

6e JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

24, 25, 26 février 1997 - Nantes

## SIMULATION NUMERIQUE DU COMPORTEMENT D'UN NAVIRE DANS UNE FORTE HOULE VENANT DE L'ARRIERE

TESSIER J.B.\*, DELHOMMEAU G.\*\*, PESEUX B.\*

\* L.M.M., Division Mécanique des Structures

\*\* L.M.F., Division Hydrodynamique Navale

Ecole Centrale de Nantes  
BP 92101  
44321 NANTES CEDEX 3

Tel : 02 40 37 25 73

Fax : 02 40 37 25 73

mail : Jean-Bernard.Tessier@ec-nantes.fr

### Résumé

Un modèle numérique a été développé dans le but d'étudier les grands mouvements d'un navire sur houle. La simulation de conditions extrêmes de navigation fait intervenir un grand nombre de non linéarités. Dans une forte houle venant de l'arrière, la détermination des équations rigoureuses de la mécanique et de la surface mouillée instantanée constitue le point de départ de nos travaux. Actuellement, cette simulation est utilisée pour identifier les différentes phases de comportement d'un catamaran dans une houle venant de l'arrière. En particulier, ce modèle permet d'étudier les mécanismes et les facteurs qui déclenchent la situation de surf longitudinal de ce catamaran. Les limites de ce modèle sont également décrites.

### Summary

A numerical model has been developed to determine the large amplitude motions of a ship. A great number of non linearities have to be included to simulate the navigation in severe sea conditions. In following sea, the first step of our work consist in the use of a specific dynamic formulation and in the determination of the instantaneous wetted surface. The model has been used to identify different behaviors of a catamaran in following waves of large amplitude. In particular, a numerical study of the surf-riding state is proposed. The mechanism and the trigger factors of this situation have been analysed. We then show the limitation of this model.

# 1 INTRODUCTION

Aussi bien pendant la phase de conception d'un navire qu'en situation de navigation, une des premières questions qui se pose concerne la tenue en mer et le risque de chavirage du navire en conditions extrêmes. Malgré les récents progrès effectués dans le domaine de l'hydrodynamique navale, la grande diversité des paramètres mis en jeu dans de telles situations fait que la faculté de prédiction de ces accidents reste très limitée. Les publications sur la description des mécanismes de chavirage et sur la mise en place de procédés permettant de telles études sont peu nombreuses.

Le principal objectif de notre travail est de développer un modèle numérique qui permette de simuler de façon réaliste le comportement d'un navire dans une forte houle venant de l'arrière.

Dans ses différents travaux ([1, 2, 3]), J.O. De Kat a cherché à identifier les différents modes de chavirage et à déterminer les conditions de mer liées à ces accidents. Sur les six modes de chavirage répertoriés, les principales causes de chavirage ont été clairement définies soit par une perte de stabilité transversale, soit par une résonance en roulis du navire. Un mode semble résister à une description précise des différents mécanismes mis en jeu. Il s'agit d'une instabilité provoquée par un phénomène dynamique brutal appelé "broaching". Ce phénomène se caractérise par un changement de cap du navire, provoqué par une vague de hauteur importante, que le pilote automatique n'arrive pas à rectifier. La situation préliminaire à cette instabilité est la situation de surf : la vitesse d'avance du navire est alors supérieure à la vitesse de son régime de fonctionnement ce qui perturbe le réglage du pilote automatique et diminue son efficacité. Ce type d'instabilité concerne des navires de faibles dimensions par rapport à la longueur d'onde de la houle dans des zones de forte mer venant de l'arrière et faisant un angle compris entre 0 et 40 degrés avec la direction du navire.

Quelques publications portent sur l'analyse de cette instabilité dynamique. Au niveau expérimental, la complexité de la mise en place d'essais sur modèles libres limite les données disponibles. On peut cependant citer les premières observations effectuées en 1974 par Oakley *et al.* ([13]). Durant ces expériences une série de trois ou quatre vagues venant du trois quart arrière provoquait un changement de cap du modèle que le pilote automatique n'arrivait pas à corriger.

En 1982, des études expérimentales spécifiques sur le "broaching" ont été menées à l'aide de modèles radiocommandés ([14]). Des observations primordiales ont permis de définir et de caractériser ce phénomène. Une perte de direction due à un fort couple provenant d'une grosse vague associée à une diminution de l'efficacité du gouvernail semble caractériser le "broaching". L'apparition d'un fort angle de gîte pendant la durée du "broaching" a été également observée et a pu conduire dans certains cas au chavirage. En ce qui concerne la simulation numérique de ce phénomène, les différentes modélisations proposées jusqu'à présent utilisent une approche analytique des équations du mouvement. Les efforts subis par le navire en eau calme sont exprimés sous la forme de lois semi empiriques dont les coefficients sont déterminés à partir de l'exploitation d'un certain nombre de mesures. Ces modèles incluent quelques non linéarités mais se trouvent limités à des mouvements de faibles amplitudes. Une discrétisation du bateau sous forme de tranches est alors utilisée pour déterminer les efforts d'excitation dus à la houle. Le modèle proposé par Spyrou utilise ce type d'approche ([15, 16, 12]). En utilisant la théorie des tranches, J.O. De Kat propose un modèle plus complet en superposant un écoulement potentiel de perturbation à l'écoulement incident ce qui conduit au calcul d'efforts de diffraction-radiation. ([1]). Ce calcul est réalisé dans le domaine temporel en incluant les effets de mémoire modélisés par des intégrales de convolution. Cette démarche utilise une surface mouillée de référence et se trouve donc limitée à des mouvements de faibles amplitudes. Une autre limitation concerne aussi la méthode des tranches qui ne permet pas de prendre en compte les efforts de diffraction-radiation en cavalement. Or, Grim a montré que la non linéarité du comportement d'un navire en cavalement pouvait être considérée comme une condition préalable au "broaching" ([4]). A l'heure actuelle, aucun modèle ne permet un réel calcul des efforts subis par un navire effectuant des grands déplacements. Toutes les simulations proposées tentent d'étendre une modélisation linéaire à l'étude d'un problème non linéaire. Elles permettent de mettre en évidence une résonance ou de prédire un chavirage sans pouvoir réellement le décrire. Ces démarches peuvent être envisageables tant que la surface mouillée ne subit pas de trop fortes variations.

Notre étude concerne la simulation du comportement d'un grand multicoque dans une forte houle venant de l'arrière. Mis à part le risque de "broaching", ces bateaux possèdent une instabilité caractéristique. A grande vitesse, leur stabilité longitudinale peut être menacée suite à l'enfournement des flotteurs. Cette situation peut aller jusqu'à faire sancir les grands multicoques. Contrairement à l'étude du "broaching", l'utilisation d'une surface mouillée de référence pour la détermination des efforts n'est plus acceptable. Les modèles précédemment proposés ne peuvent donc pas être étendus au cas des

grands multicoques dont la variation de la surface mouillée est très importante.

Du fait du caractère instationnaire et fortement non linéaire des situations de chavirage, une représentation rigoureuse des efforts mis en jeu n'est actuellement pas possible. De plus, la simulation de ces phénomènes transitoires fortement non linéaires nécessite l'utilisation de méthodes de résolution à pas de temps : la modélisation des efforts se trouve aussi limitée au niveau du temps CPU.

Il faut donc faire un choix sur les phénomènes non linéaires prépondérants à prendre en compte. La base de notre travail s'appuiera sur l'écriture rigoureuse des équations de la mécanique en considérant les six degrés de libertés d'un navire et les différents couplages introduits par les grandes rotations, associée à une représentation approchée des efforts hydrodynamiques.

La description de la théorie et des différentes méthodes utilisées sont exposées dans cet article et les résultats présentés concernent la situation de surf longitudinal d'un grand catamaran. Notre modèle numérique permet une description et une analyse des différentes phases de comportement du navire au cours du temps et en fonction de sa position dans la vague. Les domaines de vitesses associés à des profils de houle (hauteur, longueur d'onde) propices à la situation de surf sont également déterminés.

## 2 EQUATIONS DU MOUVEMENT

### 2.1 Paramétrage et systèmes de représentation

Le navire est modélisé par un solide rigide caractérisé par sa masse  $m$  et son centre de gravité  $G$ . On considère 2 repères, l'un fixe lié à la terre  $R_0$ , l'autre mobile lié au navire  $R_1$ . Soit  $b_0$  et  $b_1$  les bases orthonormées associées :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_0 = (O, X_0, Y_0, Z_0) \text{ avec } b_0 = (\vec{i}_0, \vec{j}_0, \vec{k}_0) \\ R_1 = (G, X_1, Y_1, Z_1) \text{ avec } b_1 = (\vec{i}_1, \vec{j}_1, \vec{k}_1) \end{array} \right.$$

La description du mouvement passe par la caractérisation des 6 degrés de libertés du solide indéformable :

$$\text{- 3 translations : } \vec{OG} = X_G \cdot \vec{i}_0 + Y_G \cdot \vec{j}_0 + Z_G \cdot \vec{k}_0 ; X = \begin{Bmatrix} X_G \\ Y_G \\ Z_G \end{Bmatrix}$$

$$\text{- 3 rotations : angles de cardans (dérive } \psi, \text{ assiette } \theta, \text{ gîte } \phi) ; \chi = \begin{Bmatrix} \psi \\ \theta \\ \phi \end{Bmatrix}$$

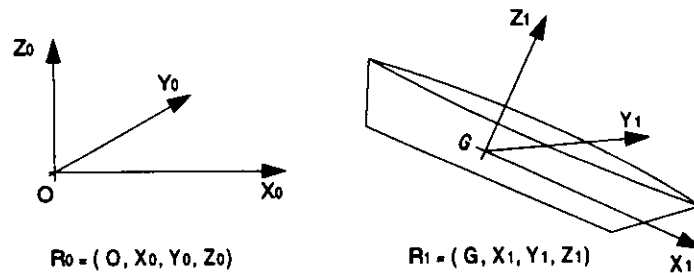


Figure 1: Repères utilisés

### 2.2 Système d'équations

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d_0}{dt} m \vec{V}(G, S / R_0) = \overline{\sum F} \\ \frac{d_0}{dt} J(G, S / R_0) \vec{\Omega}_{S / 0} = \overline{\sum M_G} \end{array} \right. \quad (1)$$

La projection de l'opérateur d'inertie  $J(G, S/R_0)$  étant constante dans la base  $b_1$ ,

$$\left\{ \begin{array}{l} m \frac{d_0}{dt} \left\{ \vec{V}(G, S/R_0) \right\}_{b_0} = \left\{ \overline{\sum F} \right\}_{b_0} \\ \Pi(G, b_1, S) \frac{d_1}{dt} \left\{ \vec{\Omega}_{S/0} \right\}_{b_1} + \left\{ \vec{\Omega}_{S/0} \right\}_{b_1} \times \left( II(G, b_1, S) \left\{ \vec{\Omega}_{S/0} \right\}_{b_1} \right) = \left\{ \overline{\sum M_G} \right\}_{b_1} \end{array} \right.$$

On pose :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{V}(G, S/R_0) = u \cdot \vec{i}_0 + v \cdot \vec{j}_0 + w \cdot \vec{k}_0 ; U = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \\ \vec{\Omega}_{S/0} = p \cdot \vec{i}_1 + q \cdot \vec{j}_1 + r \cdot \vec{k}_1 ; \omega = \begin{pmatrix} p \\ q \\ r \end{pmatrix} \\ [M] = m [I_{3,3}] ; [II] = \Pi(G, b_1, S) ; F = \left\{ \overline{\sum F} \right\}_{b_0} ; M_G = \left\{ \overline{\sum M_G} \right\}_{b_1} \end{array} \right.$$

Soit sous forme condensée :

$$\left\{ \begin{array}{l} [M] \frac{d}{dt} U = F \\ [II] \frac{d}{dt} \omega + \omega \times I \omega = M_G \end{array} \right. \quad (2)$$

Le terme non linéaire  $\omega \times I \omega$  est habituellement linéarisé pour l'étude des petites oscillations.

Les relations entre position et vitesse sont obtenues à partir de ([6, 7]) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} X = U \\ \frac{d}{dt} \chi = [B]^{-1} \omega \end{array} \right. \quad (3)$$

La matrice B est fonction des angles de Cardan et est définie de la façon suivante :

$$[B] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin\phi \\ 0 & \cos\phi & \cos\theta \sin\phi \\ 0 & -\sin\phi & \cos\theta \cos\phi \end{bmatrix}$$

### 2.3 Méthode de résolution

On utilise une discrétisation du temps en intervalles de longueur dt. Les systèmes (2) et (3) sont résolus sur chaque intervalle  $[t; t + dt]$ .

L'algorithme de résolution est le suivant :

- 1 - On suppose connu X,  $\chi$ , U,  $\omega$  à l'instant t.
- 2 - On écrit les systèmes (2) et (3) sous la forme d'un système de 12 équations différentielles non linéaire du 1<sup>er</sup> ordre.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} U = [M]^{-1} F \\ \frac{d}{dt} \omega = [II]^{-1} (M_G - \omega \times [II] \omega) \\ \frac{d}{dt} X = U \\ \frac{d}{dt} \chi = [B]^{-1} \omega \end{array} \right. \iff \left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} Y = f(Y) \\ \text{avec } Y = \begin{pmatrix} U \\ \omega \\ X \\ \chi \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (4)$$

En utilisant les conditions initiales données à la première étape de l'algorithme, le système (4) se résout classiquement à l'aide d'un schéma d'intégration de type Runge-Kutta d'ordre 4 à pas constant.

- 3 - L'état  $t+dt$  est entièrement déterminé  $\rightarrow$  retour au 1.

Il suffit donc d'initialiser cet algorithme à un instant  $t = t_0$ .

### 3 CALCUL DES EFFORTS EN GRANDS DEPLACEMENTS

Hormis la poussée motrice d'un navire, l'écoulement autour de la carène détermine l'ensemble des efforts extérieurs. Ces forces, dues à l'interaction fluide-solide, sont constituées de la somme des pressions exercées sur la surface de la carène.

$$\begin{cases} \overrightarrow{F}(t) = \iint_{S_c(t)} p(P, t) \overrightarrow{n_p} dS_c \\ \overrightarrow{M_G}(t) = \iint_{S_c(t)} p(P, t) \overrightarrow{GP} \wedge \overrightarrow{n_p} dS_c \end{cases} \quad (5)$$

Les couplages qui existent entre les mouvements sont dus à la variation de la géométrie de la carène ( $\overrightarrow{n_p}$ ). De plus, les fortes variations de la surface mouillée ( $S_c$ ) sont à l'origine de nombreuses non linéarités. Pour espérer obtenir une bonne représentation des efforts, il faut donc pouvoir déterminer à chaque instant la surface et la géométrie de la partie immergée, ainsi que l'écoulement autour de la carène afin de déterminer l'élévation de la surface libre.

#### 3.1 Modélisation de l'écoulement

On considère un fluide parfait, incompressible et l'on néglige les phénomènes d'impact et les grandes déformations de surface libre. L'écoulement est supposé irrotationnel, ce qui implique l'existence d'un potentiel de vitesse :

$$\overrightarrow{V}(M, t) = \overrightarrow{grad} \Phi(M, t)$$

Le comportement d'un tel fluide est régi classiquement dans le cas d'une condition de surface libre linéarisée par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \Delta \Phi(M, t) = 0 \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \text{ en } z=0 \\ \frac{\partial \Phi(M, t)}{\partial n} = \overrightarrow{V} \cdot \overrightarrow{n} \text{ pour } M \in S_c(t) \end{cases} \quad (6)$$

On en déduit la pression et l'élévation de surface libre:

$$\begin{cases} \frac{p}{\rho} + gz + \frac{V^2}{2} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} = F(t) \\ \eta(X, Y) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi(X, Y, 0, t)}{\partial t} \end{cases} \quad (7)$$

Le potentiel se décompose en deux parties :

$$\Phi(M, t) = \Phi_I(M, t) + \Phi_p(M, t)$$

avec  $\Phi_I(M, t) = -\frac{Ag}{w} e^{k_0 z} \cos [k_0(X \cos \beta + Y \sin \beta) - wt]$  qui est le potentiel de houle incidente en profondeur infinie, ( $k_0 = \frac{w^2}{g}$  nombre d'onde,  $\beta$  angle d'incidence,  $A$  amplitude de la houle,  $H_w = 2A$ , hauteur de vague) et  $\Phi_p(M, t)$  le potentiel de perturbation dû à la présence du corps. On considère que la contribution de  $\Phi_p(M, t)$  est négligeable dans le calcul de l'élévation de la surface libre (hypothèse du bateau mince). La hauteur de vague est donc celle du modèle de houle sinusoïdale de Stokes d'ordre 1 en profondeur infinie, soit :

$$\eta(X, Y) = A \sin [k_0(X \cos \beta + Y \sin \beta) - wt] \quad (8)$$

On se limite à des modèles de houle régulière de cambrure faible (inférieure à 5%).

#### 3.2 Détermination de la surface mouillée instantanée

Le flotteur est entièrement discrétisé en facettes planes à quatre noeuds dont deux peuvent être confondus (fig. 2). A chaque instant, et pour chaque facette, on réalise un test sur la position relative de la facette par rapport à la surface libre afin d'obtenir la surface mouillée instantanée. Cet algorithme nous permettra d'obtenir la géométrie et la surface de la carène discrétisée à un instant donné.

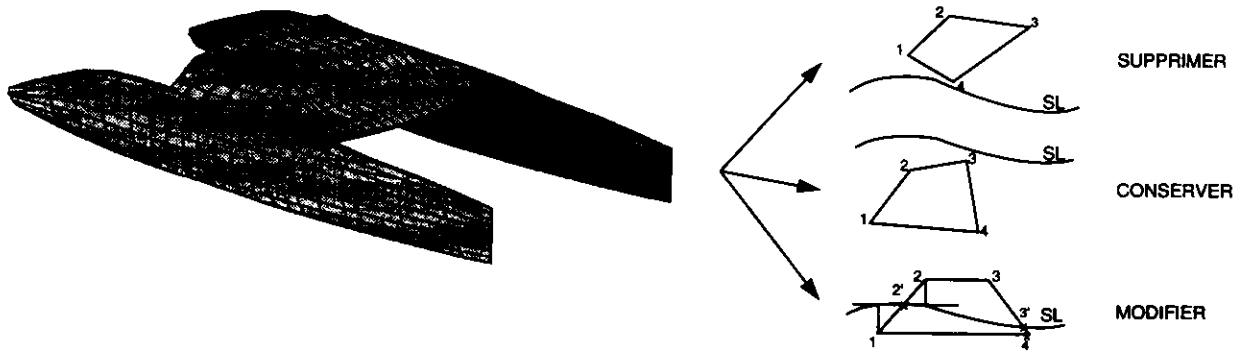


Figure 2: Détermination de la surface mouillée

### 3.3 Calcul des efforts hydrostatiques et de Froude Krylov

A partir de la discrétisation en facettes de la surface mouillée instantanée, les efforts hydrostatiques et les efforts d'excitation provenant de la houle peuvent être déterminés numériquement. De plus, ces efforts peuvent être considérés comme une bonne approximation des efforts auxquels est soumis un navire de faibles dimensions par rapport à la longueur d'onde de la houle.

Pour un point  $M$  appartenant à la surface mouillée et pour des houles de cambrures faibles, la pression totale au 1<sup>er</sup> ordre est donnée par :

$$p(M, t) = -\rho g Z - \rho \frac{\partial \Phi_I}{\partial t}$$

Soit :

$$p(M, t) = -\rho g Z - \rho A g e^{k_0 Z} \sin [k_0 (X \cos \beta + Y \sin \beta) - \omega t]$$

Les efforts sont ensuite obtenus par sommation de ces pressions sur la surface mouillée instantanée  $S_C(t)$ .

### 3.4 Calcul des efforts hydrodynamiques

L'obtention de ces efforts passe par la détermination du potentiel de perturbation  $\Phi_p$  à partir de la résolution du problème suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \Phi_p(M, t) = 0 \\ \frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_p}{\partial z} = 0 \text{ en } z = 0 \\ \frac{\partial \Phi_p}{\partial n} = \vec{V} \cdot \vec{n} - \frac{\partial \Phi_I}{\partial n} \text{ pour } M \in S_C(t) \end{array} \right. \quad (9)$$

Cette résolution doit être faite dans le domaine temporel pour pouvoir représenter les phénomènes instationnaires. Dans différents travaux ([11, 10]), des auteurs comme King, Liapis et Beck ont proposés une démarche pour résoudre le problème linéarisé (9) à partir de la fonction de Green instationnaire.

Leur calcul, très couteux en temps CPU, se trouve également limité par l'utilisation d'une surface mouillée constante. Une modélisation aussi fine avec une hypothèse aussi restrictive n'est donc pas justifiée dans notre cas. De plus, De Kat a réalisé une étude de sensibilité des différents termes d'efforts rencontrés par un navire dans une forte houle. Par mer de l'arrière, il a montré que les efforts de radiation et de diffraction sont négligeables devant les efforts hydrostatiques et de Froude Krylov ([1]).

Notre première application concerne l'étude d'un grand catamaran dans de longues vagues venant de l'arrière. L'étude de cette situation permet de considérer que les perturbations de l'écoulement incident créées par les étraves fines de ce catamaran sont faibles. Dans un premier temps, le problème (9) ne sera pas résolu et la contribution de  $\Phi_p$  sera intégrée dans la modélisation globale et semi empirique de la

résistance à l'avancement. Ces efforts comprennent une partie d'origine visqueuse et une autre d'origine potentielle :

$$\vec{R} = -\frac{1}{2}\rho_f C_D S_m |\vec{V}_X| \vec{V}_X \quad (10)$$

La direction de la vitesse des particules de houle pouvant jouer un rôle important dans le phénomène d'enfournement d'un catamaran, on modifie (10) en prenant en compte la moyenne des vitesses des particules fluides rencontrées sur la surface mouillée ([1]).

$$\vec{R} = -\frac{1}{2}\rho_f C_D S_m |\vec{V}_X - \vec{v}_{px moy}| (\vec{V}_X - \vec{v}_{px moy})$$

Le coefficient  $C_D$  est fixé en fonction de l'effort moteur (ici d'origine vélique) pour que le navire atteigne une vitesse fixée en eau calme caractérisé par le nombre de Froude nominal (Fn).

Que ce soit d'origine mécanique ou vélique, les efforts moteurs sont toujours fonction de la vitesse d'avance. Pour un voilier, cette notion est intégrée dans la prise en compte du vent apparent. Ces efforts sont modélisés de façon très simple en considérant comme seule variable la valeur du vent apparent.

$$\vec{F}_v = \frac{1}{2}\rho_{air} C_F S_{voile} (\vec{U}_v - \vec{V}_X)$$

Cette modélisation des efforts est très simplifiée mais permettra de mettre en évidence le rôle joué par les efforts d'excitation dus à une forte houle venant de l'arrière dans les différents comportements du catamaran. En particulier, on déterminera la part de chacun de ces efforts dans l'apparition des situations de surf et d'enfournement.

## 4 RESULTATS ET DISCUSSIONS

On utilise ce modèle numérique pour étudier le comportement d'un catamaran dans une houle régulière venant de l'arrière et de hauteur variable. Pour  $t < 0$ , le navire possède une vitesse d'avance en eau calme donnée par le nombre de Froude nominal Fn. A  $t = 0$ , on impose au navire une houle sinusoïdale avec une loi d'amplitude progressive.

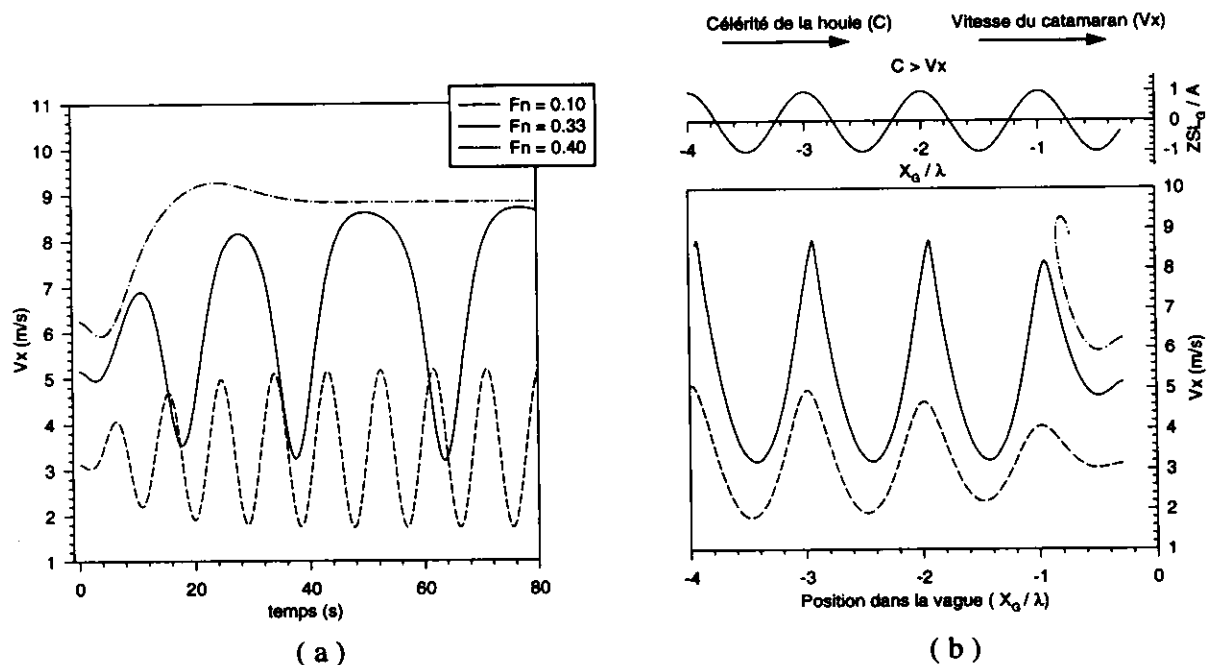


Figure 3: Différents types de comportement du catamaran sur houle suivant sa vitesse initiale en eau calme.

#### 4.1 D'un comportement linéaire vers la situation de surf

On se sert des caractéristiques de la houle communément utilisées dans les différents travaux sur le "broaching" ( $\frac{\lambda}{L} = 2$  ;  $\frac{H_w}{\lambda} = \frac{1}{20}$ ).

La première situation étudiée correspond au comportement d'un catamaran dans une houle de célérité supérieure à la vitesse du bateau. On cherche à caractériser la réponse du catamaran pour différentes valeurs de  $F_n$ .

La figure 3 présente les allures de la vitesse d'avance  $V_x$  du catamaran en fonction du temps (a) ou en fonction de sa position dans la vague (b). Suivant la vitesse initiale du catamaran, deux situations distinctes se produisent :

- Pour  $F_n=0.10$ , la vitesse d'avance  $V_x$  augmente quand le catamaran se trouve sur le front d'une vague et diminue quand il se trouve sur le dos. La résistance à l'avancement sur houle est donc supérieure à la résistance à l'avancement en eau calme lorsque l'avant du catamaran se trouve proche de la crête d'une vague et inférieure lorsque l'arrière se trouve sur une crête. La vitesse d'avance  $V_x$  effectue donc des oscillations. La pulsation de rencontre  $\omega_e$  est égale à  $0.91 \text{ rad.s}^{-1}$  et la réponse du catamaran est alors comparable à celle obtenue à partir d'une résolution linéaire du comportement d'un navire sur houle avec vitesse d'avance.

- Pour  $F_n = 0.40$ , les oscillations de la vitesse d'avance  $V_x$  disparaissent et cette vitesse se fixe autour de la valeur de la célérité de la houle. Le catamaran est alors en situation de surf. Son mouvement est stationnaire avec une vitesse d'avance égale à la célérité de la houle. Il évolue donc avec une vitesse supérieure à sa vitesse d'avance en eau calme. La résistance à l'avancement sur houle est alors inférieure à la résistance à l'avancement en eau calme. Ce gain de vitesse et la capacité de maintenir une vitesse supérieure avait déjà fait l'objet d'interrogations ([4, 5]). Dans le cas d'une étude linéaire du comportement d'un navire sur une houle de faible amplitude, le mouvement stationnaire correspond à  $\omega_e = 0 \text{ rad.s}^{-1}$ . Cependant, pour  $F_n=0.40$ , la pulsation de rencontre  $\omega_e$  est égale à  $0.33 \text{ rad.s}^{-1}$ . La forte amplitude des vagues fait donc tendre la pulsation de rencontre d'une valeur initiale non nulle ( $0.33 \text{ rad.s}^{-1}$ ) vers zéro. Les efforts d'excitation d'une houle de forte amplitude sont donc à l'origine de la situation de surf du catamaran.

Cette bifurcation de comportement est caractéristique des systèmes dynamiques non linéaires. Kan fait l'analogie avec d'autres phénomènes physiques non linéaires et considère cette bifurcation comme l'une des situations non linéaires fondamentales des sciences physiques ([9]).

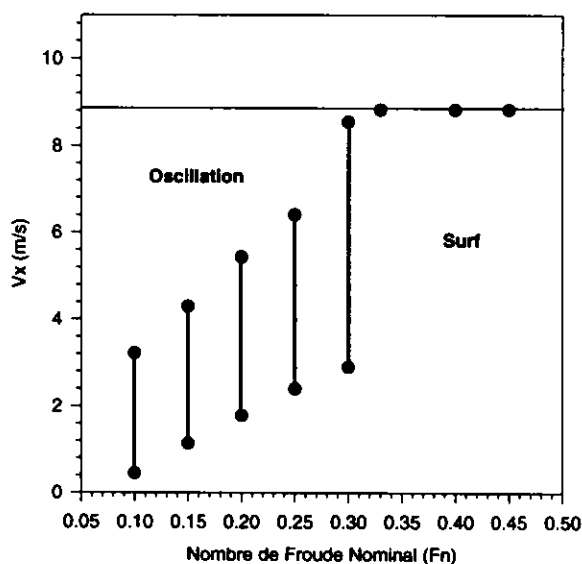


Figure 4: Amplitude des oscillations de la vitesse d'avance sur houle en fonction de la vitesse en eau calme.

Les situations d'oscillation et de surf sont parfaitement définies et correspondent respectivement à un état d'équilibre stable et à un état d'équilibre asymptotiquement stable. Par contre, le passage du



mouvement oscillatoire au mouvement stationnaire n'est pas complètement défini : cette transition de comportement s'effectue à partir d'une valeur critique du nombre de Froude nominal  $Fn_{cr}$ . La valeur  $Fn=0.30$  est proche de cette valeur critique  $Fn_{cr}$ . Pour  $Fn < Fn_{cr}$ , la vitesse d'avance  $V_x$  effectue des oscillations provoquées par les efforts d'excitation de la houle. Pour de faibles valeurs de  $Fn$ , ces oscillations sont régulières, symétriques et sont donc comparables aux oscillations sinusoïdales que l'on obtiendrait à partir d'une résolution linéaire. Les non linéarités dues à une hauteur de vague importante ont peu d'influence sur le comportement global du catamaran pour une pulsation de rencontre importante ( $>0.5 \text{ rad.s}^{-1}$ ). Lorsque la valeur de  $Fn$  augmente et se rapproche de  $Fn_{cr}$ , les oscillations deviennent de plus en plus dissymétriques (fig. 3,  $Fn=0.30$ ). Lorsque le catamaran se situe près de la crête d'une vague, sa vitesse relative par rapport à la célérité de la houle est faible ce qui explique que le catamaran passe plus de temps sur la crête d'une vague que dans un creux justifiant ainsi la dissymétrie des oscillations. Les courbes obtenues pour  $Fn = 0.30$  sont caractéristiques des mouvements de grande amplitude en cavalement.

Il n'y a donc pas de rupture de comportement entre ces deux situations. La situation de surf obtenue pour  $Fn > Fn_{cr}$  n'est que la conséquence d'une oscillation de grande amplitude de la vitesse d'avance. Sur la figure 4, on a reporté l'amplitude des oscillations de la vitesse d'avance du catamaran sur houle en fonction de sa vitesse d'avance en eau calme ( $Fn$ ). La houle provoque des oscillations de la vitesse d'avance dont l'amplitude est d'autant plus grande que la vitesse d'avance en eau calme est proche de la vitesse critique. Par contre, lorsque la vitesse d'avance sur houle atteint la valeur de la célérité de la vague, il y a un phénomène d'accrochage et l'amplitude des oscillations de la vitesse d'avance sur houle devient nulle. Cette figure confirme que la situation de surf du catamaran est déclenchée dès que le pic des oscillations atteint la valeur de la célérité de la houle ([9]).

#### 4.2 Position du catamaran en situation de surf

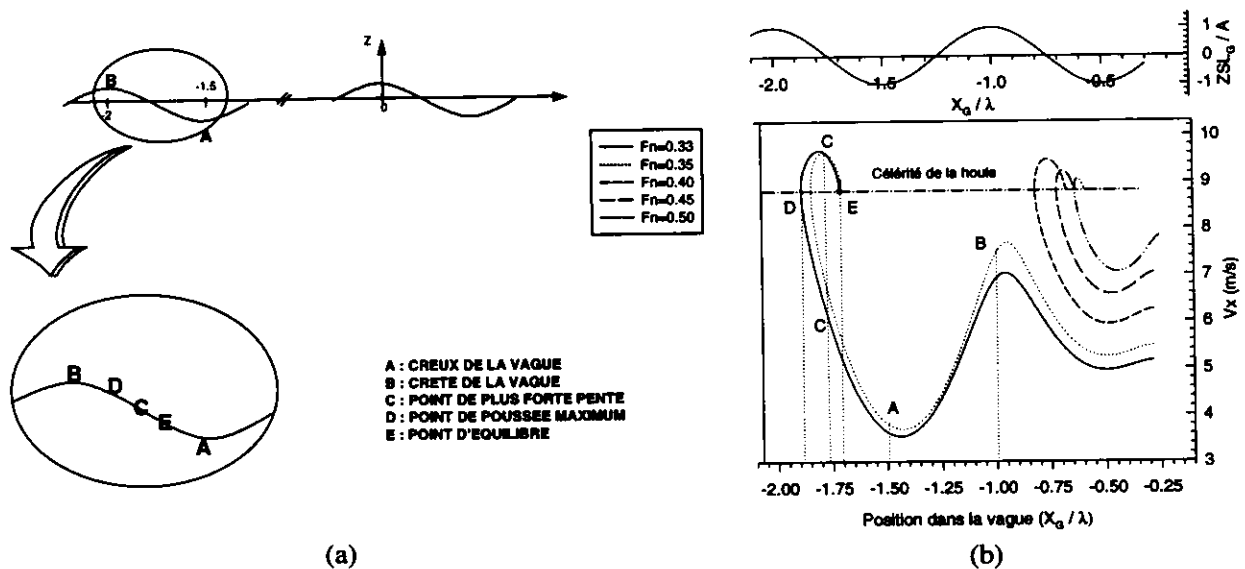


Figure 5: Analyse de la situation de surf en fonction de la position du catamaran dans la vague.

Pour  $Fn_{cr} < Fn < \frac{c}{\sqrt{Lg}}$ , le catamaran se cale à chaque fois dans une position fixe par rapport au profil de la vague (fig.5 -b). De plus, la position de surf se situe toujours dans une même zone de la vague comprise entre le creux et le point de plus forte pente (partie AC sur la fig.5 -a). On voit cependant apparaître deux types de surf en fonction des conditions initiales.

Pour  $Fn = 0.33, 0.35, 0.40$ , la position d'équilibre du catamaran par rapport au profil d'une vague se trouve proche d'un même point E. Pour ces trois vitesses initiales en eau calme, le mouvement du catamaran se stabilise à la suite d'un même mécanisme que l'on justifiera plus loin. Ce mécanisme est composé d'une bifurcation de comportement du catamaran au niveau d'un point D proche de la crête d'une vague (fig.5 -a). En ce point D proche de la crête, la vitesse relative du catamaran par rapport à la vague devient positive et le catamaran s'éloigne de ce point pour trouver une position d'équilibre dans

la pente de la vague. On qualifie cette situation de surf global. Par contre, pour  $F_n=0.45, 0.50$ , ce mécanisme est fortement atténué et le catamaran trouve une position d'équilibre en un point quelconque de la partie AC. Cette position dépend de la vitesse initiale et de la proximité de cette vitesse avec la valeur de la célérité de la houle. Du fait du rapprochement de la vitesse initiale et de la célérité de la houle, le mécanisme qui provoque la situation de surf se trouve alors tronqué. Cette situation peut être considérée comme étant un surf local par opposition à la situation de surf global.

Il n'existe donc pas qu'un seul point d'équilibre dans la vague. Tous les points de la zone proche du creux (partie AC, fig.5 -a) sont des points d'équilibre stable. On a montré au 4 - 1 que la forte amplitude de la houle est à l'origine du déclenchement du surf du catamaran. De plus, la valeur de l'effort provenant de la houle dépend de la position du catamaran par rapport au profil de la vague. C'est cette dépendance des efforts avec la position d'un navire dans une vague qui définit les zones de stabilité ou d'instabilité dynamique du navire. Une étude de l'allure de l'effort longitudinal d'excitation de la houle en fonction de la position du catamaran dans la vague permet d'expliquer dans le détail le mouvement du catamaran : le mécanisme qui provoque le déclenchement de la situation de surf du catamaran et les zones de stabilité présentes dans la houle sont déduits de l'analyse de l'effort d'excitation de la houle.

### 4.3 Etude de la poussée longitudinale due à une grosse vague

La figure 6 présente, pour une valeur de  $F_n$  inférieure à la valeur critique du nombre de Froude  $F_{n_{cr}}$ , une description de l'effort longitudinal due à une houle de forte amplitude en fonction de sa position longitudinale (a) ou verticale (b) par rapport à la vague.

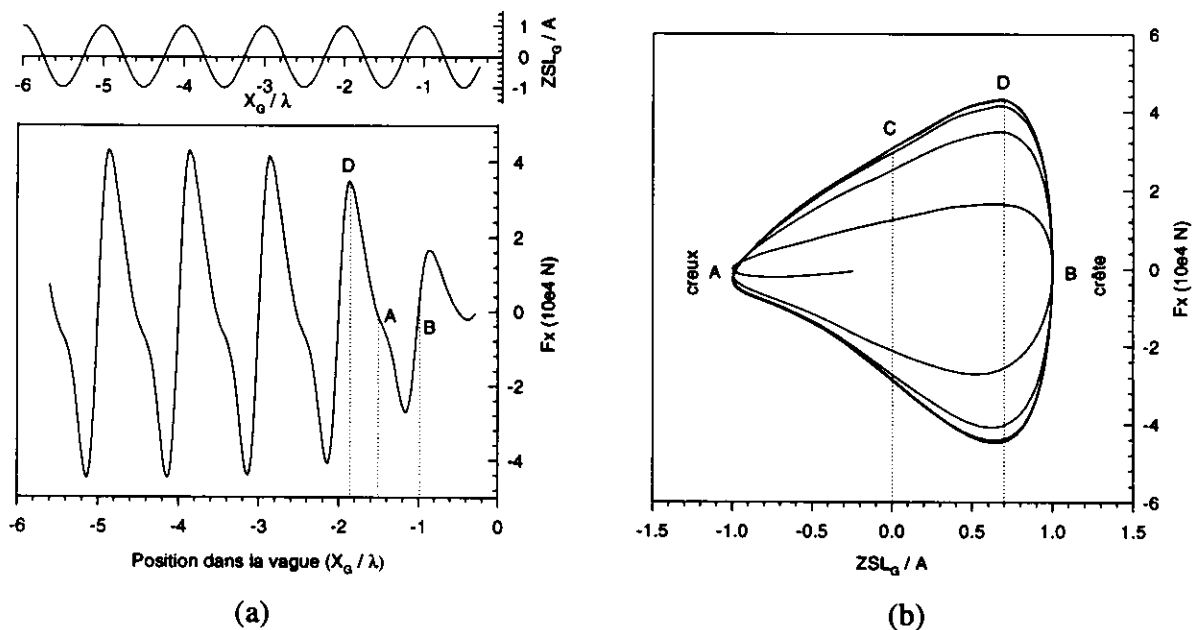


Figure 6: Effort longitudinal d'excitation dû à la houle pour le mouvement d'oscillation en fonction de la position horizontale (a) et verticale (b) dans un profil de vague.

Quand le catamaran se situe sur le front de la vague, il reçoit une poussée dont le maximum est obtenu lorsque le centre de gravité du catamaran se situe en un point D (fig.5 -a). C'est d'ailleurs en ce point que la vitesse d'avance atteint son pic lors du mouvement d'oscillation (fig.3). Lorsque la vitesse initiale en eau calme est égale à la vitesse critique, la vitesse relative du catamaran par rapport à la houle est nulle et change de signe au niveau du point D. Cependant, la position du catamaran en situation de surf ne coïncide pas avec ce point D mais avec un point E situé dans la pente de la vague. Ceci se justifie à partir de l'allure de l'effort longitudinal d'excitation dû à la houle au niveau du point D (fig.6). Au voisinage de ce point, l'effort  $F_x$  agit à l'inverse d'un couple de rappel. Le point D présente les caractéristiques d'un point d'équilibre instable. La moindre accélération provoque l'éloignement du catamaran de ce point D.

Ces mêmes courbes sont tracées pour la valeur  $F_n=0.33$  supérieure à la valeur critique du nombre de Froude (fig.7). On a indiqué la valeur des accélérations longitudinales au point C, D et E. Lorsque la

vitesse du catamaran atteint la valeur de la célérité de la houle au point D, son accélération est toujours positive ( $0.2 \text{ ms}^{-2}$ ). La vitesse devient alors supérieure à la célérité et le sens de parcours s'inverse.

La bifurcation de comportement se situe donc au niveau de ce point D. Le passage par ce point selle caractérise le mécanisme de surf appelé global. Par contre, lorsque la vitesse initiale est proche de la valeur de la célérité de la houle, le catamaran trouve une position d'équilibre dans la partie AC de la vague sans passer par le point de poussée maximum.

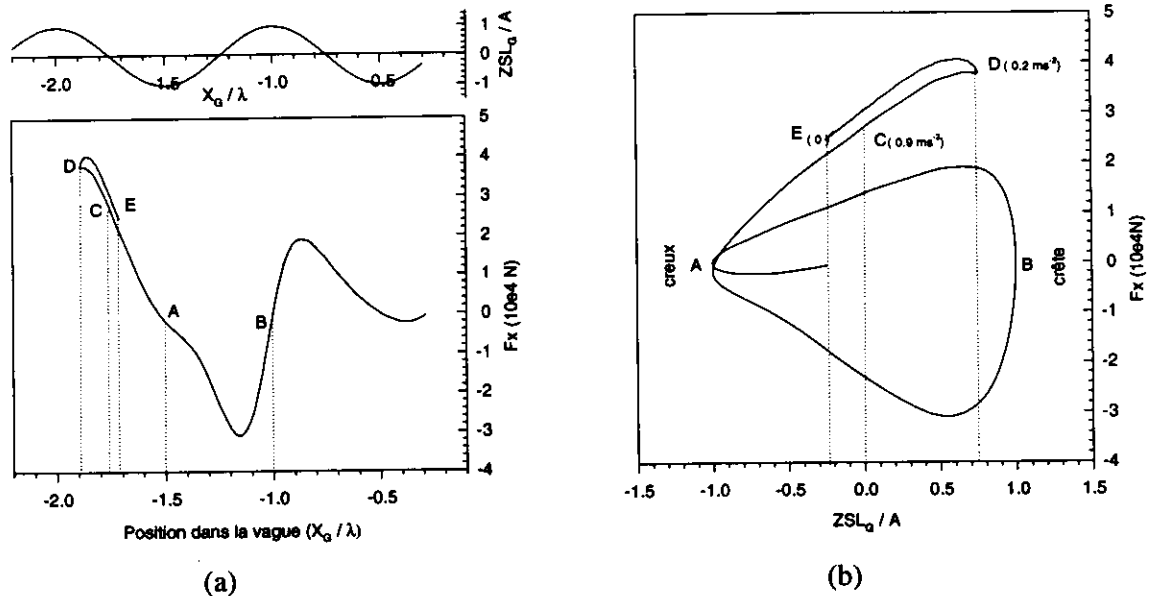


Figure 7: Effort longitudinal d'excitation dû à la houle pour la situation de surf en fonction de la position horizontale (a) et verticale (b) du catamaran dans un profil de vague.

#### 4.4 Extension au cas $Fn > \frac{c}{\sqrt{Lg}}$ , enfournement

Dans ce cas, la vitesse du catamaran est supérieure à la célérité de la houle. On cherche à simuler le chavirage du catamaran suite à l'enfournement de ses étraves dans le dos d'une vague par le mécanisme suivant : le catamaran dont la vitesse est supérieure à la célérité de la houle accélère sur le front de la vague jusqu'à ce que ses étraves viennent enfourner le dos de la vague suivante provoquant ainsi une forte décélération. Le couple vélique et l'avancée de la vague peuvent alors provoquer le retournement du multicoque. Une simulation numérique permettrait d'éclaircir le mécanisme qui provoque un tel accident. Cependant, la simulation numérique du comportement du catamaran possédant une vitesse supérieure à la célérité de la houle ne permet pas actuellement de retrouver cette situation avec le modèle que nous avons décrit précédemment. On retrouve le mouvement d'oscillation et le mouvement stationnaire déjà rencontrés comme les figures 6 et 7 pouvaient le laisser présager.

Contrairement à la situation de surf, les efforts d'excitation dû à une forte houle ne semblent pas être prépondérants dans le déclenchement du phénomène d'enfournement. La décélération provoquée par ces efforts n'est pas suffisante. Notre modélisation semi empirique de la résistance à l'avancement tient compte uniquement de l'aire de la carène. Cependant, la géométrie de la carène subit de fortes variations lors du phénomène d'enfournement. Ces variations doivent avoir des conséquences importantes sur la résistance à l'avancement et sur le couple résistant. La prise en compte de la géométrie dans la loi semi empirique passe par la détermination du coefficient  $C_D$  pour chaque nouvelle position. Cette approche semble délicate et peu fiable. Il faudra donc probablement effectuer la résolution numérique du problème hydrodynamique (9), éventuellement simplifié (modèle du bateau mince), à l'aide de la fonction de Green instationnaire et aussi inclure le couple inclinant modélisant l'action du vent sur la voilure.

#### 4.5 Synthèse : domaines de vitesse et profils de houle

Les figures 8 (-a,-b) présentent les domaines de comportement d'oscillation et de surf en fonction de la hauteur (a) et de la longueur d'onde (b) de la houle. La courbe  $\omega_e = 0$  correspond au mouvement stationnaire dans le cas d'une résolution linéaire. On voit donc que la hauteur de vague est à l'origine de la situation de surf du catamaran (fig.8-a) et que cette situation a tendance à se produire dans des vagues de grandes longueurs d'onde par rapport à la longueur du navire (fig.8-b).

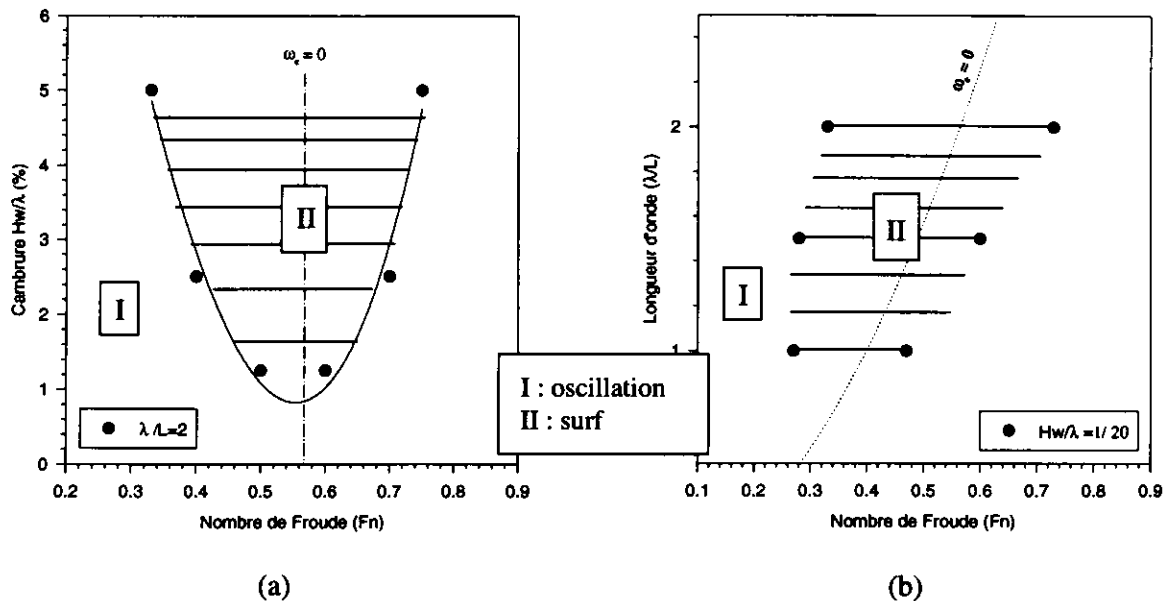


Figure 8: Influence de la hauteur et de la longueur d'onde de la houle.

## 5 CONCLUSION

Un modèle numérique de simulation des grands mouvements de multicoques dans des conditions extrêmes de navigation a été développé. La prise en compte des non linéarités de la géométrie et de la surface de la carène constitue le point de départ du calcul des efforts en grands déplacements.

En première approximation, les efforts hydrostatiques et de Froude Krylov ont été considérés comme prépondérants dans une forte houle venant de l'arrière.

Ce modèle numérique a permis de mettre en évidence la situation de surf d'un catamaran dans une houle de grande amplitude. Ce phénomène non linéaire est régi par un point selle situé près de la crête d'une vague. Une bifurcation de comportement se produit autour de ce point à partir d'une certaine vitesse critique. L'influence de la hauteur et de la longueur d'onde de la houle sur les domaines de vitesses de chaque comportement a pu être déterminée par ce modèle. On vérifie que de longues vagues de grandes amplitudes sont propices à la situation de surf.

Par contre, à grande vitesse, le phénomène d'enfournement n'a pas été observé. La simulation de cette situation exige une modélisation plus complète des efforts mis en jeu.

## Références Bibliographiques

- [1] De KAT J.O., "Large Amplitude Ship Motion and Capsizing in Severe Sea Conditions", Ph.D.Dissertation, University of California, Berkeley, 1988.
- [2] De KAT J.O., "The Numerical Modeling of Ship Motions and Capsizing in Severe Seas", Journal of Ship Research, Vol 34, Dec. 1990, pp 289-301.
- [3] De KAT J.O, PAULLING J.R., "The Simulation of Ship Motions and Capsizing in Severe Seas", Trans. SNAME, Vol 97, 1989, pp 139-168.

- [4] GRIM O., "Surging motion and broaching tendencies in a severe irregular sea", Deutsche Hydrographische Zeitschrift, vol 16, N<sup>o</sup>5, pp 201-231, 1963.
- [5] GRIM O., "Das schiff in von achtern kommendem seegang", Schiffstechnik, vol 30, N<sup>o</sup>2, Sept, pp 84-94, 1983.
- [6] HOOFT J.P., "Computer Simulations of the Behavior of Maritime Structures", Marine Technology, April 1986, pp 139-157.
- [7] HOOFT J.P., Pieffers J.B.M., "Maneuverability of frigates in waves", Marine Technology, Vol 25, N<sup>o</sup>4, Oct.1988, pp 262-271.
- [8] INOUE S., HIRANO M., KIJINA K., "Hydrodynamic derivatives on ship manoeuvring", Int.Shipb.Progress, Vol 28, N<sup>o</sup>325, Sept, pp 207-222.
- [9] KAN M., "Surging of large amplitude and surf-riding of ships in following seas", Naval Architecture and Ocean Engineering, The Society of Naval Architect of Japan, 28, 1990.
- [10] KING B.K., "Time Domain Simulation of Wave exciting Forces on Ships and Bodies", Ph.D.Dissertation, University of Michigan, 1987.
- [11] LIAPIS S., BECK R.F., "Seakeeping Computations using Time-Domain Analysis", In proceeding of the Fourth International Symposium on Numerical Hydrodynamics, pp 34-54, Washington.
- [12] MOTORA M., MASATAKA F., FUWA T., "On the mechanism of Broaching-to phenomena", Second International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles", Tokyo, Oct.1982.
- [13] OAKLEY O.H., PAULLING J.R., "Ship Motions and Capsizing in Astern Seas", 10th Symposium on Naval Hydrodynamics, Cambridge, June 1974, pp 297-350.
- [14] SPYROU K.J., "Dynamic Instability in Quartering Seas : the Behavior of a ship during broaching", Journal of Ship Research, Vol 40, N<sup>o</sup>1, Mars 1996, pp 45-59.
- [15] SPYROU K.J., "Yaw Instability of a Ship in Stationary Wind", Ship Technology Research, Vol 42, N<sup>o</sup>1, pp 21-30.
- [16] SPYROU K.J., "Surf-Riding, Yaw instability and large Heeling of Ships in Following/Quartering waves" Ship Technology Research, Vol 42, N<sup>o</sup>2, 1995, pp 103-112.

