

# Imagerie sismique par ondes de surface

Adnand BITRI, S. WALFARTH

BRGM, BP 6009, 45060 Orléans cedex 02, France

## Abstract

The detection of shallow objects such as tunnels, karst, mines and other local heterogeneities is an important but difficult task in subsurface studies. In this paper we discuss a new seismic imaging method which uses the scattered Rayleigh waves by shallow heterogeneities to detect such objects. The Rayleigh wave are dominant in the shallow weathered layer, and contain valuable information, regarding both the structure and the composition of seismic media. In seismic data processing these waves are usually regarded as noise. Here we present an attempt to use scattered Rayleigh waves for the detection of local heterogeneities. The methodology was applied to define a cavity with concrete masonry.

## Introduction

L'intérêt d'utiliser les ondes de surface pour imager un milieu diffractant réside dans le fait que ces ondes sont beaucoup plus énergétiques que les ondes de volume couramment utilisées en prospection sismique. Ce qui leur vaut d'ailleurs, en général, d'être considérées comme du bruit par les sismiciens pétroliers qui les éliminent lors des traitements. En revanche, en génie civil, l'utilisation de ce type d'ondes permet de déterminer les propriétés géotechniques de la subsurface (Bitri *et al.*, 1997 ; Xia *et al.*, 1999).

Les ondes de Rayleigh sont des ondes qui se propagent le long de surfaces libres ou/et le long de surfaces délimitant deux milieux dont les propriétés physiques sont fortement contrastées.

En présence d'hétérogénéités, assimilables dans notre cas à des points diffractants, ces ondes de surface se diffractent. Le champ d'ondes total enregistré résulte alors de la somme du champ incident (*i.e.* champ d'ondes enregistré en l'absence d'hétérogénéités) avec le champ diffracté (*i.e.* champ d'ondes généré, diffracté par l'hétérogénéité).

Nous présenterons un procédé d'imagerie permettant la rétropropagation du champ d'ondes de surface diffracté en son point d'émission. Ce principe d'imagerie sera ensuite appliqué à des données réelles, acquises sur un site test par le BRGM.

## Principe de la méthode

Le champ d'ondes total,  $v$ , peut se séparer en deux champs d'ondes (Herman *et al.*, 2000) :

- l'un correspondant aux champs d'ondes enregistré en l'absence de points diffractants, et appelé champ incident  $v^0$ .
- l'autre correspond au champ d'ondes diffracté par l'hétérogénéité, noté  $v^1$ .

En 2D, on a donc :

$$v(t, x, x^S) = v^0(t, x, x^S) + v^1(t, x, x^S), \quad (1a)$$

où  $x^S$  représente la position de la source à la surface et  $x$  la position du récepteur. En domaine fréquentiel, l'équation ci-dessus s'écrit :

$$v(\omega, x, x^S) = v^0(\omega, x, x^S) + v^1(\omega, x, x^S). \quad (1b)$$

Le champ diffracté est dû aux interactions du champ d'ondes généré par la source avec des contrastes d'impédance élastique présents dans le sous-sol. L'ensemble des champs d'ondes résultant de ces interactions peut être considéré comme la convolution en temps et en espace du champ total avec ces contrastes d'impédance.

Ce qui s'écrit :

$$v^1(t, x, x^S) = \zeta(t, x') * V^G(t, x - x') * v(t, x', x^S). \quad (2a)$$

Où  $x'$  représente la projection en surface de l'hétérogénéité.

Dans le domaine fréquentiel, la convolution en temps est une multiplication, d'où :

$$v^1(\omega, x, x^S) = \int_{SURFACE} dA(x') \zeta(\omega, x') V^G(\omega, x - x') v(\omega, x', x^S) \quad (2b)$$

On exprime le champ diffracté  $v^1(\omega, x, x^S)$  comme étant la convolution spatiale entre une fonction de Green  $V^G(\omega, x - x')$  exprimant la propagation des ondes diffractées, le contraste d'impédance élastique  $\zeta(\omega, x')$  et le champ d'ondes total  $v(\omega, x', x^S)$  (Blonk *et al.*, 1995).

Le contraste d'impédance  $\zeta$  est la seule inconnue de l'équation et sa détermination reviendra à imager les points diffractants.

La fonction de Green est modélisée de la manière suivante :

$$V^G(\omega, x - x') = e^{-j\omega|x-x'|/C_R(\omega)} \quad (3)$$

où  $C_R(\omega)$  correspond à la vitesse de phase à la fréquence  $\omega$ .

Pour évaluer la fonction d'impédance à partir de l'équation (2), il sera nécessaire de corriger les effets de temps de propagation de la source aux récepteurs, et indirectement l'effet de temps de propagation de la source aux points diffractants. Cette correction est analogue à la correction NMO effectuée en sismique réflexion et s'appelle DLMO, Dynamic Linear Move Out. Elle corrige le temps de retard dû à la propagation pour chaque récepteur en appliquant un opérateur exponentiel du même type que celui de la fonction de Green. En effet, la fonction de Green ne fait que traduire la propagation d'une onde de Rayleigh.

### Etapas de la détermination de la fonction d'impédance

1) Pour obtenir cette fonction d'impédance à partir de l'équation (2b), on déconvolue, tout d'abord, spatialement le champ diffracté  $v^1(\omega, x, x^S)$  par la fonction de Green  $V^G(\omega, x - x')$ . On effectue cette opération en divisant spectralement ce champ diffracté par la fonction de Green dans le domaine spectral  $(\omega, k)$ .

Pour un  $x'$  (*i.e.* position supposée du point diffractant) donné, on a une fonction de Green donnée. Le contenu spectral de cette fonction de Green dans le domaine  $(\omega, k)$  est le même quelque soit la position  $x'$ , excepté les 2 positions extrêmes (première et dernière trace).

2) On déconvolue ensuite temporellement le résultat précédent par le champ total. Cette déconvolution correspond à une division spectrale en  $\omega$  du résultat précédent par le champ total.

3) Après ces 2 déconvolutions, on détermine la fonction d'impédance  $\zeta$  en (t,x) par une transformée de Fourier inverse.

### Application

Le site de mesure est situé en bord de Loire dans les calcaires et est surmonté d'une chaussée. Ce site abrite une galerie souterraine maçonnée, enfouie approximativement à 2-3 m de profondeur. Le dispositif sismique était constitué de 24 géophones distants de 1 m. La figure 1a montre le profil, résultant de correction DLMO et de l'addition des traces en récepteur commun (Leparoux *et al.*, 2001).

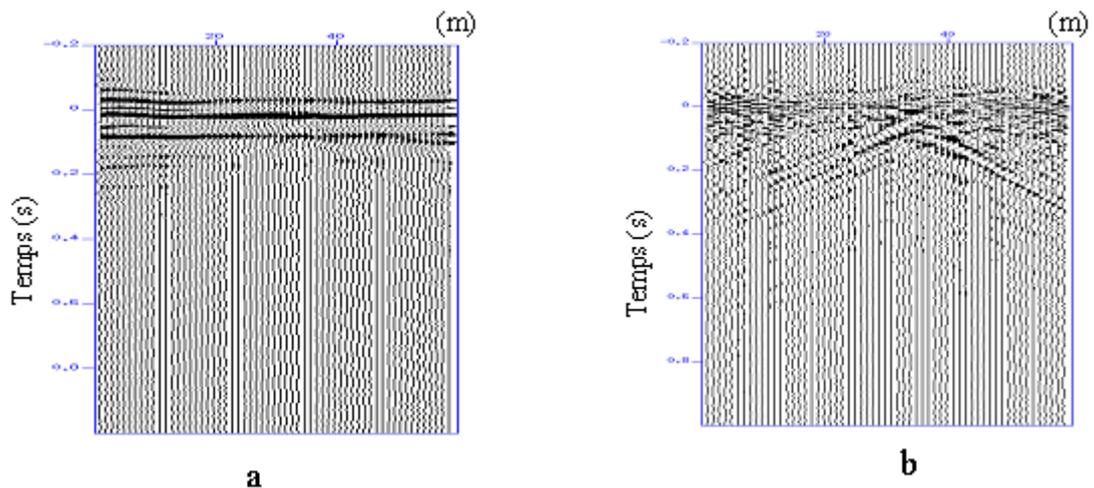


Figure 1 : Coupe somme du champ total (a) et la coupe somme du champ diffracté (b)

La figure 1b montre la coupe somme du champ diffracté obtenue après application de la transformation de Karhunen-Love à la coupe somme du champ total. On remarque une hyperbole de diffraction dont l'apex est aux alentours du 34<sup>ième</sup> récepteur commun. La figure 2 représente l'image de la fonction d'impédance obtenu par la migration des ondes de surface.

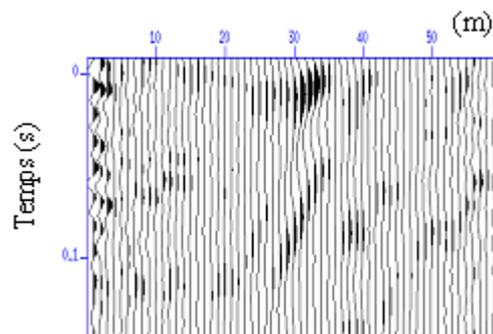


Figure 2 : Fonction d'impédance après la migration des ondes de surface

On note qu'une hétérogénéité majeure apparaît au 34<sup>ième</sup> récepteur, au temps  $t=0$ . Ce qui signifie que le point diffractant correspondant se situe à l'aplomb de la ligne sismique, vers le 34<sup>ième</sup> récepteur commun. Ainsi, la déconvolution en temps et en espace a permis de focaliser les branches de diffraction en leur apex. Notons également que les courbes de diffraction

multiples (répétées avec un temps de retard), qui apparaissaient aux même endroits sur la coupe somme du champ diffracté, ont été ramenées à un événement unique après application de ce procédé d'imagerie.

## **Conclusion**

Une méthode d'imagerie, utilisant la diffraction des ondes, a été présentée. La méthode est basée sur la rétropropagation du champ d'ondes diffracté en son point d'émission en effectuant une déconvolution en temps et en espace. Ce principe d'imagerie nécessite la séparation du champ d'ondes incident du champ d'ondes diffracté. Il peut s'appliquer aussi bien avant sommation (*i.e.* prestack migration), qu'après sommation (poststack migration). Dans notre cas, le choix de l'appliquer après sommation en récepteurs communs, a été dicté par le temps de calcul. Une étape préalable à ces traitements est nécessaire et primordiale : la correction des effets de retard due à la propagation du champ d'ondes de la source aux récepteurs.

## **Références**

- Bitri A., Le Bégat S., Baltassat J.M., 1997. Détermination des vitesses de cisaillements des sols à partir de la dispersion des ondes de Rayleigh. *Rapport BRGM R39877*.
- Herman G.C., Milligan P.A., Huggins R., Rector J.W., 2000. Imaging shallow objects and heterogeneities with scattered guided waves. *Geophysics*, 1, 247-252.
- Leparoux D., Bitri A., Grangjean G., 2000. Underground cavity detection : a new method based on seismic Rayleigh waves. *European Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, 5, 33-53.
- Xia, J., Miller R.D, Park. C.B., 1999. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh wave. *Geophysics*, 64, 691-700.
- Blonk K., Herman G.C., Drijkoningen G.G., 1995. An elastodynamic inverse scattering method for removing scattered surface waves from field data, *Geophysics*, 60 (6), 1897-1905.