

## ETUDE HYDRODYNAMIQUE DE STRUCTURES CIRCULAIRES A POROSITE SURFACIQUE

Bernard MOLIN

Institut Français du Pétrole  
1 avenue de Bois Préau, 92500 Rueil-Malmaison.

### Résumé

On s'intéresse ici au comportement hydrodynamique de structures présentant des fentes ou perforations, et on traite le cas limite où ces ouvertures sont infiniment petites et nombreuses, de sorte qu'on puisse les assimiler à une porosité uniforme. On exprime que leur effet est de produire des pertes de charge proportionnelles au carré de la vitesse relative de l'écoulement qui les traverse, et on suppose que la théorie potentielle reste valable dans le domaine fluide. Des méthodes de résolution fréquentielles et instationnaires sont appliquées à différents problèmes inspirés de situations ou concepts réels : le stabilisateur de la tour Roseau, le réservoir d'Ekofisk, ou le gainage de cylindres pleins par des cylindres poreux.

### Summary

We deal here with the hydrodynamic behavior of perforated or slotted structures and we consider the limiting case where these openings are infinitely small and numerous, so that they can be modeled as a uniform porosity. It is assumed that their effect is to create a loss of head, proportional to the square of the relative flow velocity and that potential theory holds in the fluid domain. Time and frequency domain resolution methods are applied to a variety of problems inspired from real geometries or designs, such as the Roseau tower stabilizer, the Ekofisk reservoir, or shrouded cylinders.

## INTRODUCTION

La nécessité d'en condenser le titre risquant de nuire quelque peu à la compréhension de l'objet de la présente communication, il apparaît approprié de commencer par citer quelques exemples de structures "poreuses" rencontrées en offshore :

- le réservoir d'Ekofisk (figure 1), en Mer du Nord, conçu par Doris, consistait à l'origine en un cylindre plein, gainé d'un deuxième cylindre alvéolé (en raison du phénomène de subsidence du gisement, l'ensemble est maintenant abrité par un troisième cylindre opaque) ;
- certains concepts de tours souples (tour Roseau d'ETPM et Sofresid - figure 2 -, tour Delta de Doris) présentent des "stabilisateurs" comportant des fentes ;
- gagner un cylindre plein (un riser de forage par exemple) d'un deuxième cylindre perforé est un moyen connu et efficace de limiter les vibrations hydroélastiques.

Le problème qui se pose est comment introduire l'effet de ces perforations dans des modélisations globales, généralement basées sur la théorie potentielle. D'une part il n'est guère envisageable de représenter individuellement chaque perforation. D'autre part l'écoulement se sépare à leur traversée, il se forme des jets, et il n'est manifestement pas licite d'y appliquer la théorie potentielle.

Le cadre théorique élaboré ici est celui du cas limite où les perforations sont supposées infiniment petites et nombreuses, le taux de porosité, défini comme le rapport de la surface des ouvertures à la surface totale, étant conservé. On peut alors envisager que les perturbations non potentielles (jets) de l'écoulement restent confinées dans un mince domaine au voisinage de la surface poreuse. Par analogie avec des problèmes classiques de la mécanique des fluides (écoulement à travers un diaphragme par exemple), on est conduit à exprimer que le différentiel de pression est proportionnel au carré de la vitesse à travers les perforations, celle-ci étant égale à une vitesse moyennée locale divisée par le taux de porosité.

Moyennant ces hypothèses on continue à utiliser la théorie potentielle dans les domaines fluides de part et d'autre de la paroi poreuse. Les conditions aux limites qui y sont affichées sont alors :

$$\nabla\Phi^i \cdot \vec{n} = \nabla\Phi^e \cdot \vec{n}$$

qui exprime la conservation du débit moyenné local,  $\vec{n}$  étant la normale à la paroi,  $\Phi^i(x, y, z, t)$  le potentiel de l'écoulement dans le domaine "intérieur" et  $\Phi^e(x, y, z, t)$  le potentiel de l'écoulement dans le domaine "extérieur", et :

$$\rho \left( \nabla\Phi \cdot \vec{n} - \vec{U} \cdot \vec{n} \right) \left| \nabla\Phi \cdot \vec{n} - \vec{U} \cdot \vec{n} \right| = 2\mu \tau^2 (P^i - P^e)$$

qui exprime la perte de charge,  $\vec{U}(x, y, z, t)$  étant la vitesse locale de la paroi,  $\tau$  le taux de porosité,  $\mu$  un coefficient de perte de charge voisin de 1 (sa valeur précise dépend de la géométrie des perforations),  $P^i(x, y, z, t)$  la pression "intérieure" et  $P^e(x, y, z, t)$  la pression "extérieure" (la normale se trouvant orientée de l'intérieur vers l'extérieur). Celles-ci se relient aux potentiels  $\Phi^i$  et  $\Phi^e$  par la relation de Bernoulli :

$$P^{i,e} = A^{i,e}(t) - \rho g z - \rho \frac{\partial \Phi^{i,e}}{\partial t} - \rho \frac{\nabla \Phi^{i,e}{}^2}{2}$$

les constantes  $A^i(t)$  et  $A^e(t)$  n'étant pas égales si les domaines "intérieur" et "extérieur" sont disjoints.

Dans cet exposé on ne considèrera que des problèmes tels qu'il soit licite de négliger le terme quadratique de la pression devant le terme instationnaire, ainsi qu'on le fait dans la théorie classique du potentiel linéarisé. Pratiquement cela implique que les amplitudes du mouvement des particules fluides et de la structure soient petites devant ses dimensions propres (on supposera donc nulle la vitesse du courant). On en profitera pour confondre position instantanée et position moyenne de la paroi poreuse dans l'application des conditions aux limites.

Par rapport à la classique théorie de diffraction radiation la seule complication provient de la non linéarité de la condition de perte de charge affichée sur la paroi poreuse. On verra, dans les applications qui suivent, différentes façons de surmonter cette difficulté.

Plutôt que d'élaborer une théorie la plus générale possible, on a en effet préféré traiter quelques problèmes particuliers, suffisamment variés pour que le lecteur soit à même d'en aborder de nouveaux. Tous ont en commun que la ou les structures impliquées sont de sections circulaires, ceci à seule fin de faciliter la résolution du problème, le potentiel de l'écoulement étant décomposé sur des bases de fonctions propres dans les différents sous-domaines fluides. Il n'y a pas d'impossibilité à traiter des cas plus généraux, où le potentiel est représenté par des distributions de doublets sur la paroi poreuse.

On considère tout d'abord des problèmes bidimensionnels : cercles poreux gagnant éventuellement un cercle plein, puis on traite deux problèmes tridimensionnels, inspirés des stabilisateurs de tours souples et du réservoir d'Ekofisk.

## I. GEOMETRIES BIDIMENSIONNELLES

### I.1 Cylindre poreux en mouvement forcé sinusoïdal uniaxial en eau calme

La résolution de ce problème, qui est le plus simple qu'on puisse imaginer, a déjà été présentée par ailleurs [1] [2]. On la reprend ici, car elle permet de mettre simplement en évidence l'effet de la porosité sur les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement, qui sont obtenus analytiquement.

On considère donc un cylindre poreux, de rayon  $R_0$ , effectuant des mouvements forcés d'amplitude  $a$  et de pulsation  $\omega$  suivant l'axe  $ox$ . Bien que le mouvement forcé soit harmonique, la non-linéarité de l'équation de perte de charge implique qu'on retrouve dans l'écoulement des composantes aux pulsations  $3\omega$ ,  $5\omega$ , etc. On les néglige toutefois, en mettant à profit la linéarisation dite de Lorentz, par laquelle on écrit :

$$\Re\{f e^{-i\omega t}\} |\Re\{f e^{-i\omega t}\}| \simeq \frac{8}{3\pi} \|f\| \Re\{f e^{-i\omega t}\}$$

L'équation de perte de charge se met alors sous la forme :

$$\frac{8}{3\pi} (\varphi_R - a\omega \cos \theta) \|\varphi_R - a\omega \cos \theta\| = 2\mu\tau^2 i\omega (\varphi^i - \varphi^e)$$

avec :

$$\Phi(R, \theta, t) = \Re\{\varphi(R, \theta) e^{-i\omega t}\} \quad P^i - P^e = \Re\{(p^i - p^e) e^{-i\omega t}\} = \Re\{\rho i\omega (\varphi^i - \varphi^e) e^{-i\omega t}\}$$

$R$  désignant la distance radiale et  $\theta$  l'angle polaire par rapport à l'axe  $ox$ .

De façon très générale, dans les domaines fluides intérieur et extérieur au cylindre, le potentiel de l'écoulement prend la forme :

$$\varphi^i(R, \theta) = \sum_{m=1}^{\infty} A_m R_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^m \cos m\theta \quad \varphi^e(R, \theta) = \sum_{m=1}^{\infty} B_m R_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^m \cos m\theta$$

Sont ainsi automatiquement vérifiées les conditions de nullité du laplacien, de non dégénérescence en  $R = 0$  et de décroissance à l'infini (à noter que l'on a toutefois fait l'hypothèse de symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe  $ox$  ; dans le cas contraire il est nécessaire de rajouter des séries en  $\sin m\theta$ ).

Si l'on applique le même type de linéarisation à  $\cos \theta |\cos \theta|$  :  $\cos \theta |\cos \theta| \simeq \frac{8}{3\pi} \cos \theta$  on constate qu'il suffit de retenir les composantes en  $\cos \theta$  de  $\varphi^i$  et  $\varphi^e$  :

$$\varphi^i(R, \theta) = A R \cos \theta \quad \varphi^e(R, \theta) = -A \frac{R_0^2}{R} \cos \theta$$

La vitesse radiale de l'écoulement à la paroi étant alors :

$$\varphi_R(R_0, \theta) = A \cos \theta$$

Posant  $A = a\omega(1+b)$  on met alors l'équation de perte de charge sous la forme :

$$b \|b\| = i \left(\frac{3\pi}{4}\right)^2 \tau^2 \mu \frac{R_0}{a} (1+b)$$

dont la solution est :

$$b = \frac{\sqrt{C^2 + 4} - C}{2} \left( -C + i\sqrt{C \frac{\sqrt{C^2 + 4} - C}{2}} \right)$$

où  $C = \left(\frac{3\pi}{4}\right)^2 \tau^2 \mu \frac{R_0}{a}$ .

On en déduit les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement :

$$C_m = 2 - C(\sqrt{C^2 + 4} - C) \quad C_a = \sqrt{\frac{C}{2}} (\sqrt{C^2 + 4} - C)^{\frac{3}{2}}$$

définis comme les amplitudes des composantes, respectivement en opposition de phase avec l'accélération et la vitesse, de l'effort de réaction hydrodynamique, divisées par  $\rho \pi R_0^2 a \omega^2$ . La figure 3 présente ces coefficients en fonction du paramètre  $1/C$ . Pour une amplitude de mouvement nulle, tous deux sont égaux à zéro : les particules fluides passent librement à travers la paroi poreuse. Ils augmentent ensuite de façon monotone avec l'amplitude du mouvement, le coefficient d'amortissement étant supérieur à celui de masse ajoutée, jusqu'à une certaine amplitude (donnée par  $C = \sqrt{2}/2$ ), où tous deux sont égaux à 1. Le coefficient d'amortissement décroît alors lentement vers zéro, cependant que celui de masse ajoutée continue à croître vers sa valeur asymptotique de 2, qui correspond au cas d'une porosité nulle.

On a donc, très simplement, obtenu des résultats tout à fait remarquables :

- le coefficient de masse ajoutée d'un cylindre poreux n'est pas constant, mais varie, avec l'amplitude du mouvement, de 0 à 2 ;
- la dissipation d'énergie à la paroi crée un amortissement très important dans une large gamme d'amplitudes du mouvement. De plus, en jouant sur le taux de porosité, on peut obtenir un amortissement maximal à l'amplitude voulue.

## I.2 Cylindre poreux en mouvement forcé non sinusoïdal

Soit donc  $U(t)$  la vitesse imposée du cylindre poreux, toujours dirigée suivant l'axe  $ox$ .

La différence avec le cas précédent est qu'il n'est plus possible d'utiliser la linéarisation de Lorentz en temps et de se ramener à un problème fréquentiel. On peut par contre toujours se contenter de ne considérer que les composantes en  $\cos \theta$  des potentiels intérieur et extérieur, que l'on écrit :

$$\Phi^i(R, \theta, t) = A(t) R \cos \theta \qquad \Phi^e(R, \theta, t) = -A(t) \frac{R_0^2}{R} \cos \theta$$

la vitesse radiale à la paroi étant :

$$\Phi_R(R_0, \theta, t) = A(t) \cos \theta$$

Le différentiel de pression s'écrit alors :

$$P^i - P^e = -2\rho A'(t) R_0 \cos \theta$$

et l'équation de perte de charge prend la forme :

$$A'(t) = -\frac{2}{3\pi\mu\tau^2 R_0} (A(t) - U(t)) |A(t) - U(t)|$$

qui représente donc une équation d'évolution pour le coefficient  $A(t)$ . Cette équation est alors intégrée pas à pas dans le temps.

On a vérifié, pour un mouvement forcé harmonique, que l'on retrouve les mêmes coefficients de masse ajoutée et d'amortissement que par la méthode fréquentielle (figure 3 — à noter qu'il existe toutefois de légers écarts, qui semblent devoir être attribués à la linéarisation en temps effectuée dans l'approche fréquentielle).

On a ensuite considéré le cas d'un mouvement forcé biharmonique représentatif, pour un stabilisateur de tour souple, de la superposition d'un mouvement à la première fréquence propre et de mouvements aux fréquences de la houle. Par analyse harmonique du signal effort généré dans le modèle de simulation il est possible d'extraire des masses ajoutées et amortissements relatifs à chacune des deux composantes du mouvement. On a ainsi pris un mouvement basse fréquence de période 35 secondes et amplitude 1 mètre, superposé à un mouvement de période 10 secondes et d'amplitude variable, le rayon du cylindre étant de 30 mètres et le taux de porosité de 10 %. La figure 4 présente les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement du mouvement basse fréquence, en fonction de l'amplitude du mouvement haute fréquence, qui a donc pour effet d'opacifier le cylindre.

## I.3 Cylindre poreux en mouvement forcé suivant deux axes

Soient donc  $U(t)$  et  $V(t)$  les composantes de la vitesse imposée suivant les axes  $ox$  et  $oy$ . On écrit alors les potentiels intérieur et extérieur sous la forme :

$$\Phi^i(R, \theta, t) = \sum_{m=1}^M R_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^m (A_m(t) \cos m\theta + B_m(t) \sin m\theta)$$

$$\Phi^e(R, \theta, t) = - \sum_{m=1}^M R_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^m (A_m(t) \cos m\theta + B_m(t) \sin m\theta)$$

la vitesse radiale à la paroi étant :

$$\Phi_R(R_0, \theta, t) = \sum_{m=1}^M m (A_m(t) \cos m\theta + B_m(t) \sin m\theta)$$

L'équation de perte de charge se met alors sous la forme :

$$\sum_{m=1}^M A'_m(t) \cos m\theta + B'_m(t) \sin m\theta = f(\theta, t)$$

où :

$$f(\theta, t) = - \frac{1}{4\mu\tau^2 R_0} (\Phi_R(R_0, \theta, t) - U(t) \cos \theta - V(t) \sin \theta) |\Phi_R(R_0, \theta, t) - U(t) \cos \theta - V(t) \sin \theta|$$

On profite alors de l'orthogonalité des  $\cos m\theta$  et  $\sin m\theta$  sur  $[0, 2\pi]$  pour, par multiplication par  $\cos m\theta$  puis  $\sin m\theta$  et intégration en  $\theta$  de 0 à  $2\pi$ , transformer cette équation en :

$$A'_m(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta, t) \cos m\theta d\theta \quad B'_m(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta, t) \sin m\theta d\theta$$

qui représentent donc des équations d'évolution pour les  $A_m(t)$  et  $B_m(t)$ .

A titre d'illustration on considère le cas d'un mouvement orbital, le mouvement du centre du cylindre étant donné par :

$$x = a \cos \omega t \quad y = a \sin \omega t$$

On présente sur la figure 5 les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement obtenus pour chacune des deux composantes du mouvement (en  $x$  et en  $y$ ), en fonction du paramètre  $1/C$  du paragraphe I.1. Les valeurs obtenues sont peu différentes de celles correspondant au mouvement forcé uniaxial.

#### I.4 Cylindre poreux ancré en écoulement oscillant

On n'a jusqu'ici considéré que l'équivalent du problème de radiation, le cylindre poreux étant soumis à un mouvement imposé en eau calme. Pratiquement le problème qui risque de nous intéresser est celui du mouvement pris par le cylindre dans un écoulement "incident". En raison de la non-linéarité de l'équation de perte de charge, la décomposition du problème en radiation + diffraction  $\rightarrow$  mouvement résultant n'a aucun sens. Force est de repartir à zéro.

On considère donc un cylindre poreux, de masse structurelle  $M$  (par unité de longueur), retenu par un ancrage de raideur  $K$  (par unité de longueur), et soumis à un écoulement incident uniforme de vitesse  $C(t)$ , qu'on suppose uniaxial, dirigé suivant l'axe  $ox$ . On se limite encore aux composantes en  $\cos \theta$  des potentiels intérieur et extérieur, qui s'écrivent :

$$\Phi^i(R, \theta, t) = (C(t) + B(t)) R \cos \theta \quad \Phi^e(R, \theta, t) = C(t) R \cos \theta - B(t) \frac{R_0^2}{R} \cos \theta$$

la vitesse radiale à la paroi étant :

$$\Phi_R(R_0, \theta, t) = (C(t) + B(t)) \cos \theta$$

et le différentiel de pression :

$$P^i - P^e = -2\rho B'(t) R_0 \cos \theta$$

Soit  $X(t)$  le mouvement du stabilisateur, qui obéit à l'équation :

$$M X''(t) + K X(t) = -2\rho\pi R_0^2 B'(t)$$

L'équation de perte de charge s'écrit alors :

$$B'(t) = - \frac{2}{3\pi\mu\tau^2 R_0} (C(t) + B(t) - X'(t)) |C(t) + B(t) - X'(t)|$$

Dans le cas général où  $C(t)$  est non harmonique, la solution s'obtient par l'intégration en temps de ces deux équations couplées. Pour un écoulement incident sinusoïdal il est possible d'obtenir de façon analytique la fonction de transfert du mouvement. Tous calculs faits on obtient :

$$\frac{x}{a} = \frac{\alpha \omega^2}{(1 + \alpha) \omega^2 - \omega_0^2} (1 + y)$$

où  $y$  est solution de :

$$y \|y\| = i \beta \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{(1 + \alpha) \omega^2 - \omega_0^2} \frac{R_0}{a} (1 + y)$$

soit donc la même équation qu'au paragraphe I.1 (à la différence près que le coefficient peut être négatif) avec :

$a$  : amplitude du mouvement du fluide ;

$x$  : amplitude (complexe) de la réponse ;

$\omega_0$  : pulsation propre "sèche" ( $\omega_0 = \sqrt{K/M}$ ) ;

$\alpha = 2\rho\pi R_0^2/M$        $\beta = (3\pi/4)^2 \mu\tau^2$

Pour  $\omega = \omega_0 (1 + \alpha)^{-1/2}$  on obtient :       $x/a = -i/\beta a/R_0$

La figure 6 présente les fonctions de transfert obtenues (en module), dans le cas  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.05$ , pour différentes valeurs de l'amplitude du mouvement fluide  $a$  rapportée au rayon  $R_0$  du cylindre, et en fonction du rapport  $\omega/\omega_0$ . La courbe en trait continu correspond au cas d'un cylindre opaque, pour lequel la résonance apparaît à  $\omega = \omega_0 (1 + \alpha)^{-1/2}$ . Elle constitue donc le cas limite du cylindre poreux lorsque l'amplitude du mouvement du fluide augmente. On constate que le maximum de la réponse se décale de  $\omega = \omega_0$  à  $\omega = \omega_0 (1 + \alpha)^{-1/2}$  lorsque l'amplitude augmente, ce qui traduit la variation de masse ajoutée du cylindre poreux.

### I.5 Cylindre poreux gainant un cylindre opaque

On considère maintenant le cas d'un cylindre opaque, de rayon  $r_0$ , gainé d'un cylindre poreux de rayon  $R_0$ . On les suppose solidaires dans leur mouvement.

On ne va traiter que le cas du mouvement forcé sinusoïdal uniaxial en eau calme, en adoptant la même démarche qu'au paragraphe I.1. Dans les domaines intérieur (annulaire) et extérieur, le potentiel des vitesses prend la forme :

$$\varphi^i(R, \theta) = a \omega \left( \alpha R + \beta \frac{R_0^2}{R} \right) \cos \theta \quad \varphi^e(R, \theta) = a \omega \gamma \frac{R_0^2}{R} \cos \theta$$

La condition de glissement sur le cylindre intérieur et la condition d'égalité des vitesses radiales sur le cylindre poreux se traduisent respectivement par :

$$\alpha - \beta \frac{R_0^2}{r_0^2} = 1 \quad \alpha - \beta = -\gamma$$

ce qui permet d'éliminer deux des inconnues  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ .

On introduit alors comme nouvelle inconnue  $b$  telle que :

$$\varphi_R(R_0, \theta) = a \omega \left( 1 + b \frac{R_0^2 - r_0^2}{R_0^2} \right) \cos \theta$$

$$\varphi^i - \varphi^e|_{R=R_0} = 2a \omega R_0 (1 + b) \cos \theta \quad \varphi^i(r_0, \theta) = a \omega r_0 (1 + 2b) \cos \theta$$

L'équation de perte de charge se met alors sous la forme :

$$b \|b\| = i \left( \frac{3\pi}{4} \right)^2 \tau^2 \mu \frac{R_0}{a} \left( \frac{R_0^2}{R_0^2 - r_0^2} \right)^2 (1 + b)$$

ce qui revient donc, par rapport au cas du cylindre poreux seul, à corriger le taux de porosité du facteur  $R_0^2/(R_0^2 - r_0^2)$ .

On en tire les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement (en normalisant l'effort de radiation par  $\rho \pi R_0^2 a \omega^2$ , comme pour le cylindre poreux seul) :

$$C_m = 2 - \frac{r_0^2}{R_0^2} + 2 \left( 1 - \frac{r_0^2}{R_0^2} \right) \Re\{b\} \quad C_a = 2 \left( 1 - \frac{r_0^2}{R_0^2} \right) \Im\{b\}$$

En ce qui concerne l'amortissement l'efficacité du gainage par un cylindre poreux apparaît donc être directement proportionnelle à la section de l'espace annulaire.

On est évidemment en droit de se demander comment ces résultats sont affectés en présence d'un courant, des vibrations hydroélastiques étant a priori peu susceptibles de se produire en eau calme. Bien qu'on ait choisi ici, pour ne pas alourdir l'exposé, de ne pas introduire de courant, il se trouve qu'il est relativement facile, lorsqu'on suit la méthode instationnaire, d'inclure les termes quadratiques de la pression et de satisfaire les conditions aux limites sur les positions instantanées des cylindres [4]. Il est donc tout à fait envisageable de modéliser le cas de mouvements forcés de grande amplitude dans un courant. On espère pouvoir présenter des résultats dans un proche avenir.

On s'est pour l'instant contenté de résoudre le cas de nos deux cylindres immobiles dans un courant, et de comparer les écoulements et efforts moyens calculés à ceux obtenus expérimentalement, la littérature étant assez abondante à ce sujet. La figure 7 montre les lignes de courant que l'on obtient pour un rapport des rayons égal à 1.25 et un taux de porosité égal à 20 %. La confrontation des efforts moyens et des cartes de pression (sur le cylindre intérieur) avec les résultats expérimentaux n'est malheureusement pas excellente, le principal problème provenant apparemment de ce que les perforations réalisées expérimentalement sont trop grandes (ou les cylindres trop rapprochés), si bien que les jets formés viennent impacter le cylindre intérieur.

Ceci amène évidemment à douter du domaine de validité de notre approche. On verra, au chapitre suivant, qu'il est heureusement des cas où un accord remarquable est obtenu avec les valeurs expérimentales.

## II. GEOMETRIES TRIDIMENSIONNELLES

### II.1 Stabilisateur de tour souple en mouvement forcé en eau calme

On aborde ici le problème physique à l'origine d'une partie de cette étude, à savoir la modélisation, d'un point de vue hydrodynamique, d'une boîte, ouverte en haut et en bas, et dont les faces verticales comportent des fentes horizontales. De tels "stabilisateurs" sont incorporés à certains types de tours souples, et ont pour fonction première d'augmenter la masse ajoutée de la structure, de telle façon que la première période propre soit reportée au delà des périodes de houle. Dans le cas de la tour Roseau, les fentes n'avaient à l'origine aucune fonction hydrodynamique, mais aidaient simplement à conserver la flexibilité de la structure.

On considère donc ici une géométrie parente, à savoir un cylindre poreux tronqué, sans haut ni bas, en mouvement forcé dans une direction ( $ox$ ) perpendiculaire à son axe de révolution ( $oz$ ).

Afin de pouvoir continuer à utiliser une base discrète de fonctions propres on limite le domaine fluide par deux plans horizontaux, réels ou fictifs, situés symétriquement de part et d'autre du stabilisateur (figure 8). Le système d'axes  $oxyz$  utilisé est tel que le plan inférieur soit à la cote  $z = 0$ , la base du cylindre à la cote  $z = z_b$ , le sommet à la cote  $z = z_t$ , et le plan supérieur à la cote  $z = h = z_b + z_t$ . En coordonnées cylindriques  $R, \theta, z$  on définit ainsi deux sous-domaines fluides rectangulaires, un domaine intérieur :  $0 \leq R \leq R_0$   $0 \leq z \leq h$  et un domaine extérieur :  $R_0 \leq R < \infty$   $0 \leq z \leq h$ .

Le potentiel  $\psi$  admet les décompositions :

Domaine intérieur :  $0 \leq R \leq R_0$

$$\Phi^i(R, \theta, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \cos m\theta \left\{ A_{m0}(t) \left( \frac{R}{R_0} \right)^m + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn}(t) \cos k_n z I_m(k_n R) \right\}$$

Domaine extérieur :  $R_0 \leq R < \infty$

$$\Phi^e(R, \theta, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \cos m\theta \left\{ B_{m0}(t) \left(\frac{R_0}{R}\right)^m + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn}(t) \cos k_n z K_m(k_n R) \right\}$$

où  $k_n = n\pi/h$  (dans le cas où le problème présente une symétrie haut bas on ne retiendra qu'un nombre d'onde sur deux), et où  $I_m$  et  $K_m$  sont les fonctions de Bessel modifiées de première et deuxième espèces.

L'égalité des vitesses radiales en  $R = R_0$  permet d'éliminer une des deux suites de coefficients  $A_{mn}$  ou  $B_{mn}$ . Pratiquement il est préférable d'introduire comme nouvelles inconnues les  $a_{mn}$  telles que :

$$\Phi^i - \Phi^e|_{R=R_0} = \sum_{m=0}^{\infty} \cos m\theta \left\{ a_{m0}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn}(t) \cos k_n z \right\}$$

$$\Phi_R(R_0, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \cos m\theta \left\{ \alpha_{m0} a_{m0}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{mn} a_{mn}(t) \cos k_n z \right\}$$

avec :

$$\alpha_{m0} = \frac{m}{2R_0} \quad \alpha_{mn} = k_n \left[ \frac{I_m(k_n R_0)}{I'_m(k_n R_0)} - \frac{K_m(k_n R_0)}{K'_m(k_n R_0)} \right]^{-1}$$

Comme précédemment, pour le problème considéré (mouvement forcé uniaxial), on ne retient que la composante en  $\cos \theta$  du potentiel. Il reste à satisfaire les conditions aux limites en  $R = R_0$ , à savoir la condition de perte de charge sur la paroi du cylindre et le raccordement des expansions, intérieure et extérieure, au dessus et en dessous. Soit donc :

$$\sum_{n=0}^N a_n(t) \cos k_n z = 0 \quad 0 \leq z \leq z_b \quad z_i \leq z \leq h$$

$$\sum_{n=0}^N a'_n(t) \cos k_n z = f(z, t) \quad z_b \leq z \leq z_i$$

où :

$$f(z, t) = -\frac{4}{3\pi\mu\tau^2} \left[ \sum_{n=0}^N \alpha_n a_n(t) \cos k_n z - U(t) \right] \times \left| \sum_{n=0}^N \alpha_n a_n(t) \cos k_n z - U(t) \right|$$

$U(t)$  étant la vitesse imposée au cylindre suivant l'axe  $oz$ .

On dérive alors par rapport au temps les deux membres de la première équation, et on utilise l'orthogonalité des  $\cos k_n z$  sur  $[0 \ h]$  pour, par multiplication des membres de chaque équation par  $\cos k_n z$ , intégration en  $z$  sur leurs domaines de validité, et addition membre à membre, transformer ce système en :

$$a'_n(t) = \frac{2 - \delta_{n0}}{h} \int_{z_b}^{z_i} f(z, t) \cos k_n z dz \quad \text{pour } n = 0, 1, \dots, N$$

On aboutit donc à des équations d'évolution pour les coefficients  $a_n(t)$ , qui sont intégrées pas à pas dans le temps par une méthode standard (Runge-Kutta ou Predictor-Corrector). A noter qu'il importe de les prendre nuls à l'instant initial, de façon que l'égalité des potentiels, au dessus et en dessous du cylindre, soit vérifiée à tout  $t$ .

La seule difficulté numérique provient du mauvais caractère de convergence de la série exprimant la vitesse radiale. Celle-ci est en effet discontinue au sommet et à la base du cylindre, et il en résulte un caractère oscillatoire assez marqué (pratiquement il est nécessaire de tronquer la série à un ordre  $N$  fini). Le remède utilisé consiste à lisser, à chaque pas de temps, le profil obtenu, avant d'effectuer les intégrations en  $z$ .

Plus précisément l'intervalle  $[z_b \ z_i]$  est divisé en  $N_z$  segments, la valeur de  $N_z$  étant ajustée en fonction de l'ordre de troncature  $N$ .  $f(z, t)$  est évalué aux extrémités des segments par moyennage local (en  $z = z_b$  et  $z = z_i$   $f$  est nul puisque  $\Phi^i = \Phi^e$ ). Les intégrations en  $z$  sur chaque segment sont ensuite effectuées de façon analytique en supposant que  $f$  y varie linéairement.

Le modèle développé a tout d'abord été validé sur des résultats expérimentaux obtenus à l'ENSM sur des cylindres poreux (la porosité étant successivement modélisée par des perforations circulaires et des fentes), soumis à des mouvements forcés sinusoïdaux. Les figures 9 et 10 présentent les coefficients

de masse ajoutée et d'amortissement obtenus, en fonction de l'amplitude du mouvement forcé (le rayon du cylindre étant de 30 mètres au réel et sa hauteur de 60 mètres), pour un taux de porosité de 10 % (avec perforations circulaires). En traits continus figurent les valeurs numériques obtenues lorsqu'on applique la méthode fréquentielle itérative, similaire à celle qui sera utilisée au paragraphe II.3 (voir [2]). On note un bon accord entre les deux méthodes (instationnaire et fréquentielle) et avec les résultats expérimentaux (l'écart qui apparaît pour les amortissements entre valeurs mesurées et calculées aux grandes amplitudes étant imputé à des effets de traînée sur les bords extrêmes du cylindre, non pris en compte par la théorie).

Une comparaison a également été effectuée avec des essais de mouvement forcé biharmonique, réalisés par l'Ifrermer sur un cylindre de section carrée, la porosité étant modélisée par des fentes (figures 11 et 12). Là également l'accord obtenu est satisfaisant.

## II.2 Réponse sous houle irrégulière d'une tour souple équipée d'un stabilisateur poreux

Il semble a priori que la méthode instationnaire développée au paragraphe précédent ne soit pas applicable à ce problème. La présence d'une surface libre implique en effet que le potentiel à l'instant  $t$  dépend de l'histoire de l'écoulement (en d'autres termes les nombres d'onde associés dépendent de la fréquence).

Les stabilisateurs de tours souples étant profondément immergés ( $\sim -100$  mètres) les perturbations locales qu'ils induisent à l'écoulement sont peu sensibles à la présence de la surface libre. Il est donc licite d'appliquer, au niveau du stabilisateur, l'hypothèse de fluide illimité, l'écoulement incident seul satisfaisant les conditions de surface libre.

On continue donc à "travailler" dans le domaine fluide limité par les deux plans fictifs de cotes  $z = 0$  et  $z = h$ . Au premier ordre d'approximation le potentiel de la houle incidente s'écrit :

$$\Phi_I(x, y, z, t) = \sum_{j=1}^{N_H} \frac{a_j g}{\omega_j} e^{\lambda_j(z-H)} \sin(\lambda_j x - \omega_j t + \psi_j)$$

$H$  étant la distance du plan inférieur au plan de surface libre. Pulsations  $\omega_j$  et nombres d'onde  $\lambda_j$  satisfont donc la relation usuelle de dispersion (en profondeur infinie) :  $\omega_j^2 = g \lambda_j$

En coordonnées cylindriques, cette expression se met sous la forme :

$$\Phi_I(R, \theta, z, t) = \Re \left\{ \sum_{j=1}^{N_H} -i \frac{a_j g}{\omega_j} e^{\lambda_j(z-H)} e^{-i\omega_j t + i\psi_j} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m i^m J_m(\lambda_j R) \cos m\theta \right\}$$

avec  $\epsilon_m = 2 - \delta_{m0}$ ,  $J_m$  étant la fonction de Bessel de première espèce. Pratiquement dans la suite on n'aura besoin que de la vitesse radiale à la paroi du stabilisateur, que l'on écrit :

$$\Phi_{IR}(R_0, \theta, z, t) = \sum_{m=0}^M A_{Im}(z, t) \cos m\theta$$

avec :

$$A_{Im}(z, t) = \Re \left\{ \sum_{j=1}^{N_H} \epsilon_m i^{m-1} a_j \omega_j e^{\lambda_j(z-H)} J'_m(\lambda_j R_0) e^{-i\omega_j t + i\psi_j} \right\}$$

En  $R = R_0$  différentiel de potentiel et vitesse radiale s'écrivent donc :

$$\Phi^i(R_0, \theta, z, t) - \Phi^e(R_0, \theta, z, t) = \sum_{m=0}^M \cos m\theta \sum_{n=0}^N a_{mn}(t) \cos k_n z$$

$$\Phi_R(R_0, \theta, z, t) = \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left\{ A_{Im}(z, t) + \sum_{n=0}^N \alpha_{mn} a_{mn}(t) \cos k_n z \right\}$$

Appliquant la même démarche qu'au paragraphe précédent on aboutit aux équations d'évolution pour les coefficients  $a_{mn}(t)$  :

$$a'_{mn}(t) = \frac{2 - \delta_{m0}}{\pi} \frac{2 - \delta_{n0}}{h} \int_0^\pi \int_{z_b}^{z_t} f(\theta, z, t) \cos k_n z \cos m\theta dz d\theta$$

avec :

$$f(\theta, z, t) = -\frac{1}{2\mu r^2} \left\{ \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left[ A_{Im}(z, t) + \sum_{n=0}^N \alpha_{mn} a_{mn}(t) \cos k_n z \right] - X'(t) \cos \theta \right\} \\ \times \left| \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left[ A_{Im}(z, t) + \sum_{n=0}^N \alpha_{mn} a_{mn}(t) \cos k_n z \right] - X'(t) \cos \theta \right|$$

$X(t)$  étant le mouvement horizontal du stabilisateur.

Par rapport au cas précédent la principale difficulté numérique provient de ce que tous les ordres en  $\cos m\theta$  interviennent, et de ce qu'il est impossible de les découpler en raison de la non linéarité du problème. Heureusement dans la plupart des cas d'intérêt pratique il est licite de tronquer la série en  $\cos m\theta$  à un ordre assez bas ( $M = 3$ ) ce qui permet de garder au système une taille raisonnable. Les intégrations en  $z$  et  $\theta$  sont effectuées en adoptant la même méthode qu'au paragraphe précédent, c'est à dire en discrétisant la (demi) paroi du stabilisateur en  $N_\theta \times N_z$  facettes, en évaluant  $f(\theta, z, t)$  aux sommets des facettes par moyennage local, et en effectuant les intégrations sur chaque facette de façon analytique en supposant que  $f$  y varie linéairement en  $z$  et en  $\theta$ .

A ces équations il convient de coupler les équations du mouvement de la tour souple (idéalisé comme un simple mouvement angulaire en pied) sous l'action de l'ensemble des forces extérieures : efforts d'inertie et de traînée sur les barres, efforts de vent, etc., l'effort horizontal appliqué sur le stabilisateur s'écrivant simplement :

$$\mathcal{F}_S = -\rho\pi R_0 h a'_{10}(t)$$

A titre d'illustration on présente, sur les figures 13 et 14, les spectres des mouvements horizontaux (à la cote du stabilisateur) de deux tours souples identiques, équipées l'une d'un stabilisateur opaque et l'autre d'un stabilisateur poreux, sous l'action du vent et de la houle. On observe, pour la tour équipée du stabilisateur opaque, un pic important à la première fréquence propre (dû aux fluctuations d'efforts de vent). Ce pic disparaît complètement dans le cas du stabilisateur poreux, qui s'avère donc être un excellent amortisseur.

### II.3 Efforts de diffraction sur le réservoir d'Ekofisk

On considère donc dans ce dernier paragraphe le problème d'une structure inspirée du réservoir d'Ekofisk (un cylindre poreux gainant un cylindre plein, du fond marin jusqu'à la surface libre), soumise à une houle régulière. Cette fois-ci il n'y a pas à couper à la condition de surface libre et la méthode instationnaire est a priori proscrite (en deuxième réflexion il s'avère qu'elle est toujours utilisable, du moment que les nombres d'onde utilisés sont ceux associés à la condition de surface libre et que l'état stationnaire atteint en fin de simulation soit harmonique en temps — seul le transitoire réalisé n'est pas physique).

Soit donc une houle incidente de potentiel :

$$\Phi_I(x, y, z, t) = \Re \left\{ -i \frac{ag}{\omega} \frac{\operatorname{ch} k_0 z}{\operatorname{ch} k_0 h} e^{-i\omega t} \right\}$$

$h$  étant la profondeur d'eau (l'origine du système de coordonnées étant au niveau du fond marin, sur l'axe commun de révolution des deux cylindres).

Dans le domaine intérieur (entre les deux cylindres) le potentiel (incident + diffracté) se met sous la forme :

$$\Phi^i(R, \theta, z, t) = \Re \left\{ \varphi^i(R, \theta, z) e^{-i\omega t} \right\} \\ \varphi^i = \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left\{ A_{m0} \frac{\operatorname{ch} k_0 z}{\operatorname{ch} k_0 h} [Y'_m(k_0 r_0) J_m(k_0 R) - J'_m(k_0 r_0) Y_m(k_0 R)] \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^N A_{mn} \cos k_n z [K'_m(k_n r_0) I_m(k_n R) - I'_m(k_n r_0) K_m(k_n R)] \right\}$$

de telle façon que la condition de glissement sur le cylindre intérieur (de rayon  $r_0$ ) soit automatiquement vérifiée.  $J_m$ ,  $Y_m$ ,  $I_m$  et  $K_m$  désignent les fonctions de Bessel, et les nombres d'onde  $k_0, k_1, \dots, k_N$  sont les  $N + 1$  premières racines de l'équation :

$$\omega^2 = g k_0 \operatorname{th} k_0 h = -g k_n \operatorname{tg} k_n h$$

Dans le domaine extérieur au cylindre poreux de rayon  $R_0$ , le potentiel (incident + diffracté) admet le développement :

$$\varphi^e = \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left\{ [B_{m0} H_m(k_0 R) + \epsilon_m i^{m-1} \frac{ag}{\omega} J_m(k_0 R)] \frac{\text{ch} k_0 z}{\text{ch} k_0 h} + \sum_{n=1}^N B_{mn} \cos k_n z K_m(k_n R) \right\}$$

où  $H_m = J_m + i Y_m$  est la fonction de Hankel.

On profite à nouveau de l'égalité des vitesses radiales en  $R = R_0$  pour introduire comme nouvelles inconnues les  $a_{mn}$  telles que :

$$\varphi^i(R_0, \theta, z) - \varphi^e(R_0, \theta, z) = \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left\{ a_{m0} \frac{\text{ch} k_0 z}{\text{ch} k_0 h} + \sum_{n=1}^N a_{mn} \cos k_n z \right\}$$

$$\varphi_R(R_0, \theta, z) = \sum_{m=0}^M \cos m\theta \left\{ (\alpha_{m0} a_{m0} + d_{Im}) \frac{\text{ch} k_0 z}{\text{ch} k_0 h} + \sum_{n=1}^N \alpha_{mn} a_{mn} \cos k_n z \right\}$$

où :

$$\alpha_{m0} = k_0 \left[ \frac{J_m(k_0 R_0) Y'_m(k_0 r_0) - J'_m(k_0 r_0) Y_m(k_0 R_0)}{J'_m(k_0 R_0) Y'_m(k_0 r_0) - J'_m(k_0 r_0) Y_m(k_0 R_0)} - \frac{H_m(k_0 R_0)}{H'_m(k_0 R_0)} \right]^{-1}$$

$$\alpha_{mn} = k_n \left[ \frac{I_m(k_n R_0) K'_m(k_n r_0) - I'_m(k_n r_0) K_m(k_n R_0)}{I'_m(k_n R_0) K'_m(k_n r_0) - I'_m(k_n r_0) K_m(k_n R_0)} - \frac{K_m(k_n R_0)}{K'_m(k_n R_0)} \right]^{-1}$$

$$d_{Im} = \frac{\epsilon_m i^m}{\pi k_0 R_0} \frac{ag}{\omega} \frac{\alpha_{m0}}{H'_m(k_0 R_0)}$$

Il reste à satisfaire l'équation de perte de charge, à laquelle on applique la linéarisation de Lorentz en temps, comme au paragraphe I.1 :

$$\varphi^i - \varphi^e = -i \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\mu \tau^2 \omega} \|\varphi_R\| \varphi_R = -iC \|\varphi_R\| \varphi_R$$

Pour cela on adopte la méthode itérative suivante qui permet, à chaque itération, de résoudre un système linéaire :

$$(\varphi^i - \varphi^e)^{(j)} = -iC \|\varphi_R^{(j-1)}\| \varphi_R^{(j)} = -iC f(\theta, z) \varphi_R^{(j)}$$

On doit donc satisfaire, à chaque itération :

$$\sum_{m=0}^M \cos m\theta \sum_{n=0}^N [1 + iC \alpha_{mn} f(\theta, z)] g_n(z) a_{mn} = -iC \sum_{m=0}^M \cos m\theta d_{Im} f(\theta, z) g_0(z)$$

avec :

$$g_0(z) = \frac{\text{ch} k_0 z}{\text{ch} k_0 h} \quad g_n(z) = \cos k_n z \quad n = 1, \dots, N$$

En multipliant les deux membres par  $\cos p\theta g_q(z)/(1 + iC \alpha_{pq} f(\theta, z))$ , et en intégrant en  $z$  de 0 à  $h$  et en  $\theta$  de 0 à  $\pi$ , on aboutit au système de rang  $(M+1) \times (N+1)$  :

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \int_0^h \int_0^\pi \frac{1 + iC \alpha_{mn} f(\theta, z)}{1 + iC \alpha_{pq} f(\theta, z)} \cos m\theta \cos p\theta g_n(z) g_q(z) d\theta dz$$

$$= -iC \sum_{m=0}^M d_{Im} \int_0^h \int_0^\pi \frac{f(\theta, z)}{1 + iC \alpha_{pq} f(\theta, z)} \cos m\theta \cos p\theta g_0(z) g_q(z) d\theta dz$$

Le système linéaire ainsi obtenu est résolu par la méthode d'élimination de Gauss. La convergence est habituellement obtenue en 3 ou 4 itérations. Les efforts sur le cylindre poreux s'obtiennent alors par intégration du différentiel de pression, ce qui donne pour l'effort horizontal :

$$\mathcal{F}_p = \Re \left\{ i\rho\pi \omega R_0 \left[ \frac{a_{10}}{k_0} \text{th} k_0 h + \sum_{n=1}^N \frac{a_{1n}}{k_n} \sin k_n h \right] e^{-i\omega t} \right\}$$

Pour exprimer les efforts sur le cylindre intérieur il est nécessaire de rétablir l'expansion initiale du potentiel intérieur, à partir des coefficients  $a_{mn}$ .

A titre d'application numérique, on a considéré le cas du réservoir d'Ekofisk, idéalisé par deux cylindres de rayons 29.5 et 46 mètres, soumis à une houle de période 15 secondes et de crête à creux 23.8 mètres. La profondeur prise en compte dans le calcul est de 71 mètres.

On présente sur les figures 15 et 16 les efforts horizontaux et couples de renversement obtenus (en module) lorsque le taux de porosité varie de 0 à 50 %. On note que le cylindre extérieur (dans les conditions considérées) devient transparent à la houle dès que le taux de porosité excède 15 %.

On a fait figurer les résultats expérimentaux obtenus par Doris lors de la conception du réservoir, dont le taux de porosité est d'environ 33 %. Ils apparaissent quelque peu en excès de nos valeurs. A cette différence on peut avancer de nombreuses raisons :

1. L'effort calculé résulte de l'intégration, du fond marin au niveau moyen de surface libre, de la composante linéaire de la pression, alors que l'effort mesuré correspond au maximum obtenu sur un cycle de houle. Dans les conditions de profondeur d'eau et d'amplitude de houle considérées les composantes non-linéaires des efforts hydrodynamiques sont certainement appréciables ;
2. L'espace annulaire du réservoir est encombré de parois plus ou moins évidées qui participent également aux efforts (figure 1) ;
3. On ne sait trop ce que vaut notre relation de perte de charge à de tels taux de porosité probablement un peu excessifs.

## CONCLUSION

Les quelques exemples que l'on a traités montrent qu'il est très possible de modéliser, d'un point de vue hydrodynamique, les structures poreuses, malgré les difficultés posées par la non-linéarité de la condition de perte de charge. Seul le cas d'une structure poreuse au voisinage de la surface libre et soumise à une houle multichromatique pose quelques problèmes.

Une caractéristique intéressante des structures poreuses considérées ici est qu'elles s'avèrent être, pour des taux de porosité bien ajustés, d'excellents amortisseurs passifs. D'autres applications pourraient probablement être envisagées dans des situations résonnantes.

Corrélativement il apparaît souhaitable de mieux préciser le domaine de validité de l'approche suivie ici, en matière de taille des perforations, taux de porosité, possibilité d'inclure le courant, etc.

## REMERCIEMENTS

Cette communication est tirée, en partie, d'une étude [3] [4] effectuée dans le cadre du projet DYNATOUR, géré par le CLAROM et soutenu par le FSH et la DAEI.

Les résultats expérimentaux relatifs aux efforts de diffraction sur le réservoir d'Ekofisk ont été aimablement fournis par Doris.

## REFERENCES

1. B. MOLIN : "On the added mass and damping of porous or slotted cylinders", 4th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, 1989.
2. B. MOLIN et J.L. LEGRAS : "Hydrodynamic modeling of the Roseau tower stabilizer", 9th OMAE Conference, 1990.
3. B. MOLIN : "Projet DYNATOUR. Hydrodynamique du stabilisateur", rapport IFP n° 37302, 1989.
4. B. MOLIN : "Projet DYNATOUR. Hydrodynamique du stabilisateur (deuxième partie)", rapport IFP n° 38368, 1990.



Figure 5 : cylindre poreux en mouvement forcé orbital.

Coefficients de masse ajoutée (carrés) et d'amortissement (ronds) tirés des simulations numériques, en fonction du paramètre  $(\frac{4}{3\pi})^2 \frac{1}{\mu\tau^2} \frac{a}{R_0}$ , comparés aux valeurs analytiques en mouvement uniaxial (trait plein et pointillés)

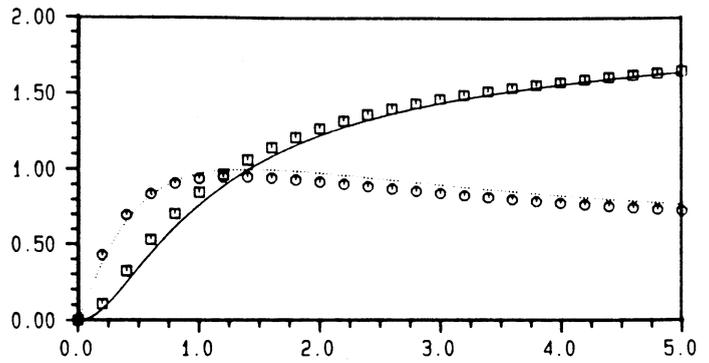


Figure 6 : cylindre poreux ancré en écoulement sinusoïdal.

Fonctions de transfert du mouvement, pour  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0.05$ , en fonction du rapport  $\omega/\omega_0$ , pour  $a/R_0 = 0.005, 0.01, 0.02, 0.04, 0.08, 0.16$  (la courbe en trait plein correspond au cas d'un cylindre opaque)

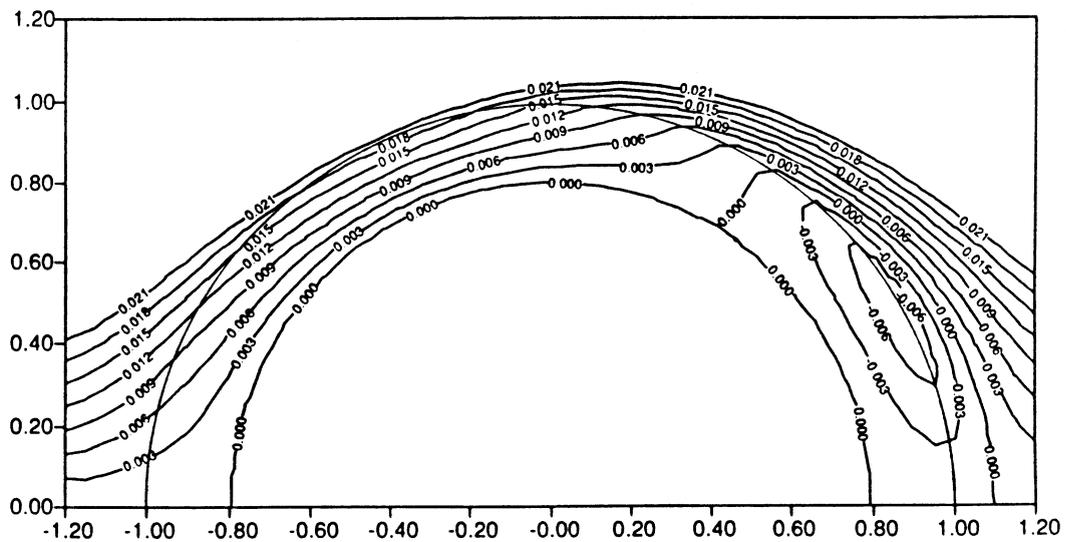
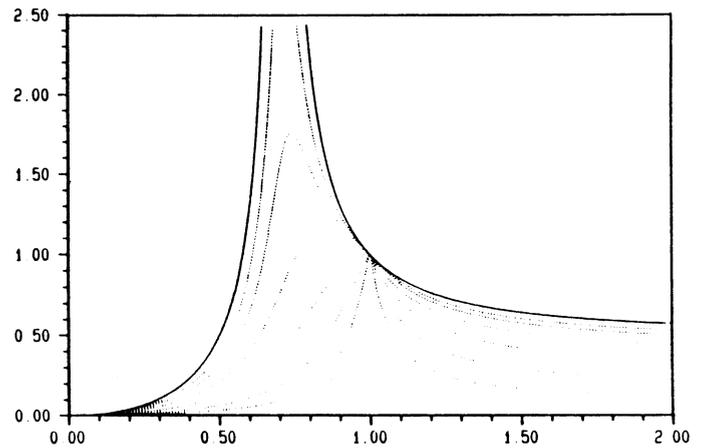


Figure 7 : cylindre poreux gainant un cylindre plein placés dans un courant.  
Lignes de courant de l'écoulement (de la gauche vers la droite)

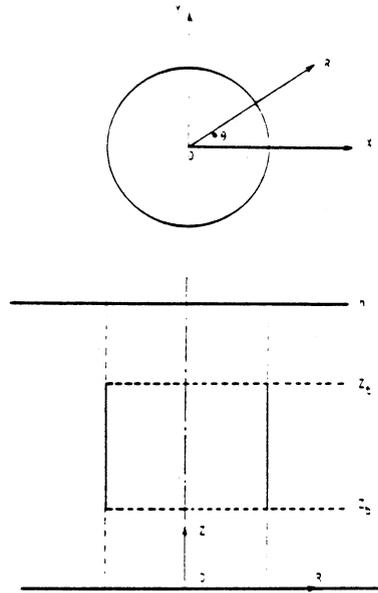


Figure 8 : géométrie

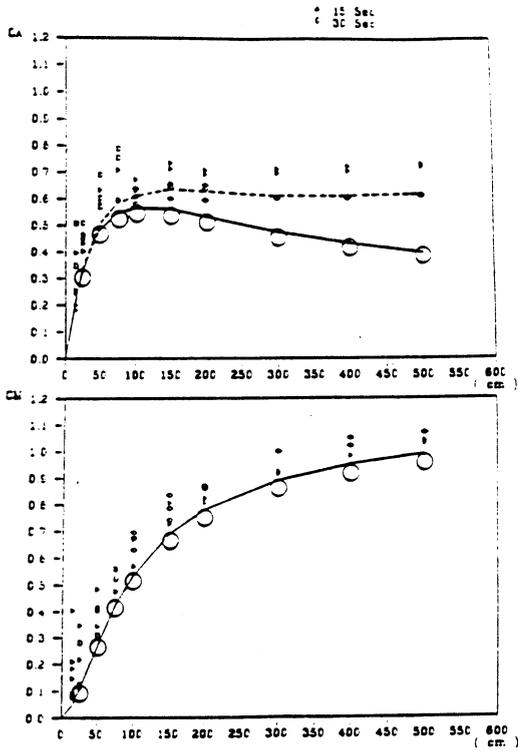


Figure 9 : stabilisateur poreux en mouvement forcé sinusoïdal (essais Sirehna-ENSM). Coefficients de masse ajoutée (bas) et d'amortissement (haut) en fonction de l'amplitude du mouvement forcé. Comparaison entre les valeurs expérimentales (petits symboles), fréquentielles (traits continus) et tirées des simulations (ronds)

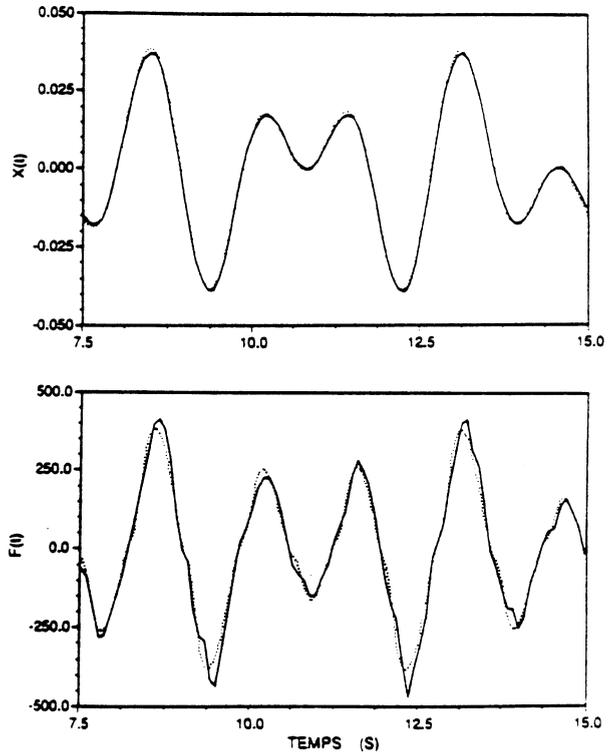
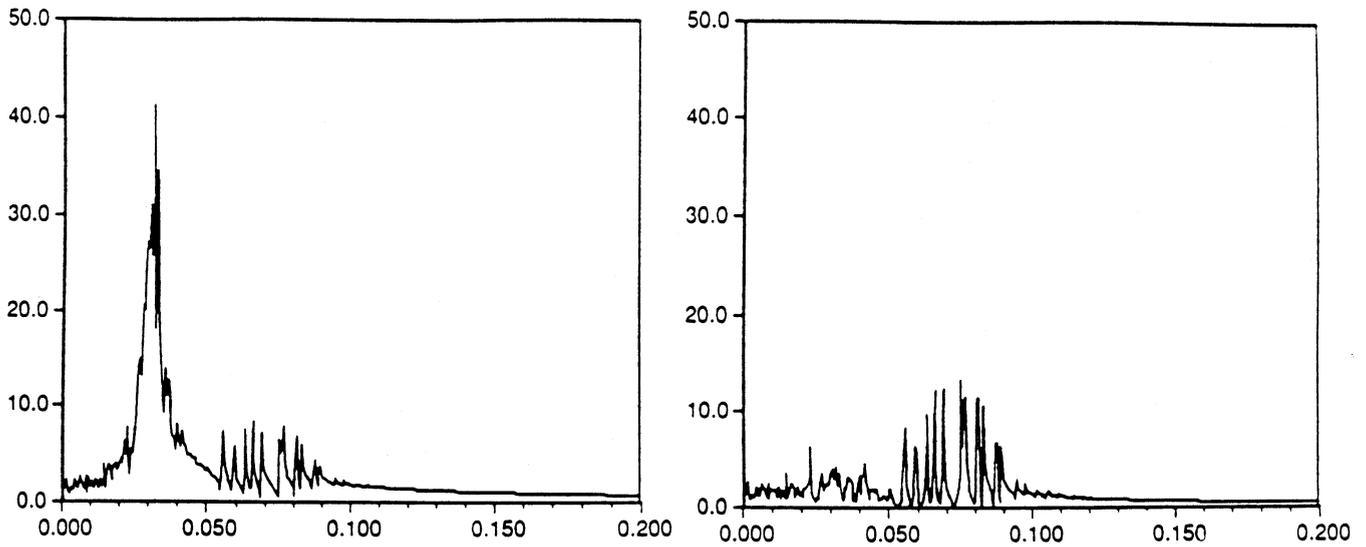
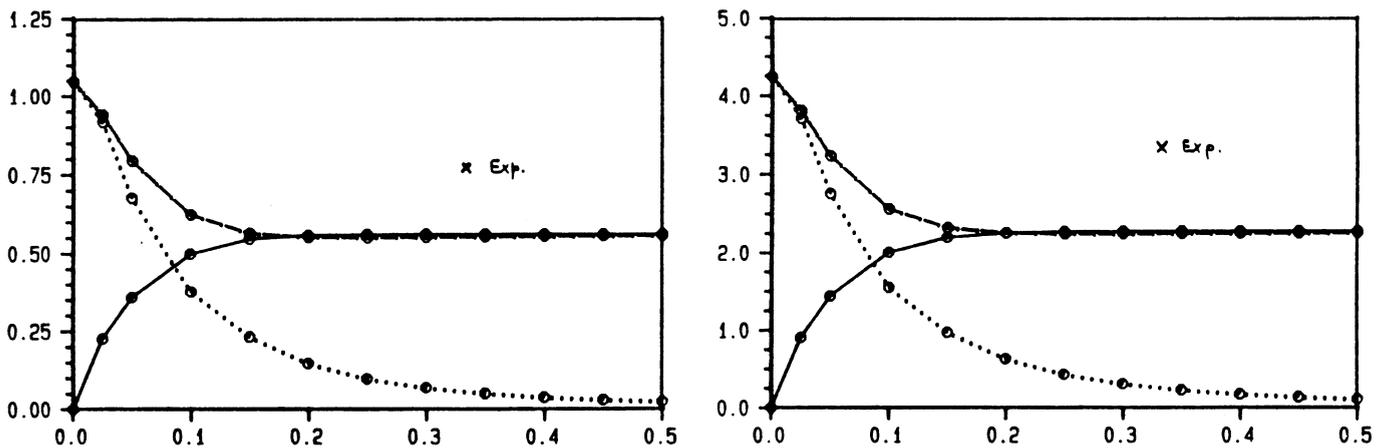


Figure 10 : stabilisateur poreux en mouvement forcé biharmonique (essais Ifremer). Traits continus : mouvement (haut) et effort (bas) mesurés. Pointillés : mouvement (haut) et effort (bas) simulés.



Figures 13 et 14 : tour souple avec stabilisateur soumise au vent et à la houle.  
 Spectre (en fréquences) du mouvement de cavalement.  
 Gauche : stabilisateur opaque.  
 Droite : stabilisateur poreux.



Figures 15 et 16 : efforts de diffraction sur le réservoir d'Ekofisk (période : 15 secondes, crête à creux : 23.8 mètres) en fonction du taux de porosité du cylindre extérieur.  
 Traits pleins : efforts sur le cylindre intérieur (module).  
 Pointillés : efforts sur le cylindre extérieur (module).  
 Tirets : efforts globaux (module).  
 Gauche : effort horizontal ( $10^9 N$ ).  
 Droite : couple de renversement ( $10^{10} mN$ ).