

## 5<sup>e</sup> JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22, 23, 24 mars 1995 – ROUEN

### Sur un dispositif d'absorption dynamique de la houle en bassin d'essais

Pierre Guével - David Lajoie - Antoine Mangin

ACRI -SA  
260 route du pin montard  
BP 234  
06904 Sophia Antipolis Cedex

#### Résumé

Le dispositif proposé est susceptible d'être exploité : soit pour réaliser un amortisseur de houle dynamique se substituant à l'amortisseur de houle statique qui équipe nécessairement l'extrémité du bassin qui fait face au générateur ; soit pour réaliser un générateur-absorbeur.

L'amortisseur de houle ou le générateur-absorbeur peuvent être de différents types : à simple ou double effet, à face arrière sèche ou humide.

Les informations nécessaires à l'établissement des lois de pilotage des actionneurs - vérins hydrauliques, vérins électriques, moteurs linéaires - sont obtenues par des mesures dynamométriques délivrées par des balances de parois à deux composantes ( $F_x$ ,  $M_y$ ), supportant des éléments de surface appartenant à la face active de l'amortisseur de houle ou du générateur-absorbeur.

Ces informations sont exploitées de manière à fournir les lois de commande, sous forme explicite, en terme de vitesses.

On présente dans cette publication la méthodologie suivie pour établir les relations entre les vitesses à imposer aux actionneurs et les efforts mesurés, afin de minimiser le taux de réflexion du dispositif sur la plus large plage possible de fréquences.

Une première approche a été menée dans le domaine fréquentiel ; le principe proposé a ensuite été validé par des simulations numériques effectuées dans le domaine temporel.

#### Summary

The device described in this paper could be used as a dynamic wave absorber placed at the edge of the basin which face the wave-maker as well as an absorber wave-maker. Both of them can be of different types : one or two degrees of freedom, with wet or dry back edge.

In order to establish the steering laws of the actuators - hydraulic or electric jack, linear motor - forces gauges (two components) are disposed on the active face of the absorber wave-maker. These informations are exploited under explicit form to obtain the steering laws in term of the velocity.

The aim of this paper is to describe the methodology used to define the relations between the measured value of the forces and the corresponding velocity in order to minimise the reflexion rate among the largest range of frequencies.

After first investigations performed in the frequency domain, the device has been validated by the means of temporal numerical simulations.

### I) Introduction :

Les essais sur modèle réduit d'une structure marine ayant un grand pouvoir réfléchissant sont très fortement pénalisés par le système d'ondes stationnaires qui s'instaure rapidement entre cette structure et le générateur de houle qui équipe le bassin d'essais.

La situation est particulièrement préoccupante dans le cas des ouvrages de génie côtier qui présentent en général une très grande longueur face à la houle ; entre autres, lorsqu'il s'agit de déterminer les performances de différents dispositifs de protection du littoral contre les agressions de la houle : l'observation d'un important taux d'ondes stationnaires sur l'avant de ceux-ci constitue bien une preuve indirecte de leur efficacité, mais toute appréciation quantitative reste sujette à caution.

C'est la raison pour laquelle on s'est tout d'abord intéressés à l'absorption des houles se propageant en eau peu profonde ; par la suite, on a cherché à généraliser la méthode proposée au cas de houles quelconques.

Le problème posé par la réalisation d'un générateur-absorbeur consiste : d'une part, à détecter et à analyser le système d'ondes parasites émis par la structure interposée dans le bassin d'essais et, d'autre part, à élaborer la consigne de correction  $\tilde{V}(t)$  qu'il convient de superposer à la consigne  $V(t)$  initialement imposée au générateur, afin de réduire dans toute la mesure du possible la réflexion de ces ondes parasites sur la face active de celui-ci. Il s'agit là d'opérations rendues extrêmement délicates en raison du caractère dispersif des ondes de gravité.

La démarche que nous avons adoptée pour aborder le sujet se démarque de celles suivies par nos très nombreux devanciers. Elle repose, en effet, sur une approche heuristique n'ayant pas la prétention de déboucher sur un dispositif de très hautes performances ; on a plutôt visé la simplicité de sa mise en oeuvre, estimant que l'utilisation d'un générateur-absorbeur, même de qualité médiocre, est préférable à celle des artifices auxquels on a habituellement recours pour atténuer les ondes réfléchies par un simple générateur.

Afin de rendre l'exposé aussi clair que possible, nous avons traité tout d'abord le problème de l'amortisseur de houle dynamique ; sachant que celui-ci ne présente guère d'intérêt puisque les amortisseurs statiques, quoique encombrants, remplissent convenablement leur office.

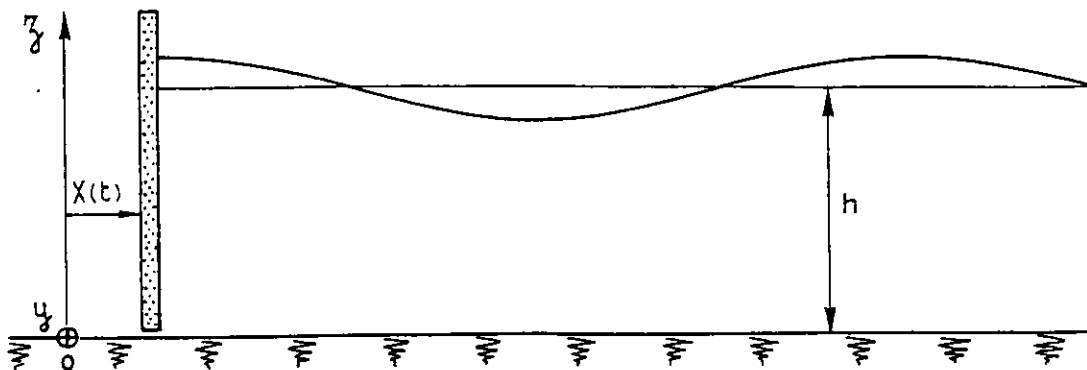
L'application de la même technique au cas d'un générateur-absorbeur sera évoquée par la suite.

### II) Rappel des résultats essentiels de la théorie linéarisée du générateur de houle du type piston, en régime périodique stationnaire :

Le piston vertical, fonctionnant dans un canal ayant un tirant d'eau  $h$ , est animé d'un mouvement de translation horizontal d'élongation :

$$(1) \quad X(t) = \operatorname{Re} (A e^{-i\omega t}),$$

$A$ ,  $\omega = 2\pi/T$ , désignant respectivement l'amplitude complexe et la pulsation des oscillations imprimées à ce piston.



Dans ces conditions, le domaine fluide (D) est le siège d'un écoulement caractérisé par la fonction de potentiel, dite de radiation :

$$(2) \quad \Phi_R(M, t) = R_e \left[ \Phi_R(M) e^{-i\omega t} \right],$$

où  $\Phi_R(M) = \Phi_R$  désigne la fonction de potentiel complexe.

L'expression de celle-ci est fournie par les formules suivantes :

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Phi_R = C_0 e^{im_0 x} \frac{\text{ch } m_0 z}{\text{ch } M_0} + \sum_{k=1}^{\infty} C_k e^{-m_k x} \frac{\cos m_k z}{\cos M_k}, \\ C_0 = -\frac{g}{\omega} \frac{2 \text{sh}^2 M_0}{M_0 + \text{sh } M_0 \text{ch } M_0} A, \quad C_k = -\frac{g}{\omega} \frac{2 \sin^2 M_k}{(M_k + \sin M_k \cos M_k)} A, \end{array} \right.$$

$M_0$  étant l'unique racine de l'équation :

$$(4) \quad M_0 \text{th } M_0 = \frac{\omega^2 h}{g},$$

$M_k$ , pour  $k = 1, 2, \dots$  désignant la suite infinie dénombrable des solutions de l'équation :

$$(5) \quad M_k \text{tg } M_k = -\frac{\omega^2 h}{g}, \quad M_k = k\pi - \varepsilon_k, \quad 0 < \varepsilon_k < \frac{\pi}{2},$$

en notant également :

$$(6) \quad m_0 = M_0/h, \quad m_k = M_k/h.$$

Ces formules permettent d'établir immédiatement les expressions des grandeurs suivantes :

• *Le potentiel complexe du champ de vagues lointain :*

$$(7) \quad \Phi_R^\ell = \frac{g}{\omega} \frac{2 \text{sh}^2 M_0}{M_0 + \text{sh } M_0 \text{ch } M_0} e^{im_0 x} \frac{\text{ch } m_0 y}{\text{ch } M_0} A$$

• *L'amplitude complexe de la houle produite :*

$$(8) \quad \eta^\ell = -i \frac{2 \text{sh}^2 M_0}{M_0 + \text{sh } M_0 \text{ch } M_0} e^{im_0 x} A$$

• *La fonction de transfert,  $\tau = \frac{\text{amplitude de la houle produite}}{\text{amplitude de l'élongation du piston}}$  :*

$$(9) \quad \tau = \frac{|\eta^\ell|}{|A|} = \frac{2 \text{sh}^2 M_0}{M_0 + \text{sh } M_0 \text{ch } M_0}$$

• *La résultante des forces de pression d'origine hydrodynamique que le fluide exerce, par unité de largeur, sur la face active ( $\Sigma$ ) du piston :*

$$(10) \quad \vec{F}_R(t) = -\left( MA \frac{d^2 X}{dt^2} + B \frac{dX}{dt} \right) \vec{e}_x \quad ;$$

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{MA} = \rho h^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 \sin^2 M_k}{M_k^2 (M_k + \sin M_k \cos M_k)} \quad , \text{ la masse d' eau ajoutée.} \\ \mathbf{B} = \rho h^2 \omega \frac{2 \operatorname{sh}^2 M_0}{M_0^2 (M_0 + \operatorname{sh} M_0 \operatorname{ch} M_0)} \quad , \text{ l' amortissement d' ondes.} \end{array} \right.$$

• Le moment résultant, par rapport à 0, des forces de pression s'exerçant sur ( $\Sigma$ ), toujours par unité de largeur :

$$(12) \quad \bar{\mathbf{M}}_R(t) = -(\mathbf{MA} \frac{d^2 X}{dt^2} + \mathbf{B} \frac{dX}{dt}) \bar{\mathbf{e}}_y ,$$

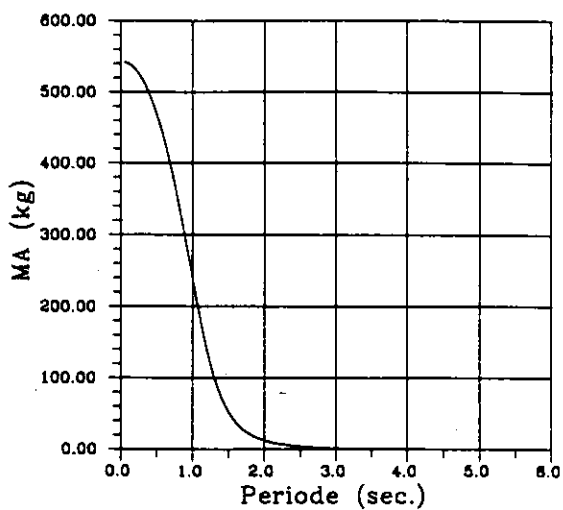
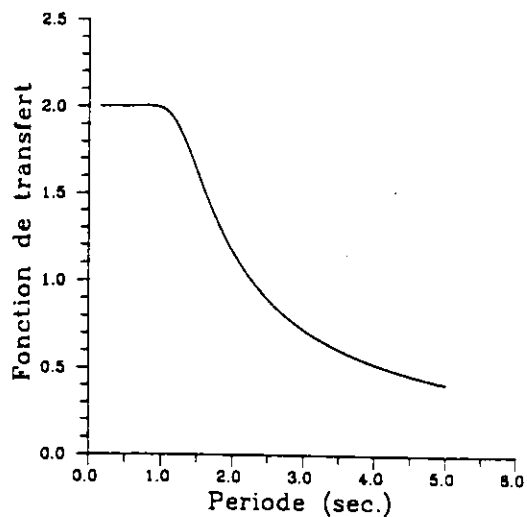
$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{MA} = \rho h^3 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 \sin M_k (M_k \sin M_k + \cos M_k - 1)}{M_k^3 (M_k + \sin M_k \cos M_k)} \\ \mathbf{B} = \rho h^3 \omega \frac{2 \operatorname{sh} M_0 (M_0 \operatorname{sh} M_0 - \operatorname{ch} M_0 + 1)}{M_0^3 (M_0 + \operatorname{sh} M_0 \operatorname{ch} M_0)} \end{array} \right.$$

Dans les futurs développements, il sera également nécessaire d'introduire la résultante et le moment résultant des forces de pression s'exerçant sur un élément ( $\Delta\Sigma$ ), appartenant à la face active ( $\Sigma$ ) du piston, mais surélevé par rapport au fond d'une hauteur  $d$  ; ceux-ci s'expriment encore à partir des formules (10) et (12), à condition d'y effectuer les substitutions ci-dessous.

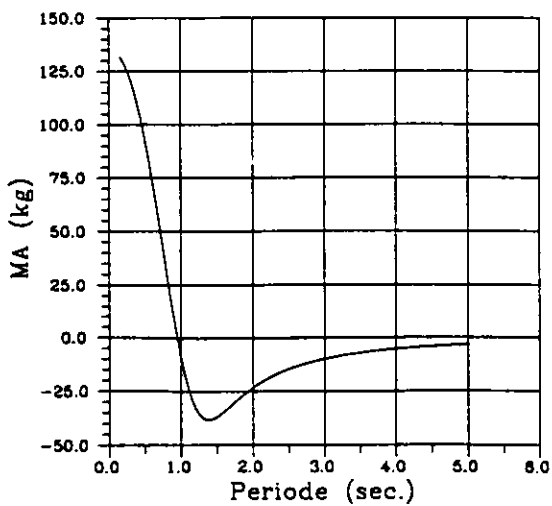
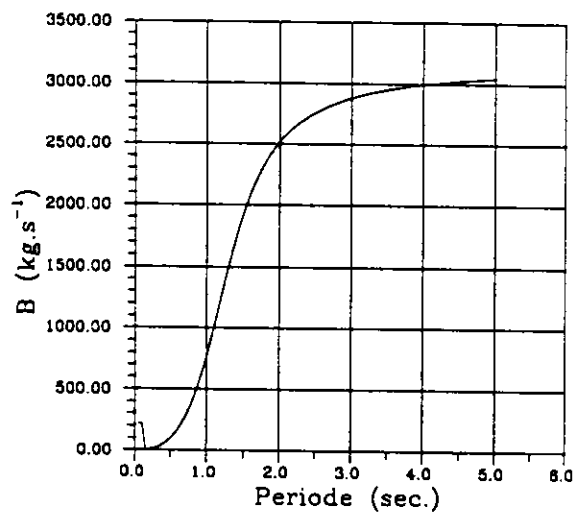
$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{MA} \Rightarrow \rho h^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 \sin M_k}{M_k^2 (M_k + \sin M_k \cos M_k)} (\sin M_k - \sin \mu_k) \\ \mathbf{B} \Rightarrow \rho h^2 \omega \frac{2 \operatorname{sh} M_0}{M_0^2 (M_0 + \operatorname{sh} M_0 \operatorname{ch} M_0)} (\operatorname{sh} M_0 - \operatorname{sh} \mu_0) \\ \mu_0 = M_0 \frac{d}{h} \quad , \quad \mu_k = M_k \frac{d}{h} \quad ; \end{array} \right.$$

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{MA} \Rightarrow \rho h^3 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 \sin M_k \left[ (M_k \sin M_k + \cos M_k) - (\mu_k \sin \mu_k + \cos \mu_k) \right]}{M_k^3 (M_k + \sin M_k \cos M_k)} \\ \mathbf{B} \Rightarrow \rho h^3 \omega \frac{2 \operatorname{sh} M_0 \left[ (M_0 \operatorname{sh} M_0 - \operatorname{ch} M_0) - (\mu_0 \operatorname{sh} \mu_0 - \operatorname{ch} \mu_0) \right]}{M_0^3 (M_0 + \operatorname{sh} M_0 \operatorname{ch} M_0)} \end{array} \right.$$

Les variations des fonctions  $\tau(T)$ ,  $\mathbf{MA}(T)$ , ...  $\mathbf{B}(T)$ , dans le cas d'un canal de profondeur  $h = 1$  mètre, sont représentées graphiquement sur les planches (I) et (II).



$d=0$



$d=0.6 h$

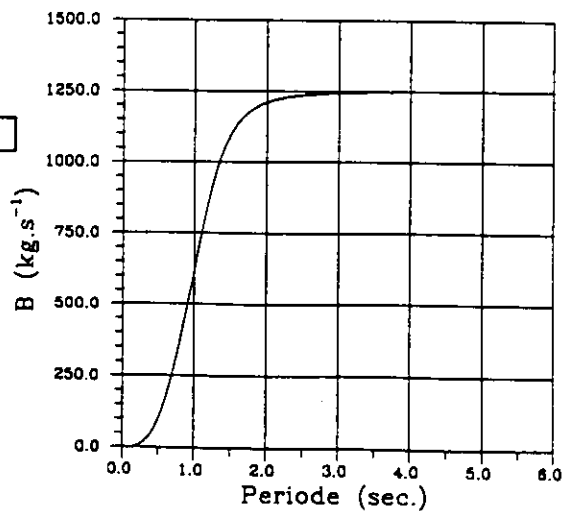


Planche I

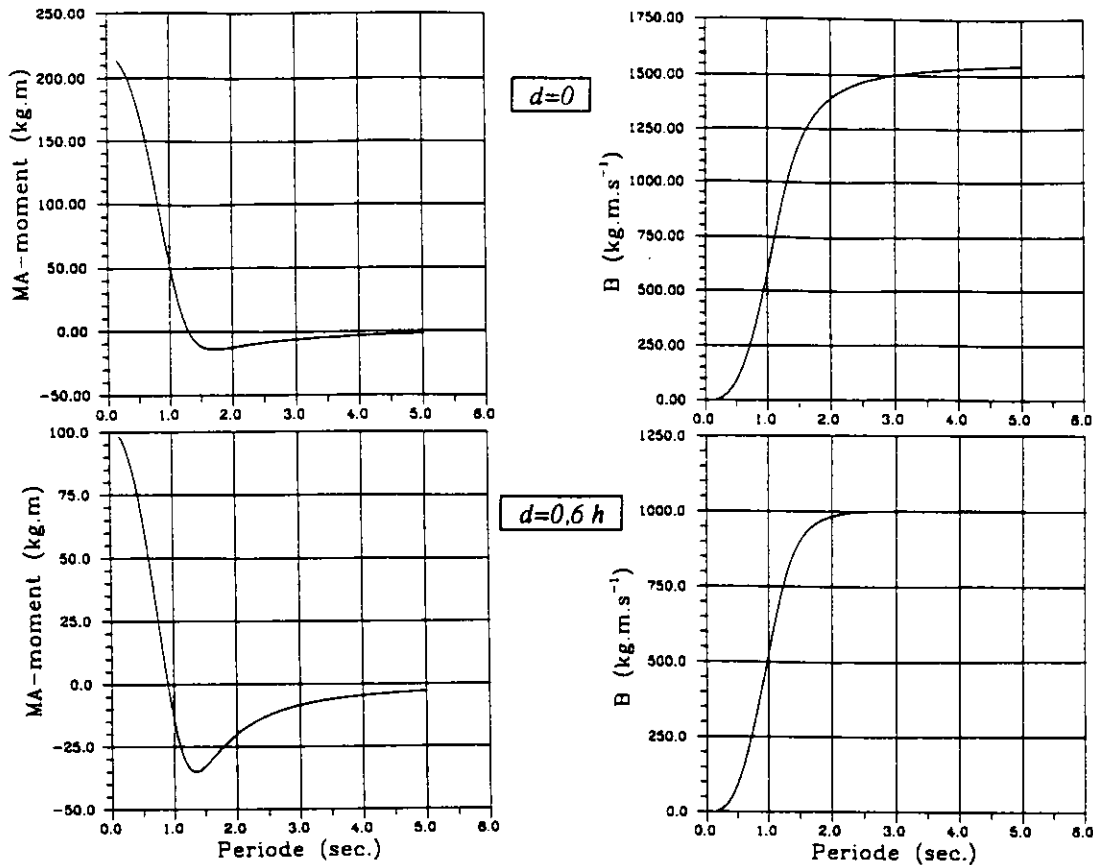


Planche II

### III) Principe de fonctionnement d'un amortisseur de houle, du type piston, sollicité par une houle monochromatique :

L'objectif visé consiste à déterminer l'amplitude complexe  $A$  du mouvement de translation qu'il convient d'imprimer au piston afin que celui-ci ne réfléchisse pas une houle incidente caractérisée par le potentiel complexe:

$$(16) \quad \Phi_I^- = \frac{a_I g}{\omega} e^{-im_0 x} \frac{\text{ch } m_0 z}{\text{ch } M_0}$$

où  $a_I$  désigne l'amplitude complexe de cette houle.

Lorsque le piston est immobilisé, la houle incidente s'accompagne d'une houle réfléchie caractérisée par le potentiel complexe :

$$(17) \quad \Phi_I^+ = \frac{a_I g}{\omega} e^{im_0 x} \frac{\text{ch } m_0 z}{\text{ch } M_0}$$

de sorte que le domaine fluide (D) est le siège d'un mouvement de clapotis pur auquel est associé le potentiel :

$$(18) \quad \Phi_0 = \frac{2a_I g}{\omega} \cos m_0 x \frac{\text{ch } m_0 z}{\text{ch } M_0}$$

Si maintenant on actionne le piston selon une loi sinusoïdale, de même pulsation  $\omega$  que celle de la houle incidente, et d'amplitude complexe  $A$ , on produit une onde de radiation qui, pour  $x$  très grand, se réduit à une houle caractérisée par le potentiel de radiation  $\Phi_R^+ = \Phi_R^\ell$  ; d'après les formules (7) et (9), celui-ci s'explique ainsi :

$$(19) \quad \Phi_R^+ = -\frac{g}{\omega} \tau A e^{im_0 x} \frac{\text{ch } m_0 z}{\text{ch } M_0}$$

D'où, finalement, l'expression du potentiel complexe attaché à l'existence de la houle lointaine se propageant dans le sens des  $x$  positifs :

$$(20) \quad \Phi^+ = \Phi_I^+ + \Phi_R^+ = \frac{g}{\omega} (\alpha_I - \tau A) e^{im_0 x} \frac{\text{ch } m_0 z}{\text{ch } M_0}.$$

Pour réaliser l'extinction complète de celle-ci, il suffit donc de faire en sorte qu'on ait :

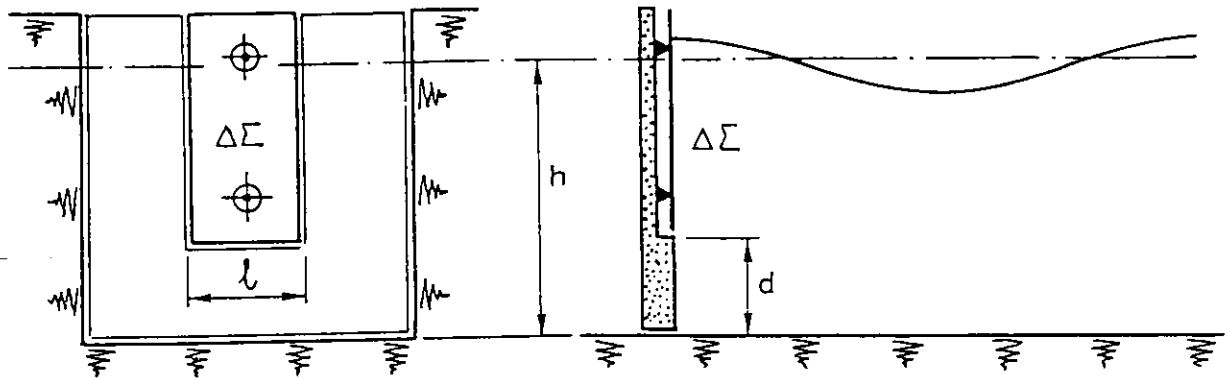
$$(21) \quad \alpha_I - \tau A = 0,$$

restant entendu que  $\alpha_I$  est une constante complexe, généralement inconnue.

Aussi, l'information nécessaire à l'établissement de la loi de pilotage du piston doit-elle être recherchée par des mesures, cinématiques ou dynamiques.

On a opté pour des mesures dynamométriques effectuées par l'intermédiaire d'une balance de paroi, supportant un élément de panneau ( $\Delta\Sigma$ ) appartenant à la face active ( $\Sigma$ ) du piston ; ce choix résultant essentiellement de la très grande confiance qu'on peut accorder à de telles mesures.

Par ailleurs, la masse  $m$  de l'élément sensible ( $\Delta\Sigma$ ) sera la plus faible possible ; ceci pour le soustraire au mieux des efforts d'inertie erratiques induits par les inévitables vibrations qui accompagnent la mise en mouvement du piston.



Les capteurs de force qui équipent la balance de paroi délivrent, à tout instant, des signaux proportionnels à la résultante  $F_\ell(t)$  et au moment résultant  $M_\ell(t)$  des efforts de liaison qu'ils exercent sur l'élément de mesure ( $\Delta\Sigma$ ), supposé de largeur  $\ell$ .

Ces signaux sont susceptibles d'être exploités de différentes manières.

### III.1) Exploitation du signal $F(t)$ :

L'application de l'équation fondamentale de la mécanique à l'élément de mesure ( $\Delta\Sigma$ ), de masse  $M=m\ell$ , fournit la relation suivante :

$$(22) \quad m\ell \frac{d^2 x}{dt^2} = F_0 + F_R + F_\ell,$$

en notant :

$F_0$ , la force d'excitation, par unité de largeur du canal, liée à l'existence du potentiel  $\Phi_0$  qui régnerait si le piston était immobile,

$F_R$ , la force de radiation induite par les mouvements qui seraient imprimés à ce piston en l'absence de houle incidente, toujours par unité de largeur (cf. formule 10).

En notations complexes, la relation ci-dessus se présente ainsi :

$$(23) \quad -\omega^2 m \ell \mathcal{A} = \ell \left[ \mathcal{F}_0 + (\omega^2 MA + i \omega B) \mathcal{A} \right] + \mathcal{F}_\ell$$

L'expression de  $\mathcal{F}_0$  s'établit immédiatement à partir de la formule (18) ; il vient ainsi :

$$\mathcal{F}_0 = -i\rho\omega \int_0^h \Phi_0(x=0, z) dz = -2i\rho gh \frac{\text{sh } M_0 - \text{sh } \mu_0}{M_0 \text{ch } M_0} \alpha_I$$

et, d'après l'équation de dispersion  $M_0 \text{th } M_0 = \omega^2 h / g$  :

$$(24) \quad \mathcal{F}_0 = -2i\rho h^2 \omega^2 \frac{\text{sh } M_0 - \text{sh } \mu_0}{M_0^2 \text{sh } M_0} \alpha_I.$$

Mais, si la condition (21) qu'on cherche à réaliser est satisfaite, on a :

$$\mathcal{F}_0 = -2i\rho h^2 \omega^2 \tau \frac{\text{sh } M_0 - \text{sh } \mu_0}{M_0^2 \text{sh } M_0} \mathcal{A}.$$

soit, compte tenu de l'expression (9) de la fonction de transfert  $\tau$  :

$$\mathcal{F}_0 = -2i\omega \left[ \rho h^2 \omega \frac{2\text{sh } M_0}{M_0^2 (M_0 + \text{sh } M_0 \text{ch } M_0)} (\text{sh } M_0 - \text{sh } \mu_0) \right]$$

Dans le terme entre crochets, on reconnaît l'expression du terme d'amortissement partiel B déjà explicité par la formule (14) ; on a donc simplement :

$$(25) \quad \mathcal{F}_0 = -2i\omega B \mathcal{A}$$

D'où, en substituant dans (23), la relation qu'il convient de satisfaire pour que le piston fonctionne en amortisseur de houle dynamique théoriquement parfait :

$$(26) \quad \left[ -\omega^2 (m + MA) + i\omega B \right] \mathcal{A} = \frac{1}{\ell} \mathcal{F}_\ell.$$

Explicitée en fonction des grandeurs physiques, cette relation se présente ainsi :

$$(27) \quad (m + MA) \dot{V}(t) - B V(t) = \frac{1}{\ell} F_\ell(t),$$

en notant  $V(t)$  la vitesse devant être imprimée au piston et  $\dot{V}(t)$  l'accélération de celui-ci.

Il convient de rappeler que la masse d'eau ajoutée  $MA$  ainsi que l'amortissement d'ondes  $B$  sont fonction de la pulsation  $\omega$  ; aussi, la loi de pilotage ci-dessus n'est-elle correcte que dans le cas d'une houle monochromatique de pulsation  $\omega_0$  pour laquelle on doit attribuer à  $MA$  et  $B$  les valeurs  $MA(\omega_0)$ ,  $B(\omega_0)$ .

On se propose maintenant d'évaluer dans quelle mesure les performances du dispositif se dégradent lorsque la houle incidente a une pulsation  $\omega$  différente de la pulsation  $\omega_0$  pour laquelle on a réalisé un amortisseur de houle théoriquement parfait, alors qu'on conserve la loi de pilotage (27) avec  $MA = MA(\omega_0)$ ,  $B = B(\omega_0)$ .

La nouvelle houle étant encore monochromatique, cette loi est équivalente à la suivante :

$$(28) \quad \left\{ -\omega^2 [m + MA(\omega_0)] + i\omega B(\omega_0) \right\} \mathcal{A} = \frac{1}{\ell} \mathcal{F}_\ell$$

En appliquant à nouveau l'équation fondamentale de la mécanique à l'élément de mesure ( $\Delta\Sigma$ ), on obtient la relation :

$$(29) \quad \left\{ -\omega^2 [m + MA(\omega)] - i\omega B(\omega) \right\} \mathcal{A} = \mathcal{F}_0(\omega) + \frac{1}{\ell} \mathcal{F}_\ell,$$

de sorte qu'on peut éliminer  $\mathcal{F}_\ell$  entre celle-ci et la précédente ; on en déduit :



$$(30) \quad A = - \frac{\mathcal{F}_0(\omega)}{\omega^2 \Delta(MA) + 2i\omega \left[ B(\omega) - \frac{\Delta B}{2} \right]}$$

en posant :

$$(31) \quad \Delta(MA) = MA(\omega) - MA(\omega_0) \quad \text{et} \quad \Delta B = B(\omega) - B(\omega_0)$$

D'après la formule (20), l'expression de l'amplitude complexe de la houle résiduelle se propageant dans la direction des  $x$  positifs est par conséquent :

$$(32) \quad \eta^+(x) = i \left\{ \omega_i + \frac{\tau(\omega) \mathcal{F}_0(\omega)}{\omega^2 \Delta(MA) + 2i\omega \left[ B(\omega) - \frac{\Delta B}{2} \right]} \right\} e^{i m_0 x}$$

Mais, compte tenu des résultats établis en (9), (14) et (24), on a :

$$(33) \quad \tau(\omega) \mathcal{F}_0(\omega) = -2i\omega B(\omega) \omega_1,$$

et, par suite :

$$(34) \quad \eta^+(x) = i \left[ 1 - \frac{1}{1 - \frac{\Delta B}{2B(\omega)} - i\omega \frac{\Delta(MA)}{2B(\omega)}} \right] \omega_1$$

D'où, finalement, l'expression du coefficient de réflexion du piston, sollicité par une houle de pulsation  $\omega$ , alors que le pilotage de celui-ci a été optimisé pour une houle de pulsation  $\omega_0$  :

$$(35) \quad R(\omega) = \left| 1 - \frac{1}{1 - \frac{\Delta B}{2B(\omega)} - i\omega \frac{\Delta(MA)}{2B(\omega)}} \right|$$

Il apparaît ainsi que le dispositif n'est susceptible d'être encore efficace, pour des valeurs de  $\omega$  sensiblement différentes de  $\omega_0$ , que dans les conditions suivantes :

- $B(\omega)$  est une fonction lentement variable de  $\omega$ , autour de  $\omega_0$  ;
- $B(\omega)$  est grand vis-à-vis du produit  $\omega \cdot \Delta(MA)$ , autour de  $\omega_0$ .

Ces deux circonstances sont naturellement satisfaites dans le cas des houles longues pour lesquelles on a :

$$(36) \quad B(T \rightarrow \infty) = \rho h \sqrt{gh} \left( 1 - \frac{d}{h} \right) = C^{te}, \quad MA(T \rightarrow \infty) = 0.$$

A l'examen des courbes de la planche (I), représentatives des variations des fonctions  $MA(T)$ ,  $B(T)$ , on constate par ailleurs qu'on a tout intérêt à adopter un élément de mesure ( $\Delta\Sigma$ ) surélevé par rapport au fond du canal.

Les variations du coefficient de réflexion  $R = R(T)$ , pour  $h = 1$  m,  $T_0 = 2\pi/\omega_0 = 1,25$  s, et pour  $d = 0$  m et 0,6 m sont représentées graphiquement sur la planche (III).

*Remarque :*

Dans le cas où l'élément de mesure s'identifie à la surface totale de la face active ( $\Sigma$ ) du piston, la loi de pilotage (27) rend compte du fait que la résultante  $F_H$  des forces d'excitation et de radiation s'exerçant sur ( $\Sigma$ ) doit être telle qu'on ait à tout instant :

$$(37) \quad F_H = -MA \frac{d^2 x}{dt^2} + B \frac{dx}{dt}$$

Cette condition peut être satisfaite en reliant le piston à un support rigide par l'intermédiaire d'un ressort de raideur  $K$  et d'un dash-pot induisant un amortissement  $B'$ .

L'équation de Newton, appliquée au piston, de masse M par unité de largeur du canal, permet d'écrire :

$$(38) \quad M \frac{d^2x}{dt^2} = F_H - B' \frac{dx}{dt} - Kx,$$

soit, compte tenu de l'expression (37) de  $F_H$  :

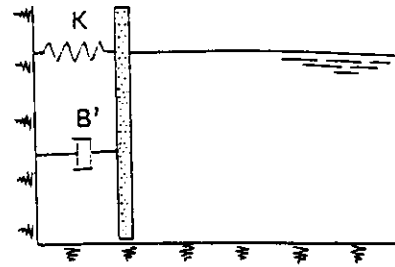
$$(39) \quad (M + MA) \frac{d^2x}{dt^2} + (B' - B) \frac{dx}{dt} + Kx = 0$$

Cette dernière équation sera automatiquement satisfaite en adoptant :

$$(40) \quad B' = B, \quad K = \omega^2 (M + MA)$$

La première de ces conditions signifie que l'amortissement extérieur  $B'$  doit être égal à l'amortissement d'ondes  $B$  ; la seconde signifie que la période propre du système masse-ressort doit être égale à la période de la houle incidente.

On retrouve ainsi un résultat classique de la théorie de la récupération de l'énergie des vagues par des dispositifs du type "oscillant".



III.2) Exploitation du signal  $M(t)$  :

Tous les résultats établis dans l'alinéa ci-dessus restent valables dans le cas présent, à condition d'y effectuer les substitutions suivantes :

$$(41) \quad F_\ell \Rightarrow M_\ell, \quad MA \Rightarrow \mathbf{MA}, \quad B \Rightarrow \mathbf{B}, \quad m \Rightarrow m.y_G,$$

$y_G$  désignant la cote du centre de gravité de l'élément de mesure ( $\Delta\Sigma$ ).

Les variations du coefficient de réflexion  $R = R(T)$ , pour  $h = 1$  m,  $T_0 = 1,25$  s, et pour  $d = 0$  m et 0,6 m sont représentées graphiquement sur la planche (IV).

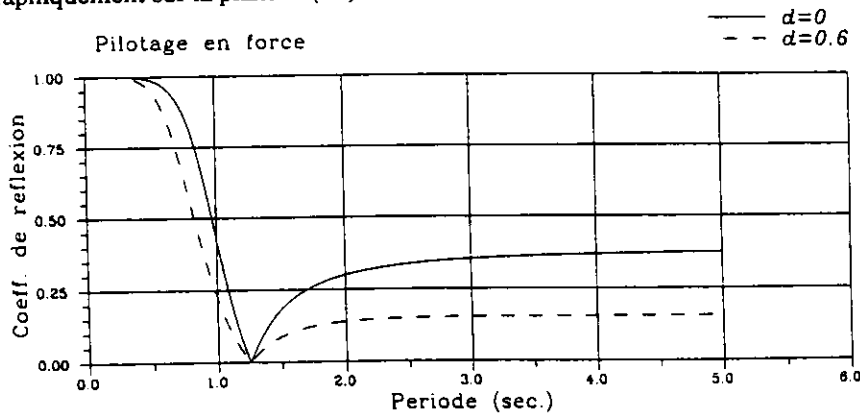


Planche (III)

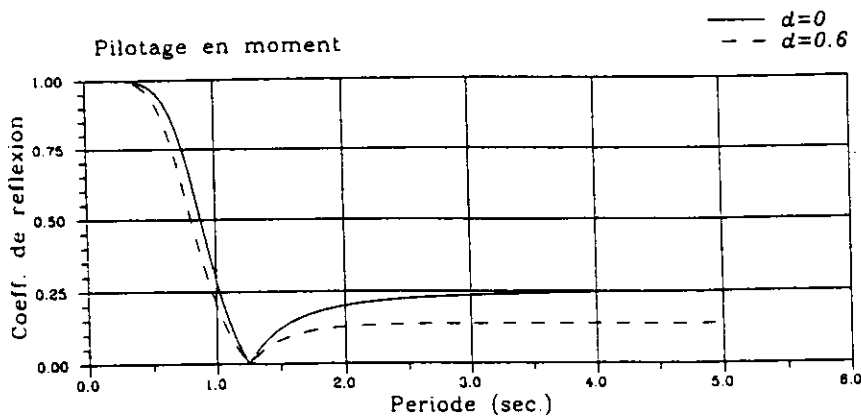


Planche (IV)

### III.3) Exploitation simultanée des signaux $F_l(t)$ et $M_l(t)$ :

D'après ce qui précède, le coefficient de réflexion  $R(T)$ , pour  $T=T_0$ , peut être annulé en adoptant indifféremment l'une ou l'autre des lois de pilotage suivantes :

$$(42) \quad (m + MA) \dot{V}(t) - BV(t) = \frac{1}{l} F_l(t) \quad ; \quad (my_G + MA) \dot{V}(t) - BV(t) = \frac{1}{l} M_l(t)$$

Une autre possibilité consiste à additionner membre à membre les deux équations ci-dessus, après avoir multiplié la première par une constante arbitraire  $\zeta$ , homogène à une longueur.

On obtient ainsi une nouvelle loi de commande, en tous points analogue à celles retenues jusqu'ici, soit :

$$(43) \quad (\mathcal{M} + \mathcal{MA}) \dot{V}(t) - \mathcal{B} V(t) = \frac{1}{l} \mathcal{M}_l(t) \quad ;$$

$$(44) \quad \mathcal{M} = m(\zeta + y_G) \quad \mathcal{MA} = \zeta MA + MA \quad \mathcal{B} = \zeta B + B \quad \mathcal{M}_l(t) = \frac{1}{l} [\zeta F_l(t) + M_l(t)]$$

Aussi, le coefficient de réflexion s'exprime-t-il encore par la formule (35) dans laquelle on effectue les substitutions suivantes :

$$(45) \quad \begin{cases} B(\omega) \Rightarrow \zeta B(\omega) + B(\omega) \\ \Delta B \Rightarrow \zeta [B(\omega) - B(\omega_0)] + B(\omega) - B(\omega_0) \\ \Delta(MA) \Rightarrow \zeta [MA(\omega) - MA(\omega_0)] + MA(\omega) - MA(\omega) \end{cases}$$

La meilleure valeur qu'il convient d'attribuer au paramètre  $\zeta$  est évidemment celle qui permet d'obtenir les plus lentes variations possibles des fonctions  $\mathcal{MA}(\omega)$ ,  $\mathcal{B}(\omega)$  autour de  $\omega = \omega_0$ , sans que pour autant  $\mathcal{B}(\omega)$  cesse d'être prépondérant vis-à-vis du produit  $\omega [\mathcal{MA}(\omega) - \mathcal{MA}(\omega_0)]$ .

On donne à titre d'exemple, sur la planche (V), la courbe représentative des variations  $R=R(T)$  du coefficient de réflexion dans le cas où les données retenues ont pour valeurs :  $h=1$  m ;  $d=0,6$  m ;  $\zeta=0,7$  m et  $T_0=1,25$  s.

Combinaison force et moment

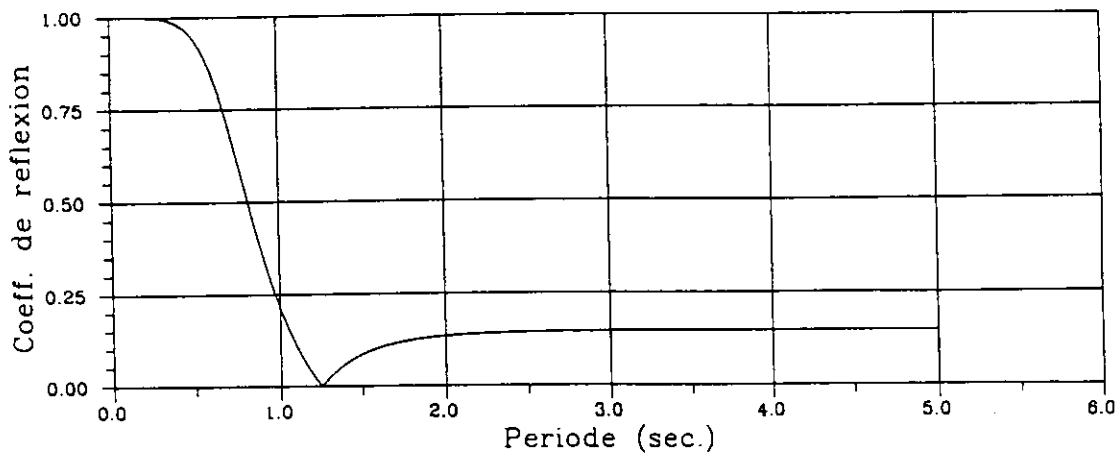


Planche (V)

On peut également choisir la valeur du paramètre  $\zeta = \zeta(\omega_0)$  qui annule le terme  $(\mathcal{M} + \mathcal{MA})$  figurant dans l'équation (43) ; ce qui permet de fournir la loi de pilotage sous la forme d'une simple consigne de vitesse :

$$(46) \quad V(t) = \alpha(\omega_0) F_l(t) + \beta(\omega_0) M_l(t).$$

### III.4) Commentaires

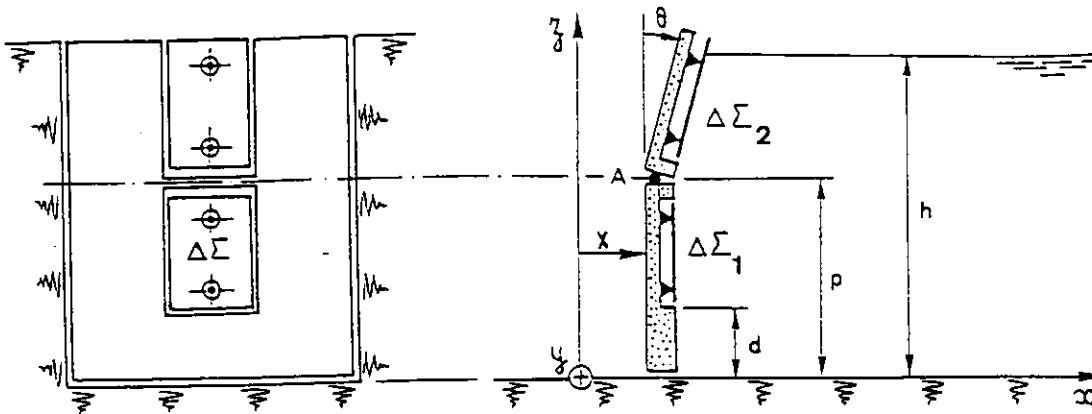
Les performances obtenues dans les différentes options de pilotage d'un simple amortisseur de houle du type piston sont très probablement susceptibles d'être améliorées en faisant varier systématiquement les paramètres de réglage disponibles :  $d$ ,  $\zeta$ ,  $T_0$ .

Cependant, il est évident qu'on n'atteindra jamais ainsi des performances satisfaisantes aux faibles valeurs de la période de la houle incidente ; en effet, les amortissements d'ondes  $B$ ,  $\mathbf{B}$  et, surtout, les masses d'eau ajoutées  $MA$ ,  $\mathbf{MA}$ , sont des fonctions très rapidement variables pour  $T \rightarrow 0$ . Aussi, des améliorations sensibles sur ce point ne peuvent guère être espérées avec un simple amortisseur de houle du type piston.

#### IV) Principe de fonctionnement d'un amortisseur de houle, à double effet, sollicité par une houle monochromatique.

L'amortisseur de houle, considéré ici, est un piston vertical, entièrement immergé, surmonté d'un volet articulé.

Les informations nécessaires à l'établissement des lois de pilotage  $X = X(t)$ ,  $\theta = \theta(t)$  seront délivrées par l'intermédiaire de deux balances de paroi supportant des éléments de panneau  $(\Delta\Sigma_1)$ ,  $(\Delta\Sigma_2)$ , appartenant respectivement à la face active du piston et à la face active du volet articulé.



Un calcul analogue à celui détaillé dans le cas du simple piston montre qu'on annule totalement la réflexion d'une houle monochromatique en respectant la condition :

$$(47) \quad \alpha_1 - (\tau_1 d + \tau_2 h \Theta) = 0.$$

$\tau_1$ , désignant la fonction de transfert d'un piston dont la hauteur serait égale à  $h$  ;

$\tau_2$ , désignant la fonction de transfert, adimensionnalisée par rapport à  $h$ , du volet articulé ;

$\Theta$ , étant l'amplitude complexe du mouvement de rotation imprimé à ce volet.

Les capteurs de force qui équipent les deux balances de paroi délivrent, à tout instant, des signaux proportionnels à la résultante et au moment résultant des efforts de liaison qu'ils exercent sur chacun des éléments de mesure  $(\Delta\Sigma_1)$ ,  $(\Delta\Sigma_2)$ , soit :

$$(48) \quad \begin{cases} F_1(t) = l \Re_e \left( \mathcal{F}_1 e^{-i\omega t} \right), & M_1(t) = l \Re_e \left( \mathcal{M}_1 e^{-i\omega t} \right); \\ F_2(t) = l \Re_e \left( \mathcal{F}_2 e^{-i\omega t} \right), & M_2(t) = l \Re_e \left( \mathcal{M}_2 e^{-i\omega t} \right). \end{cases}$$

Les grandeurs  $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2, \mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2$ , s'expriment en fonction de  $\alpha_1, \mathcal{A}$  et  $\Theta$  par simple application des équations de Newton à chacun des éléments  $(\Delta\Sigma_1), (\Delta\Sigma_2)$ ; lorsque la condition (47), qu'on cherche à réaliser, est bien satisfaite, on obtient :

$$(49) \quad \mathcal{F}_p = \left( -\omega^2 M_{p,1} + i \omega B_{p,1} \right) \mathcal{A} + \left( -\omega^2 M_{p,2} + i \omega B_{p,2} \right) h \Theta, \quad p = 1, 2, 3, 4,$$

en notant pour systématiser l'écriture :  $\mathcal{M}_1 = \mathcal{F}_3, \mathcal{M}_2 = \mathcal{F}_4$ , et en désignant respectivement par  $M_{pq}, B_{pq}$ , les coefficients de masse généralisée et d'amortissement de l'élément  $(\Delta\Sigma_q), q = 1, 2$ .

Explicitées en fonction des grandeurs temporelles  $x(t), \theta(t)$  et  $F_p(t)$ , les relations ci-dessus se présentent ainsi :

$$(50) \quad M_{p,1} \dot{V}(t) - B_{p,1} V(t) + M_{p,2} h \dot{\Omega}(t) - B_{p,2} h \Omega(t) = \frac{1}{\ell} F_p(t), \quad p = 1, 2, 3, 4,$$

$$\text{en notant : } V(t) = \frac{dx}{dt}, \quad \Omega(t) = \frac{d\theta}{dt}$$

On dispose ainsi de quatre équations pour déterminer les deux consignes de pilotage  $V=V(t)$  et  $\theta=\theta(t)$ ; ce qui laisse une grande latitude de choix. Cette redondance d'informations a été exploitée comme suit :

• On relie tout d'abord les amplitudes complexes  $\mathcal{A}$  et  $\Theta$  des mouvements de translation et de rotation selon un critère d'optimisation établi par ailleurs pour minimiser le champ des vagues évanescentes induit par les mouvements du dispositif, considéré comme un générateur de houle; ce qui se traduit par la relation :

$$(51) \quad h \Theta = \xi \mathcal{A}, \quad \xi = \xi(\omega_0) \text{ étant une constante réelle positive.}$$

En reportant dans les équations (50), on obtient ainsi :

$$(52) \quad M_p \dot{V}(t) - B_p V(t) = \frac{1}{\ell} F_p(t), \quad p = 1, 2, 3, 4.;$$

$$(53) \quad M_p = M_{p,1} + \xi M_{p,2}, \quad B_p = B_{p,1} + \xi B_{p,2}.$$

• On construit, à partir de ces quatre nouvelles équations, la somme suivante :

$$(54) \quad \left( \sum_{p=1}^4 \alpha_p M_p \right) \dot{V}(t) - \left( \sum_{p=1}^4 \alpha_p B_p \right) V(t) = \frac{1}{\ell} \sum_{p=1}^4 \alpha_p F_p(t),$$

dans laquelle les coefficients de pondération  $\alpha_p$  sont des constantes réelles choisies de telle sorte qu'on ait :

$$(55) \quad \sum_{p=1}^4 \alpha_p M_p = 0, \quad \sum_{p=1}^4 \alpha_p \dot{M}_p = 0, \quad \sum_{p=1}^4 \alpha_p \dot{B}_p = 0,$$

$\dot{M}_p, \dot{B}_p$  étant les dérivées par rapport à  $\omega$  de  $M_p$  et  $B_p$ , calculées pour  $\omega = \omega_0$ .

En imposant, par exemple  $\alpha_1 = 1$ , la résolution du système linéaire ci-dessus, de trois équations à trois inconnues, fournit les valeurs de  $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ .

Dans ces conditions, les lois de pilotage, qui s'explicitent en terme de vitesses,

$$(56) \quad \begin{cases} V(t) = \frac{1}{\ell} \sum_{p=1}^4 a_p(\omega_0) F_p(t), & h \Omega(t) = \xi V(t), \\ a_p(\omega_0) = -\alpha_p(\omega_0) \left[ \sum_{p=1}^4 \alpha_p(\omega_0) B_p(\omega_0) \right]^{-1} \end{cases}$$

permettent non seulement de réaliser  $R(\omega) = 0$ , mais aussi  $\dot{R}(\omega)$ , pour  $\omega = \omega_0$ .

Ignorant maintenant tous les développements ci-dessus, on adopte pour toutes les houles monochromatiques, de périodes  $T$ , les lois de commande (56) établies pour  $T = T_0$ .

Comme les constantes  $\alpha_p(\omega_0)$  sont réelles, ces lois peuvent être traduites en notations complexes, soit :

$$(57) \quad -i\omega A = \frac{1}{\ell} \sum_{p=1}^4 a_p(\omega_0) \mathcal{F}_p, \quad h\Theta = \xi A.$$

En appliquant une nouvelle fois les équations de Newton à chacun des éléments de mesure  $(\Delta\Sigma_1), (\Delta\Sigma_2)$ , lorsqu'ils sont sollicités par une houle incidente de pulsation  $\omega$ , on obtient :

$$(58) \quad \mathcal{F}_p = \left[ 2i\omega \frac{B_{p,1}}{\tau_1} \alpha_I - (\omega^2 M_p + i\omega B_p) A \right] \ell$$

D'où, l'on tire, compte tenu de (57) :

$$(59) \quad A = \tilde{A}(\omega) \alpha_I \quad ; \quad \tilde{A}(\omega) = -\frac{2 \sum_{p=1}^4 a_p(\omega_0) B_{p,1}(\omega)}{\tau_1(\omega) \left[ 1 - \sum_{p=1}^4 a_p(\omega_0) [B_p(\omega) - i\omega M_p(\omega)] \right]}.$$

Dès lors, on est en mesure de calculer l'amplitude complexe de la déformée de surface libre provoquée par les mouvements du système piston-volet articulé ; à grande distance de celui-ci on a simplement :

$$(60) \quad \eta_R^+ = -i\alpha_I [\tau_1(\omega) + \xi\tau_2(\omega)] \tilde{A}(\omega) e^{im_0x}$$

D'où l'amplitude complexe de la houle renvoyée par le dispositif :

$$(61) \quad \eta^+ = i\alpha_I \left\{ 1 - [\tau_1(\omega) + \xi\tau_2(\omega)] \tilde{A}(\omega) \right\} e^{im_0x}$$

et, par suite, l'expression du coefficient de réflexion de celui-ci :

$$(62) \quad R(\omega) = \left| 1 - [\tau_1(\omega) + \xi\tau_2(\omega)] \tilde{A}(\omega) \right|$$

Les résultats de calcul effectués dans ces conditions sont illustrés sur la planche (VI) ; ils sont quelque peu décevants malgré que l'objectif de conserver des performances acceptables aux basses périodes ait été atteint.

On obtient de bien meilleures performances globales en renonçant, dans une faible mesure, au critère de minimisation des vagues évanescents introduit en (51) ; la constante  $\xi$  étant alors considérée comme un paramètre d'optimisation du dispositif amortisseur de houle (cf. planche VII).

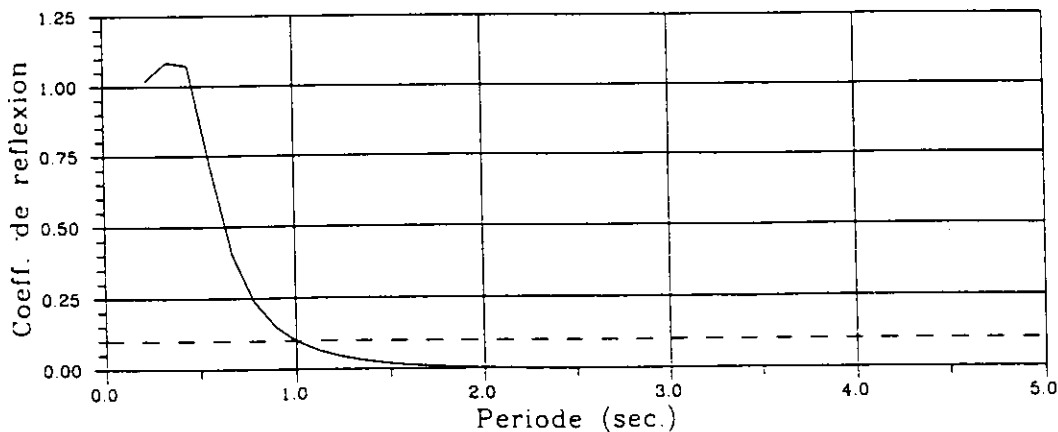


Planche (VI)

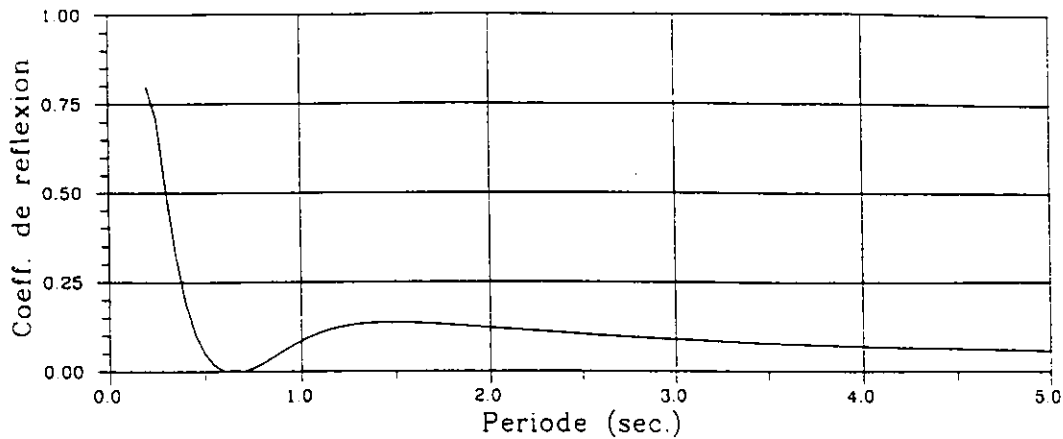


Planche (VII)

#### V) Principe de fonctionnement d'un amortisseur de houle sollicité par une houle complexe :

Dans ce cas, le dispositif sera accordé sur une période  $T_0$ , égale ou très voisine de la période  $T_{pic}$  de la houle incidente ; faisant ainsi la présomption que chacune des composantes de celle-ci sera amortie conformément à la loi  $R(\omega)$  établie dans la configuration adoptée pour réaliser le dispositif. Cette présomption s'appuie :

- d'une part, sur la constatation selon laquelle la loi de commande est indépendante de l'amplitude et de la phase des composantes de la houle incidente ;
- d'autre part, sur le fait que les dispositifs de récupération de l'énergie des vagues, du type "flotteur oscillant", conservent encore une bonne efficacité lorsqu'ils sont sollicités par une houle de caractéristiques différentes de celles pour laquelle leur rendement a été optimisé.

#### VI) Principe de fonctionnement du dispositif en tant que générateur-absorbeur :

La très grande complexité du problème posé par le pilotage d'un tel dispositif est en partie compensée par le fait que les ondes parasites émises par le modèle interposé dans le canal d'essais sont en général d'assez faibles amplitudes pour qu'on puisse traiter le problème par une approche linéarisée ; ce qui ne serait guère licite dans le cas d'un simple amortisseur de houle dynamique.

La méthodologie qu'on envisage de mettre en oeuvre s'articule comme suit :

En l'absence de tout obstacle interposé dans le bassin, l'obtention d'une houle de caractéristiques données nécessite d'avoir préalablement établi les lois de pilotage  $\dot{x}(t)$ ,  $\dot{\theta}(t)$ .

On effectue alors un essai préliminaire destiné à enregistrer les signaux  $F_p(t)$  délivrés par les capteurs de force équipant les éléments de mesure.

Pour réaliser un véritable essai, dans les mêmes conditions de houle que précédemment, on commencera par animer le générateur selon les consignes initiales  $\dot{x}(t)$ ,  $\dot{\theta}(t)$ .

Aux tous premiers instants qui suivent la mise en route du générateur, les signaux  $F'_p(t)$  délivrés par les capteurs de force s'identifient aux signaux  $F_p(t)$  obtenus au cours de l'essai préliminaire ; mais, dès lors que les ondes de diffraction-radiation émises par la maquette atteignent de générateur, on détecte des écarts  $\tilde{F}_p(t) = F'_p(t) - F_p(t)$ .

Ce sont ces écarts qui seront exploités pour modifier les consignes de pilotage initiales  $\dot{x}(t)$ ,  $\dot{\theta}(t)$ , en superposant à celles-ci les consignes de correction  $\tilde{x}(t)$ ,  $\tilde{\theta}(t)$  que l'on obtient par application des formules établies dans le cas où le générateur est considéré comme un simple amortisseur de houle dynamique.

### VII) Simulation numérique du fonctionnement du dispositif, en tant qu'amortisseur de houle, dans le domaine temporel

Tous les développements précédents sont fondés sur l'hypothèse selon laquelle l'onde incidente peut être considérée comme la superposition d'ondes monochromatiques.

Aussi était-il à craindre qu'un dysfonctionnement du dispositif ne se manifeste au moment de la mise en route. Afin d'être rassurés sur ce point, on a élaboré et exploité un programme de simulation numérique prenant en compte les phénomènes transitoires selon la formulation donnée dans la littérature. Les différents tests effectués ont montré que nos craintes n'étaient pas fondées ainsi qu'en témoigne, à titre d'exemple, les résultats consignés sur la planche (VIII), concernant le fonctionnement d'un amortisseur de houle dynamique du type piston, initialement au repos puis mis en route selon une loi sinusoïdale ; on est surpris de la rapidité avec laquelle la houle qui s'établit dans le canal s'identifie à la houle qui serait créée en régime établi par le générateur en milieu non confiné.

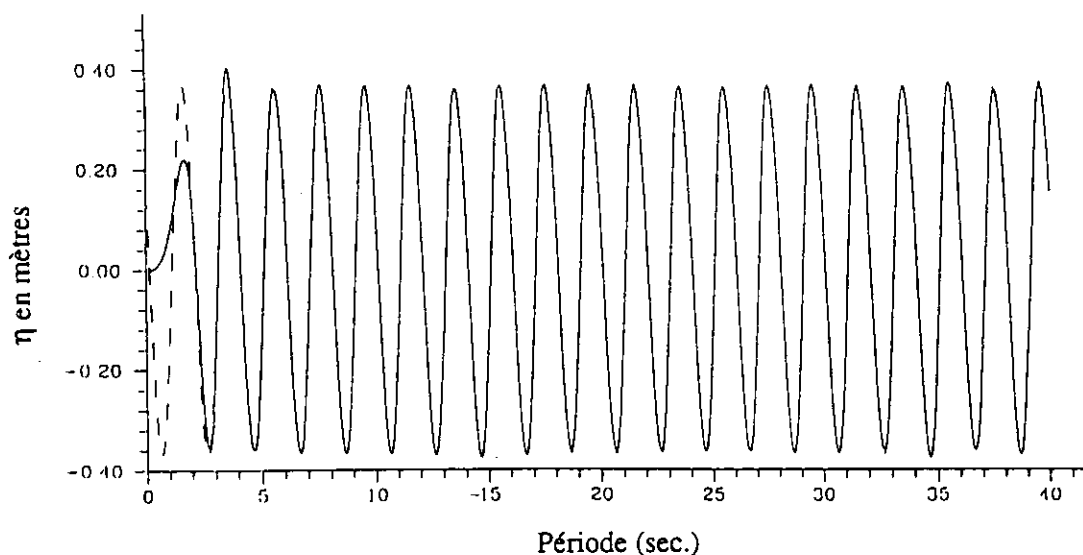


Planche (VIII)

### Conclusion

L'algorithme proposé pour piloter les actionneurs d'un générateur-absorbeur est à la fois simple et robuste. Cependant les développements qui ont permis de l'établir sont fondés sur une théorie de fluide parfait entièrement linéarisée. Une approche plus sophistiquée reste tout à fait possible ; cependant avant d'entreprendre une telle tâche, on souhaiterait s'assurer expérimentalement que le dispositif ne présente pas de défauts rédhibitoires restés insoupçonnés par le calcul : décrochage résultant d'effets non-linéaires ; dérive par rapport à la position moyenne impossible à contrôler.

Un premier essai probatoire pourrait être effectué sur une installation existante ; à la rigueur, en remplaçant les balances de parois par une série de capteurs de pression.