

## IMPACT HYDRODYNAMIQUE D'UN CORPS ALLONGE ET PLAT : Application au tossage.

E. FONTAINE\*, L. BOUDET†, J.F. LEGUEN† et A. MAGEE†

\* Ecole Centrale de Nantes, B.P. 92101, 44321 Nantes Cedex 3

† Bassin d'Essais des Carènes, Chaussée du Vexin, 27100 Val de Reuil.

### Résumé

Dans cette communication, on présente une approche simplifiée permettant de traiter le problème de l'impact d'un corps de forme allongée et plate sur une surface libre. Le problème est formulé dans le cadre de la théorie potentielle. La méthode des développements asymptotiques raccordés est utilisée pour justifier une approche bidimensionnelle, par "tranches", dans laquelle la solution de champ proche est raccordée à une solution décrivant la formation d'un jet. Les champs de pression prévus par cette théorie sont ensuite présentés pour deux exemples d'applications : l'impact d'un bulbe et celui d'une coque "en V plat".

### Summary

The body is assumed to be slender and flat and the flow to be potential. The method of matched asymptotic expansions is used to derive a strip theory for the prediction of the slamming loads. In the present approach, the near-field solution is matched to a non-linear solution describing the spray root. Two examples of applications are presented : the prediction of the pressure field for a bulb and a V- shaped hull.

# 1 INTRODUCTION

Pour certaines combinaisons de la vitesse d'avance, du cap et de l'état de la mer, la carène d'un navire peut s'animer de mouvements de grande amplitude conduisant à des situations d'émergence des extrémités. Le tossage désigne l'impact de la carène sur la houle. Lors de l'impact, les efforts appliqués à la carène peuvent être importants et provoquer un endommagement local de la structure. Ce problème, auquel sont confrontés les navires conventionnels, devient critique dans le cas des navires rapides (voir Yamamoto et al., 1985) où les efforts de tossages arrivent alors au rang des efforts dimensionnants pour la structure. Ces efforts sont d'autant plus intenses que la géométrie est "plate" ; c'est à dire lorsque localement, au voisinage du point d'impact, la carène et la surface libre sont quasiment parallèles. On observe alors des niveaux de pression élevés, variant rapidement dans le temps et l'espace.

Dans cette communication, on commence par présenter une approche simplifiée permettant l'évaluation du champ de pression et de l'effort qui s'exercent sur un corps de forme allongée et plate venant percuter la surface libre. Le problème est formulé dans le cadre de la théorie potentielle. Les hypothèses concernant la géométrie du corps sont mises à profit pour obtenir une solution asymptotique. La méthode des développements asymptotiques raccordés est utilisée pour simplifier le problème initial et justifier une approche par "tranches". Cette méthode conduit à étudier l'écoulement au voisinage du corps (dans un domaine de largeur et de longueur comparables à celles du corps), puis dans la zone de formation du jet (au voisinage de la paroi), les deux solutions étant ensuite raccordées. On montre ainsi qu'il existe, sous certaines conditions, une forte analogie entre le problème tridimensionnel de l'impact d'un corps de forme allongée et plate, et celui, bidimensionnel, de l'impact du corps plat (voir Cointe, 1987).

Dans la seconde partie, on montre comment cette approche asymptotique est intégrée à une modélisation pratique du tossage des navires. La modélisation adoptée est fondée sur une approche découplée : les mouvements du navire et la position de la surface libre sont d'abord calculés à l'aide d'un code de tenue à la mer, puis on a recours à l'approche asymptotique pour modéliser l'écoulement lors de l'impact et de la pénétration de l'étrave dans la vague. Deux exemples d'application sont finalement traités avec cette approche : le cas de l'impact d'un bulbe et celui du fond d'une coque "en V plat".

## 2 APPROCHE ASYMPTOTIQUE

### 2.1 Cadre asymptotique de l'étude

On étudie l'écoulement généré lors de l'impact d'un corps sur une surface libre. Le fluide est supposé parfait et incompressible. Par souci de clarté, la vitesse d'impact est supposée constante et la surface libre initialement au repos. Dans un référentiel (galiléen) lié au corps, le potentiel des vitesses peut s'écrire sous la forme :

$$\phi = Ux + Vz + \varphi(x, y, z, t) \quad (1)$$

la forme de la carène est donnée par l'équation formelle  $z/H = f(x/L, y/B)$ . Les trois échelles de longueur  $L$ ,  $B$  et  $H$ , caractéristiques de la forme, peuvent respectivement être assimilées aux valeurs maximales de la longueur mouillée, de la largeur mouillée et de l'immersion. Cette forme est supposée allongée et plate, c'est à dire que  $H \ll B \ll L$ . Dans la suite, on cherche une solution asymptotique pour  $\varphi$  en fonction des petits paramètres  $\delta = H/L$  et  $\alpha = B/L$ .

### 2.2 Ecoulement proche

On commence par étudier l'écoulement au voisinage du corps, i. e. dans une portion de cylindre de rayon de l'ordre de  $O(B)$  et de longueur de l'ordre de  $O(L)$ . Dans le domaine proche, les

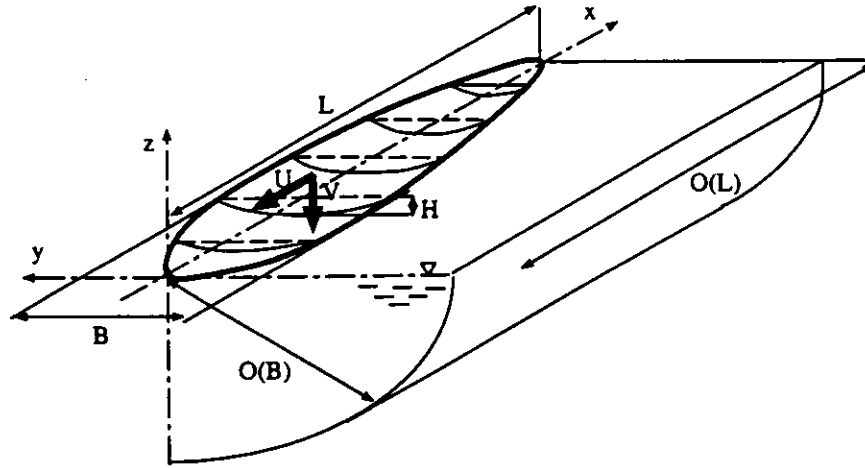


Figure 1: Définitions géométriques

variables adimensionnelles sont définies par :

$$\hat{x} = \frac{x}{L}, \quad \hat{y} = \frac{y}{B}, \quad \hat{z} = \frac{z}{B}, \quad \hat{t} = \frac{t}{T}, \quad \hat{\varphi} = \frac{\varphi}{VB}, \quad \hat{\eta} = \frac{\eta}{B} \quad (2)$$

où  $T$  est une échelle de temps inconnue pour le moment et  $\eta$  l'élevation de la surface libre. Le potentiel  $\varphi$  satisfait à l'équation de Laplace dans le domaine fluide. Compte tenu du choix des variables adimensionnelles, elle s'écrit <sup>1</sup> :

$$\alpha^2 \hat{\varphi}_{\hat{x}\hat{x}} + \hat{\varphi}_{\hat{y}\hat{y}} + \hat{\varphi}_{\hat{z}\hat{z}} = 0 \quad (3)$$

Le potentiel doit satisfaire les conditions aux limites suivantes :

- sur la carène ( $\hat{z} = \frac{\delta}{\alpha} f(\hat{x}, \hat{y})$ ) :

$$\frac{\delta U}{V} f_{\hat{x}} + \alpha \delta \hat{\varphi}_{\hat{x}} f_{\hat{x}} + \frac{\delta}{\alpha} \hat{\varphi}_{\hat{y}} f_{\hat{y}} - 1 - \hat{\varphi}_{\hat{z}} = 0 \quad (4)$$

- sur la surface libre ( $\hat{z} = \hat{\eta}$ ) :

$$\frac{B}{VT} \hat{\eta}_i + \frac{\alpha U}{V} \hat{\eta}_{\hat{x}} + \alpha^2 \hat{\varphi}_{\hat{x}} \hat{\eta}_{\hat{x}} + \hat{\varphi}_{\hat{y}} \hat{\eta}_{\hat{y}} - 1 - \hat{\varphi}_{\hat{z}} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{B}{VT} \hat{\varphi}_i + \frac{\alpha U}{V} \hat{\varphi}_{\hat{x}} + \hat{\varphi}_{\hat{z}} + \frac{1}{2} \alpha^2 \hat{\varphi}_{\hat{x}}^2 + \frac{1}{2} (\hat{\varphi}_{\hat{y}}^2 + \hat{\varphi}_{\hat{z}}^2) + \frac{gB}{V^2} \hat{\eta} = 0 \quad (6)$$

On suppose alors que les fonctions potentiel et élévation peuvent être approchées par les développements asymptotiques suivants :

$$\hat{\varphi} = \hat{\varphi}_1 + o(1), \quad \hat{\eta} = \theta \hat{\eta}_1 + o(\theta) \quad \text{avec} \quad \theta = \frac{\delta}{\alpha}, \quad (7)$$

où les fonctions  $\hat{\varphi}_1$  et  $\hat{\eta}_1$  sont indépendantes de  $\alpha$  et  $\delta$  et supposées d'ordre  $O(1)$  ainsi que leurs dérivées. L'élevation de la surface libre est alors du même ordre de grandeur que l'immersion du corps. Le principe de moindre dégénérescence conduit à poser  $T = \theta B/V$ . Les effets dus à la vitesse d'avance et à la gravité peuvent, en première approximation, être négligés lorsque :

$$\frac{\delta U}{V} \ll O(1), \quad \text{et} \quad \frac{\theta g T}{V} \ll O(1) \quad (8)$$

<sup>1</sup>pour alléger les notations, les indices correspondent à la variable de dérivation.

On doit alors résoudre en première approximation, à chaque instant et dans chaque tranche :

$$\hat{\varphi}_{1\hat{y}\hat{y}} + \hat{\varphi}_{1\hat{z}\hat{z}} = 0 \quad \hat{z} < 0 \quad (9)$$

$$\hat{\varphi}_{1\hat{z}} + 1 = 0, \quad \hat{z} = 0, \quad 0 < \hat{y} < \hat{\lambda} \quad (10)$$

$$\hat{\varphi}_1 = 0, \quad \hat{z} = 0, \quad \hat{y} > \hat{\lambda} \quad (11)$$

$$\hat{\eta}_{1\hat{i}} - 1 - \hat{\varphi}_{1\hat{z}} = 0, \quad \hat{z} = 0, \quad \hat{y} > \hat{\lambda} \quad (12)$$

où la largeur mouillée du corps  $\hat{\lambda} = \hat{\lambda}(\hat{x}, \hat{t})$  reste à déterminer.

Le potentiel  $\hat{\varphi}_1$  est donné par celui représentant l'écoulement autour d'une plaque plane de largeur  $\hat{\lambda}$  placée perpendiculairement dans un écoulement uniforme. Il peut être obtenu par transformation conforme (Lamb, 1932). La solution est cependant singulière à l'intersection entre le fluide et la structure ; la pente de la surface libre et la vitesse du fluide sont en effet infinies en ce point.

### 2.3 Écoulement dans la zone de formation du jet

La singularité à l'intersection de la solution de champ proche traduit un changement de la nature de l'écoulement. Une solution non-linéaire décrivant la formation d'un jet peut être obtenue en étudiant localement la singularité. A cette fin, les variables adimensionnelles suivantes sont introduites :

$$\theta^2 y^* = \hat{y} - \hat{\lambda}, \quad \theta^2 z^* = \hat{z} - \theta f(\hat{x}, \hat{\lambda}), \quad \theta \varphi^* = \hat{\varphi} \quad (13)$$

Ce choix de référentiel permet de fixer la position de la singularité, et la dilatation des coordonnées d'espace permet d'étudier le comportement local de la solution. Les équations du problème tridimensionnel initial sont alors réécrites en fonction des nouvelles variables, en tenant compte de la dépendance en  $\hat{x}$  et  $\hat{t}$  des variables  $y^*$ ,  $z^*$  et  $\hat{\lambda}$ . On a par exemple :

$$\hat{\varphi}_{\hat{x}} = \theta \varphi_{x^*}^* - \frac{1}{\theta} \hat{\lambda}_{\hat{x}} \varphi_{y^*}^* - [f_{\hat{x}}(\hat{x}, \hat{\lambda}) + \hat{\lambda}_{\hat{x}} f_{\hat{y}}(\hat{x}, \hat{\lambda})] \varphi_{z^*}^* \quad (14)$$

$$\hat{\varphi}_{\hat{i}} = \theta \varphi_{i^*}^* - \frac{1}{\theta} \hat{\lambda}_{\hat{i}} \varphi_{y^*}^* - \hat{\lambda}_{\hat{i}} f_{\hat{y}}(\hat{x}, \hat{\lambda}) \varphi_{z^*}^* \quad (15)$$

En supposant alors le développement asymptotique suivant :

$$\varphi^* = \hat{\lambda}_{\hat{i}} y^* + \varphi_1^* + o(1), \quad (16)$$

le potentiel  $\varphi_1^*$  doit satisfaire en première approximation à l'équation de Laplace bidimensionnelle (en fonction des variables  $y^*$  et  $z^*$ ) dans chaque plan transverse, avec comme condition de glissement sur la carène  $\varphi_{1z^*}^* = 0$  en  $z^* = 0$  et comme conditions de surface libre (exprimées en  $S^*(\hat{x}, y^*, z^*, \hat{t}) = 0$ ) :

$$\varphi_{1y^*}^* S_{y^*}^* + \varphi_{1z^*}^* S_{z^*}^* = 0 \quad (17)$$

$$\varphi_{1y^*}^{*2} + \varphi_{1z^*}^{*2} = \hat{\lambda}_{\hat{i}}^2 \quad (18)$$

Le problème obtenu pour  $\varphi_1^*$  est un problème de jet classique, identique à celui que l'on obtient lors de l'étude de l'impact bidimensionnel d'un corps plat (voir Cointe, 1987). Il peut être résolu en utilisant la méthode de Schwarz-Christophel. La solution prévoit la formation d'un jet d'épaisseur et de vitesse constante. Elle dépend de deux paramètres : la position  $y_s^*$  du point de stagnation et l'épaisseur  $e^*$  du jet.

### 2.4 Détermination des paramètres $\hat{\lambda}$ , $e^*$ et $y_s^*$

La largeur mouillée du corps est obtenue en imposant à la solution de conserver le volume. Au premier ordre, le volume du jet peut être négligé (voir Fontaine et Cointe, 1992); la condition

de conservation du volume revient alors à imposer l'existence d'un point d'intersection entre l'élévation de la surface libre et le corps, soit :

$$\hat{\eta}_1(\hat{x}, \hat{\lambda}, \hat{t}) = f(\hat{x}, \hat{\lambda}), \quad (19)$$

ou encore compte tenu de (12) :

$$\int_0^{\hat{t}} \frac{d\tau}{\sqrt{\hat{\lambda}^2(\hat{x}, \hat{t}) - \hat{\lambda}^2(\hat{x}, \tau)}} = \frac{f(\hat{x}, \hat{\lambda})}{\hat{\lambda}} \quad (20)$$

Cette équation intégrale peut être résolue analytiquement; suivant Wilson (1989), on a alors :

$$\hat{t} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\hat{\lambda}} \frac{f(\hat{x}, s)}{\sqrt{\hat{\lambda}^2 - s^2}} ds = \frac{4}{\pi} \int_0^{\sqrt{\hat{\lambda}}} \frac{f(\hat{x}, \hat{\lambda} - s^2)}{\sqrt{2\hat{\lambda} - s^2}} ds \quad (21)$$

La forme du corps étant connue<sup>2</sup>, l'intégrale peut être calculée et la solution  $\hat{\lambda}(\hat{x}, \hat{t})$  obtenue en inversant la relation (21).

Le raccord de la solution de jet à celle décrivant l'écoulement proche (voir Cointe, 1987) permet de déterminer les deux paramètres  $e^*$  et  $y_s^*$ . Pour l'épaisseur du jet, cela conduit au résultat classique, initialement obtenu par Wagner (1932) :

$$e^* = \frac{\pi}{8\hat{\lambda}_i} \quad (22)$$

La position du point de stagnation  $y_s^* = -4e^*/\pi$  est fixée de manière à obtenir une expression uniformément valide pour la pression<sup>3</sup>. Dans le domaine proche, jusqu'au point de stagnation, la pression est donnée par :

$$\hat{p} = \frac{p\theta^2}{\rho V^2} = \theta\hat{\lambda}_i \frac{1}{\sqrt{1 - (\hat{y}/\hat{\lambda})^2}} - \theta^2 \frac{1}{2[1 - (\hat{y}/\hat{\lambda})^2]} \quad (23)$$

Dans la zone de formation du jet, après le point de stagnation, la pression est donnée, en fonction du réel  $u$  positif, par :

$$y^* - y_s^* = \frac{e^*}{\pi} (-u^2 - 4u - 2 \ln(u) + 5) \quad (24)$$

$$p^* = \frac{p\theta^2}{\rho V^2} = \frac{\pi}{16e^*} \left[ 1 - \left( \frac{u-1}{u+1} \right)^2 \right] \quad (25)$$

L'effort vertical par unité de longueur peut alors être obtenu par intégration de la distribution de pression. Au premier ordre, seule la contribution de la solution de champ proche est à prendre en considération. Cela conduit à :

$$\frac{dF}{dx} = \frac{\pi\rho V^2 B}{\theta^2} \hat{\lambda}\hat{\lambda}_i \quad (26)$$

## 2.5 Validation de l'approche

Dans le cadre de cette théorie, la répartition de pression et l'effort vertical ne dépendent de la forme du corps que par l'intermédiaire de la largeur mouillée  $\hat{\lambda}$ . Pour des formes simples,  $\hat{\lambda}$  peut être obtenue analytiquement. En accord avec les résultats de Cointe (1987), on obtient dans le cas d'une section en forme de dièdre (voir figure 2) :

<sup>2</sup>et supposée régulière, ce qui permet de s'assurer de la convergence des intégrales.

<sup>3</sup>Ce choix conduit à une valeur de la pression maximale égale dans les deux domaines en utilisant les expressions (23) et (24),(25).

$$\hat{\lambda} = \frac{\pi}{2\beta(x)} \frac{h(x,t)}{B} \tag{27}$$

et pour une forme parabolique de rayon de courbure au sommet égal à  $R(x)$  :

$$\hat{\lambda} = \frac{2}{B} \sqrt{R(x)h(x,t)} \tag{28}$$

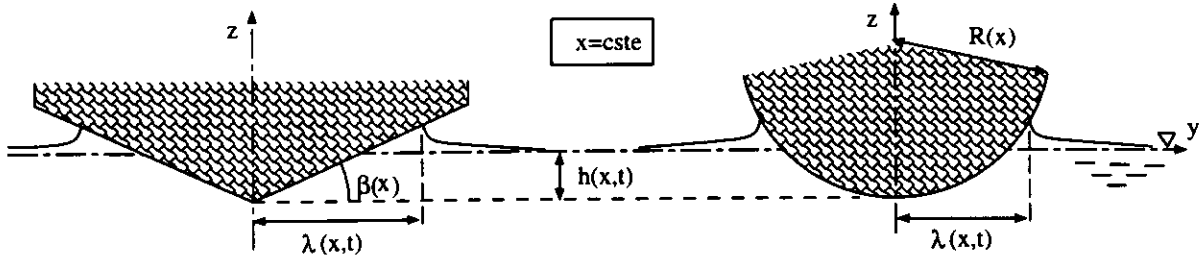


Figure 2: Calcul analytique de  $\hat{\lambda}$  pour des formes simples (dièdre et parabole)

Ces solutions analytiques, obtenues pour des géométries particulières, ne sont pas toujours adaptées aux applications pratiques. Dans le cas de sections de formes arbitraires, la largeur mouillée  $\hat{\lambda}$  est obtenue en évaluant numériquement l'intégrale apparaissant au second membre de l'équation (21). Des exemples de calcul de l'évolution de la largeur mouillée et de l'effort par unité de longueur en fonction du temps, pour trois géométries (carènes en V, avec des bouchains ou un fond plat), sont présentés sur la figure 3. Dans le cas d'un dièdre pénétrant la surface libre avec une vitesse verticale constante, la largeur mouillée et l'effort vertical varient linéairement avec l'immersion conformément aux résultats théoriques (équations (26) et (27)).

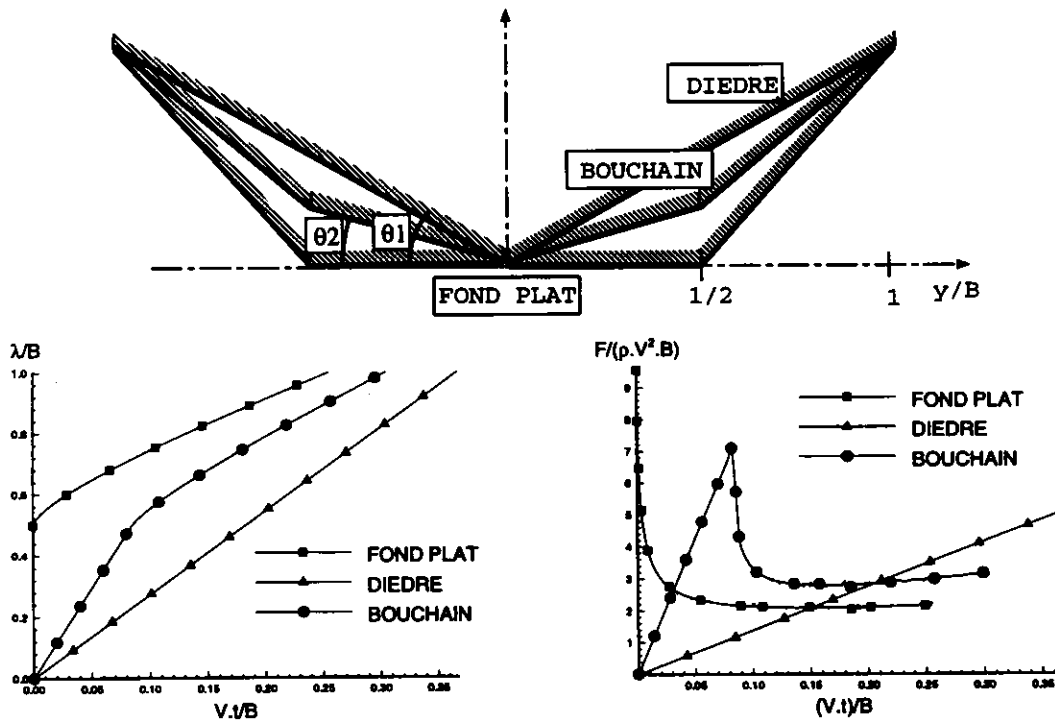


Figure 3: Evaluation numérique de  $\lambda$  et  $\frac{dF}{dx}$  pour diverses formes ( $\theta_1 = 30^\circ$ ,  $\theta_2 = 15^\circ$ ).

On présente sur la figure 4 les répartitions de pression obtenues à différentes immersions pour un cylindre pénétrant la surface libre à vitesse verticale constante ; les résultats théoriques sont

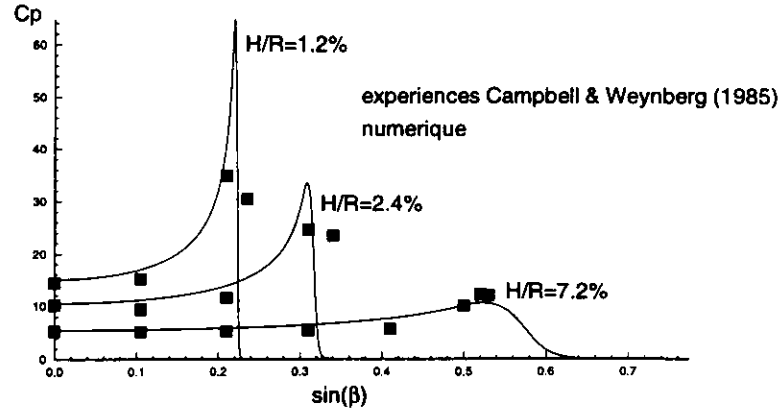


Figure 4: Répartition du coefficient de pression sur un cylindre.

comparés aux mesures de Campbell et Weynberg (1985). Si la pression maximale est surestimée pour les immersions les plus faibles, la position du maximum est correctement prédite ainsi que l'allure générale de la répartition.

Lorsque la vitesse d'impact n'est plus constante, l'approche précédente reste applicable moyennant quelques modifications (approche quasi-statique). Pour une section de forme donnée, la demi-largeur mouillée du corps n'est fonction que de l'immersion. Ainsi, lorsque la vitesse d'impact n'est plus constante, on commence par calculer, pour chaque couple, l'évolution de la demi-largeur mouillée  $\lambda$  en fonction de l'immersion  $h$ . Pour effectuer ce calcul, la vitesse d'impact est supposée constante de sorte que les résultats précédemment établis peuvent être utilisés. Connaissant  $\lambda(x, h)$  et la loi d'évolution de la vitesse d'impact  $V(x, t)$  en fonction du temps, il est alors facile d'obtenir  $\lambda(x, t)$  puisque l'immersion est reliée au temps par la relation :

$$h(x, t) = \int_0^t V(x, s) ds \quad (29)$$

Il est également nécessaire, pour évaluer la pression, d'introduire des termes correctifs tenant compte de l'accélération du corps. On montre néanmoins que l'accélération du corps n'induit pas de variation significative de pression tant que :

$$\frac{dV}{dt} = o\left(\frac{V}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt}\right) \quad (30)$$

Ainsi, lorsque cette condition est satisfaite, les solutions composites présentées précédemment peuvent alors être appliquées. On présente sur la figure 5 une comparaison entre résultats numériques et expérimentaux obtenus lors de l'impact à vitesse verticale non constante d'un dièdre ( $\theta = 30^\circ$ ). Le critère (30) est vérifié tout au long de la simulation et l'on constate que l'accord est globalement très bon. La différence qui apparaît pour l'effort au niveau du dernier point expérimental s'explique par le fait que le dièdre est complètement immergé. Le jet se développe alors dans l'air et non plus le long du corps.

### 3 APPLICATION AU TOSSAGE DES NAVIRES

#### 3.1 Principe de la modélisation

Pour modéliser le phénomène de tossage, il est nécessaire d'une part, de connaître avec précision la cinématique du navire et de la surface libre et, d'autre part, de calculer les pressions locales engendrées lors de l'impact. Les pressions très élevées qui s'exercent au voisinage de la zone d'impact se manifestent pendant une durée très courte comparée à l'échelle de temps caractéristique des mouvements du navire (période de rencontre de la houle). Compte tenu de cette

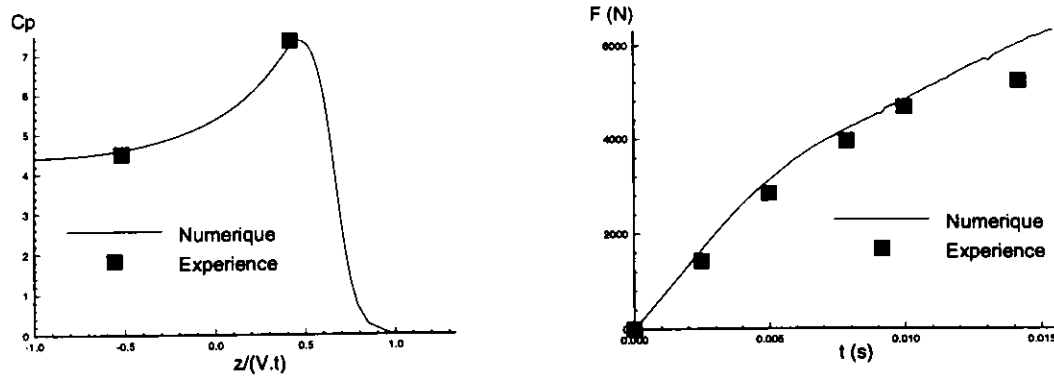


Figure 5: *Comparaison avec l'expérience, voir Zhao, Faltinsen et Aarsnes (1996).*

différence d'échelle de temps entre les deux phénomènes, la modélisation adoptée est fondée sur une approche découplée :

- les mouvements du navire et la position de la surface libre sont calculés à l'aide d'un code de tenue à la mer ;
- l'écoulement lors de l'impact et la pénétration de l'étrave dans la vague est simulé avec l'approche décrite au paragraphe 2.

On notera que le cas traité au paragraphe 2 concernait l'impact d'un corps sur une surface libre initialement au repos. Dans le cas considéré maintenant où le navire rencontre une houle incidente, l'approche asymptotique est appliquée en effectuant les modifications suivantes :

- l'immersion  $h(x, t)$  de chaque couple est donnée par l'élévation verticale relative (entre le couple et la surface libre) ;
- la vitesse d'impact  $V(x, t)$  de chaque couple correspond à la vitesse verticale relative entre le couple et la surface libre.

Dans le cadre de l'approche retenue, les lois d'évolution de ces deux paramètres en fonction du temps sont calculées, pour chaque couple, avec un code de tenue à la mer. A priori, il faut disposer d'un modèle capable de traiter des mouvements de grande amplitude dans la mesure où des phénomènes non-linéaires peuvent avoir une influence sur les mouvements relatifs des extrémités de la carène par rapport à la surface libre. On verra par la suite qu'on utilise successivement un code de tenue à la mer fréquentiel linéaire puis un modèle fondé sur une approche temporelle quasi non-linéaire ; l'objectif recherché dans cette démarche est simplement de limiter l'utilisation du second modèle, plus coûteux en temps de calcul.

### 3.2 Recherche préliminaire des zones d'impact

Une étape préliminaire des calculs consiste, par exemple, à comparer les conditions d'impact de la carène pour différentes conditions de navigation (vitesse d'avance, état de mer, etc...). A ce stade, l'objectif est de sélectionner un nombre réduit de conditions de navigation pour lesquelles les distributions de pression d'impact vont être effectivement calculées. Les principales informations recherchées sont : la zone de la carène où des émergences momentanées de la quille peuvent se produire et, pour chaque couple où il y a risque d'émergence, une vitesse caractéristique d'impact.

Sur la figure 6, on présente un exemple de calculs réalisés pour étudier les phénomènes de tossage sur l'étrave en "V" d'une frégate naviguant par mer de face <sup>4</sup>. En pratique, ces calculs

<sup>4</sup>Sur les courbes de la figure 6, l'abscisse représente la distance des couples par rapport à la PPAR, rapportée à la longueur à la flottaison du navire.



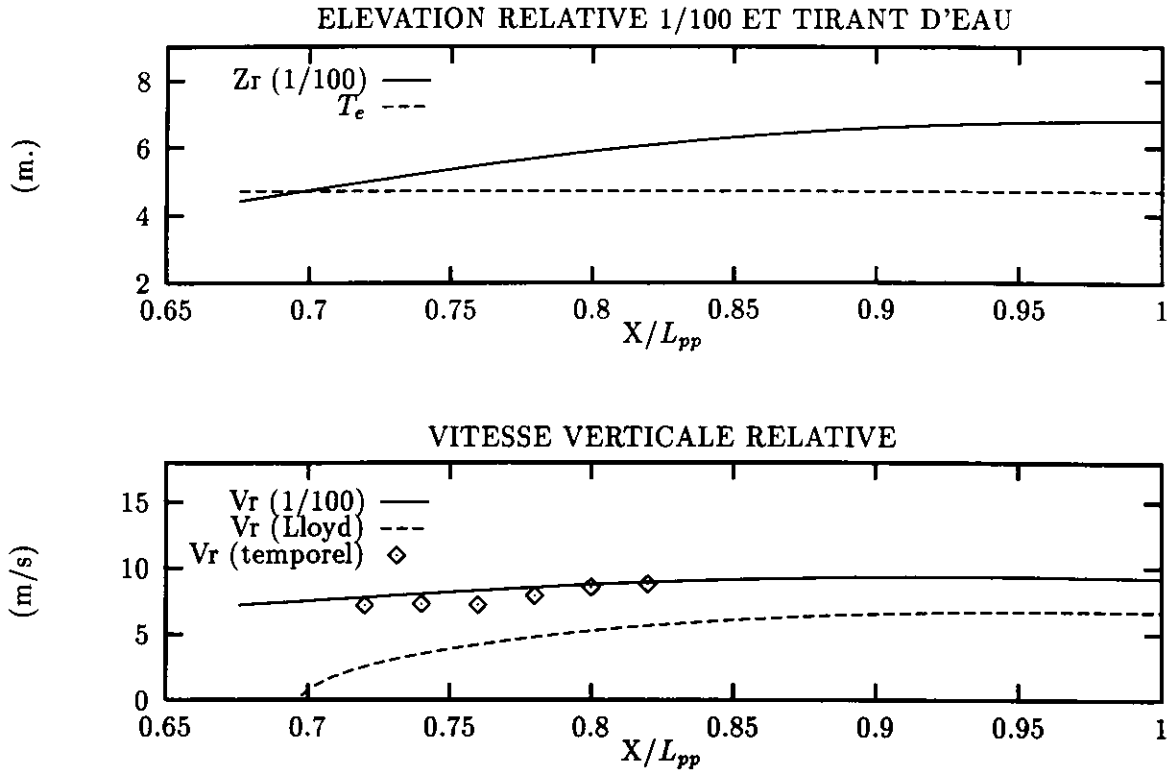


Figure 6: Recherche préliminaire des zones d'impact : calcul des élévations et vitesses verticales relatives au niveau de l'étrave d'une frégate

préliminaires sont réalisés avec un logiciel de tenue à la mer fondé sur une approche fréquentielle linéarisée ; le principe des calculs est classique : pour chaque condition de navigation et pour chaque couple, on détermine la fonction de transfert du mouvement vertical relatif ; par une approche statistique, on en déduit une valeur caractéristique du mouvement vertical relatif (valeur moyenne 1/100 par exemple). Enfin, cette valeur est comparée au tirant d'eau local pour déterminer s'il y a risque d'émergence. Pour les couples où il y a risque d'émergence, on évalue les vitesses d'impact ; on peut de la même manière adopter comme vitesse caractéristique d'impact la valeur moyenne 1/100 de la vitesse verticale relative. Toutefois, ce choix est discutable puisque les maxima de la vitesse n'apparaissent pas nécessairement aux instants où le couple intersecte la surface libre ; cet estimateur constitue a priori un majorant de la vitesse d'impact. Sur la seconde courbe de la figure 6, deux autres estimations de la vitesse d'impact ont été reportées :

- l'une basée sur la méthode simplifiée proposée par Lloyd (1989), qui permet a priori de tenir compte du déphasage entre l'instant où la vitesse verticale relative est maximale et celui où le couple intersecte la surface libre ;
- la seconde consistant à effectuer une simulation temporelle des mouvements relatifs et vitesses relatives, et à procéder à une analyse directe ("vague par vague") des échantillons simulés.

Il apparaît que la méthode préconisée par Lloyd conduit à une sous-estimation des vitesses d'impact ; en revanche, la valeur moyenne 1/100 de la vitesse verticale relative est relativement proche du résultat obtenu par simulation temporelle.

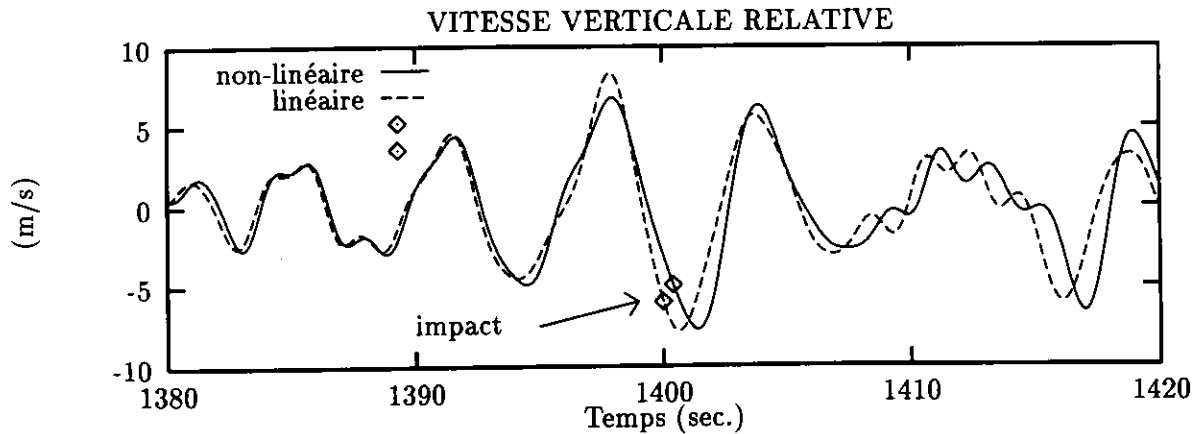


Figure 7: Comparaison des signaux temporels de vitesse verticale relative calculés avec les modèles linéaire et quasi non-linéaire (calculs effectués pour une frégate naviguant par mer de face, au couple situé à  $x = 0.95L_{pp}$  de la PPAR)

### 3.3 Simulation temporelle d'une séquence d'impact

L'étape suivante consiste à simuler une séquence temporelle d'impact à partir de laquelle les distributions de pression de tossage vont être calculées. L'objectif final étant a priori de définir l'échantillonnage de la structure dans la zone d'impact, on recherche une séquence d'impact qui, pour la condition de navigation considérée, conduit à un chargement extrême ; cela revient à identifier une séquence où les vitesses verticales relatives sont les plus élevées dans la zone d'impact.

On procède tout d'abord à une simulation de longue durée en exploitant la base de données hydrodynamiques linéaires fournies par le code fréquentiel. Cela permet, pour un faible coût de calcul, d'identifier une séquence critique d'impact entre la carène et la surface libre. Enfin, cette séquence d'impact est de nouveau simulée, mais cette fois sur une courte durée, avec un logiciel de tenue à la mer fondé sur une approche temporelle (King, 1990, et Magee, 1994) ; ce modèle permet de prendre en compte certains phénomènes hydrodynamiques non-linéaires, en particulier pour le calcul des efforts hydrostatiques et des efforts hydrodynamiques associés à la houle incidente.

Sur la figure 7, on compare, pour la même séquence de houle, des signaux temporels de vitesse verticale relative calculés avec les modèles linéaire et non-linéaire ; ces calculs ont été réalisés pour une frégate naviguant par mer de face, au niveau du couple situé à  $x = 0.95L_{pp}$  de la PPAR. Sur la figure 7, l'instant où le couple intersecte la surface libre est signalé par un symbole ; dans le cas considéré, on constate que la prise en compte d'effets non-linéaires se traduit par une réduction de la vitesse d'impact.

### 3.4 Distribution de pression d'impact

On présente maintenant quelques distributions de pression instantanées calculées avec le modèle présenté au paragraphe 2. Les exemples présentés concernent l'impact de l'étrave d'une frégate ; on considère successivement deux géométries d'étrave.

On présente tout d'abord des calculs réalisés pour une étrave équipée d'un bulbe ; un maillage de l'étrave est présenté sur la figure 8. Sur la figure 9 sont présentées des distributions de pressions calculées pour une vitesse d'impact constante de 6 m/s. On présente des répartitions de pression évaluées à quatre instants successifs séparés de 5/1000 s ; les instants considérés correspondent à des immersions relatives maximales  $H/R$  - rapport entre l'enfoncement et le

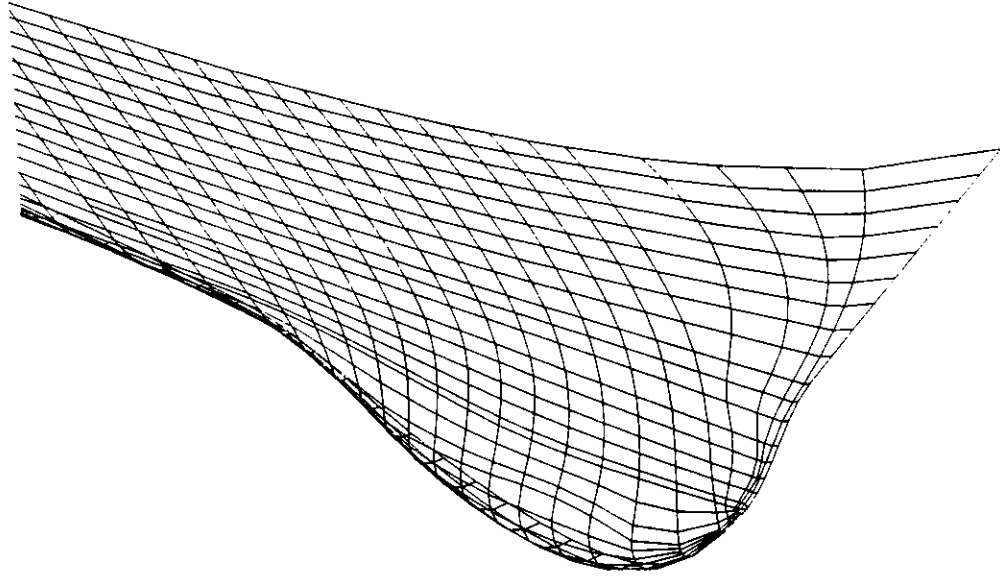


Figure 8: *Maillage du bulbe d'étrave*

rayon du couple le plus immergé - de 2.5, 5, 7.5 et 10 %. On observe logiquement que les pressions les plus élevées s'exercent à la périphérie de la surface mouillée, dans la zone de formation du jet.

Le second exemple présenté concerne l'impact d'une étrave en "V". Les distributions de pressions ont été évaluées dans la zone  $x/L_{pp} = [0.68, 0.84]$ , pour des vitesses d'impact variant en espace et en temps. La figure 10 montre la géométrie des couples situés à  $x/L_{pp}=0.68$  et  $0.84$  de la PPAR. Les signaux de vitesse verticale relative calculés pour ces deux couples sont présentés sur la figure 11 ; l'instant où chacun des couples intersecte la surface libre est signalé par un symbole. Enfin, les distributions de pression calculées à quatre instants séparés de  $2/10$  s sont présentées sur la figure 12. Pour cette séquence, l'impact débute à l'avant de la zone d'étrave considérée, et affecte progressivement l'arrière de cette zone. La durée pendant laquelle chaque couple est sollicité est courte, de l'ordre du dixième de seconde. A chaque instant, les pressions les plus élevées s'exercent au niveau des couples situés à l'arrière de la zone sollicitée ; cela est principalement lié à la forme de la base des couples, leur géométrie étant d'autant plus "plate" qu'ils sont éloignés de l'avant du navire.

## 4 CONCLUSION

Une méthode pratique permettant d'évaluer les efforts de tossage est présentée. De manière qualitative, cette approche prévoit, conformément à l'expérience, que des pressions élevées variant rapidement dans le temps et l'espace s'exercent sur la carène lors du tossage. Les comparaisons quantitatives qui ont été réalisées pour des sections bidimensionnelles montrent que le niveau de pression est correctement prédit.

Dans le cadre de cette approche, le calcul des mouvements du navire et celui des efforts de tossage sont découplés. Une amélioration possible de la méthode consisterait donc à prendre en compte les efforts de tossage dans le calcul des mouvements du navire.

Par ailleurs, le modèle simplifié permettant le calcul de l'écoulement au voisinage de la zone d'impact est fondé sur l'hypothèse de corps rigide. Il s'agit là d'une hypothèse forte qu'il convient de vérifier dans la mesure où les niveaux de pression atteints sont importants. Aussi envisage-t-on d'étudier, lors de l'impact, la nature du couplage entre le problème du calcul de l'écoulement et celui des déformations de la structure. Si ce couplage s'avère être fort, il s'agira alors de prendre en compte les déformations de la structure dans le modèle simplifié.

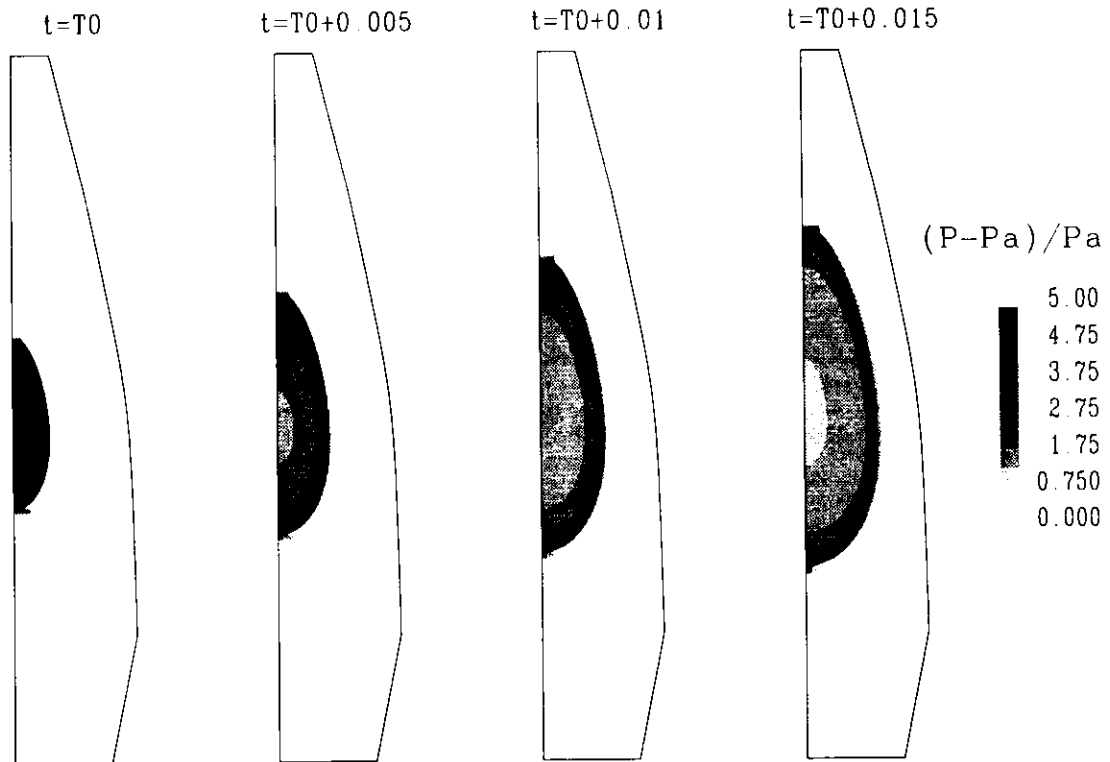


Figure 9: Distributions de pression instantanées sur un bulbe d'étrave (vue de dessous) ; vitesse d'impact 6 m/s, pas de temps 5/1000 s

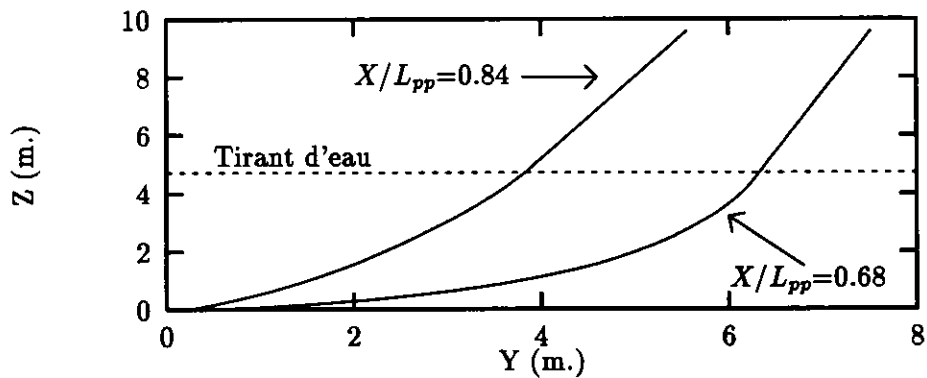


Figure 10: Géométrie des couples de l'étrave en "V" situés respectivement à  $X/L_{pp} = 0.68$  et  $0.84$  de la PPAR

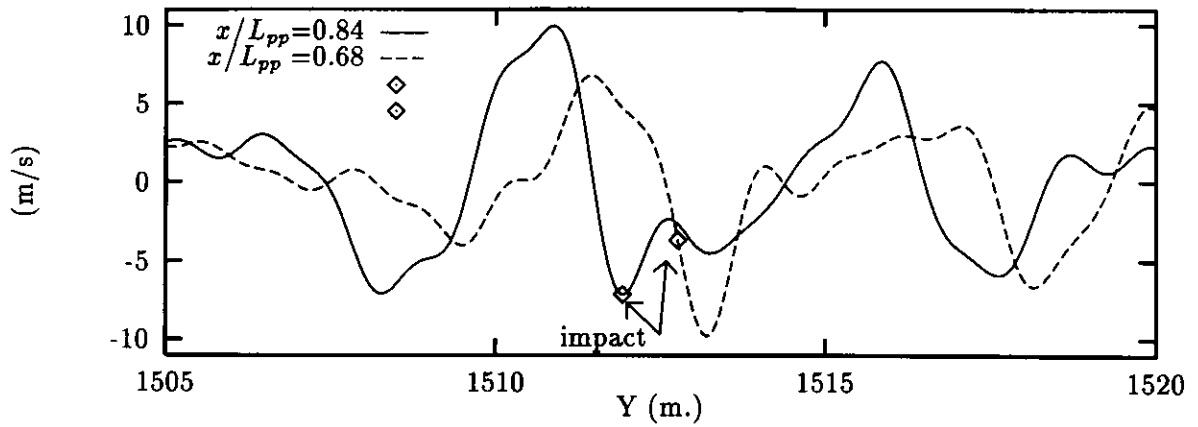


Figure 11: Signaux temporels de vitesse verticale relative calculés aux couples situés respectivement à  $X/L_{pp}=0.68$  et  $0.84$  de la PPAR

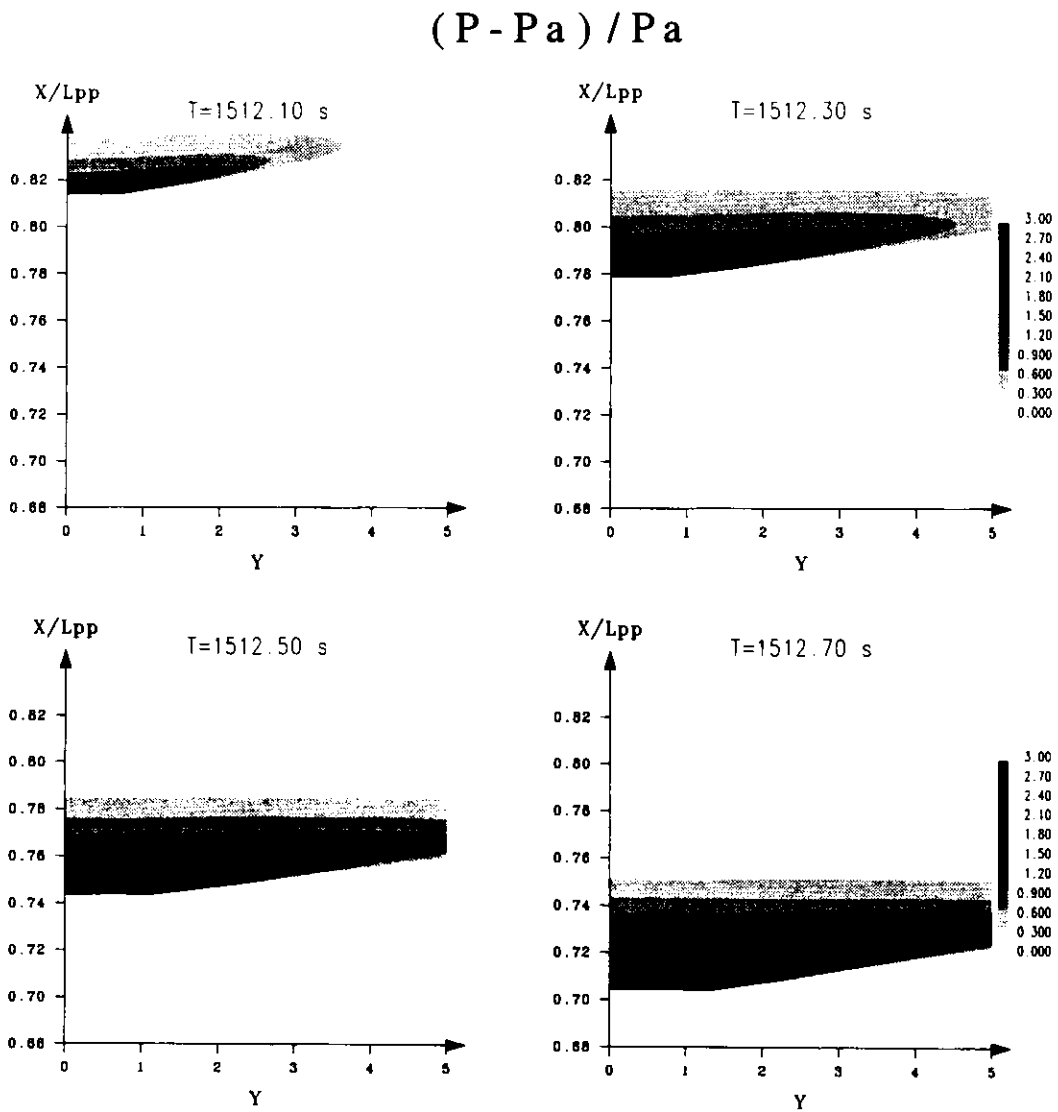


Figure 12: Distributions de pression instantanées sur une étrave en "V"

Le présent travail de recherche a été effectué dans le cadre d'un contrat financé par la DRET du Ministère de la Défense que nous tenons à remercier ici vivement pour son soutien.

## 5 REFERENCES

- [1] CAMPBELL I.M.C. et WEYNBERG P.A. (1980) : "*Measurement of parameters affecting slamming*", Report 440 - Wolfson Unit for Marine Technology.
- [2] COINTE, R. (1987) : "*L'impact hydrodynamique en deux dimensions. Application à l'Impact de Vagues Deferlantes*", 1<sup>ères</sup> Journées de l'Hydrodynamique, Nantes.
- [3] FONTAINE, E. et COINTE, R. (1992) : "*A second order solution for the wedge entry problem at small deadrise angles*", 7<sup>th</sup> International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Val de Reuil.
- [4] FONTAINE, E. (1996) : "*Simulation de l'écoulement potentiel engendré par un corps perçant la surface libre à forts nombres de Froude*", Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- [5] KING, B.K. (1990) : "*A Fast Numerical Solver for Large Amplitude Ship Motions Simulations*" Proceedings 4<sup>th</sup> Int. Conf. on Stability of Ships and Ocean Vehicles, p. 299-306, Naples, Italie.
- [6] LAMB, H.(1932) : Hydrodynamics, 6<sup>th</sup> edition.
- [7] LLOYD, A.R.J.M. (1989) : "*Seakeeping, Ship Behaviour in Rough Weather*", Editeur : Ellis Horwood Limited.
- [8] MAGEE, A. (1994) : "*Seakeeping Applications Using a Time-Domain Method*", Proceedings 20<sup>th</sup> Symposium on Naval Hydrodynamics, Santa-Barbara, Etats-Unis.
- [9] WAGNER, H. (1932) : "*Über Stoß und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten.*", ZAMM, Vol. 12 ,pp. 193-215.
- [10] WILSON, S.K. (1989) : "*The Mathematics of Ship Slamming*" PhD Thesis, St. Peter's College, Oxford.
- [11] YAMAMOTO, Y., IIDA, K., FUKUSAWA, T., MURAKAMI, T., ARAI, M., ANDRO, M. (1985) : "*Structural Damage Analysis of a Fast Ship due to Bow Flare Slamming*" Intern. Shipbuilding Prog., Vol.32, No.369, pp.124-136.
- [12] ZHAO, R., FALTINSEN, O., AARSNES, J.V. (1996) : "*Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation*", Proceedings 21<sup>th</sup> Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim, Norvege.