

7<sup>e</sup> JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

## Vers la tenue à la mer des navires par une formulation en fluide visqueux.

**C. de Jouët, O. Laget & J.M. Le Gouez.**

**Principia R.D.**

Zone portuaire de Brégaillon,  
83507 La Seyne sur Mer cedex, France.  
Tel . : 04-94-11-54-34, Fax : 04-94-06-58-83,  
E-mail : principia@wanadoo.fr

### Résumé

Afin de pouvoir, à moyen terme, modéliser la tenue à la mer des navires sans hypothèse restrictive, un modèle numérique a été développé. Celui-ci consiste à coupler les équations d'Euler ou de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds avec celles de la mécanique des corps rigides. La surface libre est calculée à l'aide d'une méthode non-linéaire de type Volume Of Fluid (VOF) adaptée aux maillages curvilignes mobiles et déformables.

Dans un premier temps, on présente la formulation mathématique et la méthode numérique mises en œuvre dans le logiciel EOLE utilisées pour effectuer le couplage fluide-structure rigide. Enfin, plusieurs exemples sont exposés :

- calculs bidimensionnels et tridimensionnel de radiation,
- remise à l'équilibre hydrostatique d'un corps en 2D.

### Summary

In order to modelise soon the ship sea-keeping without any restrictive assumptions, a numerical model has been developed. This consists in coupling the Euler or Reynolds averaged Navier-Stokes equations with those of the rigid body mechanics. More over, the non-linear free surface is computed in the Navier-Stokes grid using a Volume Of Fluid (VOF) algorithm which has been modified to be used in curvilinear moving mesh whose shapes change during the simulation.

The mathematical theory and the numerical method, implemented in the software EOLE, to realise the fluid-structure coupling are first presented. Then, several examples are exposed:

- two-dimensional and three-dimensional radiation computations,
- different hydrostatic balance cases for a two-dimensional body

## **Introduction**

De nos jours, les navires sont construits en respectant diverses contraintes telles que le confort des passagers ou la préservation du matériel embarqué. Dans le domaine de la navigation de compétition, les carènes sont conçues en respectant des règles de jauge pour évoluer sur un certain type de mer. D'une façon générale, ces formes de carènes sont optimisées pour respecter des critères de performance et de sécurité qui dépendent directement de la tenue à la mer du navire. Les essais en bassin sont classiquement utilisés pour vérifier ces différents critères mais demeurent coûteux. Une alternative réside dans l'utilisation de modèles numériques. La plupart de ceux existant sont basés sur la théorie potentielle. Ils restent, cependant, limités par des hypothèses assez restrictives comme, par exemple, la non prise en compte des effets des tableaux arrière. Ces simplifications posent des problèmes quant à la représentation fine de l'interaction surface libre/carène.

L'objectif de la méthode proposée ici est de disposer à moyen terme d'un outil permettant de traiter le problème de la tenue à la mer avec vitesse de route sans hypothèse restrictive sur la modélisation des effets de surface libre et des effets visqueux.

Dans le logiciel EOLE, utilisé ici, le solveur des équations instationnaires (ou stationnaires) d'Euler et de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds est couplé avec une méthode de suivi non-linéaire de surface libre de type VOF (Volume Of Fluid). Ce couplage a déjà fait l'objet de nombreuses validations : ballonnement d'ergol liquide dans un réservoir du lanceur Ariane V muni d'équipements internes et soumis aux accélérations instantanées enregistrées au cours du dernier vol [4], champ de vagues établi autour de carènes tridimensionnelles animées d'une vitesse constante dans un plan d'eau initialement au repos, fractionnements et jets autour d'un mât lenticulaire pour des nombres de Froude élevés [5].

Deux étapes supplémentaires pour traiter le problème de la tenue à la mer sont abordées dans cet article. La première concerne les développements et la validation effectués pour traiter le problème de la radiation d'une structure perçant la surface libre. La seconde concerne la mise à l'équilibre d'une carène progressant sur un plan d'eau calme (nécessitant le couplage entre les équations régissant l'écoulement de fluide et les équations de la mécanique d'un solide en mouvement de corps rigide). Ce travail est fondamental car il permettra à terme de traiter les mouvements des navires sur houle.

## **Couplage des équations de la Mécanique des fluides et des équations de la dynamique du solide en mouvement de corps rigide**

On présente un algorithme de couplage implicite entre les efforts estimés par le solveur de la mécanique des fluides et la résolution des équations de la mécanique des corps rigides.

### **Equations de Navier-Stokes moyennées**

Les équations de Navier-Stokes sont écrites en un point mobile dans le référentiel absolu attaché au liquide au repos à l'infini. On utilise une formulation de type ALE (Arbitraire Lagrange-Euler), dans laquelle la vitesse du point mobile, où sont écrites les équations, n'est pas celle du fluide, mais la vitesse d'entraînement liée au mouvement du corps  $(\vec{V}_t, \vec{\Omega})$ .

On choisit en outre d'utiliser la vitesse absolue du fluide, dans le référentiel absolu, et non la vitesse relative.

Avec ces hypothèses, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\operatorname{div} \rho \bar{U}_a = 0$$

$$\frac{\partial \rho \bar{U}_a}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho \bar{U}_a \otimes (\bar{U}_a - \bar{V}_e) + p \underline{I} - \underline{T}] = \bar{g}$$

avec :

$\rho$  : la masse volumique du fluide (constante)

$\bar{U}_a$  : la vitesse absolue du fluide

$\bar{V}_e = \bar{V}_g + \bar{\Omega}_b \wedge (\bar{r} - \bar{r}_g)$  : la vitesse absolue du point mobile (vitesse d'entraînement par le mouvement de la structure)

$\bar{r}$  : le vecteur position d'un point dans le référentiel absolu (fonction du temps)

$\bar{V}_g = \dot{\bar{r}}_g$  : la vitesse absolue de l'origine du référentiel relatif (centre de gravité de la carène)

$\bar{\Omega}_b$  : la vitesse absolue de rotation de la carène

$p$  : la pression

$\underline{I}$  : le tenseur identité

$\underline{T}$  : la somme du tenseur des contraintes de Reynolds et du tenseur des contraintes visqueuses

$\bar{g}$  : l'accélération extérieure (la gravité)

le symbole  $\otimes$  représente le produit tensoriel de deux vecteurs,  $\frac{\partial}{\partial t}$  ou le point sur une variable représente une dérivée partielle par rapport au temps  $t$ , prise au point mobile.

### Définition des repères utilisés

Les repères physiques sont définis comme suit :

- ✓ **Le repère absolu** : Il est désigné par  $(O_a; x_a, y_a, z_a)$ . Il est immobile. Son axe  $O_a z_a$  est vertical ascendant et  $O_a x_a$  est parallèle à la position initiale de l'axe longitudinal du navire
- ✓ **Le repère galiléen** : il est désigné par  $(O_g; x_g, y_g, z_g)$ . Il est en translation rectiligne uniforme de vitesse  $\bar{U} = (U_{x_a}, U_{y_a}, U_{z_a})$  par rapport au repère absolu (il est confondu avec lui à l'origine des temps, leurs axes restent respectivement toujours parallèles). On a donc les relations suivantes entre les coordonnées d'un même point dans les deux repères :

$$x_a(t) = x_g(t) + U_{x_a} \cdot t$$

$$y_a(t) = y_g(t) + U_{y_a} \cdot t$$

$$z_a(t) = z_g(t) + U_{z_a} \cdot t$$

- ✓ **Le repère barycentrique** : il est désigné par  $(G; x_b, y_b, z_b)$ . Il est en translation par rapport au repère galiléen (leurs axes restent respectivement toujours parallèles), son origine est le centre de gravité  $G$  du navire. On a les relations suivantes :

$$x_g(t) = x_b(t) + x_{G_g}(t)$$

$$y_g(t) = y_b(t) + y_{G_g}(t)$$

$$z_g(t) = z_b(t) + z_{G_g}(t)$$

✓ **Le repère relatif** : il est désigné par  $(G; x_r, y_r, z_r)$ . Il est fixe par rapport au navire et son origine est le centre de gravité G. Son orientation par rapport au repère barycentrique est définie par trois angles  $\alpha, \beta,$  et  $\gamma$  regroupés dans un vecteur  $\vec{X}_\theta$ .  $x_G, y_G$  et  $z_G$  sont regroupés dans le vecteur  $\vec{X}_1$ .

On passe du repère barycentrique au repère relatif en plusieurs étapes :

$$(G; x_b, y_b, z_b) \xrightarrow{R_1} (G; x_1, y_1, z_b) \xrightarrow{R_2} (G; x_r, y_1, z_2) \xrightarrow{R_3} (G; x_r, y_r, z_r)$$

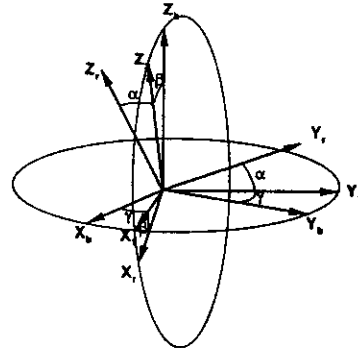
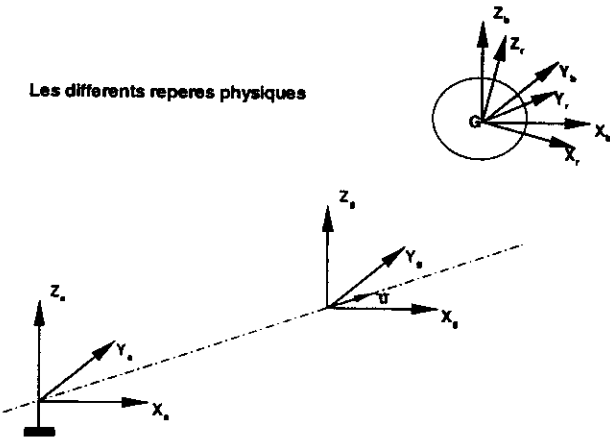
Avec

$$R_1 = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, R_2 = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{bmatrix}, R_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

En posant  $[P] = [R_3 \cdot R_2 \cdot R_1]$  (la matrice de passage transposée étant notée  $[P]^T$ ), on passe du repère barycentrique au repère relatif et *vice versa* grâce aux relations suivantes :

$$\begin{bmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{bmatrix} = [P] \begin{bmatrix} x_b \\ y_b \\ z_b \end{bmatrix} \text{ et } \begin{bmatrix} x_b \\ y_b \\ z_b \end{bmatrix} = [P]^T \begin{bmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{bmatrix}$$

Les différents repères physiques



Angles de rotation entre repère barycentrique et repère relatif

### Equations de la dynamique de la structure

Pour être cohérent avec la formulation ALE des équations de la mécanique des fluides, on choisit le référentiel barycentrique pour écrire l'égalité des forces d'inertie et des forces extérieures s'exerçant sur la carène (force de pression, tension pariétale de frottement, pesanteur).

$$F = [M_b] \ddot{X}_1$$

$$C = [I_b] \dot{\Omega}_b + [T_b][I_b] \Omega_b$$

avec :  $(F, C, \Omega_b, X_1)$  les matrices colonne représentant les vecteurs correspondant dans le repère barycentrique,  $(F, C)$  le torseur des efforts appliqués sur la carène (force et moment),

$(X_1, X_6)$  les six degrés de liberté de l'engin (coordonnées du centre de gravité  $\bar{X}_1 = \bar{r}_g$ , angles de rotation entre le repère barycentrique et le repère lié à la carène),  $[I_b]$  la matrice d'inertie dans le repère barycentrique et  $[M_b]$  la matrice masse diagonale,  $\Omega_b$  le vecteur taux de rotation,  $[O_b]$  et  $[T_b]$  deux matrices fonction de  $X_6$  :  $\Omega_b = [O_b] \dot{X}_6$

Après manipulation de ce système, on obtient la relation directe entre les dérivées en temps des degrés de liberté et le torseur d'efforts hydrodynamiques, dans laquelle  $[[R_b]]$  est un tenseur d'ordre 3, uniquement fonction du vecteur  $X_6$  des degrés de liberté en rotation.

$$\begin{aligned}\ddot{X}_1 &= [M_b]^{-1} F \\ \ddot{X}_6 &= [K_b]^{-1} C + \dot{X}_6^T [[R_b]] \dot{X}_6\end{aligned}$$

Tous les vecteurs de l'espace euclidien (position, vitesse du fluide et de l'engin, forces et moments) sont exprimés par leurs composantes cartésiennes dans le repère absolu ou le repère barycentrique, qui sont parallèles.

Connaissant l'accélération en translation et en rotation (formule précédente) du navire à partir des efforts hydrodynamiques (F,C), on en déduit la vitesse et la position du navire à chaque itération en pseudo-temps selon le principe de couplage décrit ci-après.

L'algorithme instationnaire, exposé ci-dessous, est transposé à la détermination des degrés de liberté de la carène (principalement assiette et enfoncement) lors du calcul du champ de vagues stationnaire du problème de la résistance à l'avancement. Le système d'équations de la mécanique des fluides et de la dynamique de la structure sont résolues à l'aide de la même méthode pseudo-instationnaire [3]. Le vecteur force totale contient les termes de rappel hydrostatique qui sont linéarisés. Les coefficients de raideur sont évalués par une intégration numérique sur toutes les facettes mouillées de la carène (VOF>0), avec une fréquence à fixer lors du processus itératif en pseudo-temps.

Ce couplage a déjà été mis en œuvre pour estimer la trajectographie d'engins lancés à partir de plates-formes sous-marines [7].

### Intégration en pseudo-temps

Pour simplifier l'écriture, on note simplement  $[X]$  les coordonnées généralisées qui définissent la position,  $[\dot{X}]$  leurs vitesses, et l'on définit  $[\ddot{X}]$  leurs accélérations. On utilise une formulation à deux niveaux de temps (t temps physique et  $\tau'$  pseudo-temps) :

Pour un problème instationnaire, en notant respectivement n et m les indices en temps et en pseudo-temps, on utilise le même schéma implicite du second ordre en temps que pour les équations de la Mécanique des Fluides :

$$\frac{\partial [\dot{X}]}{\partial \tau'} + \frac{\partial [\dot{X}]}{\partial t} = \frac{\partial [\dot{X}]^{n+1}}{\partial \tau'} + \frac{3[\dot{X}]^{n+1} - 4[\dot{X}]^n + [\dot{X}]^{n-1}}{2\Delta t} = [\ddot{X}]^{n+1}$$

soit :

$$\frac{[\dot{X}]^{n+1,m+1} - [\dot{X}]^{n+1,m}}{\Delta \tau'} + \frac{3[\dot{X}]^{n+1,m+1} - 4[\dot{X}]^n + [\dot{X}]^{n-1}}{2\Delta t} = [\ddot{X}]^{n+1,m+1}$$

de même on écrit :

$$\frac{\partial [X]}{\partial \tau'} + \frac{\partial [X]}{\partial t} = [\dot{X}]^{n+1,m+1}$$

Pour un problème stationnaire de résistance à l'avancement, les termes instationnaires sont nuls (équivalent à prendre  $\Delta t$  infini). On intègre les équations en pseudo-temps jusqu'à convergence ( $\partial/\partial\tau = 0$ ) à la fin du pas de temps physique  $n+1$ .

### Principe du couplage

L'intégration de l'accélération à l'aide de la formule précédente conduit, après avoir établi le bilan des torseurs extérieurs et linéarisé le torseur hydrostatique par rapport à la position, au système d'équations suivant dans lequel on note respectivement  $X_t$  et  $X_\theta$  les degrés de liberté en translation et en rotation.

- Pour les degrés de translation

$$K_1 [\dot{X}_t]^{n+1,m+1} + K_2 [\dot{X}_\theta]^{n+1,m+1} = S_1$$

avec :

$$K_1 = [M_b] - \Delta\tau'^2 \left[ \frac{\partial F_H}{\partial X_t} \right]^{n+1,m}, \quad K_2 = -\Delta\tau'^2 \left[ \frac{\partial F_H}{\partial X_\theta} \right]^{n+1,m}, \quad S_1 = [M_b] [\dot{X}_t]^{n+1,m} + \Delta\tau' \Gamma_t^{n+1,m}$$

- Pour les degrés de rotation

$$K_3 [\dot{X}_t]^{n+1,m+1} + K_4 [\dot{X}_\theta]^{n+1,m+1} = S_2$$

$$K_3 = -\Delta\tau'^2 \left[ \frac{\partial C_H}{\partial X_t} \right]^{n+1,m}, \quad K_4 = [Q] - \Delta\tau'^2 \left[ \frac{\partial C_H}{\partial X_\theta} \right]^{n+1,m}, \quad S_2 = [Q] [\dot{X}_\theta]^{n+1,m} + \Delta\tau' \Gamma_\theta^{n+1,m}$$

Dans les équations précédentes, on a noté respectivement  $F_H$  et  $C_H$  la force et le couple de rappel hydrostatique. De plus,  $\Gamma_t$  et  $\Gamma_\theta$  sont les torseurs rassemblant l'ensemble des efforts (effets de la pesanteur, de la pression hydrodynamique, de la viscosité) en translation et en rotation respectivement.

La matrice  $[Q]$  est le produit de la matrice d'inertie exprimée dans le repère barycentrique et d'une matrice fonction uniquement des degrés de liberté en rotation.

### Exemples d'application

Le traitement du problème de la radiation a été effectué en deux temps :

- Traitement du cas d'un mouvement forcé en roulis d'un corps bidimensionnel perçant la surface libre. L'effet de la vitesse d'avance n'est pas pris en compte.
- Traitement du cas d'une carène de type SERIE 60 animée d'un mouvement forcé en roulis avec prise en compte d'une vitesse de route.

### Roulis forcé d'une section de barge rectangulaire

#### Principe

On considère un flotteur 2D rectangulaire animé d'un mouvement de roulis forcé. L'approche retenue consiste à réaliser, dans un maillage mobile et déformable, une simulation temporelle au cours de laquelle on impose un mouvement sinusoïdal au flotteur. Le maillage est recalculé à chaque pas de temps afin de suivre les mouvements de la structure. La position des nœuds des cellules est interpolée entre deux maillages de référence correspondant aux déplacements extrêmes du flotteur au cours de son roulis.

La méthode de suivi de surface libre est de type VOF. Le champ de volume fluide évolue dans un maillage curviligne mobile. Outre l'implémentation de l'algorithme VOF en coordonnées curvilignes (déjà validée par ailleurs [3]) il est, par conséquent, nécessaire de prendre en compte la variation temporelle du volume des cellules et la vitesse de déformation du maillage.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{f}{J} \right) + \frac{1}{J} \operatorname{div} (\bar{U} - \bar{W}) f = 0 \quad \text{avec} \quad \bar{W} = \frac{\partial}{\partial t} (\bar{X}_0 + \tau(t)(\bar{X}_1 - \bar{X}_0))$$

où  $J$  est le jacobien de la transformation de coordonnées permettant de passer de l'espace physique à l'espace de calcul (dépendant du temps),  $\bar{U}$  est la vitesse du fluide,  $\bar{W}$  est la vitesse de déformation du maillage,  $\bar{X}_0$  et  $\bar{X}_1$  sont les coordonnées du point considéré dans les deux grilles de maillage représentant les positions extrêmes du mouvement du corps. Enfin,  $\tau(t)$  est le facteur d'interpolation permettant d'obtenir le maillage fluide à l'instant  $t$  à partir des deux positions extrêmes.

### Présentation des résultats

On impose à un flotteur rectangulaire un mouvement forcé en roulis défini par  $\phi(t) = \phi_a \sin \omega t$ , où  $\phi_a$  est l'amplitude du mouvement oscillant et vaut 0.1 radian.

Le rapport maître bau sur tirant d'eau  $B/T$  est égal à 2, avec  $B$  égal à 0.4m.

Les coefficients adimensionnels de masses ajoutées et d'amortissement, ainsi que les termes de couplage sont calculés pour les translations dans le plan de calcul ( $x,y$ ), c'est-à-dire cavement et pilonnement et la rotation selon l'axe perpendiculaire au plan considéré (axe  $z$ ), le roulis.

En repérant respectivement ces degrés de liberté par les indices (1, 2, 3), les coefficients hydrodynamiques sont définis de la façon suivante :

$$CM_{ij} = \frac{a_{ij}}{\rho \phi_a B^2} \quad CA_{ij} = \frac{b_{ij}}{\rho \phi_a B^2} \sqrt{\frac{B}{2g}}$$

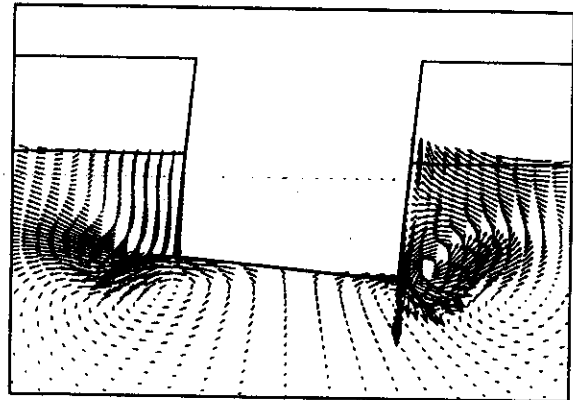
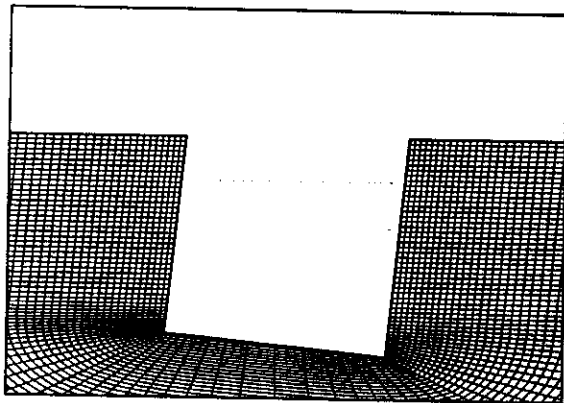
où  $a_{ij}, b_{ij}$  sont les coefficients dimensionnels du premier ordre relatif respectivement aux termes d'accélération et d'amortissement lors de l'analyse harmonique des efforts.

Les résultats, issus du logiciel EOLE, ont été obtenus en résolvant les équations instationnaires d'Euler et de Navier-Stokes. On rappelle que le schéma d'intégration en temps est totalement implicite, du second ordre et inconditionnellement stable. Les valeurs numériques sont comparées d'une part aux résultats expérimentaux de Vugts [8], et d'autre part à des solutions numériques fournies par d'autres approches : théorie potentielle ou solutions de type Navier-Stokes [2].

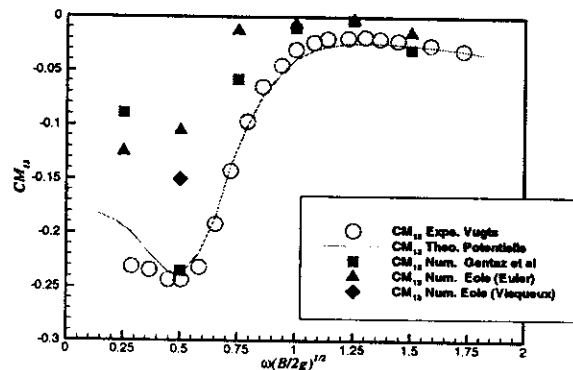
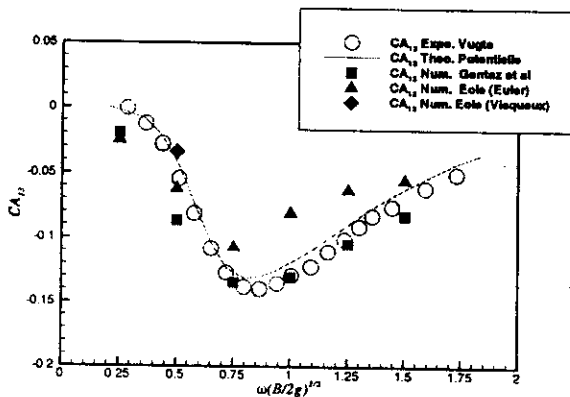
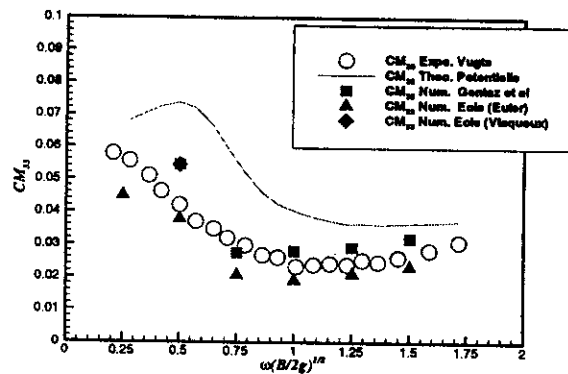
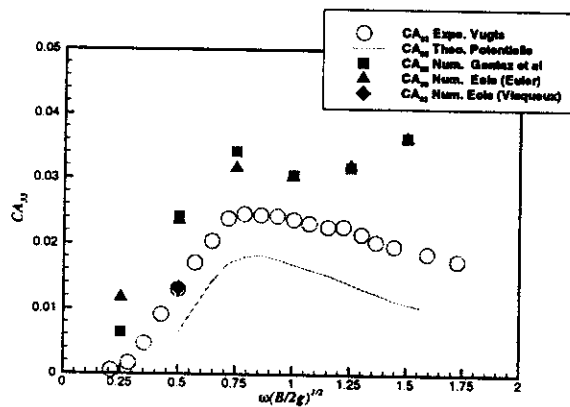
L'influence de la discrétisation en espace sur les résultats a été étudiée à l'aide de deux maillages différents. Le premier, dit grossier, comporte 101x121 points, le second comprend 101x161 points. L'utilisation de ce dernier maillage permet une meilleure représentation du champ de vitesse au voisinage du corps et donc une amélioration des résultats.

Le pas de discrétisation en temps est de 0.002 s. Des calculs avec un pas de valeur double ont été effectués pour les mouvements les plus lents. Les résultats de ces derniers sont similaires à ceux obtenus avec le pas de temps initial.

De plus, un essai consistant à résoudre les équations de Navier-Stokes en régime laminaire a été réalisé à partir du maillage fin pour  $\omega(B/2g)^{1/2} = 0.5$ . Son but est de quantifier l'influence de la viscosité du fluide sur les résultats relatifs aux valeurs de  $\omega(B/2g)^{1/2}$  faibles. L'effet de la prise en compte de la viscosité a tendance à rapprocher les valeurs numériques obtenues pour les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement de celles des expériences. Sur les deux figures suivantes, on montre d'une part, la discrétisation en espace au voisinage du corps et d'autre part un exemple de champ de vitesse à proximité du flotteur (on remarquera notamment les décrochements tourbillonnaires qui apparaissent aux angles de la section).



Les courbes suivantes, donnent l'évolution des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement en fonction d'une pulsation adimensionnelle, obtenus en utilisant le plus fin des maillages.





On remarque que les valeurs numériques ne restituent pas la même tendance de variation du coefficient  $CA_{33}$  en fonction de  $\omega(B/2g)^{1/2}$  pour des valeurs supérieures à 1, alors que la théorie potentielle est en bon accord sur ce point là. Aucune justification n'est à ce jour trouvée. Sur la courbe de variation du coefficient  $CM_{13}$ , on observe, pour  $\omega(B/2g)^{1/2} = 0.5$  un écart important par rapport aux autres valeurs qui est réduit lorsque l'on résout les équations de Navier-Stokes en régime laminaire (sans toutefois modifier le maillage).

### **Roulis forcé d'une carène de type série 60 avec vitesse d'avance**

L'intérêt est ici de calculer le coefficient d'amortissement en roulis d'une carène de type Série 60 animée d'une vitesse d'avance sur un plan d'eau initialement au repos.

Les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux provenant d'une campagne d'essais conduite dans le bassin du Krylov Shipbuilding Research Institute (KSRI) pour le compte du Bassin d'Essais des Carènes [6].

Le but de ces essais était d'estimer l'influence de l'amplitude en roulis et de la vitesse d'avance sur la valeur adimensionnelle du coefficient d'amortissement en roulis.

Les expériences en oscillations forcées ont été réalisées à l'échelle 1/50. Les caractéristiques des conditions de chargement à l'échelle de la maquette sont résumées dans le tableau suivant :

Caractéristiques	Unités	Données
V	cm <sup>3</sup>	61800
GM	cm	0.89
KG	cm	12.22
I	Kg.cm <sup>2</sup>	13381

Où V est le volume déplacé, GM la distance entre le centre de gravité et le métacentre, KG la distance entre la ligne de quille (OH) et le centre de gravité, et enfin I le moment d'inertie.

La longueur de flottaison du navire au réel est de 123.974 m, le rapport GM/BWL s'élève à 0.0274 (où BWL est la plus grande largeur de la maquette à la flottaison).

La période du mouvement d'oscillation imposé à la maquette est comprise entre 2.16s et 3.31s. Les valeurs au réel varient donc entre 15.27s et 23.40 s.

### Principe de la simulation numérique

Le principe de ce calcul est l'extension en 3 dimensions de la méthode décrite au paragraphe précédent. Dans le cas présent, le maillage du domaine fluide ne se déforme pas mais est animé du mouvement de corps rigide imposé à la carène. Le volume des cellules de discrétisation ne varie pas, mais à chaque instant, en tenant compte des vitesses de déplacement du maillage et de la vitesse du fluide normale à la surface libre, on recalcule le champ de volume fluide (VOF).

Le mouvement imposé à la carène est un mouvement de roulis forcé autour d'un point situé sur la surface libre au repos, coïncidant avec l'axe de symétrie du navire, de la forme :

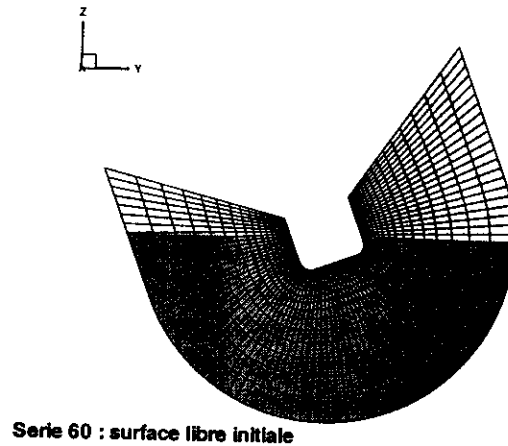
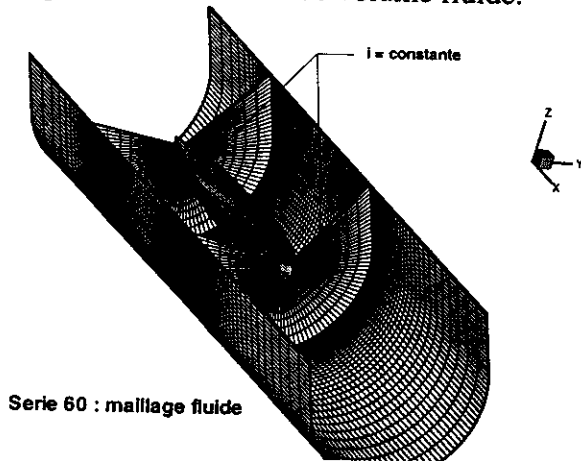
$$\theta = \theta_0 \cos \omega t \text{ avec } \theta_0 = 20^\circ$$

Au début de la simulation, la carène est inclinée de l'angle maximal de 20 degrés. Le maillage structuré du volume fluide autour de la carène contient 137x89x24 points. La variation de l'indice  $i$  se fait dans la direction longitudinale du navire, celle de l'indice  $j$  est radiale, et celle de l'indice  $k$  est azimutale. La forme du maillage dans le plan de coupe est justifiée par le type de mouvement en rotation forcée que subit le domaine de discrétisation.

Les paramètres de la simulation numérique sont les suivants :

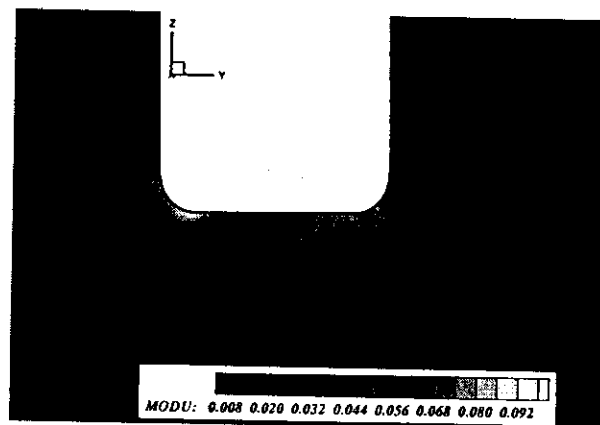
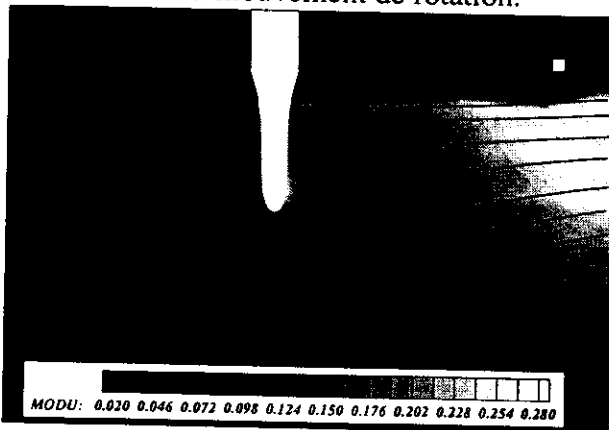
- Calcul réalisé à l'échelle de la maquette, et effectué dans le repère absolu,
- Résolution des équations instationnaires d'EULER couplée avec la mécanique du solide en mouvement de corps rigide imposé,
- Maillage volumique structuré monobloc de 292632 points,
- Maillage suit les mouvements de la carène selon un mouvement de corps rigide,
- Période du mouvement sinusoïdal imposé 3.14 s, d'amplitude maximale de 20 degrés,
- Nombre de Froude égal à 0.2068

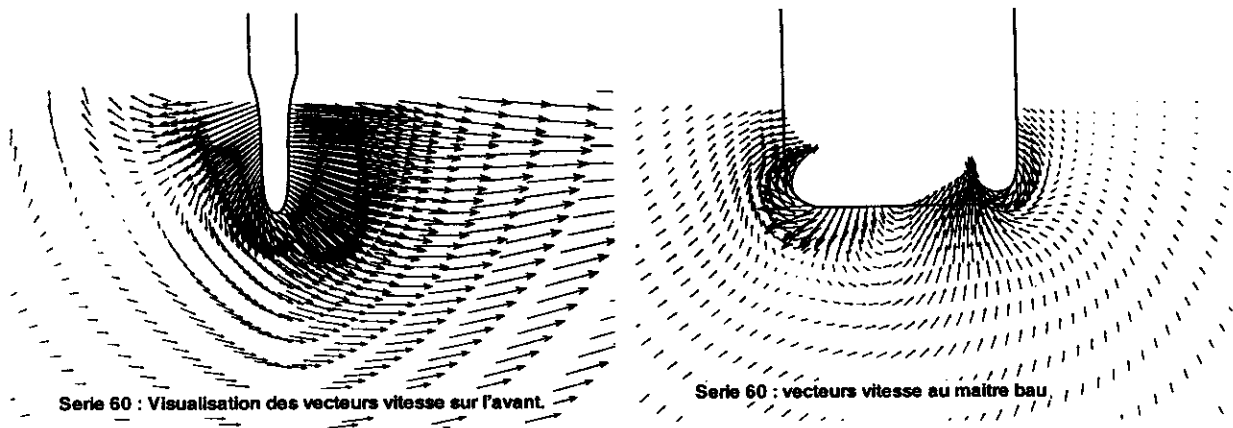
Sur les figures suivantes, on montre d'une part le maillage du domaine fluide et d'autre part le champ initial de fraction de volume fluide.



## Résultats

Sur les quatre figures suivantes, on montre, dans deux coupes transversales différentes (sur l'avant du navire et au maître-bau) d'une part le module de la vitesse (figures 1 et 2) et d'autre part les champs de vecteur vitesse (figures 3 et 4) au voisinage immédiat de la carène. Au niveau de la proue du navire, on met en évidence la superposition des effets de la vitesse d'avance et du mouvement de rotation.





De plus, à partir de la valeur du couple en roulis, obtenu au moment du passage à l'équilibre du navire après  $\frac{3}{4}$  de période, on estime un coefficient adimensionnel d'amortissement en roulis de la façon suivante :

$$B = \frac{C}{I\theta_0\omega^2}$$

avec  $C = 0.36$  N.m, on obtient  $B = 0.19$ . Cette valeur est à comparer avec celle issue de l'expérience, à savoir 0.15

L'écart entre les résultats peut s'expliquer par la différence des modes opératoires entre la simulation numérique et les expériences :

- Pendant les essais, c'est le moment d'excitation en roulis qui a été imposé à la maquette à l'aide de deux gyroscopes. Les angles en roulis résultant sont mesurés.
- Lors de la simulation numérique, c'est le mouvement de rotation forcée que l'on transmet à la carène autour d'un point fixe situé à l'intersection de la surface libre et de l'axe longitudinal du navire. On en déduit le torseur d'efforts qui s'exerce sur la carène, et en particulier le moment en roulis.

### Remise à l'équilibre hydrostatique

Un caisson DNV, de 90 m de large et de 45 m de tirant d'eau, est positionné à l'instant initial hors position d'équilibre. Au premier instant de la simulation, on relâche la structure et on cherche à atteindre l'équilibre en couplant, à chaque itération en pseudo-temps, les équations stationnaires d'Euler avec les équations de résolution de la dynamique en corps rigide écrites en 2D. Les termes de raideur hydrostatique sont également réévalués à chaque itération.

Le calcul s'effectue dans le repère absolu. Le maillage fluide suit les mouvements de la structure au cours du processus itératif.

### Déplacement vertical du centre de gravité et application d'un angle de roulis

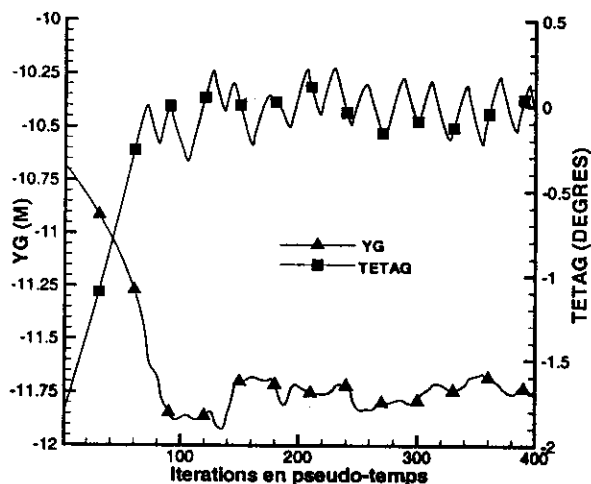
A l'état initial, le centre de gravité G du caisson est déplacé de sa position d'équilibre verticalement.

La côte initiale de G est ( $YG = -10.62\text{m}$ ) par rapport à une origine située sur la surface libre au repos.

Un angle en roulis initial de  $-2$  degrés est également imposé à la structure.

Le graphe ci à droite donne l'évolution du déplacement vertical YG, ainsi que de l'angle en roulis en fonction des itérations en pseudo-temps.

On constate que l'état d'équilibre est atteint autour de  $YG = -11.75\text{ m}$  et pour un angle de roulis qui s'annule à  $0.1$  degré près.

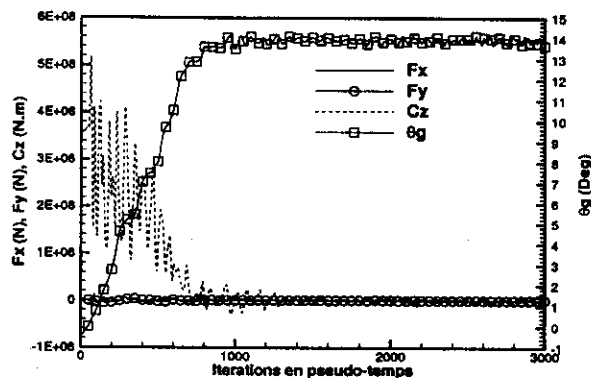
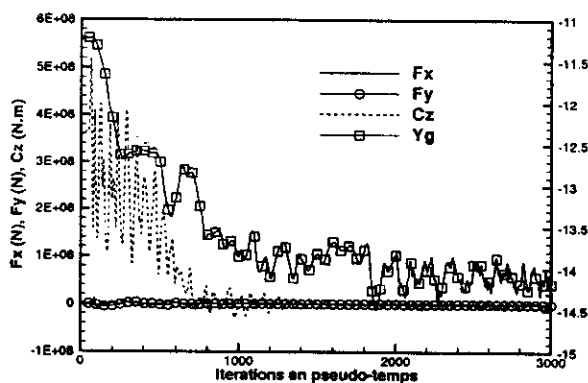


### Déplacement latéral du centre de gravité et application d'un angle de roulis

A l'instant initial, on décale la position du centre de gravité de ce même caisson latéralement de 10 mètres sur l'axe des x.

La côte initiale de G est ( $YG = -11.2\text{ m}$ ). Un angle en roulis initial de  $-2$  degrés est imposé au caisson.

Les courbes de convergence du torseur d'efforts ( $F_x, F_y, C_z$ ), du déplacement vertical, et de l'angle en roulis sont présentées ci-dessous. On note la convergence vers un angle de roulis important ( $+14$  degrés), et un enfoncement du centre de gravité à  $-14$  mètres.



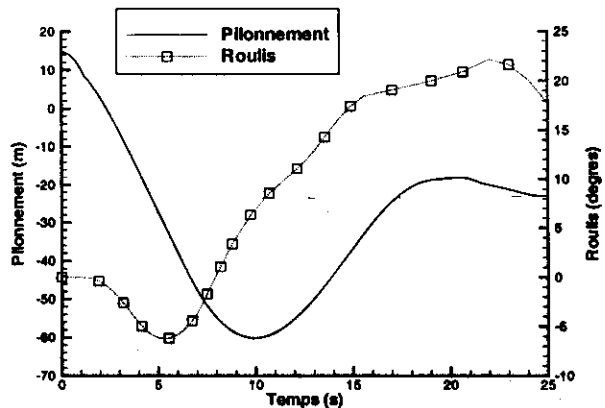
## Chute d'un caisson sur un plan d'eau en présence de courant

Afin d'illustrer les capacités de la méthode à traiter de grandes déformations de surface libre et des déplacements significatifs de la structure sous ses différents degrés de liberté, on a calculé la chute du même caisson sur un plan d'eau dans lequel circule un courant transverse.

Le caisson est initialement placé entièrement hors de l'eau. Lors du contact, un couple de roulis négatif apparaît par suite de l'accélération latérale du fluide à la base du caisson, de façon préférentielle vers l'aval. Ceci crée un jet liquide et une dépression sur le côté aval de la base du caisson.

Cette percussion induit une vitesse de rotation négative, qui s'inverse rapidement par suite des forces de rappel hydrostatique et par la surpression engendrée par la vague amont. Un roulis positif apparaît, puis le caisson remonte vers la surface et oscille en roulis, tandis qu'il acquiert une vitesse d'embarquée dans le courant.

Des vagues de grande amplitude et fortement cambrées apparaissent sur les faces amont et aval du caisson.



Sur la dernière vue de la page suivante, l'enfoncement du caisson est tel que le niveau de l'eau atteint la limite supérieure du maillage fluide sur laquelle est imposée une condition de type frontière ouverte.

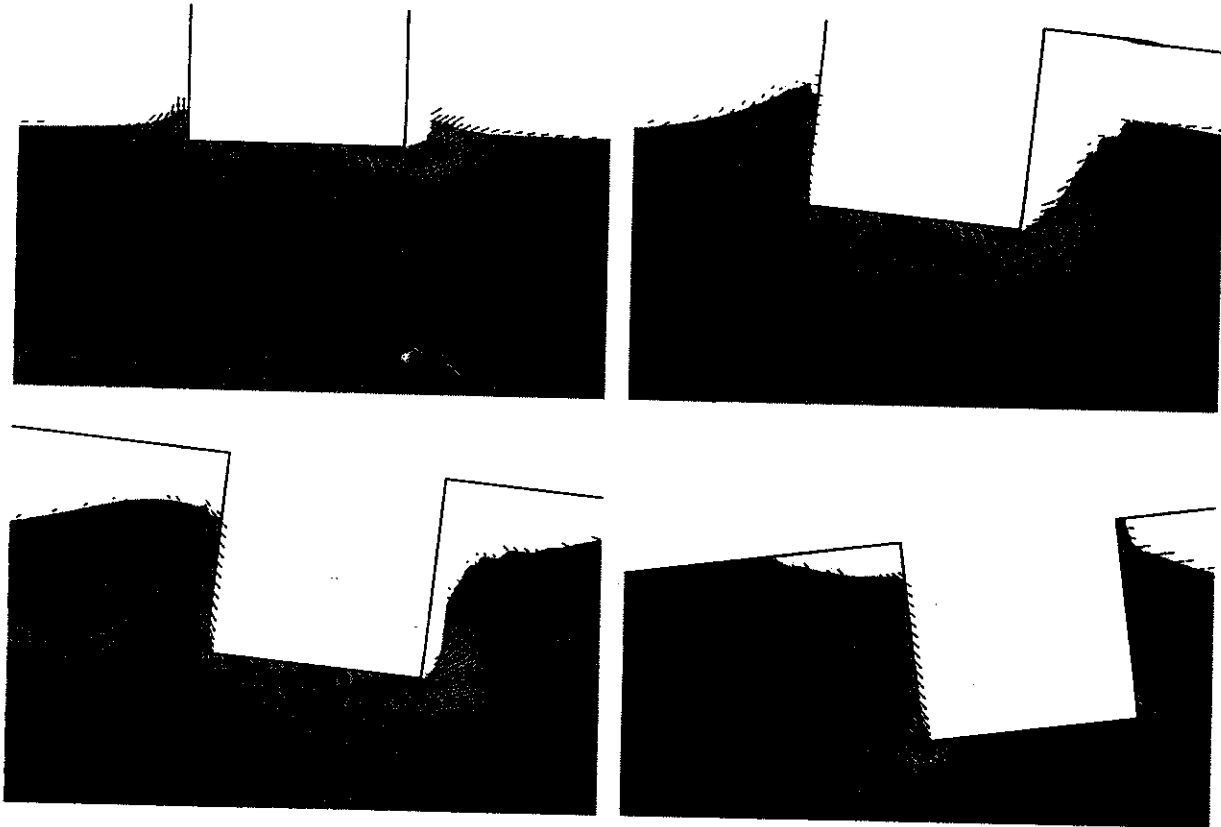
Ce cas d'application qualitatif fait suite à des travaux menés en collaboration avec L'ESIM sur le thème de la modélisation numérique du tossage des navires [1] et nécessitera une validation plus poussée avant de réaliser des études prédictives de cas d'impacts de carènes sur les plans d'eau.

### Conclusion

Ces étapes de validation devraient être complétées par un calcul tridimensionnel de remise à l'équilibre d'une carène comportant des appendices et un tableau arrière rasant, animée d'une vitesse d'avance de manière à valider totalement le couplage des équations de la mécanique des fluides et de la dynamique du solide en mouvement de corps rigide.

### Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier la Direction des systèmes d'Armes (DSA/SPN/ST/PFN/BS) pour avoir financé ces travaux de recherche et pour avoir soutenu les développements concernant ce sujet depuis 1995.



### Bibliographie

- [1] H. Derbesy, C. Mouret, B. Molin, « *Modélisation numérique du tossage des navires, phase 2, rapport final* », document ESIM, travaux sur mémoire 96/2549 A/DRET, 1998.
- [2] L. Gentaz, B. Alessandrini, G. Delhommeau, « Simulation numérique en fluide visqueux du problème bidimensionnel de radiation par un corps perçant la surface libre », Sixièmes journées de l'hydrodynamique, Nantes, 1997.
- [3] C. de Jouët, O. Laget, S. Rigaud, J.M. Le Gouez, « *Résistance à l'avancement des navires rapides, mise en œuvre d'une méthode V.O.F. 3D, phase 1, rapport final* », document PRINCIPIA R.D. RSY.45.046.01, DRET-PRINCIPIA 94/460, 1996.
- [4] C. de Jouët, J.M. Le Gouez et O. Laget, « *Ballotements dans un réservoir d'ergol liquide. Méthodes numériques. Etude exploratoire.* », rapport Principia RET.77.366.01, 1997.
- [5] O. Laget, C. de Jouët, J.M. Le Gouez & S. Rigaud, « *Wave Breaking Simulation Around a Lens-Shaped Mast by a V.O.F. Method* », 12<sup>th</sup> International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Carry-le-Rouet, France, 1997.
- [6] J.F. Le Guen, S. Cordier, Y. H. Renhas, « *Tenue à la mer d'une carène type série 60 – Rapport final* », Etude N°2628 – Pièce d'étude N°1, N°4-2 97 1659 ST/BA/REC, 1994.
- [7] M.C. Rouault, J.M. Le Gouez, « *3D Simulation of the Launching of a Mobile from a Moving Platform* », 17<sup>th</sup> International Conference on Offshore Mechanic and artic engineering – OMAE98, July 5-9, 1998 Lisbon, Portugal.
- [8] J.H. Vugts, « *The hydrodynamic coefficients for swaying, heaving and rolling cylinders in a free surface* », International Shipbuildings Progress, vol. 15, pp ; 251-276, 1998.