

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

CONTRÔLE DISCRET PAR *LATCHING* D'UN SYSTÈME HOULOMOTEUR À UN DEGRÉ DE LIBERTÉ

A. BABARIT, G. DUCLOS, A.H. CLÉMENT

(¹) Division Hydrodynamique Navale, Laboratoire de Mécanique des Fluides (CNRS UMR6598), Ecole Centrale de Nantes, 1 Rue de la Noë, B.P.92101 44321 Nantes cedex 3, France.
Email: Alain.Clement@ec-nantes.fr

I-LA PROBLÉMATIQUE

Nous nous intéressons dans cette étude au contrôle d'un système de récupération de l'énergie des vagues de type oscillateur immergé. Nous étudierons un système générique simple (fig.1) composé d'un cylindre en équilibre indifférent sous l'effet de son poids, de la poussée hydrostatique et d'une force d'amarrage verticale simplifiée ici sous la forme d'une simple raideur linéaire k . On suppose que tous les mouvements autre que la translation verticale décrite par la variable $\zeta(t)$ sont idéalement bridés. Le mouvement vertical quant à lui sera soumis à des limitations figurant les nécessaires butées de fin de course d'un système réel, soit

$$-b \leq \zeta(t) \leq b.$$

En présence de houle incidente, une force d'excitation va se développer et mettre le corps en mouvement oscillatoire qui lui même va actionner un système de production d'énergie développant un effort antagoniste. Ce système de production d'énergie (dit PTO pour *Power Take Off* dans la littérature anglo-saxonne) est le plus souvent un générateur électrique linéaire, ou un système de pompe hydraulique. Il est ici représenté par un simple amortissement linéaire proportionnel à $\dot{\zeta}(t)$ de coefficient constant B . Enfin le corps dans son mouvement génère lui même des vagues et subit donc des efforts de radiation.

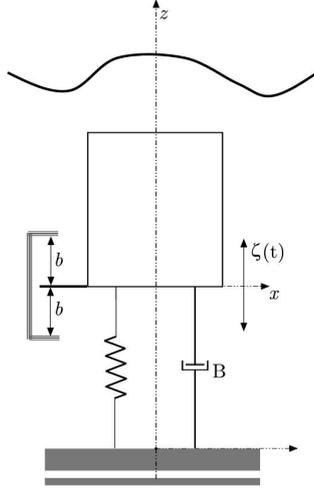


FIG. 1 – un houlomoteur immergé à un degré de liberté : schéma de principe.

Ce système peut être considéré comme un modèle (très) simplifié du module houlomoteur de 2MW récemment installé par 45 m de profondeur au large du Portugal par AWS. L'équation du mouvement d'un tel système linéarisé à un degré de liberté s'écrit simplement, dans le domaine temporel :

$$(M + \mu_\infty) \ddot{\zeta} + \int_0^t \dot{\zeta}(\tau) K(t - \tau) d\tau + B \dot{\zeta} + k\zeta = F_{ex}(t) \quad (1)$$

où les efforts de radiation sont donnés dans la formulation de W.E. Cummins [2] par le terme de masse ajoutée instantanée $\mu_\infty \ddot{\zeta}(t)$ et le produit de convolution sur la vitesse : $\int_0^t \dot{\zeta}(\tau) K(t - \tau) d\tau$. Le noyau $K(t)$ de cette intégrale se calcule soit par transformée de Fourier des coefficients d'amortissement hydrodynamiques calculés en domaine fréquentiel par des codes comme AQUAPLUS, DIODORE, WAMIT,..., soit directement en approche temporelle linéarisée par des codes comme TIMIT, ACHIL3D [5],... La simulation numérique donnant $\zeta(t)$ pour une force d'excitation de houle donnée peut alors se faire soit en intégrant directement l'équation integro-différentielle (1), soit en identifiant $K(t)$ comme une somme d'exponentielle par la méthode de Prony de manière à transformer (1) en un système d'équations différentielles ordinaires [6].

L'oscillateur mécanique standard ainsi défini va posséder une fréquence propre que le designer devra placer judicieusement par rapport à la période de houle dominante sur le site choisi. Un tel système où B et k sont constants sera dit *non contrôlé*. Sa puissance moyenne sur une durée T se calculera simplement par :

$$\hat{P} = \frac{B}{T} \int_0^T \dot{\zeta}^2(\tau) d\tau \quad (2)$$

La variation de la fréquence de pic du spectre local de la houle, sa largeur de bande, font que le système non contrôlé est loin d'être optimal en condition réelle d'exploitation. Aussi étudie-t-on depuis de nombreuses années des systèmes de contrôle visant à adapter vague après vague les caractéristiques mécaniques des systèmes houlomoteurs de façon à augmenter l'amplitude de leur réponse (surtout par petit temps) , et par là même l'énergie récupérée. J.Falnes a récemment publié une revue de ces systèmes dans [1]. Les modes

de contrôle dits : *continus* reviennent à faire varier en permanence les caractéristiques du PTO de manière à minimiser le déphasage entre la vitesse et la force d'excitation (on parle alors dans la littérature de *phase control*) ; nous avons déjà consacré plusieurs études à de tels systèmes appliqués aux absorbeurs dynamiques pour bassin d'essai physiques ou numériques [6], et aux systèmes houlomoteurs OWC à colonne d'eau oscillante [7].

Dans le travail présenté ici, nous nous sommes plutôt intéressés au contrôle discret, de type "tout ou rien" de ces systèmes houlomoteurs, dont le principe (*latching control* en anglais) est le suivant : un système de verrouillage permet de bloquer le système mobile en tout endroit de sa course à chaque fois que **sa vitesse s'annule**. On peut alors attendre pour le relâcher le moment le plus favorable par rapport à l'évolution de la force d'excitation.

Le système repartant toujours avec une vitesse nulle, sa réponse est alors constituée d'une succession de rampes de mouvements transitoires montantes ou descendantes, séparées par de courtes pauses, au lieu d'un mouvement oscillatoire continu comme avec le contrôle classique. L'association de ce type de contrôle fortement non-linéaire avec le système linéaire décrit plus haut forme un oscillateur mécanique non-linéaire qui a la propriété de présenter des résonances paramétriques s'accordant d'elles mêmes à la fréquence d'excitation. Nous montrons dans cette communication tout le profit qui peut être tiré de cette propriété en terme d'énergie récupérée.

II-SYSTÈME MASSE / AMORTISSEUR / RESSORT, RÉSULTATS EN RÉGIME HARMONIQUE.

L'étude d'un tel contrôle en régime d'excitation harmonique établie (régime fréquentiel) est intéressante car elle permet de comprendre globalement le phénomène mécanique non-linéaire. Cependant, elle ne suffit pas à qualifier le système qui devra s'accommoder de la nature aléatoire de l'excitation en mer réelle. On va ainsi montrer par l'approche fréquentielle que ce contrôle a un potentiel d'amplification tout à fait extraordinaire quand on connaît à la fois le passé et le futur de l'excitation. On comprendra du même coup la difficulté du passage au réel qui nécessite de trouver une stratégie de latching causale, efficace en houle aléatoire, et facile à formuler. En d'autre terme de trouver le bon critère déterminant le moment exact du lâcher.

1-équation du latching.

En régime harmonique et pour un simple système masse/ressort/amortisseur, il est facile de résoudre analytiquement le problème du lâcher optimal, car il se ramène en fait à la détermination de la phase de la force d'excitation au moment du lâcher.

Choisissons d'utiliser le latching avec l'objectif de maximiser l'amplitude des oscillations et rappelons nous que les mouvements d'un système contrôlé par latching se décomposent en :

- des périodes de repos où le système est bloqué. Dans cette phase du mouvement, la position reste constante et la vitesse est nulle.
- des périodes de mouvements transitoires, que l'on peut calculer analytiquement.

L'équation différentielle qui régit les mouvements d'un système linéaire masse/amortisseur/ressort peut s'écrire sous la forme :

$$\ddot{\zeta} + 2\mu\dot{\zeta} + \omega_0^2\zeta = F_{ex} \cos(\varphi_0 + \omega t) \quad (3)$$

où $\zeta, \dot{\zeta}, \ddot{\zeta}$ sont respectivement le déplacement, la vitesse et l'accélération du corps, ω_0 est sa pulsation propre, μ son coefficient d'amortissement, F_{ex} et ω le module et la pulsation de la force d'excitation, t le temps et φ_0 la phase de la force d'excitation à l'instant initial $t = 0$. La solution générale de cette équation s'écrit, en posant $\sigma = \sqrt{\omega_0^2 - \mu^2}$:

$$\zeta(t) = (a \cos(\sigma t) + b \sin(\sigma t))e^{-\mu t} + H(\omega)F_{ex} \cos(\varphi_0 + \omega t + \varphi(\omega)) \quad (4)$$

avec :

$$\tan(\varphi(\omega)) = \frac{-2\mu\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (5)$$

$$H(\omega) = \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\mu\omega)^2}} \quad (6)$$

et (a, b) couple de réels dépendant des conditions initiales.

Comme nous l'avons déjà dit, il s'agit ici d'utiliser le latching dans le but de maximiser l'amplitude des oscillations du système. Le calcul que l'on va mener ici doit donc nous permettre de déterminer quelle doit être la phase de la force d'excitation au moment du lâcher du corps pour qu'il passe de la position ζ_{max} à la position $-\zeta_{max}$.

Intéressons nous alors dans un premier temps au problème de la détermination de la phase de la force d'excitation à l'instant de lâcher pour faire passer le corps d'une position quelconque ζ_0 à la position $-\zeta_0$, en supposant que ce soit possible. Par un changement de variable, choisissons d'effectuer le lâcher à l'instant $t_0 = 0$. Le problème se réduit alors à déterminer la phase φ_0 de la force d'excitation en cet instant.

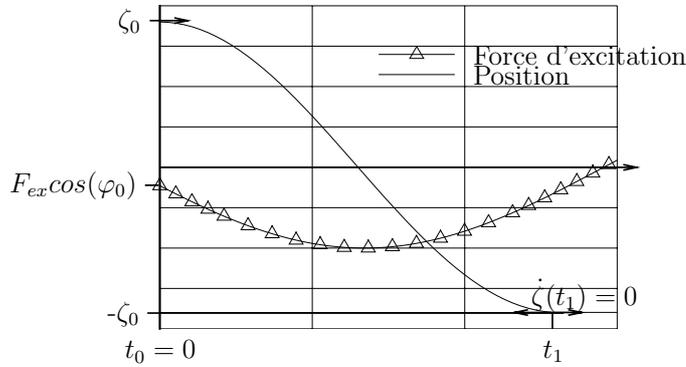


FIG. 2 – Illustration de la problématique du latching.

Comme résumé sur la figure (2), on suppose donc :

- le corps bloqué pour $t \leq 0$ en position $\zeta(t) = \zeta_0$ et $\dot{\zeta}(t) = 0$.
- la phase initiale de la force d'excitation φ_0 tel qu'il existe t_1 , défini par $\dot{\zeta}(t_1) = 0$, tel que $\zeta(t_1) = -\zeta_0$.

Donc sur une rampe de mouvement, on a les conditions initiales :

$$\begin{cases} \zeta(0) = \zeta_0 \\ \dot{\zeta}(0) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

Et les conditions finales :

$$\begin{cases} \zeta(t_1) = -\zeta_0 \\ \dot{\zeta}(t_1) = 0 \end{cases} \quad (8)$$

En injectant l'équation (4) dans les conditions initiales (7) et finales (8), puis en combinant les équations de façon à supprimer les occurrences en a et b , on obtient le système d'équations :

$$\begin{cases} A(t_1, \varphi_0)\zeta_0 + B(t_1, \varphi_0)F_{ex}H(\omega) = 0 \\ C(t_1, \varphi_0)\zeta_0 + D(t_1, \varphi_0)F_{ex}H(\omega) = 0 \end{cases} \quad (9)$$

avec :

$$A(t_1, \varphi_0) = (\cos(\sigma t_1) + \frac{\mu}{\sigma} \sin(\sigma t_1))e^{-\mu t_1} + 1 \quad (10)$$

$$B(t_1, \varphi_0) = (-\cos(\sigma t_1) \cos(\varphi_0 + \varphi(\omega)) + \frac{\sin(\sigma t_1)}{\sigma} (\omega \sin(\varphi_0 + \varphi(\omega)) - \mu \cos(\varphi_0 + \varphi(\omega))))e^{-\mu t_1} + \cos(\varphi_0 + \varphi(\omega) + \omega t_1) \quad (11)$$

$$C(t_1, \varphi_0) = -(\sigma + \frac{\mu^2}{\sigma}) \sin(\sigma t_1)e^{-\mu t_1} \quad (12)$$

$$D(t_1, \varphi_0) = (\omega \cos(\sigma t_1) \sin(\varphi_0 + \varphi(\omega)) + \sin(\sigma t_1) (-\frac{\mu}{\sigma} (\omega \sin(\varphi_0 + \varphi(\omega)) - \mu \cos(\varphi_0 + \varphi(\omega))) + \sigma \cos(\varphi_0 + \varphi(\omega))))e^{-\mu t_1} - \omega \sin((\varphi_0 + \varphi(\omega) + \omega t_1)) \quad (13)$$

Dans ce système de deux équations (9), les inconnues sont la phase à l'instant initial φ_0 , la durée du mouvement t_1 et la position à l'instant initial ζ_0 . Or il admet des solutions si et seulement si le couple (φ_0, t_1) est tel que :

$$A \times D - B \times C = 0 \quad (14)$$

Pour un tel couple, la position ζ_0 associé s'obtient alors par :

$$\zeta_0 = \frac{B(t_1, \varphi_0)F_{ex}H(\omega)}{A(t_1, \varphi_0)} \quad (15)$$

Finalement, en se donnant des valeurs pour $\mu, \omega_0, \omega, F_{ex}$, on peut déterminer numériquement l'ensemble des couples (φ_0, t_1) qui vérifient l'équation (14) et les ζ_0 qui leur sont associés. Il ne reste plus qu'à sélectionner parmi toutes ces possibilités le maximum $\zeta_{0,max}$ et son couple $(\varphi_0, t_1)_{max}$. L'instant de lâcher est alors défini par l'instant où la phase de la force d'excitation est égale à ce φ_0

2-Simulations temporelles en régime harmonique.

La figure (3) présente un exemple de mise en pratique du contrôle par latching tel que calculé précédemment. On y constate que l'amplitude de la réponse est amplifiée par rapport à la réponse non contrôlée et que cette amplification se retrouve sur l'énergie absorbée par le système. Ces résultats ont déjà été obtenus par M. Greenhow et S.P. White [8] dans le cas où la pulsation de la force d'excitation est inférieure à la pulsation

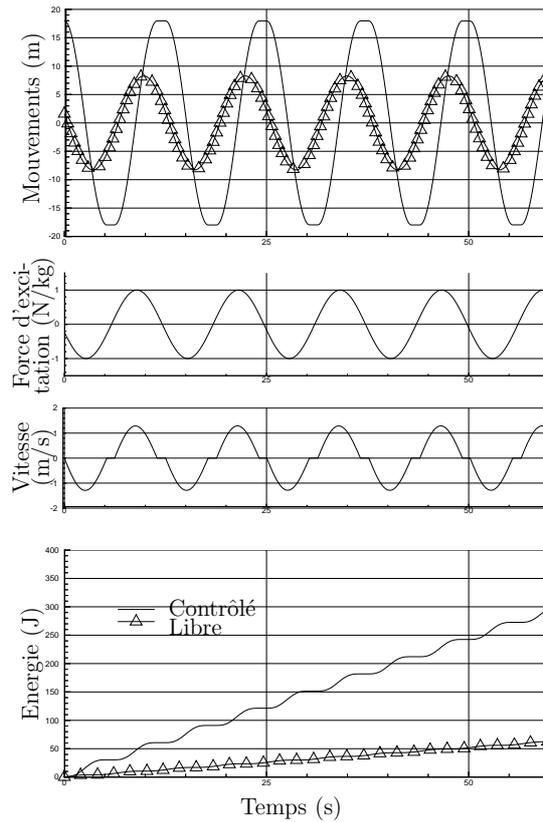


FIG. 3 – Illustration des possibilités du contrôle par latching. $\omega_0 = 0.6$, $\mu = 0.1$, $F_{ex} = 1$, $\omega = 0.5$

de résonance. Cependant, comme on le voit sur la figure (4), ils peuvent être étendus à des cas où la pulsation d'excitation est supérieure à la pulsation de résonance.

Sur les figures (3) et (4), il apparaît que les maxima de la vitesse du corps contrôlé et de la force d'excitation sont en phase. Il semble donc qu'une stratégie de latching visant à maximiser l'amplitude des oscillations en régime harmonique conduit à accorder les maxima de la force d'excitation et de la vitesse du corps, résultat cohérent avec celui de J. Falnes [1] qui a démontré que le contrôle continu est optimal quand la vitesse du corps et la force d'excitation sont en phase.

Sur la figure (5) on donne pour différentes valeurs de l'amortissement la fonction de transfert (amplitude du mouvement / force d'excitation) pour un oscillateur libre (i.e : non contrôlé) et pour le même oscillateur contrôlé par latching. Les courbes se joignent à la résonance de l'oscillateur pour laquelle le contrôle n'apporte rien, comme l'on pouvait s'y attendre. Par contre on voit que de part et d'autre de la fréquence propre du système, le latching permet d'obtenir des amplitudes plusieurs dizaines de fois plus grandes que la réponse libre, ces amplitudes étant même plus importantes que la réponse à la résonance du système libre en basse fréquence !

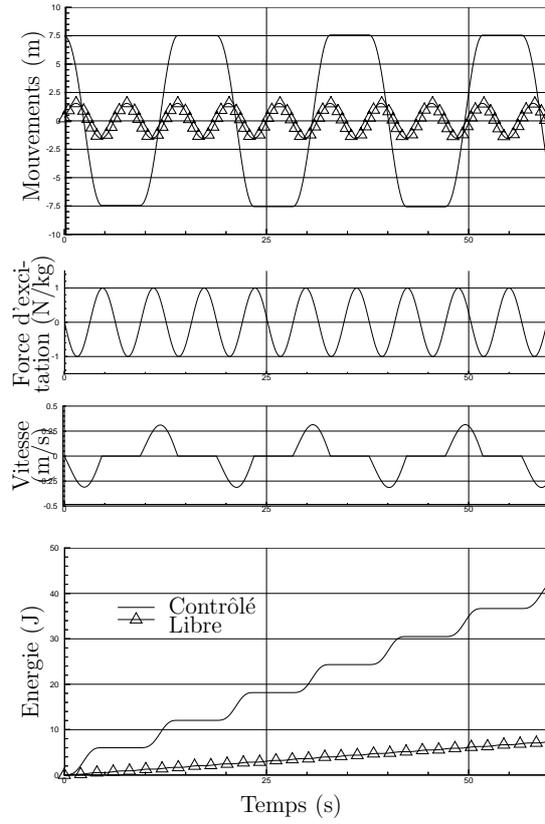


FIG. 4 – Illustration des possibilités du contrôle par latching. $\omega_0 = 0.6, \mu = 0.1, F_{ex} = 1, \omega = 1$

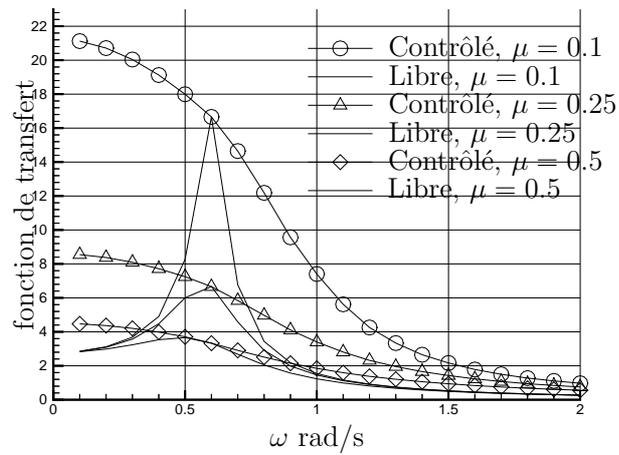


FIG. 5 – Fonction de transfert en amplitude d'un oscillateur simple sans contrôle ou avec contrôle par latching.

III-L'OSCILLATEUR HYDRODYNAMIQUE DANS LE DOMAINE TEMPOREL.

1-équation du mouvement.

On s'intéresse maintenant au système houlomoteur décrit précédemment. La modélisation utilisée nous conduit à l'équation du mouvement :

$$(M + \mu_\infty) \ddot{\zeta} + \int_0^t \dot{\zeta}(\tau) K(t - \tau) d\tau + B\dot{\zeta} + k\zeta = F_{ex}(t) \quad (16)$$

Avec, d'après W.E. Cummins [2] :

$$K(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{+\infty} C_A(\omega) \cos(\omega t) d\omega \quad (17)$$

où le coefficient $C_A(\omega)$ est le coefficient d'amortissement hydrodynamique du système. Supposons que l'on puisse approximer K par une somme d'exponentielles :

$$K(t) \simeq \sum_{i=1}^N \alpha_i e^{\beta_i t} \quad (18)$$

et déterminer les coefficients (α_i, β_i) — qui sont soit des réels, soit des nombres complexes associés par couple de raies conjuguées, K étant une fonction réelle — par, par exemple, la méthode proposée par Prony [9] et développée par A. Clément [10].

Posons alors :

$$I(t) = \int_0^t \dot{\zeta}(\tau) K(t - \tau) d\tau$$

En reportant dans cette expression l'équation (18), on obtient une écriture de I sous la forme :

$$I(t) = \sum_{i=1}^N I_i(t)$$

avec :

$$I_i(t) = \int_0^t \dot{\zeta}(\tau) \alpha_i e^{\beta_i(t-\tau)} d\tau \quad (19)$$

Par dérivation des termes I_i , on a :

$$\dot{I}_i(t) = \beta_i I_i(t) + \alpha_i \dot{\zeta}(t) \quad (20)$$

et pour conditions initiales, d'après (19) :

$$I_i(0) = 0 \quad (21)$$

L'équation du mouvement (16) devient alors, si le système est libre :

$$\begin{cases} (M + \mu_\infty) \ddot{\zeta}(t) + \sum_{i=0}^N I_i(t) + B\dot{\zeta}(t) + k\zeta(t) = F_{ex}(t) \\ \dot{I}_i(t) = \beta_i I_i(t) + \alpha_i \dot{\zeta}(t) \end{cases} \quad (22)$$

Si le système est bloqué, elle se réduit alors à :

$$\begin{cases} \dot{\zeta}(t) = 0 \\ \dot{I}_i(t) = \beta_i I_i(t) \end{cases} \quad (23)$$

Et les conditions initiales sont :

$$\begin{cases} \zeta(0) = \zeta_0 \\ \dot{\zeta}(0) = \dot{\zeta}_0 \\ I_i(0) = 0 \forall i \in [1, N] \end{cases} \quad (24)$$

La simulation numérique des mouvements se fait alors de manière complètement transparente en intégrant les équations (22) et (23) par, par exemple, une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Les séquences de force d'excitation ont été obtenues à partir du spectre d'énergie ITTC [11] :

$$S(\omega) = \frac{A}{\omega^5} \exp\left(\frac{-B}{\omega^4}\right) \quad (25)$$

avec :

$$\begin{aligned} A &= 173 \times \frac{H_{1/3}^2}{T_1^4} \\ B &= \frac{691}{T_1^4} \end{aligned}$$

Pour ne pas ajouter une difficulté supplémentaire dans cette première étude comparative, nous avons considéré ici que la force d'excitation était connue dans le futur (proche) de l'instant de travail. Pour s'affranchir de cette difficulté dans la pratique, on pourra travailler avec un estimateur de type filtre de Kalman étendu [3], ou autre; cela sera étudié ultérieurement.

2-critères de détermination de l'instant de lâcher

Le mouvement d'un corps houlomoteur contrôlé par latching n'est pas continu : c'est une suite de mouvements transitoires entrecoupés de moments de repos. Nous appellerons ces mouvements transitoires *alternances*. La variable de contrôle est la durée de ces moments de repos. On l'appellera *temps de latching*. Puisqu'on a supposé que l'on connaît la force d'excitation dans le futur, on est en mesure de simuler à chaque instant la prochaine *alternance* du corps pour un *temps de latching* donné en intégrant les équations (22) et (23).

La figure (6) présente l'énergie absorbée sur une alternance en fonction du temps de latching qui lui est associé. On remarque que cette courbe présente des maxima locaux et des discontinuités. Les discontinuités proviennent du fait que l'on ne considère l'énergie récupérée que sur la prochaine alternance.

1. La première stratégie de contrôle testée va alors consister à choisir comme temps de latching le temps associé au maximum :
 - de l'énergie du premier des maxima locaux;
 - de l'énergie si le temps de latching est nul.

En effet, il faut garder à l'esprit qu'il est difficile de prévoir la houle incidente, d'autant plus que la durée de prédiction est grande. Il vaut donc mieux se cantonner à rechercher le premier des maxima d'énergie absorbée même si le pic suivant est plus intéressant, comme sur la figure (6). De plus, du point de vue de l'engineering,

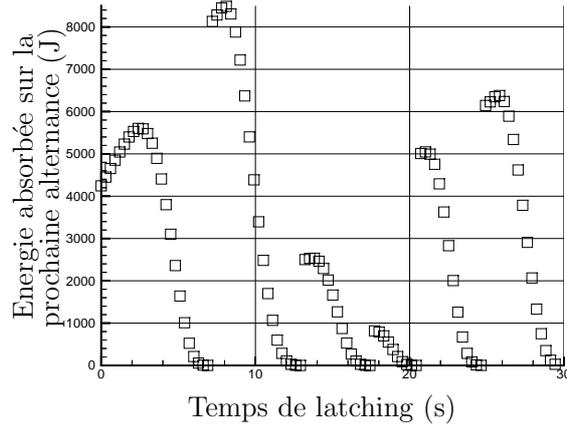


FIG. 6 – Energie absorbée pendant une alternance en fonction du temps de latching, la houle incidente étant aléatoire.

il vaut mieux multiplier les oscillations plutôt que de ne rechercher que les quelques oscillations les plus puissantes.

2. La seconde stratégie de contrôle testée reste dans l'esprit de la première, la différence résidant dans le fait que l'on va sélectionner le temps de latching qui maximise l'amplitude du déplacement du corps houlomoteur. La figure (7) illustre une séquence de contrôle par latching en houle aléatoire mettant en oeuvre cette stratégie. On apprécie aisément l'effet amplificateur du contrôle discret et la dernière figure montrant l'énergie accumulée obtenue par intégration de la puissance instantanée permet de mesurer le bénéfice qu'on peut en attendre.

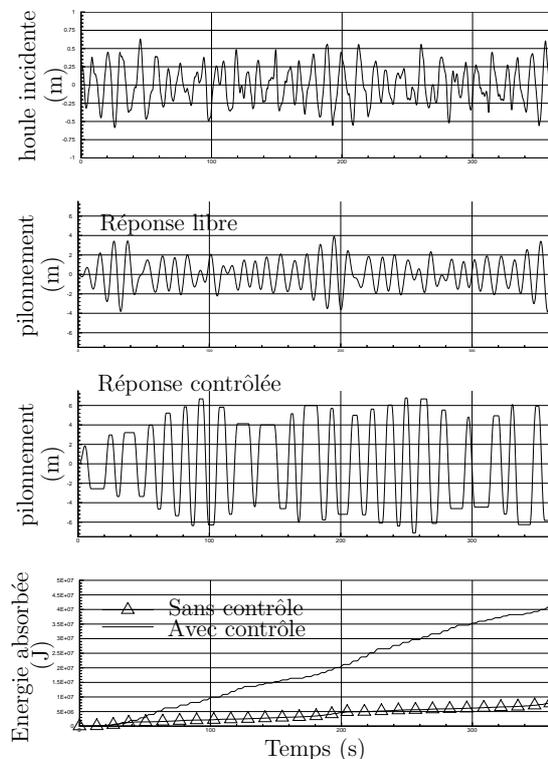


FIG. 7 – Comparaison des mouvements d'un corps houlomoteur en oscillations libres et contrôlés selon une stratégie de maximisation de l'amplitude.

3. La troisième stratégie de contrôle testée est fortement inspirée par les travaux de M. Greenhow et S.P. White [8]. En prédisant à chaque instant le mouvement sur la prochaine alternance, on détermine le temps de latching nécessaire pour faire en sorte que le maximum de la vitesse soit en phase avec le prochain maximum de la force d'excitation pendant l'alternance à venir.
4. Enfin, la quatrième stratégie est une approximation de la troisième. Le critère de détermination du lâcher est que la force d'excitation et la vitesse du corps soient de même signe au moment du lâcher. Contrairement aux trois précédentes, et c'est son point fort, cette stratégie est causale, c'est-à-dire qu'elle ne nécessite pas la connaissance de la force d'excitation dans le futur.

3-résultats en régime harmonique

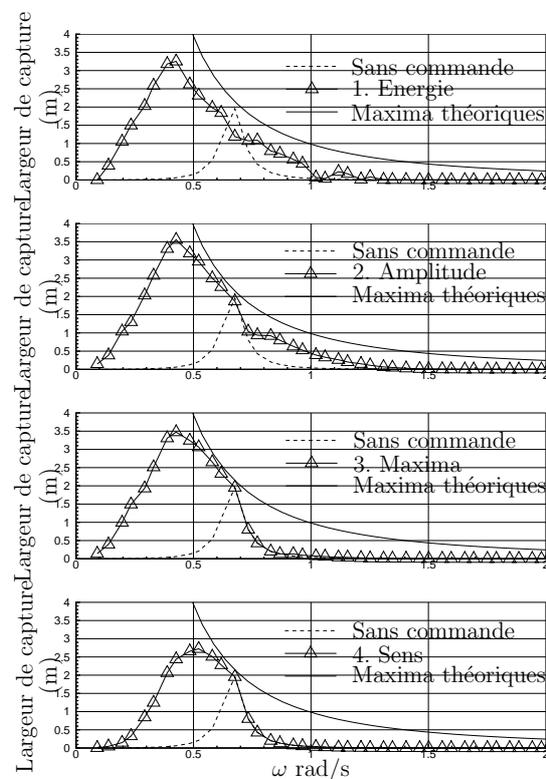


FIG. 8 – puissance extraite en houle sinusoïdale, exprimée en terme de largeur de capture relative, pour les quatre stratégies de latching implémentées.

Dans un premier temps, on a cherché à comparer les performances des quatre stratégies de latching présentées dans la section précédente d'un point de vue énergétique lorsque la houle incidente est monochromatique. On a alors effectué des simulations de la réponse temporelle du corps houlomoteur soumis à des houles incidentes sinusoïdales de pulsations comprises entre 0.1 et 2 rad/s et d'amplitude 1 m. Les résultats sont reportés sur la figure (8) en terme de largeur de capture relative. Cette variable qui se définit comme le rapport de l'énergie captée par le corps sur l'énergie incidente passant à travers la tranche d'eau de la largeur du corps donne en effet une bonne mesure de l'efficacité du système.

Pour chaque stratégie, on a aussi tracé la largeur de capture relative pour le système non-contrôlé ainsi que le maximum théorique. En effet, pour un tel système, apparenté

à la famille des absorbeurs ponctuels, D. Evans [12] a montré que la largeur de capture maximale ne dépend pas des dimensions du corps et vaut $\lambda/(2\pi)$.

On constate que toutes ces stratégies permettent d'améliorer l'efficacité du convertisseur en élargissant considérablement sa bande passante. Cependant, au vu de ces quatre courbes, deux stratégies prennent le pas sur les autres.

La plus efficace est incontestablement la stratégie (2) de maximisation de l'amplitude des mouvements. Elle engendre en effet un gain à toutes pulsations supérieur ou égal aux autres. Mais elle nécessite de prédire le futur de l'excitation, ce qui n'est pas le cas de la stratégie (4) basée sur les signes de la force d'excitation et de la vitesse. Cette dernière n'engendre un gain que pour des pulsations inférieures à la pulsation propre du système, et est moins performante que les autres à basse pulsation, mais son caractère causal fait qu'elle mérite encore toute notre attention.

4-résultats en houle aléatoire

Pour un système et une stratégie de latching donnés, le bénéfice que l'on peut attendre d'un tel contrôle va dépendre des caractéristiques spectrales de la houle incidente. Communément, un récupérateur d'énergie des vagues va rencontrer des trains de houle de période apparente T_1 comprise entre 6 et 15 secondes. La hauteur de vagues est elle aussi variable, mais le contrôle par latching présente la particularité d'être invariant lorsque l'on multiplie la force d'excitation par un scalaire. En effet, si l'on multiplie la force d'excitation par λ , les déplacements seront aussi multipliés par λ mais les points de contrôle (instants où la vitesse du mobile s'annule) et donc les points de lâcher optimal (instants où le mobile doit être relâché) restent inchangés. Nous avons donc réalisé un très grand nombre de simulations en houle aléatoire pour différentes valeurs de la période apparente T_1 dans un segment $[6s, 15s]$ avec une hauteur de vagues apparente égale à 1 mètre en utilisant le spectre d'énergie ITTC, formule (25), pour les quatre formulations du critère de détermination du lâcher.

Les résultats sont portés en terme de largeur de capture sur la figure (9) et en fonction de la période apparente de la houle incidente. Pour chaque cas, on a également tracé sur cette figure les largeurs de capture obtenues pour le système non-contrôlé à titre de comparaison. On remarque que les maxima de largeur de capture pour le système contrôlé ont lieu pour des périodes apparentes de houle proches de la période propre, à savoir 10 secondes, alors que le maximum pour le système non contrôlé s'est décalé vers les périodes inférieures.

En dépit de la dispersion due au caractère aléatoire de tous ces essais en houle irrégulière par tirage de phase, on voit que pour les quatre critères le gain en puissance est très élevé.

IV-CONCLUSION

Les stratégies 2 et 3 de maximisation de l'amplitude ou de mise en phase des maxima semblent être les plus efficaces et présentent des performances comparables sur toute la gamme spectrale envisagée. Cependant, la quatrième, basée sur l'accord des signes entre force d'excitation et vitesse du corps est loin d'être ridicule vis à vis des trois autres, ce qui est tout à fait intéressant si l'on se souvient que contrairement à celles-ci, elle ne nécessite pas de prédiction du futur de l'excitation. On dispose là d'une stratégie de latching causale, efficace en houle aléatoire.

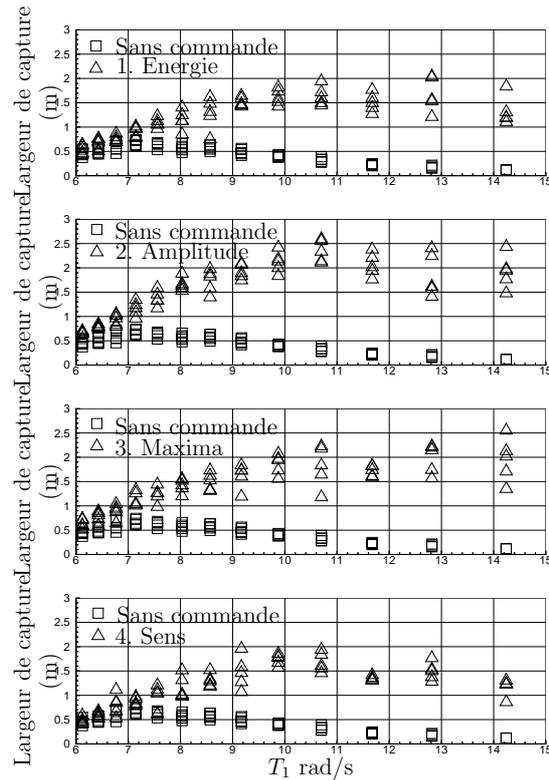


FIG. 9 – puissance extraite en houle aléatoire, exprimée en terme de largeur de capture, pour les quatres stratégies de latching implémentées.

RÉFÉRENCES

- [1] J.Falnes (2002) , Optimum Control of Oscillation of Wave-Energy Converters, International Journal of Offshore and Polar Engineering, Vol.12.2, pp.147.
- [2] W.E. Cummins, (1962) : The impulse response function and ship motions. Schiffstechnik, pp. 491 - 502.
- [3] G. Chatry, A.H. Clément, T. Gouraud : Self-adaptive control of a piston wave-absorber. May 1998 - Proc. 8th Int Offshore and Polar Engineering Conf. ISOPE98, Vol1, pp127-133, Montréal.
- [4] T. Gouraud (1997) : Identification et rejet de perturbations harmoniques dans des réseaux de distribution électrique. PhD, Université de Nantes.
- [5] A.H. Clément (1999) : Using differential properties of the Green function in seakeeping computational codes. In Proc. 7th Intern. Conf. Numer. Ship Hydrod. Nantes. pp.6.5-1 à 6.5-15.
- [6] G. Duclos, A.H. Clément, G. Chatry (2001) : Absorption of outgoing waves in a numerical wave tank using a self-adaptive boundary condition . Int. Journal of Offshore and Polar Engineering, Vol11, n°3, pp.168-175.
- [7] G. Chatry, A.H. Clément, A.J.N.A Sarmiento (2000) : Simulation of a Self-Adaptively Controlled OWC in a Nonlinear Numerical Wave Tank ; Int Journal of Offshore and Polar Engineering, Vol10, n°4, pp.269-275.
- [8] M. Greenhow, S.P. White (1997) : Optimal heave motion of some axisymmetric wave energy devices in sinusoidal waves. Applied Ocean Research 19, pp 141-159.
- [9] Baron Riche de Prony (1795) : Essai expérimental et analytique sur les lois de la dilatabilité des fluides élastiques et sur celles de la force expansive de la vapeur de

l'eau et de la vapeur de l'alcool à différentes températures. Ecole Polytechnique 1, cahier 2, pp 24-76.

- [10] A.H. Clément (1995) : Identification de la fonction de Green de l'hydrodynamique transitoire par des modèles continus. Proc. 5èmes Journées de l'Hydrodynamique, Rouen, pp 319-332.
- [11] K.J. Rawson, F.C. Tupper : Basic ship theory. Volume 1, Third Edition, Chapter 9.
- [12] D.V. Evans (1981) : Power from water waves. Annual review of fluid mechanics, Vol13, pp 157-187.