

Comportement dynamique de sols sous séisme majeur. Identification d'un modèle à 3 paramètres par propagation cyclique in situ

M. Mabssout

Laboratoire de Mécanique et Thermique,
Faculté des Sciences, BP 2121, Tétouan, Maroc

P. Jouanna

Dynamique et Thermodynamique des Milieux Complexes,
case 13, Université Montpellier II, Place E.Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France

Résumé

Pour simuler le comportement cyclique de sols sous sollicitations sismiques majeures, les lois de comportement à 2 paramètres se révèlent insuffisantes. De ce fait, il est tentant d'utiliser des lois avec un nombre supérieur de paramètres. Mais dans des essais in situ, complément indispensable aux essais en laboratoire, le calage des lois de comportement ne peut se faire que par problème inverse dont l'unicité limite drastiquement le nombre de paramètres. On montre dans cet article que l'on peut cependant user d'une loi à 3 paramètres, en vue de mieux rendre compte d'essais de propagation cyclique in situ en grandes déformations. Après présentation du Système Harmonique Sismique (partie 1), l'un des rares dispositifs capable de générer des sollicitations majeures au voisinage d'un forage, on expose la simulation d'un tel essai (partie 2), étape nécessaire avant d'aborder le principe d'identification des paramètres de la loi de comportement (partie 3). Une illustration du processus d'identification est donnée sur un exemple de sol limoneux et argileux (partie 4). Les avantages de l'adoption d'une loi hystérétique à 3 paramètres dans le cadre de tels essais in situ sont résumés en conclusion.

Abstract

A 2-parameters dynamic law is not able to fit the behaviour of soils under major seismic effects. The use of law with a large number of parameter is attractive. However, the determination of parameters of such a law is generally not possible, in a unique manner, by in situ tests. It is shown in this paper that a 3-parameters law can nevertheless be identified by a cyclic propagation in situ test under large deformations. The Seismic Harmonic System, able to reproduce major seismic effects around a borehole, is first presented (section 1). The modelling of the test (section 2) is necessary before describing the identification procedure of parameters of the proposed law (section 3). An illustration is reported (section 4) in the case of a clayey and silty soil. Conclusion summarizes advantages of this behaviour law for interpreting such in situ tests.

1. INTRODUCTION

Il est bien connu que l'obtention du comportement dynamique de sols par essais in situ est un complément indispensable aux essais dynamiques réalisés en laboratoire. Cependant, de tels essais offrent des difficultés certaines tout d'abord au plan de l'interprétation des résultats et ensuite au plan de l'appareillage et de la réalisation des essais.

Contrairement à des essais sur échantillon au laboratoire, les mesures in situ ne donnent pas un accès direct à la loi de comportement. On doit avoir recours à un processus inverse pour caler les paramètres d'une loi dont la forme est choisie a priori. Classiquement, pour des déformations modérées et dans le cas de sollicitations cycliques, on choisit une loi hystérétique à 2 paramètres (G_0 , α) construite sur la loi hyperbolique de Hardin-Drnevich [4] par la règle de Masing [14]. Mais cette loi surestime largement le coefficient d'amortissement dans le domaine des grandes déformations abordé ici [8][12]. Pour surmonter cet écueil, on propose d'adopter une loi hystérétique à 3 paramètres (G_0 , α , β) [8][9][12][13].

Pour la réalisation des essais, très rares sont les appareillages capables de générer in situ des déformations équivalentes à des séismes majeurs. Un des derniers dispositifs en date est le Système Harmonique Sismique (S.H.S.) développé par Electricité de France [2][5][19]. Ce dispositif comporte un cuvelage spécial, placé dans un forage de reconnaissance, qui permet de transmettre au sol un mouvement oscillant vertical grâce à une sonde excitatrice. Des mesures de force d'entraînement et de déplacement sont effectuées sur le cuvelage spécial; de plus des mesures d'accélération sont possibles à faible profondeur dans des forages annexes.

On peut dans ces conditions effectuer plusieurs types d'essais. A l'aide des seules mesures recueillies sur le cuvelage, on procède à des "essais de fonction transfert force/déplacement" [6]. Si l'on exploite de plus les mesures accélérométriques au voisinage du forage, on peut procéder à des "essais de propagation" [9][11][12][13] qui sont évidemment plus riches. Enfin on peut également effectuer des essais thermiques, qui donnent un accès direct à la mesure de la dissipation [7][9][10][11][12].

On se limitera dans cet article à l'interprétation d'essais cycliques de propagation in situ (figure1) entre un point émetteur A et des points récepteurs B, C, etc.. Sur la base d'une loi de comportement hystérétique à 3 paramètres, la modélisation de cet essai est présentée dans la partie 2. La partie 3, est consacrée au principe de l'identification des paramètres de cette loi par problème inverse. Une illustration est donnée dans la partie 4 dans un sol limoneux et argileux. En conclusion, on souligne l'apport de la loi à 3 paramètres par rapport à la loi initiale à 2 paramètres.

2. MODELISATION DE L'ESSAI DE PROPAGATION

2.1 Modèle

2.1.1 Variables adimensionnelles

Les variables adimensionnelles adoptées dans la suite, dans une configuration axisymétrique unidimensionnelle radiale, sont définies comme suit :

$$r^* = \frac{r}{r_0}; \quad t^* = \frac{t}{T_0}; \quad \rho^* = \frac{\rho r_0^2}{G_0 T_0^2}; \quad \tau^*(r^*, t^*) = \frac{\tau(r, t)}{G_0}; \quad \ddot{w}^*(r^*, t^*) = \frac{\ddot{w}(r, t) T_0^2}{r_0};$$

$$\gamma^*(r^*, t^*) = \gamma(r, t) = w_{,r}(r, t)$$

avec :

r est la distance à l'axe du forage ; r_0 : est le rayon du forage

t : est le temps ; ρ : est la masse volumique apparente constante du sol ; G_0 : est le module de cisaillement à faible déformation ; T_0 : est la période de la fréquence fondamentale

$\tau(r,t)$: est la contrainte verticale de cisaillement ; $\gamma(r,t)$: est la déformation verticale de cisaillement $w(r,t)$: est le déplacement vertical du sol ; $\ddot{w}(r,t)$: est l'accélération verticale du sol
 La notation $(\cdot)_{,r}$ représente la dérivée partielle par rapport à r .

2.1.2 Equation de la mécanique

$$\tau_{,r}^*(r^*, t^*) + \frac{\tau^*(r^*, t^*)}{r^*} - \rho^* \ddot{w}^*(r^*, t^*) = 0 \tag{1}$$

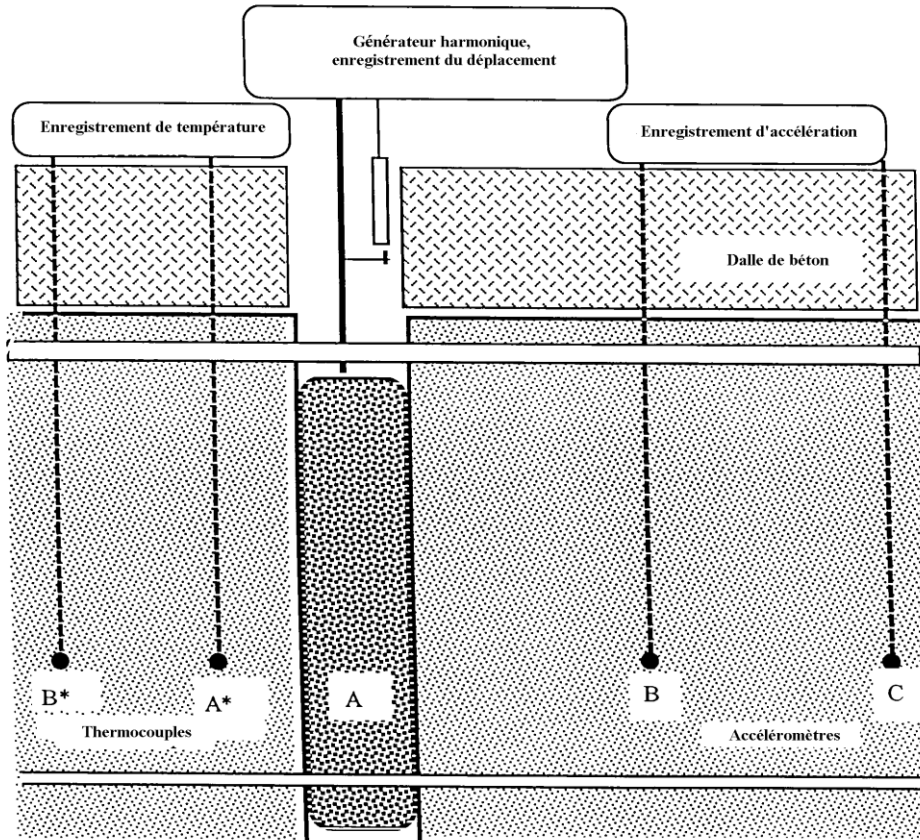


Figure 1 : Schéma de l'essai avec le Système Harmonique Sismique (SHS)

2.1.3 Relation de comportement

(A) Relation de comportement en premier chargement

Sous forme dimensionnelle, la relation de comportement lors du premier chargement est supposée suivre la loi hyperbolique de Hardin-Drnevich [4] qui dépend de deux paramètres G_0 et α .

$$w_{,r}(r,t) - \frac{\tau(r,t)}{G_0 - \alpha\tau(r,t)} = 0 \tag{2}$$

où α est le paramètre du modèle qui caractérise les effets non-linéaires du sol.

Sous forme adimensionnelle, l'expression (2) devient :

$$w_{,r}^*(r^*, t^*) - \frac{\tau^*(r^*, t^*)}{1 - \alpha \tau^*(r^*, t^*)} = 0 \quad (3)$$

(B) Relation de comportement cyclique classique

On suppose qu'en chaque point du sol, parvenu lors du premier chargement au point de contrainte maximale $\tau_0(r)$, auquel correspond la déformation maximale $\gamma_0(r)$, on obtient une évolution cyclique stabilisée. La boucle d'hystérésis correspondante, qui dépend bien entendu du point r , est représentée en figure 2. Cette boucle est construite à partir du premier chargement (arc OL) puis d'une homothétie de rapport 2 de centre L, avec finalement une symétrie par rapport à LM, conformément à la construction de Masing [14].

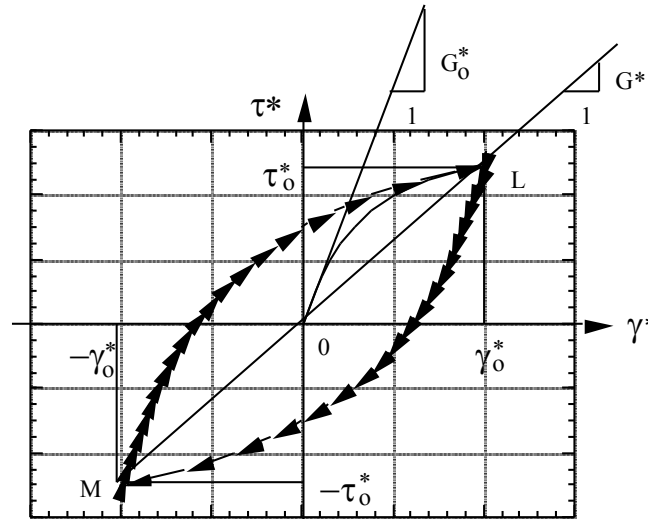


Figure 2 : Cycle d'hystérésis classique : loi de Hardin-Drnevich et construction de Masing.

Ce cycle d'hystérésis peut être représenté par la relation contrainte-déformation suivante :

$$w_{,r}^*(r^*, t^*) - \frac{2(\tau^*(r^*, t^*) - \delta \tau_0^*(r^*))}{2 + \varepsilon \alpha (\tau^*(r^*, t^*) - \delta \tau_0^*(r^*))} - \delta \gamma_0^*(r^*) = 0 \quad (4)$$

δ et ε étant des coefficients qui permettent de décrire le cycle d'hystérésis. On note par :

$\tau_0(r) = |\tau(r, t)|_{\max}$ et $\gamma_0(r) = |\gamma(r, t)|_{\max}$ au premier chargement

$\delta = 0$ et $\varepsilon = -2$ permet de retrouver la courbe de premier chargement

$\delta = \varepsilon = 1$, si τ^* et γ^* décroissants (décharge)

$\delta = \varepsilon = -1$, si τ^* et γ^* croissants (recharge)

En un point donné r , et sous une excitation donnée à la paroi du forage, l'aire S de ce cycle d'hystérésis, tracé en variables dimensionnelles, représente le travail mécanique dissipé par unité de

volume de sol au cours d'un cycle complet de décharge et recharge. On en déduit classiquement le coefficient d'amortissement $\eta(r)$, sans dimension, défini par :

$$\eta(r) = \eta^*(r^*) = \frac{S}{2\pi G \gamma_0^2} = \frac{S^*}{2\pi G^* \gamma_0^{*2}}$$

où S est (resp. S^*) l'aire de la boucle d'hystérésis en variable dimensionnelle (resp. adimensionnelle);

$G = \frac{\tau_0}{\gamma_0}$ est le module sécant dimensionnel; $G^* = \frac{\tau_0^*}{\gamma_0^*}$ est le module sécant adimensionnel.

Ce coefficient d'amortissement η , peut s'exprimer à l'aide de la loi de comportement (4) uniquement en fonction de la valeur de α et de la déformation maximale γ_0 sous la forme suivante [11]:

$$\eta(\alpha, \gamma_0) = \frac{2}{\pi} \left\{ \frac{2}{\alpha \gamma_0} (1 + \alpha \gamma_0) \left[1 - \frac{1}{\alpha \gamma_0} \text{Log}(1 + \alpha \gamma_0) \right] - 1 \right\} \quad (5)$$

Cette loi de comportement devrait permettre de s'adapter aux deux résultats expérimentaux fondamentaux, à savoir la variation de module sécant G et du coefficient d'amortissement η en fonction de γ_0 , comme rapporté par exemple par Seed et Idriss [18]. On constate sur les figures 3a et

3b que le calage du paramètre α serait relativement aisé pour le module sécant adimensionnel $\frac{G}{G_0}$. En

revanche ce calage n'est guère possible pour le coefficient d'amortissement η . On remarque que ce coefficient de dissipation η devient très surestimé dans les grandes déformations. Autrement dit l'aire du cycle d'hystérésis S , conforme à la loi de comportement hystérétique (4), devient trop grande lorsque les déformations sont importantes. Des résultats similaires seraient obtenus avec les coefficients d'amortissement cités par Pecker et al. [15].

De toute façon il est fondamental de constater qu'il manque au moins un paramètre pour s'adapter simultanément aux deux graphes $\frac{G}{G_0}(\gamma_0)$ et $\eta(\gamma_0)$.

(C) Relation de comportement cyclique modifiée

Pour surmonter ce problème, on peut rechercher soit un nouveau modèle de type "empirique", soit choisir un modèle de type "rationnel" [17]. On poursuivra cette étude dans le cadre d'un modèle empirique, afin de s'éloigner le moins possible du modèle de référence traditionnel. On pourrait par exemple adopter la loi empirique de Ramberg-Osgood à 4 paramètres [16], dont on trouvera la comparaison avec la loi de Hardin-Drnevich dans Sagaseta et al. [17].

Cependant cette loi ne donne pas satisfaction en grandes déformations au voisinage de la contrainte de rupture et de plus l'adoption de quatre paramètres complique l'identification par problème inverse. On poursuivra avec la loi hystérétique à 3 paramètres proposée par Jouanna & Mabssout [8].

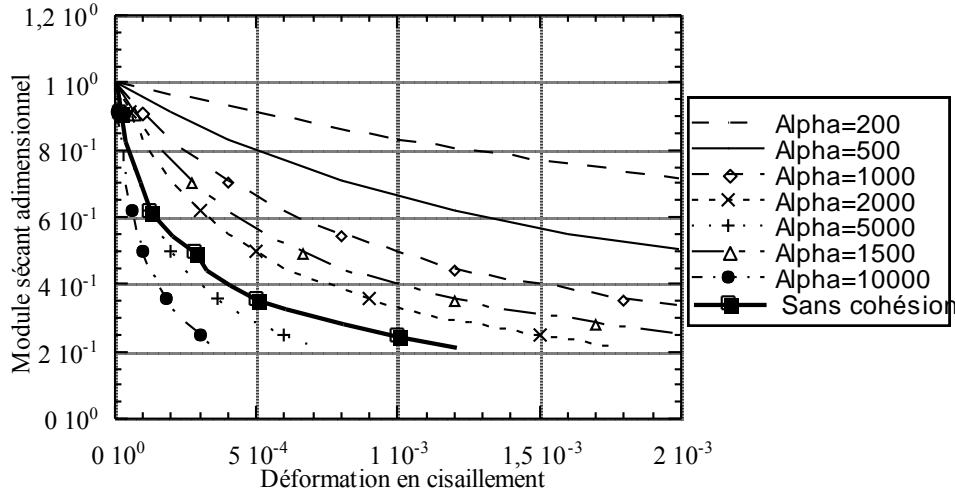


Figure 3a. :Module sécant adimensionnel fonction de la déformation pour différentes valeurs de α (modèle à 2 paramètres). Comparaison avec les données expérimentales pour un sol sans cohésion (Seed et Idriss 1970)

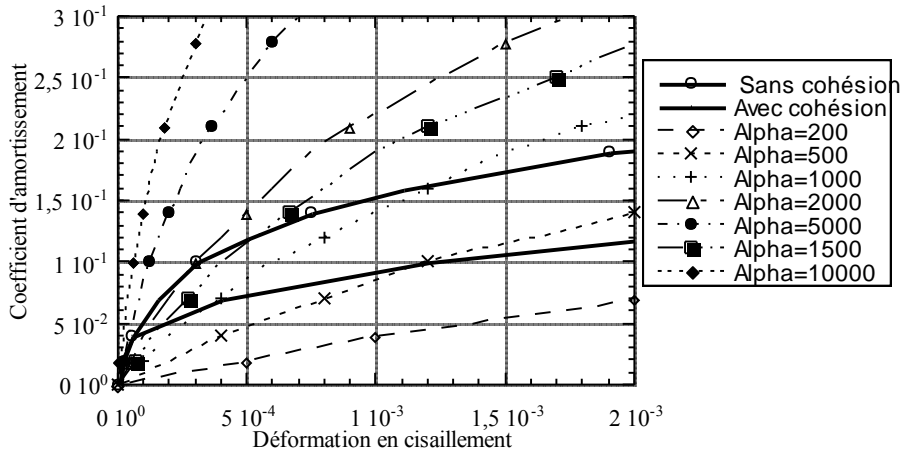


Figure 3b : Coefficient d'amortissement fonction de la déformation pour différentes valeurs de α (modèle à 2 paramètres). Comparaison avec les données expérimentales pour un sol avec et sans cohésion (Seed et Idriss 1970)

Ce modèle conserve la loi de premier chargement de Hardin & Drnevich, fonction des deux paramètres G_0 et α , et ajuste l'aire du cycle d'hystérésis de Masing par un troisième paramètre β afin de rendre compte de l'amortissement en grandes déformations. Le cycle d'hystérésis est décrit sous la forme (6) qui remplace (4) :

$$w_{,r}^* - \varepsilon \gamma_{hd} - \varepsilon' \gamma_m - \frac{\delta}{2} \Delta \gamma [1 - h(\alpha \gamma_0)] = 0 \tag{6}$$

où ε , ε' et δ désignent des coefficients permettant de décrire le cycle d'hystérésis;

$$\gamma_{hd} = \frac{\tau^*}{1 - \alpha\tau^*}; \gamma_m = \frac{\tau}{1 - \alpha\tau_0 + \frac{\alpha^2}{4}(\tau_0^2 - \tau^2)}; \Delta\gamma = \frac{2(\tau^* - \tau_0^*)}{2 + \alpha(\tau^* - \tau_0^*)} - \frac{2(\tau^* + \tau_0^*)}{2 - \alpha(\tau^* + \tau_0^*)} + \frac{2\tau_0^*}{1 - \alpha\tau_0^*};$$

$$h(\alpha\gamma_0) = \beta - \frac{1}{\left(\alpha\gamma_0 + \beta^{-\frac{1}{2}}\right)^2}$$

En premier chargement $\square\square\square \quad \varepsilon = 1 \quad \square \quad \varepsilon' = 0 \quad \square\square\square \quad \delta = 0 \quad \square$

En décharge $\square\square\square \quad \varepsilon = 0 \quad \square \quad \varepsilon' = 1 \quad \square\square\square \quad \delta = 1 \quad \square$

En recharge $\square\square\square \quad \varepsilon = 0 \quad \square \quad \varepsilon' = 1 \quad \square\square\square \quad \delta = -1 \quad \square$

α = paramètre de non-linéarité; β = paramètre de correction du cycle de Masing.

Sur la figure 4, tracée avec $\alpha = 1500$ et $\tau_0^* = 4.10^4$, on peut observer que pour $h(\alpha\gamma_0) = 0$ on obtient le cycle conforme à la construction de Masing et pour des valeurs non nulles de $h(\alpha\gamma_0)$ (pour $\beta = 0.5; 1.5$ par exemple) entraînent une variation de la surface du cycle [9][12].

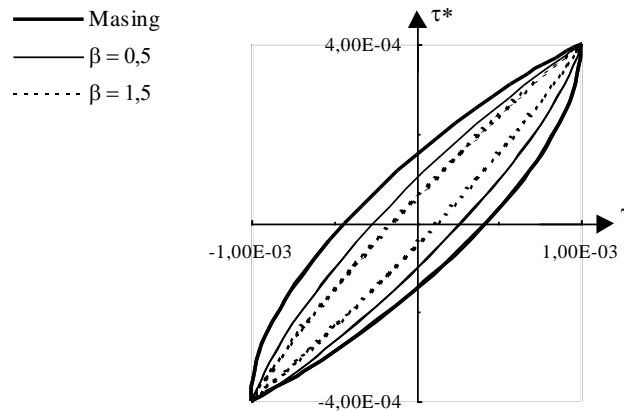


Figure 4 : Exemple de cycles d'hystérésis tracés pour $\tau_0^* = 4.0E-4$ et $\alpha = 1500$. Comparaison entre les cycles obtenus avec $h = 0$ (Masing) et $h \neq 0$.

2.1.4 Conditions aux limites et initiales

Les conditions aux limites se traduisent par les deux conditions suivantes :

à la paroi du forage $w(r_0, t) = w_A(t) \quad \text{ou} \quad w^*(l, t^*) = w_A^*(t^*) \quad (7)$

au loin du forage $w(\infty, t) = 0 \quad \text{ou} \quad w^*(\infty, t^*) = 0 \quad (8)$

Les conditions initiales sont: quel que soit r , $w(r, 0) = 0 \quad \text{ou} \quad w^*(r^*, 0) = 0$

2.2 Discrétisation

La méthode des différences finies est bien adaptée à la résolution des équations (1), (6), (7) et (8). Un schéma implicite total est adopté. Dans la suite, toutes les relations sont données en variables adimensionnelles où l'on a supprimé le symbole * par commodité d'écriture.

$$\frac{\tau_{i+1,n} - \tau_{i-1,n}}{2\Delta r} + \frac{\tau_{i,n}}{r(i)} - \frac{\rho}{\Delta t^2} w_{i,n} = \frac{\rho}{\Delta t^2} (-2w_{i,n-1} + w_{i,n-2}) \quad (2 \leq i \leq N-1)$$

$$\left(1 - \frac{1}{\Delta r}\right)\tau_{1,n} + \frac{1}{\Delta r}\tau_{2,n} = \rho \ddot{w}_{1,n} \quad (i = 1)$$

$$-\frac{1}{\Delta r}\tau_{N-1,n} + \left(\frac{1}{\Delta r} + \frac{1}{r(N)}\right)\tau_{N,n} = \rho \ddot{w}_{N,n} \quad (i = N)$$

(3 ≤ i ≤ N-2)

$$\left[\frac{\varepsilon}{1 - \alpha\tau_{i,n-1}} + \frac{\varepsilon'}{1 - \alpha\tau_0(i) + \frac{\alpha^2}{4}(\tau_0^2(i) - \tau_{i,n-1}^2)} + \delta(1 - h_i) \left(\frac{1}{2 + \alpha(\tau_{i,n-1} - \tau_0(i))} - \frac{1}{2 - \alpha(\tau_{i,n-1} + \tau_0(i))} \right) \right] \tau_{i,n} - \frac{w_{i+1,n} - w_{i-1,n}}{2\Delta r} = \delta(1 - h_i) \left[\frac{1}{2 + \alpha(\tau_{i,n-1} - \tau_0(i))} + \frac{1}{2 - \alpha(\tau_{i,n-1} + \tau_0(i))} - \frac{1}{1 - \alpha\tau_0(i)} \right] \tau_0(i)$$

(i = 2)

$$\left[\frac{\varepsilon}{1 - \alpha\tau_{2,n-1}} + \frac{\varepsilon'}{1 - \alpha\tau_0(2) + \frac{\alpha^2}{4}(\tau_0^2(2) - \tau_{2,n-1}^2)} + \delta(1 - h_2) \left(\frac{1}{2 + \alpha(\tau_{2,n-1} - \tau_0(2))} - \frac{1}{2 - \alpha(\tau_{2,n-1} + \tau_0(2))} \right) \right] \tau_{2,n} - \frac{w_{3,n}}{2\Delta r} = \delta(1 - h_2) \left[\frac{1}{2 + \alpha(\tau_{2,n-1} - \tau_0(2))} + \frac{1}{2 - \alpha(\tau_{2,n-1} + \tau_0(2))} - \frac{1}{1 - \alpha\tau_0(2)} \right] \tau_0(2) - \frac{w_{1,n}}{2\Delta r}$$

(i = N - 1)

$$\left[\begin{array}{c} \frac{\varepsilon}{1 - \alpha\tau_{N-1,n-1}} + \frac{\varepsilon'}{1 - \alpha\tau_0(N-1) + \frac{\alpha^2}{4}(\tau_0^2(N-1) - \tau_{N-1,n-1}^2)} + \\ \delta(1 - h_{N-1}) \left(\frac{1}{2 + \alpha(\tau_{N-1,n-1} - \tau_0(N-1))} - \frac{1}{2 - \alpha(\tau_{N-1,n-1} + \tau_0(N-1))} \right) \end{array} \right] \tau_{N-1,n} - \frac{w_{N-2,n}}{2\Delta r} =$$

$$\delta(1 - h_{N-1}) \left[\frac{1}{2 + \alpha(\tau_{N-1,n-1} - \tau_0(N-1))} + \frac{1}{2 - \alpha(\tau_{N-1,n-1} + \tau_0(N-1))} - \frac{1}{1 - \alpha\tau_0(N-1)} \right] \tau_0(N-1)$$

$$+ \frac{w_{N,n}}{2\Delta r}$$

avec
$$h_i = \beta - \frac{1}{\left[\alpha\gamma_0(i) + \beta^{-\frac{1}{2}} \right]^2}$$

$w_{1,n} = w_A$; $w_{N,n}$ = déplacement au loin du forage

i = indice d'espace ; n = indice de temps ; Δr = pas d'espace ; Δt = pas de temps

$r(i) = 1 + (i - 1)\Delta r$ = distance adimensionnelle à l'axe du forage ($1 \leq i \leq N$)

2.3 Consistance, stabilité du schéma numérique

2.3.1 Consistance

La consistance du schéma numérique est garantie si la différence entre l'opérateur différentiel exact et l'opérateur discrétisé tend vers zéro quand Δr et Δt tendent vers zéro simultanément. Les erreurs de troncature ε_1 et ε_2 des deux opérateurs (1) et (6), obtenues à partir de développements de Taylor sont données par:

$$\varepsilon_1 = - \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(\Delta r)^{2(k-1)} \partial^{(2k-1)} \tau}{(2k-1)! \partial r^{(2k-1)}} \Big|_{i,n} + 2\rho \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(\Delta t)^{2(k-1)} \partial^{2k} w}{(2k)! \partial t^{2k}} \Big|_{i,n} \tag{9}$$

$$\varepsilon_2 = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(\Delta r)^{2(k-1)} \partial^{(2k-1)} w}{(2k-1)! \partial r^{(2k-1)}} \Big|_{i,n} \tag{10}$$

Quand Δr et Δt tendent vers zéro les erreurs de troncature ε_1 et ε_2 tendent aussi vers zéro, ce qui assure la consistance du schéma de discrétisation utilisé.

2.3.2 Stabilité numérique

En utilisant le critère de stabilité de Von Neumann [3], la condition nécessaire mais non suffisante pour que le schéma numérique décrit au §2.2 soit stable s'écrit dans le cas où la fonction $h(\alpha\gamma_0)$ est nulle [11] :

$$\frac{\Delta r}{\left(1 + \frac{\Delta r^2}{r_N^2}\right)^{\frac{1}{4}}} \leq \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\sqrt{\rho}} \sqrt{|1 - \alpha\tau_0|} \quad (11)$$

2.4 Etude de la condition à la limite au loin du forage

Dans une première approximation la condition en déplacement à la limite au point $r(N)$, est prise égale au déplacement purement élastique $w_{N,n}$ calculé dans une hypothèse de comportement linéaire avec le seul coefficient G_0 et $\alpha = 0$. La solution analytique est donnée par une somme d'harmoniques données par des fonctions de Bessel modifiées de seconde espèce d'ordre 0 [1], pour un déplacement cyclique $w_{1,n}$ imposé à la paroi du forage et un déplacement $w(r \rightarrow \infty) = 0$.

Cette valeur de $w_{N,n}$ n'est qu'approximative, du fait que les harmoniques au point $r(N)$ créées par les non-linéarités du sol ne sont pas prises en compte.

Pour raffiner la condition en déplacement au point $i = N$ et plutôt que de faire appel à la technique classique des frontières absorbantes, le procédé itératif suivant est proposé en figure 5 [11]. Après un calcul préliminaire analytique linéaire entre la paroi du forage et l'infini, un calcul non-linéaire est effectué entre les points A à $r(1)$ et Q à $r(N)$. Puis un point P à $r(p)$, dit point pilote, est choisi sur le domaine AQ , mais suffisamment loin du forage pour être en dehors de la zone des sources de non-linéarités. Le déplacement de ce point pilote P , chargé de ses harmoniques, est introduit comme entrée d'un calcul analytique linéaire effectué entre P et l'infini. Une nouvelle valeur de la condition $w_{N,n}$ en est déduite au point Q . On reprend alors un calcul non-linéaire sur le domaine AQ et ainsi de suite, jusqu'à stabilisation du spectre au point P .

3. PRINCIPE D'IDENTIFICATION DES PARAMETRES DE LA LOI DE COMPORTEMENT

3.1 Identification du paramètre G_0

L'identification du paramètre G_0 , qui est le module de cisaillement à très faible niveau de déformation, suppose pour son identification par problème inverse que les signaux utilisés soient générés par des excitations de très faible puissance au forage.

3.1.1 Méthode des différences de phase

Pour identifier le paramètre G_0 , la masse volumique ρ étant supposée connue, une première méthode consiste à repérer le temps de parcours Δt de l'onde sur la base AR émetteur-récepteur par la différence de phase entre 2 signaux en A et R.

$$G_0 = \rho \left(\frac{AR}{\Delta t} \right)^2 \tag{12}$$

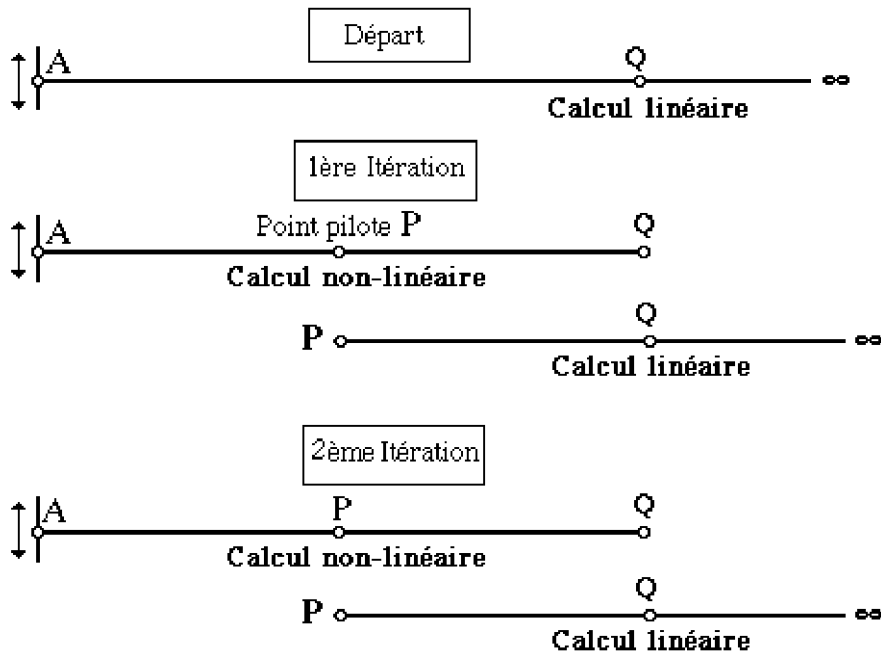


Figure 5 : Processus d'itération sur la condition à la limite en déplacement $W_{N,n}$ au point Q

3.1.2 Méthode des fonctions transfert entre A et R.

A faible niveau de déformation, pour une excitation harmonique au forage de pulsation ω_0 , la fonction de transfert $F(\omega_0)$ entre déplacements (ou accélérations) en A et R est donnée par:

$$F(\omega_0) = \frac{w_0(r_R, \omega_0)}{w_0(r_A, \omega_0)} = \frac{K_0(jkr_R)}{K_0(jkr_A)} \tag{13}$$

avec $k = \omega_0 \sqrt{\frac{\rho}{G_0}}$ et K_0 est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre 0

Si la pulsation ω_0 est faible et si l'on se tient au voisinage du forage alors $kr \ll 1$ et la fonction de transfert $F(\omega_0)$ est approchée par [1] :

$$F(\omega_0) \approx \frac{\text{Log}(jkr_R)}{\text{Log}(jkr_A)} \text{ avec } j^2 = -1 \quad (14)$$

On peut identifier le module G_0 in situ en comparant les fonctions de transfert réelles $F_{\text{mes}}(\omega_0)$ avec un fichier de fonctions de transfert théoriques $F_{\text{th}}(\omega_0, G_0)$ paramétrées en G_0 .

3.2 Identification des paramètres α et β

Une fois identifié le paramètre G_0 , une deuxième phase de l'expérimentation consiste à appliquer de fortes puissances d'excitation afin de générer des non-linéarités dans le comportement du sol autour du forage. L'interprétation des signaux peut alors s'effectuer à partir de deux types d'essais :

- (i) soit sur la base des mesures de déplacement et de contrainte faites uniquement sur le cuvelage, en généralisant la notion de fonction de transfert (13) dans le domaine non-linéaire [6]
- (ii) soit sur la base de mesures de déplacement du cuvelage et de mesures d'accélération à l'intérieur du sol [9] [11][12]. La méthode d'interprétation de ce type d'essai consiste, pour un signal d'entrée enregistré au point émetteur A, à comparer les sorties expérimentales enregistrées au point récepteur R avec un fichier de sorties calculées pour G_0 mais pour différentes valeurs du couple (α, β) . Cette comparaison peut s'envisager soit dans l'intervalle des temps, soit dans le domaine des fréquences.

3.2.1 Identification des paramètres α et β dans l'intervalle des temps

Pour rechercher la distance minimale entre un signal d'accélération réelle et les divers signaux d'accélération paramétrés en (α, β) , on peut choisir la norme quadratique moyenne $N(\alpha, \beta)$ sous forme dimensionnelle suivante:

$$[N(\alpha, \beta)]^2 = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} [\ddot{w}_{\text{mes}}(t, r_R) - \ddot{w}_{\text{th}}(\alpha, \beta, t, r_R)]^2 dt \quad (15)$$

3.2.2 Identification des paramètres α et β dans le domaine des fréquences

La comparaison précédente peut aussi s'effectuer dans le domaine des fréquences, en comparant les harmoniques m ($1 \leq m \leq M$) expérimentales et théoriques de même ordre, en module et/ou en phase. A la relation (15) on substitue alors la norme suivante pour apprécier la distance entre signaux:

$$\tilde{N}^2 = \sum_{m=1}^{m=M} \left[\ddot{w}_{\text{mes}}(r_R, f_m) - \ddot{w}_{\text{th}}(\alpha, \beta, r_R, f_m) \right]^2$$

4. ILLUSTRATION DE LA METHODE D'IDENTIFICATION

4.1 Résultats expérimentaux

L'identification des paramètres G_0 , α et β est présentée ci-dessous dans le cadre d'une expérimentation conduite avec un prototype du dispositif d'excitation qui consistait à mettre en vibration verticale une masse de béton coulée en place dans un forage Φ 100 mm, entre 0,20 m et 1,20 m de profondeur, dans un sol de masse volumique $\rho = 1.810^3 \text{ kgm}^{-3}$.

Au point A émetteur, pour une fréquence fondamentale d'excitation $f_0 = 10\text{Hz}$, le déplacement vertical enregistré est donné en figure 6a, pour un déplacement maximal $w_{A \text{ max}}$ de l'ordre de $1, 1.10^{-4}$ m. Ce signal n'est pas purement sinusoïdal, du fait de parasites expérimentaux. Les fréquences harmoniques parasites sont mises en évidence par transformée de Fourier, dont le module et la phase sont donnés en figures 6b et 6c. Seules sont représentées les fréquences inférieures à 100 Hz. Les figures 7a,b,c et 8a,b,c donnent l'accélération (en g) et sa transformée de Fourier en module et phase, respectivement aux points B et C, situés à 0,20 m et 0,40 m de la paroi du forage. Ces mesures ont été obtenues par des accéléromètres placés au fond de petits forages verticaux Φ 30 mm, à hauteur du centre de la masse excitatrice, à environ 0,60 m de profondeur.

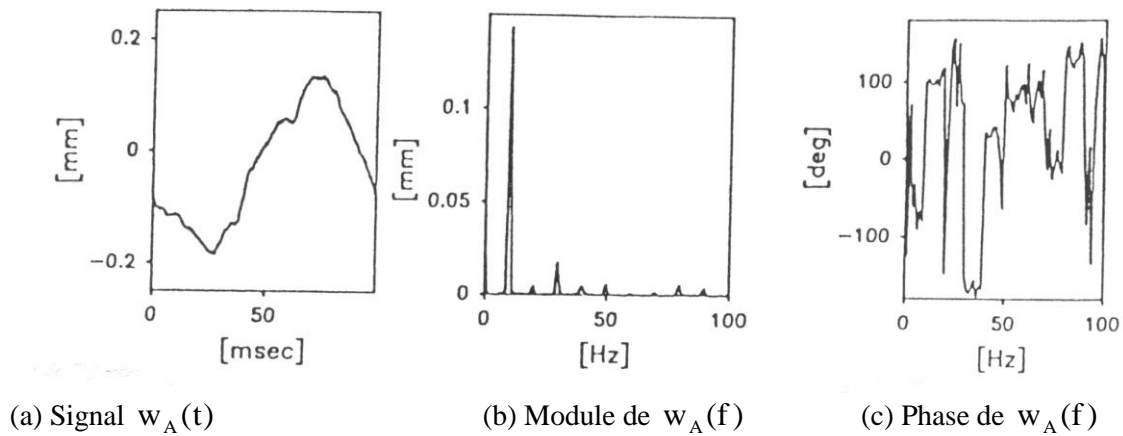


Figure 6 : Déplacement vertical w_A enregistré à la paroi du forage

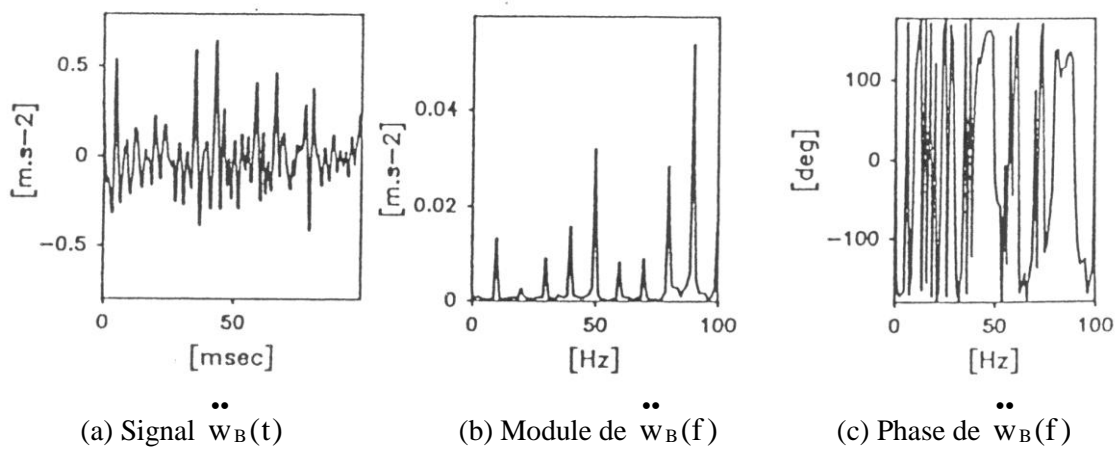


Figure 7 : Accélération verticale \ddot{w}_B enregistrée au point B, à 0,20 m de la paroi du forage

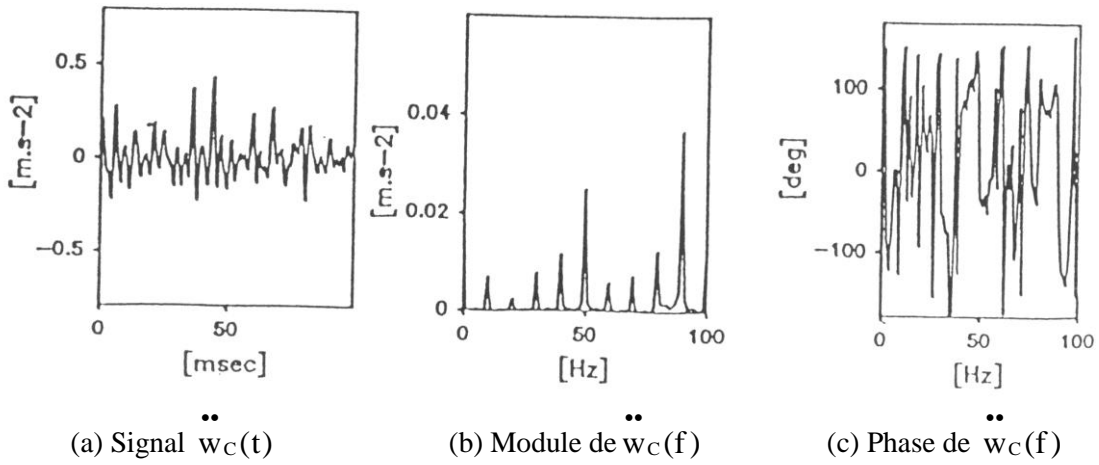


Figure 8 : Accélération verticale \ddot{W}_C enregistrée au point C, à 0,40 m de la paroi du forage

4.2 Identification des paramètres

4.2.1 Identification du paramètre G_0

En utilisant le déphasage entre accélérations enregistrées aux points B et C (figure 9), distants de 0,20 m, on obtient :

$$G_0 = 7.210^7 \text{ Pa} \tag{16}$$

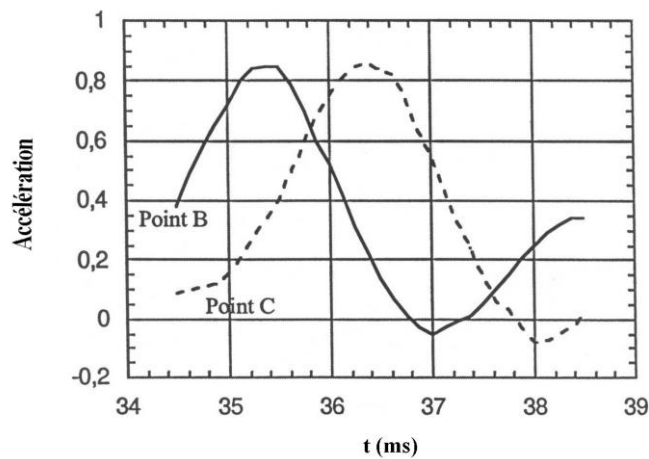


Figure 9 : Détermination de G_0

4.2.2. Identification des paramètres α et β

On propose d'illustrer ci-dessous la méthode exposée au §3.2.1 pour l'identification des paramètres α et β dans l'intervalle des temps. On établira tout d'abord un fichier d'accélérogrammes théoriques, calculé par exemple au point B, sous l'effet du déplacement enregistré au point A. On recherchera ensuite la valeur optimale du couple (α, β) , en comparant l'accélérogramme expérimental enregistré au point B au fichier d'accélérogrammes théoriques. On pourrait rechercher, à titre de vérification, une nouvelle estimation du couple optimal (α, β) par des calculs comparant les signaux entre les points A et C.

(A) Fichier d'accélérogrammes théoriques au point B

(i) Choix des paramètres explorés dans le fichier

$$G_0 = 7.210^7 \text{ Pa}$$

$$\beta = 0,5 ; 0,75 ; 1 ; 1,5$$

$$\alpha = 200, 500, 1000, 1500, 1600, 1800 \text{ et } 2000$$

(ii) Détermination du signal d'entrée de synthèse au point A (déplacement de synthèse)

Le signal d'entrée en déplacement au point A, pris en compte dans les calculs, est obtenu par recombinaison par transformée de Fourier inverse à partir des premières harmoniques du signal en déplacement enregistré in situ au point A (figure 10), filtré ici à 50 Hz pour un fondamental à 10 Hz.

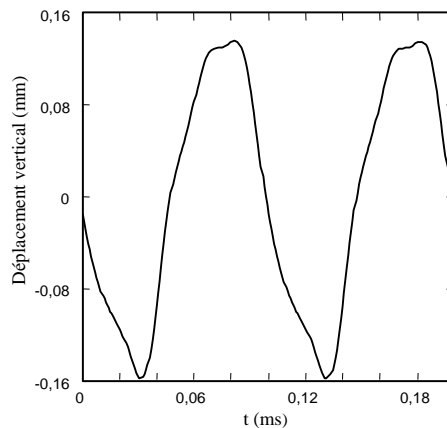


Figure 10 : Déplacement de synthèse introduit dans le calcul

(iii) Obtention du fichier des accélérogrammes de synthèse au point B

L'accélérogramme de synthèse au point B est obtenu par le schéma de calcul donné au § 2.2. Les conditions de ce calcul sont les suivantes:

- Le signal de déplacement introduit à la paroi du forage $w_{1,n}$ est donné sur la figure 10.

- Le signal de déplacement $w_{N,n}$, au loin du forage, est obtenu par la technique décrite au §2.4, le point P étant placé à 0,45 m de la paroi du forage et le point Q à 0,50 m de la paroi du forage, avec filtrage à 50 Hz.

(B) Valeur optimale du couple (α, β)

La figure 11 donne la variation de la distance - au sens de la norme adimensionnelle $N(\alpha, \beta)$ définie par (15) - entre accélérogrammes théoriques et accélérogramme réel adimensionnels, au point B, en fonction de α , pour les différentes valeurs de β .

Le minimum absolu de $N(\alpha, \beta)$ observé sur les différentes courbes de la figure 11 conduit à adopter comme valeur optimale du couple (α, β) :

$$(\alpha \approx 1600, \beta \approx 0.75) \quad (17)$$

Bien entendu il s'agit ici uniquement d'une illustration de la méthode d'identification des paramètres de la loi de comportement. Dans la pratique, on pourra raffiner la recherche du couple optimal (α, β) en multipliant les valeurs intermédiaires de β entre 0.5 et 1.

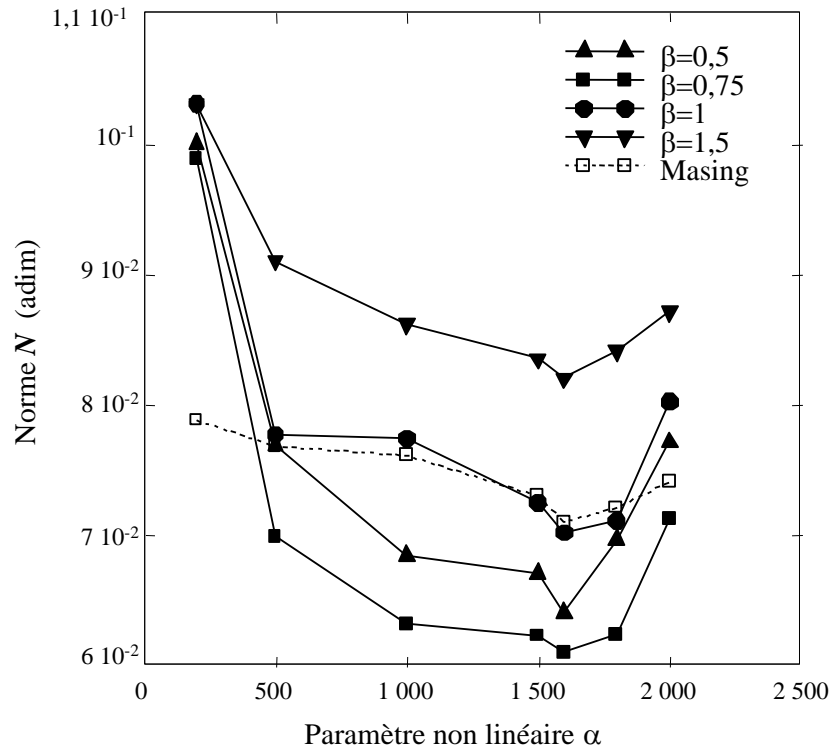


Figure 11 : Comparaison entre les normes adimensionnelles pour différentes valeurs de (α, β)

5. CONCLUSION

L'identification du comportement d'un sol par des essais dynamiques in situ fait appel à un processus de problème inverse dont l'objectif est de déterminer les paramètres d'une loi de comportement dont la forme est supposée connue a priori. Mais la détermination de ces paramètres de façon unique suppose une complication minimale de cette loi. Ainsi s'explique le succès du modèle hystérétique à 2 paramètres (G_0, α) de Hardin-Drnevich associé à la règle de Masing, largement exploité en particulier pour l'interprétation d'essais cycliques en forage par le Système Harmonique Sismique.

Dans le domaine des petites déformations, ce modèle donne évidemment des résultats corrects. Dans le domaine des déformations modérées, il suppose déjà des approximations certaines, telles que l'adoption d'un coefficient $\langle \alpha \rangle$ moyen valable pour une certaine plage de déformation seulement.

Mais pour de fortes déformations il apparaît clairement, au vu des discussions de la partie 2, qu'il manque au moins un paramètre pour être capable de simuler simultanément les deux résultats expérimentaux fondamentaux obtenus en laboratoire, à savoir la variation, en fonction de la déformation en cisaillement, d'une part du module sécant et d'autre part du coefficient d'amortissement.

Pour passer à une loi à plus de 2 paramètres, on a le choix entre des modèles dits empiriques ou des modèles dits rationnels. On a opté dans cette étude pour la complication minimale, en choisissant une loi empirique hystérétique à 3 paramètres (G_0, α, β) . Dans le cas d'essais de propagation cycliques autour d'un forage, on a montré qu'une bien meilleure adéquation est ainsi obtenue entre les signaux recueillis in situ et les signaux de synthèse obtenus par simulation. Enfin on a montré que, compte tenu de la richesse de tels essais de propagation, on peut parvenir à une détermination unique du triplet (G_0, α, β) .

Cette étude ouvre manifestement des perspectives nouvelles en matière d'interprétation d'essais in situ, dans le domaine des grandes déformations.

On pourra tout d'abord chercher à étendre cette étude à des essais thermiques au voisinage du forage et surtout à des essais de fonction de transfert, ces derniers étant plus simples et plus adaptés à une exploitation industrielle puisque n'exigeant que des mesures dans le forage.

Enfin il n'est pas impensable d'arriver à caler des paramètres de lois encore plus complexes, en jouant sur la richesse et/ou les différents types d'essais rendus possibles par le Système Harmonique Sismique.

REFERENCES

- 1 Abramowitz M., Stegun I.A., Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, Inc., Ninth Printing, New York, (1970).
- 2 Costaz J.L., Jouanna P., Montiel A., Touret J.P., Le Système Harmonique Sismique (S.H.S.) pour reconnaissance de sols sous très fortes sollicitations sismiques. 3ème Colloque National de Génie Parasismique, 24-26 mars 1993, St Rémy lès Chevreuse, (1993).
- 3 Dautry R., Lions J.L., Analyse mathématique et calcul numérique pour les sciences et les techniques. Tome 3, Masson, Paris, (1988).
- 4 Hardin B.O., Drnevich V.P., Shear modulus and damping in soils: Design equations and curves. J. Soil Mech. and Found. Div., Proc. ASCE, Vol. 98, No. SM7, pp. 667-692, (1972).
- 5 Jouanna P., Montiel A., Elément de cuvelage et dispositifs d'excitation pour la détermination des caractéristiques dynamiques du terrain dans un forage. Brevet N° 8809254, 7 juillet 1988, Paris, (1988).

- 6 Jouanna P., Bonnet G., Abellan M.A., Costaz J.L., Touret J.P., Montiel A., Principe de la mesure de l'amortissement du sol par mesure d'impédance avec le Système Harmonique Sismique (SHS). 4^{ème} Colloque National AFPS, **1**, Saint Rémy –lès chevreuses (France), pp. 140-149, (1996).
- 7 Jouanna P., Mabssout M., Aide à la caractérisation dynamique de sols par mesure de température. C. R. Acad. Sci. Paris, 317, Série II, pp. 865-870, (1993).
- 8 Jouanna P., Mabssout M., Modèle de comportement dynamique cyclique en grandes déformations. Revue Canadienne de Géotechnique, 37, pp. 723-728, (2000).
- 9 Jouanna P., Mabssout M., Abellan M.A., Thermal signature of in situ soil damping under severe seismic actions. Soils Dynamic and Earthquake Engineering, 19, pp. 55-64, (2000).
- 10 Jouanna P., Mabssout M., Abellan M.A., Validating in situ mechanical soil behaviour identification by induced thermal dissipation under earthquake conditions. ECCM'99, Abstracts, European Conference on Computational Mechanics, August 31-september 3, München, Germany, 600-601, (1999).
- 11 Mabssout M., Introduction à la reconnaissance dynamique de sols in situ par Système Harmonique Sismique. Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, Montpellier, France, (1993).
- 12 Mabssout M., Propagation d'ondes dans des milieux à comportements non linéaires. Thèse de Doctorat d'état, Université Abdelmalek Essaâdi, Faculté des Sciences, Tétouan, (2001).
- 13 Mabssout M., Jouanna P., Touret J.P., Example of identification of the in situ soil behaviour under major earthquake by a propagation SHS test. XIIème World Conference on Earthquake Engineering, Auckland, New-Zeland, (2000).
- 14 Masing G., Eigenspannungen und Verfestigung beim Messing. Proc. 2nd. Int. Congr. Appl. Mech., Zürich, pp. 332-335, (1926).
- 15 Pecker A., Walter J.P., Sigismond J., Réponse sismique d'une couche de vase molle. Revue Française de Géotechnique, n° 25, pp. 27-44, (1983).
- 16 Ramberg W., Osgood W.T., Description of stress-strain curves by three parameters. Technical Note N 902, National Advisory Committee for Aeronautics, (1943).
- 17 Sagaseta C., Cuellar V., Pastor M., Cyclic loading. In Deformation of Soils and Displacements of Structures. 10th. European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering (XECSMFE), General reports, 3, Florence, 26-30 May 1991, Balkema, Rotterdam, Brookfield, pp. 981-999, (1991).
- 18 Seed H.B., Idriss I.M., Soil moduli and damping factors for dynamic response analysis. Report No. EERC 70-10, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley, (1970).
- 19 Touret J.P., Montiel A., Jouanna P., A one-well device for dynamic soil testing in Earthquake Engineering. Proceedings of the Tenth World Conference, **5**, Madrid 19-24 July 1992, Balkema, Rotterdam, pp. 2643-2645, (1992).