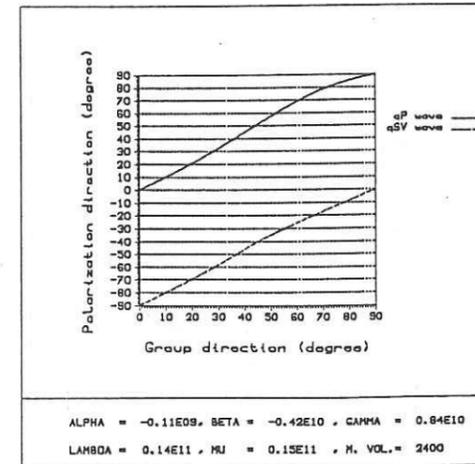
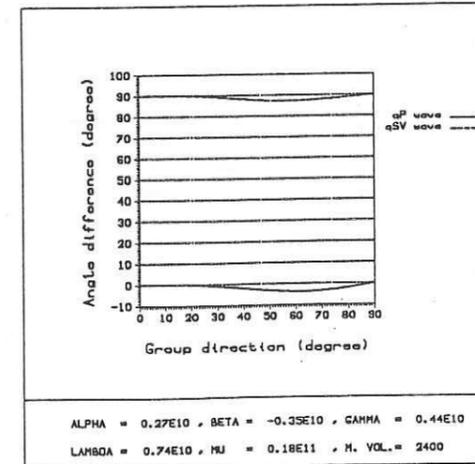
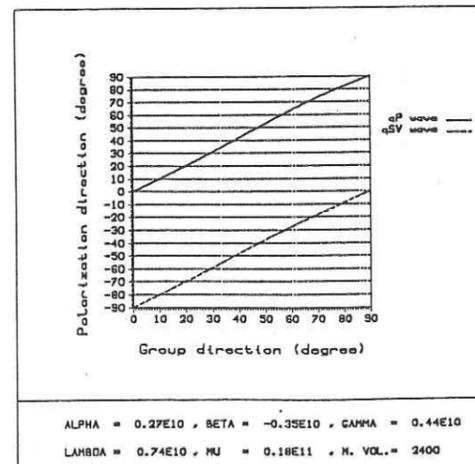
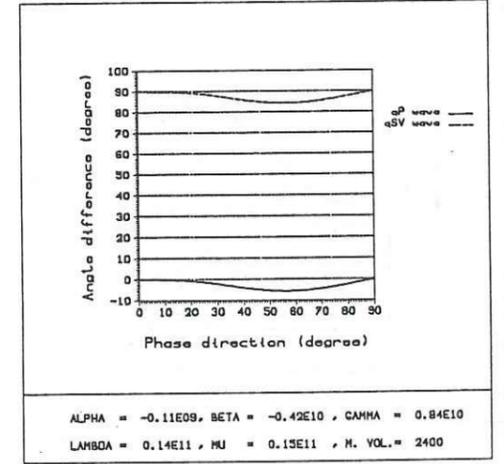
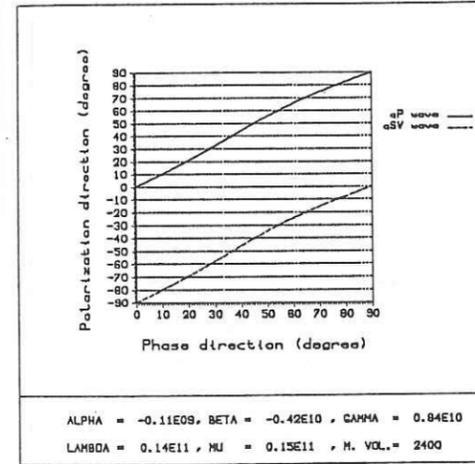
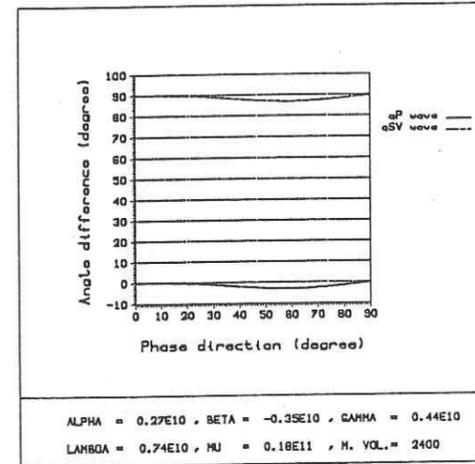
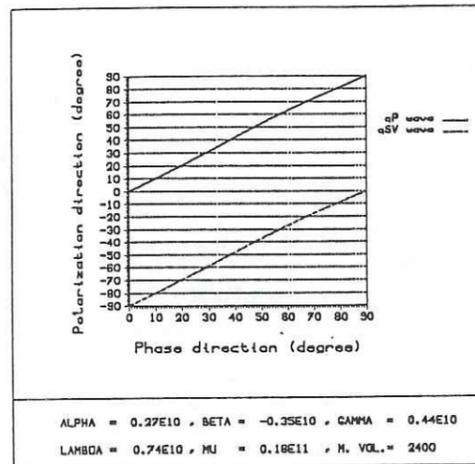
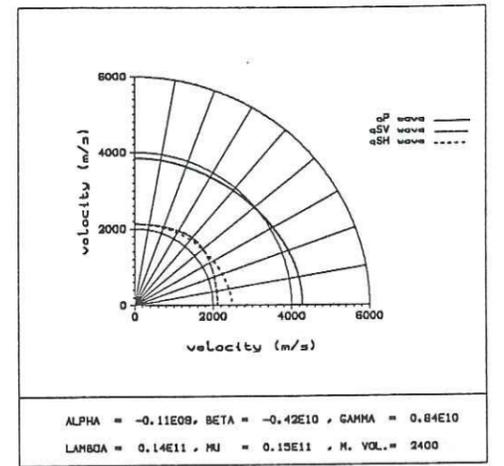
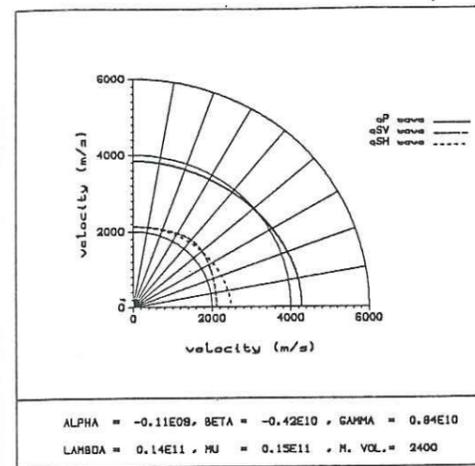
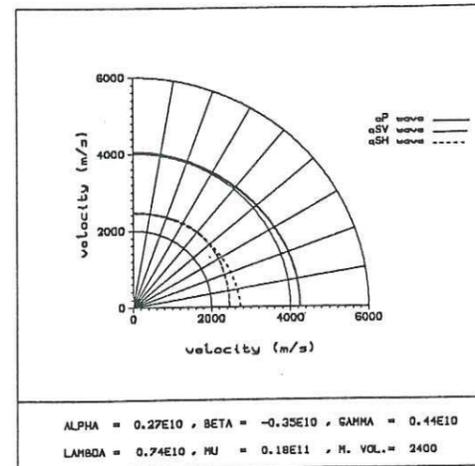
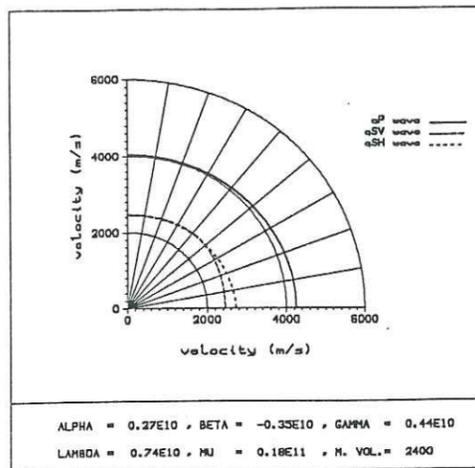


Figure IV-13 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle de la classe II, présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

Figure IV-14 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle de la classe II, présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

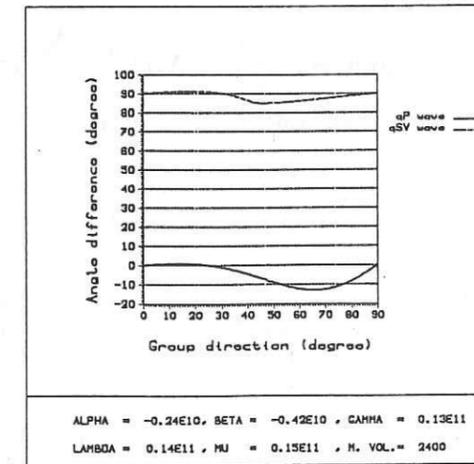
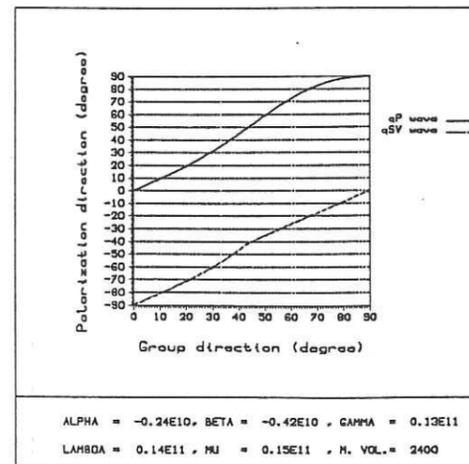
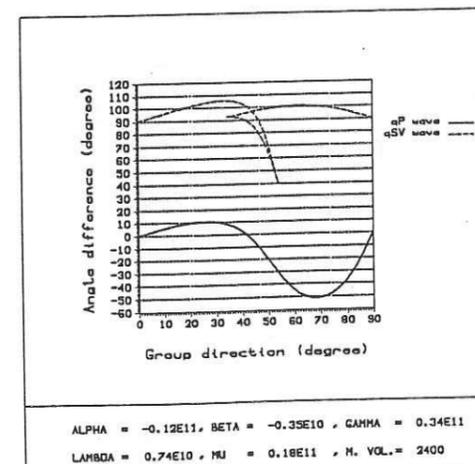
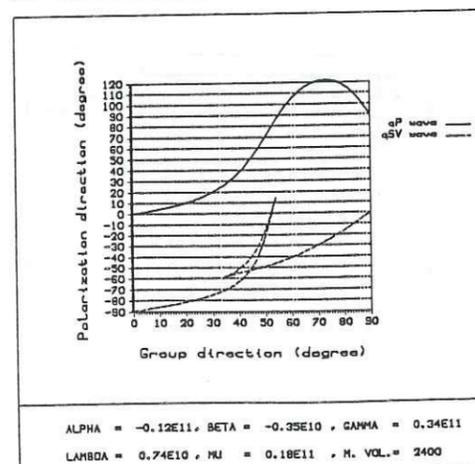
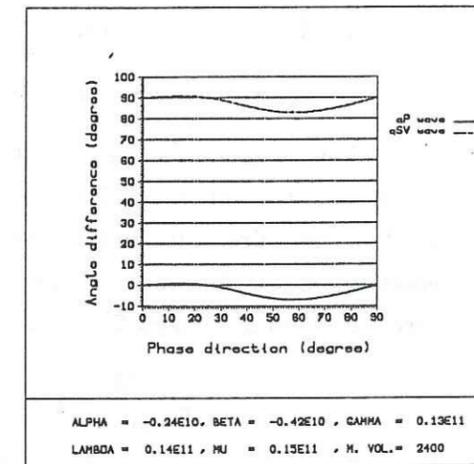
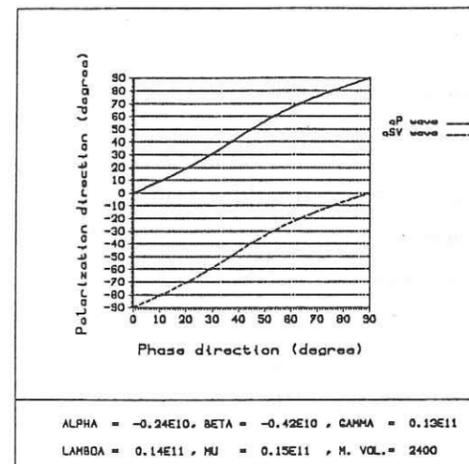
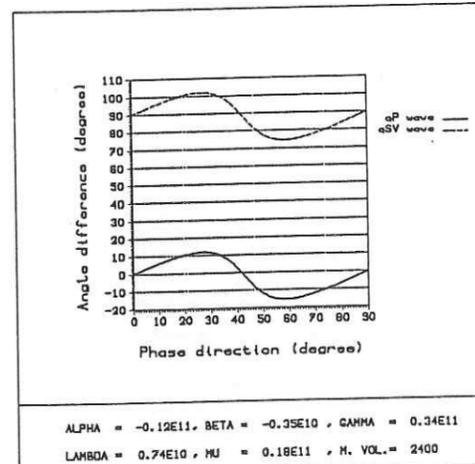
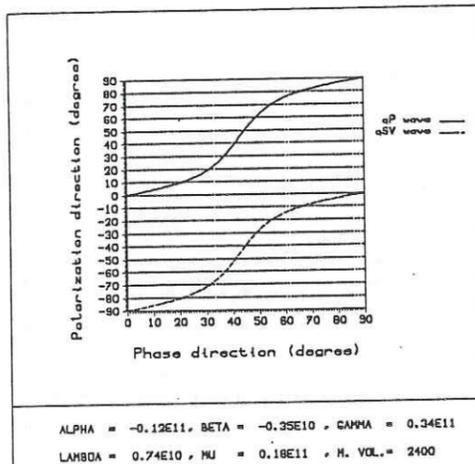
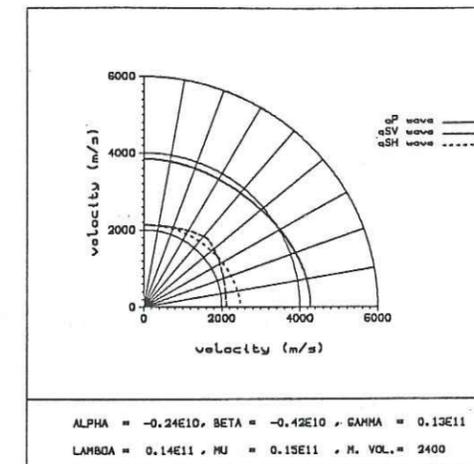
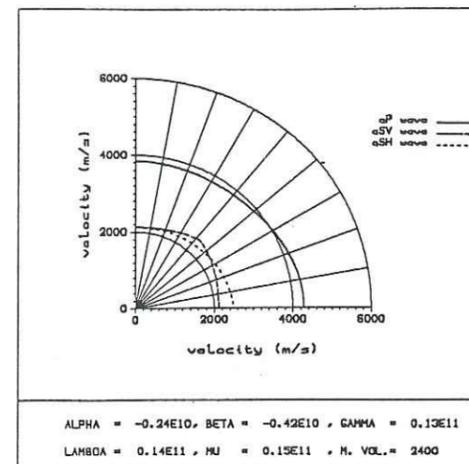
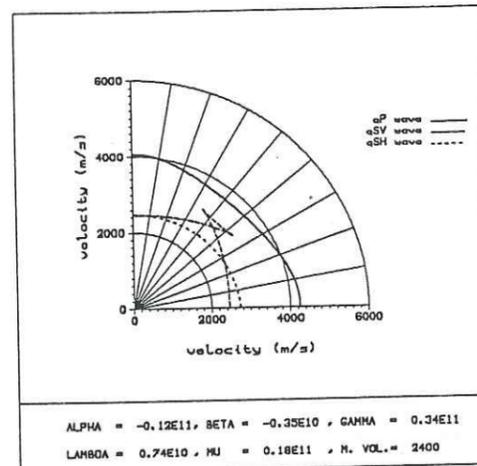
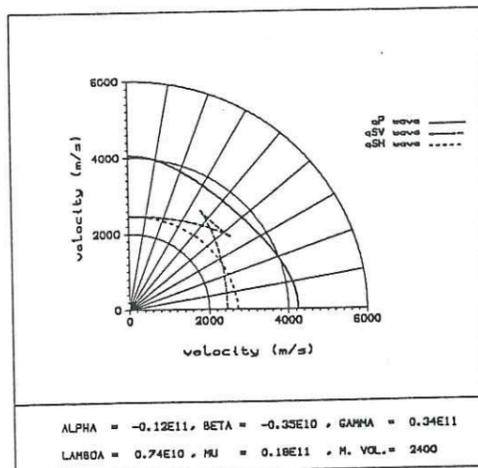


Figure IV-15 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle de la classe III, présentant une variation de 5 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 10 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

Figure IV-16 : variation de la direction de polarisation en fonction de la direction de phase θ , et de la direction de groupe ψ , ainsi que la différence entre la direction de phase ou la direction de groupe et la direction de polarisation, en fonction de la direction de phase ou de la direction de groupe, pour un modèle de la classe III, présentant une variation de 10 % de vitesse entre l'horizontale et la verticale pour les ondes qP et une variation de 15 % pour les ondes qSH. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$; unité de la masse volumique: $kg.m^{-3}$)

qP, qSV et qSH suivant les directions verticale et horizontale. Si l'on arrive à déterminer la classe d'appartenance de l'onde qP, il sera possible de contraindre la paramètre élastique c_{13} . Celui-ci ne peut en effet être défini directement à partir d'une direction particulière de propagation. Seule la classe III peut être clairement identifiée. La différence entre la direction de polarisation et la direction de propagation en fonction de la direction de propagation présente dans ce cas une variation positive puis une variation négative. Les figures IV-15 et IV-16 montrent bien cette particularité.

IV-i Propagation dans un demi-espace stratifié

1. Solution d'ondes cylindriques, conditions aux limites

Nous traiterons le problème en coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) . Cela présentent l'avantage de faire l'intégration uniquement sur le nombre d'onde radial, au lieu de faire une double intégration sur les nombres d'ondes horizontaux en coordonnées cartésiennes. L'équation du mouvement s'exprime alors en l'absence de force de volume (Takeuchi et Saito, 1972) :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\text{div } \vec{\sigma}_r, \text{div } \vec{\sigma}_\phi, \text{div } \vec{\sigma}_z) + \frac{1}{r} (-\sigma_{\phi\phi}, \sigma_{r\phi}, 0)$$

avec $\sigma_\alpha = (\sigma_{\alpha\alpha}, \sigma_{\alpha\beta}, \sigma_{\alpha\gamma})$, α, β, γ étant des axes de coordonnées.

$$\text{et } \text{div } \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Les contraintes s'écrivent :

$$\sigma_{rr} = c_{11} \frac{\partial u_r}{\partial r} + c_{12} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + u_r \right) + c_{13} \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

$$\sigma_{\phi\phi} = c_{11} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + u_r \right) + c_{12} \frac{\partial u_r}{\partial r} + c_{13} \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

$$\sigma_{zz} = c_{33} \frac{\partial u_z}{\partial z} + c_{13} \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + u_r \right) + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right]$$

$$\sigma_{\phi z} = c_{44} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \phi} + \frac{\partial u_\phi}{\partial z} \right), \sigma_{zr} = c_{44} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)$$

$$\sigma_{r\phi} = c_{66} \left[\frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial \phi} - u_\phi \right) \right]$$

Pour une solution d'onde cylindrique nous avons les déplacements et les contraintes qui s'expriment par :

- pour les ondes qSH

$$u_r = y_1(z; \omega, k) \frac{1}{kr} \frac{\partial Y_k^m(r, \phi)}{\partial \phi} e^{i\omega t}$$

$$u_\phi = -y_1(z; \omega, k) \frac{1}{k} \frac{\partial Y_k^m(r, \phi)}{\partial r} e^{i\omega t}$$

$$u_z = 0$$

avec $Y_k^m(r, \phi) = J_m(kr) e^{im\phi}$

$J_m(kr)$: fonction de Bessel avec k nombre d'onde radial et m nombre d'onde azimuthal.

y_1 est une fonction inconnue qui doit être déterminé. Les contraintes agissant sur le plan z s'écrivent :

$$\sigma_{zz} = 0, \sigma_{\phi z} = -y_2 \frac{1}{k} \frac{\partial Y_k^m}{\partial r} e^{i\omega t}, \sigma_{zr} = y_2 \frac{1}{kr} \frac{\partial Y_k^m}{\partial \phi} e^{i\omega t}$$

$$\text{avec } y_2 = c_{44} \frac{dy_1}{dz}$$

Les conditions aux limites sont définies par :

y_1, y_2 : sont continues

$y_2 = 0$ à la surface libre

$y_1, y_2 \rightarrow 0$ quand $z \rightarrow \infty$

- pour les ondes qP et qSV

$$u_r = i y_3(z; \omega, k) \frac{1}{k} \frac{\partial Y_k^m}{\partial r} e^{i\omega t}$$

$$u_\phi = i y_3(z; \omega, k) \frac{1}{kr} \frac{\partial Y_k^m}{\partial \phi} e^{i\omega t}$$

$$u_z = y_1(z; \omega, k) Y_k^m e^{i\omega t}$$

y_2, y_3 sont des fonctions inconnues qui doivent être déterminées. Les contraintes agissant sur le plan z s'écrivent :

$$\sigma_{zz} = y_2 Y_k^m(r, \phi) e^{i\omega t}, \sigma_{\phi z} = i y_4 \frac{1}{kr} \frac{\partial Y_k^m}{\partial \phi} e^{i\omega t}, \sigma_{zr} = i y_4 \frac{1}{k} \frac{\partial Y_k^m}{\partial r} e^{i\omega t}$$

$$\text{avec } y_2 = c_{33} \frac{dy_1}{dz} - i k c_{13} y_3$$

$$\text{et } y_4 = c_{44} \left(i \frac{dy_3}{dz} + k y_1 \right)$$

Les conditions aux limites s'expriment par :

$$\begin{aligned} y_i \text{ (} i=1 \text{ à } 4 \text{) sont continues} \\ y_2 = y_4 = 0 \text{ à la surface libre} \\ y_i \text{ (} i=1 \text{ à } 4 \text{) } \rightarrow 0 \text{ quand } z \rightarrow \infty \end{aligned}$$

2. Matrices de propagation

La méthode matricielle à été introduite par Thomson (1950) puis à été revue et corrigée par Haskell (1953). Elle s'applique exclusivement à des milieux verticalement hétérogènes. Cette méthode est un cas particulier de la méthode de propagation matricielle introduite par Gilbert et Backus (1966). Son intérêt réside en la possibilité de connaître l'état des déplacements et des contraintes à une profondeur z à partir d'un état de déplacements et de contraintes connu à une profondeur z_1 . Ce qui s'exprime par :

$$b(z) = P(z, z_1) b(z_1)$$

avec $b = \begin{pmatrix} \vec{u} \\ \vec{\sigma} \end{pmatrix}$: vecteur déplacements contraintes

$P(z, z_1)$ est appelé couramment propagateur.

Dans le cas des ondes qSH les fonctions y_1, y_2 introduites précédemment s'écrivent :

$$\begin{aligned} y_1 &= f_1 e^{-i\gamma_2 z_1} + f_2 e^{i\gamma_2 z_1} \\ y_2 &= i \gamma_2 c_{44} (f_2 e^{i\gamma_2 z_1} - f_1 e^{-i\gamma_2 z_1}) \end{aligned}$$

γ_2 est le nombre d'onde vertical de l'onde qSH

f_1, f_2 sont les facteurs d'amplitude des ondes descendantes et montantes.

Les composantes des vecteurs polarisation des ondes qSH montantes et descendantes $a_{2\text{qSH}}^\downarrow, a_{2\text{qSH}}^\uparrow$ n'apparaissent pas car nous avons déjà montré qu'elles sont égales à 1.

A partir de ces fonctions y_1, y_2 , il est aisé de déterminer les éléments de la matrice P , exprimés en annexe A.

Dans le cas des ondes qP et qSV les fonctions y_1, y_2, y_3, y_4 introduites précédemment s'écrivent :

$$\begin{aligned} y_1 &= a_{3\text{qP}} (f_1 e^{-i\nu z_1} - f_2 e^{i\nu z_1}) + a_{3\text{qSV}} (f_3 e^{-i\gamma_1 z_1} - f_4 e^{i\gamma_1 z_1}) \\ y_3 &= a_{1\text{qP}} (f_1 e^{-i\nu z_1} + f_2 e^{i\nu z_1}) + a_{1\text{qSV}} (f_3 e^{-i\gamma_1 z_1} + f_4 e^{i\gamma_1 z_1}) \\ y_2 &= -i (c_{33} \nu a_{3\text{qP}} + c_{13} k a_{1\text{qP}}) (f_1 e^{-i\nu z_1} + f_2 e^{i\nu z_1}) \\ &\quad - i (c_{33} \gamma_1 a_{3\text{qSV}} + c_{13} k a_{1\text{qSV}}) (f_3 e^{-i\gamma_1 z_1} + f_4 e^{i\gamma_1 z_1}) \\ y_4 &= i c_{44} [(\nu a_{3\text{qP}} + k a_{1\text{qP}}) (f_2 e^{i\nu z_1} - f_1 e^{-i\nu z_1}) + (\gamma_1 a_{3\text{qSV}} + k a_{1\text{qSV}}) (f_4 e^{i\gamma_1 z_1} - f_3 e^{-i\gamma_1 z_1})] \end{aligned}$$

$a_{1\text{qP}}, a_{3\text{qP}}, a_{1\text{qSV}}, a_{3\text{qSV}}$ sont les composantes radiales et verticales des ondes qP et qSV. La symétrie de plan horizontal amène les relations suivantes entre les composantes des vecteurs polarisations des ondes montantes et descendantes :

$$\begin{aligned} a_{1i} &= a_{1i}^\downarrow = a_{1i}^\uparrow \\ a_{3i} &= a_{3i}^\downarrow = -a_{3i}^\uparrow \end{aligned}$$

f_1, f_2, f_3, f_4 sont les facteurs d'amplitudes des ondes qP et qSV descendantes et montantes.

Comme dans le cas des ondes qSH il est aisé de déterminer les éléments de la matrice P à partir des déplacements et des contraintes aux profondeurs z_1 et $z = z_1 + h$. Ces éléments sont exprimés en annexe A.

3. Conditions aux limites à la source

Une source introduite dans un milieu stratifié plan va modifier les conditions aux limites du système. Cela se traduit par une discontinuité des déplacements et des contraintes, s'exprimant, pour la méthode de Thomson-Haskell par un vecteur Δ_s appelé vecteur source. Celui-ci dépend du type de la source. En annexe B sont exprimés les vecteurs pour différents types de sources.

4. Conditions aux limites dans le demi-espace

Dans le demi-espace nous n'aurons aucun champ montant. Pour cette raison nous considérerons que les contraintes à l'infini sont nulles. Dans la formulation de Thomson-Haskell cette condition est introduite par une matrice T^{-1} . La matrice T est la matrice des vecteurs propres du propagateur P défini précédemment. Son expression est donnée en annexe A.

5. Formulation du problème

- calcul des déplacements à la surface libre

La géométrie du milieu est présentée en Figure IV-17. Elle se compose de couches planes homogènes, isotropes transverses, empilées sur un demi-espace homogène et isotrope transverse. La condition de champ montant nul dans le demi-espace, ainsi que la condition de contraintes nulles à la surface libre permettent de calculer les fonctions y_{i_0} définies précédemment, à la surface libre.

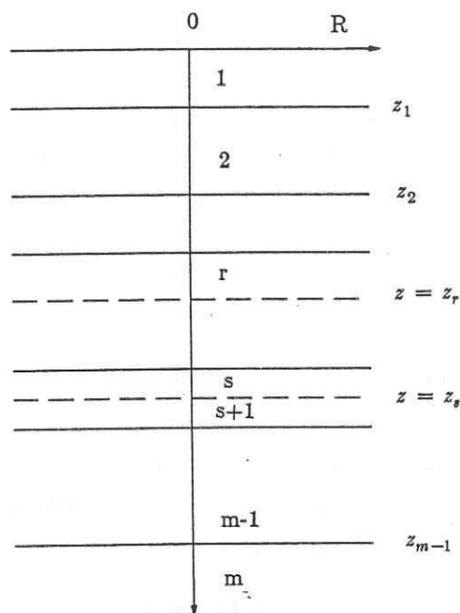


Figure IV-17 : représentation du demi-espace stratifié. z_s est la profondeur de la source, z_r est la profondeur d'un récepteur.

pour les ondes qSH nous avons :

$$y_{1_0} = - \frac{1}{r_{11}} \begin{bmatrix} q_{11} & q_{12} \end{bmatrix} \Delta_s$$

Les lettres en minuscules désignent des éléments de matrices.

pour les ondes qP et qSV nous avons :

$$\begin{bmatrix} y_{3_0} \\ y_{1_0} \end{bmatrix} = - R_{11}^{-1} Q_{24} \Delta_s$$

R_{11}^{-1} est la sous matrice 2×2 de R^{-1} comprenant uniquement les éléments

contenus dans le quart supérieur droit. Q_{24} est la sous matrice 2×4 de Q comprenant les éléments des deux premières lignes. Q et R sont définies comme suit :

$$\begin{aligned} R &= T_m^{-1} P_{m-1} \dots \dots \dots P_1 \\ Q &= T_m^{-1} P_{m-1} \dots \dots \dots P_{s+1} \end{aligned}$$

Pour des raisons de stabilité numérique nous exprimerons les y_i en fonction des déterminants mineurs de la matrice Q ($q_{|kl}^{ij} = q_{ij} q_{jl} - q_{il} q_{jk}$). L'avantage de l'utilisation de ces déterminants mineurs à été clairement montré par Dunkin (1965). Pour cela il est nécessaire de définir la matrice Z , représentant la contribution des couches comprises entre la surface libre et la source. La relation entre R , Q et Z s'écrit comme suit :

$$R = Q Z$$

Les fonctions y_3 et y_1 s'expriment alors par :

$$\begin{bmatrix} y_{3_0} \\ y_{1_0} \end{bmatrix} = \frac{1}{r_{11}^{12}} A \Delta_s$$

avec

$$a_{1j} = - \sum_{i=1}^4 z_{i2} q_{|ji}^{12}$$

$$a_{2j} = \sum_{i=1}^4 z_{i1} q_{|ji}^{12}$$

Les expressions des déterminants mineurs sont présentées en appendice A.

- calcul des déplacements en profondeur

La méthode consiste à propager le champ d'onde obtenu à la surface libre jusqu'à la profondeur des récepteurs. Les fonctions y_i s'écrivent alors :

pour les ondes qSH :

$$y_{1_r} = - \frac{m_{11}}{r_{11}} \begin{bmatrix} q_{11} & q_{12} \end{bmatrix} \Delta_s$$

pour les ondes de qP et qSV :

$$\begin{bmatrix} y_{3_r} \\ y_{1_r} \end{bmatrix} = - M_{11} R_{11}^{-1} Q_{24} \Delta_s$$

La matrice M représente la contribution des couches comprises entre la surface libre et le récepteur. Comme pour le calcul des déplacements en surface nous allons exprimer ces équations en fonction des déterminants mineurs.

Pour cela il est nécessaire de définir la matrice T, représentant la contribution des couches comprises entre le récepteur et la source. La relation entre Z, M et T s'écrit comme suit :

$$Z = M T$$

Les fonctions y_{1r} et y_{3r} au récepteur r ont alors comme expressions :

$$\begin{bmatrix} y_{3r} \\ y_{1r} \end{bmatrix} = \frac{1}{r_{12}^{12}} B \Delta_s$$

avec :

$$b_{1j} = - \sum_{i=1}^4 q_{ij}^{12} \cdot \sum_{k=1}^4 t_{ik} m_{1k}^{12}$$

$$b_{2j} = \sum_{i=1}^4 q_{ij}^{12} \cdot \sum_{k=1}^4 t_{ik} m_{2k}^{21}$$

Ces expressions ne sont valables que pour des récepteurs situés au-dessus de la source. Pour des récepteurs situés sous la source il sera nécessaire d'utiliser le théorème de réciprocité de Betti, permettant d'inverser la position de la source et du récepteur.

6. Intégration par la méthode des nombres d'ondes discrets

Nous ne ferons pas ici une présentation exhaustive de la méthode des nombres d'ondes discrets. Les développements effectués par Bouchon (1981) au cas axisymétrique, s'adaptent parfaitement au problème de la propagation d'ondes en milieu isotrope transverse. Takeuchi et Saito (1972) ont montré qu'à partir du moment où un axe de symétrie de révolution est colinéaire à la direction verticale, les déplacements et les contraintes peuvent être exprimées dans un système de coordonnées cylindriques. La sommation fera donc intervenir les contributions des ondes cylindriques des différentes sources. Ceci s'écrit dans le domaine fréquentiel :

$$G(r, \theta, z, \omega) = \frac{\pi}{L} \sum_{j=0}^{+\infty} \epsilon \sum_m g(k_j, \theta, z, \omega) J_m(k_j r)$$

$k_j = \frac{2\pi}{L} \cdot n$ est le nombre d'onde radial. L est la distance entre les sources. ϵ

prend la valeur 1 pour $j=0$ et la valeur 2 pour $j \neq 0$. La fonction $g(k_j, \theta, z, \omega)$ dépend du nombre d'onde radial, de la fréquence, de la profondeur de la source et des paramètres des couches. Les bornes du nombre d'onde azimuthal m varient suivant le type de la source. La discrétisation en ondes cylindriques permet de tirer avantageusement partie de cette symétrie dans un milieu stratifié plan, en permettant d'effectuer la sommation uniquement sur le nombre d'onde radial. En coordonnées cartésiennes, le calcul tridimensionnel implique une double intégration sur les nombres d'ondes horizontaux.

V Application aux milieux finement stratifiés

V-a Introduction

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à l'anisotropie engendrée par des milieux isotropes verticalement hétérogènes. En effet ces milieux apparaîtront anisotropes suivant l'échelle à laquelle ils seront étudiés. Le cas le plus connu et par conséquent le plus étudié, est celui des milieux finement stratifiés. Il est en effet assez courant de rencontrer de tels milieux qui provoquent une dépendance de la vitesse dans le plan vertical, ceci en particulier dans des terrains sédimentaires.

Quelques expérimentations ont été effectuées pour mettre en évidence ce phénomène. Les résultats de Dunoyer de Ségonzac et Laherrere (1959) obtenus par sismique de puits, permirent à ces auteurs de déterminer le facteur d'anisotropie défini par Van Melle (1955) pour des lithologies différentes, et qui correspondent au rapport des vitesses suivant les directions horizontale et verticale. L'utilisation d'un tel paramètre implique l'hypothèse d'une dépendance de la vitesse de type ellipsoïdale ce qui, nous l'avons montré précédemment, est un cas très particulier de l'isotropie transverse des ondes qP. Cette approximation permet de simplifier considérablement le problème, et s'adapte bien aux milieux faiblement anisotropes. Toujours en utilisant des mesures de vitesses obtenues par sismique de puits, Van der Stoep (1966) étudia l'anisotropie introduite par une fine stratification de couches sédimentaires et définit ainsi, le paramètre d'anisotropie de Van Melle variant suivant la profondeur. Brodov et al. (1984) étudièrent l'anisotropie des roches sédimentaires en utilisant différents types d'ondes générées par différents types de sources. La Figure V-1 présente les résultats d'inversion de temps de trajet obtenus pour deux milieux périodiques différents : un milieu constitué de séquences terrigènes et un milieu comportant des alternances marno-calcaires. Ces résultats confirment l'hypothèse de l'isotropie transverse pour les milieux finement lités. Tout d'abord, on constate que la vitesse des ondes SV est la même suivant la direction horizontale (obtenue par sismique réfraction) que suivant la direction verticale (obtenue par sismique de puits). De plus la dépendance de vitesse des ondes SH avec la déclinaison est un ellipsoïde de révolution. Les valeurs du pourcentage d'anisotropie des ondes qP et qSH s'avèrent être très importantes: Les ondes qSH présentent un taux de 33% dans les séquences terrigènes, et un taux de 18% dans les séquences marno-calcaires. Pour les ondes qP ce taux s'élève à 6% pour les séquences terrigènes, et à 16% pour les séquences marno-calcaires.

L'étude théorique de la propagation d'ondes de grandes longueurs d'onde dans des milieux finement stratifiés a débuté par les travaux de Riznichenko (1949), qui a

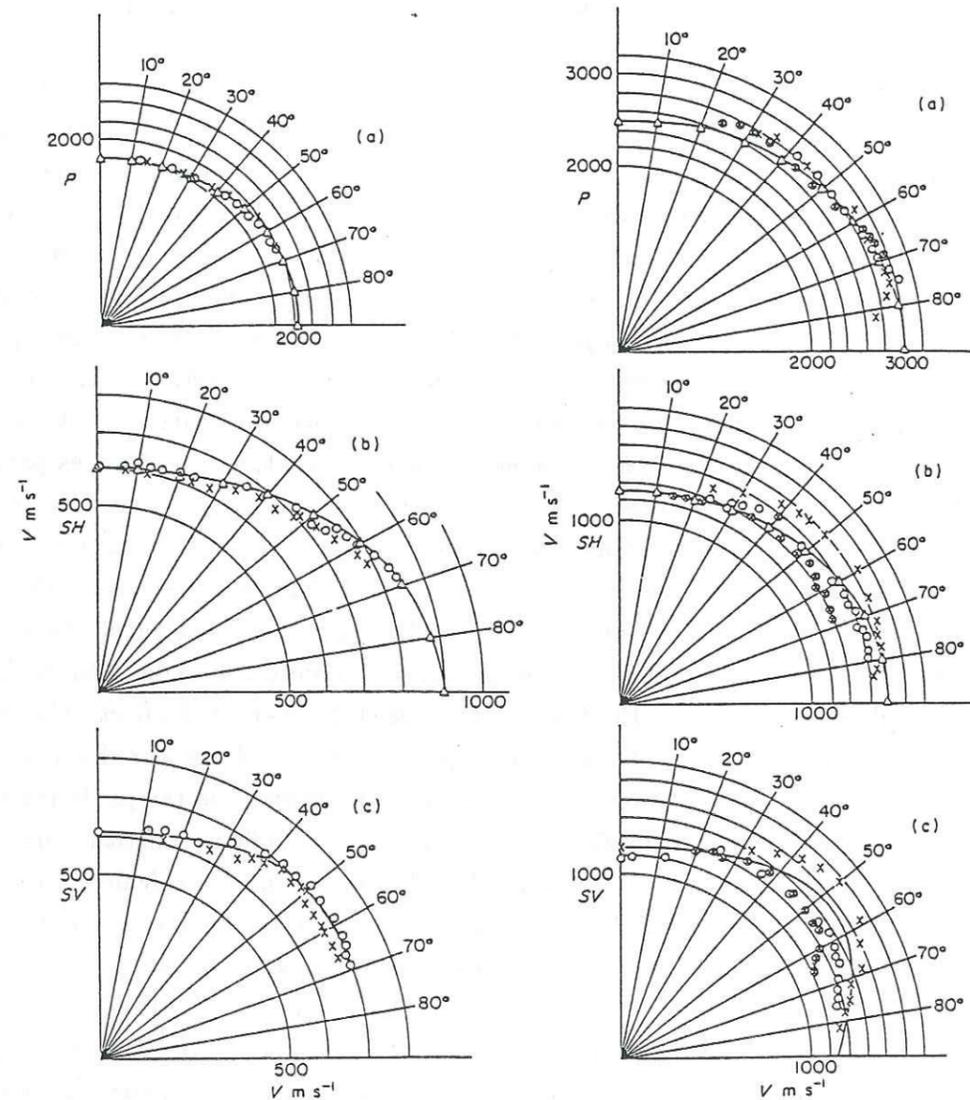


Figure V-1 : Caractéristiques des vitesses de rais des ondes P (a), SH (b) et SV (c) pour des séquences terrigènes (à gauche) et pour des séquences marno-calcaires (à droite). Les symboles indiquent différents niveaux d'inversion de surfaces (D'après Brodov et al., 1984).

exprimé les vitesses des ondes de compression, de grandes longueurs d'ondes, suivant les directions horizontales et verticales. White et Angona (1955) généralisèrent les travaux de Riznichenko aux ondes de cisaillement, pour des milieux périodiques constitués de deux couches isotropes. Postma (1955) exprima les cinq constantes élastiques du milieu isotrope transverse équivalent, pour de grandes longueurs d'ondes, à un milieu périodique de deux couches isotropes. Helbig (1958) exprima les résultats de Postma sous forme de moyennes des combinaisons entre les paramètres élastiques des couches isotropes et généralisa ainsi les résultats aux milieux finement stratifiés non périodiques. Backus (1962) publia l'article le plus complet sur le sujet. Il s'intéressa aux milieux contenant des couches de propriétés élastiques différentes ne présentant pas de périodicité verticale, et pouvant être intrinsèquement isotrope transverse.

V-b Expressions des paramètres élastiques

La technique utilisée par Backus (1962) permet d'effectuer une moyenne glissante, des déplacements et des contraintes, suivant la direction verticale d'hétérogénéités. Les constantes élastiques du milieu isotrope transverse équivalent seront notées c_{ij_e} . Ces constantes élastiques s'écrivent en fonction des constantes élastiques c_{ij} des fines couches isotropes transverses, du milieu stratifié :

$$c_{11_e} = \langle c_{11} - c_{13}^2 c_{33}^{-1} \rangle + \langle c_{33}^{-1} \rangle^{-1} \langle c_{13} c_{33}^{-1} \rangle^2$$

$$c_{12_e} = \langle c_{12} - c_{13}^2 c_{33}^{-1} \rangle + \langle c_{33}^{-1} \rangle^{-1} \langle c_{13} c_{33}^{-1} \rangle^2$$

$$c_{33_e} = \langle c_{33}^{-1} \rangle^{-1}$$

$$c_{13_e} = \langle c_{33}^{-1} \rangle^{-1} \langle c_{13} c_{33}^{-1} \rangle$$

$$c_{44_e} = \langle c_{44}^{-1} \rangle^{-1}$$

$$c_{66_e} = \langle c_{66} \rangle$$

Les symboles $\langle \rangle$ indiquent des moyennes. Par exemple si l'on considère un milieu périodique constitué de deux couches d'épaisseur l_1 et l_2 et de constantes élastiques c_{66_1} et c_{66_2} , la constante élastique c_{66_e} du milieu élastiquement équivalent a pour expression :

$$c_{66_e} = l_1 c_{66_1} + l_2 c_{66_2}$$

$$\text{avec : } l_1 = \frac{l_1}{l_1+l_2}, l_2 = \frac{l_2}{l_1+l_2}$$

A propos de ces expressions, un certain nombre de remarques peuvent être faites. Tout d'abord, l'hypothèse de départ est vérifiée : une couche homogène isotrope transverse est équivalente, pour de grandes longueurs d'ondes, à un empilement de fines couches isotropes transverses. Ceci est confirmé par le fait que, si les constantes élastiques des couches isotropes transverses admettent par définition l'égalité $c_{11} = c_{12} + 2 c_{66}$, nous obtenons la même relation pour le milieu équivalent. Si toutes les couches ont les mêmes paramètres élastiques nous obtenons alors :

$$c_{11_e} = c_{11}, c_{12_e} = c_{12}, c_{13_e} = c_{13}, c_{33_e} = c_{33}, c_{44_e} = c_{66_e} = c_{66}$$

Par la suite, nous nous intéresserons uniquement aux empilements de couches isotropes. Pour cette raison, nous exprimerons les constantes du milieu isotrope transverse équivalent en fonction de la rigidité μ et du carré du rapport de la vitesse des ondes S sur la vitesse des ondes P: θ . Les constantes élastiques c_{ij} de chaque couche isotrope s'écrivent :

$$c_{11} = c_{33} = \frac{\mu}{\theta}, c_{12} = c_{13} = \mu \left(\frac{1-2\theta}{\theta} \right), c_{44} = c_{66} = \mu$$

Les constantes élastiques du milieu élastiquement équivalent s'écrivent alors en tenant compte des expressions ci-dessus :

$$c_{11_e} = 4 \langle \mu \rangle - 4 \langle \mu \theta \rangle + \langle \theta \mu^{-1} \rangle^{-1} (1-2 \langle \theta \rangle)^2$$

$$c_{12_e} = 2 \langle \mu \rangle - 4 \langle \mu \theta \rangle + \langle \theta \mu^{-1} \rangle^{-1} (1-2 \langle \theta \rangle)^2$$

$$c_{33_e} = \langle \theta \mu^{-1} \rangle^{-1}$$

$$c_{13_e} = \langle \theta \mu^{-1} \rangle^{-1} (1-2 \langle \theta \rangle)$$

$$c_{44_e} = \langle \mu^{-1} \rangle^{-1}$$

$$c_{66_e} = \langle \mu \rangle$$

Comme on peut le remarquer, ces constantes élastiques s'expriment en fonction des cinq moyennes : $M = \langle \mu \rangle$, $L = \langle \mu^{-1} \rangle^{-1}$, $T = \langle \theta \rangle$, $S = \langle \mu \theta \rangle$, $R = \langle \theta \mu^{-1} \rangle$.

Il sera plus aisé par la suite de travailler avec ces paramètres, plutôt qu'avec les constantes c_{ij} . Pour cette raison nous allons les exprimer en fonction des constantes c_{ij} :

$$M = c_{66}, L = c_{44}, R = c_{33}^{-1}, T = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{c_{13}}{c_{33}} \right)$$

$$S = \left(4 c_{66} - c_{11} + \frac{c_{13}^2}{c_{33}} \right)$$

V-c Conditions de stabilités

Les milieux isotropes transverses particuliers que nous venons de définir, vont avoir leurs propres conditions de stabilité, qui s'ajouteront à celles des milieux isotropes transverses quelconques définies au paragraphe IV-c. En effet, comme nous venons de le montrer, les constantes élastiques définies ci-dessus s'écrivent en fonction des combinaisons liant la rigidité μ et le rapport θ , il n'est donc pas étonnant que l'on obtienne des inégalités entre les constantes élastiques. Backus (1962) utilisa l'inégalité de Schwarz pour établir l'inégalité liant c_{44_e} et c_{66_e} . En effet nous avons la relation :

$$1 = \langle 1 \rangle^2 = \langle \mu^{-1/2} \mu^{1/2} \rangle^2 \leq \langle \mu^{-1} \rangle \langle \mu \rangle = c_{44_e}^{-1} c_{66_e}$$

$$\text{d'où : } c_{66_e} \geq c_{44_e}$$

En combinant cette condition avec celle précédemment établie, $c_{12} + c_{66} \geq 0$, et avec la relation : $c_{11} = c_{12} + 2 c_{66}$, on peut déduire une condition de stabilité sur la constante c_{11_e} qui n'était jusqu'à présent soumise à aucune contrainte. Celle-ci s'écrit : $c_{11_e} \geq c_{44_e} \geq 0$. La condition de stabilité définie par Backus ne fait intervenir que la rigidité μ des matériaux. Berryman (1979) a établie une condition de stabilité faisant intervenir à la fois μ et θ , en utilisant toujours l'inégalité de Schwarz, qui prend comme expression dans ce cas :

$$1 = \langle 1 \rangle^2 = \langle 1-\theta \rangle^2 \leq \langle \mu(1-\theta) \rangle \langle \mu^{-1}(1-\theta) \rangle$$

Cela entraîne l'inégalité suivante entre les constantes élastiques c_{11_e} , c_{44_e} , c_{33_e} et c_{13_e} du milieu équivalent :

$$(c_{11_e} - c_{44_e})(c_{33_e} - c_{44_e}) \geq (c_{13_e} + c_{44_e})^2$$

Les couches étant intrinsèquement isotropes, nous allons pouvoir faire intervenir les conditions de stabilités des milieux isotropes qui ont été rappelées au paragraphe IV-e, et qui s'expriment par $0 < \mu < \infty$ et $0 < \theta < \frac{3}{4}$. Pour cela il est plus aisé de considérer les conditions de stabilités des paramètres L, M, R, S et T définis dans le paragraphe précédent. Nous avons donc les conditions (Backus, 1962):

$$0 < R < \frac{3}{4} L^{-1} \quad , \quad 0 < S < \frac{3}{4} M$$

$$T^2 < R S \quad , \quad 0 < T < \frac{3}{4}$$

$$\left(\frac{3}{4} - T \right)^2 < \left(\frac{3}{4} L^{-1} - R \right) \left(\frac{3}{4} M - S \right)$$

Toutes ces conditions de stabilités peuvent être résumées par la Figure V-2 qui définit les champs de stabilités des milieux isotropes transverses quelconques ainsi que le champ des milieux lissés isotropes transverses, équivalents pour des grandes longueurs d'ondes (D'après Helbig, 1980).

V-d Milieux à rigidité constante

Nous allons envisager le cas des milieux dont la rigidité ne varie pas avec la profondeur. Bien que ce cas ne se produise jamais dans la nature, il simplifiera suffisamment le champ d'onde pour que l'on puisse, à partir des sismogrammes synthétiques obtenus par simulation numérique, déterminer le rapport entre la longueur d'onde des ondes P et l'épaisseur de la zone finement litée, à partir duquel l'équivalence avec un milieu isotrope transverse est valable. Si l'on utilise les constantes élastiques $\alpha_e, \beta_e, \gamma_e, \lambda_e$ et μ_e définies au paragraphe IV-c, nous obtenons après simplification :

$$\alpha_e = 0, \beta_e = 0, \gamma_e = 0, \lambda_e = \mu (< \theta >^{-1} - 2), \mu_e = \mu$$

On constate donc, à partir de ces expressions des constantes élastiques, que le milieu équivalent à un milieu à rigidité constante est un milieu isotrope. Les conditions de stabilité se résument aux conditions de stabilité des milieux isotropes, c'est à dire que les conditions $0 < \mu < \infty$ et $0 < \theta_e < \frac{3}{4}$ doivent être vérifiées.

Simulation numérique.

Pour confirmer les développements théoriques obtenus, nous allons comparer, les résultats des simulations numériques de propagation d'ondes obtenus dans un milieu non périodique à rigidité constante, à ceux calculés dans le milieu isotrope transverse équivalent.

Nous avons défini un modèle constitué de 101 couches empilées sur un demi-espace isotrope. La zone finement stratifiée est constituée de 100 couches et s'étend entre les profondeurs de 20 à 285 mètres. L'épaisseur des couches est comprise entre

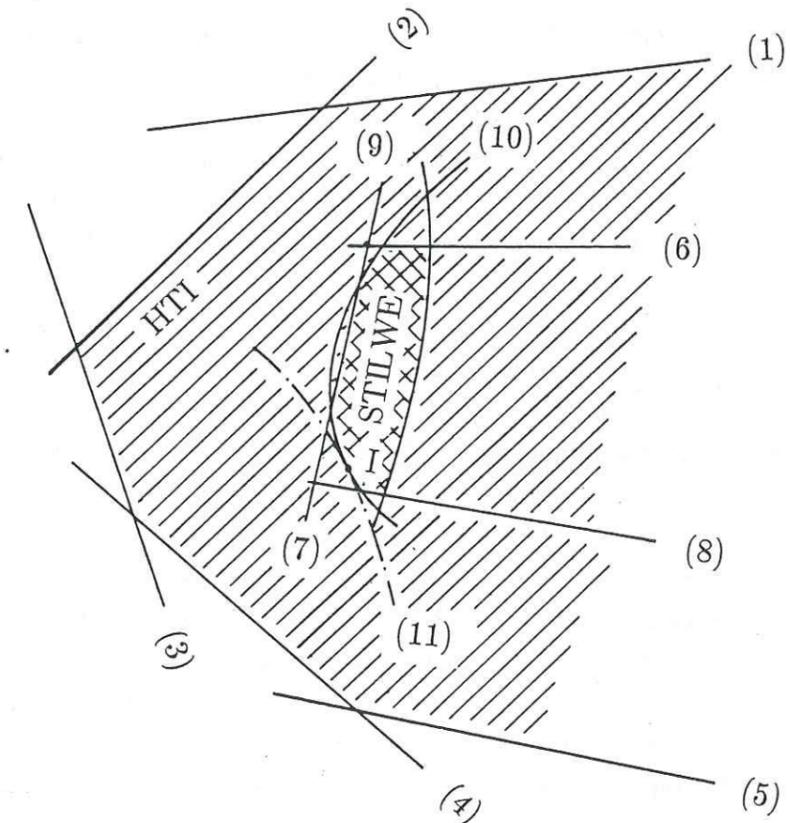


Figure V-2 : Représentation des domaines de stabilité des milieux isotropes transverses homogènes et des milieux isotropes transverses équivalents pour les grandes longueurs d'onde aux milieux finement stratifiés. I correspond aux milieux isotropes. Les lignes droites représentent les inégalités linéaires et les courbes les inégalités du second degré (D'après Helbig, 1979).

Inégalités générales des milieux isotropes transverses homogènes (HTI):

1. $c_{33} \geq 0$, 2. $c_{44} \geq 0$, 3. $c_{66} \geq 0$,
4. $c_{12} + c_{66} \geq 0$, 5. $(c_{12} + c_{66})c_{33} \geq c_{13}^2$

Inégalités relatives aux milieux équivalents pour les grandes longueurs d'ondes aux milieux finement stratifiés (STILWE):

6. $R < \frac{3}{4} L^{-1}$, 7. $S < \frac{3}{4} M$, 8. $T < \frac{3}{4}$

9. $T^2 < R S$, 10. $\left(\frac{3}{4} - T \right)^2 < \left(\frac{3}{4} L^{-1} - R \right) \left(\frac{3}{4} M - S \right)$

10. $(c_{11} - c_{44})(c_{33} - c_{44}) \geq (c_{13} + c_{44}^2)$

0.1 et 5 mètres, la vitesse des ondes P varie de 10 % autour de la valeur de 4200 m/s et la densité prise est égale à 2.4. Les valeurs précises des paramètres de chaque couche sont répertoriées dans le tableau T-1 présenté en annexe C. La Figure V-3 représente à la fois le log de vitesse de l'ensemble du modèle et la répartition des vitesses du milieu élastiquement équivalent. Comme nous l'avons montré ci-dessus le milieu équivalent est un milieu isotrope ou la vitesse de l'onde S est égale aux vitesses des ondes S de chaque couche et ou la vitesse de l'onde P est égale à $\sqrt{(\langle \lambda \rangle + 2\mu)/\rho}$. Le dispositif émetteur-récepteur adopté est du type sismique réflexion. La source est une explosion située à 20 mètres de profondeur. 51 récepteurs sont déployés de 0 à 1000 mètres d'offset. La fonction source est un ricker dont nous allons faire varier la fréquence. De cette manière, on pourra déterminer la longueur d'onde à partir de laquelle, nous nous trouvons dans l'approximation des grandes périodes, par rapport à l'épaisseur de la zone finement stratifiée.

Les résultats sont présentés sous la forme d'une comparaison entre les sismogrammes synthétiques obtenus à partir du modèle finement stratifié et du modèle équivalent: La Figure V-4 présente les résultats obtenus pour une fréquence de source de 30 hertz. Examinons les différentes phases qui apparaissent dans le milieu isotrope transverse, élastiquement équivalent. Tout d'abord on observe la phase directe P, suivie de trois réflexions, correspondant dans leur ordre d'apparition, à la réflexion P sur le demi espace, à la conversion de l'onde P en onde S sur le demi espace et à la réflexion de l'onde S, créée lors du passage du front P à travers l'interface, au sommet de la couche élastiquement équivalente. Une onde de Rayleigh très énergétique recoupe ces différentes ondes réfléchies. Dans le milieu finement stratifié, on observe très clairement à cette fréquence les phases décrites se propageant dans le milieu équivalent. Mais des oscillations hautes fréquences, produites par l'interférence de certaines phases, sont visibles. Celle-ci seront lissées pour des fréquences de source plus faibles. Les sismogrammes synthétiques de la Figure V-5 ont été calculés pour une fréquence de source de 20 hertz. La longueur d'onde des ondes P est alors de 207 mètres. La concordance des résultats entre le milieu finement stratifié et le milieu équivalent est assez bonne. Toutefois, certaines arrivées sont visibles entre l'arrivée directe et la première réflexion. En abaissant la fréquence de source à 15 hertz (Figure V-6) les sismogrammes synthétiques obtenus sur les deux modèles sont parfaitement identiques. La longueur d'onde de l'onde P est approximativement pour cette fréquence, de la même grandeur que l'épaisseur de la zone finement stratifiée. On retrouve, par ces résultats de simulation, qu'une hétérogénéité ne peut être décelée que par des ondes, de longueur d'onde inférieure

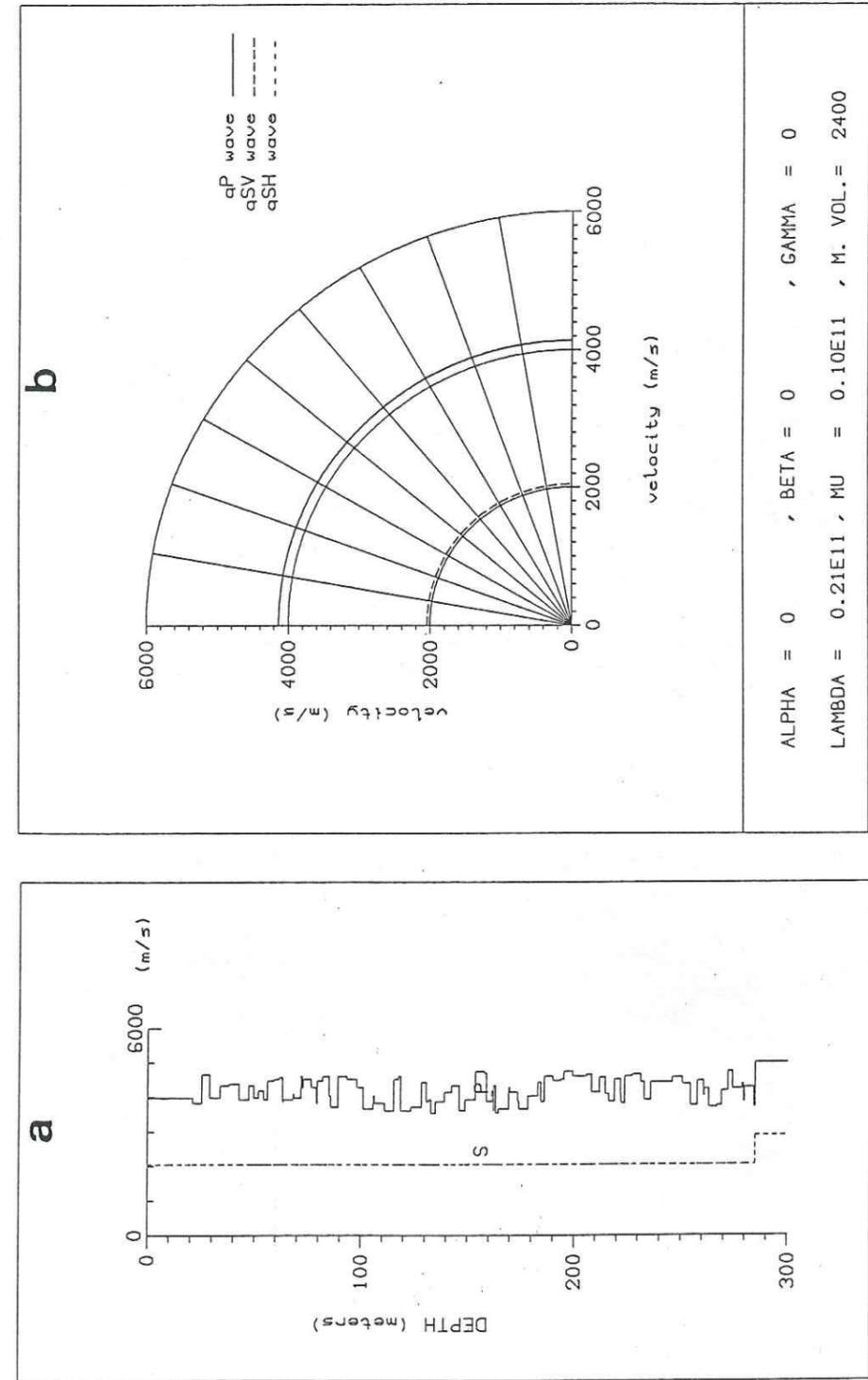
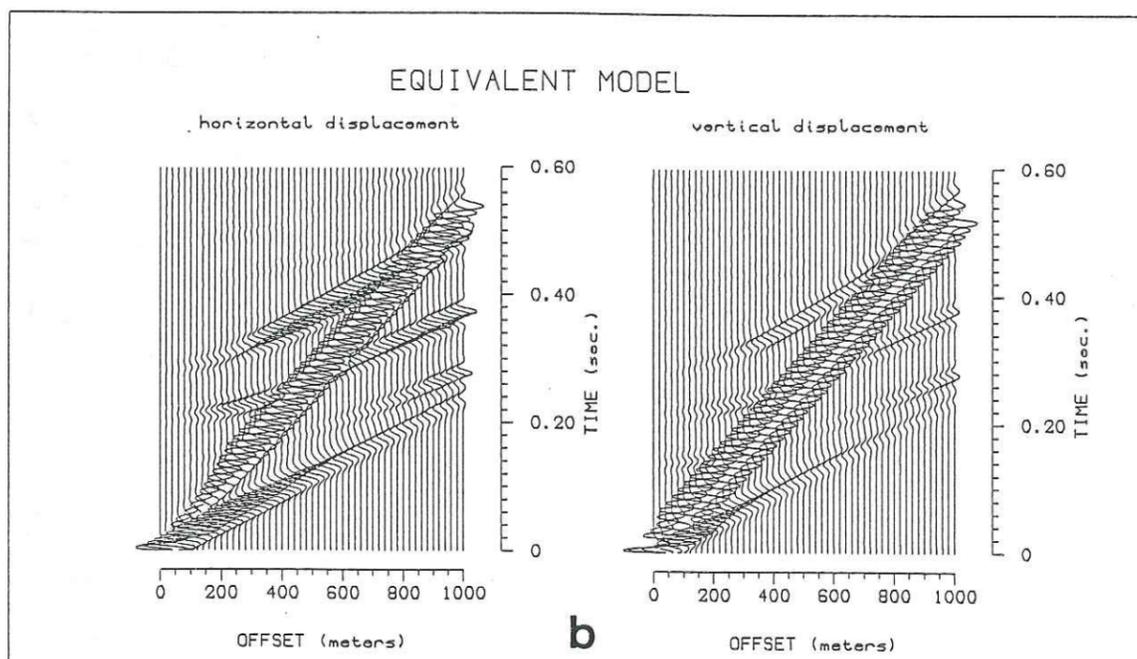
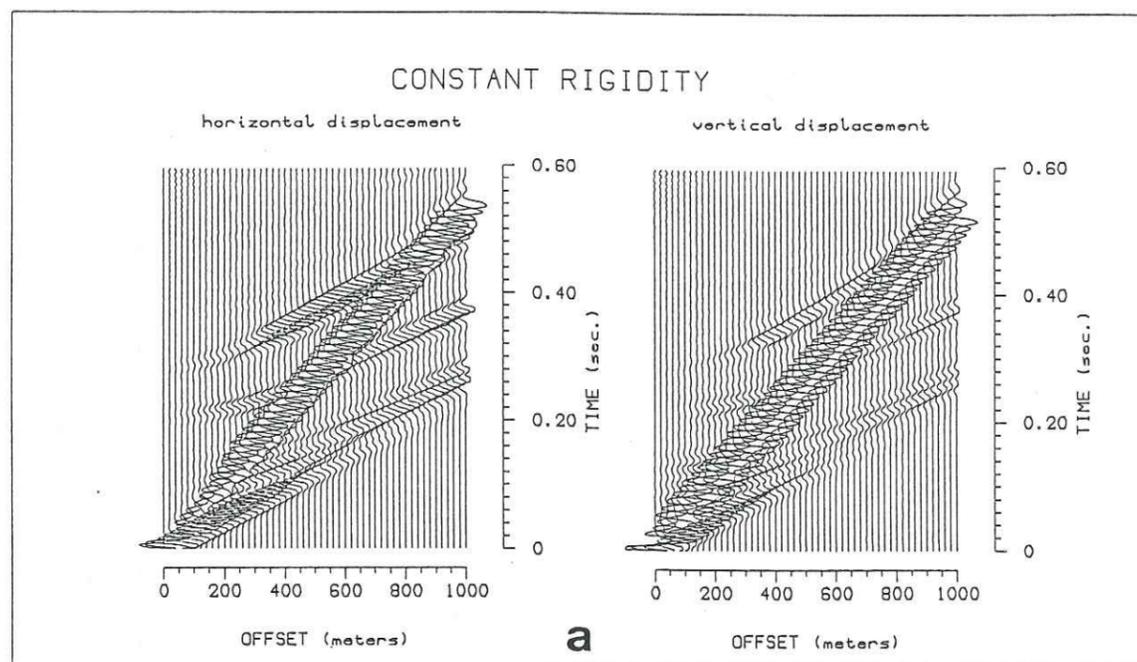
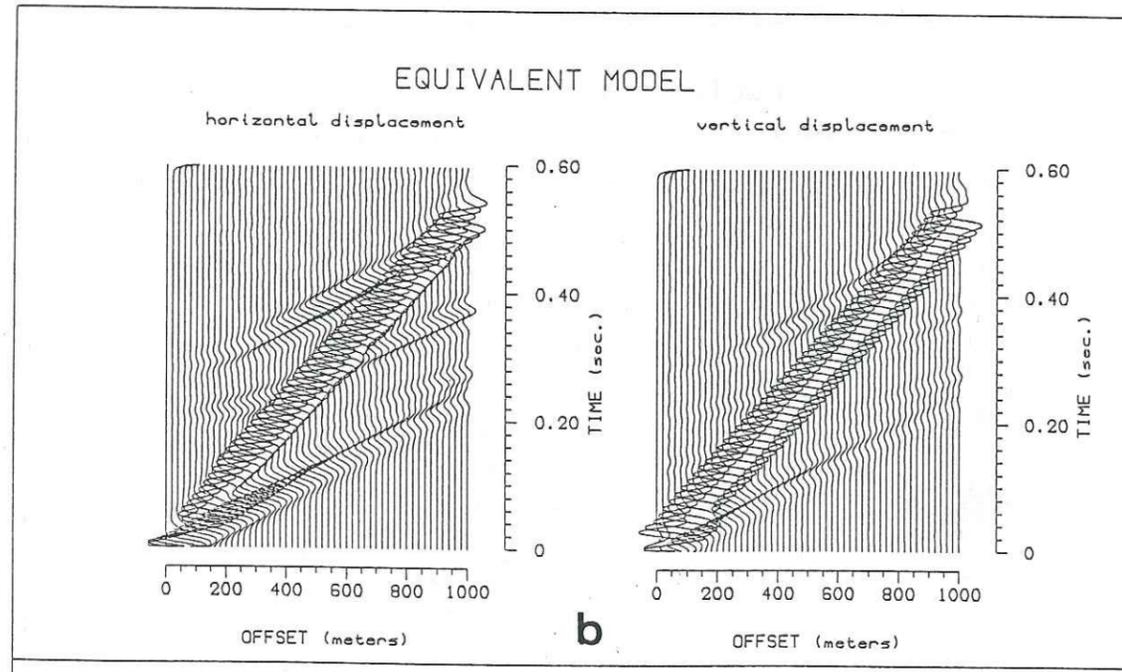
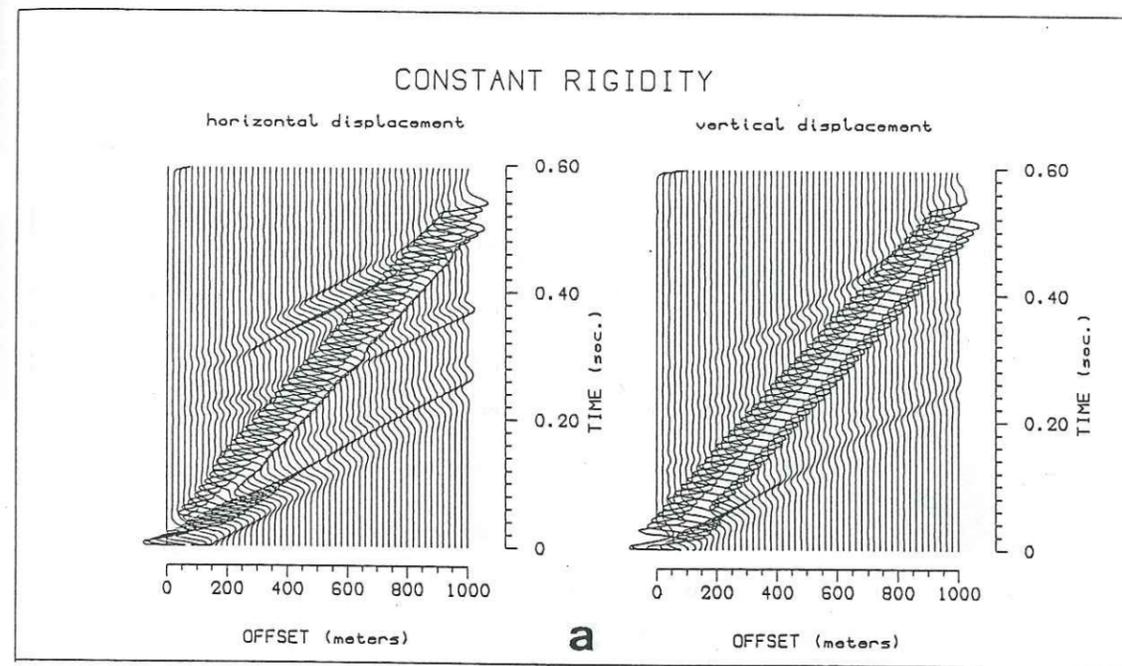


Figure V-3 : (a) Log de vitesses du milieu finement stratifié à rigidité constante.
(b) répartition de vitesses du milieu isotrope transverse équivalent pour les grandes longueurs d'onde. (Unité des constantes élastiques: N.m⁻², unité de masse volumique: kg.m⁻³)



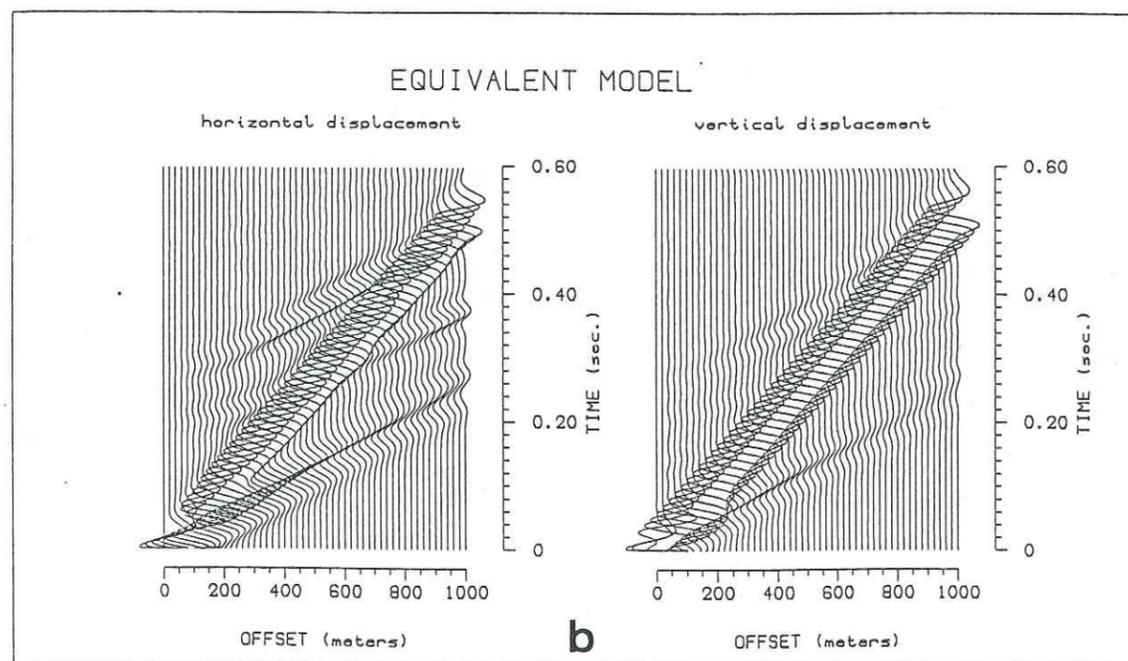
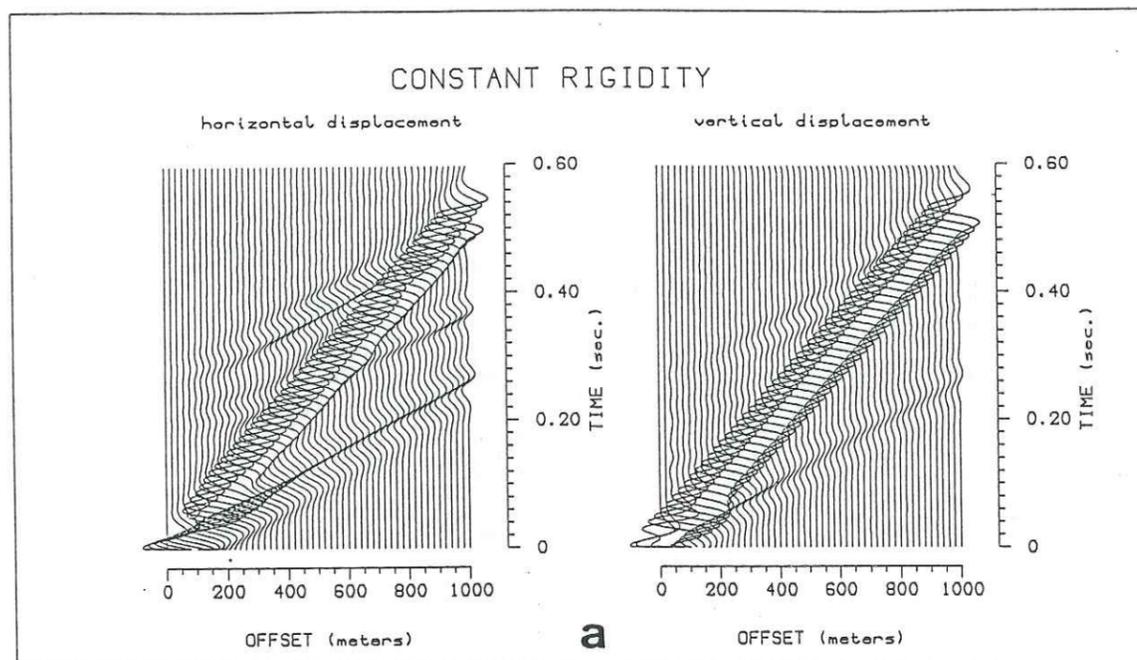
number of points : 256 Ricker frequency : 30.0 Hertz
 source depth : 20. meters

Figure V-4 : Comparaison entre les sismogrammes synthétiques calculés sur le milieu finement stratifié à rigidité constante (a) et le milieu isotrope transverse équivalent (b) pour une fréquence de source de 30 Hz. Les traces sont toutes normalisées par rapport au même maximum.



number of points : 256 Ricker frequency : 20.0 Hertz
 source depth : 20. meters

Figure V-5 : Idem à la Figure V-4, pour une fréquence de source de 20 Hz.



number of points : 256 Ricker frequency : 15.0 Hertz
 source depth : 20. meters

Figure V-6 : Idem à la Figure V-4, pour une fréquence de source de 15 Hz.

à sa taille.

Les milieux finement stratifiés, à rigidité constante, n'auront aucune incidence sur d'éventuels résultats d'inversion étant donné qu'ils sont équivalents pour les ondes de grandes périodes à des milieux isotropes. Mais, comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, ces milieux ne sont pas très fréquents dans la nature.

V-e Milieux à coefficient de Poisson constant

L'approximation de milieux à coefficient de Poisson constant est souvent faite car elle permet de lier la vitesse des ondes P à la vitesse des ondes S. De plus elle est souvent vérifiée dans les roches constituant la lithosphère. Pour cette raison, il est particulièrement intéressant d'étudier le comportement des milieux finement stratifiés à coefficient de Poisson constant, soumis à des ondes de grandes périodes. Les constantes élastiques du milieu isotrope transverse équivalent vont avoir comme expression, en prenant θ constant :

$$c_{11_e} = 4(1 - \theta) \langle \mu \rangle + \theta^{-1} \langle \mu^{-1} \rangle^{-1} (1 - 2\theta)^2$$

$$c_{12_e} = (1 - 2\theta) \left[2 \langle \mu \rangle + \langle \mu^{-1} \rangle^{-1} (\theta^{-1} - 2) \right]$$

$$c_{33_e} = \theta^{-1} \langle \mu^{-1} \rangle^{-1}$$

$$c_{13_e} = \theta^{-1} \langle \mu^{-1} \rangle^{-1} (1 - 2\theta)$$

$$c_{44_e} = \langle \mu^{-1} \rangle^{-1}$$

$$c_{66_e} = \langle \mu \rangle$$

Nous pouvons déduire de ces expressions quatre relations liant les constantes élastiques entre elles. Celles-ci s'écrivent :

$$c_{66_e} = (c_{11_e} - c_{12_e}) / 2, \quad c_{13_e} = c_{33_e} - 2c_{44_e}$$

$$c_{11_e} = \left[4(c_{33_e} - c_{44_e})c_{66_e} + c_{13_e}^2 \right] / c_{33_e}$$

$$c_{12_e} = (2c_{13_e}c_{66_e} + c_{13_e}^2) / c_{33_e}$$

Le nombre de constantes élastiques indépendantes se réduit donc à deux. Les conditions de stabilité décrites au paragraphe IV-e, combinées aux relations établies entre les constantes élastiques, permettent de définir les conditions de stabilités :

$$c_{33_e} \geq c_{13_e}, \quad 2c_{33_e} \geq c_{13_e} + 2c_{44_e} \geq 0$$

Simulation numérique



Lors de la simulation de propagation d'ondes dans un milieu à rigidité constante, la conversion des ondes P en ondes S n'intervenait pas, la rigidité ainsi que la densité étaient prises constantes. Nous allons donc voir, par simulation de la propagation d'onde dans un milieu à coefficient de Poisson constant, l'influence des ondes S converties. On peut présumer d'avance que, lorsque la plus petite des longueurs d'ondes des ondes S sera égale à l'épaisseur de la zone finement litée, on obtiendra une bonne corrélation entre les résultats obtenus à partir du modèle équivalent et ceux obtenus à partir du modèle finement stratifié. Nous essayerons de caractériser, par la suite, l'erreur d'interprétation qui sera faite si cette zone est supposée isotrope homogène.

La Figure V-7 présente le log de vitesse de l'ensemble du modèle. La zone finement litée est constituée de 100 couches d'épaisseur comprise entre 0.1 et 5. mètres. La densité est prise constante, la vitesse des ondes P varie de 20% autour de la vitesse de 4200 m/s et le coefficient de Poisson est pris égal à 0.33. Les valeurs détaillées des paramètres des couches se trouvent dans le tableau T-2 de l'annexe C. Le dispositif émetteur récepteur adopté est le même que celui pris pour la simulation dans un milieu à rigidité constante.

Le milieu isotrope transverse élastiquement équivalent est également présenté sur la Figure V-7. L'onde qP présente un taux d'anisotropie de 3.5% entre la direction horizontale et la direction verticale. Le maximum de vitesse des ondes qSV se situe à environ 45° de l'axe de symétrie, le taux d'anisotropie entre cette direction et les directions verticale et horizontale est de 3.5%.

La Figure V-8 représente les résultats obtenus pour une fréquence de source de 50 hertz, à la fois pour le milieu finement stratifié ainsi que pour le milieu élastiquement équivalent. Les sismogrammes obtenus pour le milieu équivalent montrent les mêmes phases que celles décrites lors de la simulation sur un milieu à rigidité constante. Les sismogrammes synthétiques obtenus sur le milieu finement stratifié montrent une multitude de phases correspondant aux réflexions des ondes P ainsi qu'aux conversions des ondes P en ondes S sur les interfaces des strates. A une fréquence de source de 20 hertz (Figure V-9) la longueur d'onde des ondes qP varie entre 191 mètres, suivant la direction verticale, et 198 mètres suivant la direction horizontale. Ces valeurs sont peu éloignées de la valeur de l'épaisseur de la zone, qui est de 235 mètres. On voit très clairement que la ressemblance entre les sismogrammes synthétiques du milieu équivalent et du milieu finement lité est mauvaise. De nombreuses phases apparaissent toujours après la première réflexion. Pour une fréquence de 10 hertz (Figure V-10) la longueur d'onde des ondes qSV varie entre 188 mètres, suivant les directions verticale et horizontale, et 194 mètres

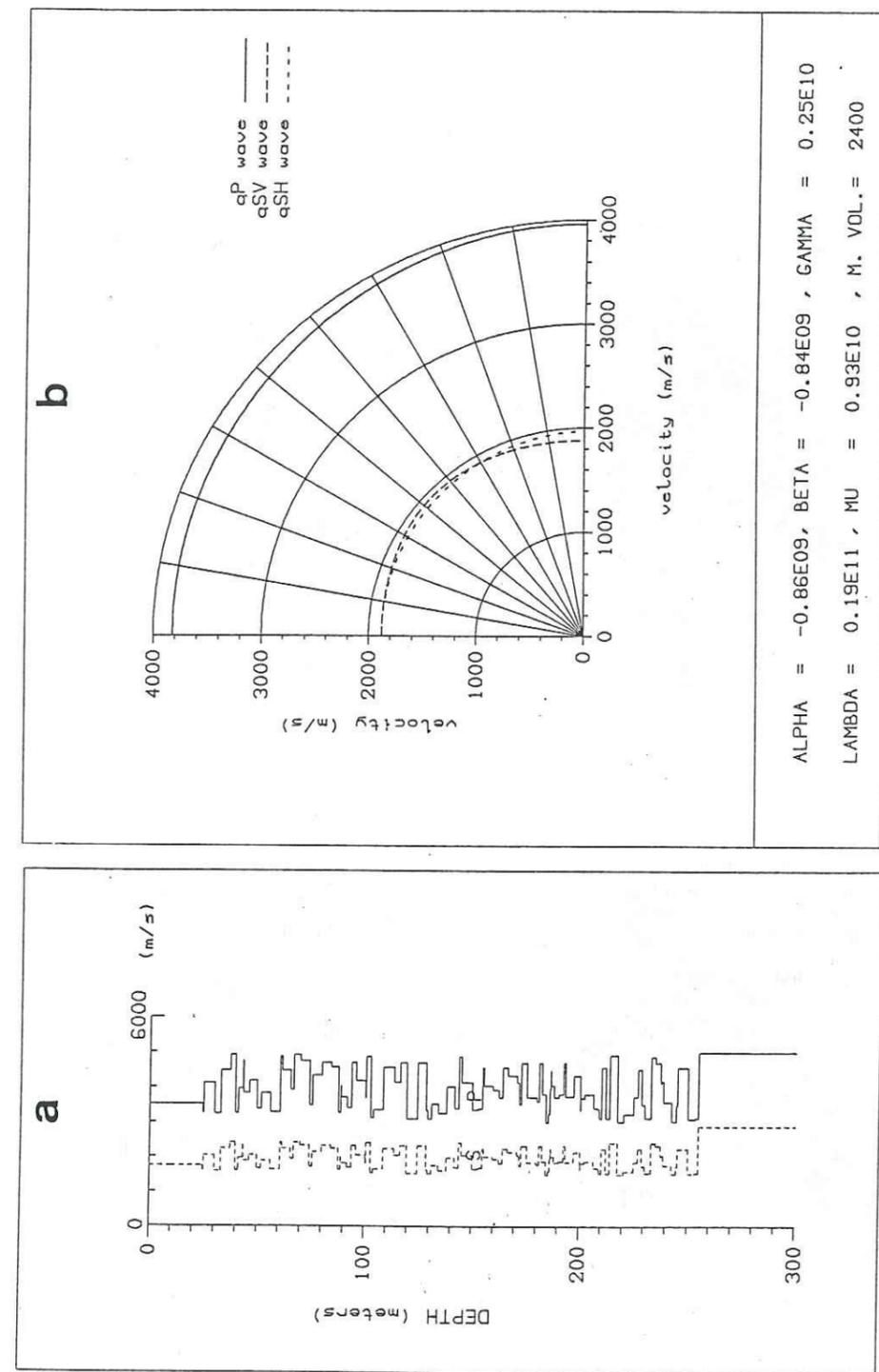
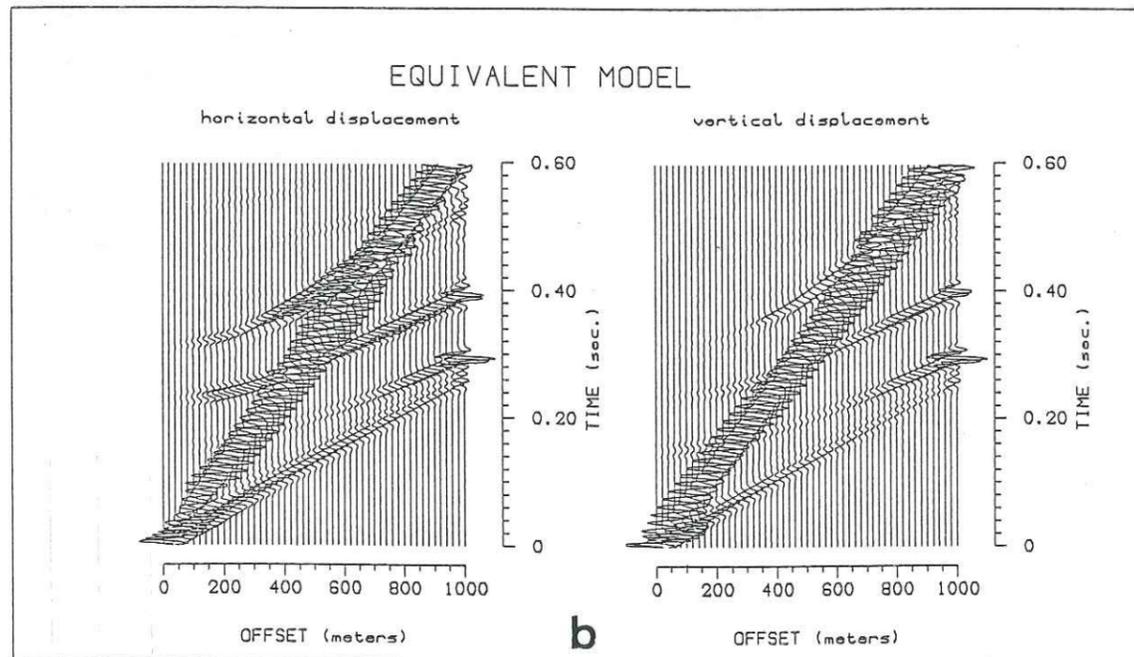
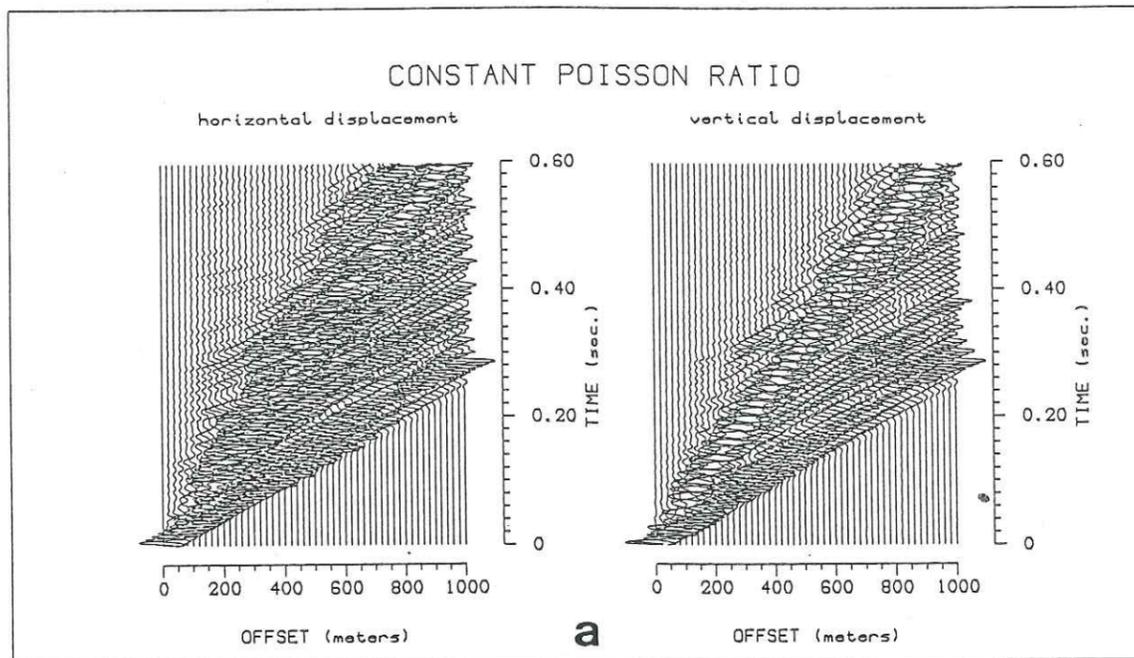
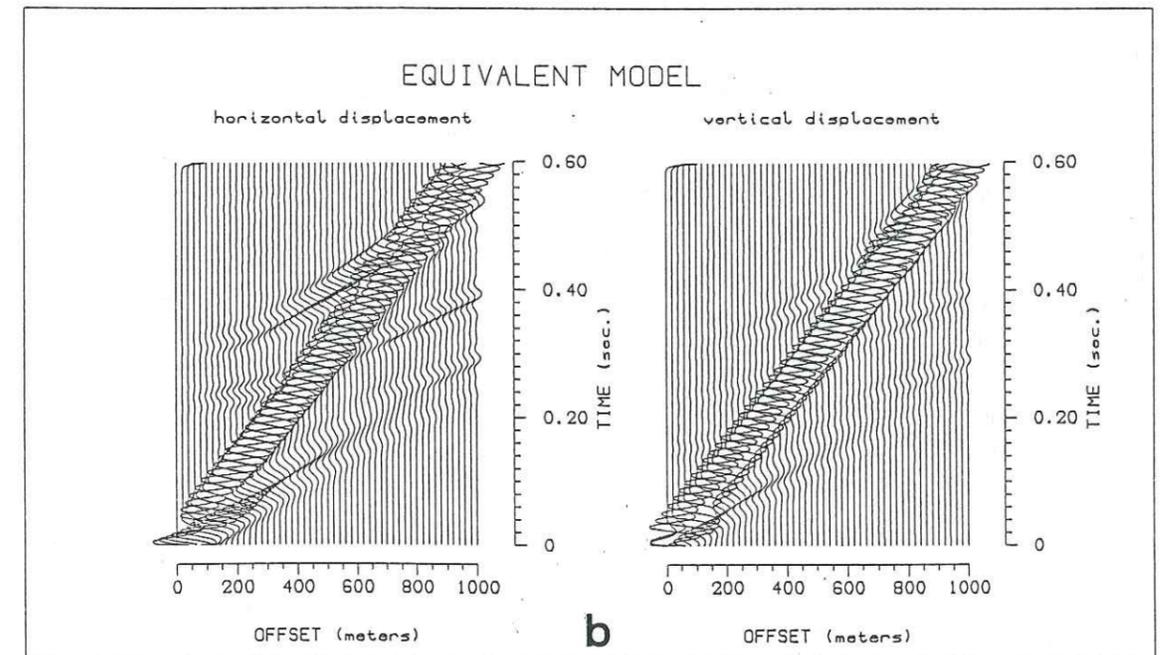
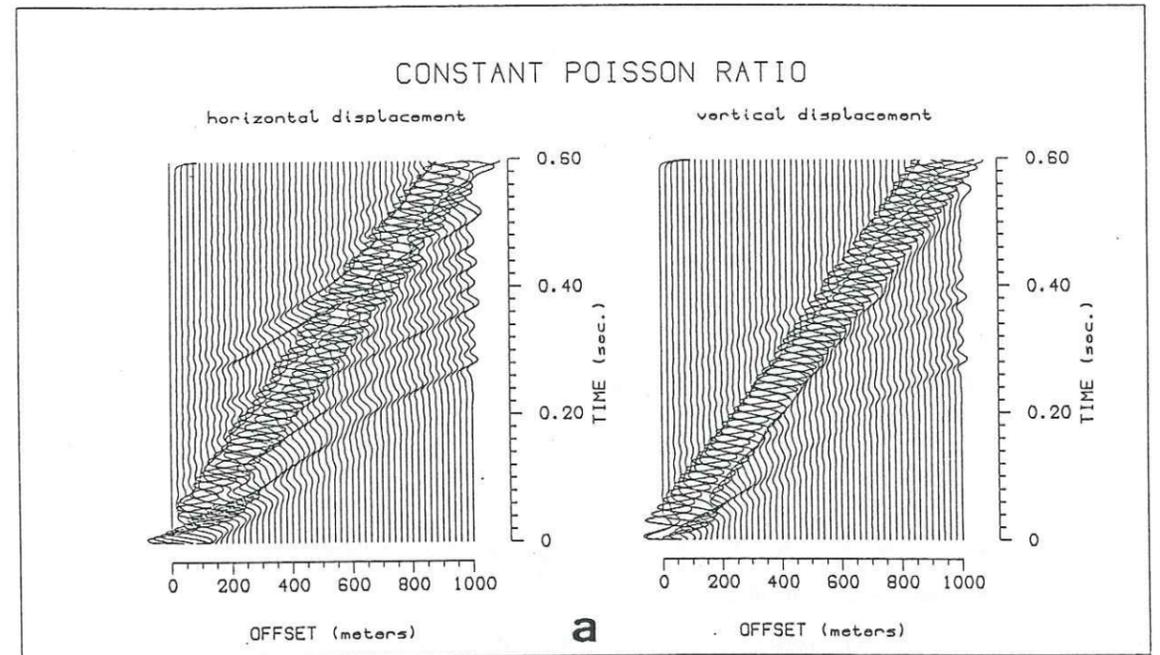


Figure V-7 : (a) Log de vitesses du milieu finement stratifié à coefficient de Poisson constant.
(b) Répartition de vitesses du milieu isotrope transverse équivalent pour les grandes longueurs d'onde. (Unité des constantes élastiques: $N \cdot m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg \cdot m^{-3}$)



number of points : 256 Ricker frequency : 50.0 Hertz
 source depth : 20. meters

Figure V-8 : Comparaison entre les sismogrammes synthétiques calculés sur le milieu finement stratifié à coefficient de Poisson constant (a) et le milieu isotrope transverse équivalent (b) pour une fréquence de source de 50 Hz. Les traces sont toutes normalisées par rapport au même maximum.



number of points : 256 Ricker frequency : 20.0 Hertz
 source depth : 20. meters

Figure V-9 : Idem à la Figure V-8, pour une fréquence de source de 20 Hz.

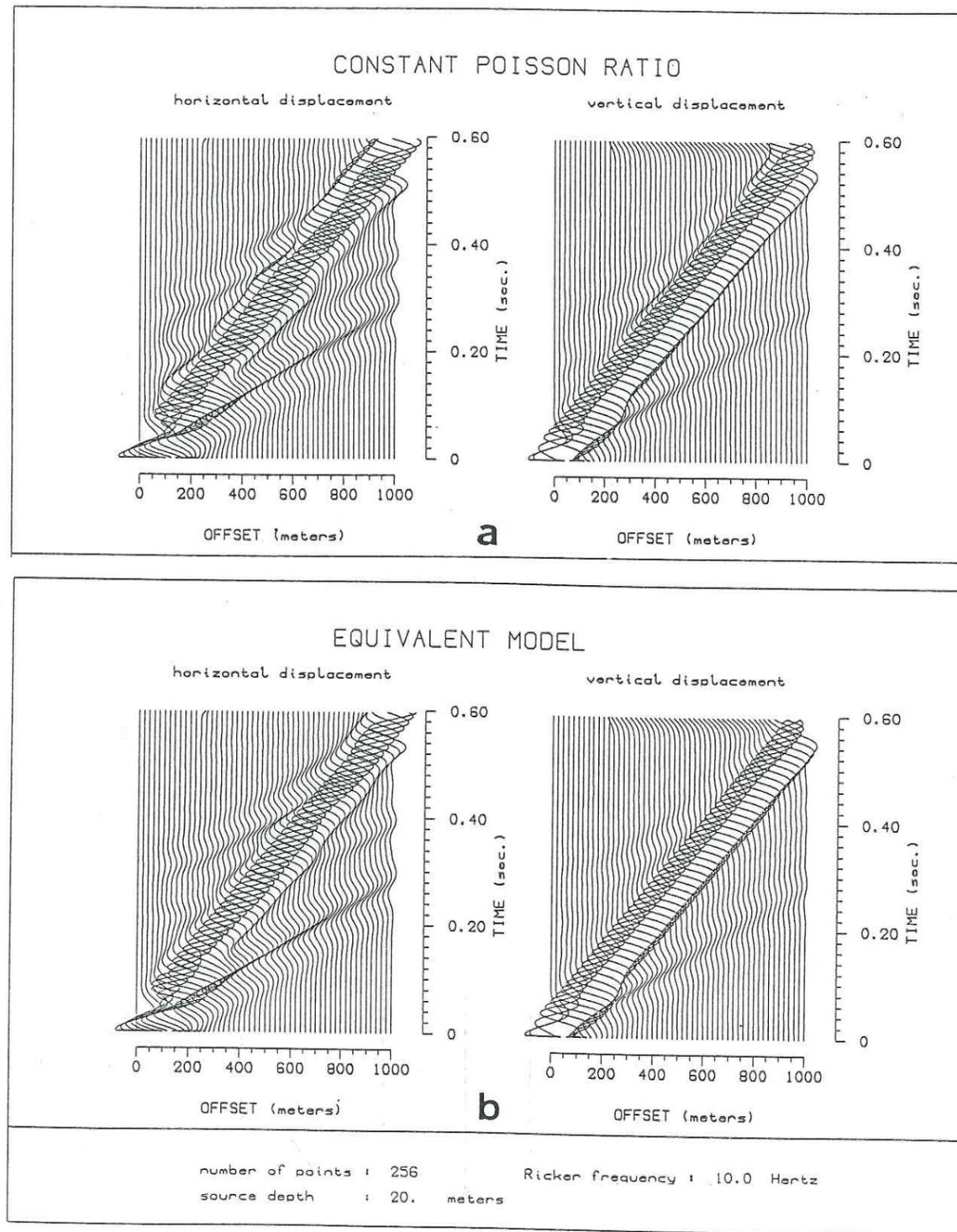


Figure V-10 : Idem à la Figure V-8, pour une fréquence de source de 10 Hz.

suisant la direction à 45° . Ces valeurs sont inférieures à la valeur de l'épaisseur de la zone litée. C'est pour cette raison que nous n'avons pas une exacte similitude entre les résultats. Celle-ci sera atteinte pour une fréquence de source d'environ 7.5 hertz. Nous trouvons bien les résultats auxquels nous nous attendions. L'exacte similitude des sismogrammes synthétiques est obtenue quand la plus petite des longueurs d'ondes est égale à l'épaisseur de la couche finement litée.

Regardons maintenant l'erreur d'interprétation qui va être commise si l'on considère que les réflexions se sont produites, non pas à la base d'une couche isotrope transverse mais à la base d'une couche isotrope. L'interprétation la plus évidente, pour expliquer l'arrivée précoce des ondes avec l'offset, va être de supposer que le réflecteur est penté. La Figure V-11 présente le tracé de rais des ondes ainsi que les hodochrones et les directions de polarisation des différentes ondes, obtenus sur le milieu élastiquement équivalent et sur un milieu isotrope dont l'interface située à la base est pentée de 2%. Ces résultats sont obtenus par la méthode de rais en milieu anisotropes inhomogènes tridimensionnels, développée par Cerveny (1972), Cerveny et Psencik (1972) et Gajewski et Psencik (1987). Si l'on compare les hodochrones obtenues dans les deux cas de figure, on note une bonne concordance des temps pour l'onde P réfléchi ainsi que pour l'onde S convertie, alors que pour l'onde S réfléchi un décalage de .01 secondes s'observe pour les offsets faibles. Intéressons nous maintenant aux polarisations des différentes réflexions. Pour l'onde P réfléchi, ainsi que pour la conversion de l'onde P en onde S, aucune différence notable ne s'observe entre le milieu isotrope penté et le milieu isotrope transverse. Pour l'onde S réfléchi, bien que la variation globale soit très semblable dans les deux cas, quelques différences importantes sont néanmoins visibles. La polarisation à un offset de 420 mètres est à 90° de l'axe vertical pour le milieu équivalent, alors que pour le milieu isotrope penté la direction de polarisation est à 80° . De plus pour un offset de 185 mètres, la direction de polarisation passe par 90° pour le milieu isotrope penté. Cette brutale variation n'apparaît pas pour le milieu isotrope transverse.

V-f Milieux périodiques

Les milieux périodiques sont une réalité géologique. Il est en effet très fréquent de rencontrer dans les terrains sédimentaires des alternances de couches de marnes et de calcaires, ou des terrains terrigènes dont la granulométrie des grains varie d'une couche à une autre. Ce cas a également été le premier cas théorique étudié, comme nous l'avons mentionné en introduction. Dans le cas où la séquence

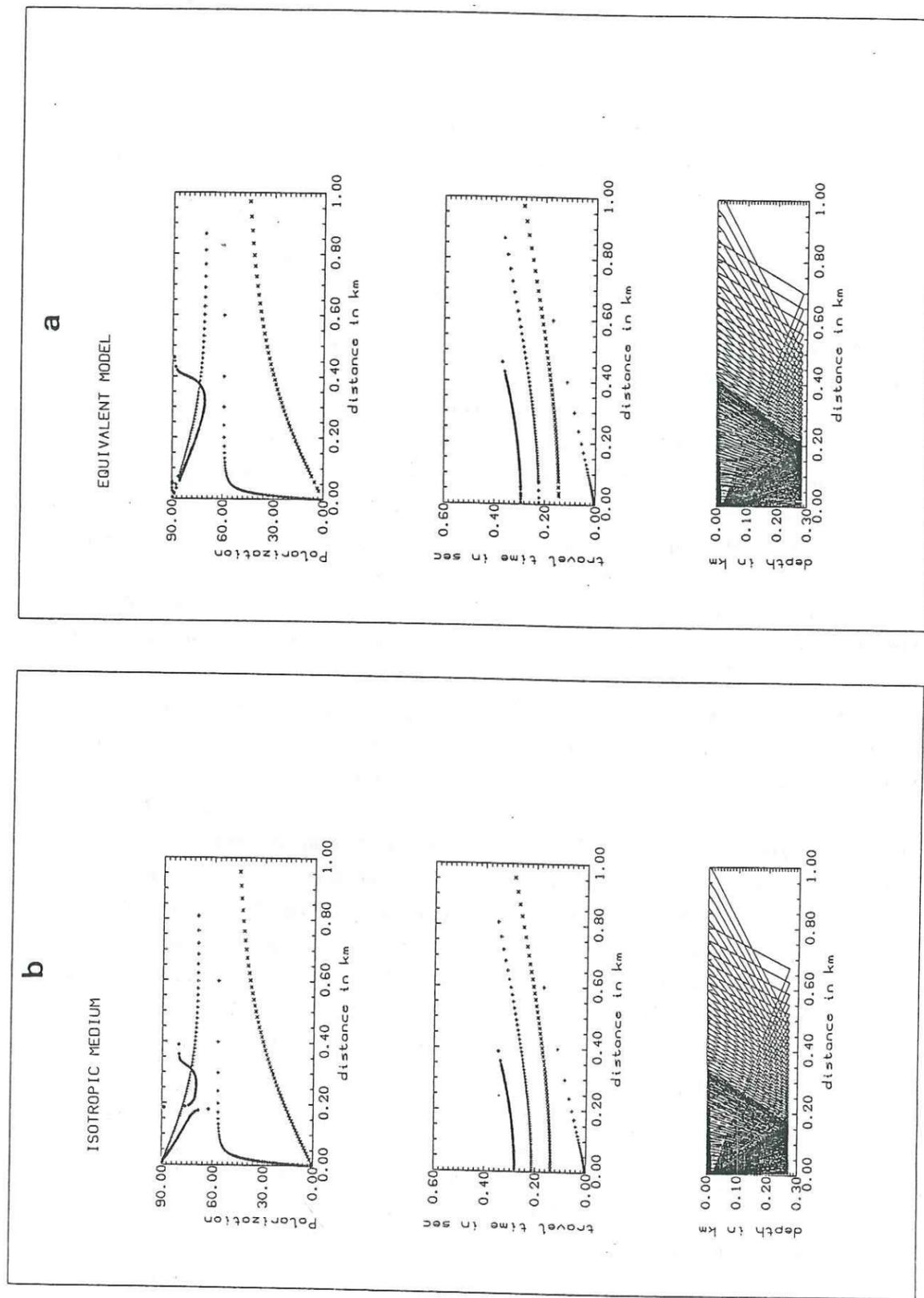


Figure V-11 : Comparaison des temps d'arrivée et des polarisations des ondes réfléchies à la base d'une couche isotrope transverse (a) et d'une couche isotrope penté de 2% (b).

périodique est constituée de deux couches isotropes, un certain nombre de déductions vont être possibles. Si l'on arrive à connaître les valeurs des constantes élastiques du milieu isotrope transverse équivalent, les valeurs des paramètres de chaque couche isotrope pourront alors en être déduites. En effet, après quelques développements mathématiques on trouve que les rigidités des deux milieux isotropes sont les racines de l'équation du second degré :

$$(RL-T)\mu^2 - (RLM-S)\mu + L(MT-S) = 0$$

R, L, T, M et S sont les constantes élastiques décrites au paragraphe V-b. Bien entendu il faudra que les racines de cette équation soient réelles, positives et qu'elles réalisent les conditions de stabilité des milieux isotropes. Connaissant μ_1 et μ_2 , les autres paramètres des couches isotropes, θ_1 , θ_2 , ainsi que les proportions de chaque couche ι_1 et ι_2 pourront être définis par les relations :

$$\theta_1 = \frac{T\mu_2 - S}{\mu_2 - M}, \quad \theta_2 = \frac{S - T\mu_1}{M - \mu_1}$$

$$\iota_1 = \frac{\mu_2 - M}{\mu_2 - \mu_1}, \quad \iota_2 = \frac{M - \mu_1}{\mu_2 - \mu_1}$$

Du fait de la périodicité du milieu, il ne sera pas nécessaire, comparativement au cas des milieux finement stratifiés non périodiques précédemment envisagés, d'atteindre des longueurs d'ondes de l'ordre de la grandeur de l'épaisseur de la zone finement litée, pour avoir équivalence avec les milieux isotropes transverses. Par des simulations numériques, nous allons essayer de quantifier le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence périodique. Nous envisagerons des séquences de deux ou trois couches. Et, pour se placer au plus près de la réalité, nous considérerons aussi une alternance de couches de vitesse rapide et lente, dont les valeurs de vitesse fluctueront avec la profondeur. Nous pourrions ainsi étudier les variations que cela va engendrer sur le rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur de la séquence.

Simulations numériques

La première simulation numérique que nous allons effectuer aura pour but d'évaluer, de manière assez précise, le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence, nécessaire pour atteindre l'approximation des grandes longueurs d'onde. Le modèle choisi comporte 50 séquences parfaitement identiques. Chaque séquence comprend deux couches d'épaisseur identique de 5 mètres. Ces deux

couches présentent un fort contraste de vitesse et de densité. Les valeurs des paramètres de ces couches sont données dans le tableau T-3 situé dans l'annexe C.

Le log de vitesse du milieu est représenté sur la Figure V-12. Nous avons 500 mètres d'alternance de couches "rapides" et "lentes" surmontant un demi-espace. Le dispositif d'émission-réception, représenté sur la Figure V-13, est constitué d'une source explosive située à 500 mètres de profondeur et de 21 récepteurs répartis de 0 à 1000 mètres. Ce dispositif nous permettra d'étudier la zone périodique uniquement par des ondes directes.

Sur la même figure que le log de vitesse est représentée la répartition de vitesse dans le milieu isotrope transverse équivalent. Quelles sont les caractéristiques de ce milieu? L'onde qP appartient à la classe III définie dans le paragraphe IV-g-4. le minimum de vitesse de 3943 m/s s'observe pour une direction de propagation de 27.5°, tandis que le maximum de vitesse de 4293 m/s est suivant la direction horizontale. La surface d'onde qSV a la particularité de présenter deux points de rebroussement. Dans l'intervalle d'angle de 41° à 47° l'onde qSV présente une triplification des phases. La vitesse maximale est de 1894 m/s suivant la direction à 47° de l'axe de symétrie. La vitesse minimale est de 1547 m/s suivant les directions horizontale et verticale.

Quelles vont être les principales phases que nous allons pouvoir observer? Les hodochrones de la Figure V-14 sont celles des phases directes à travers la couche isotrope transverse, de la phase réfractée P générée par l'onde qSV incidente sur la surface libre, et des phases coniques qP et qSV générées par le front direct se propageant dans le demi-espace. La source se trouvant très près de l'interface, les ondes inhomogènes P créées par la source explosive engendrent des ondes S^* , pouvant se propager dans l'intervalle d'angle de $\theta = \frac{\pi}{2}$, à $\theta = \sin^{-1} \left(\frac{v_{qSV}(\theta)}{v_p} \right)$ (v_p , est la vitesse des ondes P dans le demi-espace et $v_{qSV}(\theta)$, est la vitesse des ondes qSV suivant la direction θ) (Daley et Hron, 1983; Gutowski et al., 1984). Cette onde présente les mêmes caractéristiques de vitesse et de polarisation que les ondes de volumes S, mais des variations de l'amplitude différentes. Nous verrons sur les sismogrammes synthétiques, que l'amplitude de l'onde conique qSV s'avère être très importante et possède un contenu spectral basse fréquence. La phase directe qSV présente deux points de rebroussement à 420 et 530 mètres d'offset. Comme nous le verrons par la suite sur les sismogrammes synthétiques, de fortes ondes inhomogènes sont créées à ces points de rebroussement. Celles-ci ont leur énergie qui décroît très vite quand on s'éloigne de ces points de rebroussement. Ces observations ont également été faites par Martinov et Mikhailenko (1984) par leur propre méthode de

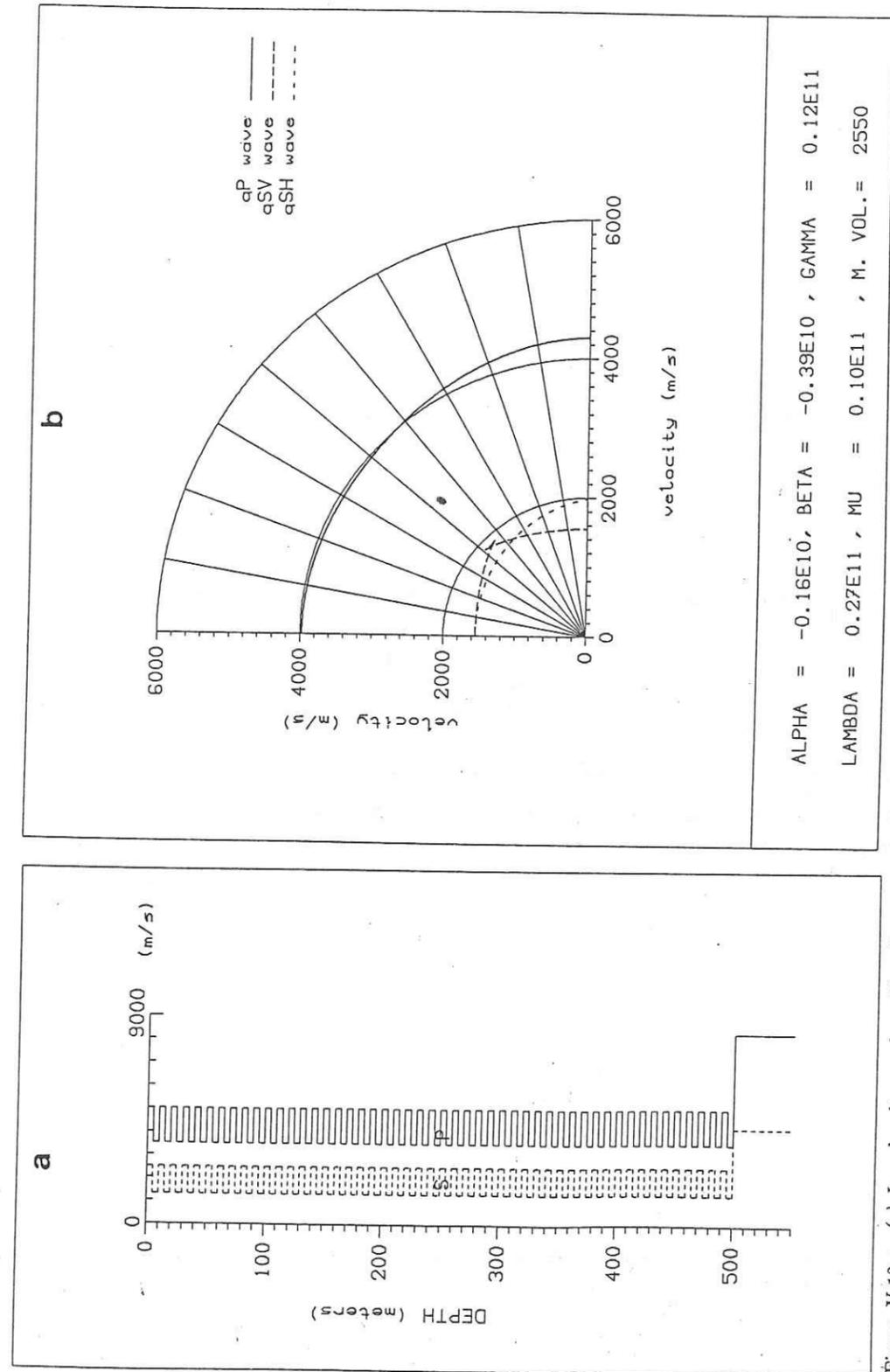


Figure V-12 : (a) Log de vitesses du milieu finement stratifié périodique dont les séquences sont constituées de deux couches. (b) répartition de vitesses du milieu isotrope transverse équivalent pour les grandes longueurs d'onde. (Unité des constantes élastiques: N.m⁻², unité de masse volumique: kg.m⁻³)

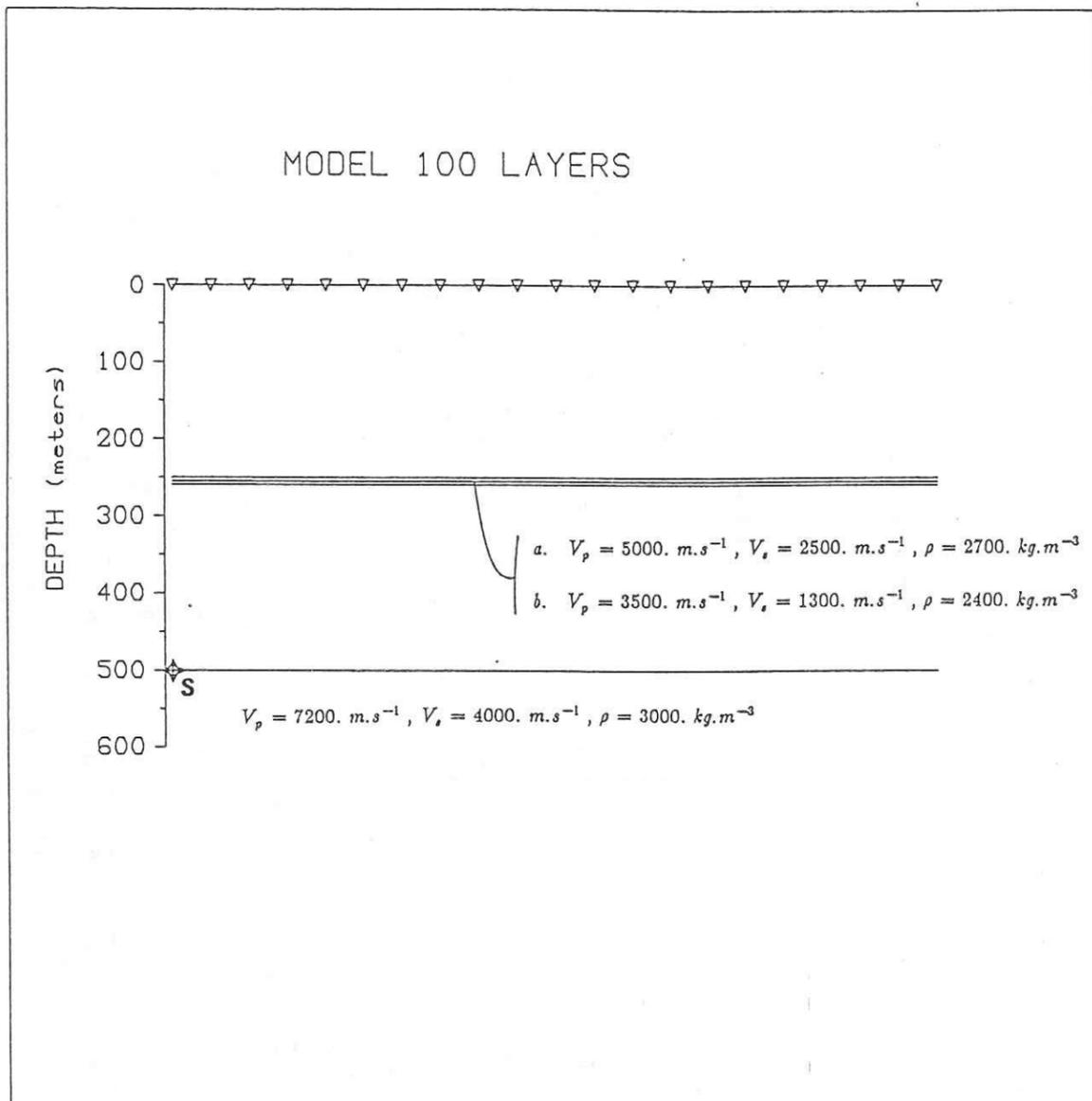


Figure V-13 : Dispositif d'émission et de réception utilisé pour l'étude des milieux finement stratifiés périodiques.

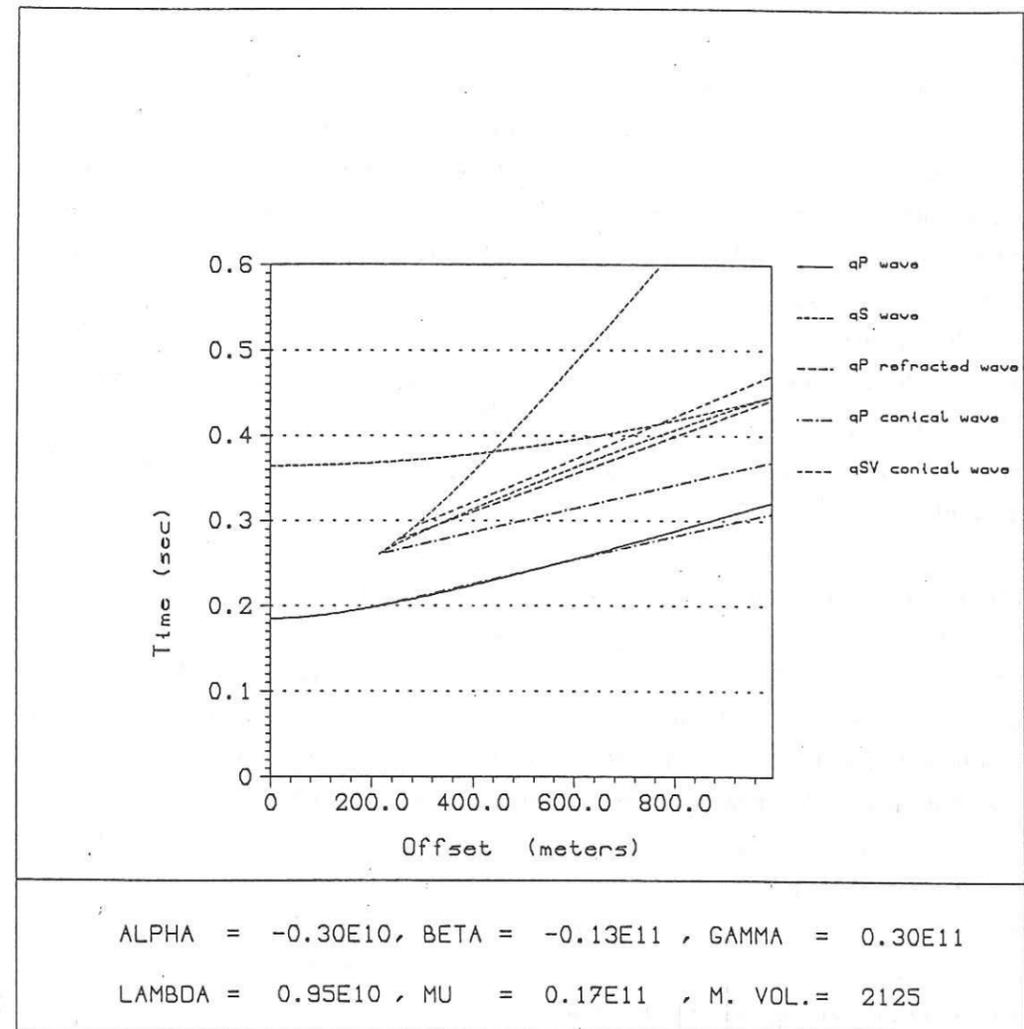


Figure V-14 : Hodochrones des phases directes qP et qSV, de la phase réfractée qP à la surface libre et des phases coniques, pour le milieu isotrope transverse équivalent au périodique dont les séquences sont constituées de deux couches. (Unité des constantes élastiques: N.m^{-2} , unité de masse volumique: kg.m^{-3})

simulation numérique. L'hodochrone de l'onde qSV change brusquement de courbure après la zone des points de rebroussement car la vitesse, à partir de cette direction, diminue.

Sur la Figure V-15 sont représentés les sismogrammes synthétiques pour une fréquence de source de 35 hertz. A cette fréquence, les principales phases décrites précédemment apparaissent déjà. L'onde P semble identique pour les offsets les plus grands, entre le milieu périodique et le milieu équivalent, alors que pour les offsets faibles, des oscillations hautes fréquences suivent le pulse P. La longueur d'onde de la phase qP varie, pour les directions de propagation atteignant la surface libre, entre 112 et 114 mètres. En ce qui concerne l'onde qSV les différences sont beaucoup plus nettes. De nombreuses autres phases apparaissent, ainsi que des résonances de couches enregistrées aux récepteurs situés le plus à la verticale de la source. La fréquence de résonance de la séquence, calculée pour une onde plane qSV à incidence nulle par l'expression $f_r = V_{qSV} / (4.h)$, est de 38 hertz. La première onde réfractée présente un déphasage par rapport à celle se propageant dans le milieu équivalent.

Pour une fréquence de 31 hertz (Figure V-16), l'onde qP est parfaitement identique entre les deux milieux pour la composante verticale, alors que sur la composante horizontale des différences s'observent nettement. Les résonances de couches suivant l'onde qSV diminuent d'amplitude. A 27 hertz (Figure V-17), la phase qP est parfaitement identique dans les deux milieux. La longueur d'onde de cette phase varie de 145 à 148 mètres. On peut donc penser que le rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur de la séquence est d'environ de 15.

Regardons maintenant quelle est la valeur de ce rapport pour la plus petite longueur d'onde se propageant dans ce milieu. Celle-ci est définie par la vitesse la plus faible des ondes qSV. A 19 hertz (Figure V-18) la similitude des résultats est déjà très bonne. Toutefois, quelques différences sont visibles. Le rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur de la séquence n'est que de 8. A 17 hertz (Figure V-19) de très légères différences sont visibles sur l'onde générée à partir du premier point de rebroussement. A 13 hertz (Figure v-20) nous avons une exacte similitude entre les sismogrammes synthétiques obtenus sur les deux milieux.

Nous avons choisi comme critère, pour la détermination de la validité de la condition de grandes longueurs d'onde, le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence. Si ce choix est exact, le rapport ne doit donc pas changer quel que soit le nombre de couches contenues dans la séquence. Pour vérifier cela, nous allons calculer les déplacements sur un milieu constitué de 50 séquences de 3 couches. Les épaisseurs, ainsi que les valeurs de vitesses des ondes P et S des 3

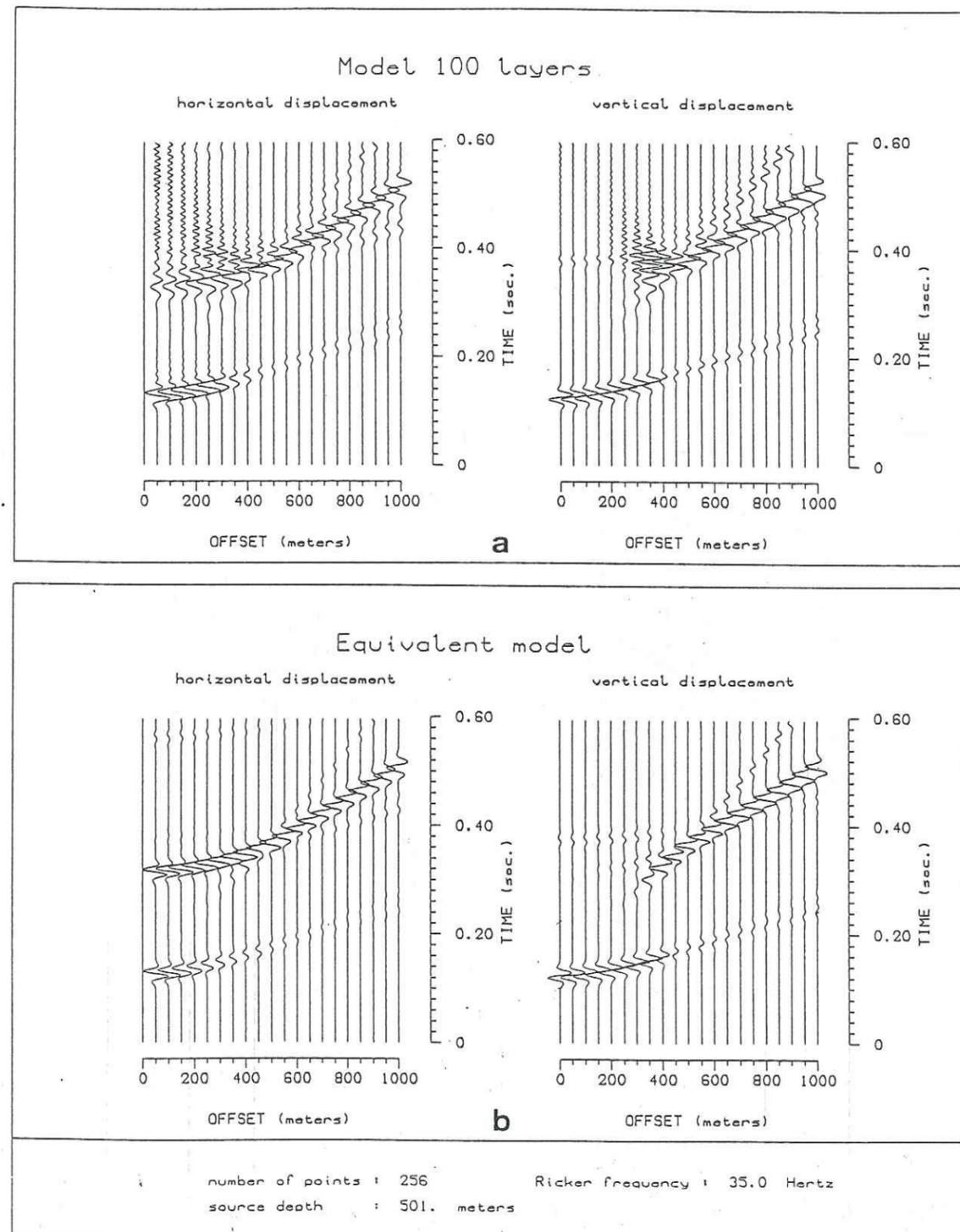


Figure V-15 : Comparaison entre les sismogrammes synthétiques calculés sur le milieu finement stratifié périodique dont les séquences sont constituées de deux couches (a) et le milieu isotrope transverse équivalent (b) pour une fréquence de source de 35 Hz. Les traces sont normalisées indépendamment les unes des autres.

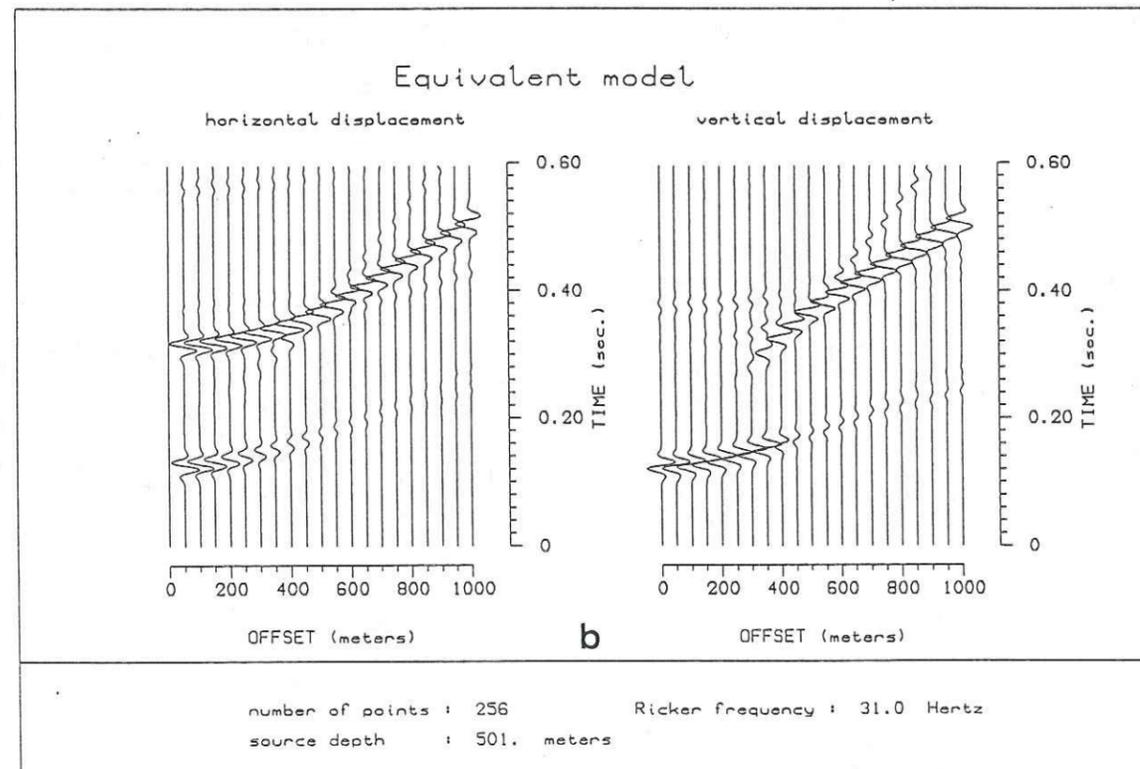
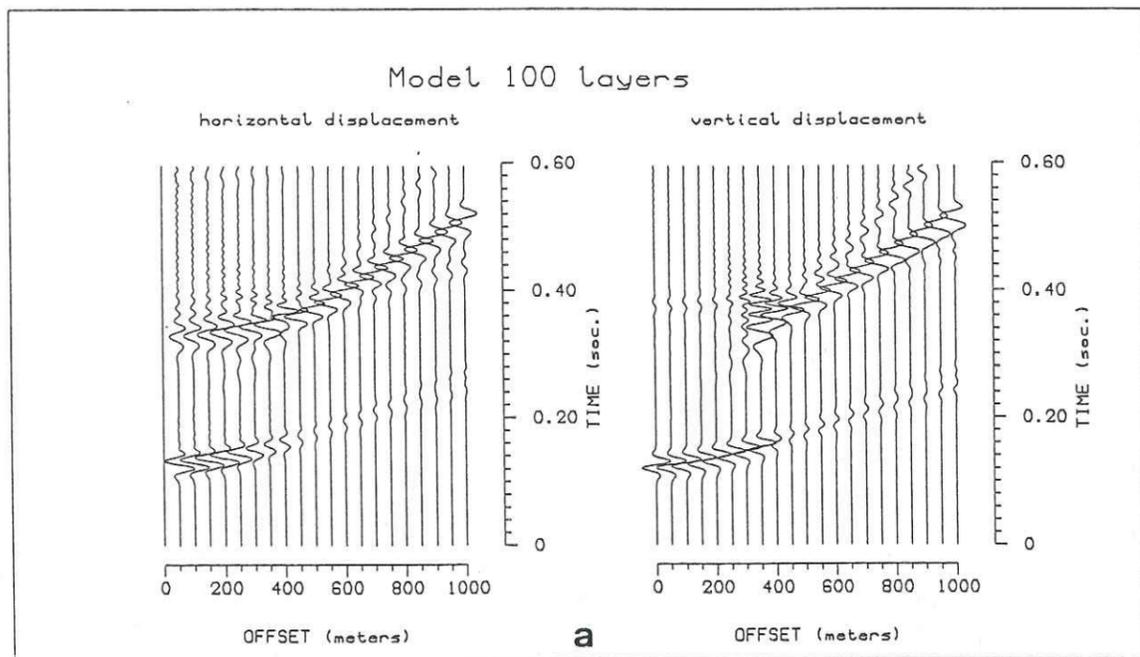


Figure V-16 : Idem à la Figure V-15, pour une fréquence de source de 31 Hz.

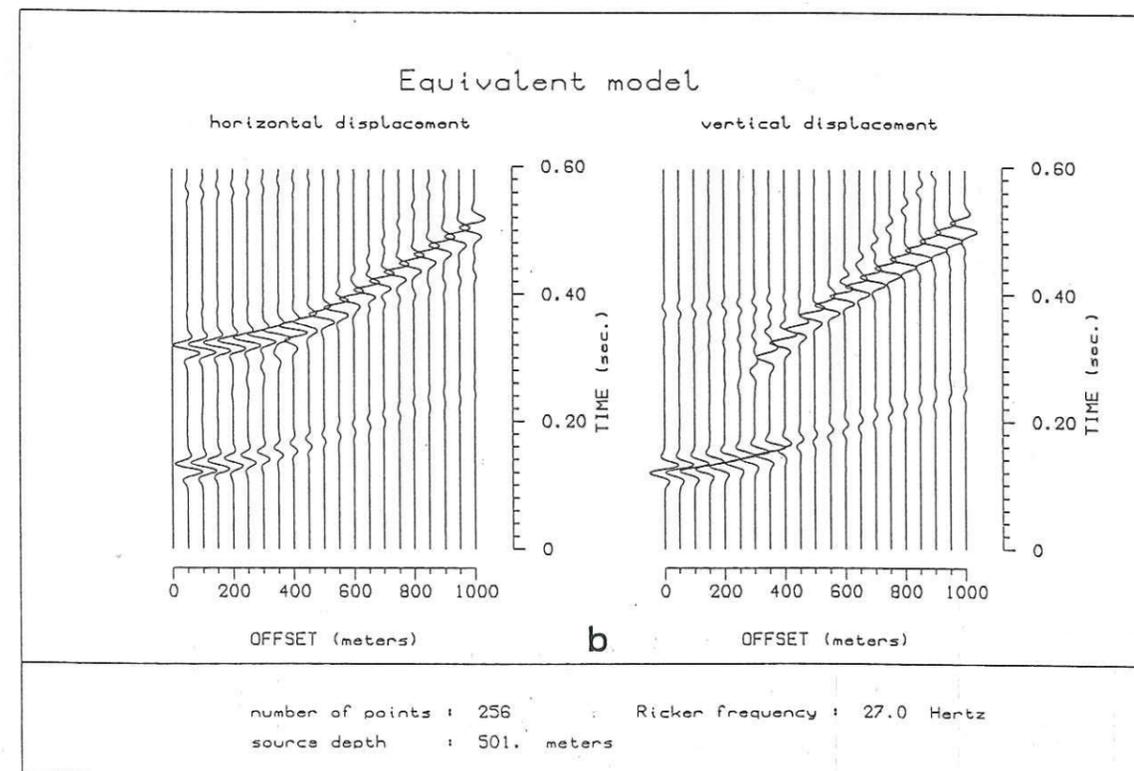
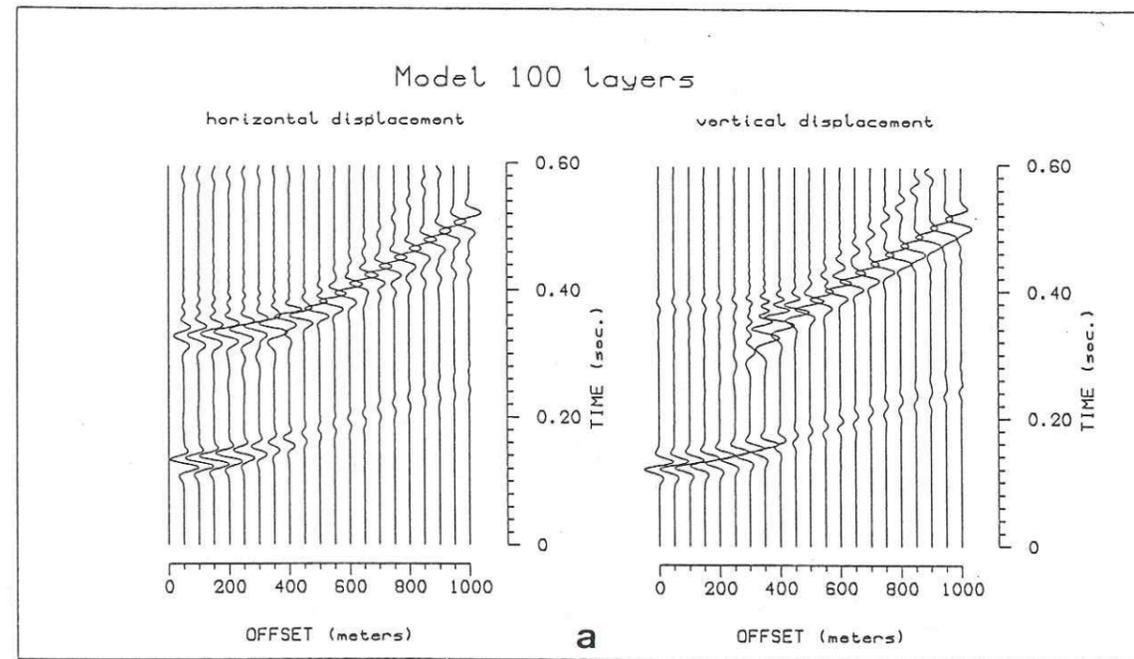
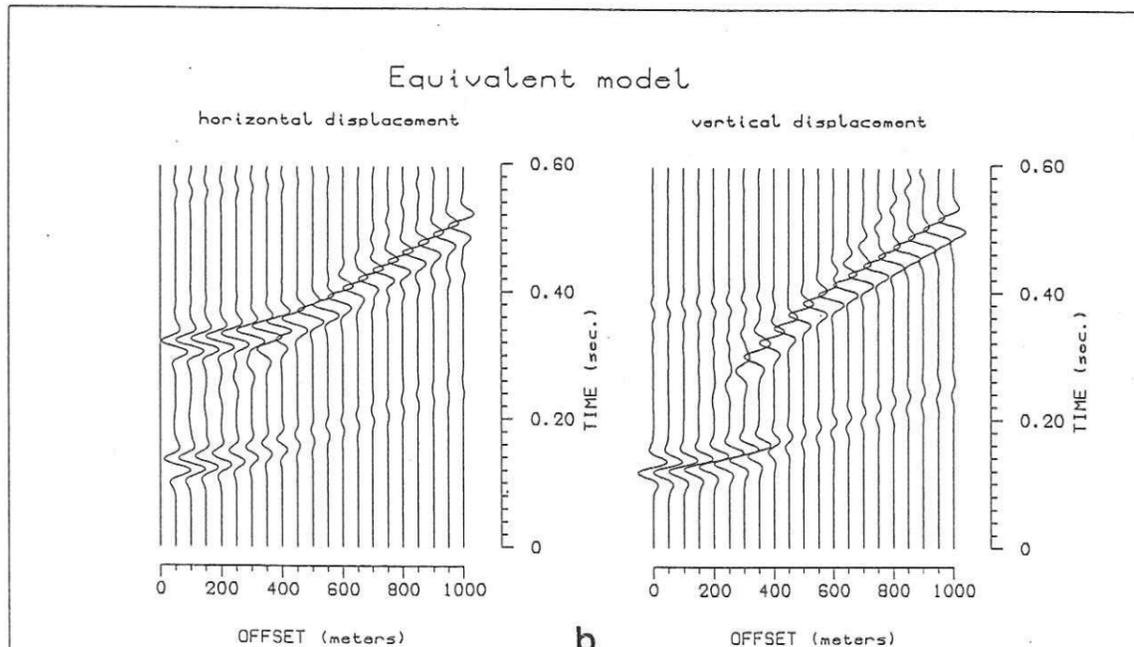
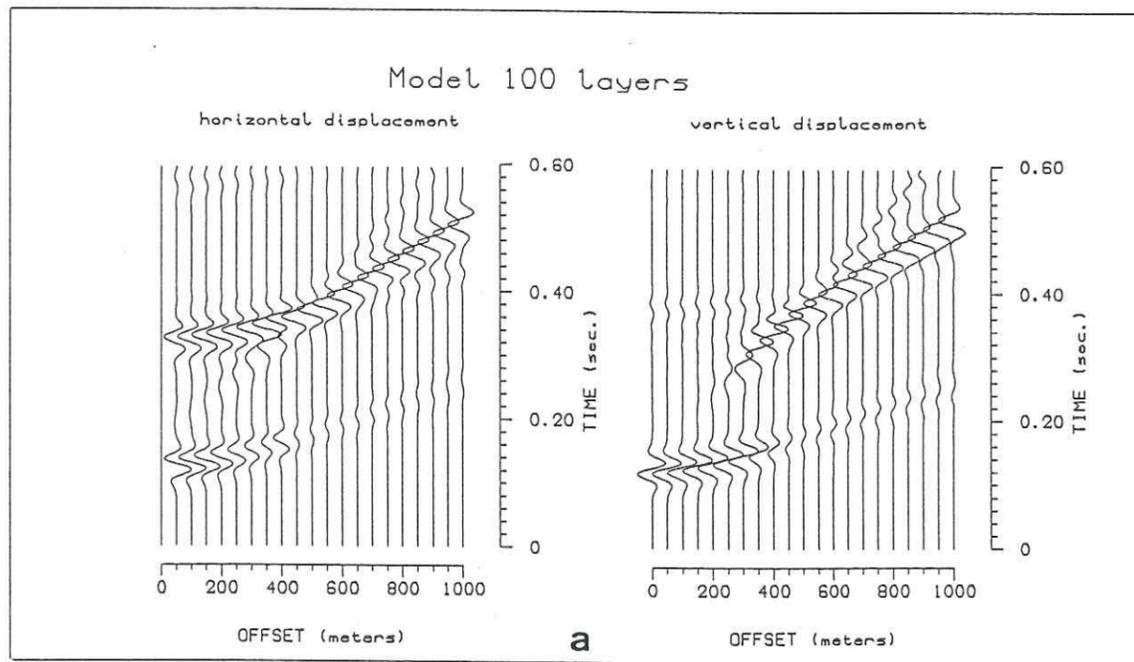
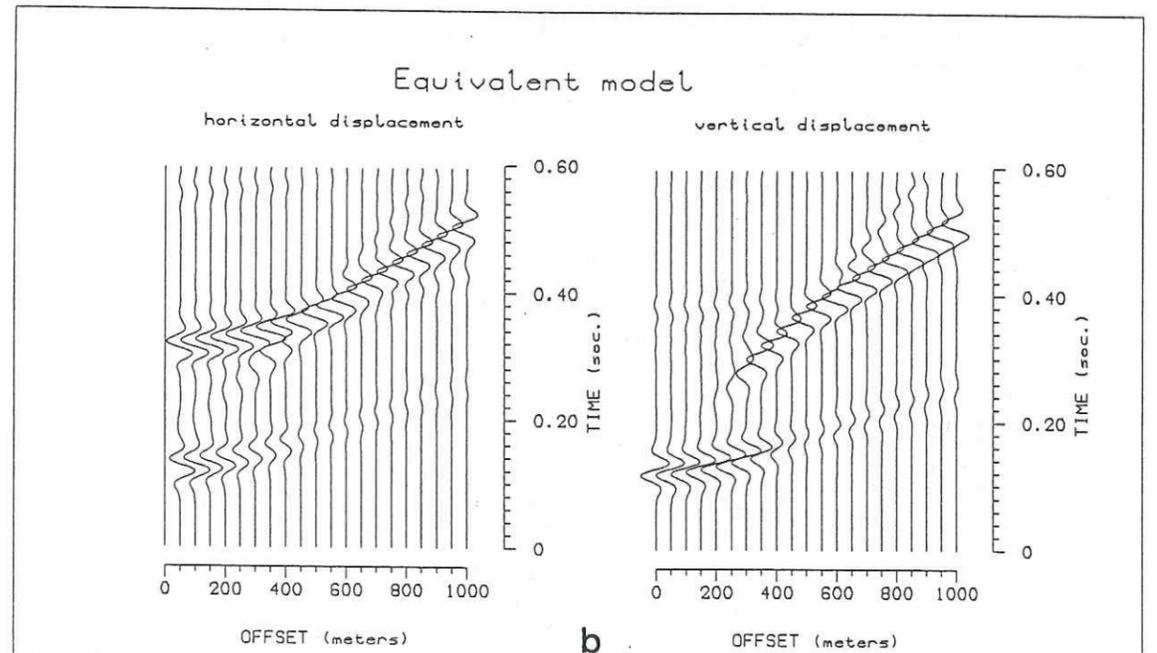
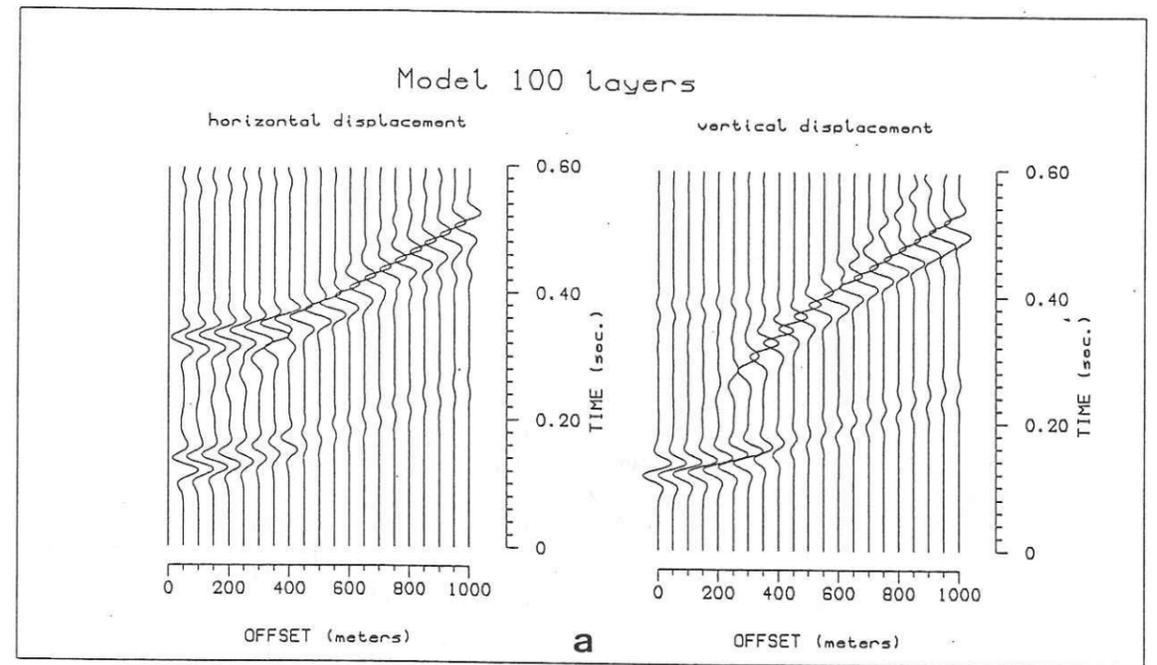


Figure V-17 : Idem à la Figure V-15, pour une fréquence de source de 27 Hz.



number of points : 256 Ricker frequency : 19.0 Hertz
 source depth : 501. meters

Figure V-18 : Idem à la Figure V-15, pour une fréquence de source de 19 Hz.



number of points : 256 Ricker frequency : 17.0 Hertz
 source depth : 501. meters

Figure V-19 : Idem à la Figure V-15, pour une fréquence de source de 17 Hz.

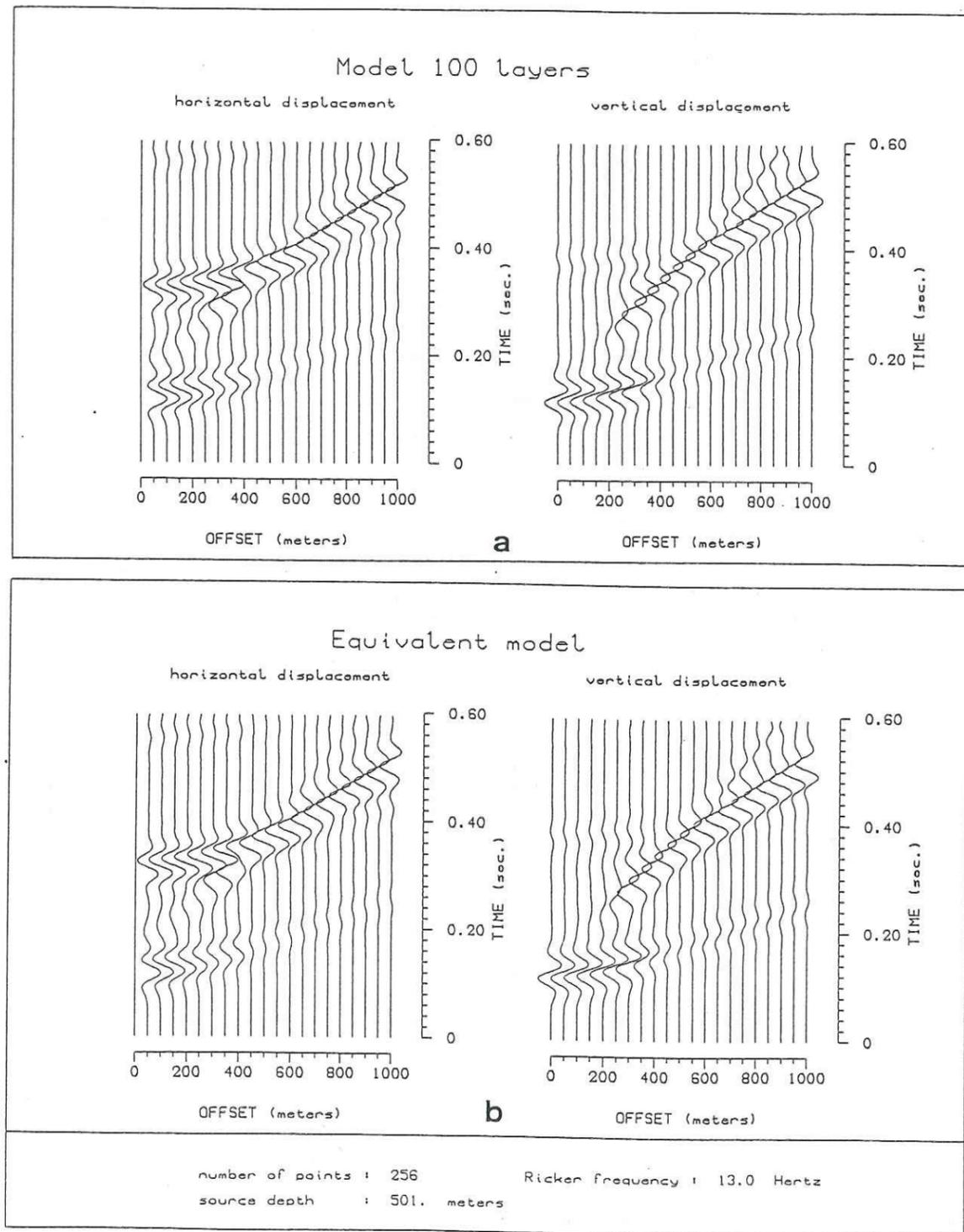


Figure V-20 : Idem à la Figure V-15, pour une fréquence de source de 13 Hz.

couches constituant une séquence, se trouvent dans le tableau T-4 de l'annexe C.

Le dispositif d'émission et de réception est le même que pour le milieu périodique bicouche. Le log de vitesse de l'ensemble du modèle est présenté sur la Figure V-21. Sur la même figure, se trouve également la répartition de vitesse du milieu isotrope transverse équivalent. La surface d'onde qP appartient également à la classe III. La vitesse minimale de 2698 m/s s'observe pour une direction de 10° , tandis que la vitesse maximale est de 4524 m/s suivant la direction horizontale. Ce qui nous donne un taux d'anisotropie extrêmement élevé de 40%. Pour la surface d'onde qSV une triplification des vitesses est présente dans l'intervalle de 23° à 63° . La vitesse maximale est de 2513 m/s suivant la direction à 63° alors que la vitesse minimale est de 1372 m/s suivant les directions horizontale et verticale.

Les hodochrones théoriques des principales phases sont représentées sur la Figure V-22. Les sismogrammes synthétiques montrent que l'onde inhomogène générée par le point de rebroussement s'observe jusqu'à l'offset nul, les ondes coniques P n'apparaissent pas clairement, tandis que l'onde conique qSV présente une forte amplitude sur la composante verticale et que l'onde réfractée P a un très net mouvement horizontal.

La Figure V-23 présente les sismogrammes pour une fréquence de source de 31 hertz. Des résonnances de couches s'observent à la suite de l'arrivée directe qSV, en particulier au voisinage du point de rebroussement. La fréquence de vibration propre de la séquence, pour une onde plane qSV à incidence nulle, est de 34.5 hertz. Ce qui voudrait dire que l'onde inhomogène, créée au point de rebroussement, a une vitesse inférieure à la plus faible des vitesses de l'ondes qSV. A 21 hertz (Figure V-24), la ressemblance des résultats obtenus sur les deux milieux est déjà correcte. Toutefois le signal de l'onde associée à la "branche" de l'onde qSV arrivant la plus en retard, présente un déphasage par rapport à ce que l'on peut observer sur le milieu équivalent. Pour une fréquence de source de 17 hertz (Figure V-25) la concordance entre les sismogrammes synthétiques calculés sur le milieu périodique et sur le milieu équivalent est satisfaisante, sauf pour l'onde qSV arrivant la plus tardivement. Le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence est pour cette fréquence, de 8. Le rapport est donc sensiblement le même que celui du milieu périodique dont la séquence est constituée de 2 couches.

Des milieux parfaitement périodiques, comme ceux que nous venons d'étudier, sont évidemment très éloignés de ceux observables dans la nature. Pour cette raison, nous allons envisager un milieu présentant toujours une alternance de couches à vitesse rapide et lente, dont les valeurs fluctueront avec la profondeur. Il sera ainsi possible de voir dans quelle mesure le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur

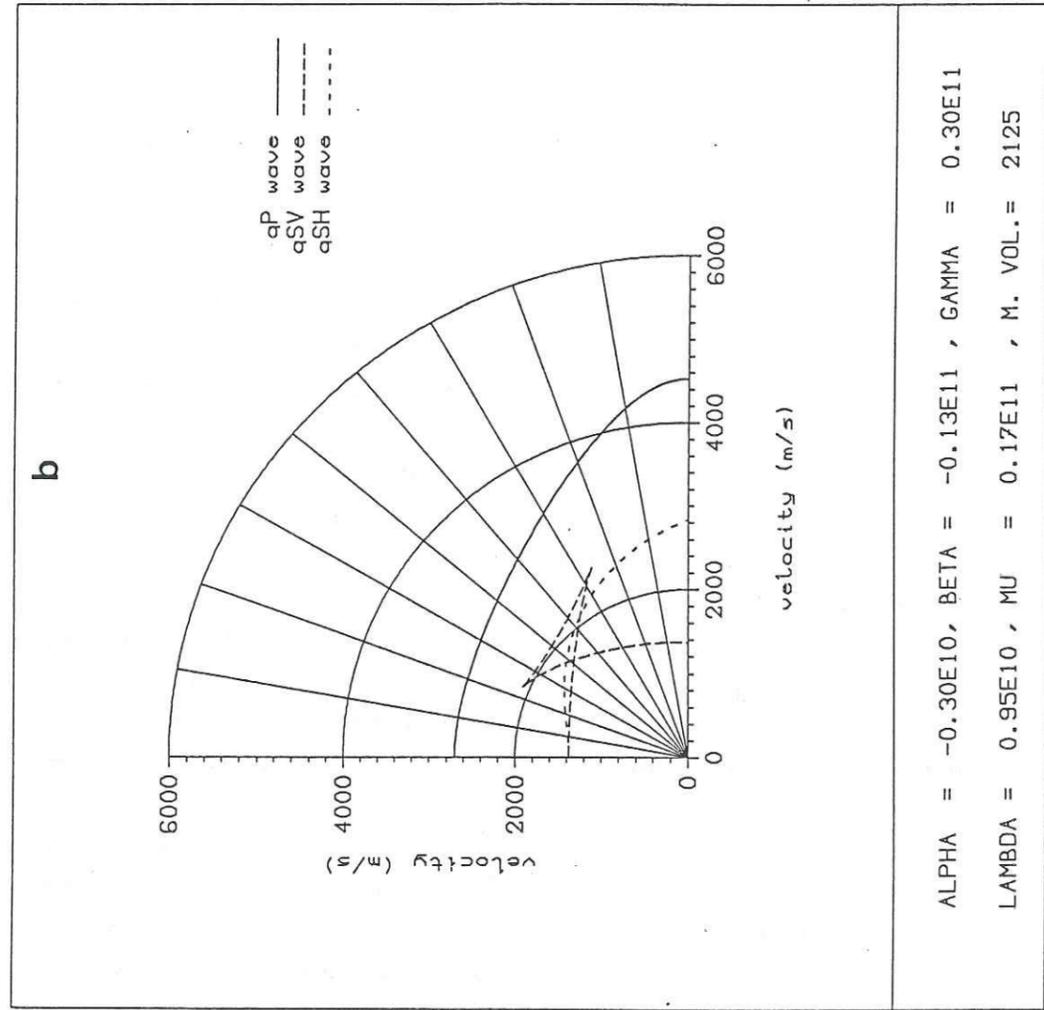
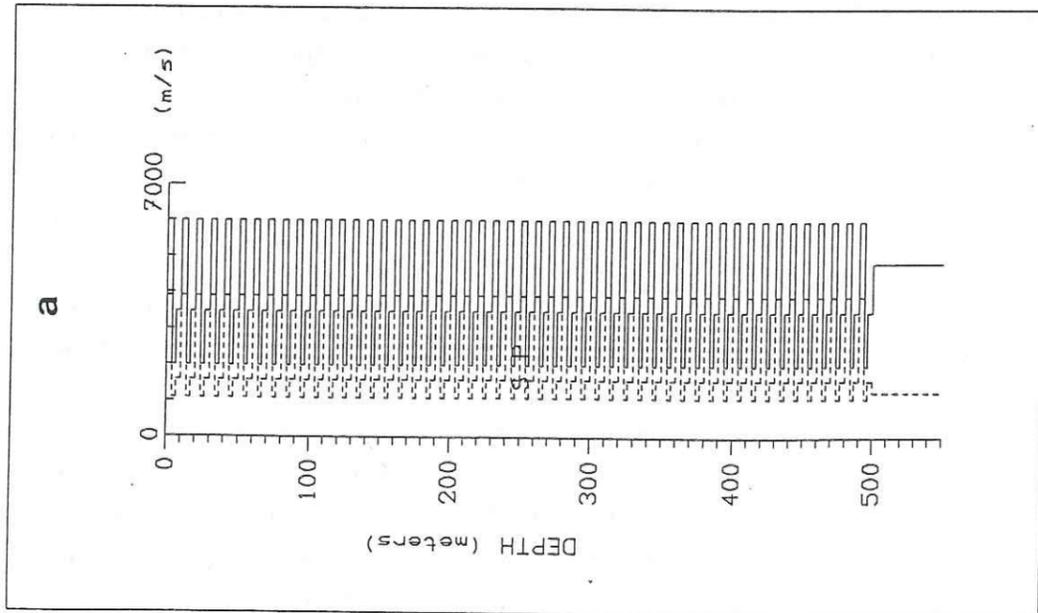


Figure V-21 : (a) Log de vitesses du milieu finement stratifié périodique dont les séquences sont constituées de trois couches.

(b) répartition des vitesses du milieu isotrope transverse équivalent pour les grandes longueurs d'onde. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)

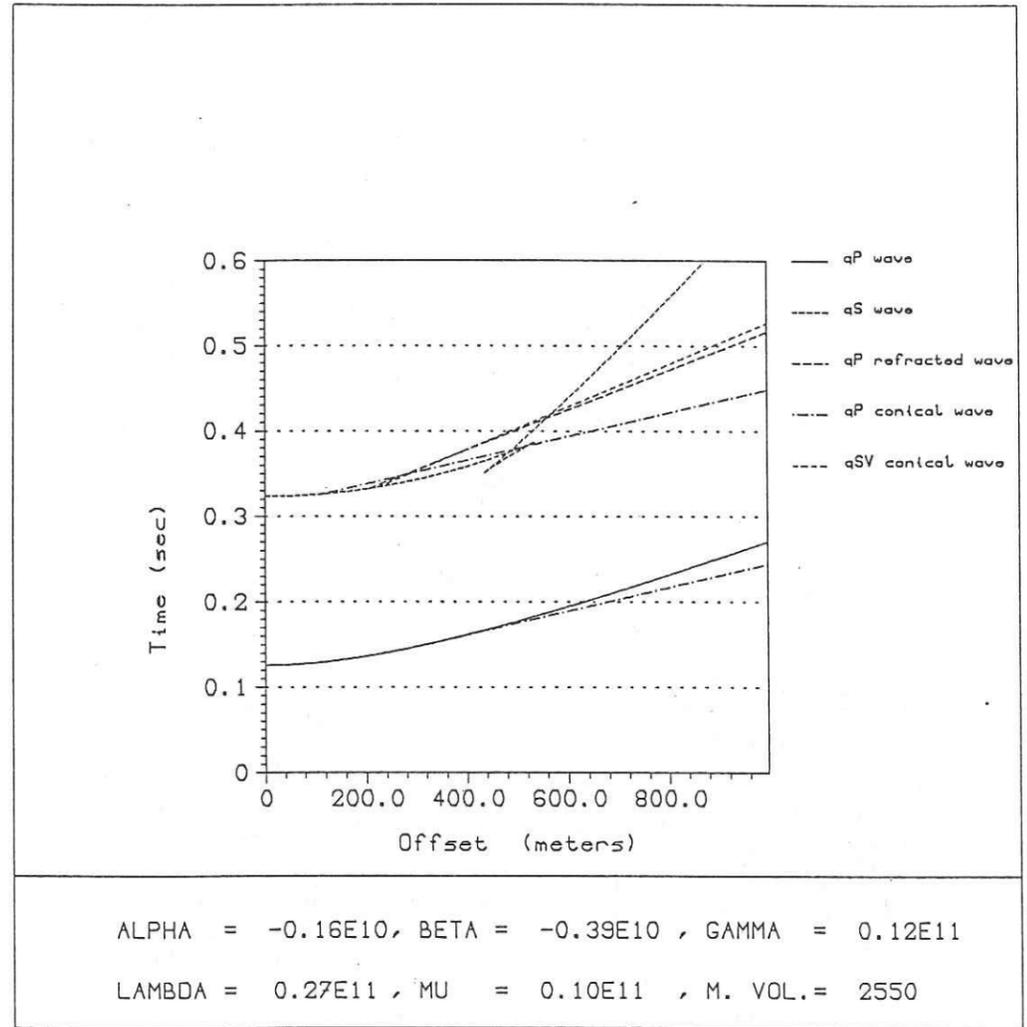
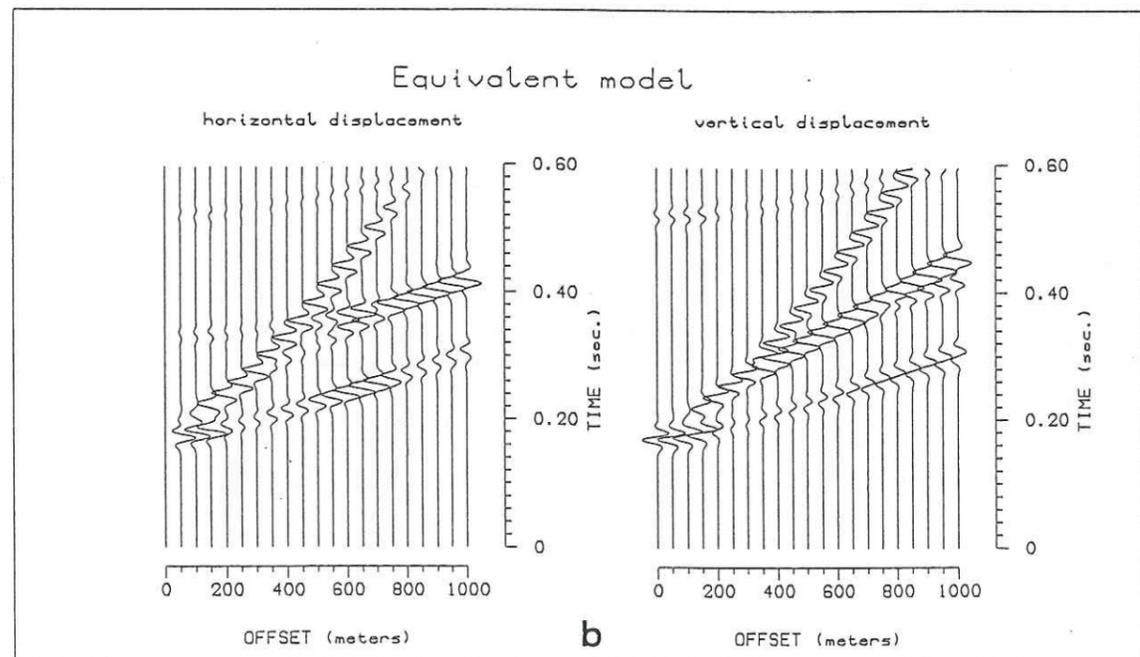
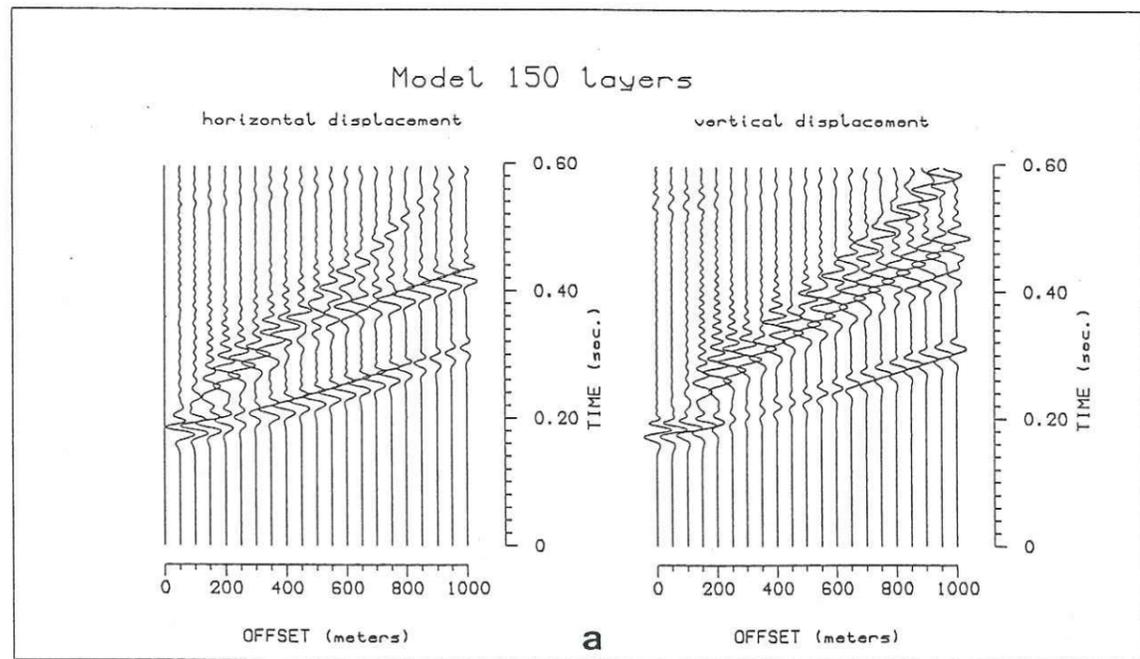
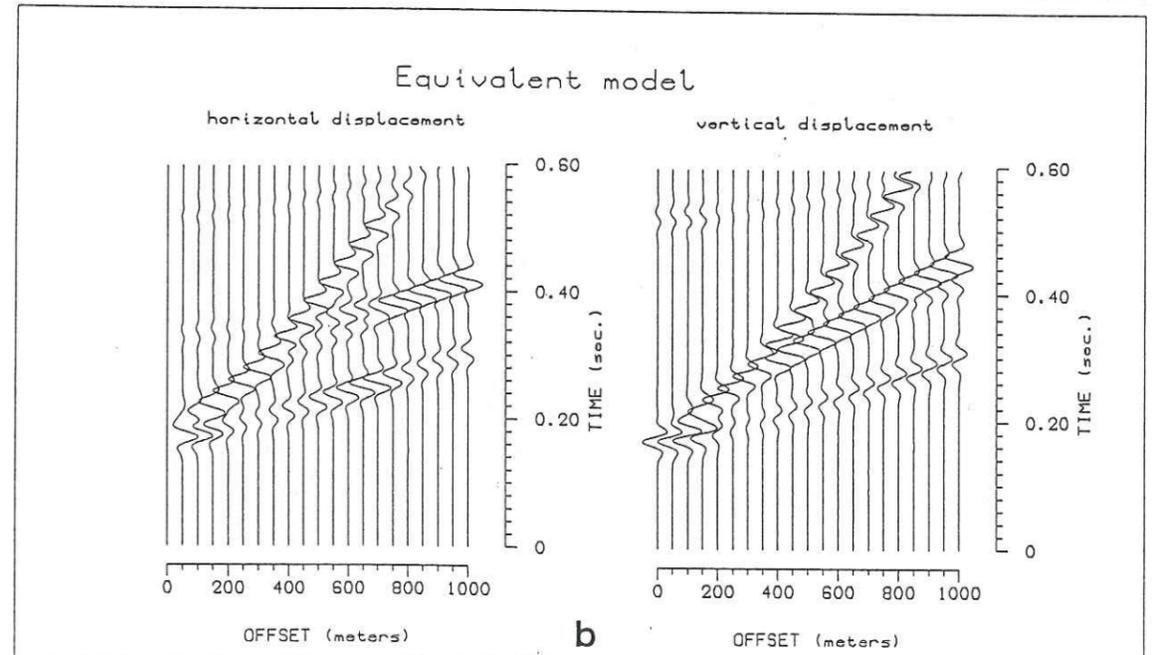
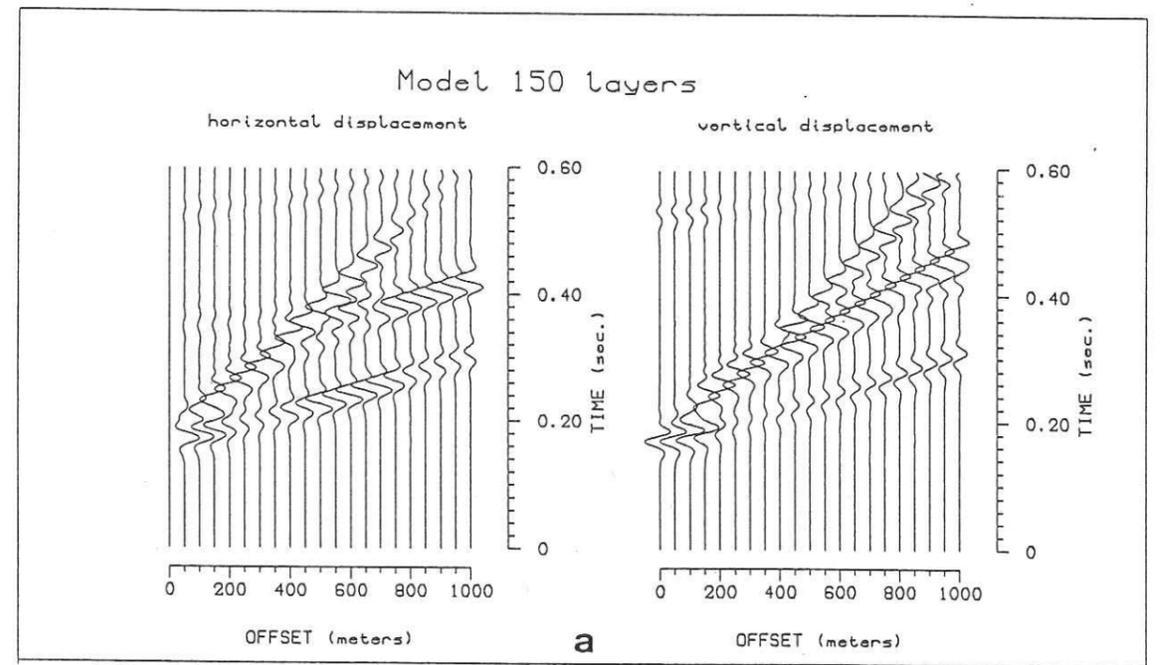


Figure V-22 : Hodochrones des phases directes qP et qSV, de la phase réfractée qP à la surface libre et des phases coniques pour le milieu isotrope transverse équivalent au milieu périodique dont les séquences sont constituées de trois couches. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)



number of points : 256 Ricker frequency : 31.0 Hertz
 source depth : 501. meters

Figure V-23 : Comparaison entre les sismogrammes synthétiques calculés sur le milieu finement stratifié périodique dont les séquences sont constituées de trois couches (a) et le milieu isotrope transverse équivalent (b) pour une fréquence de source de 31 Hz. Les traces sont normalisées indépendamment les unes des autres.



number of points : 256 Ricker frequency : 21.0 Hertz
 source depth : 501. meters

Figure V-24 : Idem à la Figure V-23, pour une fréquence de source de 21 Hz.

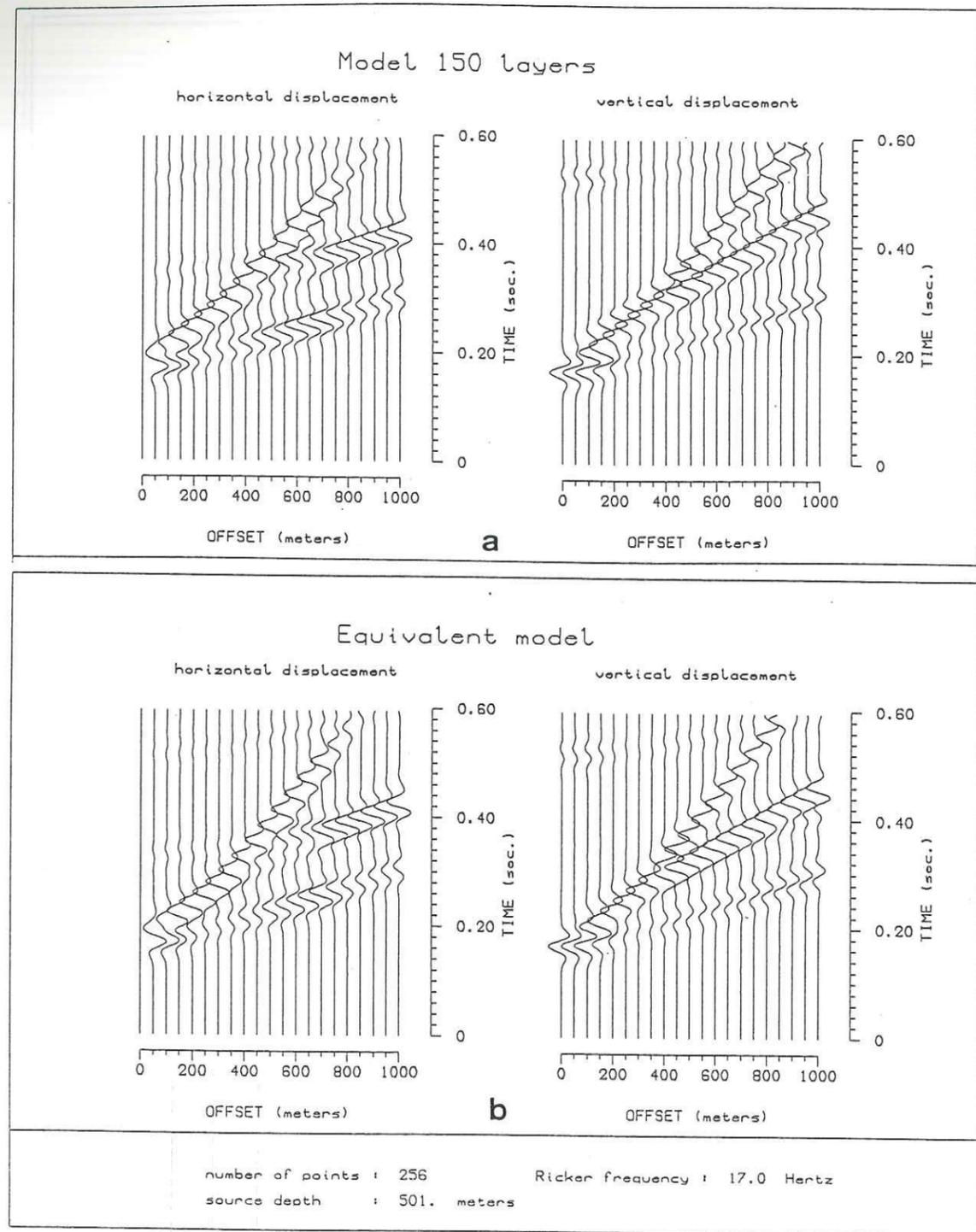


Figure V-25 : Idem à la Figure V-23, pour une fréquence de source de 17 Hz.

de la séquence, défini dans le cas de milieux parfaitement périodiques, est alors modifié. Le modèle choisi présente des fluctuations indépendantes de vitesses des ondes P et S. Le log de vitesse est représenté sur la Figure V-26. Seule l'épaisseur des couches est prise constante. L'épaisseur de la couche "lente" est de 4 mètres tandis que celle de la couche "rapide" est de 6 mètres. La variation maximale de la vitesse des ondes P dans les couches "rapides" est de 6.25% autour de la valeur de 4800 m/s, alors que dans les couches "lentes" elle est de 9% autour de la valeur de 3400 m/s. Pour les ondes S la variation maximale de vitesse dans les couches "rapides" est de 8% autour de la valeur 2500 m/s, alors que dans les couches "lentes" elle est de 15.4% autour de 1300 m/s. La densité, quant à elle, varie de 5% autour de la valeur de 2.375. Les valeurs précises de vitesses sont détaillées dans le tableau T-5 présenté en annexe C.

La répartition de vitesse du milieu isotrope transverse équivalent se situe sur la même figure que le log de vitesse (Figure V-26). La surface, de vitesse de groupe de l'onde qP, appartient à la classe III, comme celle des milieux parfaitement périodiques précédemment traités. La vitesse maximale s'observe suivant la direction horizontale, et a pour valeur 4350 m/s. La vitesse minimale est de 4081 m/s suivant la direction à 35° de l'axe de symétrie. L'onde qSV présente deux points de rebroussement dans un intervalle d'angle inférieur à 5°. La vitesse minimale est de 1752 m/s suivant les directions horizontale et verticale. La vitesse maximale est de 2084 m/s suivant la direction à 46°. Les caractéristiques de ces surfaces étant peu différentes de celles du milieu parfaitement périodique, nous avons donc des hodochrones tout à fait semblables (Figure V-27).

La Figure V-28 présente les sismogrammes synthétiques pour une fréquence de source de 30 hertz. Les phases présentes dans le milieu équivalent s'observent clairement sur les sismogrammes du milieu périodique, ainsi que de nombreuses autres ondes très énergétiques, notamment après l'arrivée qSV directe. A 25 hertz (Figure V-29), les oscillations entre les arrivées directes qP et qSV sont toujours présentes, alors que sur les sismogrammes calculés sur le milieu parfaitement périodique il n'en n'existait plus. A 15 hertz (Figure V-30) la ressemblance entre l'arrivée qP, obtenue sur le milieu périodique et celle obtenue sur le milieu équivalent est bonne. Par contre au voisinage de l'arrivée qSV correspondante aux longueurs d'onde les plus petites, des oscillations s'observent toujours. Nous ne nous trouvons donc pas, comme dans le cas des milieux périodiques parfaits, au bon rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence. A une fréquence de 10 hertz (Figure V-31), la similitude de l'ensemble des sismogrammes synthétiques entre le milieu périodique et le milieu équivalent est assez satisfaisante. Le rapport entre

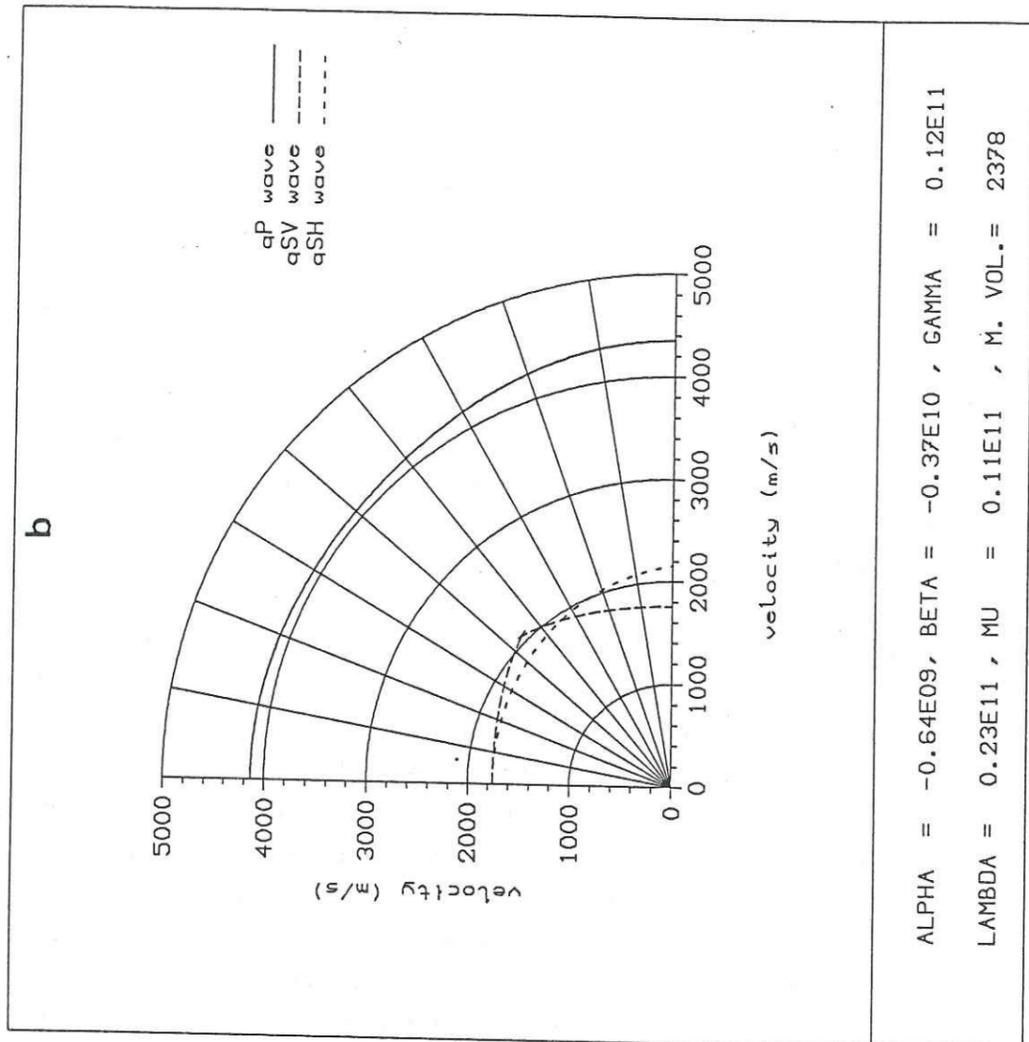
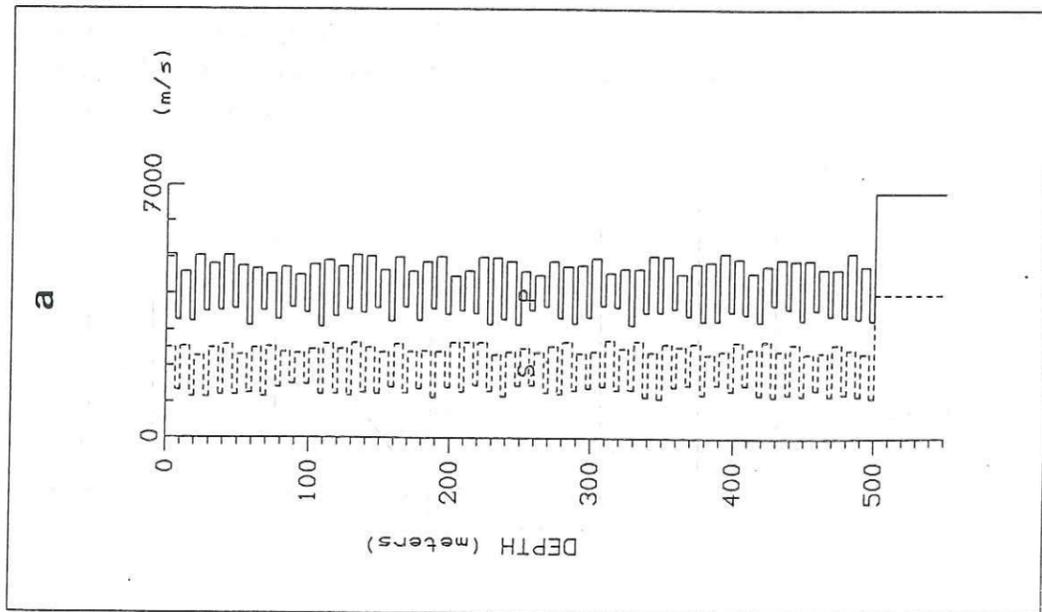


Figure V-26 : (a) Log de vitesses du milieu finement stratifié périodique non parfait dont les séquences sont constituées de deux couches.

(b) répartition des vitesses du milieu isotrope transverse équivalent pour les grandes longueurs d'onde. (Unité des constantes élastiques: N.m^{-2} , unité de masse volumique: kg.m^{-3})

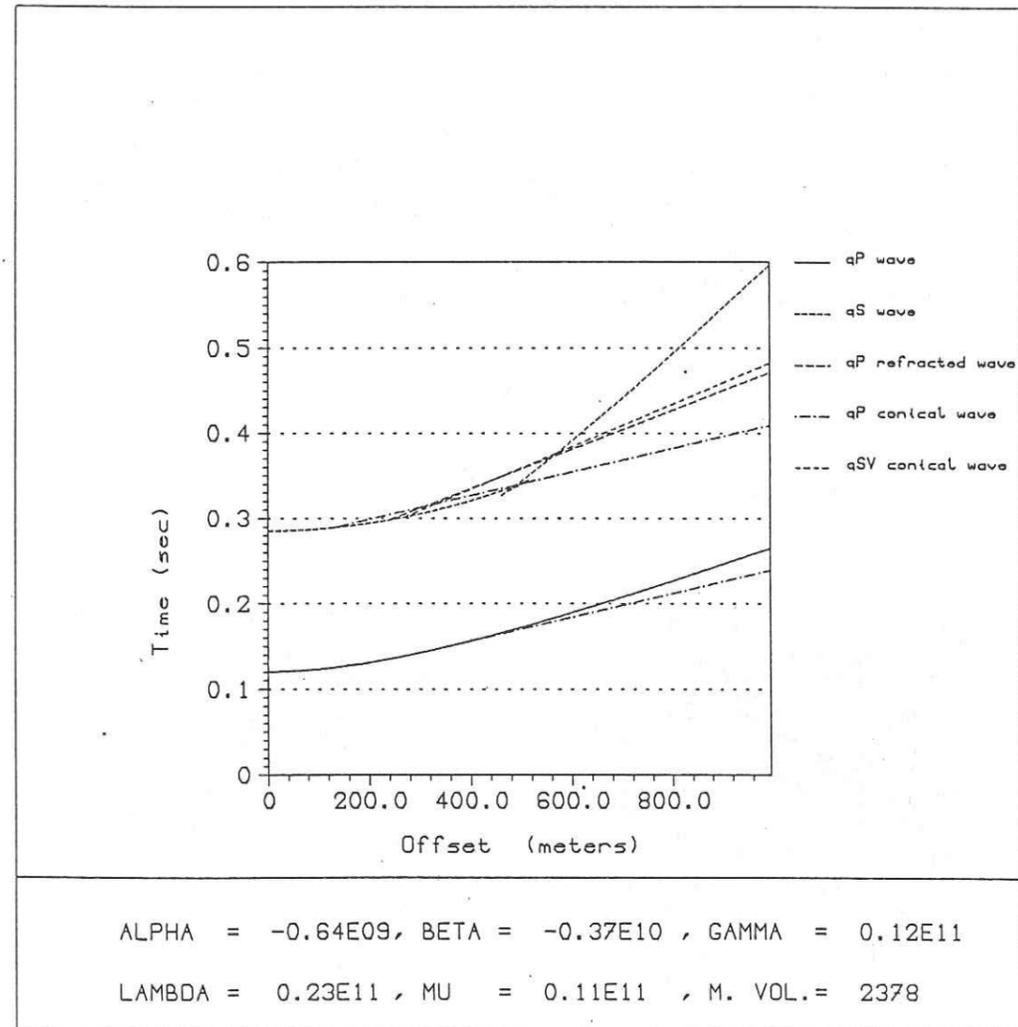


Figure V-27 : Hodochrones des phases directes qP et qSV, de la phases réfractées qP à la surface libre et des phases coniques pour le milieu isotrope transverse équivalent au milieu périodique non parfait dont les séquences sont constituées de deux couches. (Unité des constantes élastiques: N.m^{-2} , unité de masse volumique: kg.m^{-3})

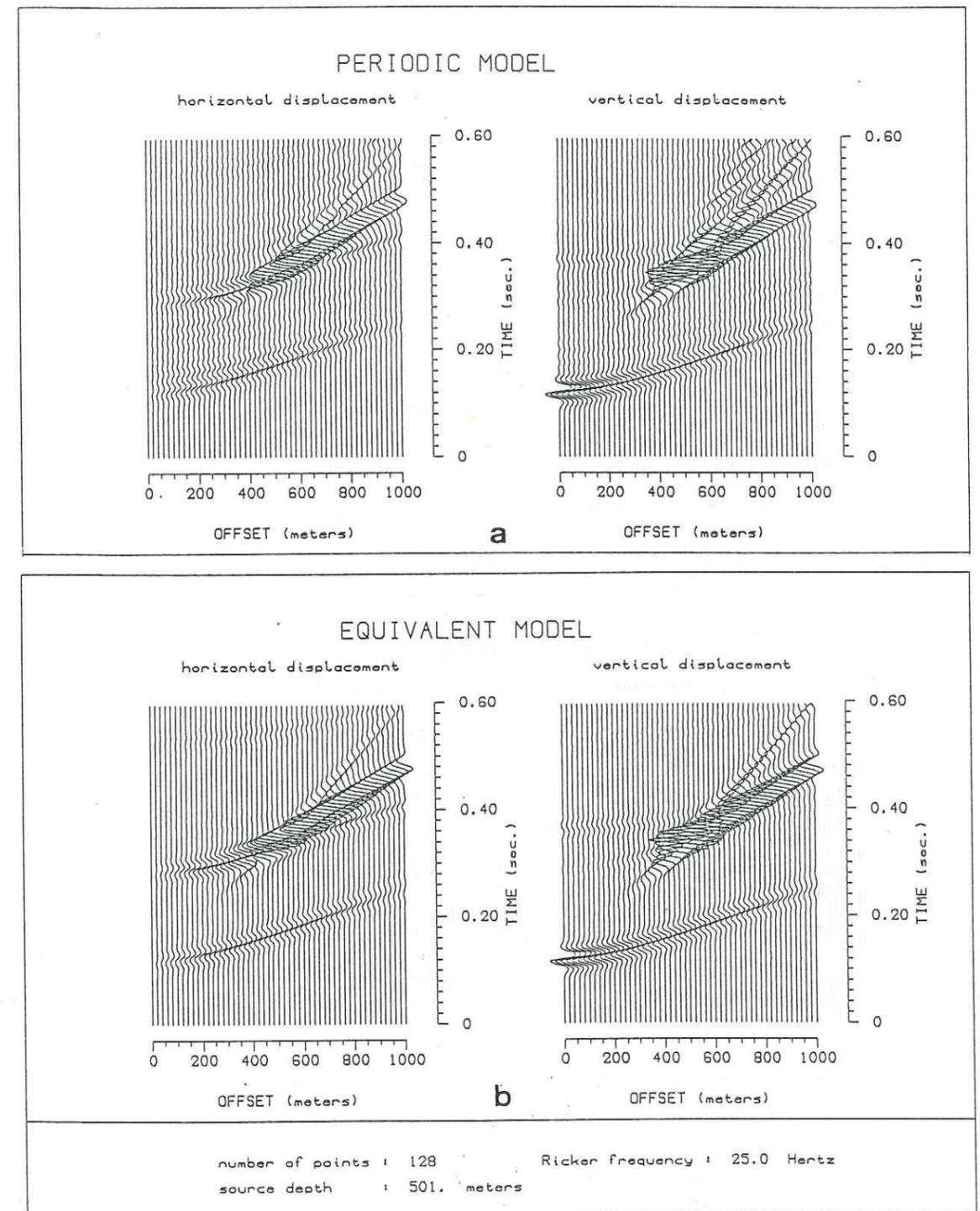
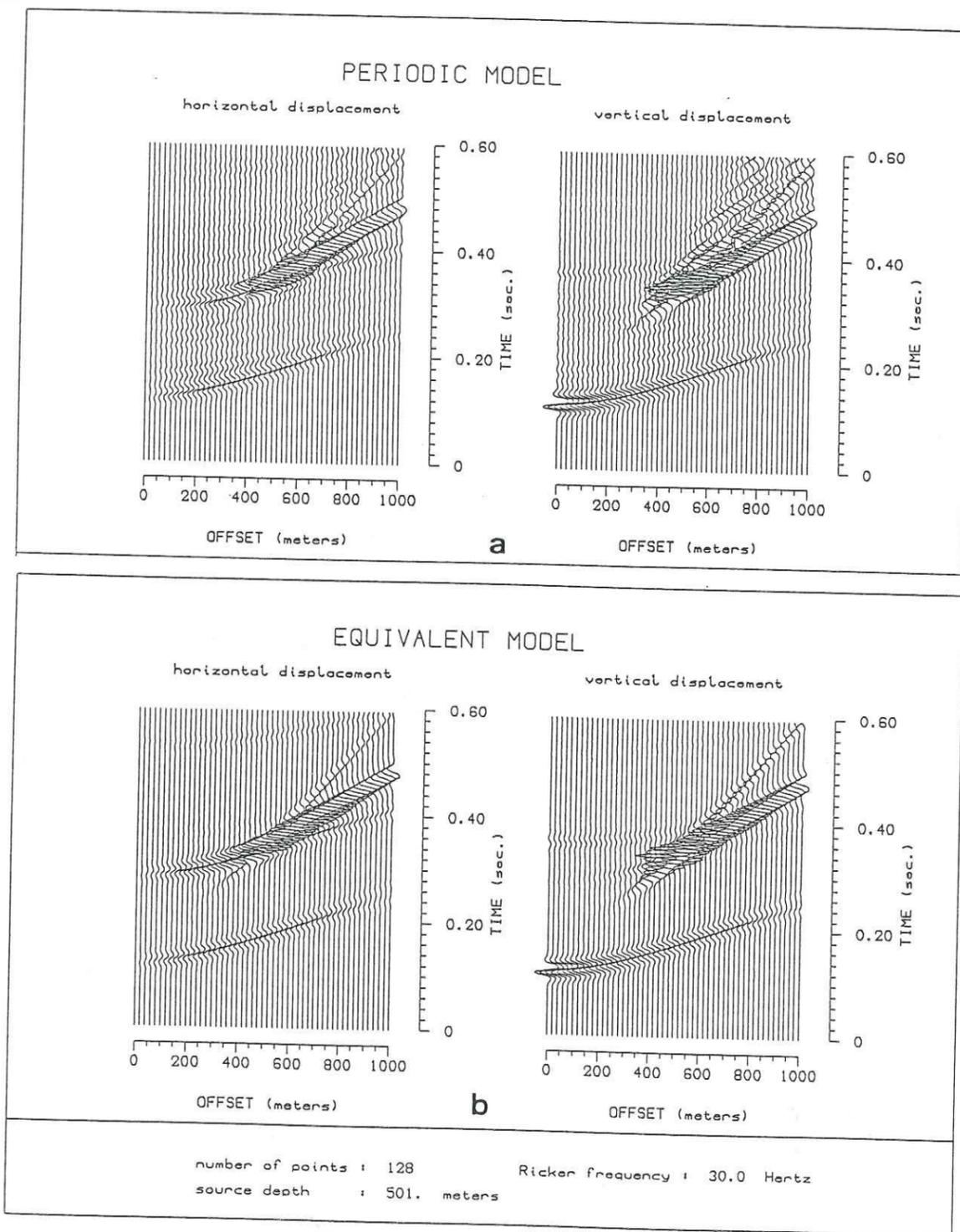


Figure V-28 : Comparaison entre les sismogrammes synthétiques calculés sur le milieu finement stratifié périodique non parfait dont les séquences sont constituées de deux couches (a) et le milieu isotrope transverse équivalent (b) pour une fréquence de source de 30 Hz. Les traces sont toutes normalisées par rapport au même maximum.

Figure V-29 : Idem à la Figure V-28, pour une fréquence de source de 25 Hz.

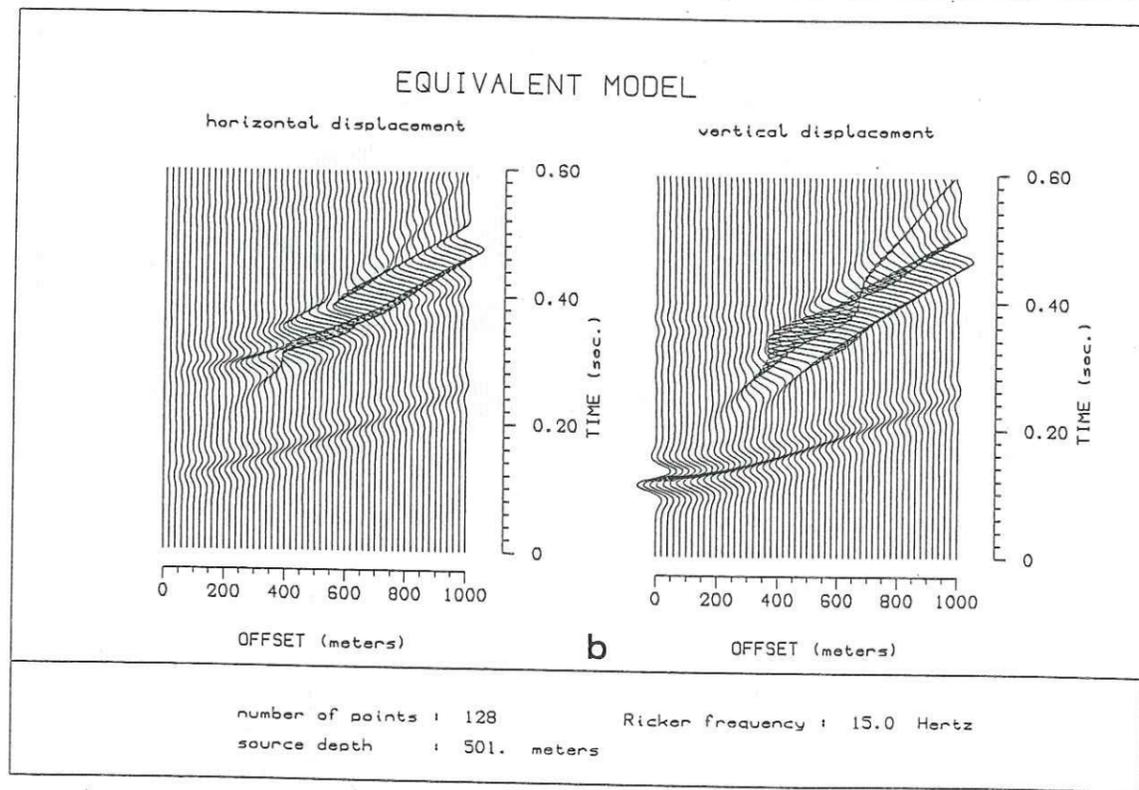
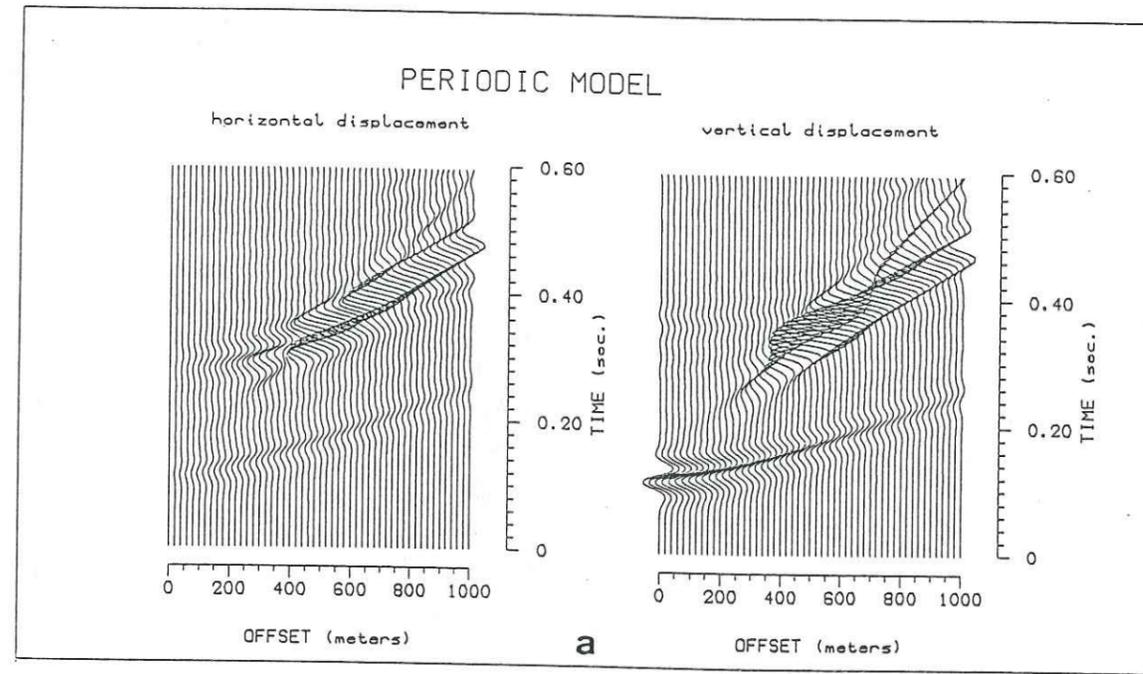


Figure V-30 : Idem à la Figure V-28, pour une fréquence de source de 15 Hz.

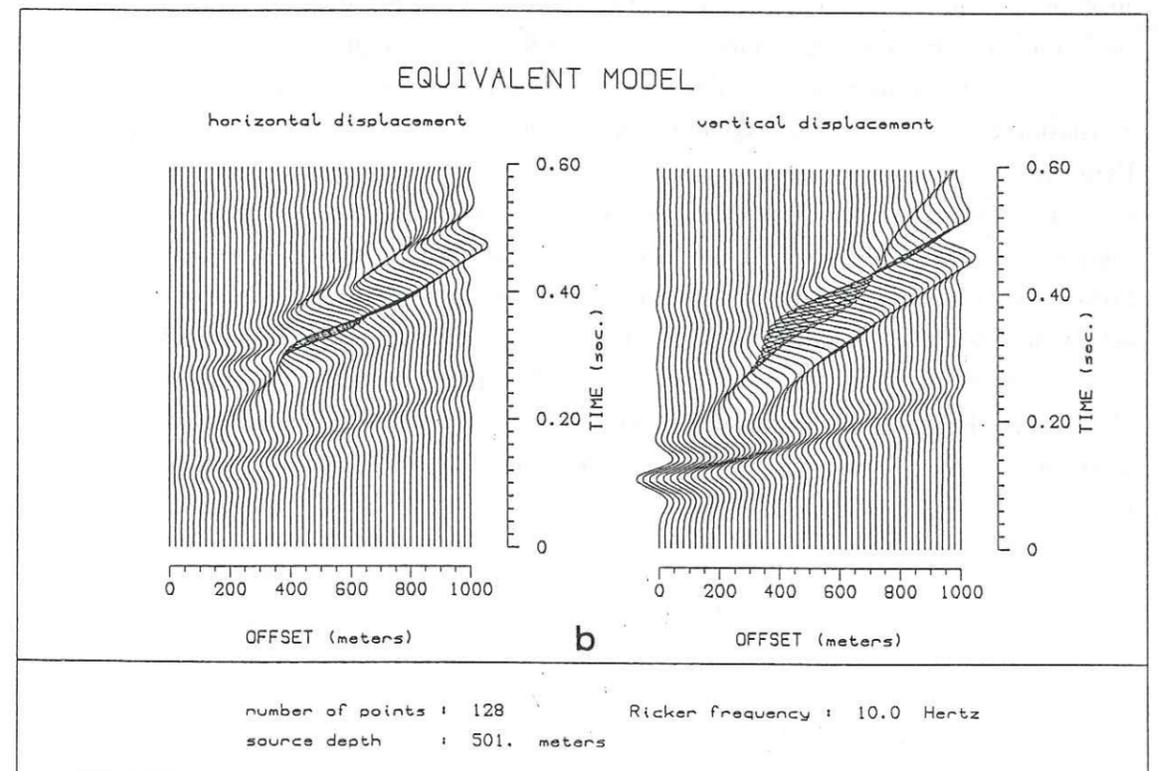
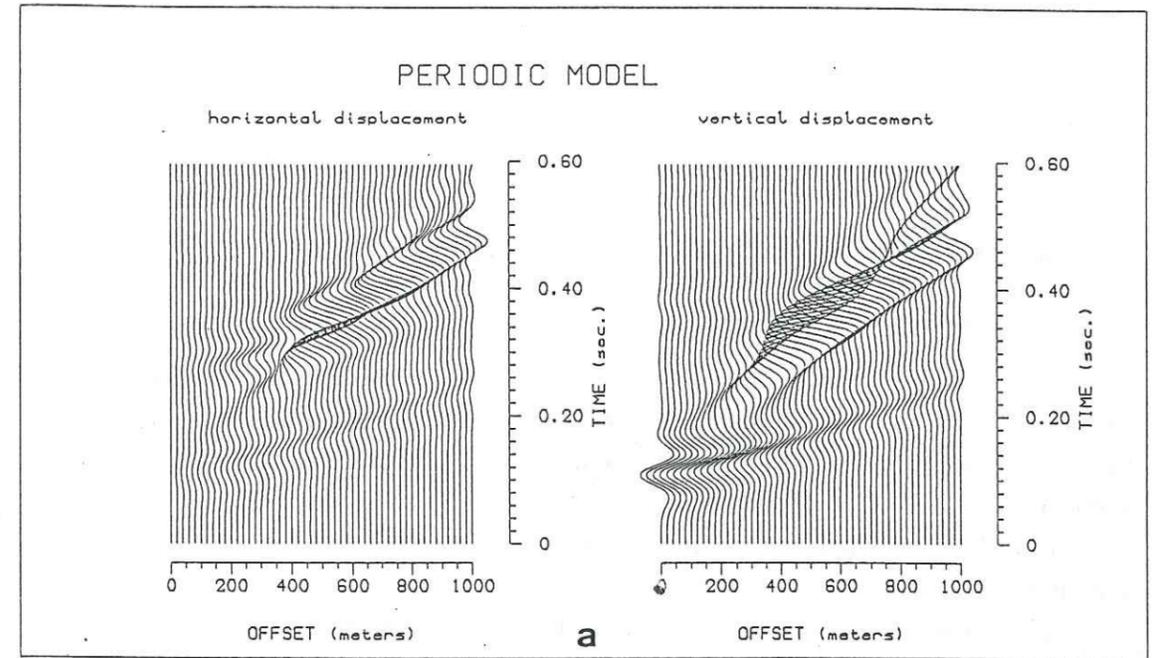


Figure V-31 : Idem à la Figure V-28, pour une fréquence de source de 10 Hz.

la longueur d'onde la plus petite et l'épaisseur de la séquence est, à cette fréquence, de 17. Ce qui est à peu près le double de la valeur définie pour des milieux parfaitement périodiques, mais nous sommes tout de même loin d'une valeur de la longueur d'onde de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de l'ensemble de la zone finement litée, comme pour les milieux non périodiques.

V-g Conclusions

Nous avons défini dans ce chapitre, les conditions de validité de l'approximation isotrope transverse des milieux finement stratifiés. Quand les paramètres des couches varient aléatoirement suivant la direction d'hétérogénéité verticale, l'assimilation aux milieux isotropes transverses ne sera réalisée que pour des ondes dont la longueur d'onde est supérieure à l'épaisseur de l'ensemble de la zone finement litée.

Si la variation des paramètres des couches n'est non plus aléatoire suivant la profondeur, mais périodique, le critère de validité est défini comme étant le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence périodique.

Nous avons montré que ce critère est indépendant du nombre de couches constituant les séquences. Quand les séquences sont parfaitement identiques, l'approximation commence à être valide pour des valeurs de critère supérieure à 8. Quand les séquences ne sont plus parfaitement identiques, avec des variations des vitesses de l'ordre de 10%, il est nécessaire d'atteindre des valeurs du critère de l'ordre de 17 pour être dans le domaine de validité des grandes périodes. Ce rapport est le double de celui défini pour les milieux parfaitement périodiques. Nous nous plaçons dans ce cas entre les milieux parfaitement périodiques et les milieux aléatoires. Plus la variation des valeurs de vitesses, de densité et d'épaisseur augmentera, plus on tendra vers le rapport de la longueur d'onde sur l'épaisseur de la séquence définie pour les milieux aléatoires.

VI Application aux milieux fissurés

VI-a Introduction

La présence d'alignement d'inclusions, comme les microfissures, les pores ou les impuretés, est probablement la plus importante cause d'anisotropie. La propagation des ondes dans un matériau constitué de deux phases peut être approchée par la propagation des ondes dans un solide homogène anisotrope présentant les mêmes variations de vitesse et d'atténuation avec la direction que le matériau biphasé. En supposant que la distribution des inclusions est uniforme, il est toujours possible de faire cette approximation pour une faible concentration d'une des phases, quand les dimensions des inclusions de la phase mineure sont petites par rapport à la longueur d'onde. Considérer de tels milieux comme anisotropes aura certains avantages. En effet cela va permettre de contraindre les variations de vitesse et d'atténuation, et il sera alors possible d'estimer la proportion des différentes phases.

Depuis quelques années des expérimentations en laboratoire et in-situ sur ces milieux ont été effectuées. En ce qui concerne les mesures faites en laboratoire les résultats de Nur (1971), sur un granite fissuré, montrent un taux d'anisotropie de 15% sur les ondes qP, et de 2% sur les ondes qSH. Les résultats de Babuska et Pros (1984) mettent bien en évidence l'influence des microfissures sur l'anisotropie des roches cristallines. En augmentant la pression hydrostatique agissant sur l'échantillon, les directions de vitesse maximale de compression vont varier jusqu'à obtenir une isotropie de la roche quand toutes les fissures et les pores vont être fermés. En ce qui concerne les mesures in-situ, deux domaines de dimensions différentes ont été particulièrement bien étudiés. Tout d'abord à l'échelle de la croûte, les ondes émises lors de séismes traversant des régions soumises à de fortes contraintes tectoniques présentent des anomalies de vitesses, de polarisation ainsi que des séparations d'ondes de cisaillement. Les résultats de Booth et al. (1985), de Crampin et Booth (1985), de Crampin et al. (1986) ou encore de Kaneshima et al. (1988) montrent que l'anisotropie observée est due à des réseaux de fractures verticales remplies ou non d'eau. L'orientation de ces fissures est déduite à la fois par la différence des temps d'arrivées des deux ondes de cisaillement, et de leur différence de polarisation. Ces résultats apparaissent tout à fait cohérents avec les régimes de contraintes agissant dans la croûte. L'axe des fissures est parallèle à la direction de contrainte maximale et la contrainte minimale est orthogonale à cette direction et se trouve dans le plan horizontal. Le second domaine d'étude est à l'échelle déca à hectométrique, et concerne les réservoirs d'hydrocarbures, les gisements géothermiques ou encore les zones de failles. Ces domaines ont été étudiés

par des techniques de type profils sismiques verticaux ou puits à puits. La présence d'alignements de fractures dans un système géothermal a été mis en évidence par l'analyse des résultats obtenus par Aki et al. (1982). L'étude d'une zone de fracture par Leary et al. (1987) révèle une densité croissante de fractures avec la proximité de la faille. Les fractures étant organisées en réseaux, l'approximation anisotrope de ces zones apparaît appropriée pour le calcul des temps de trajets. L'étude de la polarisation de l'onde de compression (Li et al., 1987) s'avère être d'un grand intérêt quand la zone fissurée n'est pas suffisamment grande, pour que le dédoublement de l'onde de cisaillement soit représentatif. Lors de l'étude d'une zone réservoir par des ondes de cisaillement émises par un vibreur d'ondes S, l'examen des polarisations a permis de définir l'orientation des fissures (Crampin et al., 1986). De plus à la fréquence de source utilisée, la variation de la vitesse apparaît être plus sensible à la densité des fissures qu'aux dimensions de celles-ci. L'épaisseur des fissures dans les roches sédimentaires semble comprise dans l'intervalle de quelques centièmes de millimètres à quelques millimètres.

L'ébauche théorique du calcul des vitesses de propagation dans un milieu fissuré, pour des ondes de grandes longueurs d'onde, comparativement à la taille des fissures, a été effectuée dès 1971 par Nur. Cet auteur a considéré des fissures fines, circulaires et orientées parallèlement les unes aux autres. Tous les développements théoriques qui ont été faits par la suite, considèrent le même type de fissures. Garbin et Knopoff (1973, 1975 a, b) ont établi les expressions de la vitesse de compression, des deux vitesses de cisaillement et des directions de polarisation de ces ondes, en fonction de la direction de propagation, des vitesses de la matrice, du rayon et de l'aplatissement des fissures, pour des fissures sèches ou des fissures remplies de liquide. Crampin (1978), à partir des expressions de Garbin et Knopoff, introduisit la dépendance de la vitesse avec la direction en terme d'anisotropie, et exprima les constantes élastiques du milieu isotrope transverse élastiquement équivalent, en fonction des paramètres utilisés par Garbin et Knopoff. Plus récemment, Hudson a développé une approche théorique plus générale, permettant le calcul des constantes élastiques du milieu isotrope transverse incluant les interactions du premier ordre (Hudson, 1981) et du second ordre (Hudson, 1982), entre les inclusions diffractantes. De plus, pour tenir compte de la dissipation de l'énergie due aux diffractions, Hudson (1981) a développé des techniques pour calculer l'atténuation en fonction de la direction de propagation. Celle-ci a été exprimée par Crampin (1984) sous la forme d'un tenseur élastique complexe.

VI-b Théorie

Les milieux fissurés que nous allons considérer, présentent une distribution aléatoire de fines fissures normales à la direction verticale. La densité de fissures est définie par $\epsilon = Na^3/v$, où N est le nombre de fissures de rayon a, contenues dans un volume v. Le solide contenant les fissures a comme paramètres de Lamé λ et μ . Hudson (1981, 1982) a montré que l'expression générale des constantes élastiques c_{ij} , pour la propagation à grande longueur d'onde en milieux fissurés, peut s'écrire :

$$c_{ij} = c_{ij}^0 + c_{ij}^1 + c_{ij}^2$$

Où c_{ij}^0 sont les constantes du milieu non fissurés, c_{ij}^1 et c_{ij}^2 sont respectivement les constantes élastiques du premier et du second ordre perturbant le milieu isotrope. Les constantes c_{ij}^0 s'écrivent :

$$c_{11}^0 = c_{22}^0 = c_{33}^0 = \lambda + 2\mu$$

$$c_{12}^0 = c_{13}^0 = c_{23}^0 = \lambda$$

$$c_{44}^0 = c_{55}^0 = c_{66}^0 = \mu$$

Les constantes élastiques du premier ordre c_{ij}^1 s'écrivent pour des fissures orientées perpendiculairement à l'axe de symétrie (Hudson, 1981) :

$$c_{11}^1 = c_{12}^1 = c_{22}^1 = c_{21}^1 = -\frac{\epsilon}{\mu} \lambda^2 U_{11}$$

$$c_{13}^1 = c_{23}^1 = c_{31}^1 = c_{32}^1 = -\frac{\epsilon}{\mu} \lambda (\lambda + 2\mu) U_{11}$$

$$c_{33}^1 = -\frac{\epsilon}{\mu} (\lambda + 2\mu)^2 U_{11}$$

$$c_{44}^1 = c_{55}^1 = -\epsilon \mu^2 U_{33}$$

$$c_{66}^1 = 0$$

Les constantes élastiques du second ordre ont pour expressions (Hudson, 1982):

$$c_{11}^2 = c_{12}^2 = c_{22}^2 = c_{21}^2 = \frac{\epsilon^2}{15} \frac{\lambda^2 [15(\lambda/\mu)^2 + 8(\lambda/\mu) + 28]}{\lambda + 2\mu} U_{11}^2$$

$$c_{13}^2 = c_{23}^2 = c_{31}^2 = c_{32}^2 = \frac{\epsilon^2}{15} \lambda [15(\lambda/\mu)^2 + 8(\lambda/\mu) + 28] U_{11}^2$$

$$c_{33}^2 = \frac{\epsilon^2}{15} (\lambda + 2\mu) U_{11}^2$$

$$c_{44}^2 = c_{55}^2 = \frac{\epsilon^2}{15} \frac{2\mu(3\lambda + 8\mu)}{\lambda + 2\mu} U_{33}^2$$

$$c_{66}^2 = 0$$

Les quantités U_{km} dépendent des conditions aux faces des fissures, et donc du remplissage de celles-ci. Hudson (1981) a déterminé les expressions de U_{11} et U_{33} pour une inclusion ellipsoïdale de demi axe a et c vide, remplie d'un solide élastique, fine, saturée en eau et partiellement saturée d'un liquide de viscosité quelconque (Hudson, 1988). L'aplatissement de l'ellipse est défini par $d = c/a$.

- Fissures remplies d'un solide élastique :

$$U_{11} = (4/3) \left[(\lambda + 2\mu) / (\lambda + \mu) \right] / (1 + K)$$

$$U_{33} = (16/3) \left[(\lambda + 2\mu) / (3\lambda + 4\mu) \right] / (1 + M)$$

$$\text{où } K = \left[\left(\kappa' + (4/3)\mu' \right) / (\pi d\mu) \right] \left[(\lambda + 2\mu) / (\lambda + \mu) \right]$$

$$M = \left[4\mu' / (\pi d\mu) \right] \left[(\lambda + 2\mu) / (3\lambda + 4\mu) \right]$$

$\kappa' = \lambda' + (2/3)\mu'$ est le module de compressibilité de l'inclusion, μ' sa rigidité.

- Fissures saturées en eau :

Les expressions vont être les mêmes que pour un solide élastique, en prenant $\mu' = 0$ et $\kappa' = \lambda' \approx 2.25 \cdot 10^9 \text{ N.m}^{-2}$. Nous aurons donc $M = 0$ et $K = \frac{\lambda'}{\pi d\mu} \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}$.

- Fissures fines :

$$U_{11} = 0$$

$$U_{33} = \frac{16(\lambda + 2\mu)}{3(3\lambda + 4\mu)}$$

- Fissures sèches :

$$U_{11} = \frac{4(\lambda + 2\mu)}{3(\lambda + \mu)}$$

$$U_{33} = \frac{16(\lambda + 2\mu)}{3(3\lambda + 4\mu)}$$

- Fissures partiellement saturées :

$$U_{11} = \frac{4(\lambda + 2\mu)}{3(\lambda + \mu)} / (1-k)$$

$$U_{33} = \frac{16(\lambda + 2\mu)}{3(3\lambda + 4\mu)} / (1-m)$$

$$\text{où : } m = \frac{3}{2} (1-i) \left[\frac{\lambda + 2\mu}{3\lambda + 4\mu} \right] \frac{q\rho'\omega^2 da}{\pi\mu} \cot \left[(1+i) c/p \right]$$

$$k = - \left[\frac{1}{4} + \frac{\ln 2}{3} \right] \frac{q\rho'\omega^2 a^3}{\pi\mu h} \left[\frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \right] \cdot \left[1 - \frac{p}{(1+i)c} \operatorname{tg} \left[(1+i) c/p \right] \right]^{-1}$$

avec :

ω : pulsation

$2c$: épaisseur de la fissure

$p = \sqrt{2\nu' / \omega}$

ν' : viscosité du liquide

q : degré de saturation de la fissure par le liquide

Pour rendre compte de la dissipation de l'énergie due à la diffraction des ondes sur les fissures, Hudson (1981) a défini la variation angulaire des coefficients $1/Q$ des différentes ondes pour des fissures parallèles. Ceux-ci ont pour expressions :

$$1/Q_{qP}(\theta) = \left[\alpha\epsilon / (15\beta\pi) \right] (\omega a / \alpha)^3 \left[X \sin^2 2\theta + Y \left[(\alpha / \beta)^2 - 2 \sin^2 \theta \right]^2 \right]$$

$$1/Q_{qSV}(\theta) = \left[\epsilon / (15\pi) \right] (\omega a / \beta)^3 (X \cos^2 2\theta + Y \sin^2 2\theta)$$

$$1/Q_{qSH}(\theta) = \left[\epsilon / (15\pi) \right] (\omega a / \beta)^3 X \cos^2 \theta$$

$$\text{avec } X = \left[\frac{3}{2} + (\beta / \alpha)^5 \right] U_{33}^2$$

$$Y = \left[2 + (15/4) (\beta / \alpha) - 10 (\beta / \alpha)^3 + 8 (\beta / \alpha)^5 \right] U_{11}^2$$

θ est l'angle avec la normale aux fissures, ω est la pulsation, α et β sont les vitesses de compression et de cisaillement dans le solide non fissuré.

Cette dissipation angulaire peut être introduite sur les constantes élastiques par une partie imaginaire (Crampin, 1981). Les constantes élastiques effectives s'exprimeront alors sous la forme : $c_{ij} = c_{ij}^R + i c_{ij}^I$. La partie réelle correspond aux c_{ij} définis au-dessus. Les c_{ij}^I se définissent comme suit :

$$c_{11}^I = c_{22}^I = c_{11}^R / Q_{qP}(0^\circ)$$

$$c_{33}^I = c_{33}^R / Q_{qP}(90^\circ)$$

$$c_{12}^I = c_{11}^I - 2 c_{13}^I$$

$$c_{13}^I = c_{23}^I = \left[(c_{11}^R + c_{33}^R) / 2 + c_{13}^R + 2 c_{44}^R \right] Q_{qP}(45^\circ) - (c_{11}^I + c_{33}^I) / 2 + 2 c_{44}^I$$

$$c_{44}^I = c_{44}^R / Q_{qSH}(0^\circ)$$

$$c_{66}^I = 0$$

VI-c Etude de l'influence de certains paramètres

Les expressions des constantes élastiques développées précédemment, montrent que les variations des vitesses et des atténuations dépendent de nombreux paramètres. Ceux-ci sont: le rayon des fissures a , la densité de fissures dans un solide ϵ , le degré de saturation q par un liquide de ces fissures, et la fréquence des ondes pénétrant dans ce milieu. Pour étudier l'influence de chacun d'eux, nous allons les faire varier les un après les autres. Pour cela il est nécessaire de se définir un modèle de référence. Celui adopté a été défini par Crampin (1978). Les vitesses des ondes P et S, dans la matrice, sont respectivement 5800 m/s et 3349 m/s. Les fissures ont un rayon de 5 mètres et un aplatissement de 0.0001. La densité de fissures est de 0.1, et la fréquence des ondes se propageant à l'intérieur est de 40 Hz.

- Influence de la densité de fissure

Nous allons regarder, tout d'abord, l'évolution des vitesses de groupe des ondes qP, qSV et qSH, dans les directions de propagation entre 0 et 90°, quand la densité de fissures passe de 0 à 0.1 (Figure VI-1). Les fissures sont partiellement saturées à 40 % d'eau. Bien entendu, quand la densité est nulle les vitesses de propagation sont celles de la matrice. L'évolution apparaît comme pratiquement linéaire pour une même direction de propagation. Pour l'onde P, la vitesse reste identique, dans ce cas de saturation, aux vitesses de la matrice suivant les directions horizontale et verticale. Par contre, pour les directions intermédiaires, les vitesses sont plus faibles jusqu'à atteindre un écart de 200 m/s pour $\epsilon = 0.1$. Pour l'onde SV le phénomène inverse se produit. La vitesse suivant la direction à 45° est identique à celle de la matrice, alors que pour les directions horizontale et verticale, celles-ci sont plus faibles d'environ 350 m/s quand $\epsilon = 0.1$. En ce qui concerne l'onde qSH, sa vitesse suivant la direction horizontale est la même de celle de l'onde S dans la matrice. Le minimum se trouve suivant la direction verticale.

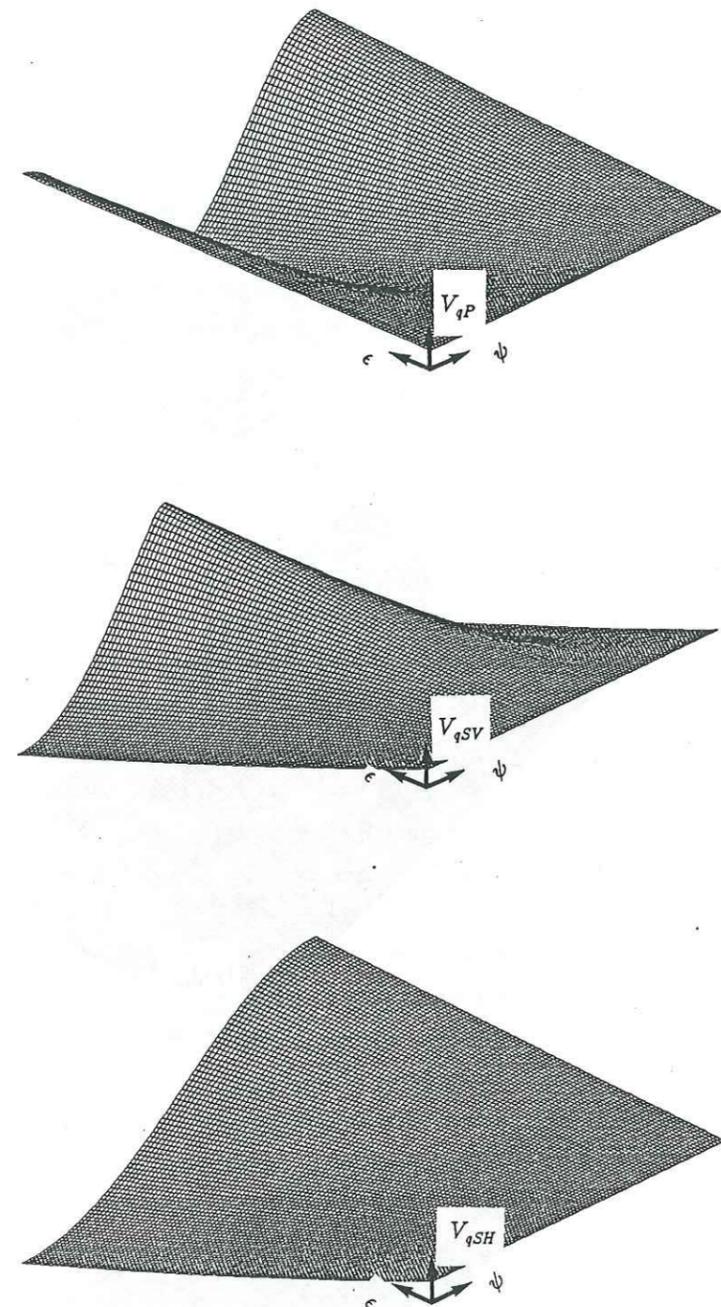


Figure VI-1 : variation de la vitesse de groupe des ondes qP, qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la densité de fracture ϵ (de 0 à 0.1). Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001, la saturation est de 40 % et la fréquence est de 40 Hz.

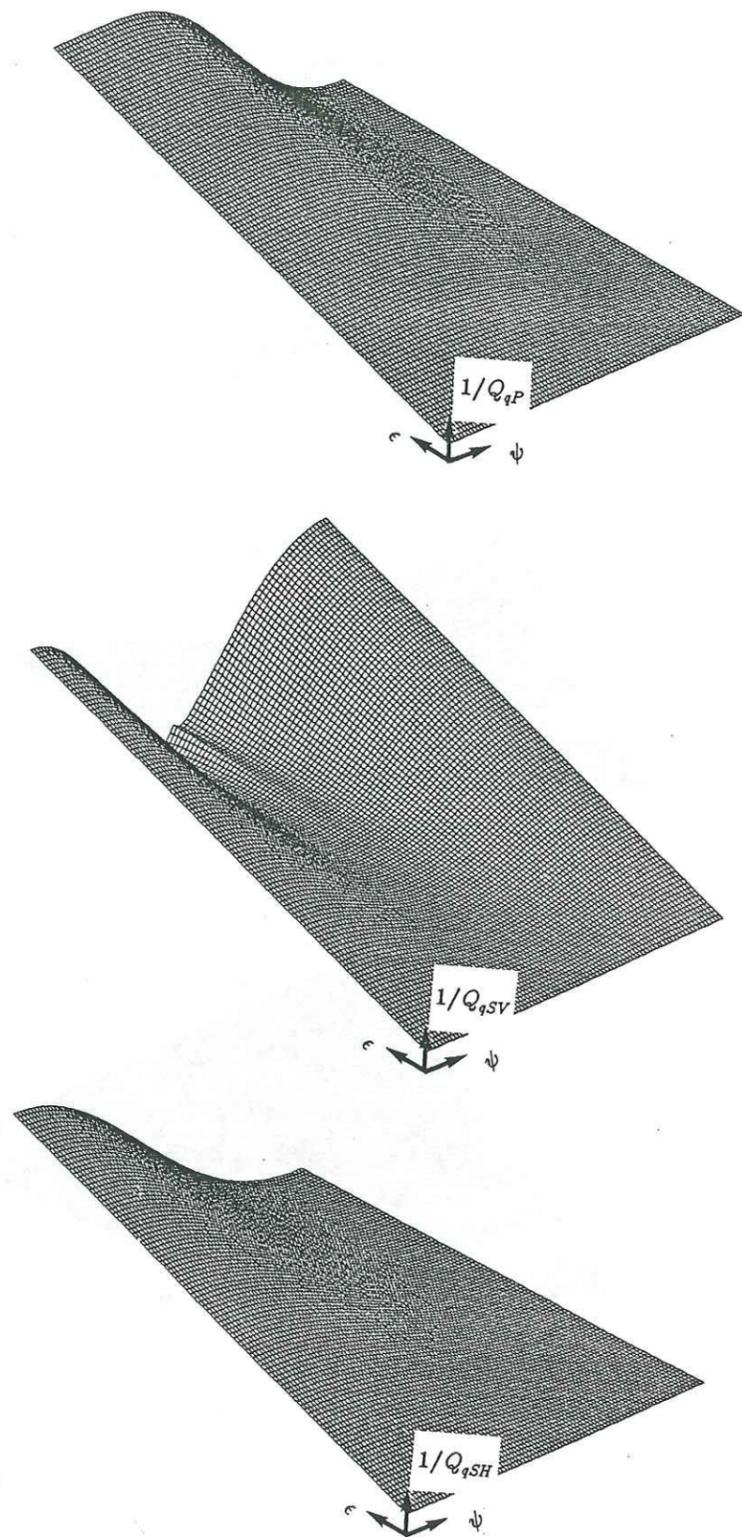


Figure VI-2 : variation de l'atténuation des ondes qP , qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la densité de fracture ϵ (de 0 à 0.1). Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 , la saturation est de 40% et la fréquence est de 40 Hz.

Regardons de la même manière les variations de l'atténuation (Figure VI-2) due à la diffraction des ondes sur les fissures. Comme pour la vitesse, l'atténuation varie pratiquement de façon linéaire suivant la direction de propagation. Pour les ondes P , cette atténuation est maximale suivant la direction verticale. Elle est dix fois supérieure à la valeur suivant la direction horizontale pour $\epsilon = 0.1$. L'onde SV , quant à elle, est maximale suivant les directions verticale et horizontale. Entre ces deux extrêmes la courbe s'infléchit et présente un minimum pour une direction de 40° . L'atténuation de l'onde SH est nulle suivant la direction horizontale et a la même valeur de celle de l'onde SV suivant la direction verticale.

- Influence de la saturation des fissures

Nous allons étudier l'influence de la saturation en eau des fissures. Il serait possible d'étudier de la même manière, la saturation par un autre liquide de viscosité et de densité différentes. La Figure VI-3 présente les variations de vitesses et d'atténuation pour six états de saturation, pour une fréquence de 40 Hz. Il est important de la préciser car, comme nous le montrerons plus tard, la fréquence des ondes joue un rôle très important à la fois sur les vitesses et les atténuations des milieux contenant des fissures partiellement saturées. La plus forte variation des vitesses se produit quand la saturation passe de 0 à 20% . Au delà, les vitesses varient très peu. Quand les fissures sont sèches la vitesse de l'onde qP présente un taux d'anisotropie d'environ 20% entre les directions horizontale et verticale. Cela provient de ce que suivant la direction horizontale les ondes de compression se propagent parallèlement aux fissures, alors que suivant la direction verticale les fissures font obstacle à ces ondes. Dès que la proportion du fluide dans les fissures aura atteint une certaine valeur, la transmission de ces ondes de compression pourra alors se faire à travers les fissures. Mais bien entendu toutes les longueurs d'onde ne seront pas transmises de la même façon. En ce qui concerne les ondes qSV , la vitesse est isotrope pour des fissures sèches. Suivant la direction de propagation verticale, la direction de vibration de l'onde étant parallèle à l'axe des fissures, les ondes seront directement transmises. Quand la saturation augmente, un maximum apparaît suivant la direction à 45° . Pour l'onde qSH , la saturation n'influe pas sur la vitesse. La Figure VI-4, présente le passage des vitesses de groupe des ondes qP , qSV et qSH , d'un milieu contenant des fissures sèches, à un milieu contenant des fissures saturées à 10% d'eau. Cette évolution se produit de façon très régulière.

En ce qui concerne l'atténuation, les valeurs les plus importantes s'observent sur les ondes qP , lors de leurs propagation dans des milieux contenant des fissures peu saturées. Quand les fissures sont sèches, l'atténuation de l'onde qP est dix fois

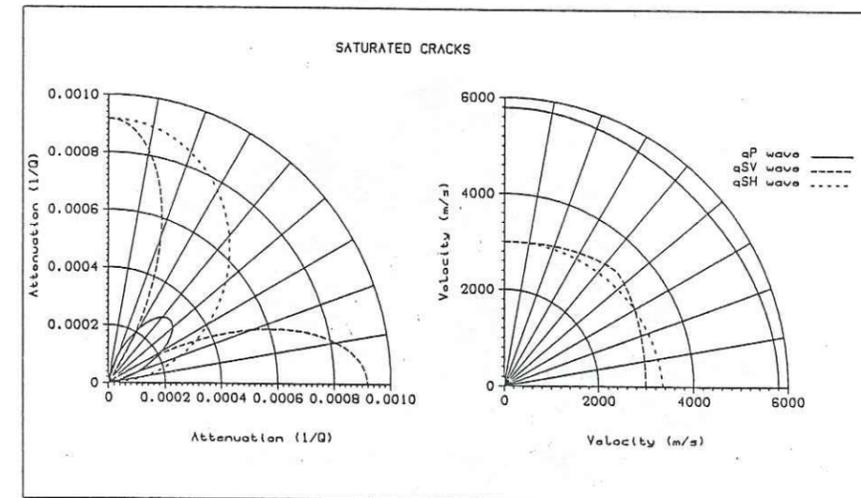
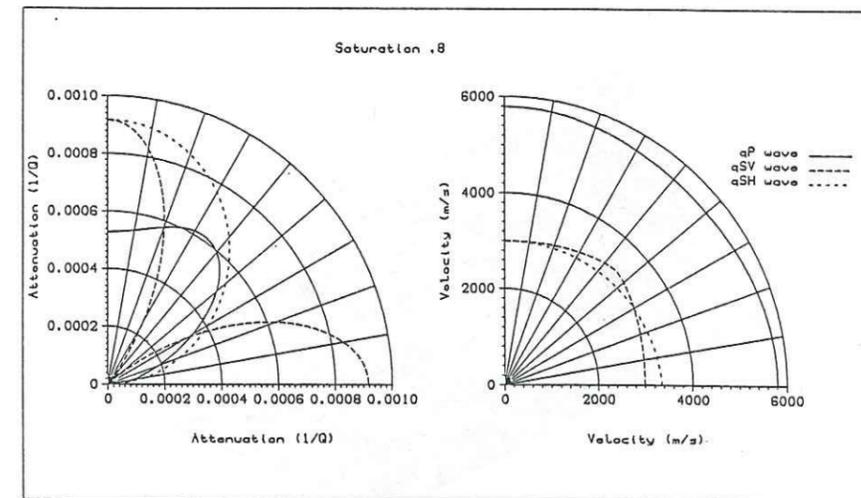
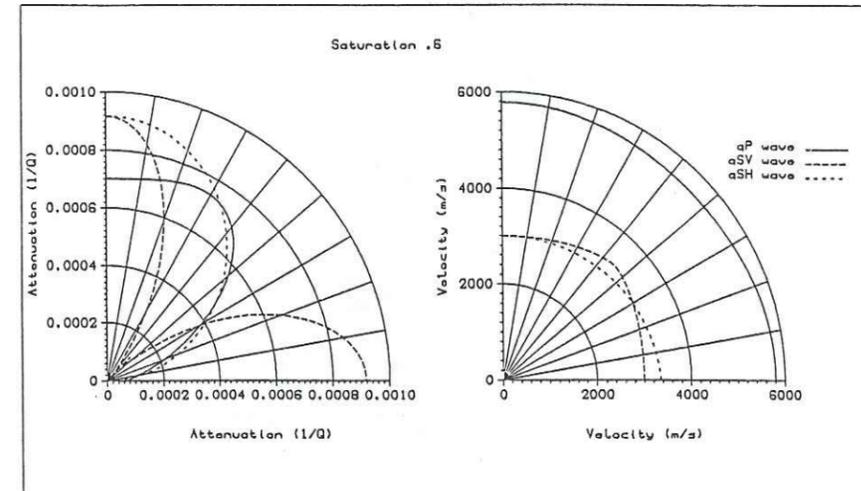
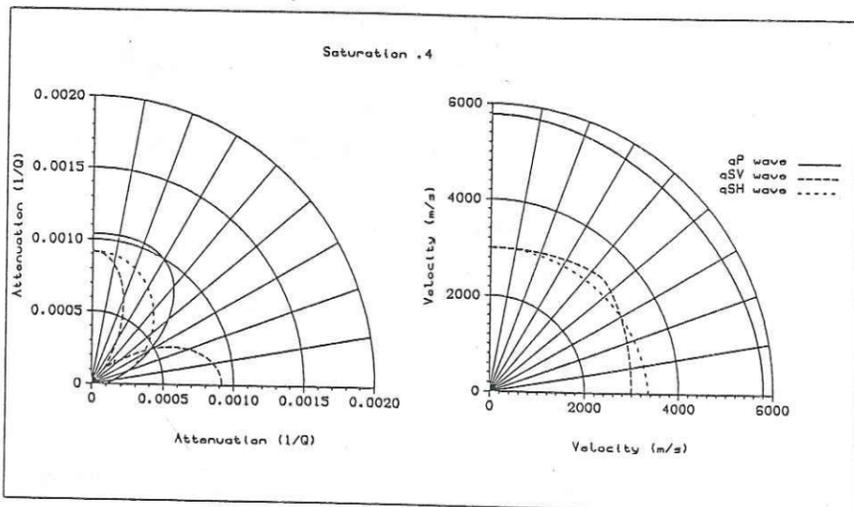
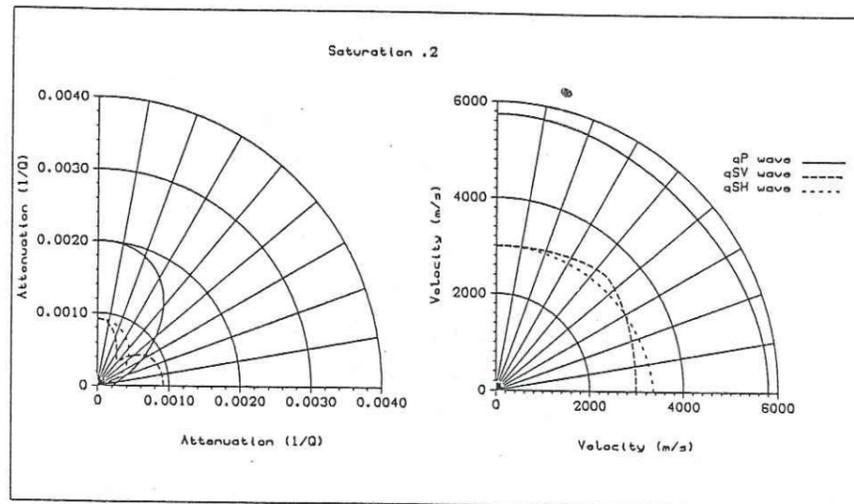
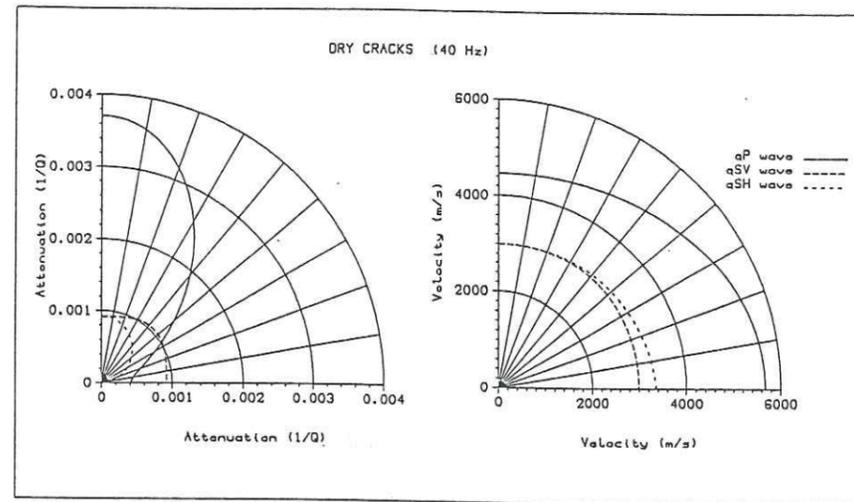


Figure VI-3 : variation des vitesses et des atténuations pour 6 valeurs de saturation. Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la fréquence est de 40 Hz. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)

Figure VI-3 : suite.

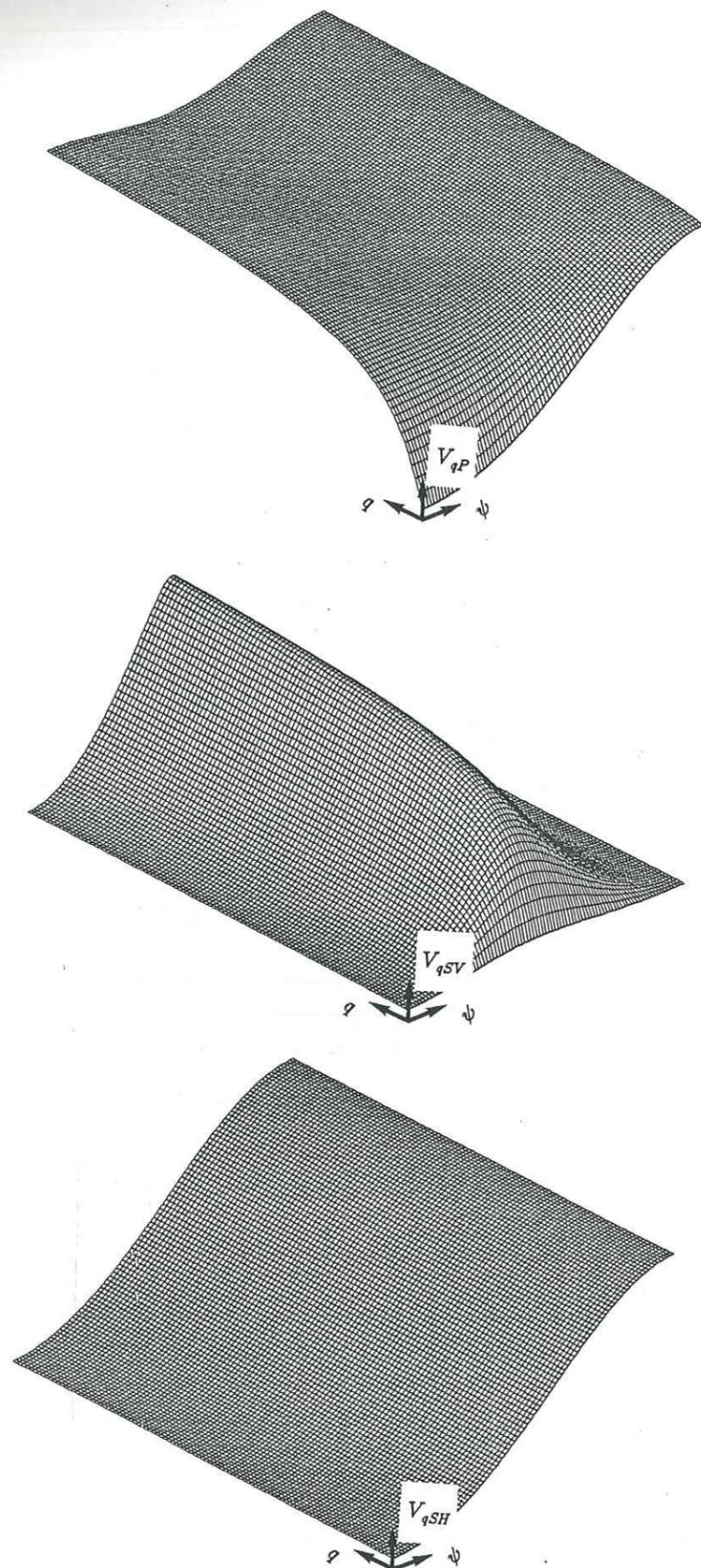


Figure VI-4 : variation de la vitesse de groupe des ondes qP, qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la saturation (de 0 à 10 %). Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001, la densité est de 0.1 et la fréquence est de 40 Hz.

plus importante suivant la direction verticale que suivant la direction horizontale. Au plus l'atténuation va augmenter, ces valeurs vont tendre vers zéro, et il ne restera qu'un cône d'atténuation avec un maximum pour la direction à 45°. Pour les ondes qSV, l'atténuation ne change pas suivant les directions horizontale et verticale quel que soit le taux de saturation. Par contre, pour les directions intermédiaires, l'atténuation croît jusqu'à un maximum, pour des fissures sèches, mais décroît, et présente même un cône sans atténuation, quand la saturation augmente. L'atténuation de l'onde qSH reste constante quelque soit la saturation. La Figure VI-5 représente la variation des atténuations pour une saturation comprise entre 0 et 0.1. La plus forte atténuation, aussi bien pour l'onde qP que qSV, se produit à la fréquence de 40 Hz pour une saturation de 8 %. Les maxima s'observent pour l'onde qP principalement suivant les directions verticales, alors que pour l'onde qSV, ceux-ci se trouvent suivant les directions médianes.

- Influence de la fréquence

Les expressions de U_{11} et U_{33} , données au paragraphe VI-b, montrent que les vitesses ne varient pas en fonction de la fréquence quand les fissures sont sèches ou totalement saturées. Par contre lorsque les fissures sont partiellement saturées, le comportement du fluide ne va pas être le même suivant les longueurs d'ondes (Figure VI-6 et VI-7). Pour des basses fréquences, la propagation s'effectuera de la même manière que pour un milieu avec des fissures sèches, alors que pour des fréquences plus élevées, la propagation se rapprochera de celle dans un milieu où les fissures sont saturées.

La variation de l'atténuation en fonction de la fréquence va être plus compliquée. Qu'il s'agisse de fissures sèches (Figure VI-8) ou totalement saturées (Figure VI-9), la croissance de l'atténuation en fonction de la fréquence est continue, et suit une loi puissance, qui diffère suivant les directions de propagation. Quand les fissures sont partiellement saturées, on note une évolution semblable à celle où les fissures sont totalement saturées, mais à laquelle se superpose un maximum. Ce maximum se trouve pour les ondes qP suivant la direction verticale, alors que pour les ondes qSV il se situe pour une direction de 45°. Pour une saturation de 40 % (Figure VI-10), le maximum d'atténuation des ondes qP et qSV s'observe pour une fréquence de 5 Hz. Ce pic est peu étendu et occupe une bande de fréquence d'environ 15 Hz. Pour une saturation de 8 % (Figure VI-11), l'augmentation de l'atténuation à une fréquence particulière, est d'amplitude moins forte par rapport à l'évolution globale. Elle s'observe tout de même pour une fréquence de 40 Hz en ce qui concerne l'onde qP, et de 20 Hz pour l'onde qSV. Mais on ne retrouve pas le

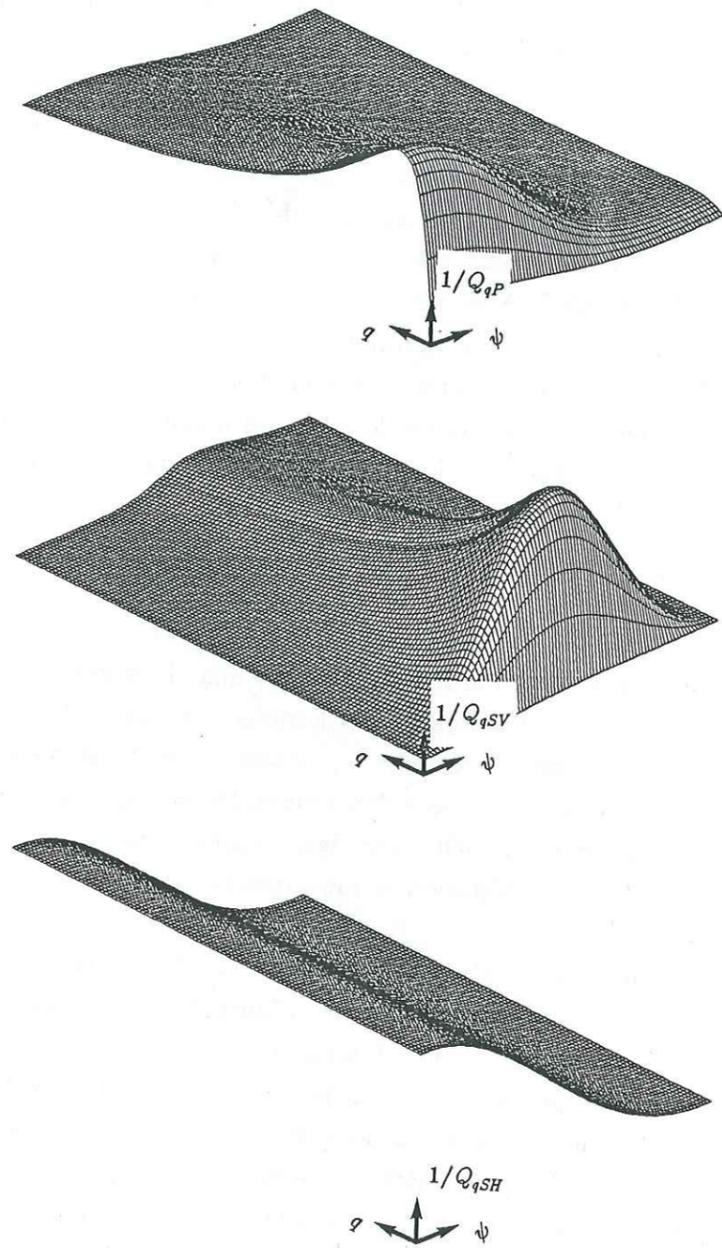


Figure VI-5 : variation de l'atténuation des ondes qP , qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la saturation (de 0 à 10%). Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 , la densité est de 0.1 et la fréquence est de 40 Hz.

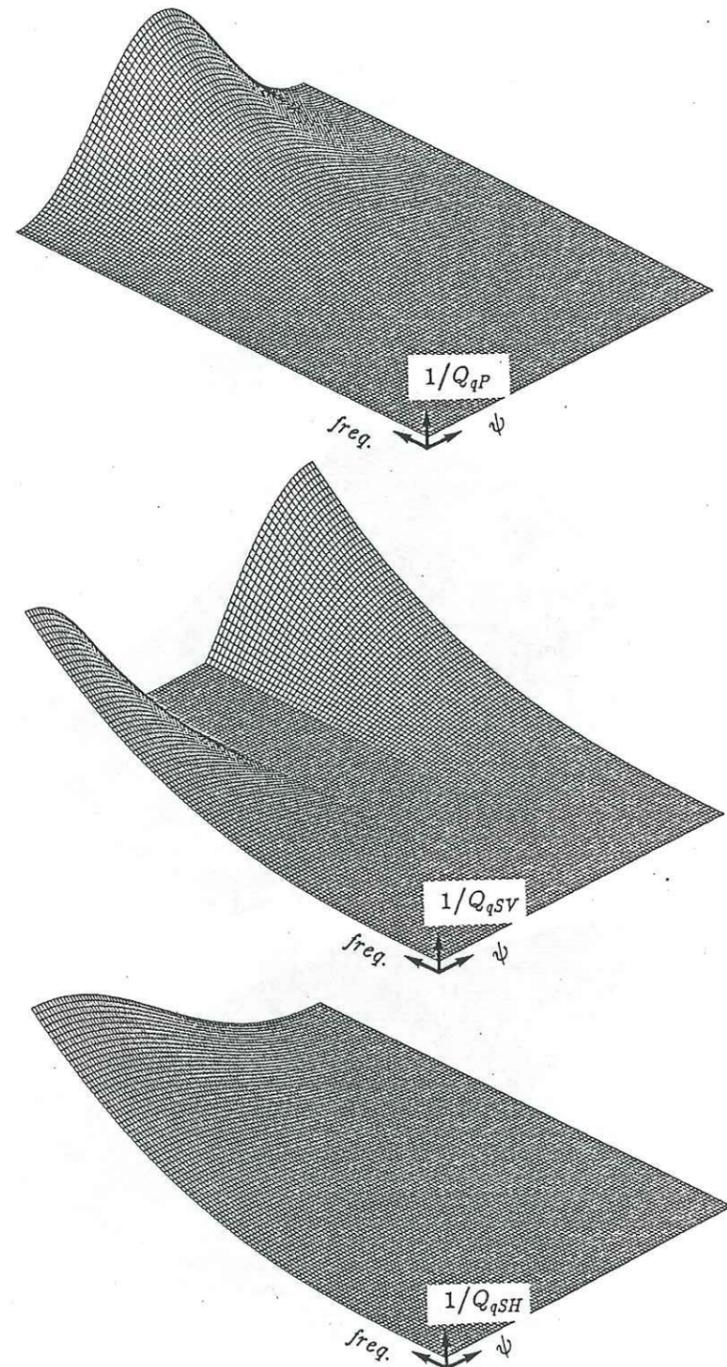


Figure VI-6 : variation de l'atténuation des ondes qP , qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la fréquence (de 0 à 100 Hz). Les fissures sont sèches. Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la densité est de 0.1 .

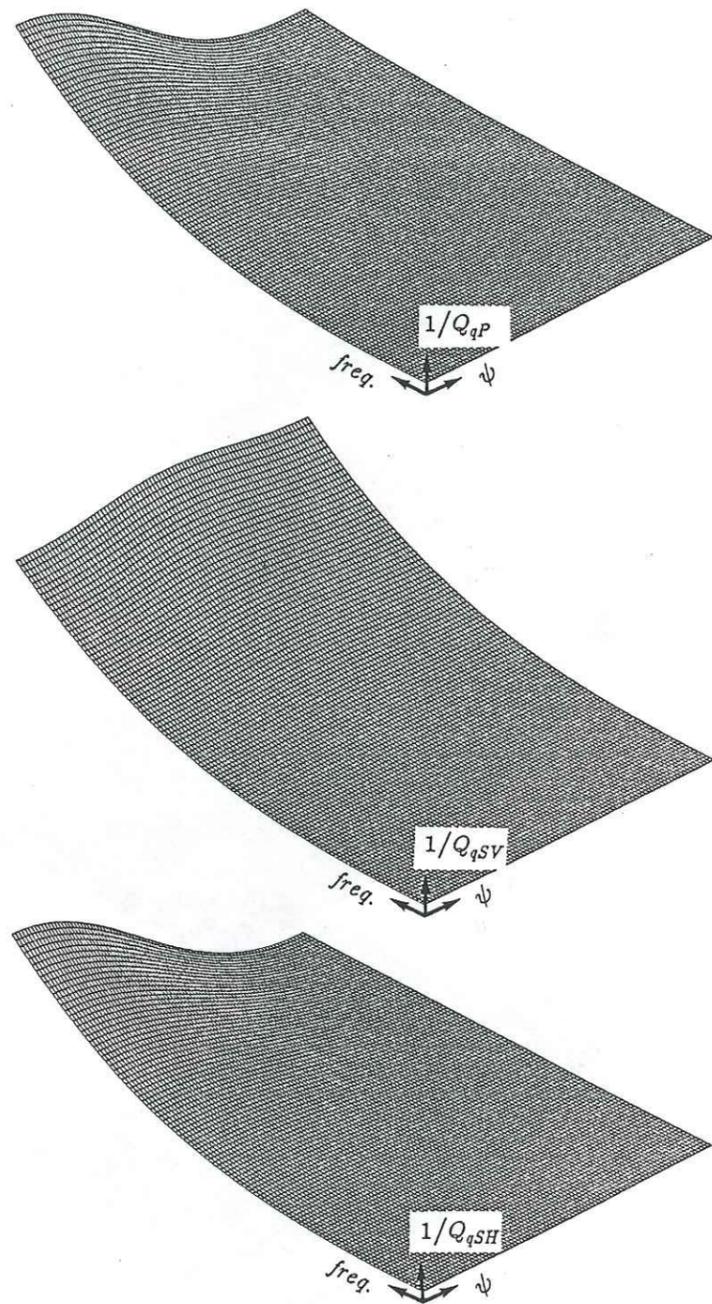


Figure VI-7 : variation de l'atténuation des ondes qP, qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la fréquence (de 0 à 100 Hz). Les fissures sont saturées. Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la densité est de 0.1.

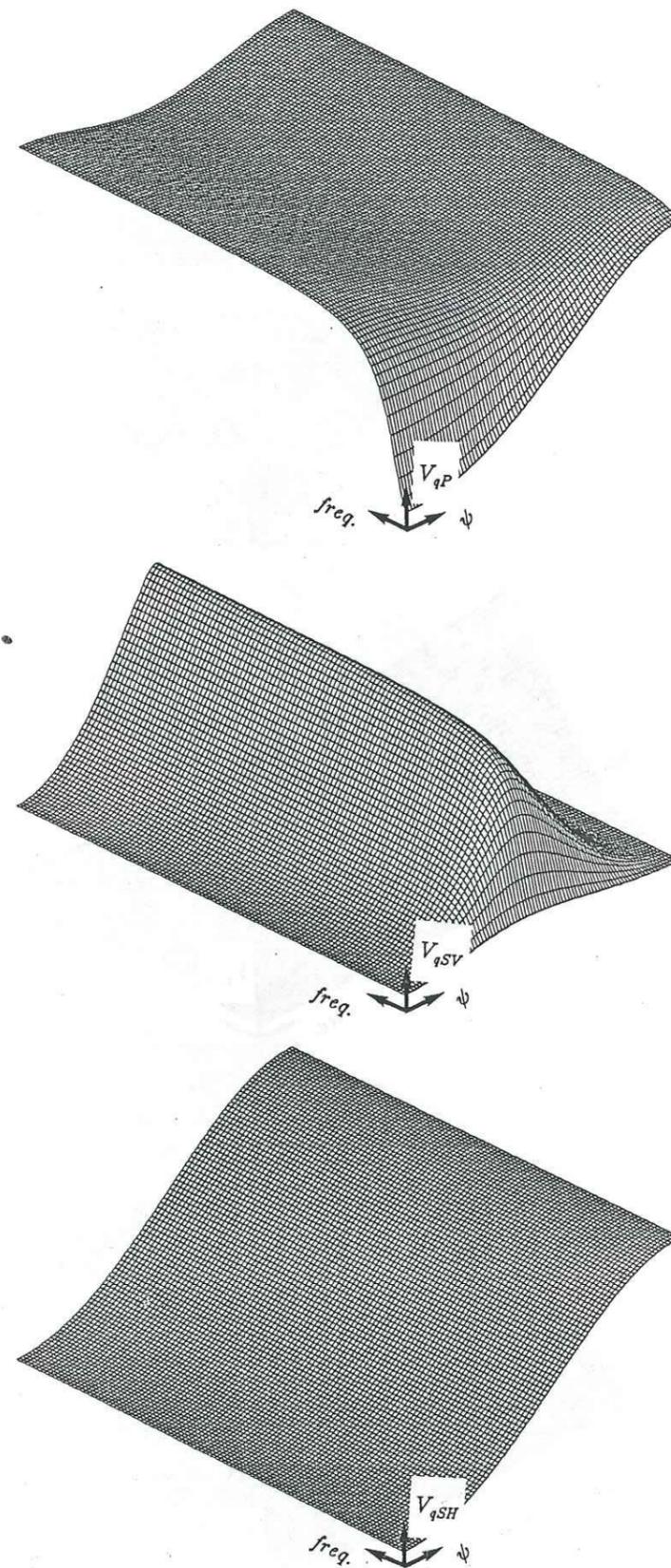


Figure VI-8 : variation de la vitesse de groupe des ondes qP, qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la fréquence (de 0 à 100 Hz). Les fissures sont saturées à 40 %. Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la densité est de 0.1.

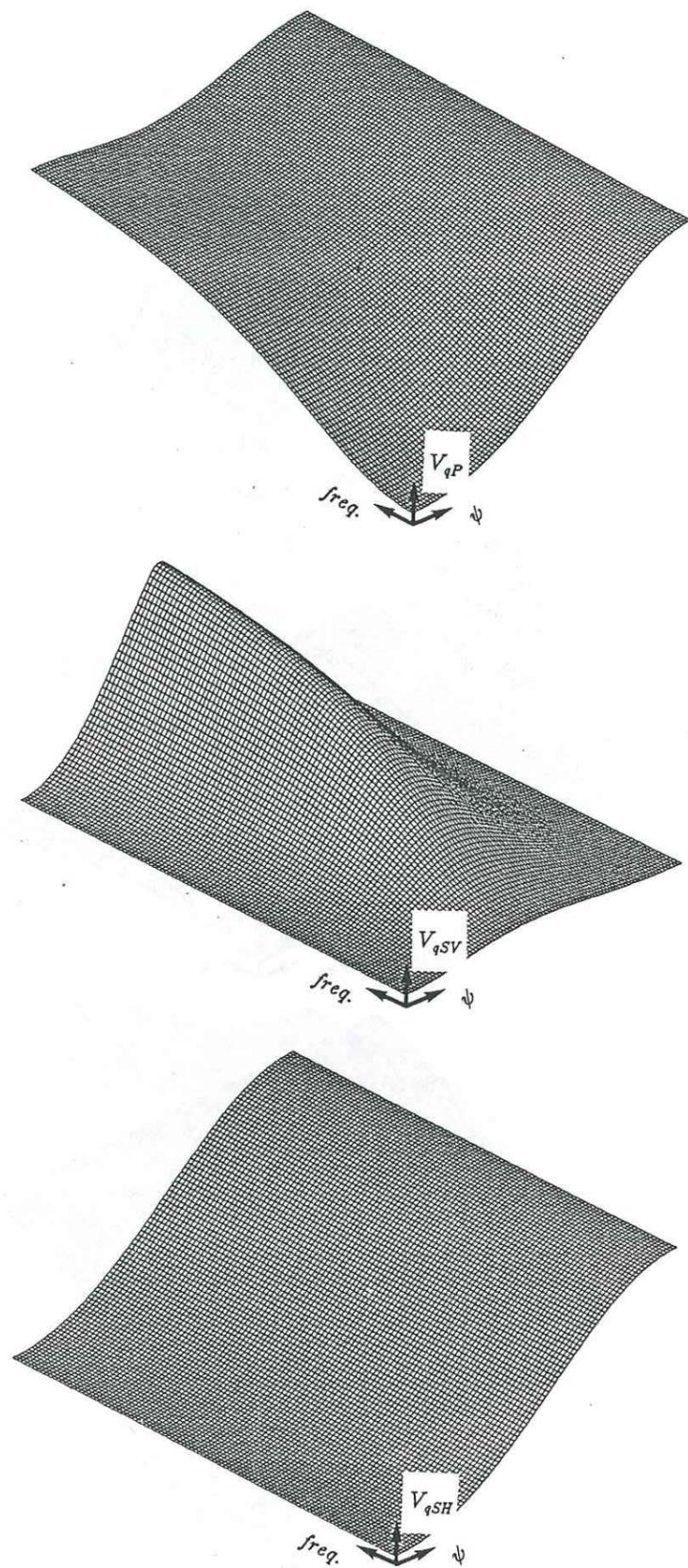


Figure VI-9 : variation de la vitesse de groupe des ondes qP, qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la fréquence (de 0 à 100 Hz). Les fissures sont saturées à 8 %. Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la densité est de 0.1.

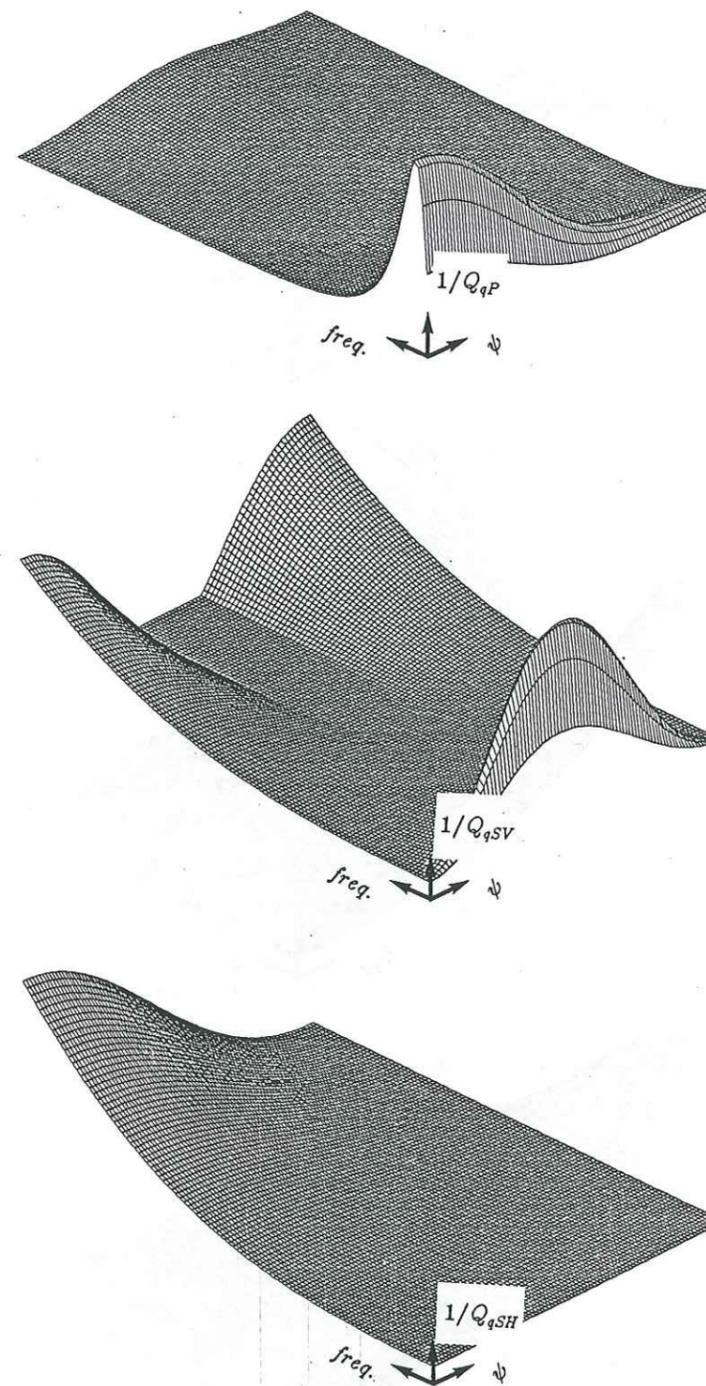


Figure VI-10 : variation de l'atténuation des ondes qP, qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la fréquence (de 0 à 100 Hz). Les fissures sont saturées à 40 %. Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la densité est de 0.1.

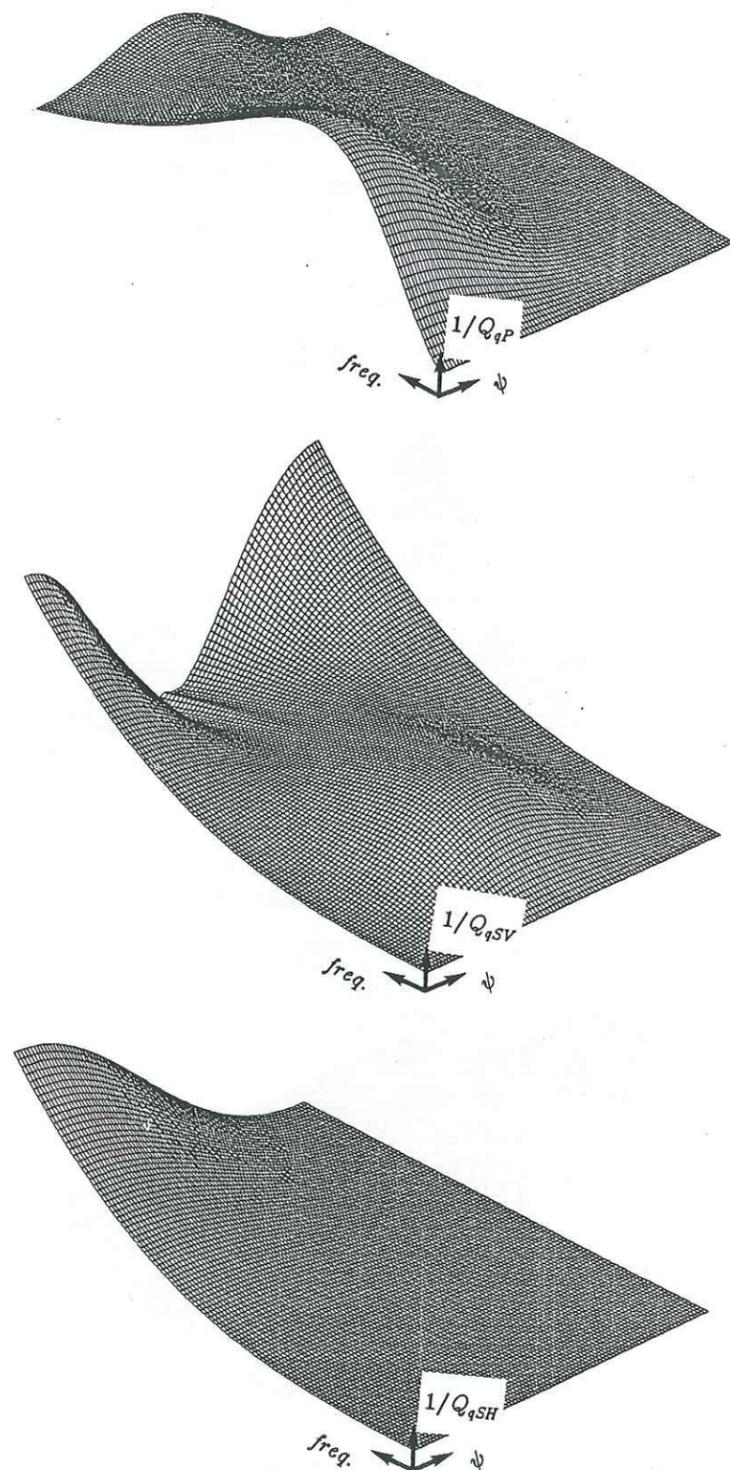


Figure VI-11 : variation de l'atténuation des ondes qP , qSV et qSH en fonction de la direction de propagation (de 0 à 90°) et de la fréquence (de 0 à 100 Hz). Les fissures sont saturées à 8% . Le rayon des fissures est de 5 mètres, l'aplatissement des fissures est de 0.0001 et la densité est de 0.1 .

même caractère impulsionnel décrit pour une saturation de 40% .

Il ressort de ces résultats que la saturation des fissures semble pouvoir se corréler avec l'atténuation des ondes à certaines fréquences. Mais plus la saturation sera importante, plus l'atténuation s'observera sur les très basses fréquences.

VI-d Etude de l'amplitude et de la polarité des ondes

Dans le paragraphe précédent nous avons décrit les propriétés des vitesses et des atténuations des ondes de grandes longueur d'onde se propageant dans des milieux fissurés. Le calcul des déplacements conjugue à la fois les effets des vitesses de propagation et des atténuations en fonction des fréquences de source utilisées. Nous opterons pour effectuer le calcul des sismogrammes synthétiques pour une géométrie d'émission et de réception de puits à puits. Les expérimentations pour l'étude des réservoirs d'hydrocarbures se font généralement de cette manière. Le dispositif adopté, consiste en une ligne de 51 récepteurs régulièrement espacés de 10 mètres, à partir de la profondeur de 750 mètres. La source explosive est positionnée à 1005 mètres de profondeur. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser principalement à l'amplitude et à la polarisation des phases directes émises à travers trois milieux fissurés différents. Ces milieux auront tous les mêmes tailles de fissures, et celles-ci seront orientées horizontalement. Dans le premier, les fissures sont vides et leur densité est constante dans tout le demi-espace. Le second aura la même densité de fissures, mais celles-ci seront totalement saturées d'eau. Pour le troisième nous allons considérer une répartition gaussienne des fissures avec la profondeur. A 800 mètres de profondeur le milieu n'est pas fissuré, alors qu'à 1000 mètres la densité de fracture est maximale, et a une valeur de 0.1 . Ce type de répartition de fissures a été décrit par Leary et al. (1987), et semble représentatif des zones de fracture.

La condition de validité des grandes longueurs d'onde n'est pas connue précisément, comme dans le cas des milieux finement stratifiés. Mais dans notre calcul la fréquence dominante de source sera de 60 hertz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes P de 97 mètres et à des longueurs d'onde S de 56 mètres. Celle-ci seront donc au minimum 10 fois supérieures à la plus grande dimension des fissures. Ce qui, à priori, devrait nous placer bien au-delà de la limite de validité.

Les résultats des simulations numériques, pour les trois cas envisagés, sont présentés sur la Figure VI-12. Les temps de propagation des deux phases P et S émises par la source se trouvent totalement en accord avec les variations de vitesses décrites au paragraphe précédent dans le cas où les fissures sont totalement saturées ou non d'eau. Pour le cas présentant un gradient de densité, le comportement des

a

b

c

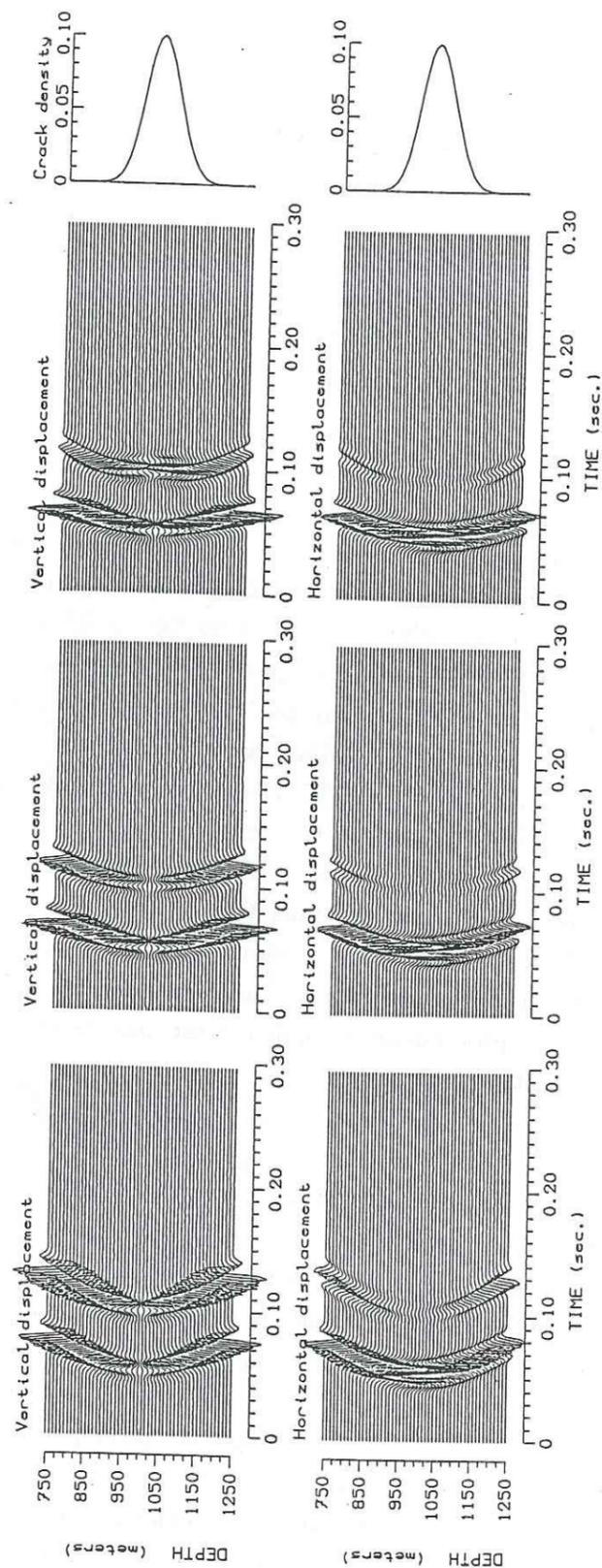


Figure VI-12 : sismogrammes synthétiques obtenus lors de la propagation d'onde dans: (a) un milieu contenant des fissures sèches, (b) un milieu contenant des fissures totalement saturées d'eau et (c) un milieu contenant un gradient de densité de fissures saturées à 40 % d'eau.

ondes de compression est sensiblement le même que celui observé dans un milieu où les fissures sont totalement saturées d'eau. Par contre l'onde S présente un comportement très différent. Les temps d'arrivée sont plus précoces pour des directions de propagation légèrement plus faibles que l'horizontale.

Nous allons maintenant comparer l'amplitude et les polarisations des phases P et S précédemment décrites, lors de leur propagation à travers des milieux contenant des fissures sèches ou des fissures saturées. Les observations seront faites à des distances de 100 (Figure VI-13) et 300 (Figure VI-14) mètres, entre la source et le puits récepteur.

La direction de polarisation de l'onde P, dans le milieu contenant les fissures vides, a une inclinaison toujours plus forte que la direction de propagation, pour les deux offsets étudiés. Par contre, dans le milieu contenant des fissures saturées, l'inclinaison de la polarisation P va passer par des valeurs plus faibles que la direction de propagation pour de faibles valeurs d'incidence, à des valeurs plus fortes pour des angles d'incidence plus élevés. Pour l'offset de 300 mètres, cette direction de polarisation sera très peu différente de la direction de propagation.

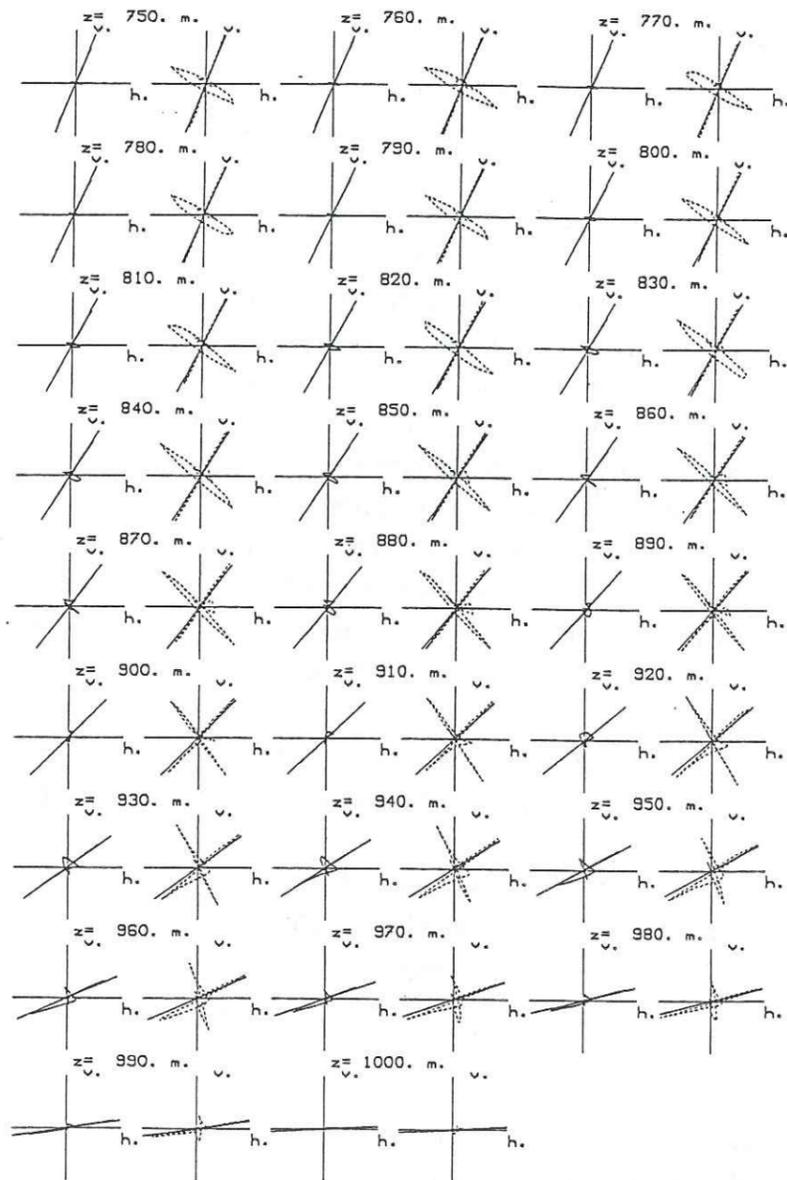
En ce qui concerne l'onde S, la différence d'amplitude est considérable entre le milieu contenant des fissures sèches et le milieu contenant des fissures saturées. Ce résultat est tout à fait normal puisque les ondes de cisaillement ne peuvent être transmises par des liquides. La direction de la polarisation est toujours orthogonale à la direction de propagation, pour les ondes S se propageant à travers un milieu contenant des fissures sèches. Ceci est tout à fait cohérent avec la répartition de vitesse isotrope dans ce cas. Par contre, pour l'autre cas, la direction de polarisation présente une inclinaison très faible pour des directions d'incidence petites. Puis celle-ci va devenir très forte pour des incidences plus élevées, en passant par une orientation orthogonale à la direction de propagation.

Comparons maintenant les amplitudes et les directions de polarisation des ondes se propageant dans un milieu contenant une répartition homogène de fissures saturées et, dans un milieu contenant une répartition gaussienne de fissures partiellement saturées. Deux cas de distances entre la source et le puits récepteur seront envisagés (Figures VI-15, VI-16).

L'onde P se propageant dans un milieu à gradient de fissures, possède une amplitude toujours inférieure à l'autre cas. Les directions de polarisations sont, dans les deux milieux, très proches de la direction de propagation. Toutefois, certaines différences sont significatives, bien que la variation de la direction de polarisation soit la même dans les deux cas comparés. La différence réside dans la valeur d'incidence de l'onde pour laquelle les directions de propagation et de polarisation

Particle motion

offset $x = 100.$

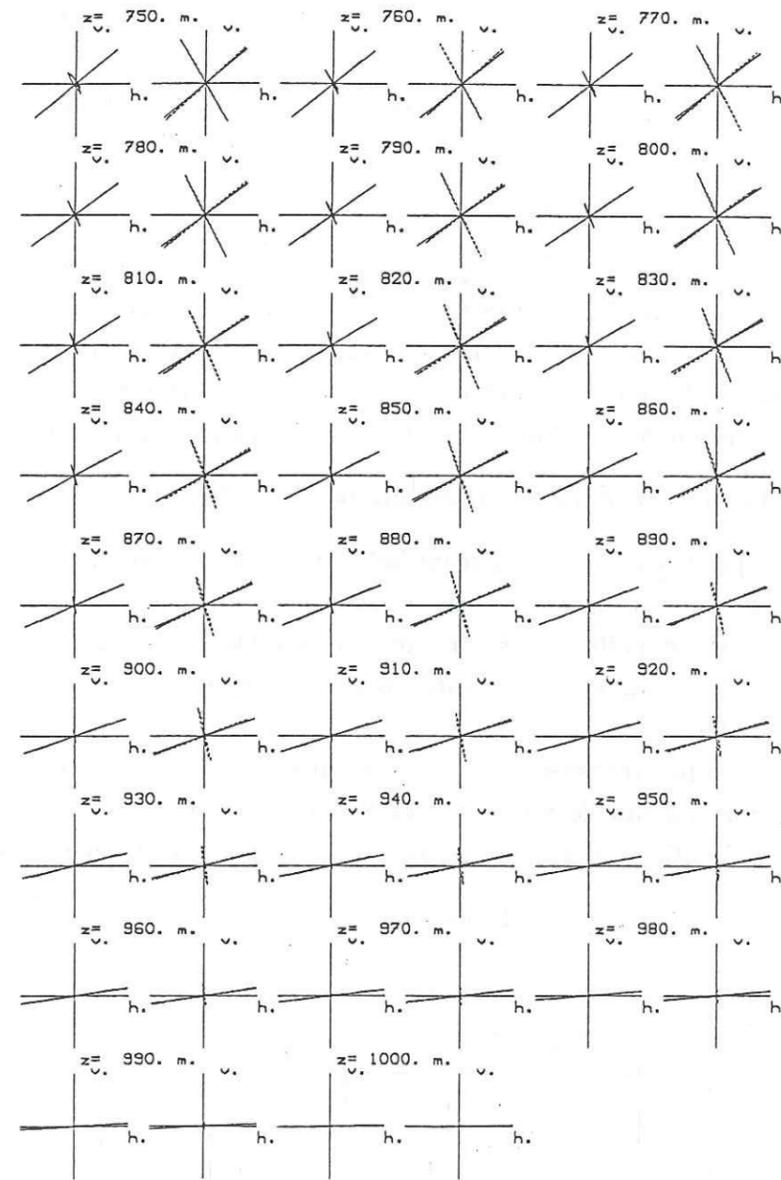


— Saturated cracks
 - - - - - Dry cracks

Figure VI-13 : comparaison du mouvement des particules des ondes P et S, se propageant dans un milieu contenant des fissures sèches et dans un milieu contenant des fissures totalement saturées d'eau, pour 26 récepteurs localisés dans un puits situé à une distance de 100 mètres de la source.

Particle motion

offset $x = 300.$



— Saturated cracks
 - - - - - Dry cracks

Figure VI-14 : comparaison du mouvement des particules des ondes P et S, se propageant dans un milieu contenant des fissures sèches et dans un milieu contenant des fissures totalement saturées d'eau, pour 26 récepteurs localisés dans un puits situé à une distance de 300 mètres de la source.

sont colinéaires. Ceci se produit pour des valeurs d'incidence plus faibles, quand les fissures sont totalement saturées.

L'amplitude des ondes S est également plus forte dans un milieu contenant des fissures totalement saturées et régulièrement réparties. De plus cette différence d'amplitude de l'onde S entre les deux milieux augmente pour des offsets plus grands (Figure VI-16). La variation de cette amplitude avec la direction d'incidence n'est absolument pas la même dans les deux cas. Celle-ci décroît quand l'incidence augmente, pour le milieu dont les fissures sont totalement saturées, alors que pour un milieu à gradient de densité, le maximum s'observe pour une direction intermédiaire. Les polarisations ne sont pas très différentes pour les deux milieux. Mais avec toutefois des inclinaisons de la polarisation plus faibles pour des directions d'incidence petites, dans le cas du milieu où les fissures sont totalement saturées, et inversement pour des incidences fortes dans le cas du milieu à gradient de densité.

VI-e Simulations numériques dans un cas complexe

Nous avons, jusqu'à maintenant, regardé les effets de l'isotropie transverse sur la propagation des ondes dans des cas relativement simples. Intéressons nous maintenant, à l'influence qu'ils vont avoir dans un contexte plus complexe. Pour cela nous allons réutiliser le modèle présenté dans la partie I, pour étudier de la propagation des ondes dans une géométrie de puits à puits. Les couches 4, 8 et 15 présentent une isotropie transverse induite par une fine stratification de niveaux lents et rapides. Les valeurs de vitesses P et S dans chacun des lits ainsi que leur proportion, sont présentées dans les tableaux T-1 à T-3 pour ces trois couches.

Tableau T-1

Paramètres de la couche 4				
n	Proportion	V_p m.s ⁻¹	V_s m.s ⁻¹	Densité
1	0.3	3100.	800.	2.30
2	0.7	4400.	1300.	2.30

Tableau T-2

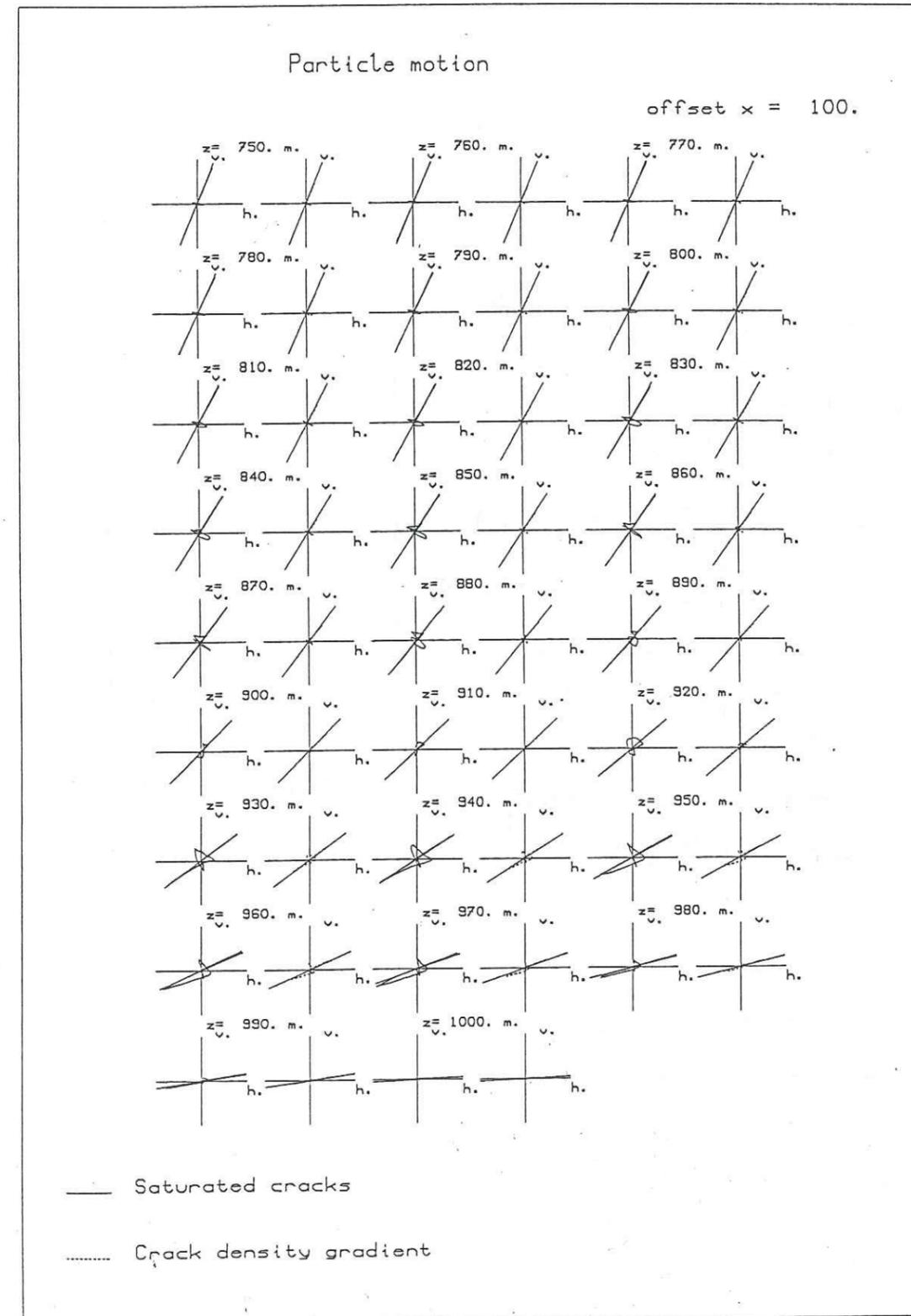
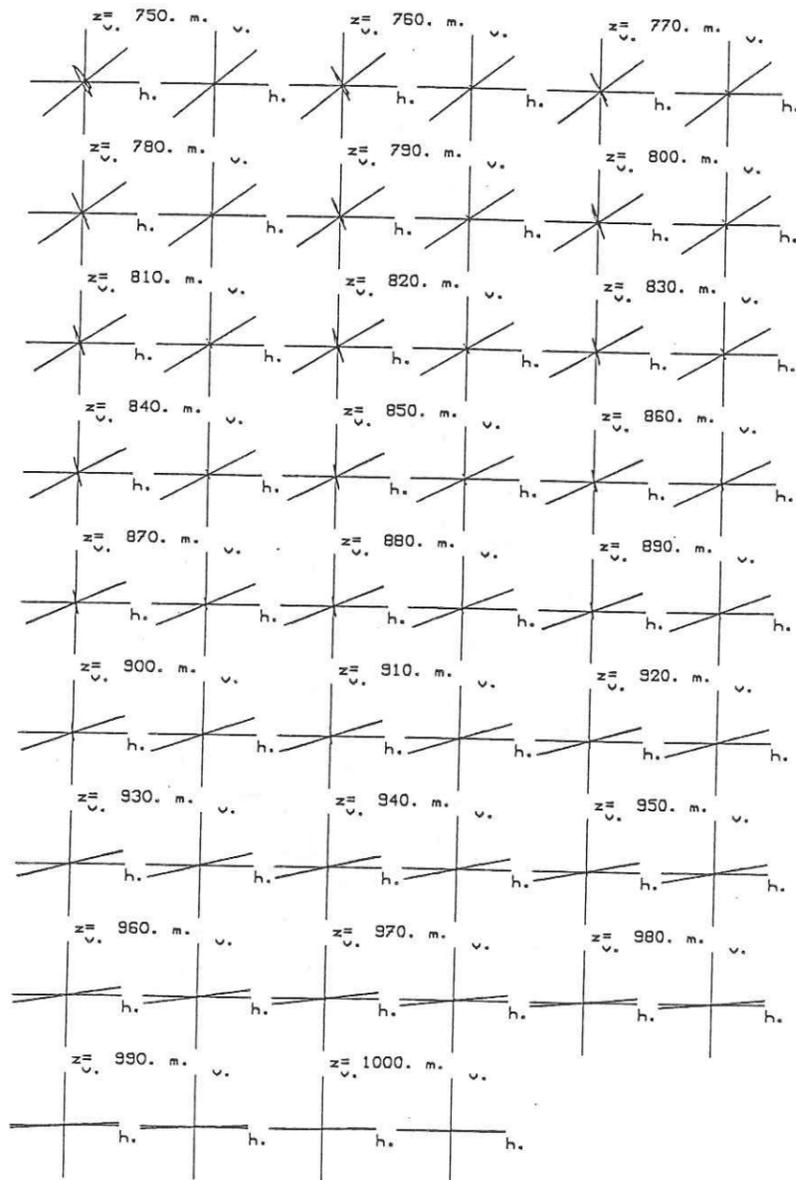


Figure VI-15 : comparaison du mouvement des particules des ondes P et S, se propageant dans un milieu contenant des fissures totalement saturées et dans un milieu contenant un gradient de fissures saturées à 40 % d'eau, pour 26 récepteurs localisés dans un puits situé à une distance de 100 mètres de la source.

Particle motion

offset x = 300.



— Saturated cracks
 Crack density gradient

Figure VI-16 : comparaison du mouvement des particules des ondes P et S, se propageant dans un milieu contenant des fissures totalement saturées et dans un milieu contenant un gradient de fissures saturées à 40 % d'eau, pour 26 récepteurs localisés dans un puits situé à une distance de 300 mètres de la source.

Paramètres de la couche 8

n	Proportion	V_p m.s ⁻¹	V_s m.s ⁻¹	Densité
1	0.4	3800.	1200.	2.55
2	0.6	4800.	1800.	2.55

Tableau T-3

Paramètres de la couche 15

n	Proportion	V_p m.s ⁻¹	V_s m.s ⁻¹	Densité
1	0.5	4800.	2200.	2.6
2	0.5	3600.	1200.	2.6

La couche 9 présente une répartition homogène de fissures partiellement saturées à 10 % d'eau. La densité de fissure est de 0.1. Les caractéristiques de vitesses et d'atténuations de ces couches isotropes transverses sont résumées par la Figure VI-17. Les Figures VI-18, VI-19 et VI-20 présentent les déplacements obtenus pour des offsets de 100, 400 et 800 mètres, pour une même profondeur de source de 1490 mètres. Quelles sont les caractéristiques des déplacements dus aux couches isotropes transverses ? Tout d'abord, comme la source se trouve dans une de ces couches, une onde S est générée par l'explosion. La vitesse de cette onde est plus faible que celle des couches avoisinantes; d'où une onde guidée apparaît dans la couche source pour des offsets importants. Cette onde guidée présente une composante du mouvement principalement vertical. En ce qui concerne les autres couches isotropes transverses, où l'anisotropie provient d'une fine stratification, de fortes ondes S sont générées par le front de compression aux interfaces les limitant. Ceci est principalement provoqué par les faibles vitesses des ondes S dans ces couches. Le comportement de la couche fissurée, située sous la source est celui d'une couche à moindre vitesse, mais uniquement pour les ondes de compression.

VI-f Conclusions

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la propagation des ondes de

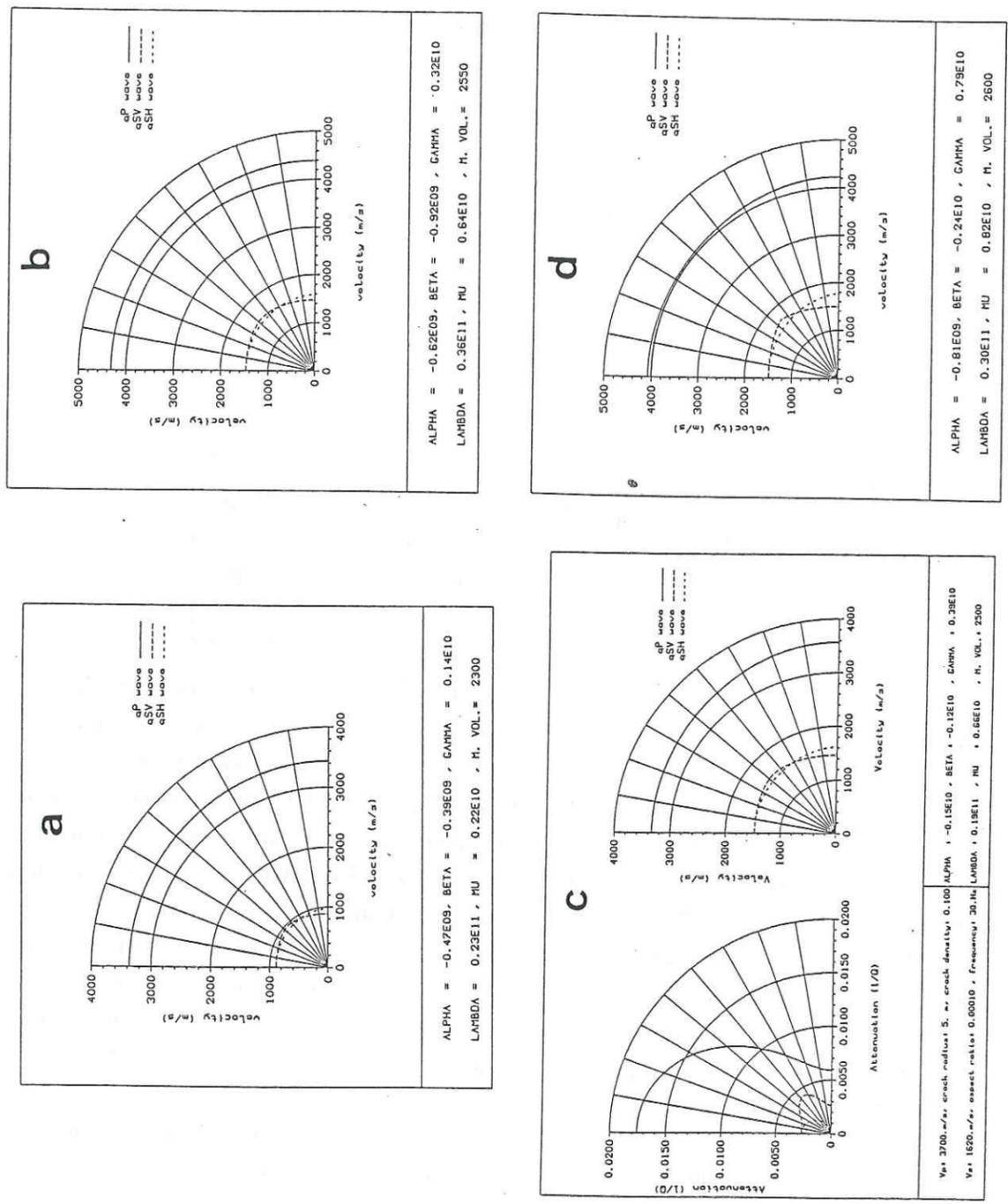


Figure VI-17 : répartition des vitesses de groupe et des atténuations des couches 4 (a), 8 (b), 9 (c) et 15 (d). (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)

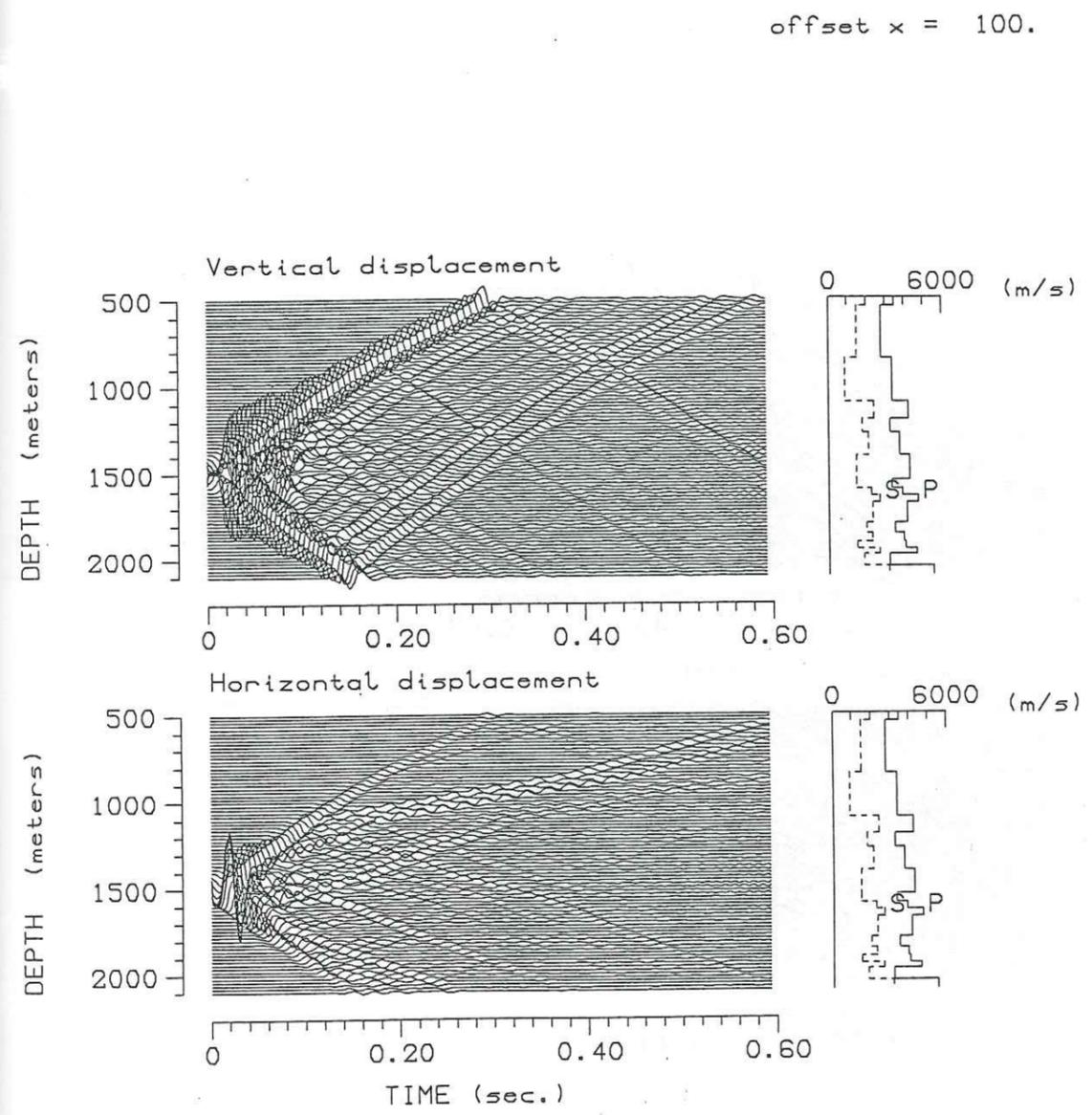


Figure VI-18 : sismogrammes synthétiques obtenus dans un milieu multicouche, contenant des niveaux isotropes transverses, pour une distance entre la source et le puits récepteur de 100 mètres. Les logs de vitesses indiquent les vitesses verticales.

offset $x = 400$.

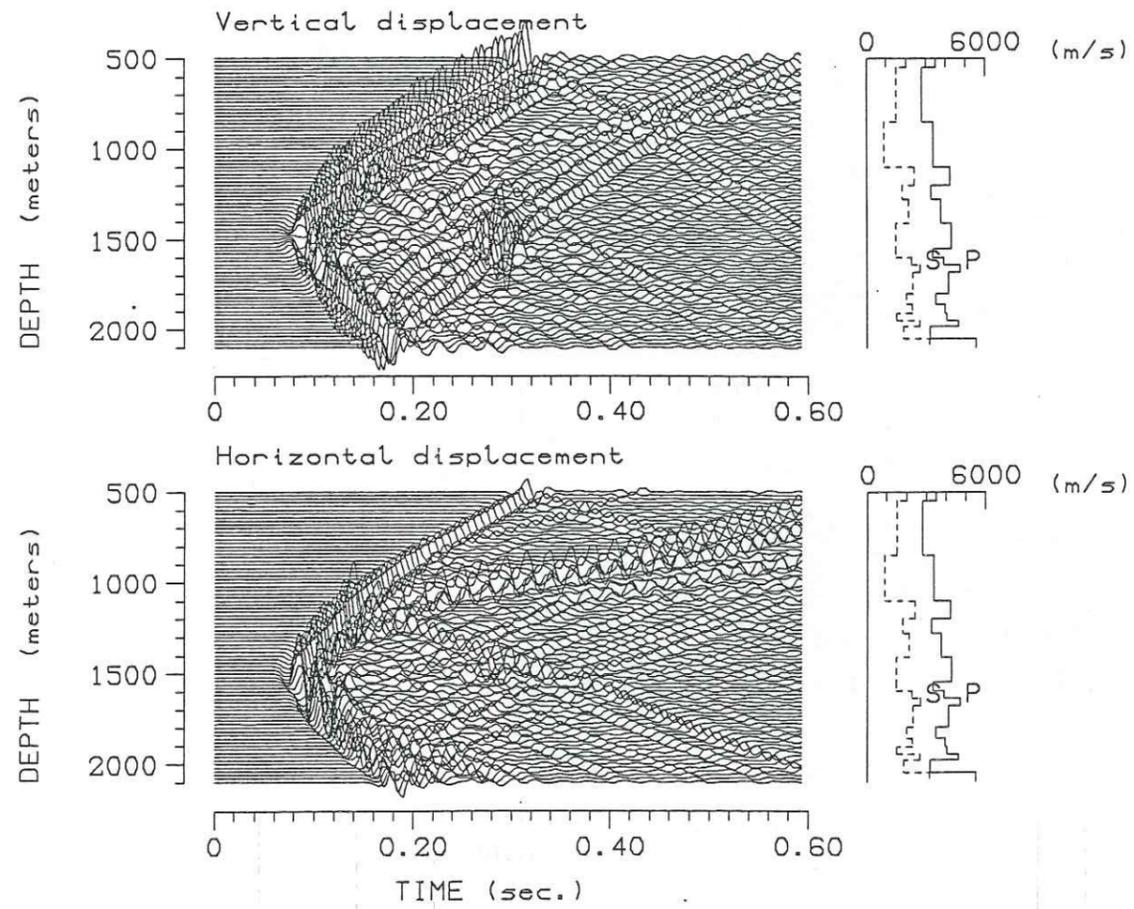


Figure VI-19 : sismogrammes synthétiques obtenus dans un milieu multicouche, contenant des niveaux isotropes transverses, pour une distance entre la source et le puits récepteur de 400 mètres. Les logs de vitesses indiquent les vitesses verticales.

offset $x = 800$.

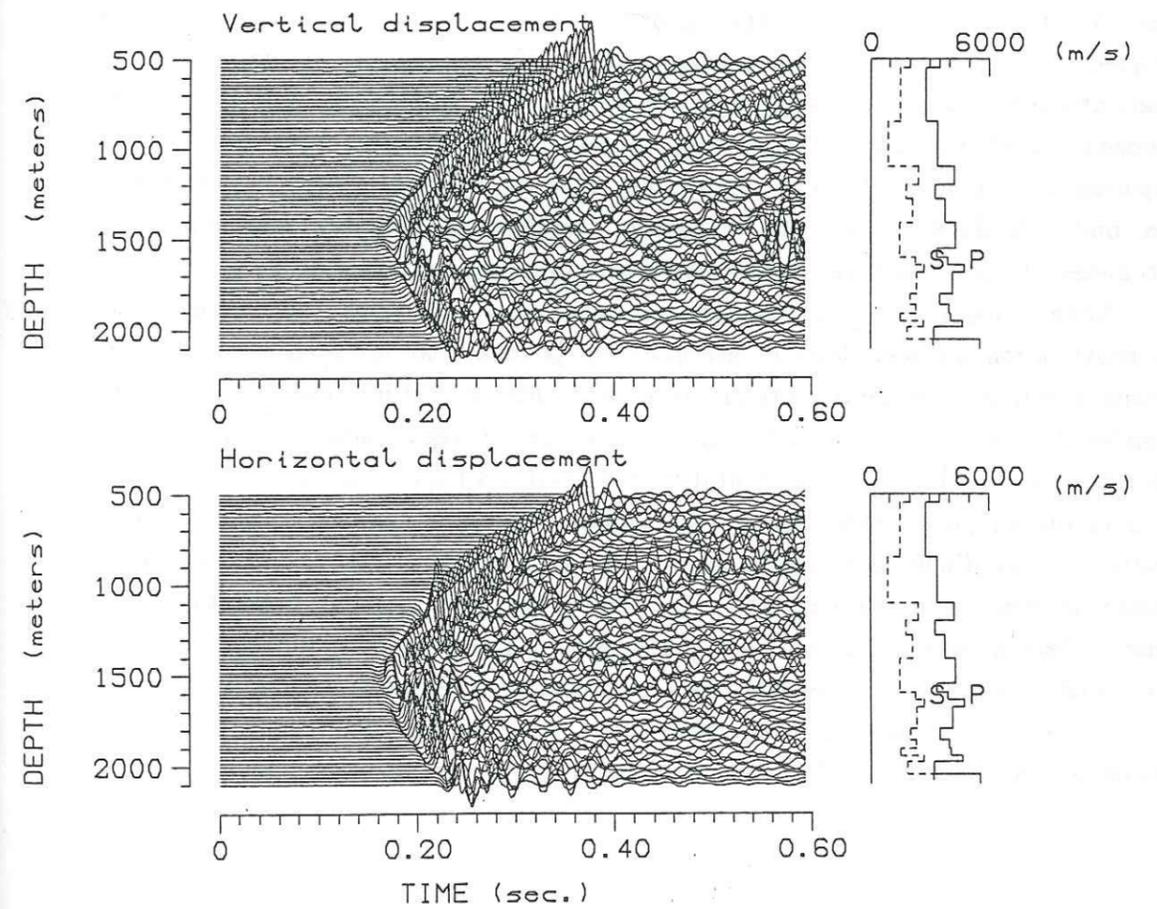


Figure VI-20 : sismogrammes synthétiques obtenus dans un milieu multicouche, contenant des niveaux isotropes transverses, pour une distance entre la source et le puits récepteur de 800 mètres. Les logs de vitesses indiquent les vitesses verticales.

grandes longueurs d'onde dans des milieux fissurés particuliers. Nous avons montrés l'importance de la densité de fissures, de la saturation de celles-ci par un liquide ainsi que de la fréquence sur l'anisotropie des vitesses et des atténuations. Les variations de vitesse et d'atténuation en fonction de la densité de fissures sont quasiment linéaires suivant la direction de propagation. La saturation impose des variations très différentes. En particulier l'atténuation des ondes P et SV sera maximale pour une certaine valeur de la saturation. La fréquence α , quand à elle, une influence sur les vitesses uniquement lorsque les fissures ne seront pas saturées. Les atténuations seront en règle générale plus importantes pour les hautes fréquences, mais suivant le degré de saturation des fissures, des fréquences seront plus atténuées que d'autres. Les résultats des simulations numériques de propagation d'onde dans des milieux contenant des fissures vides ou saturées apparaissent comme tout à fait compatibles avec les résultats d'expériences in-situ. Les ondes S dans les milieux contenant des fissures saturées sont fortement atténuées, et les vitesses des ondes P présentent une répartition spatiale isotrope.

Néanmoins, nous ne connaissons pas les conditions de validité de l'approximation utilisée. Cette indétermination pourrait être levée en comparant les résultats obtenus par cette méthode avec ceux obtenus par une méthode de calcul complet de la propagation d'onde dans des milieux fissurés, comme celle développée par Coutant (1989). De plus, l'orientation des fissures à laquelle nous sommes obligés de nous limiter pour rester dans le cas de l'isotropie transverse, est très restrictive. Traiter le cas d'une orientation quelconque de l'ensemble des fissures revient à traiter le cas de la propagation des ondes dans des milieux présentant une anisotropie généralisée. Nous n'avons pas discuté le problème de la détermination de l'orientation des fissures. Ceci a été fait par Crampin (1985), qui préconise pour cela l'emploi de représentation équi-aréale des polarisations des deux ondes de cisaillement ainsi que des différences des temps d'arrivée de ces deux ondes.

VII Variation de l'énergie avec la direction de propagation

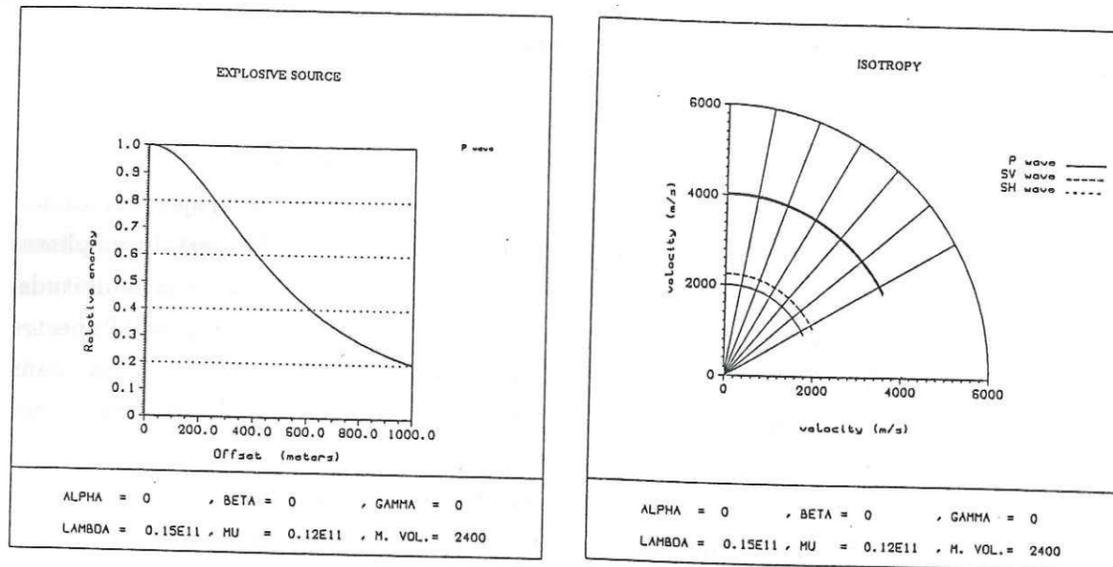
VII-a Introduction

Les caractéristiques élastiques ainsi que les hétérogénéités de certains milieux, ont souvent été déterminées uniquement à partir des temps de trajet des ondes. Actuellement l'utilisation des caractéristiques énergétiques de certaines phases permet de privilégier certains choix d'interprétation. En exemple de ce type d'étude, on peut citer les travaux de Paul et Nicollin (à paraître) qui ont utilisé le spectre d'amplitude de l'onde PMP pour caractériser la croûte inférieure. Nous allons dans ce chapitre étudier, dans un premier temps, l'influence de l'anisotropie des matériaux sur les radiations de sources ponctuelles. Par des simulations numériques nous allons tout d'abord observer la radiation d'une source explosive dans un espace infini, puis dans un milieu contenant une surface libre. Notre intérêt se portera en grande partie sur les ondes qP. Nous considérerons alors les trois classes de vitesses des ondes qP définies au paragraphe IV-4 plus le cas particulier de la classe I où la surface de vitesse de cette onde est un ellipsoïde de révolution. Le cas isotrope servira de référence. Dans un deuxième temps nous étudierons les modifications énergétiques des ondes réfléchies P et S, se propageant dans une couche isotrope, sur un demi-espace isotrope transverse.

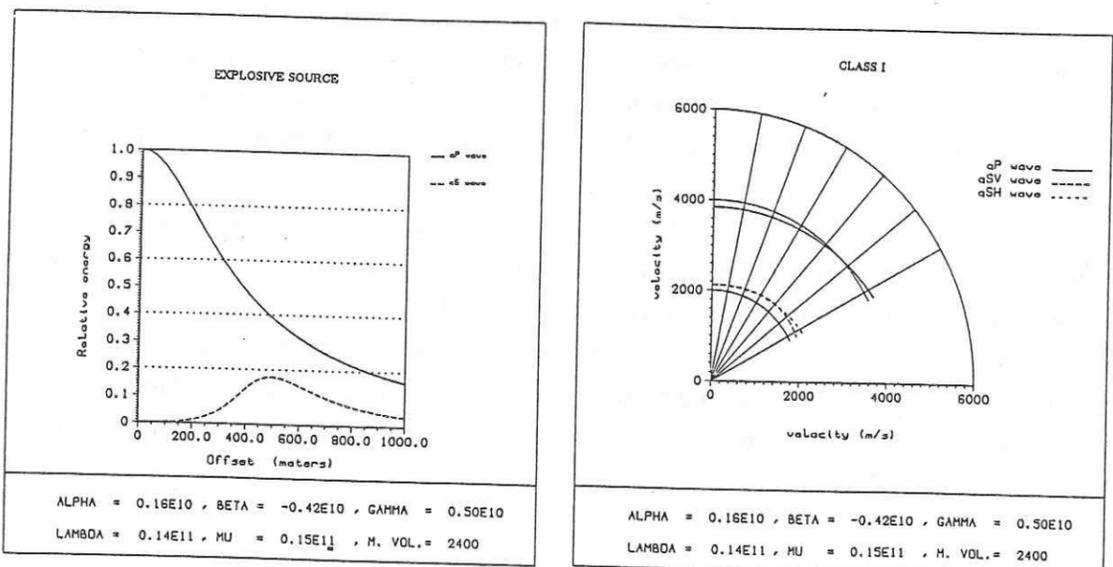
Parmi les développements théoriques permettant la résolution de l'équation du mouvement, avec des forces de volume en milieux anisotropes, on peut citer les solutions analytiques de Van der Hijden (1987) obtenues en utilisant la méthode de Cagniard-de Hoop pour une ligne de force horizontale, la solution analytique de Kazi-Aoual et al. (1988) obtenue dans l'espace de Hankel pour la radiation d'un point force dans un milieu isotrope transverse, et la solution à la fois analytique et numérique de Martinov et Mikhailenko (1984) pour une source explosive, une force verticale et un dipôle. Dans les calculs présentés par la suite, nous utiliserons la méthode de propagation matricielle décrite au paragraphe IV.

VII-b Radiation d'une source explosive dans un espace infini

Nous allons regarder ici l'énergie radiée par une source explosive dans différentes directions de propagation et pour différentes distances entre la source et les récepteurs. La géométrie adoptée pour le calcul de l'énergie est constituée par une source située 500 mètres au-dessous d'une ligne de récepteurs orientée suivant la direction radiale. L'énergie est définie comme la moyenne pondérée de la somme des amplitudes horizontale et verticale au carré, effectuée sur une fenêtre de temps centrée sur le temps d'arrivée de l'onde. La Figure VII-1 présente les résultats

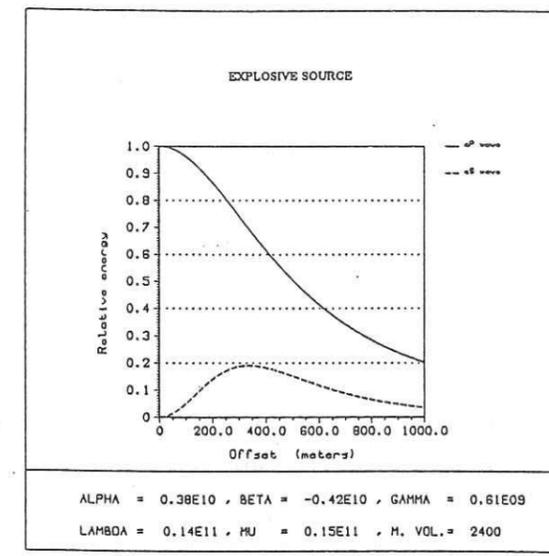


a

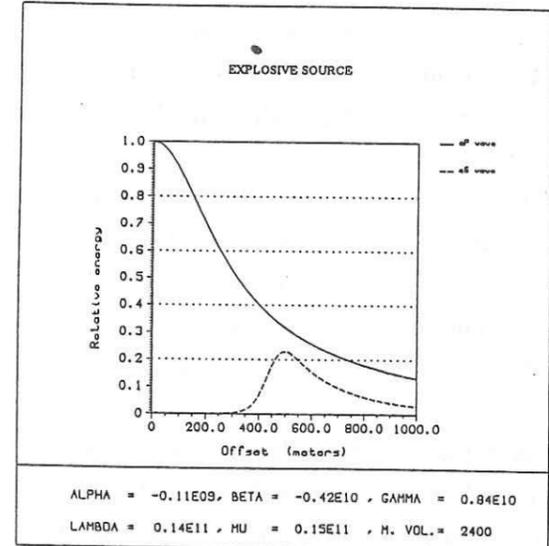


b

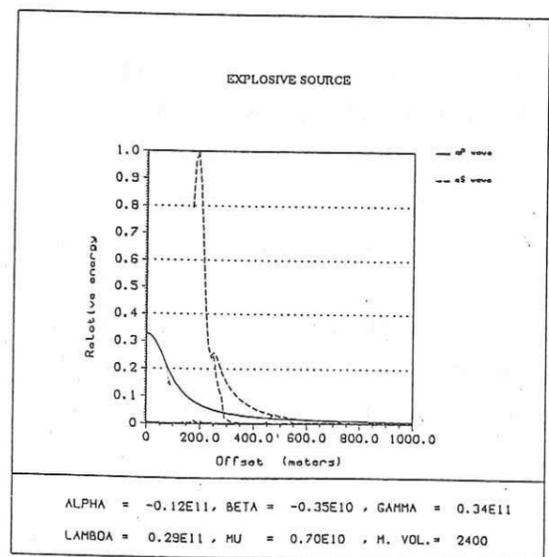
Figure VII-1 : Energie rayonnée par une source explosive dans un espace infini, calculée en des points situés sur une même ligne horizontale. a) cas d'un milieu isotrope. b) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe I. c) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP est un ellipsoïde de révolution. d) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe II. e) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe III. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)



c



d



e

Figure VII-1 : suite.

obtenus dans les cinq cas définis, le cas isotrope et les quatre cas de transverse isotropie. Les surfaces de vitesse de groupe sont représentées uniquement dans l'intervalle d'angle concerné.

Dans le cas de l'isotropie (Figure VII-1-a) nous retrouvons le résultat bien connu d'une décroissance de l'énergie en $1/R^2$ due à l'expansion géométrique, où R est la distance entre la source et le récepteur.

En ce qui concerne les milieux isotropes transverses une constatation générale indépendante des différentes classes peut-être faite: une source explosive émet des ondes de cisaillement qSV. Cette observation avait également été faite par Martinov et Mikhailenko (1984).

Pour la classe I (Figure VII-1-a), la variation avec la distance de l'énergie de l'onde qP n'est plus en $1/R^2$ comme dans le cas isotrope. La décroissance de l'énergie apparaît plus rapide quand la vitesse augmente avec la direction de propagation. Par contre l'onde qSV présente un maximum d'énergie pour une direction de propagation d'environ 45° , ce qui correspond à la direction de vitesse maximale.

Quand la variation de vitesse des ondes qP est un ellipsoïde de révolution (Figure VII-1-c), la variation de l'énergie de l'onde qP est quasiment en $1/R^2$, bien que l'on ait, comme dans le cas précédent, accroissement de la vitesse. De la même manière, l'énergie de l'onde qSV présente un maximum pour une direction de propagation à 31° , alors que la propagation de cette onde est isotrope dans ce cas particulier.

La classe II (Figure VII-1-d) est caractérisée par un cône d'isotropie de l'onde qP dans l'intervalle d'angle $0-20^\circ$. La variation de l'énergie dans cet intervalle ne se trouve pas pour autant être celle du milieu isotrope. Le maximum d'énergie de l'onde qSV est observable, comme dans le cas de la classe I, suivant la direction de vitesse maximale.

Pour la classe III (Figure VII-1-e) l'énergie de l'onde qP décroît brusquement dans l'intervalle d'angle $0-20^\circ$, ce qui se corrèle avec la décroissance de la vitesse dans cet intervalle d'angle. Par la suite, la décroissance de l'énergie apparaît beaucoup plus faible. La surface de vitesse de groupe de l'onde qSV dans cet exemple, est caractérisée par la présence de points de rebroussement. Le maximum de l'énergie se trouve dans la direction où un de ces points apparaît. La décroissance de l'énergie à partir de ce point n'est pas identique suivant les deux "branches" de vitesse de groupe. Pour la "branche" dont les vitesses sont les plus fortes la diminution de l'énergie est plus rapide que pour la "branche" dont les vitesses sont les plus faibles.

VII-c Influence de la surface libre

Nous allons examiner maintenant sur une surface libre, les radiations d'une source explosive et d'une force verticale, pour les mêmes cas que ceux envisagés précédemment. Les résultats sont présentés sur la Figure VII-2.

Pour le cas d'un milieu isotrope (Figure VII-2-a), la variation de l'énergie de l'onde de compression n'est plus en $1/R^2$. Mais nous constatons, du fait que l'on se trouve en champ lointain, que l'effet dominant est celui lié à l'expansion géométrique, l'influence de la réflexion à la surface libre étant moindre. Une force verticale en milieu isotrope génère une onde S. L'énergie de celle-ci croît jusqu'à un maximum correspondant à l'angle critique $i = \sin^{-1}(V_s/V_p)$, à partir duquel on observe la génération d'une onde réfractée P, à la surface libre.

Pour la classe I (Figure VII-2-b), dans le cas d'une source explosive, le rapport des maxima d'énergie des ondes qP et qSV est plus important que lorsqu'il n'y a pas de surface libre. L'énergie de l'onde qSV réfléchi par la surface libre, est donc proportionnellement plus importante que celle de l'onde qP. La courbe d'énergie de l'onde qSV présente deux maxima, dont le plus important est attribué à la génération de l'onde réfractée P à la surface libre, et dont le plus faible correspond à la vitesse maximale dans cette direction. Pour la force verticale, le rapport des maxima d'énergie des ondes qSV et qP est plus important que dans le cas isotrope.

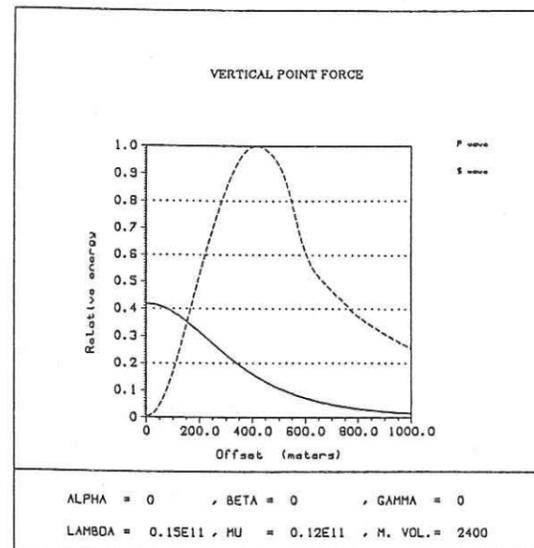
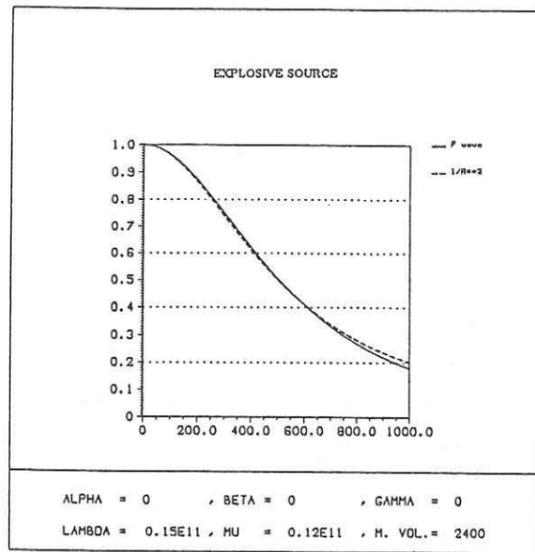
Pour une forme ellipsoïdale de la surface de vitesse de groupe de l'onde qP (Figure VII-2-c), la décroissance de l'énergie de cette onde n'est plus la même que celle obtenue en milieu isotrope. Ceci met en évidence que les différences des propriétés de réflexion dans les deux cas. La même constatation, à propos de la courbe d'énergie de l'onde qSV, que dans le cas précédent peut être faite pour les deux types de sources.

Les modifications apportées par la surface libre pour la classe II sont du même ordre que celles décrites pour la classe I.

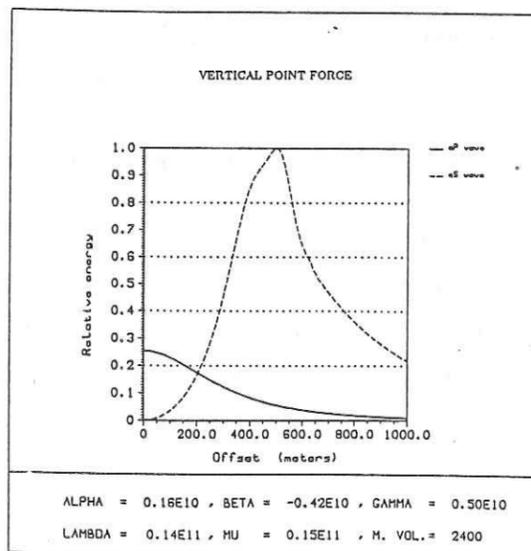
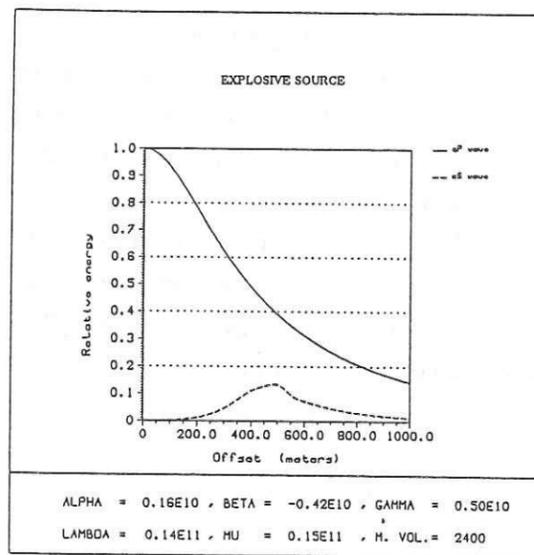
En ce qui concerne la classe III on n'observe pas de modification significative de l'énergie relative due à la surface libre. Seul le rapport des maxima d'énergie des ondes qSV et qP est un peu plus élevé. Pour une force verticale ce rapport devient considérable. De plus la décroissance de l'énergie de l'onde qSV associée à la "branche" de vitesse la plus lente à partir du point de rebroussement est beaucoup plus faible que pour une source explosive.

VII-d Energie des ondes réfléchies

Nous allons maintenant étudier la variation de l'énergie des ondes P et S à la

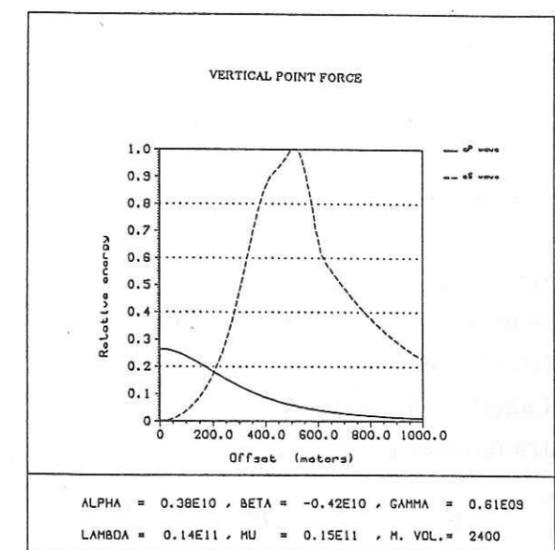
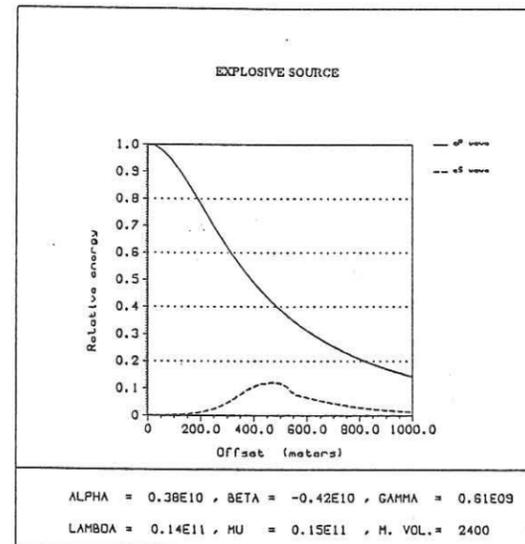


a

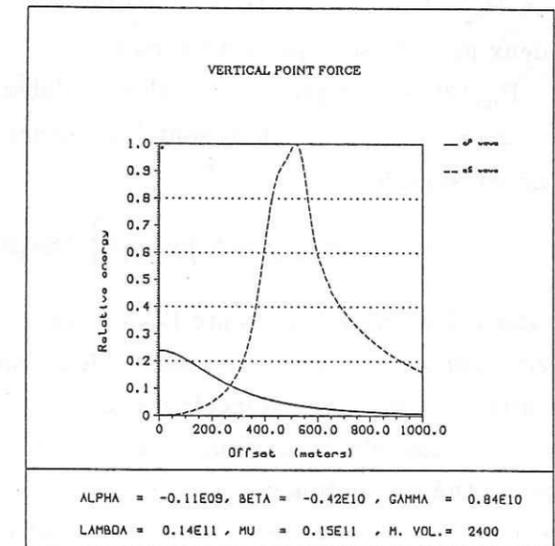
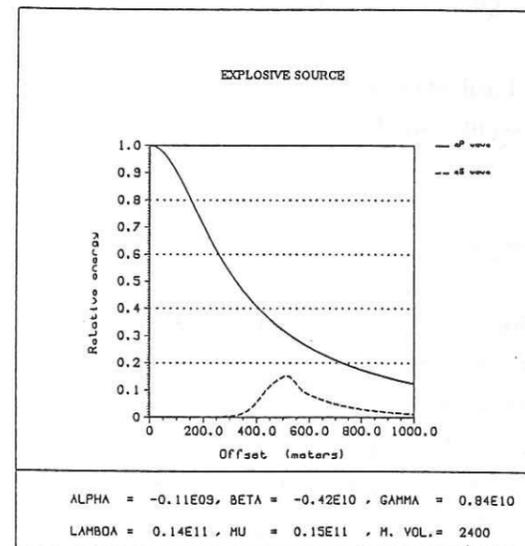


b

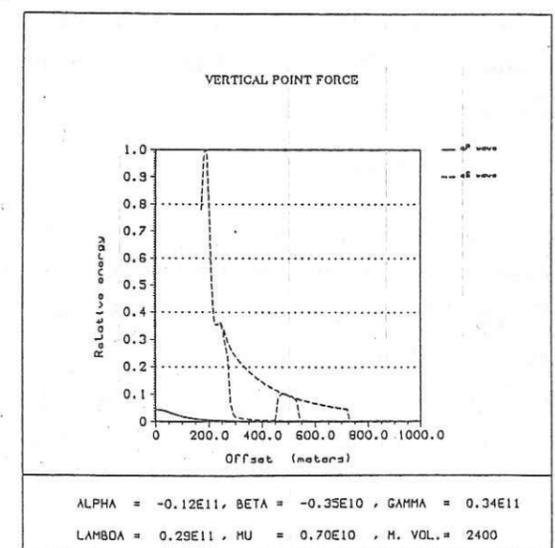
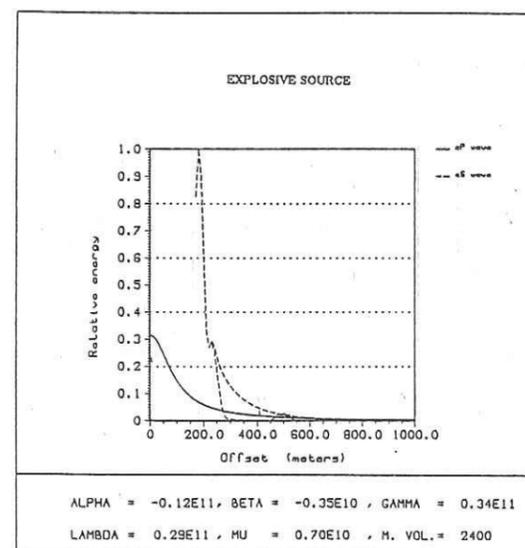
Figure VII-2 : Energie rayonnée par une source explosive et par une force verticale dans un demi-espace, calculé en des points situés sur la surface libre. a) cas d'un milieu isotrope. b) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe I. c) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP est un ellipsoïde de révolution. d) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe II. e) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe III. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)



c



d



e

Figure VII-2 : suite.

surface libre, se propageant dans une couche isotrope, réfléchi sur un demi espace isotrope transverse. Nous envisagerons les réflexions sur les cinq milieux précédemment étudiés. De cette manière, nous verrons les propriétés de réflexion des ondes à une interface, entre un milieu isotrope et isotrope transverse. Daley et Hron (1977) ont donné les expressions des coefficients de réflexion et de transmission pour les milieux isotropes transverses en fonction des directions de phase. Banik (1987) a montré que pour de faibles anisotropies et pour de petits angles d'incidence, l'amplitude d'une onde qP réfléchi sur une interface entre deux milieux isotropes transverses peut s'écrire sous la forme :

$$R_{app}(\theta) \approx R_{ipp}(\theta) + \frac{\Delta\delta}{2} \sin^2\theta$$

ou $R_{app}(\theta)$ est l'amplitude réfléchi pour un angle d'incidence θ à l'interface entre deux milieux isotropes transverses,

$R_{ipp}(\theta)$ est l'amplitude réfléchi en l'absence d'anisotropie,

$\Delta\delta = \delta_2 - \delta_1$ ou δ_2 et δ_1 sont les valeurs du coefficient δ du milieu inférieur et du milieu supérieur.

$$\delta = \frac{[(c_{13} + c_{44})^2 - (c_{33} - c_{44})^2]}{2c_{33}(c_{33} - c_{44})}$$

Cette formulation présente l'avantage d'être simple et donc, très pratique. De plus, elle s'applique particulièrement bien dans le cas de la prospection sismique de surface où les angles d'incidence sont généralement faibles.

Le modèle choisi pour effectuer cette étude de l'énergie des ondes réfléchies est constitué d'une couche isotrope surmontant un demi-espace isotrope transverse. La couche isotrope a une épaisseur de 250 mètres, les vitesses des ondes P et S sont respectivement de 2600 m/s et 1500 m/s. La densité est de 2.2. La source est positionnée à 50 mètres de profondeur. Les calculs ont été effectués à la surface libre, jusqu'à un offset de 1000 mètres, ce qui correspond à un balayage de 0 à 65° de l'angle d'incidence.

- Réflexion P

La source la mieux adaptée pour étudier l'énergie de l'onde P réfléchi, est une explosion, étant donné que celle-ci émet uniquement des ondes de compression. La Figure VII-3-a montre la variation de l'énergie avec l'angle d'incidence lors de la réflexion P sur un milieu isotrope. Cette variation nous servira de référence. Elle décroît à partir de la valeur obtenue suivant la verticale, puis passe par un maximum qui se trouve bien au-delà de la distance critique qui est ici de 385 mètres.

En ce qui concerne la réflexion sur un milieu dont la vitesse qP appartient à la classe I (Figure VII-3-b), ainsi que dans le cas d'une forme ellipsoïdale de cette même surface de vitesse (Figure VII-3-c), la différence entre la valeur d'énergie suivant la verticale et la valeur minimale, est moins importante comparativement au cas isotrope.

La variation jusqu'à environ 400 mètres d'offset, lors de la réflexion sur un milieu dont la variation de vitesse de l'onde qP appartient à la classe II (Figure VII-3-d), est identique à celle du milieu isotrope. Cette zone de réflexion fait intervenir toutes les directions de transmission dans le demi-espace. On ne peut donc pas invoquer uniquement le cône d'isotropie présent dans les 20 premiers degrés de la surface d'onde qP pour expliquer ce résultat.

Avec la classe III (Figure VII-3-e), nous n'observons plus un passage par un minimum. Dans l'intervalle d'incidence de 0 à 20° l'énergie est constante, puis pour des valeurs d'incidence supérieure, la variation est identique aux cas précédents, avec passage par un maximum.

- Réflexion S

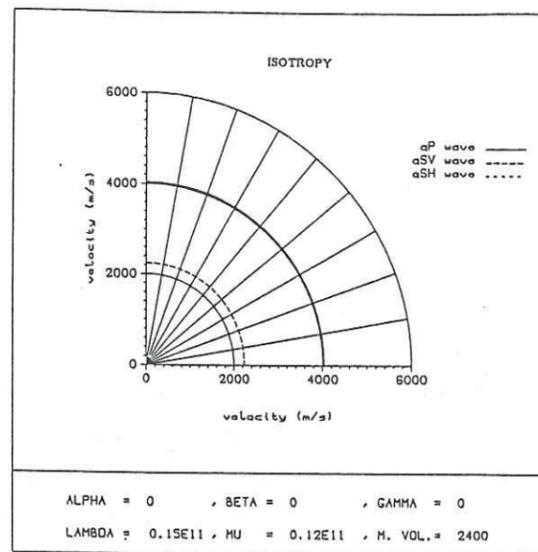
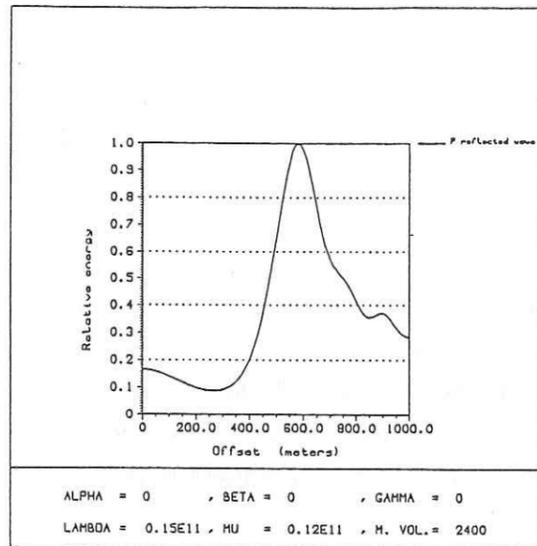
La source utilisée pour l'étude de l'énergie de l'onde S réfléchi, est une force verticale, celle-ci émettant des ondes de cisaillement. Nous présenterons les variations d'énergie jusqu'à un offset de 550 mètres, car au-delà d'autres phases viennent se superposer à l'onde S réfléchi. La Figure VII-4-a montre la variation obtenue lors de la réflexion sur une couche isotrope. Trois maxima s'observent, qui correspondent à la propagation de l'onde S suivant des angles critiques, à partir desquels des ondes réfractées sont générées. Dans leur ordre d'apparition, nous observons les pics dûs à :

- + la réfractée P à la base de la couche isotrope (P_1),
- + la réfractée P à la surface libre (P_2),
- + la réfractée S à la base de la couche isotrope (P_3).

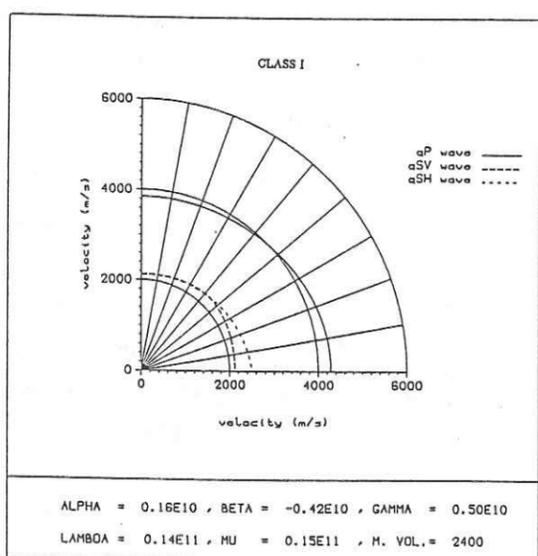
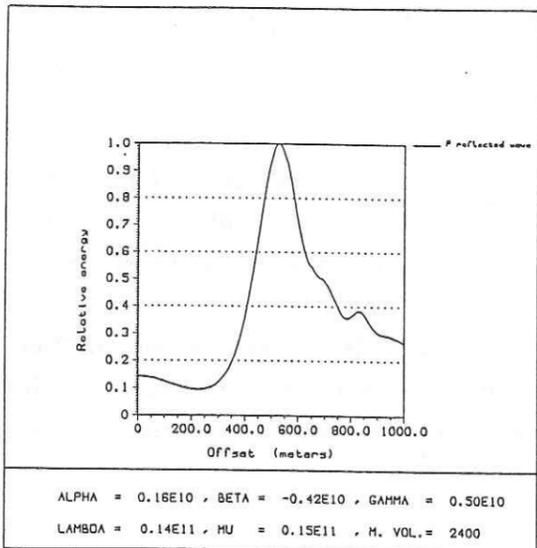
Nous allons comparer les pics d'énergie P_1 et P_2 des deux ondes réfractées P. En effet, le pic d'énergie de l'onde réfractée P à la surface libre sera plus dépendant, dans l'intervalle d'angle d'incidence étudié, des effets de la surface libre, que des effets liés à la réflexion sur le demi-espace. Sa valeur variera peu entre les différents modèles que nous avons choisis.

En ce qui concerne la réflexion sur un demi-espace dont la vitesse des ondes qP appartient à la classe I (Figure VII-4-b), la valeur de P_1 est la même que P_2 . C'est une valeur supérieure à celle observée pour un demi-espace isotrope.

Dans le cas où la vitesse de l'onde qP du demi-espace est un ellipsoïde, les

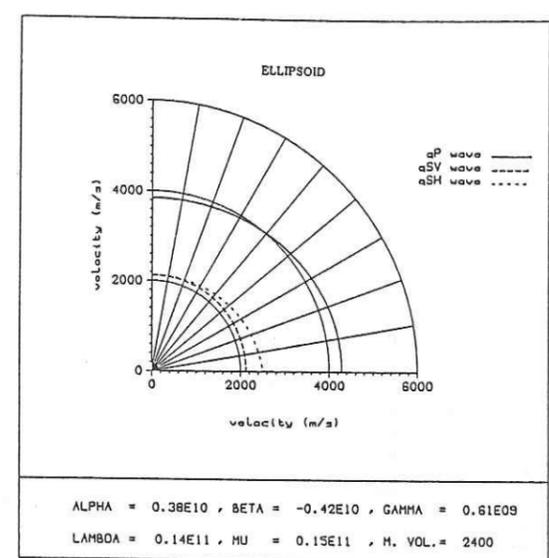
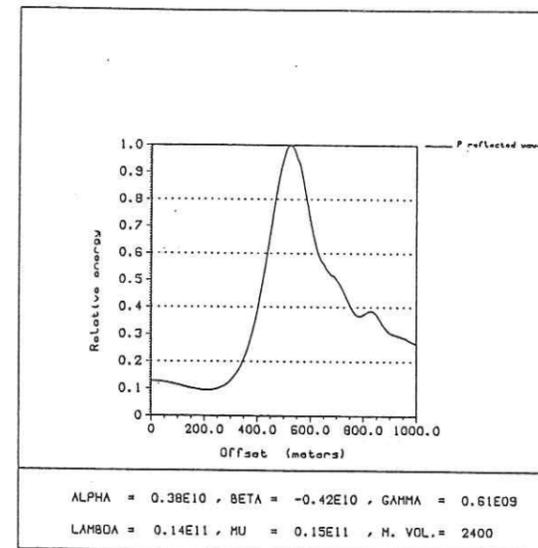


a

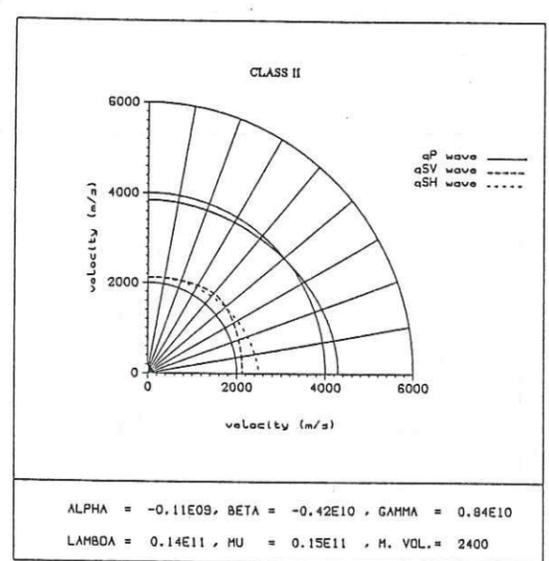
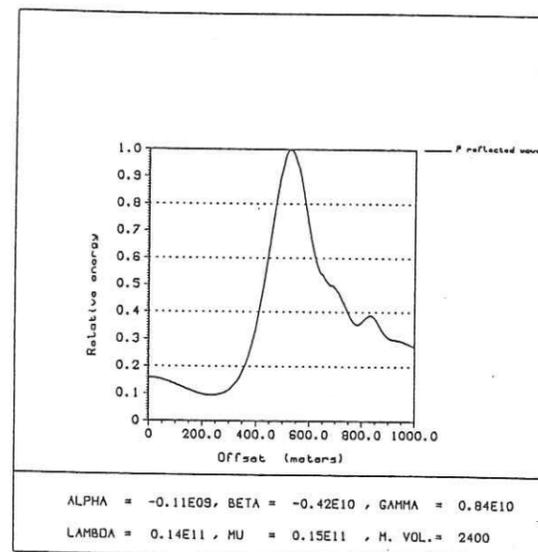


b

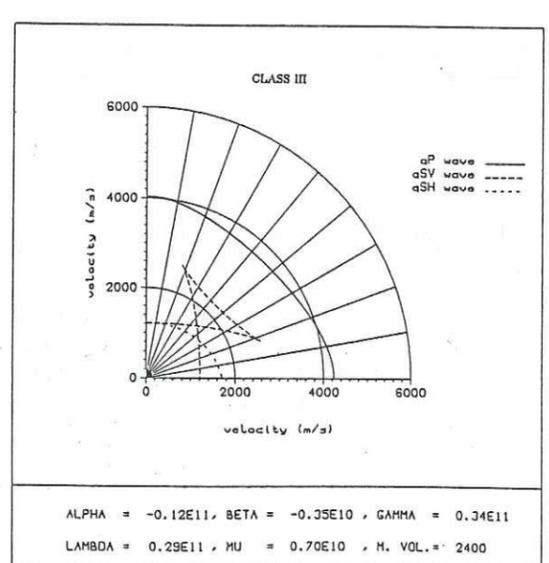
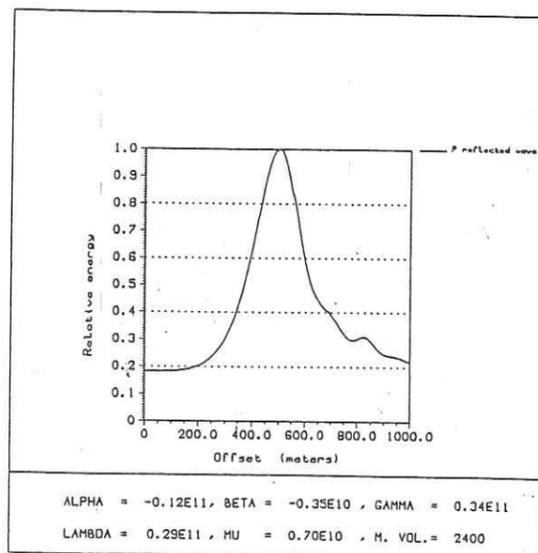
Figure VII-3 : Energie de l'onde P réfléchi sur un demi-espace, (a) isotrope, (b) isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe I, (c) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP est un ellipsoïde de révolution, (d) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe II, (e) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe III, calculée à la surface libre. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)



c

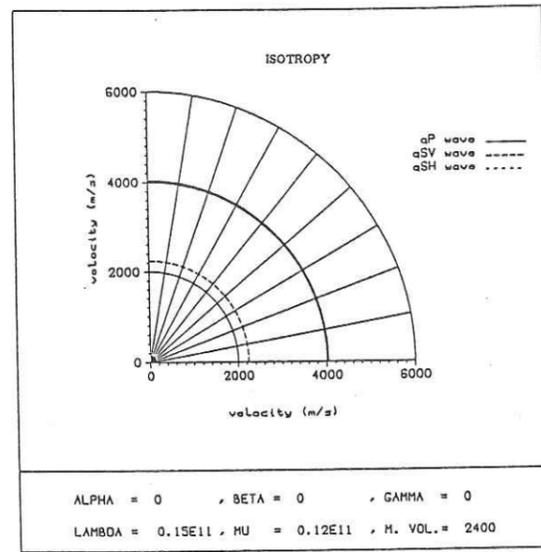
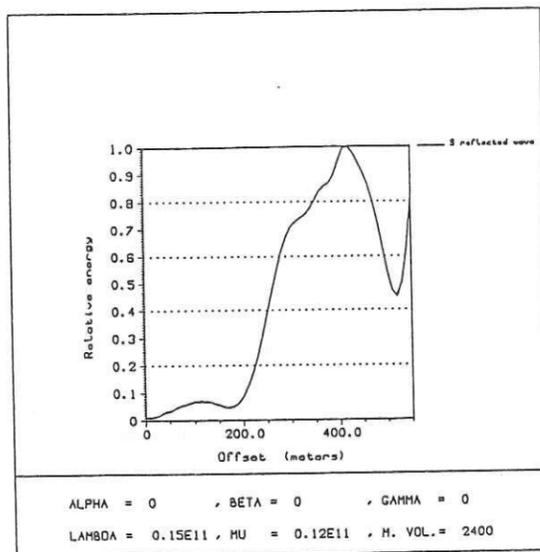


d

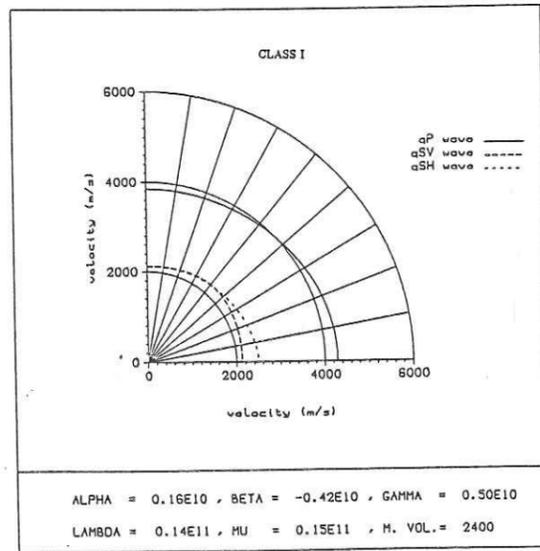
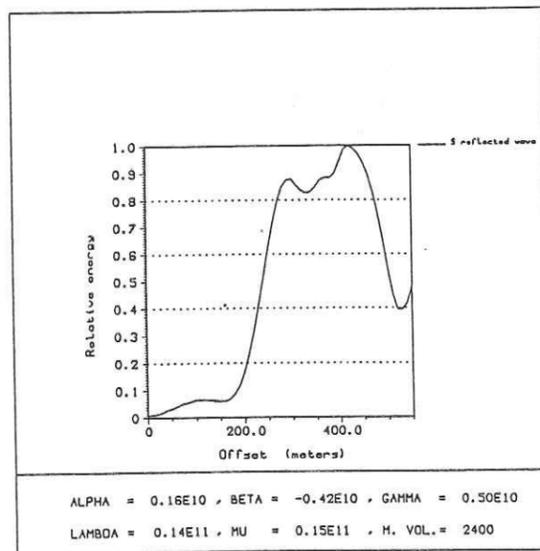


e

Figure VII-3 : suite.

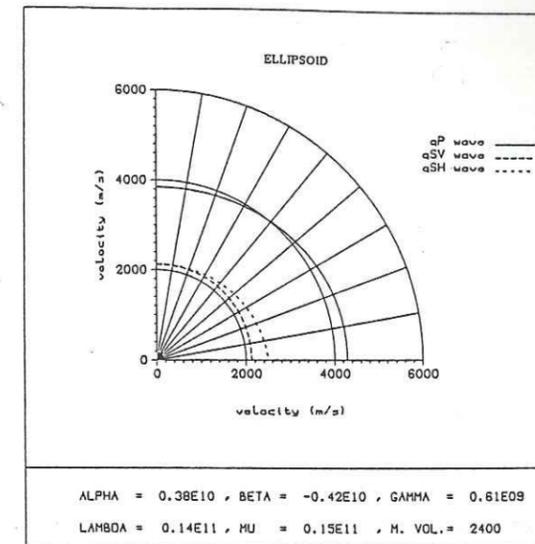
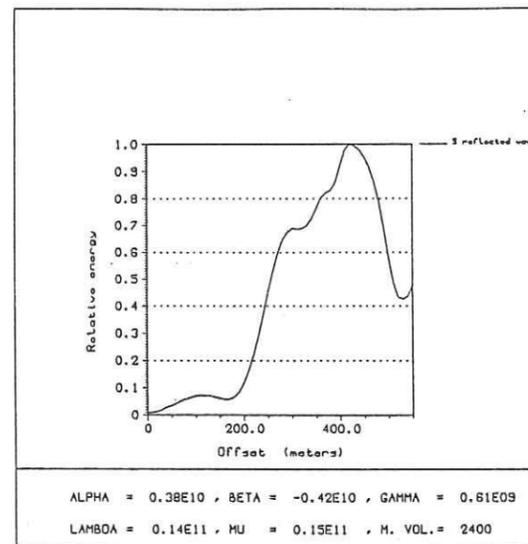


a

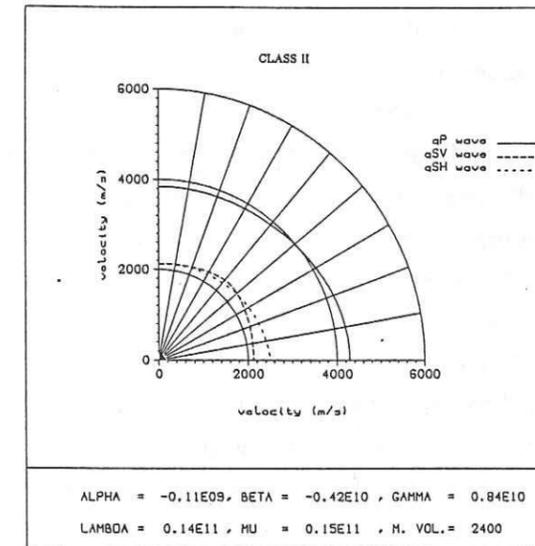
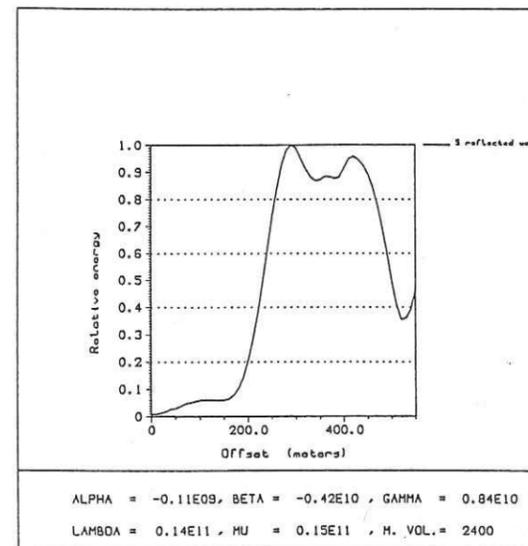


b

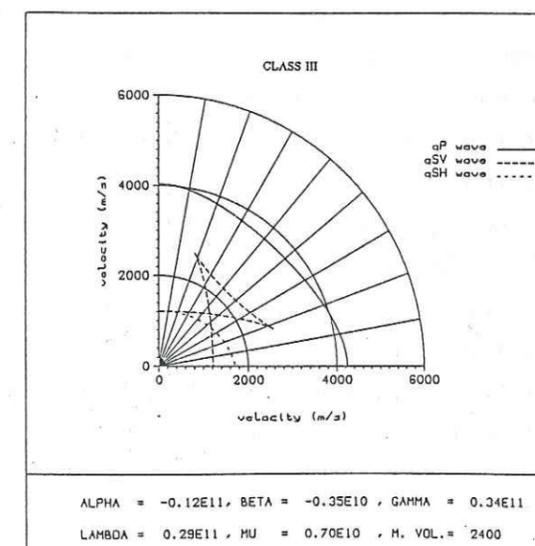
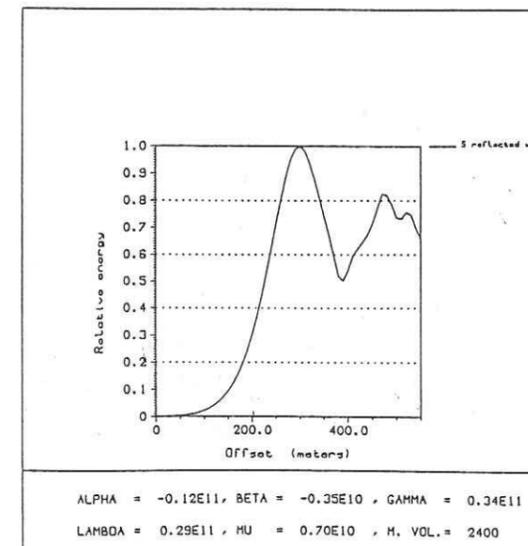
Figure VII-4 : Energie de l'onde S réfléchi sur un demi-espace, (a) isotrope, (b) isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe I, (c) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP est un ellipsoïde de révolution, (d) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe II, (e) milieu isotrope transverse dont la surface de vitesse de l'onde qP appartient à la classe III, calculée à la surface libre. (Unité des constantes élastiques: $N.m^{-2}$, unité de masse volumique: $kg.m^{-3}$)



c



d



e

Figure VII-4 : suite.

résultats sont très proches de ceux obtenus pour le milieu isotrope. Pour une surface de vitesse qP du demi espace appartenant à la classe II (Figure VII-4-d), la valeur de P_1 est bien supérieure aux valeurs de P_2 et P_3 .

En ce qui concerne les résultats pour la réflexion sur le demi-espace dont la vitesse de l'onde qP est de la classe III (Figure VII-4-e), seul le pic P_1 est visible, l'amplitude de celui-ci devant masquer les maxima P_2 et P_3 .

VII-e Conclusions

Les résultats obtenus nous permettent de faire un certain nombre de constatations sur les caractéristiques de radiation de sources ponctuelles en milieu isotrope transverse, ainsi que les propriétés énergétiques des réflexions de ces mêmes milieux.

Tout d'abord, une source explosive en milieu isotrope transverse émet des ondes qSV.

La variation de l'énergie de l'onde qP par rapport au cas isotrope semble pouvoir se corrélérer aux variations de vitesse avec la direction de propagation. La diminution plus rapide de l'énergie par rapport au cas isotrope, indique une augmentation de vitesse, et réciproquement. Cependant le cas où la surface de vitesse est un ellipsoïde de révolution contredit cette observation. Inversement l'onde qSV générée par une source explosive semble présenter un maximum d'énergie dans la direction de vitesse maximale, même lorsque des points de rebroussement existent, puisque ceux-ci coïncident avec des directions de vitesse maximale. Mais comme pour les ondes qP, ceci est contredit pour le cas d'une forme ellipsoïdale de la surface de vitesse qP. L'énergie observée aux points de rebroussement est très importante, puis décroît très rapidement à partir de ces points.

La diminution de l'énergie de l'onde qSV, due à la surface libre, est plus importante pour les milieux isotropes transverses, que pour les milieux isotropes. L'énergie de l'onde qSV présente un maximum pour la direction de propagation correspondant à la génération d'une onde réfractée P à la surface libre. Quand la surface de vitesse qSV présente des points de rebroussement, cet effet est probablement masqué par la forte énergie émise en ces points.

En ce qui concerne l'énergie des ondes P réfléchies, les différences de la variation de l'énergie avec l'offset, s'observent, de façon notable, quand la réflexion a eut lieu sur un milieu dont la surface de vitesse qP appartient à la classe III. Les maxima d'énergie de l'onde qSV réfléchie correspondant aux phases réfractées à la base d'une couche isotrope et à la surface libre, s'avèrent être très différents suivant

la classe d'appartenance de l'onde qP du milieu sur lequel s'est produite la réflexion.

VIII Conclusions

Nous avons montré théoriquement, la grande variété de configuration que peuvent prendre les surfaces des vitesses de groupe des ondes qP et qSV se propageant dans les milieux isotropes transverses. En ce qui concerne les ondes qP, la variation de la vitesse de groupe suivant la direction de propagation, permet de définir trois classes de milieux isotropes transverses. La classe d'appartenance des ondes qP n'influe absolument pas sur le comportement des ondes qSV. La caractéristique essentielle de celles-ci, est la présence ou l'absence de points de rebroussement sur la surface de vitesse de groupe.

Les caractéristiques énergétiques, aussi bien des ondes qP que des ondes qSV, sont intimement liées à la variation de leurs vitesses de groupe, suivant la direction de propagation. L'onde qP présente généralement une diminution de son amplitude suivant les directions de propagation où les vitesses sont les plus rapides. Tandis que l'onde qSV a des amplitudes maximales suivant les directions où les vitesses sont les plus importantes. De plus aux points de rebroussement, lorsque ceux-ci existent, les amplitudes prennent des valeurs extrêmes.

les conditions nécessaires pour que les matériaux finement stratifiés aient un comportement élastique similaire à un milieu isotrope transverse, suivant le degré d'hétérogénéité vertical, ont été définies. Si la répartition des vitesses P et S dans chaque lit, ainsi que l'épaisseur de ces lits varient aléatoirement suivant la profondeur, le comportement isotrope transverse d'un tel milieu sera obtenu pour des longueurs d'onde de la grandeur de l'épaisseur de l'ensemble de la zone finement stratifié. Par contre si le milieu présente une périodicité de ses propriétés de vitesses suivant la direction verticale, le comportement isotrope transverse sera obtenu à partir des longueurs d'onde huit fois supérieure à la valeur de la période du milieu. Lorsque la périodicité ne sera plus parfaite, ce rapport augmentera jusqu'à atteindre la valeur extrême obtenue pour les milieux verticalement aléatoire.

Les milieux fissurés vont pouvoir être approchés par des milieux isotropes transverses lorsque les fissures ont toutes une même orientation et quand les longueurs d'onde sont supérieure aux dimensions de celles-ci. Nous avons tout d'abord montré comment la densité de fissures dans le milieu, la saturation des fissures par un liquide et la fréquence des ondes interviennent sur l'anisotropie des vitesses et des atténuations dues aux diffractions sur les fissures. Pouvoir considérer les milieux fissurés comme des milieux isotropes transverses, présente un grand intérêt. En effet, suivant les temps de trajet des ondes, les polarisations de celles-ci ainsi que leurs atténuations, il apparaît possible de pouvoir définir l'orientation des

fissures, leur densité dans le milieu ainsi que leur degré de saturation.

Appendice A : expressions des matrices de propagation, des déterminants mineurs et des matrices T^{-1}

ONDES qP ET qSV

nous noterons :

$$A_{qP} = \frac{a_{1qP}}{a_{3qP}}, \quad A_{qSV} = \frac{a_{1qSV}}{a_{3qSV}}$$

$$m_1 = c_{33} \gamma_1 + c_{13} k A_{qSV}, \quad m_2 = c_{33} \nu + c_{13} k A_{qP}$$

$$m_3 = k + \gamma_1 A_{qSV}, \quad m_4 = k + \nu A_{qP}$$

$$d_1 = \nu A_{qSV} - \gamma_1 A_{qP}, \quad d_2 = \gamma_1 A_{qSV} - \nu A_{qP}$$

$$c\nu = \cos \nu h, \quad s\nu = \sin \nu h$$

$$c\gamma_1 = \cos \gamma_1 h, \quad s\gamma_1 = \sin \gamma_1 h$$

les éléments de la matrice s'écrivent alors :

$$g_{11} = \frac{A_{qSV} c\gamma_1 m_2 - A_{qP} c\nu m_1}{c_{33} d_1}$$

$$g_{12} = \frac{A_{qP} s\nu m_3 - A_{qSV} s\gamma_1 m_4}{d_2}$$

$$g_{13} = A_{qP} A_{qSV} \frac{c\gamma_1 + c\nu}{i c_{33} d_1}$$

$$g_{14} = \frac{A_{qSV} s\gamma_1 - A_{qP} s\nu}{c_{44} d_2}$$

$$g_{21} = \frac{s\gamma_1 m_2 - s\nu m_1}{i c_{33} d_1}$$

$$g_{22} = \frac{c\nu m_3 - c\gamma_1 m_4}{d_2}$$

$$g_{23} = \frac{A_{qSV} s\nu - A_{qP} s\gamma_1}{c_{33} d_1}$$

$$g_{24} = \frac{c\nu - c\gamma_1}{i c_{44} d_2}$$

$$g_{31} = m_1 m_2 \frac{(c\gamma_1 - c\nu)}{i c_{33} d_1}$$

$$g_{32} = \frac{m_1 m_4 s\gamma_1 - m_2 m_3 s\nu}{d_2}$$

$$g_{33} = \frac{A_{qSV} c\nu m_2 - A_{qP} c\gamma_1 m_1}{c_{33} d_1}$$

$$g_{34} = \frac{m_1 s\gamma_1 - m_2 s\nu}{i c_{44} d_2}$$

$$g_{41} = c_{44} \frac{(m_4 m_1 s\nu - m_3 m_2 s\gamma_1)}{c_{33} d_1}$$

$$g_{42} = c_{44} m_4 m_3 \frac{(c\nu - c\gamma_1)}{i d_2}$$

$$g_{43} = c_{44} \frac{(A_{qSV} m_4 s\nu - A_{qP} m_3 s\gamma_1)}{i c_{33} d_1}$$

$$g_{44} = \frac{m_3 c\gamma_1 - m_4 c\nu}{d_2}$$

les mineurs de la matrice de propagation s'écrivent :

$$r_{12}^{12} = r_{34}^{34} = \frac{-A_{qP} m_3 m_1 - A_{qSV} m_2 m_4 + c\nu c\gamma_1 (A_{qP} m_1 m_4 + A_{qSV} m_3 m_2) + s\nu s\gamma_1 (A_{qP} m_3 m_2 + A_{qSV} m_4 m_1)}{c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{13}^{12} = r_{34}^{24} = \frac{c\nu s\gamma_1 A_{qP} - c\gamma_1 s\nu A_{qSV}}{c_{33} d_1}$$

$$r_{14}^{12} = r_{34}^{23} = \frac{-A_{qSV} m_2 - A_{qP} m_1 + c\gamma_1 c\nu (A_{qP} m_1 + A_{qSV} m_2) + s\gamma_1 s\nu (A_{qSV} m_1 + A_{qP} m_2)}{i c_{33} c_{44} d_1 d_2}$$

$$r_{23}^{12} = r_{34}^{14} = \frac{A_{qP} A_{qSV} (m_3 + m_4) (1 - c\gamma_1 c\nu) - s\nu s\gamma_1 (A_{qP}^2 m_3 + A_{qSV}^2 m_4)}{i c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{24}^{12} = r_{34}^{13} = \frac{A_{qSV} s\gamma_1 c\nu - A_{qP} s\nu c\gamma_1}{c_{44} d_2}$$

$$r_{34}^{12} = \frac{2 A_{qP} A_{qSV} (1 - c\gamma_1 s\nu) - (A_{qSV}^2 + A_{qP}^2) s\gamma_1 s\nu}{c_{33} d_1 c_{44} d_2}$$

$$r_{12}^{13} = \frac{s\nu s\gamma_1 m_2 m_3 - c\nu c\gamma_1 m_1 m_4}{d_2}$$

$$r_{13}^{13} = r_{24}^{24} = c\nu c\gamma_1$$

$$r_{14}^{13} = r_{24}^{23} = \frac{s\nu c\gamma_1 m_2 - c\nu s\gamma_1 m_1}{i c_{44} d_2}$$

$$r_{23}^{13} = r_{24}^{14} = \frac{A_{qSV} m_4 s\gamma_1 c\nu - A_{qP} m_3 s\nu c\gamma_1}{i d_2}$$

$$r_{24}^{13} = \frac{s\nu s\gamma_1 (A_{qP} m_1 - A_{qSV} m_2)(m_4 - m_3)}{c_{44} d_2^2}$$

$$r_{12}^{14} = r_{23}^{34} = c_{44} \frac{-m_3 m_4 (A_{qP} m_1 + A_{qSV} m_2)(1 - c\nu c\gamma_1) + s\nu s\gamma_1 (A_{qP} m_3^2 m_2 + A_{qSV} m_4^2 m_1)}{i c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{13}^{14} = r_{23}^{24} = c_{44} \frac{A_{qP} m_3 c\nu s\gamma_1 - A_{qSV} m_4 c\gamma_1 s\nu}{i c_{33} d_1}$$

$$r_{14}^{14} = r_{23}^{23} = \frac{A_{qP} m_1 m_4 + A_{qSV} m_2 m_3 - c\nu c\gamma_1 (A_{qP} m_1 m_3 + A_{qSV} m_2 m_4) - s\nu s\gamma_1 (A_{qSV} m_1 m_4 + A_{qP} m_2 m_3)}{c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{23}^{14} = c_{44} \frac{2 A_{qP} A_{qSV} m_3 m_4 (c\gamma_1 c\nu - 1) + s\nu s\gamma_1 (A_{qP}^2 m_3^2 + A_{qSV}^2 m_4^2)}{c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{12}^{23} = r_{14}^{34} = \frac{m_1 m_2 (m_3 + m_4)(1 - c\nu c\gamma_1) - s\nu s\gamma_1 (m_1^2 m_4 + m_2^2 m_3)}{i c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{13}^{23} = \frac{s\nu c\gamma_1 m_1 - s\gamma_1 c\nu m_2}{i c_{33} d_1}$$

$$r_{14}^{23} = \frac{2 m_1 m_2 (c\gamma_1 c\nu - 1) + s\nu s\gamma_1 (m_1^2 + m_2^2)}{c_{33} d_1 c_{44} d_2}$$

$$r_{12}^{24} = r_{13}^{34} = c_{44} \frac{s\nu c\gamma_1 m_1 m_4 - s\gamma_1 c\nu m_2 m_3}{c_{33} d_1}$$

$$r_{13}^{24} = c_{44} \frac{s\nu s\gamma_1 (A_{qSV} m_2 - A_{qP} m_1)(m_3 - m_4)}{c_{33}^2 d_1^2}$$

$$r_{14}^{24} = \frac{c\gamma_1 s\nu m_1 - s\gamma_1 c\nu m_2}{i c_{33} d_1}$$

$$r_{12}^{34} = -c_{44} \frac{2 m_1 m_2 m_3 m_4 (c\nu c\gamma_1 - 1) + s\gamma_1 s\nu (m_1^2 m_4^2 + m_2^2 m_3^2)}{c_{33} d_1 d_2}$$

$$r_{24}^{34} = \frac{s\nu c\gamma_1 m_2 m_3 - s\gamma_1 c\nu m_1 m_4}{d_2}$$

Les éléments de la matrice T^{-1} ont pour expressions :

$$t_{11}^{-1} = -\frac{m_1}{2c_{33}d_1}$$

$$t_{12}^{-1} = -\frac{m_3}{2d_2}$$

$$t_{13}^{-1} = i \frac{A_{qSV}}{2c_{33}d_1}$$

$$t_{14}^{-1} = \frac{i}{2c_{44}d_2}$$

$$t_{21}^{-1} = \frac{m_2}{2c_{33}d_1}$$

$$t_{22}^{-1} = \frac{m_4}{2d_2}$$

$$t_{23}^{-1} = -i \frac{A_{qP}}{2c_{33}d_1}$$

$$t_{24}^{-1} = -\frac{i}{2c_{44}d_2}$$

ONDE qSH

nous noterons :

$$c\gamma_2 = \cos \gamma_2 h, \quad s\gamma_2 = \sin \gamma_2 h$$

les éléments de la matrice s'écrivent alors :

$$g_{11} = c\gamma_2$$

$$g_{12} = \frac{s\gamma_2}{\gamma_2 c_{44}}$$

$$g_{21} = -c_{44} \gamma_2 s\gamma_2$$

$$g_{22} = c\gamma_2$$

Les éléments de la matrice T^{-1} ont pour expressions :

$$t_{11}^{-1} = \frac{1}{2}$$

$$t_{12}^{-1} = -\frac{i}{2\gamma_2 c_{44}}$$

Appendice B : expressions des vecteurs sources

Nous donnerons ici les expressions des éléments du vecteur Δ_s pour des sources ponctuelles. Deux vecteurs unitaires $\vec{\nu}$ et \vec{n} permettent de spécifier la géométrie de la source. $\vec{\nu}$ indique la direction de la force. Quand la source sera un couple simple ou un double couple, \vec{n} donne la direction liant les deux points ou les forces opposées agissent. La magnitude sera prise égale à 1.

Force simple

$$s_2^L = \frac{1}{2} (\pm \nu_y + i \nu_x) \quad m = \pm 1$$

$$s_3^R = -\nu_z \quad m = 0$$

$$s_4^R = -\frac{i}{2} (\pm \nu_x + i \nu_y) \quad m = \pm 1$$

Simple couple*

$$s_1^L = \frac{n_z}{2c_{44}} (\pm \nu_y - i \nu_x) \quad m = \pm 1$$

$$s_2^L = \frac{k}{2} (-n_x \nu_y + n_y \nu_x) \quad m = 0$$

$$s_1^R = -i \frac{n_z}{2c_{44}} (\pm \nu_x - i \nu_y) \quad m = \pm 1$$

$$s_2^R = \frac{1}{c_{33}} n_z \nu_z \quad m = 0$$

$$s_3^R = \frac{1}{2} k \left[\pm (n_x \nu_x - n_x \nu_z) + i (n_y \nu_z - n_z \nu_y) \right] \quad m = \pm 1$$

$$s_4^R = -\frac{i}{2} k \left[(n_x \nu_x + n_y \nu_y) - \left(2 \frac{c_{44}}{c_{33}} \right) n_x \nu_z \right] \quad m = 0$$

Simple couple sans moment : $\vec{n} = \vec{\nu}$

$$s_1^L = \frac{\nu_z}{2c_{44}} (\pm \nu_y - i \nu_x) \quad m = \pm 1$$

$$s_2^L = \frac{k}{4} \left(2\nu_x \nu_y \pm i (\nu_x^2 - \nu_y^2) \right) \quad m = \pm 2$$

$$s_1^R = -i \frac{\nu_z}{2c_{44}} (\pm \nu_x - i \nu_y) \quad m = \pm 1$$

$$s_2^R = \frac{\nu_z^2}{c_{33}}$$

m=0

$$s_4^R = -\frac{i}{2}k \left\{ 1 - \left[1 + \left(2 \frac{c_{44}}{c_{33}} \right) \nu_z^2 \right] \right\}$$

m=0

Double couple

$$s_1^L = \frac{1}{2c_{44}} \left[\pm (n_y \nu_x + n_x \nu_y) - i (n_x \nu_x + n_y \nu_y) \right]$$

m=±1

$$s_2^L = \frac{k}{2} \left[(n_x \nu_y - n_y \nu_x) \pm i (n_x \nu_x - n_y \nu_y) \right]$$

m=±2

$$s_1^R = -\frac{i}{2c_{44}} \left[\pm (n_x \nu_x + n_y \nu_y) - i (n_y \nu_x + n_x \nu_y) \right]$$

m=±1

$$s_2^R = \frac{2}{c_{33}} n_x \nu_x$$

m=0

$$s_4^R = -ik \left[(n_x \nu_x + n_y \nu_y) - \left(\frac{c_{44}}{c_{33}} \right) n_x \nu_x \right]$$

m=0

Source explosive

$$s_2^R = \frac{1}{c_{33}}$$

m=0

$$s_4^R = -ik \left[1 - \frac{c_{13}}{c_{33}} \right]$$

m=0

Les indices L et R indiquent respectivement les vecteurs sources des ondes qSH d'une part et des ondes qP et qSV d'autre part. m est le nombre d'onde azimutal.

Tableau T-1

Paramètres des couches				
n	Epaisseur m	V _p m.s ⁻¹	V _s m.s ⁻¹	Densité
1	10.0	3979.1	2041.2	2.40
2	11.0	3979.1	2041.2	2.40
3	4.3	3818.8	2041.2	2.40
4	3.6	4654.7	2041.2	2.40
5	4.9	3979.1	2041.2	2.40
6	4.0	4330.1	2041.2	2.40
7	4.9	4378.0	2041.2	2.40
8	4.6	3926.4	2041.2	2.40
9	2.3	4330.1	2041.2	2.40
10	2.2	3979.1	2041.2	2.40
11	2.5	4183.3	2041.2	2.40
12	1.8	3926.4	2041.2	2.40
13	2.9	4472.1	2041.2	2.40
14	2.6	4518.5	2041.2	2.40
15	1.4	4564.4	2041.2	2.40
16	.5	3873.0	2041.2	2.40
17	4.6	3926.4	2041.2	2.40
18	.5	4082.5	2041.2	2.40
19	3.2	3979.1	2041.2	2.40
20	.6	4609.8	2041.2	2.40
21	.5	4281.7	2041.2	2.40
22	3.7	4518.5	2041.2	2.40
23	2.4	4281.7	2041.2	2.40
24	.3	3818.8	2041.2	2.40
25	.2	3818.8	2041.2	2.40
26	2.0	4472.1	2041.2	2.40
27	.6	4472.1	2041.2	2.40
28	2.9	4609.8	2041.2	2.40
29	.7	4031.1	2041.2	2.40
30	3.5	3708.1	2041.2	2.40
31	4.0	4609.8	2041.2	2.40
32	4.8	4518.5	2041.2	2.40
33	3.1	4281.7	2041.2	2.40
34	4.6	3651.5	2041.2	2.40
35	.5	4031.1	2041.2	2.40
36	5.0	3818.8	2041.2	2.40
37	4.3	3594.0	2041.2	2.40
38	2.0	4518.5	2041.2	2.40
39	1.2	4609.8	2041.2	2.40
40	4.8	3594.0	2041.2	2.40
41	5.0	3708.1	2041.2	2.40
42	2.2	4425.3	2041.2	2.40
43	1.1	3873.0	2041.2	2.40
44	1.1	3926.4	2041.2	2.40
45	2.1	3535.5	2041.2	2.40

46	4.1	3873.0	2041.2	2.40
47	3.5	4133.2	2041.2	2.40
48	3.6	4330.1	2041.2	2.40
49	2.7	3594.0	2041.2	2.40
50	4.7	3926.4	2041.2	2.40
51	4.3	4743.4	2041.2	2.40
52	1.0	4699.3	2041.2	2.40
53	2.6	3873.0	2041.2	2.40
54	.7	4183.3	2041.2	2.40
55	.1	3594.0	2041.2	2.40
56	1.0	4330.1	2041.2	2.40
57	1.2	3535.5	2041.2	2.40
58	4.9	3651.5	2041.2	2.40
59	.4	4281.7	2041.2	2.40
60	3.9	4133.2	2041.2	2.40
61	.6	3873.0	2041.2	2.40
62	4.0	3651.5	2041.2	2.40
63	4.8	4031.1	2041.2	2.40
64	1.3	4425.3	2041.2	2.40
65	1.7	3873.0	2041.2	2.40
66	4.0	4609.8	2041.2	2.40
67	3.5	4472.1	2041.2	2.40
68	1.7	4518.5	2041.2	2.40
69	4.1	4743.4	2041.2	2.40
70	4.3	4609.8	2041.2	2.40
71	2.2	4609.8	2041.2	2.40
72	2.2	4654.7	2041.2	2.40
73	3.8	4133.2	2041.2	2.40
74	2.7	4564.4	2041.2	2.40
75	1.8	4082.5	2041.2	2.40
76	2.5	3873.0	2041.2	2.40
77	3.0	4518.5	2041.2	2.40
78	.1	4082.5	2041.2	2.40
79	1.9	3818.8	2041.2	2.40
80	3.4	4609.8	2041.2	2.40
81	4.0	4654.7	2041.2	2.40
82	1.6	4425.3	2041.2	2.40
83	3.2	3926.4	2041.2	2.40
84	4.0	4425.3	2041.2	2.40
85	1.0	4425.3	2041.2	2.40
86	4.8	4425.3	2041.2	2.40
87	4.8	4564.4	2041.2	2.40
88	4.0	4378.0	2041.2	2.40
89	3.2	3763.9	2041.2	2.40
90	2.8	4472.1	2041.2	2.40
91	.3	4031.1	2041.2	2.40
92	2.2	4232.8	2041.2	2.40
93	3.9	3708.1	2041.2	2.40
94	2.1	3763.9	2041.2	2.40
95	2.9	4183.3	2041.2	2.40
96	2.2	4743.4	2041.2	2.40
97	4.3	4232.8	2041.2	2.40
98	.8	4378.0	2041.2	2.40
99	.6	3873.0	2041.2	2.40
100	4.2	4281.7	2041.2	2.40
101	.8	3708.1	2041.2	2.40
102	∞	5000.0	2887.0	2.60

Tableau T-2

Paramètres des couches				
n	Epaisseur m	V_p $m.s^{-1}$	V_s $m.s^{-1}$	Densité
1	6.5	5061.6	2510.0	2.38
2	3.5	3270.4	1314.9	2.49
3	6.5	4590.2	2546.2	2.47
4	3.5	3231.1	1146.8	2.43
5	6.5	5042.9	2274.3	2.32
6	3.5	3501.7	1126.3	2.37
7	6.5	4818.4	2493.8	2.41
8	3.5	3548.0	1191.0	2.26
9	6.5	5051.0	2586.8	2.39
10	3.5	3583.5	1196.5	2.31
11	6.5	4761.4	2314.9	2.43
12	3.5	3118.6	1243.9	2.26
13	6.5	4688.6	2494.3	2.41
14	3.5	3534.8	1146.8	2.43
15	6.5	4538.5	2542.1	2.48
16	3.5	3294.0	1397.5	2.30
17	6.5	4722.3	2384.2	2.29
18	3.5	3622.0	1492.6	2.42
19	6.5	4515.6	2350.0	2.35
20	3.5	3489.0	1485.2	2.45
21	6.5	4794.1	2464.0	2.31
22	3.5	3086.1	1206.2	2.27
23	6.5	4917.7	2605.4	2.36
24	3.5	3381.0	1217.3	2.36
25	6.5	4749.7	2480.4	2.44
26	3.5	3573.2	1164.3	2.29
27	6.5	5068.9	2633.1	2.45
28	3.5	3479.1	1258.6	2.46
29	6.5	5021.0	2510.5	2.38
30	3.5	3604.8	1224.5	2.40
31	6.5	4649.2	2389.5	2.45
32	3.5	3243.7	1414.2	2.30
33	6.5	5007.4	2607.6	2.35
34	3.5	3625.4	1244.5	2.39
35	6.5	4620.2	2397.3	2.44
36	3.5	3269.5	1370.0	2.45
37	6.5	4872.4	2414.7	2.40
38	3.5	3585.8	1115.5	2.41
39	6.5	5018.5	2404.2	2.42
40	3.5	3432.1	1396.2	2.41
41	6.5	4487.7	2643.3	2.43
42	3.5	3537.9	1277.0	2.27
43	6.5	4626.7	2643.9	2.29
44	3.5	3454.1	1461.6	2.48
45	6.5	5004.4	2651.4	2.28

46	3.5	3159.7	1300.5	2.42
47	6.5	4994.9	2305.9	2.45
48	3.5	3296.5	1133.9	2.41
49	6.5	4889.4	2381.7	2.47
50	3.5	3146.2	1441.1	2.26
51	6.5	4611.6	2490.6	2.26
52	3.5	3545.6	1462.5	2.29
53	6.5	4515.6	2374.9	2.31
54	3.5	3646.1	1251.6	2.36
55	6.5	4893.3	2548.2	2.46
56	3.5	3340.2	1215.2	2.44
57	6.5	4754.3	2667.6	2.39
58	3.5	3180.5	1315.4	2.25
59	6.5	4789.5	2350.0	2.35
60	3.5	3355.8	1385.8	2.29
61	6.5	4974.2	2402.7	2.43
62	3.5	3674.6	1430.3	2.44
63	6.5	4574.6	2717.7	2.44
64	3.5	3624.4	1335.4	2.30
65	6.5	4696.3	2485.1	2.27
66	3.5	3134.1	1347.6	2.42
67	6.5	4694.0	2683.9	2.36
68	3.5	3478.5	1138.6	2.31
69	6.5	5054.4	2382.7	2.47
70	3.5	3497.6	1091.1	2.44
71	6.5	5024.5	2616.6	2.34
72	3.5	3594.3	1420.8	2.48
73	6.5	4552.5	2544.9	2.32
74	3.5	3396.2	1470.6	2.50
75	6.5	4827.6	2627.8	2.32
76	3.5	3238.9	1199.3	2.36
77	6.5	4873.4	2327.4	2.40
78	3.5	3264.6	1485.4	2.40
79	6.5	5117.1	2412.2	2.41
80	3.5	3507.1	1314.2	2.37
81	6.5	4970.6	2668.1	2.39
82	3.5	3453.2	1470.0	2.50
83	6.5	4581.3	2474.2	2.29
84	3.5	3235.5	1198.0	2.37
85	6.5	4764.2	2698.2	2.34
86	3.5	3691.5	1142.6	2.45
87	6.5	4961.3	2416.7	2.40
88	3.5	3587.8	1211.9	2.32
89	6.5	4921.7	2619.8	2.48
90	3.5	3278.8	1173.5	2.25
91	6.5	4930.2	2354.5	2.35
92	3.5	3563.9	1347.0	2.43
93	6.5	4688.1	2390.5	2.28
94	3.5	3401.6	1168.8	2.49
95	6.5	4675.5	2618.8	2.33
96	3.5	3365.1	1234.7	2.30
97	6.5	5133.0	2465.8	2.47
98	3.5	3338.3	1162.2	2.37
99	6.5	4767.3	2361.1	2.33
100	3.5	3282.3	1122.4	2.30
101	∞	6799.9	4000.0	2.80

Tableau T-3

Paramètres des couches				
n	Epaisseur m	V_p $m.s^{-1}$	V_s $m.s^{-1}$	Densité
1	5.0	5000.	2500.	2.70
2	5.0	3500.	1300.	2.40

Tableau T-4

Paramètres des couches				
n	Epaisseur m	V_p $m.s^{-1}$	V_s $m.s^{-1}$	Densité
1	4.0	6000.	3900.	2.50
2	2.5	4000.	1100.	1.70
3	3.5	3500.	1600.	2.00

tableau T-5

Paramètres des couches				
n	Epaisseur m	V _p m.s ⁻¹	V _s m.s ⁻¹	Densité
1	10.0	3511.9	1744.0	2.40
2	14.6	3511.9	1744.0	2.40
3	.6	3253.2	1607.3	2.40
4	5.0	4123.1	2031.0	2.40
5	2.9	3227.5	1581.1	2.40
6	4.4	4472.1	2236.1	2.40
7	2.3	4916.0	2415.2	2.40
8	1.3	3240.4	1594.3	2.40
9	.1	3378.9	1670.8	2.40
10	1.9	3958.1	1968.5	2.40
11	.4	4743.4	2327.4	2.40
12	2.7	3818.8	1881.9	2.40
13	3.6	4183.3	2041.2	2.40
14	2.0	3366.5	1658.3	2.40
15	4.4	3829.7	1893.0	2.40
16	4.5	3278.7	1633.0	2.40
17	.8	4873.4	2415.2	2.40
18	4.0	4472.1	2236.1	2.40
19	1.3	3926.4	1936.5	2.40
20	3.2	4916.0	2415.2	2.40
21	4.2	4743.4	2327.4	2.40
22	.2	3500.0	1732.1	2.40
23	1.4	3476.1	1707.8	2.40
24	4.2	4330.1	2140.9	2.40
25	4.4	4699.3	2327.4	2.40
26	3.3	4564.4	2236.1	2.40
27	1.1	3266.0	1620.2	2.40
28	.3	4031.1	1989.6	2.40
29	2.8	3708.1	1825.7	2.40
30	2.0	3403.4	1695.6	2.40
31	2.2	4699.3	2327.4	2.40
32	4.2	4183.3	2041.2	2.40
33	.4	3696.8	1814.3	2.40
34	2.1	4873.4	2415.2	2.40
35	1.4	3122.5	1541.1	2.40
36	4.5	3354.1	1645.7	2.40
37	4.8	4564.4	2236.1	2.40
38	.3	4564.4	2236.1	2.40
39	2.8	4133.2	2041.2	2.40
40	3.0	4699.3	2327.4	2.40
41	4.9	3095.7	1513.8	2.40
42	4.1	4699.3	2327.4	2.40
43	.6	3341.7	1633.0	2.40
44	1.8	3095.7	1513.8	2.40
45	3.4	3523.7	1755.9	2.40

46	3.6	3253.2	1607.3	2.40
47	3.8	4020.8	1979.1	2.40
48	2.0	3391.2	1683.3	2.40
49	1.4	4873.4	2415.2	2.40
50	4.9	4133.2	2041.2	2.40
51	2.3	3354.1	1645.7	2.40
52	1.0	3366.5	1658.3	2.40
53	1.3	3391.2	1683.3	2.40
54	.9	4564.4	2236.1	2.40
55	4.1	4041.5	2000.0	2.40
56	2.9	3926.4	1936.5	2.40
57	1.7	3708.1	1825.7	2.40
58	2.4	4564.4	2236.1	2.40
59	4.2	4330.1	2140.9	2.40
60	1.3	4133.2	2041.2	2.40
61	.8	3511.9	1744.0	2.40
62	2.6	4699.3	2327.4	2.40
63	4.6	3719.3	1837.1	2.40
64	.9	3605.6	1779.5	2.40
65	1.5	4699.3	2327.4	2.40
66	1.9	3807.9	1870.8	2.40
67	1.1	3000.0	1486.0	2.40
68	.7	3240.4	1594.3	2.40
69	.3	3947.6	1957.9	2.40
70	.2	4472.1	2236.1	2.40
71	1.4	4051.7	2010.4	2.40
72	2.1	3719.3	1837.1	2.40
73	2.2	3807.9	1870.8	2.40
74	1.0	4699.3	2327.4	2.40
75	3.8	3741.7	1859.7	2.40
76	3.1	4330.1	2140.9	2.40
77	.2	3354.1	1645.7	2.40
78	1.9	3696.8	1814.3	2.40
79	4.1	3807.9	1870.8	2.40
80	1.9	3403.4	1695.6	2.40
81	.8	3366.5	1658.3	2.40
82	1.1	3109.1	1527.5	2.40
83	1.9	4564.4	2236.1	2.40
84	1.9	3109.1	1527.5	2.40
85	3.5	4916.0	2415.2	2.40
86	2.8	3013.9	1500.0	2.40
87	4.8	3227.5	1581.1	2.40
88	2.0	3730.5	1848.4	2.40
89	1.7	4518.5	2236.1	2.40
90	1.5	3500.0	1732.1	2.40
91	2.8	3122.5	1541.1	2.40
92	2.0	4873.4	2415.2	2.40
93	2.3	4699.3	2327.4	2.40
94	.5	4113.0	2020.7	2.40
95	.8	4183.3	2041.2	2.40
96	3.9	3582.4	1755.9	2.40
97	2.2	3027.7	1513.8	2.40
98	.3	3488.1	1720.0	2.40
99	4.9	4564.4	2236.1	2.40
100	3.4	3095.7	1513.8	2.40
101	1.4	3122.5	1541.1	2.40
102	∞	5000.0	2887.0	2.60

BIBLIOGRAPHIE

- Aki, K., M. Fehler, R. L. Aamodt, J. N. Albright, R. M. Potler, C. M. Pearson, J. W. Tester, 1982. Interpretation of seismic data from hydraulic fracturing experiments at Fenton Hill, N. M., hot dry rock geothermal site. *J. Geophys. Res.*, 87, 936-944.
- Anderson, D. L., 1961. Elastic wave propagation in layered anisotropic media. *J. Geophys. Res.*, 66, 2953-2963.
- Anderson, D. L., 1962. Love wave dispersion in heterogeneous anisotropic medium. *Geophys.*, 27, 445-454.
- Anderson, D. L., A. M. Dziewonski, 1982. Upper mantle anisotropy: Evidence from oscillations. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 69, 383-404.
- Anderson, D. L., J. Reagan, 1983. Upper mantle anisotropy in the oceanic lithosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 10, 841-844.
- Ando, M., Y. Ishikawa, 1982. Observations of shear-wave velocity polarization anisotropy beneath Honshu, Japan: two masses with different polarizations in the upper mantle. *J. Phys. Earth.*, 30, 191-199.
- Ando, M., Y. Ishikawa, H. Wada, 1980. S-wave anisotropy in the upper mantle under a volcanic area in Japan. *Nature, land.*, 286, 43-46.
- Babuska, V., 1972. Elasticity and anisotropy of dunite and bronzitite. *J. Geophys. Res.*, 77, 6955-6965.
- Babuska, V., 1984. P-wave velocity anisotropy in crystalline rocks. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 113-119.
- Babuska, V., Z. Pros, 1984. Velocity anisotropy in granodiorite and quartzite due to the distribution of microcracks. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 121-127.
- Bachman, R. T., 1983. Elastic anisotropy in marine sedimentary rocks. *J. Geophys. Res.*, 88, 539-595.
- Backus, G. E., 1962. Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering. *J. Geophys. Res.*, 67, 4427-4440.
- Bamford, D., 1977. Pn velocity anisotropy in a continental upper mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 49, 29-48.
- Bamford, S. A. D., M. Jentsch, C. Prodehl, 1979. Pn anisotropy studies in northern Britain and the eastern and western United States. *Geophys. J.*

R. Astr. Soc., 57, 397-429.

- Banik, N. C., 1984.** Velocity anisotropy of shales and depth estimation in the North Sea basin. *Geophysics*, 49, 1411-1420.
- Banik, N. C., 1987.** An effective anisotropy parameter in transversely isotropic media. *Geophysics*, 52, 1654-1664.
- Berryman, J. G., 1979.** Long-wave elastic anisotropy in transversely isotropic media. *Geophysics*, 44, 896-917.
- Booth, D. C., S. Crampin, 1983a.** The anisotropic reflectivity technique: anomalous reflected arrivals from an anisotropic upper mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 72, 767-782.
- Booth, D. C., S. Crampin, 1983b.** The anisotropic reflectivity technique: theory. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 72, 755-766.
- Booth, D. C., S. Crampin, R. Evans, G. Roberts, 1985.** Shear-wave polarizations near the North Anatolian Fault. 1. Evidence for anisotropy-induced shear-wave splitting. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 83, 61-73.
- Bouchon, M., 1981.** A simple method to calculate green's functions for elastic media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 71, 959-971.
- Bowman, J. R., M. Ando, 1987.** Shear-wave splitting in the upper mantle wedge above the Tonga subduction zone. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 88, 25-41.
- Brodov, L. Y., V. I. Evstifeyev, E. V. Karus, T. N. Kulichikhina, 1984.** Some results of the experimental study of seismic anisotropy of sedimentary rocks using different types of waves. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 191-200.
- Buchanan, D. J., P. J. Jackson, R. Davis, 1983.** Attenuation and anisotropy of channel waves in coal seams. *Geophysics*, 48, 133-147.
- Budaev, V. S., 1978.** The roots of the characteristic equation and the classification of elastic anisotropic media. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Mekhan. Tverd. Tela*, 3, 33-40.
- Budayev, V. S., 1978.** A point source of disturbance in an elastic anisotropic medium. (in Russian) *Izv. Akad. Nauk. SSSR., Fiz. Zemli*, No 1, 44-53, 28-33 of the A. G. U. English edition.

- Budayev, V. S., 1978.** Peculiarities of the solution of the point source problem in an elastic anisotropic medium with a free boundary (in Russian) *Izv. Akad. Nauk. SSSR., Fiz. Zemli*, No 11, 54-62.
- Carlson, R. L., C. H. Schaftenaar, R. P. Moore, 1984.** Causes of compressionnal-wave anisotropy in carbonate-bearing, deep-sea sediments. *Geophysics*, 49, 525-532.
- Cerveny, V., I. Psencik, 1972.** Rays and travel time curves in inhomogeneous, anisotropic media. *Zeit. fur Geophysik*, 38, 565-577.
- Cerveny, V., P. Firbas, 1984.** Numerical modelling and inversion of travel times of seismic body waves in inhomogeneous anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 41-51.
- Chesnokov, E. M., 1977.** The seismic anisotropy of Upper Mantle of the Earth. Nauka, Moscow.
- Christensen, N. I., M. H. Salisbury, 1979.** Seismic anisotropy in the oceanic upper mantle: evidence from the Bay of Islands ophiolite complex. *J. Geophys. Res.*, 84, 4601-4610.
- Christensen, N. L., R. Ramanatoandro, 1971.** Elastic moduli and anisotropy of dunite to 10 kilobars. *J. Geophys. Res.*, 76, 4003-4010.
- Crampin, S., 1970.** The dispersion of surface waves in multilayered anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 21, 387-402.
- Crampin, S., 1975.** Distinctive particle motion of surface waves as a diagnostic of anisotropic layering. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 40, 177-186.
- Crampin, S., 1976.** A comment on "The early structure evolution and anisotropy of the oceanic upper mantle". *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 46, 193-197.
- Crampin, S., 1977.** A review of the effects of anisotropic layering on the propagation of seismic waves. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 49, 9-27.
- Crampin, S., 1978.** Seismic wave propagation through a cracked solid: polarization as a possible dilatancy diagnostic. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 53, 467-496.
- Crampin, S., 1981.** A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic media, wave motion, 3, 343-391.

- Crampin, S., 1984. An introduction to wave propagation in anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 17-28.
- Crampin, S., 1984. Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 135-145.
- Crampin, S., 1985. Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting. *Geophysics*, 50, 142-152.
- Crampin, S., 1986. Anisotropy and transverse isotropy. *Geophysical Prospecting*, 34, 94-99.
- Crampin, S., B. K. Atkinson, 1985. Microcracks in the Earth-crust. *First Break*, 3, 16-20.
- Crampin, S., D. B. Taylor, 1971. The propagation of surface waves in anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 25, 71-87.
- Crampin, S., D. C. Booth, M. A. Krasnova, E. M. Chesnokov, A. B. Maximov, N. T. Tarasov, 1986. Shear-wave polarisations in the Peter First Range indicating crack-induced anisotropy in a thrust-fault regime. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 84, 401-412.
- Crampin, S., D. C. Booth, 1985. Shear-wave polarisations near the North Anatolian Fault; interpretation in terms of crack-induced anisotropy. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 83, 75-92.
- Crampin, S., I. Bush, C. Naville, D. Taylor, 1986. Estimating the internal structure of reservoirs with shear-wave VSPs. The leading edge of exploration, November, 35-39.
- Crampin, S., R. McGonigle, D. Bamford, 1980. Estimating crack parameters from observations of P-wave velocity anisotropy. *Geophys.*, 45, 345-360.
- Crampin, S., S. C. Kirkwood, 1981. Velocity variations in systems of anisotropic symmetry. *J. Geophys.*, 49, 35-42.
- Crampin, S., S. Peacock, T. C. Chen, 1986. Temporal variations on shear wave splitting in seismic gap on the San Jacinto Fault, CA (abstract), *EOS* 67, 1117.
- Crampin, S., D. W. King, 1977. Evidence for anisotropy in the upper mantle beneath Eurasia from generalized higher mode seismic surface waves.

- Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 49, 59-85.
- Coutant, O., 1988. Numerical study of the diffraction of elastic waves by fluid-filled cracks. *Soumis au Geophysical Journal*.
- Daley, P. F., F. Hron, 1977. Reflection and transmission coefficients for transversely isotropic media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, V 67, 661-675.
- Daley, P. F., F. Hron, 1983. High-frequency approximation to the non geometric S^* arrival. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, 109-123.
- De S. K., P. R. Sengupta, 1979. Radially symmetric explosion in a solid anisotropic spherical shell emmersed in a liquid. *Beitr. Geophys.*, 88, 338-344.
- Dunkin, J. W., 1965. Computation of modal solution in layered elastic media at high frequencies. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 55, 335-358.
- Dunoyer de Segonzac, Ph., J. Laherrere, 1959. Application of the continuous velocity log to anisotropic measurements in Northern Sahara; Results and consequences. *Geophys. Prosp.*, V.7, 202-217.
- Evans, R., 1984. Anisotropy: a persuasive feature of fault zone? *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 157-163.
- Forsyth, D. W., 1975. The early structural evolution and anisotropy of the oceanic upper mantle. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 43, 103-162.
- Fryer, G. J., L. N. Frazer, 1984. Seismic waves in stratified anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 78, 691-710.
- Fryer, G. J., L. N. Frazer, 1987. Seismic waves in stratified anisotropic media. II. Elastodynamic eigensolutions for some anisotropic systems. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 73-101.
- Fuchs, K., 1983. Recently formed elastic anisotropy and petrological models for the continental subcrustal lithosphere in southern Germany. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 31, 93-118.
- Fukao, Y., 1984. ScS evidence for anisotropy in the earth's mantle. *Nature*, 309, 695-698.
- Gajewski, D., I. Psencik, 1987. Computation of high frequency seismic wave

- fields in 3-D laterally inhomogeneous anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 383-411.
- Garbin, H. D., L. Knopoff, 1973a. The compression modulus of a material permeated by a random distribution of free circular cracks. *Q. Appl. Math.*, 30, 453-464.
- Garbin, H. D., L. Knopoff, 1975b. Elastic moduli of a medium with liquid-filled cracks. *Q. Appl. Math.*, 33, 301-303.
- Garbin, H. D., L. Knopoff, 1975c. The shear modulus of a material permeated by a random distribution of free circular cracks. *Q. Appl. Math.*, 33, 296-300.
- Garmany, J., 1983. Some properties of elastodynamic eigensolutions in stratified media. *Geophys. J. R. astr. soc.*, 22, 223-226.
- Gilbert, F., G. E. Backus, 1966. Propagator matrices in elastic wave and vibration problems. *Geophysics*, 31, 326-332.
- Gutowski, P. R., F. Hron, D. E. Wagner, S. Treitel, 1984. *S**. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 74, 61-78.
- Haniga A., 1984. Point source in an anisotropic elastic medium. *Beitr. Geophys.*, 93, 261-286.
- Harkrider, D. G., D. L. Anderson, 1962. Computation of surface wave dispersion for multilayered anisotropic media. *Bull. Seism., Am.*, 52, 321-332.
- Haskell, N. A., 1953. The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 53, 17-34.
- Helbig, K., 1958. Elastische wellen in anisotropen medien. *Beitr. Geophys.*, 67, 177-211.
- Helbig, K., 1980. Discussion on "Long-wave elastic anisotropy in transversely isotropic media" by J. G. Berryman. *Geophysics.*, 45, 977-982.
- Helbig, K., 1981. Systematic classification of layer-induced transverse isotropy. *Geophys. Prosp.*, 29, 550-577.
- Helbig, K., 1984. Transverse isotropy in exploration seismics. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 79-88.
- Hess, H. H., 1964. Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans. *Nature*, 203, 629-631.
- Hudson, J. A., 1981. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 64, 133-150.
- Hudson, J. A., 1982. Overall properties of a cracked solid. *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.*, 88, 371-384.
- Hudson, J. A., 1988. Seismic wave propagation through material containing partially saturated cracks. *Geophysical Journal*, 92, 33-37.
- Kaneshima, S., H. Ito, M. Sugihara, 1988. Shear-wave splitting observed above small earthquakes in a geothermal area of Japan. *Geophysical Journal*, 94, 399-411.
- Kazi-Aoual, M. N., G. Bonnet, P. Jouanna, 1988. Response of an infinite transversely isotropic medium to a point force. An analytical solution in Hensel space. *Geophysical Journal*, 93, 587-590.
- Keith, C. M., S. Crampin, 1977a. Seismic body waves in anisotropic media: propagation through a layer. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 49, 209-223.
- Keith, C. M., S. Crampin, 1977b. Seismic body waves in anisotropic media: reflection and refraction at a plane interface. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 49, 181-208.
- Keith, C. M., S. Crampin, 1977c. Seismic body waves in anisotropic media: synthetic seismograms. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 49, 225-243.
- Kirkwood, S. C., S. Crampin, 1981. Surface-wave propagation in an ocean basin with an anisotropy upper mantle: numerical modelling. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 64, 487-497.
- Kosarev, G. L., L. I. Makeyeva, L. P. Vinnik, 1984. Anisotropy of the mantle inferred from observations of P to S converted waves. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 209-220.
- Koshubin, S. I., N. I. Pavlenkova, A. V. Yegorkin, 1984. Crustal heterogeneity and velocity anisotropy from seismic studies in the USSR. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 221-226.
- Krey, K., 1981. Systematic classification of layer-induced transverse isotropy.

- Geophys. Prosp., 29, 550-577.
- Kumazawa, M., 1969.** The elastic constants of single-crystal orthopyroxene. *J. Geophys. Res.*, 79, 5973-5980.
- Kumazawa, M., O. L. Anderson, 1969.** Elastic moduli, pressure derivatives and temperature derivatives of single crystal olivine and single crystal forsterite. *J. Geophys. Res.*, 74, 5961-5972.
- Leary, P. C., Y. G. Li, K. Aki, 1987.** Observation and modelling of fault zone fracture seismic anisotropy. I : P, SV and SH travel times. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 461-484.
- Li, Y. G., P. C. Leary, K. Aki, 1987.** Observation and modelling of fault-zone fracture seismic anisotropy. II : P-wave polarization anomalies. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 485-492.
- Love, A. E. H., 1927.** A treatise on the mathematical theory of elasticity. Dover publications. New-York.
- Lyakhovitskiy, F. M., 1984.** Transverse isotropic of thinly layered media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 71-77.
- Lyakhovitskiy, F. M., M. V. Nevsky, 1970.** Analysis of velocity anisotropy of seismic waves in thin layered periodic media. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli*, 9, 12-22.
- Lyakhovitskiy, F. M., M. V. Nevsky, 1971.** The travel-time curves of reflected waves for a transversely-isotropic medium. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 196, 327-330.
- Mandal, B., B. J. Mitchell, 1986.** Complete seismogram synthesis for transversely isotropic media. *J. Geophys.*, 59, 149-156.
- Martynov, V. N., B. G. Mikhailenko, 1984.** Numerical modelling of propagation of elastic waves in anisotropic inhomogeneous media for the half-space and the sphere. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 53-63.
- Maslova, S. I., I. R. Obolentseva, 1984.** An anisotropic model of the Earth's crust in the Baikal rift zone. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 227-232.
- Musgrave, M. J. P., 1970.** *Crystal Acoustics. Introduction to the study of elastic waves and vibrations in the crystals.* Holden-Day, San Francisco.

- Nataf, H., I. Nakanishi, D. L. Anderson, 1986.** Measurements of Mantle wave velocities and Inversion for Lateral Heterogeneities and Anisotropy .3. Inversion. *Geophys. Res.*, 91, 7261-7307.
- Nishizawa, O., 1982.** Seismic velocity anisotropy in a medium containing oriented cracks. Transversely isotropic case. *J. Phys. Earth.*, 30, 331-347.
- Nur, A., 1971.** Effects of stress on velocity anisotropy in rocks with cracks. *J. Geophys. Res.*, 76, 2022.
- Paul, A., F. Nicollin, 1989.** Thin crustal layering in northern France. Observation and modelling of the PMP spectral content. *Soumis au Geophysical Journal.*
- Petrashen, G. I., B. M. Kashtan, 1984.** Theory of body-wave propagation in inhomogeneous anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 76, 29-39.
- Postma, G. W., 1955.** Wave propagation in stratified media. *Geophysics.*, 20, 780-806.
- Rai, C. S., K. E. Hanson, 1988.** Shear-wave velocity anisotropy in sedimentary rocks: a laboratory study. *Geophysics*, 53, 800-806.
- Raitt, R. W., 1963.** Marine Phys. lab. Scripps Inst. Oceanography, Univ. Calif., San Diego, MPL-U-23/63.
- Raitt, R. W., G. G. Shor, G. B. Morris, H. K. Kirk, 1971.** Mantle anisotropy in the pacific ocean. *Tectonophysics*, 12, 173-186.
- Raitt, R. W., G. G. Shor, T. J. G. Francis, G. B. Morris, 1969.** Anisotropy of the pacific upper mantle. *J. Geophys. Res.*, 74, 3095-3109.
- Riznichenko, I. U. V., 1949.** Seismic quasi-anisotropy. *SSSR Izv. Ser. Geogr. i Geof.*, 13, 518-544.
- Sedov, L., U. Lokhine, 1975.** Fonctions tensorielles non-linéaires de plusieurs arguments tensoriels dans la mécanique des milieux continus. Ed. Mir Moscou (en français).
- Shimamura, H. H. I., T. Asada, K. Suyehiro, T. Yamada, 1983.** Longshot experiments to study velocity anisotropy in the oceanic lithosphere of the Northwestern Pacific. *Phys. Earth Planet. Int.*, 31, 337-362.

- Shor, G. G., R. W. Raitt, M. Henry, L. R. Bentley, G. H. Sutton, 1973. Anisotropy and crustal structure of the Cocos plate, *Geo. Int.*, 13, 348-362.
- Simmons, G., F. Birch, 1963. Elastic constants of pyrite. *J. Appl. Phys.*, 34, 2736-2738.
- Snydman, W. E., B. T. R. Lewis, J. McClain, 1975. Upper mantle velocities on the northern Cocos plate, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 28, 46-50.
- Synge, J. L., 1957. Elastic waves in anisotropic media, *J. math. Phys.*, 35, 323-335.
- Takeuchi, H., M. Saito, 1972. Seismic surface waves, *Methods in computational Physics*. Academic Press, New-York, 11, 217-295.
- Talandier, J., M. Bouchon, 1979. Propagation of high frequency Pn waves at great distances in the central and south Pacific and its implications for the structure of the lower lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 84, 5613-5619.
- Taylor, D. B., S. Crampin, 1978. Seismic surface waves in anisotropic media: propagation in a homogeneous piezo-electric halfspace. *Proc. R. Soc. A.*, 364, 161-179.
- Thomson, W. T., 1950. Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. *J. Appl. Phys.*, 21, 89-93.
- Tsvankin, I. D., E. M. Chesnokov, 1987. Plane wave propagation in nonlinear-elastic anisotropic media. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 413-425.
- Uhrig, L. F., F. A. Van Melle, 1955. Velocity anisotropy in stratified media. *Geophysics*, 20, 774-779.
- Van Der Hijden, J. H. M. T., 1987. Radiation from an impulsive line source in an unbounded homogeneous anisotropic medium. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 355-372.
- Van der Stoep, D.M., 1966. Velocity anisotropy measurements in wells. *Geophysics*, 31, 900-916.
- Verma, R. K., 1960. Elasticity of some high-density crystals. *J. Geophys. Res.*, 65, 757-766.
- Vetter, E., J. Minster, 1981. Pn velocity anisotropy in southern California. *Bull.*

Seism. Soc. Am., 71, 1511-1530.

White, J. E., F. A. Angona, 1955. Elastic wave velocities in laminated media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 27, 310-317.

Yedlin, M. J., 1980. The wavefront in a homogeneous anisotropic medium. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 70, 2097-2101.



**THESE de DOCTORAT
de l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
de GRENOBLE**

Titre de l'ouvrage:
**PROPAGATION D'ONDES
EN MILIEUX ANISOTROPES:
APPLICATION A LA SISMIQUE ENTRE PUITTS**

Nom de l'auteur: Philippe JEAN

**Etablissement: Observatoire de Grenoble et Institut de
Recherches Interdisciplinaires de Géologie et de
Mécanique**

RESUME

Dans ce travail, des méthodes de simulation numérique sont utilisées pour étudier la propagation des ondes élastiques dans un dispositif d'émission et de réception de puits-à-puits et dans des milieux anisotropes. Pour cela nous avons utilisé des méthodes de propagation matricielle couplées à une représentation des sources par les nombres d'onde discrets.

1^{ère} partie: Propagation d'ondes dans une géométrie de puits-à-puits

La position de la source dans une couche dont les vitesses des ondes sont soit faibles soit élevées, ainsi que le type de la source influence la propagation de l'énergie dans l'ensemble d'un milieu stratifié. De plus lorsque la distance entre les puits est importante le champ d'onde devient très complexe. Des ondes piégées sont générées dans les couches dont les vitesses des ondes sont lentes. Leurs propriétés propagatives seront différentes selon qu'elles proviennent de l'interférence d'onde dont l'incidence sur les interfaces est subcritique ou non.

2^{ème} partie: Propagation d'ondes en milieux isotropes transverses

Les vitesses, les polarisations ainsi que les amplitudes des ondes ont des variations majeures, en fonctions de la direction de propagation, selon les paramètres élastiques des matériaux. Certains milieux hétérogènes, comme les milieux présentant une fine stratification ou des réseaux de fissures, ont un comportement anisotrope pour des ondes de longueurs d'onde particulières. Les conditions de l'équivalence des milieux finement stratifiés par les milieux isotropes transverses dépendent de l'homogénéité de la répartition des vitesses suivant la verticale. Pour des milieux périodiques l'équivalence est obtenue à partir d'un rapport de huit entre la longueur d'onde et l'épaisseur de la séquence. L'approximation de Hudson est utilisée pour simuler la propagation des ondes de grandes longueurs d'onde dans les milieux fissurés. Ceci nous a permis d'étudier l'influence de la densité des fissures ainsi que de leur saturation par un liquide sur l'anisotropie des vitesses et des atténuations des ondes.

MOTS CLES

Simulation numérique ; Puits-à-puits ; Ondes guidées ; Anisotropie ; Isotropie transverse