HAL
open science

Spectral analysis of surface waves for the characterization of the EDZ in circular galleries

Julien Lagarde, Laurent Laguerre, Odile Abraham, Philippe Cote, Jack-Pierre Piguet, Cyrille Balland, Gilles Armand

To cite this version:

Julien Lagarde, Laurent Laguerre, Odile Abraham, Philippe Cote, Jack-Pierre Piguet, et al.. Spectral analysis of surface waves for the characterization of the EDZ in circular galleries. Symposium international "Géologie et ouvrages linéaires", May 2005, Lyon, France. ineris-00972489

HAL Id: ineris-00972489

https://ineris.hal.science/ineris-00972489v1

Submitted on 3 Apr 2014

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.

SPECTRAL ANALYSIS OF SURFACE WAVES FOR THE CHARACTERIZATION OF THE EDZ IN CIRCULAR GALLERIES

J. LAGARDE[12] L. LAGUERRE[1] O. ABRAHAM[1] PH COTE[1] JP PIGUET[3] C. BALLAND[4] G. ARMAND[3]

[1] LCPC, BP 4129, 44341 Bouguenais cedex, France julien.lagarde@lcpc.fr
[2] INPL, LAEGO, Ecole des Mines de Nancy, 54042 Nancy Cedex, France
[3] ANDRA, Laboratoire souterrain de recherches Meuse/Haute-Marne, BP 9, 55290 Bure, France
[4] INERIS, Ecole des Mines de Nancy, 54042 Nancy Cedex, France

Lors du creusement de galeries profondes ou de tunnels, les propriétés hydromécaniques de la roche encaissante autour de l'ouvrage sont altérées sur une certaine distance qui dépend de la nature de la roche et du type d'excavation. Une telle zone est appelée Excavation Damaged Zone (EDZ). Cette altération de l'encaissant se caractérise par une densification de la fracturation intrinsèque de la roche. La connaissance des caractéristiques mécaniques de l'EDZ ainsi que son extension est actuellement un axe majeur de recherche notamment pour la conception de centres de stockage souterrains des déchets nucléaires. En effet, l'EDZ, par son réseau de fractures, est considéré comme un chemin potentiel pour les radionucléides et donc comme un facteur de possible contamination du milieu.

Les méthodes géophysiques initialement utilisées à des échelles kilométriques pour analyser les événements géologiques, sont dorénavant transposées à des échelles métriques voire centimétriques et appliquées en génie civil ou dans tout autre domaine de l'ingénierie. L'intérêt de telles méthodes est leur caractère non destructif qui les rend faciles d'utilisation et généralement moins coûteuses que d'autres méthodes destructives. Elles permettent aussi un suivi dans le temps de l'évolution des propriétés des matériaux auscultés.

La MASW (Multiple Acquisition of Surface Wave) est une méthode géophysique utilisant le principe de dispersion des ondes de surface (Park et al, 1999). Cette méthode a été transposée dans ce contexte afin d'obtenir un profil 1D des vitesses des ondes de cisaillement (S) autour d'un ouvrage souterrain et ainsi de déterminer l'extension et les caractéristiques en terme de vitesse des ondes S de l'EDZ. L'intérêt de cette méthode est sa facilité de mise en œuvre et la possibilité de l'utiliser sans restriction majeure.

Généralités

Lord Rayleigh décrivit à la fin du 19ème siècle des ondes se propageant le long d'une surface libre, présentant une forte amplitude en surface qui décroît très rapidement en profondeur, et de vitesse plus faible que la vitesse des ondes de compression (P). Lamb (1904) compléta les résultats obtenus par Rayleigh, en décrivant la réponse complète du milieu à un point ou une ligne source et en mettant en avant la nature dispersive de ces ondes, qui fut formalisé par la suite par Love (1911).

La dispersion est un terme désignant la variation de la vitesse des ondes avec la fréquence (ou le nombre d'onde k). Cette dispersion implique une séparation des vitesses de phase (vitesse d'un point de phase constant) et des vitesses de groupe (vitesse de propagation de l'enveloppe du train d'onde).

La dispersion des ondes de surface est due à la distribution du mouvement des particules en fonction de la profondeur. Le mouvement des particules associé aux hautes fréquences des ondes de surfaces est localisé en surface. Inversement la composante basse fréquence des ondes de surface induit un mouvement des particules à des profondeurs plus importantes. Ainsi dans le cas d'un milieu dont les propriétés mécaniques varient suivant la profondeur, la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh va dépendre des caractéristiques mécaniques des couches les plus profondes à basse fréquence et de celles des couches superficielles pour les hautes fréquences (Foti, 2000).

La figure 1 représente la forme de la courbe de dispersion des vitesses de phase (à gauche) pour un modèle plan (à droite). Les différentes couleurs des courbes de dispersion correspondent aux différents modes de propagation de l'onde de Rayleigh, le mode fondamental est en bleu.

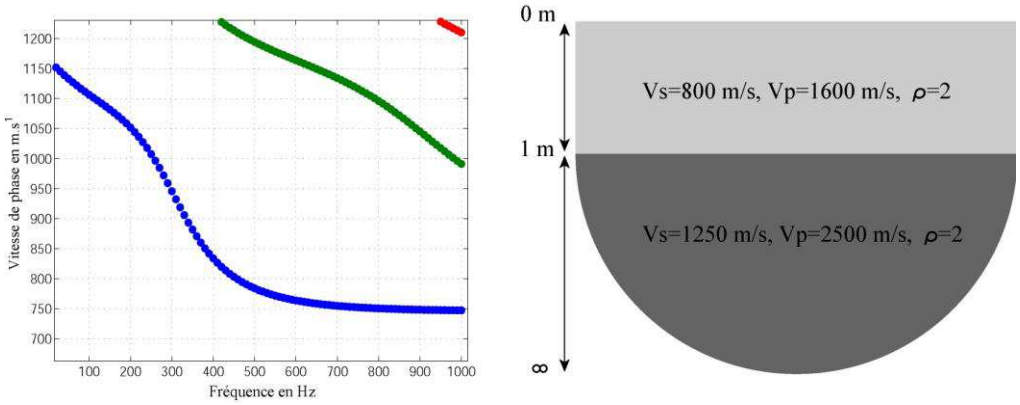

Figure 1: *Représentation de la dispersion associée à un modèle plan*

Mesure de la dispersion

Trois méthodes génériques permettent la mesure de la dispersion des vitesses de phase de façon non destructive (O'Neill, 2003). La plus ancienne des méthodes (Steady State Rayleigh Method) utilise un capteur unique, la suivante (SASW) deux et la troisième (MASW) est multi capteur (O'Neill, 2003). Cette dernière méthode est retenue ici pour l'acquisition de données ondes de surface permettant la détermination de l'EDZ. Elle présente l'avantage d'être facile à mettre en œuvre puisqu'il s'agit d'un dispositif classique de sismique réfraction et offre donc la possibilité de pouvoir acquérir des données concernant la vitesse de propagation des ondes P en fonction de la profondeur.

Le principe de la méthode est, tout d'abord l'acquisition de signaux temporels par l'intermédiaire des capteurs, écartés d'une distance Δx répondant une sollicitation mécanique (marteau, masse, …). Ces signaux temporels *x-t* sont dans un premier temps transformés dans le domaine *τ-p* (Ordonnée à l'origine-pente) par slant-stack avec :

$$p = 1/V_R \text{ et } \tau = t - px$$

Un diagramme *p-ω* (pente-pulsation) est ensuite obtenu en effectuant une transformée de Fourier rapide suivant la direction de l'intercept *τ*, la vitesse de phase étant l'inverse de la pente, un diagramme de dispersion des vitesses de phase en fonction de la fréquence peut être ainsi obtenu.

Interprétation de la dispersion

L'interprétation empirique de la courbe de dispersion consiste à comparer la courbe de dispersion de vitesse de phase acquise expérimentalement avec des courbes de dispersion calculée numériquement pour différents modèles de milieu de propagation jusqu'à corrélation des deux courbes. Le milieu recherché correspond alors au modèle du milieu qui présente la meilleure corrélation.

Les méthodes de modélisation numérique de la dispersion des ondes de surface dans un milieu verticalement hétérogène les plus répandues sont les méthodes matricielles communément appelées Propagator Matrix Method (Aki et Richards, 1980). Celles-ci suivent le même cheminement qui consiste, tout d'abord à représenter le milieu en terme d'un empilement de couche, puis à construire une équation de dispersion englobant les paramètres mécaniques élastiques du milieu stratifié, la fréquence et la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh.

Ces modélisations numériques sont utilisées pour l'inversion de la dispersion des ondes de surface. Jusque dans les années 60, la méthode usuelle d'inversion était une procédure d'essai-erreur, par laquelle des courbes de dispersions théoriques était calculées de façon répétitive pour différents modèles jusqu'à ce que l'une d'elle coïncide avec la courbe expérimentale.

En 1962, Dorman (Dorman et Ewing, 1962) automatisa l'inversion en utilisant la méthode des moindres carrés. Le principe est de calculer les courbes de dispersion théoriques pour un modèle

initial. Puis, en faisant varier par des approximations successives la valeur des paramètres tels que l'épaisseur des couches, la vitesse des ondes de cisaillement et les densités, l'erreur résiduelle, calculée par la méthode des moindres carrés entre les valeurs théoriques et expérimentales est minimisée.

Problématique

L'acquisition des données de cette étude a été effectuée suivant la direction circonférentielle à la galerie, c'est à dire que la surface sur laquelle ont été répartis les capteurs n'est pas plane mais concave.

Dans le cas d'une propagation d'onde de Rayleigh sur une surface concave, il existe une dispersion liée à la géométrie du système dont l'impact est non négligeable. La figure 2 représente l'influence de la courbure sur la valeur du rapport vitesse de phase des ondes de Rayleigh / vitesse des ondes S en milieu homogène et élastique en fonction du produit kR (avec R rayon de la galerie k, nombre d'onde). L'observation de cette figure montre que lorsque *n=kR* diminue, i.e. le rayon diminue ou la longueur d'onde augmente, la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh diminue également. Dans le cas d'un milieu plan, elle ne varie pas.

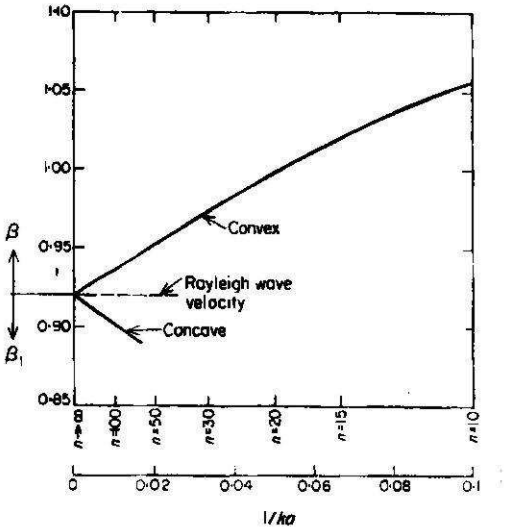

***Figure 2**: Influence de la courbure sur la vitesse de phase (D'après Epstein 1975)*

Cette dispersion géométrique n'étant pas prise en compte par les techniques classiques de modélisation numérique de la dispersion pour un milieu plan, l'inversion des données acquises par l'intermédiaire de capteurs répartis sur une surface concave n'est donc pas envisageable par ce biais.

Il apparaît donc nécessaire de développer une méthode de modélisation numérique de la dispersion des ondes de surface pour une géométrie concave afin de pouvoir inverser les données acquises dans ce type de configuration.

Principe de la modélisation numérique de la dispersion en milieu élastique concave

La technique de modélisation numérique de la dispersion en milieu concave est identique à celle utilisée en milieu plan. La méthode consiste tout d'abord à exprimer les déplacements $\vec{u}$ en termes de potentiels scalaires de compression φ et de potentiel vectoriel de cisaillement $\vec{\psi}$ en utilisant le théorème de Helmholtz.

$$\vec{u} = \nabla\varphi + \nabla \times \vec{\psi} \qquad (1)$$

Ensuite en considérant les déplacements uniquement dans le plan *r-θ,* comme indiqué sur la figure 3, les déplacements suivant *r* et *θ* sont exprimées en fonction des potentiels et les contraintes s'exerçant dans ce plan sont déterminées à partir des déplacements en utilisant la loi de Hooke.

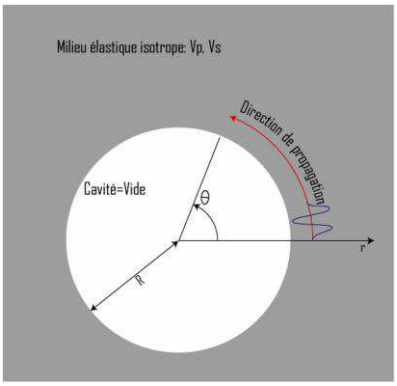

Figure 3: *Schéma représentatif de la propagation des ondes de Rayleigh en milieu concave*

En introduisant l'expression *(1)* suivant r puis suivant *θ* dans l'équation fondamentale de la dynamique, deux équations différentielles sont obtenues. La solution générale de *φ* et $\vec{\psi}$ en coordonnée cylindrique prend la forme d'une fonction de Bessel dont le type dépend des conditions aux limites du milieu.

A partir de la solution générale de *φ* et $\vec{\psi}$, les déplacements et les contraintes peuvent être exprimés en fonction des paramètres élastiques du milieu. Enfin en considérant, les déplacements et les contraintes aux interfaces une relation de dispersion peut alors être écrite :

$$f\left(k, \omega, \rho(r), \lambda(r), \mu(r)\right) = 0 \qquad (2)$$

La résolution de cette relation de dispersion s'effectue numériquement en recherchant les valeurs du nombre d'onde k, et de la pulsation ω, pour lesquelles *(2)* est vérifiée.

Relation de dispersion en milieu élastique homogène concave

Dans le cas d'une propagation dans un milieu élastique homogène concave, la solution des potentiels *φ* et *ψ* est sous la forme d'une fonction de Hankel de première espèce $H_x^{(1)}(y)$qui satisfait la condition de rayonnement dans le milieu semi infini.

$$\begin{aligned} \varphi &= E H_n^{(1)}(k_l R) e^{i(n\theta - \omega t)} \\ \psi &= F H_n^{(1)}(k_t R) e^{i(n\theta - \omega t)} \end{aligned} \qquad (3)$$

Avec $k_l = \omega/Vp$, $k_t = \omega/Vs$, $n=kR$, le nombre d'onde angulaire. *E* et *F* représente des constantes respectivement associées aux ondes P et S divergentes.

Dans ce type de géométrie, il existe une surface libre au niveau de laquelle les contraintes s'annulent :

$$\sigma_{rr} = \sigma_{r\theta} = 0 \qquad (4)$$

En développant *(4)* et en représentant sous la forme matricielle, la relation de dispersion est obtenue :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{r\theta} \end{pmatrix}_{r=R} = M \begin{pmatrix} E \\ F \end{pmatrix} = 0 \qquad (5)$$

Avec *M* une matrice 2×2 regroupant les paramètres du milieu ainsi que *k* et *ω*. La résolution de la relation de dispersion consiste à rechercher numériquement les couples (k,ω) qui annulent le déterminant de M

La difficulté majeure réside dans le fait que :

$$H_n^{(1)}(y) = J_n(y) + i\, Y_n(y) \qquad (6)$$

La présence d'une partie imaginaire implique que la relation de dispersion est satisfaite uniquement pour un nombre d'onde angulaire n complexe et donc :

$$n = kR = k_1 R + i\, k_2 R \qquad (7)$$

Cela implique que l'onde de Rayleigh se propage avec une atténuation géométrique dans le milieu. Celle-ci est liée au rayonnement radial de l'énergie dans l'espace semi-infini (Viktorov, 1967).

Ceci complique la résolution de la relation de dispersion car, d'une part le calcul des fonctions de Bessel d'ordre complexe est difficile, trois inconnues sont maintenant à retrouver : l'atténuation k_2, le nombre d'onde k_1 et la pulsation, *ω.*

Relation de dispersion en milieu élastique multicouche concave

Dans une géométrie concave, un système multicouche peut être considéré comme un empilement d'anneaux suivant la direction radiale surmontant un espace semi infini. A l'intérieur d'un anneau, les potentiel *φ* et *ψ* ont une solution de la forme :

$$\begin{aligned} \varphi &= A\ J_n(k_l R) + B\, Y_n\,(k_l R) e^{i(n\theta - \omega t)} \\ \psi &= C\ J_n(k_t R) + D\, Y_n\,(k_t R) e^{i(n\theta - \omega t)} \end{aligned} \qquad (8)$$

Dans ce cas, *φ* et *ψ* comportent deux composantes, une associée aux ondes convergentes se propageant à l'intérieur de l'anneau, caractérisée par une fonction de Bessel du premier type $J_n(y)$ et la deuxième associée aux ondes divergentes caractérisée par une fonction de Bessel du deuxième type (ou fonction de Neumann) $Y_n(y)$. A et B correspondent ici à des constantes associées aux ondes P respectivement convergentes et divergentes dans le milieu tandis que C et D sont ces mêmes constantes pour les ondes S.

Dans le cas d'un milieu bicouche, c'est à dire un anneau et l'espace semi-infini, il existe deux interfaces. Le premier en $r=R_1$ correspond à la surface libre au niveau de laquelle les contraintes s'annulent. Le deuxième en $r=R_2$, qui constitue la limite entre l'anneau et l'espace semi-infini, respecte la continuité des déplacements et des contraintes à l'interface.

En considérant les déplacements et les contraintes aux différents interfaces et dans les différentes couches, puis en les représentant sous une forme matricielle, on obtient le système suivant :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{rr}(r=R_1)_1 \\ \sigma_{r\theta}(r=R_1)_1 \\ \sigma_{rr}(r=R_2)_1 - \sigma_{rr}(r=R_2)_2 \\ \sigma_{r\theta}(r=R_2)_1 - \sigma_{r\theta}(r=R_2)_2 \\ u_r(r=R_2)_1 - u_r(r=R_2)_2 \\ u_\theta(r=R_2)_1 - u_\theta(r=R_2)_2 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} = 0 \qquad (9)$$

Avec *M* une matrice 6×6 regroupant les paramètres du milieu ainsi que k_1, k_2 et *ω.* La résolution de la relation de dispersion consiste à rechercher numériquement k_1, k_2 et ω tels qui annulent le déterminant M

Validation de la relation de dispersion en milieu élastique concave

Deux auteurs (Viktorov, 1967, Epstein, 1975), ont abordés la propagation des ondes de Rayleigh en milieu élastique homogène concave en dérivant les relations de dispersion pour ce type de milieu. Cet apport de la bibliographie permet de valider la relation de dispersion déterminée dans le cas d'un milieu homogène. La figure 4 représente la comparaison entre la courbe de dispersion obtenue à partir de la relation de dispersion de Epstein et celle obtenu en utilisant la relation *(5).*

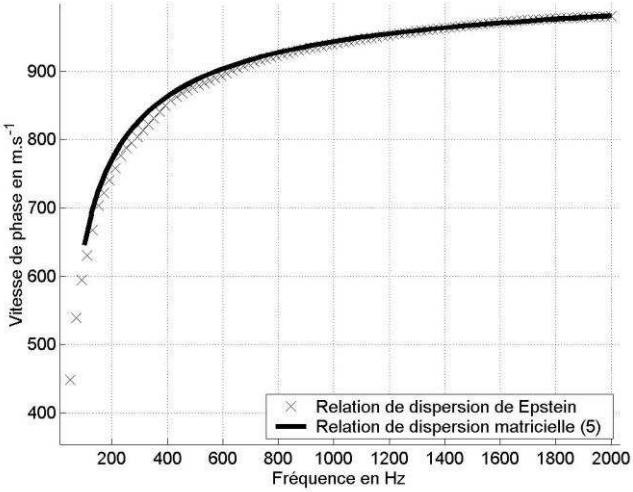

Figure 4: *Comparaison des courbes de dispersion numériques dérivées de Epstein et de (5)*

Afin de valider la relation *(9),* il apparaît nécessaire d'acquérir des données de dispersion pour un milieu multicouche parfaitement connu et de confronter ces résultats expérimentaux aux résultats numériques. Pour cela un modèle physique contrôlé est en cours d'élaboration.

Modèle physique contrôlé

La figure 5 est un schéma représentant une vue de dessus du modèle physique contrôlé en cours de réalisation (à gauche). La première étape a été réalisé : il s'agit de deux trous de diamètres différents qui seront ultérieurement complétés par une couche de matériau qui simulera l'EDZ.

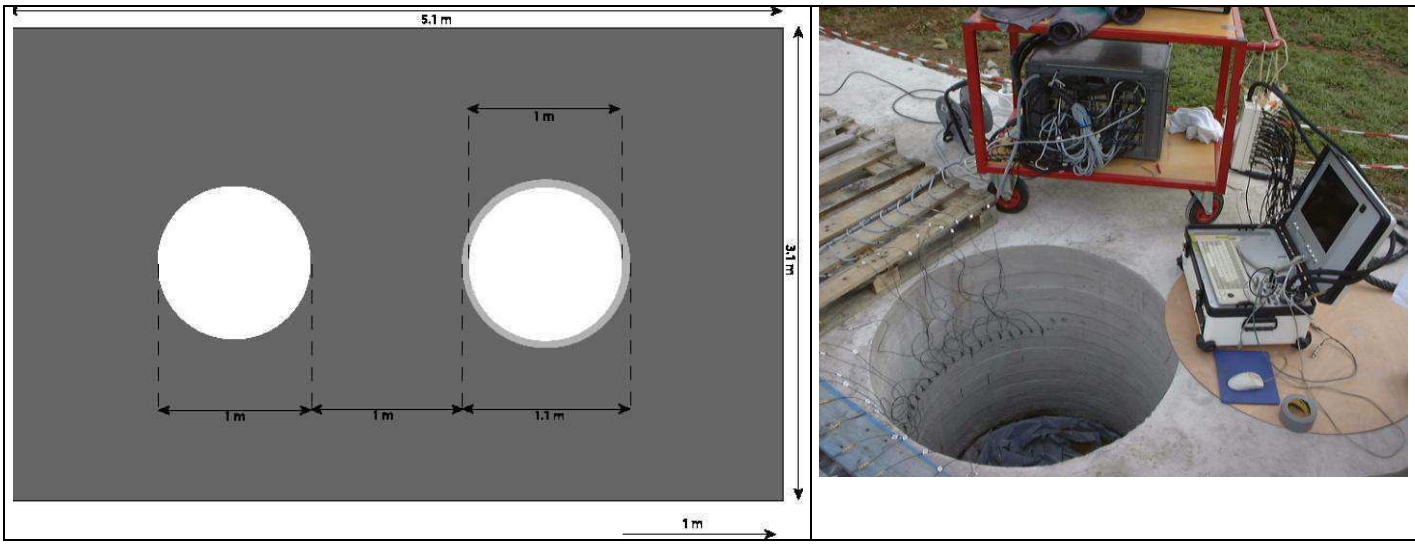

Figure 5: *Vue de dessus du modèle physique contrôlé (A gauche) Dispositif d'acquisition des signaux temporels (A droite)*

Le modèle réalisé respecte scrupuleusement les lois de similitude géométrique afin de respecter au maximum les conditions réelles. Il est constitué de béton enrichi de fibre plastique, afin d'éviter des fissurations, formulé de façon à empêcher toute ségrégation des grains afin que le milieu soit bien homogène.

Les mesures ont été effectuées en utilisant un dispositif de 23 accéléromètres répartis suivant la circonférence de chaque cylindre (figure 5, à droite). Les accéléromètres utilisés sont de marque Brüel & Kjaer (n°4393). Ils sont bien adaptés à des mesures sur des petites structures. Leur gamme de fréquence utile est comprise entre 0.1 Hz à 16.5 kHz . Ils ont une sensibilité de 3.1 pC/g. Différents types de source (marteau, bille métallique) ayant un contenu fréquentiel compris entre 5 et 20 kHz ont été utilisée pour l'enregistrement des signaux temporels .

La longueur du dispositif ainsi que l'espacement entre les accéléromètres a été optimisé (Park et al, 1998) de façon à limiter au maximum les perturbations liées aux réflexions sur les bords du modèle et empêcher le recouvrement entre les signaux temporels se propageant dans les directions opposés suivant la circonférence.

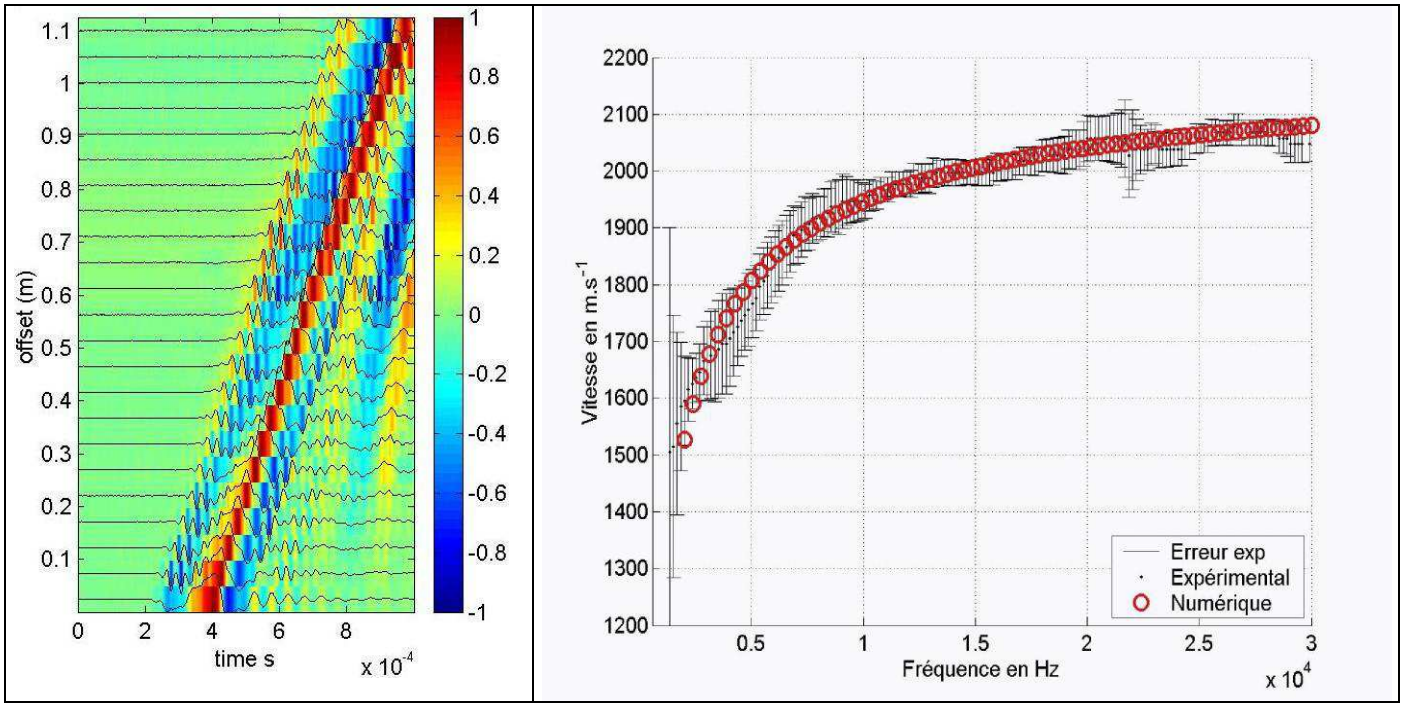

Figure 6: *Sismogramme (à gauche) Comparaison résultats expérimentaux/modélisation numérique (à droite)*

Les enregistrements temporels obtenus et la courbe de dispersion associée sont représentés sur la figure 6 respectivement à gauche et à droite. L'inversion des données s'effectue empiriquement par essai-erreur en comparant les courbes de dispersion calculées numériquement pour différents modèles à la courbe expérimentale obtenus après traitement (τ p) (point noirs avec barre d'erreur à droite sur la figure 6). La meilleure corrélation est représentée sur la figure 6 en rouge pour un modèle avec des vitesses correspondant à celles du béton utilisé (Vp=4500 m/s, Vs=2340 m/s, coefficient de Poisson σ=0.31).

Expérimentations In-Situ

Des expérimentations ont également été réalisées dans le laboratoire de recherche souterrain du Mont Terri (Suisse). Celles-ci ont pour but de déterminer l'épaisseur et les caractéristiques de la zone endommagée par le creusement en utilisant la méthode MASW en voûte. Le dispositif est composé de 25 accéléromètres et la source est une sollicitation mécanique générée à l'aide d'un marteau ou

d'une masse. Les enregistrements obtenus et la dispersion associée sont représentés sur la figure 7 respectivement à gauche et à droite.

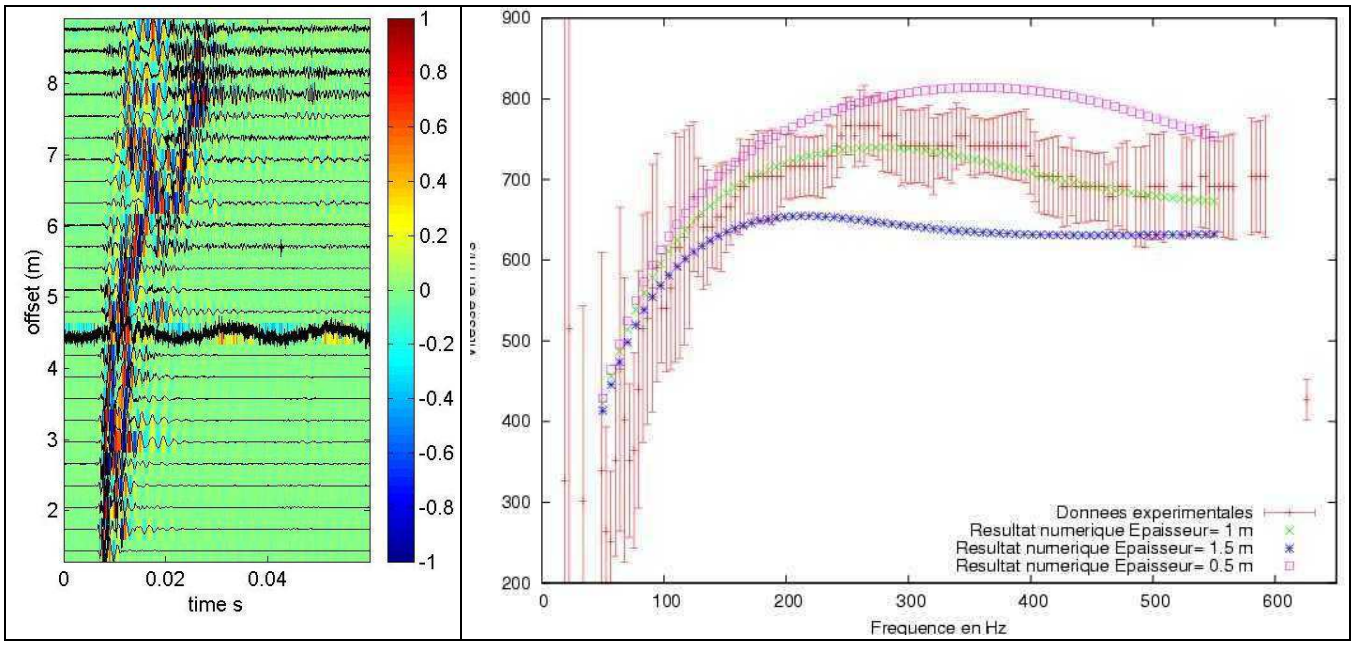

Figure 7: *Sismogramme (à gauche) Comparaison résultats expérimentaux modélisation numérique (à droite*

La figure 7 à droite présente la comparaison entre la courbe expérimentale mesurée (en rose avec les barres d'erreurs) et les courbes de dispersion du mode fondamentale modélisées en couleur pour trois épaisseurs de couche endommagée: 0.5 m (carré rose) , 1 m (croix vertes) et 1.5 m (étoiles bleues).Les valeurs de vitesse des ondes P utilisée pour le calcul sont Vp=1333 m/s pour la couche superficielle et Vp=2500 m/s pour l'espace semi infini avec un rapport Vs/Vp=0.6 (σ=0.22).

Les résultats obtenus semblent en corrélation avec des données pétrophysiques connues pour ce milieu (carottages). Ceux-ci seront vérifiés ultérieurement dès que la modélisation numérique d'un milieu bicouche sera validée.

Conclusions et perspectives

Les premiers résultats obtenus apparaissent satisfaisants mais nécessitent une validation plus poussée. Celle-ci sera réalisée prochainement en utilisant les données de dispersion acquises par le biais du modèle physique contrôlé. Une fois cette vérification réalisée, un algorithme d'inversion sera développé permettant une inversion des courbes de dispersion beaucoup plus rapide et plus précise. Le modèle bicouche sera alors étendu au modèle multicouche.

L'intérêt de cette méthode est de pouvoir obtenir de manière non-destructive un profil en vitesse des ondes S et peut être envisagé dans le cas d'une couche plus rapide en surface par exemple pour l'auscultation de la zone endommagée derrière une couche de béton.

Références

A. O'Neill. Full-waveform Reflectivity for Modelling, Inversion and Appraisal of Seismic Surface Wave Dispersion in Shallow Site Investigations. PhD thesis, University of Western Australia, 2003.

K. Aki et P.G Richards. Quantitative seismology: Theory and methods. W.H. Freeman and company, 1980.

J. Dorman et M. Ewing. Numerical inversion of seismic surface wave dispersion data and crust-mantle structure in the new york-pennsylvania area. J. Geophys. Res., 67(13):5227–5241, 1962.

H.I. Epstein. Effect of curvature on stoneley waves. Journal of Sound and Vibrations, 46(1):59–66, 1975.

S. Foti. Multistation Methods for geotechnical characterization using surface waves. PhD thesis, Politecnico di Torino, 2000.

I.A. Viktorov. Rayleigh and Lamb waves: Physical theory and applications. Plenum Press, 1967.