

ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA VAGUE D'ETRAVE DES NAVIRES

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDY OF SHIP BOW WAVES

M. GUILBAUD^{*}, L. DAVID^{*}, G. DELHOMMEAU^{}, F. NOBLESSE^{***}**

^{*} Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (UMR CNRS n°6609), Université de Poitiers,

^{**} Laboratoire de Mécanique des Fluides (UMR CNRS n°6598), Ecole Centrale de Nantes

^{***} David Taylor Model Basin, NSWCCD, West Bethesda, Maryland, USA

Résumé

On présente une étude expérimentale de la vague d'étrave d'un navire en mouvement stationnaire effectuée dans un bassin des carènes sur une plaque plane à différentes positions simulant respectivement le demi-angle d'entrée α_E de la ligne de flottaison et l'angle de tulipage d'une carène classique. A partir de photos numériques, on a déterminé l'influence des différents paramètres sur la forme de la ligne de contact vague d'étrave-carène. On a comparé ces résultats avec les valeurs données par des expressions analytiques avec un accord tout à fait convenable. On a aussi montré que ces expressions étaient aussi valides pour des étraves réalistes. De plus comme une vague d'étrave de navire devient instable si α_E est plus grand que 12° et que la vitesse d'avance est inférieure à une vitesse critique définie en fonction de ce même angle par une expression simple, on a montré que ces résultats étaient en accord avec les observations de l'écoulement.

Summary

An experimental study of the bow wave generated by a ship in steady motion performed in a towing tank on a flat plate at different locations (simulating the half entrance angle α_E and the flare angle of a classical hull) is reported. The measurements from digital photographs have been investigated the influence of the different parameters, particularly on the shape of the contact curve between the wave and the plate. The results have been compared with reasonable agreement with simple expressions; it had been too shown that these expressions are also valid for real ship bows. Furthermore, as a ship in steady motion is shown to generate an unsteady bow wave α_E of the ship is larger than 12° and if the ship speed is smaller than a critical speed defined in terms of α_E by a simple analytical expression, we have found that these results are consistent with the experimental observations.

1. INTRODUCTION

L'écoulement autour d'une étrave de navire est un écoulement complexe hautement non linéaire, turbulent, bi phasique avec déferlement, et il est très difficile à prédire par les méthodes classiques qui sont généralement très lourdes. Dans les phases d'avant projet, il est nécessaire d'avoir rapidement des résultats avec une précision acceptable mais sans avoir recours à des moyens de calculs lourds, en particulier pour la hauteur de vagues maximale et sa position longitudinale en fonction de paramètres simples comme la vitesse d'avance, la profondeur d'immersion et la forme de l'étrave.

On a donc effectué une étude expérimentale dans le bassin de traction de l'Ecole Centrale de Nantes pour répondre à ces questions et pour comparer avec la théorie simple que nous avons préalablement développé, Noblesse et al. [1], Delhommeau et al. [2]. On présente ici ces résultats concernant la forme de la vague d'étrave d'un navire en fonction de la vitesse d'avance, de l'immersion D , de l'angle d'entrée $2\alpha_E$ de la ligne de flottaison et de l'angle de tulipage de l'étrave. Afin de faire varier tous les paramètres, le navire est simulé par une plaque plane biseautée que l'on met en incidence et gîte. A partir de photographies numériques, on a déterminé les formes de la courbe de contact entre la plaque et la vague d'étrave et on a pu déterminer outre ce profil, la hauteur maximale et sa distance à l'étrave en fonction de la vitesse et ces des deux angles, ce qui a permis de définir l'influence de chacun des paramètres. Ces résultats expérimentaux ont été comparés avec la méthode simple déjà citée, complètement analytique mais totalement non linéaire. L'écoulement est observé d'après un système de coordonnées (X,Y,Z) attaché au navire. L'axe Z est vertical dirigé vers le haut et la surface libre moyenne est le plan $Z=0$. L'axe X est dirigé suivant la trajectoire du bateau et est orienté vers la proue. On utilise des coordonnées et des vitesses adimensionnelles, à l'aide de la vitesse d'avance U et de l'accélération de la gravité g . A partir de ces considérations analytiques élémentaires, on a déterminé une expression simple pour la hauteur de vague engendrée par un navire ; on a aussi montré à partir de l'équation de Bernoulli pour les écoulements stationnaires, qu'un navire avançant à vitesse constante en eau calme produisait obligatoirement un vague d'étrave instationnaire si l'angle d'entrée de la ligne de flottaison était supérieur à 25° et si la vitesse du navire était inférieure à une vitesse critique V_S définie par une expression simple à partir de cet angle d'entrée.

Dans les paragraphes suivants, on décrit l'étude expérimentale, puis on rappelle succinctement l'étude théorique, on compare les résultats expérimentaux et théoriques obtenus et enfin, on effectue une analyse des profils de vagues mesurées.

2. ETUDE EXPERIMENTALE

Les essais ont été effectués dans le bassin des carènes de l'Ecole Centrale de Nantes. L'obstacle était une plaque plane de 0,782 m de long et 0,5 m de haut. On a fait varier la vitesse de 1,25 à 2,5 m/s sauf pour les grandes valeurs de l'angle d'incidence où l'on s'est limité aux plus faibles vitesses; l'immersion pour tous les essais est $D=0,2$ m, ce qui correspond à des nombres de Froude variant de 0,89 à 1,8. L'angle d'incidence (correspondant à la moitié de l'angle d'entrée de la ligne de flottaison) a été fixé à $\alpha_E = 10-15-20-25-30-45-60-75$ et 90° . Les angles de gîte (simulant l'angle de tulipage) ont été choisis égaux à $\gamma = 0-10-15-20, 30$ et 40° . Pour chaque essai, on a pris des photographies numériques avec un appareil commandé par un ordinateur de type PC. Pour être capable d'obtenir par dépouillement la forme de ligne de contact vague d'étrave – coque, on a collé sur la plaque une feuille munie par impression de points circulaires de diamètre 5 mm avec des pas verticaux et horizontaux de 2 cm.



Figure 1 : Image initiale

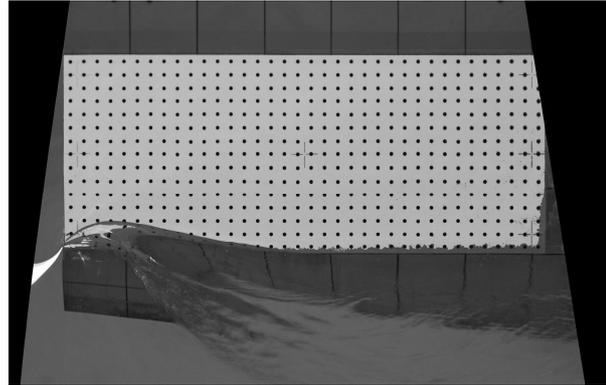


Figure 2 : Image corrigée des distorsions géométriques

Le dépouillement des images est réalisé en plusieurs étapes. Tout d'abord les images couleur sont transformées en niveau de gris en tenant compte des distributions de couleurs entre la mire et le fluide pour augmenter le contraste. La seconde étape consiste à corriger l'effet de projection et les distorsions géométriques présents dans la figure 1 par un modèle de caméra du second ordre en x et y. Celui-ci est calculé au préalable à partir des points repérés lorsque le fluide est au repos. Les nouvelles images redressées sont ainsi définies dans un référentiel lié à la plaque, figure 2. L'étape suivante consiste à relever les côtes de la ligne de séparation coque-vague à l'aide du logiciel de digitalisation Digitize15.

L'ensemble des essais est résumé dans la figure 3, avec en abscisse l'angle d'incidence α et en ordonnée le nombre de Froude F_D basé sur la profondeur d'immersion D , $F_D = \sqrt{gD}$. On voit en particulier que les essais à $\alpha=25^\circ$ coupent la courbe représentant la limite de la zone où la vague peut être stationnaire [1], comme il sera indiqué par la suite dans le paragraphe 3.

Cette courbe limite est donnée par l'équation : $F_D = 2C^Z \frac{\tan(\alpha_E)}{\cos(\alpha_E)} - 1$ avec $F_D > 0$ et $C^Z \approx 2,2$

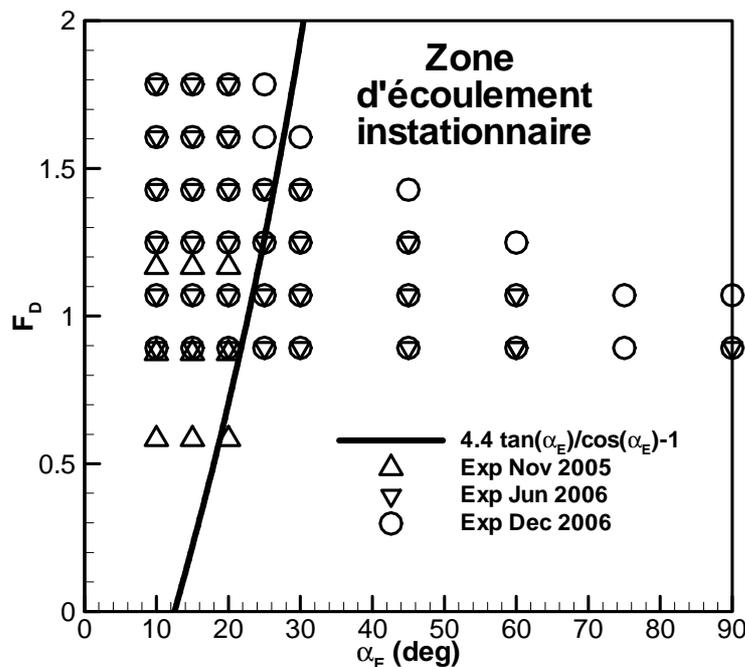


Figure 3 : Essais effectués

Pour déterminer la précision des mesures, on a préalablement réalisé deux séries d'essais de répétitivité à $\alpha=\gamma=20^\circ$ et $U=2$ m/s. La première série de 7 mesures a été réalisée lors du même essai en partant d'un bassin initialement complètement au repos depuis trois heures. La deuxième série de 7 mesures a été faite 20 minutes plus tard.

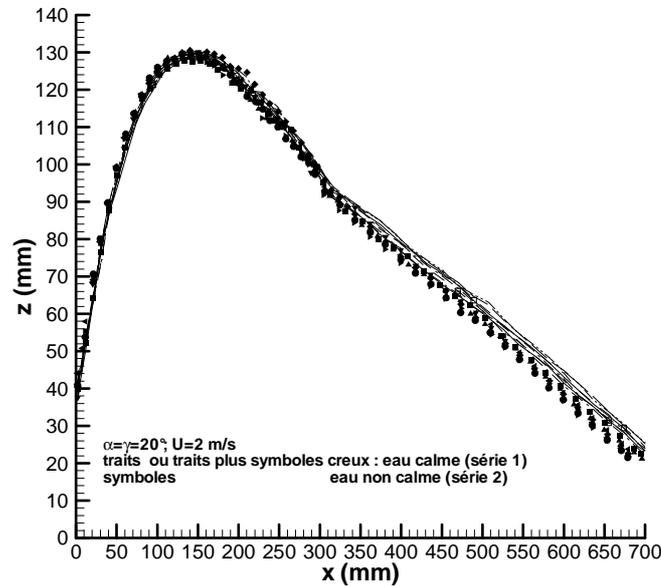


Figure 4 : Tests de répétitivité

Les résultats sont donnés dans le tableau 1 en mm et les différents profils sont présentés de manière dimensionnelle (série 1 : trait et série 2 : symboles non reliés) sur la figure 4.

	\bar{z}_{\max}	$Min(\bar{z}_{\max})$	$Max(\bar{z}_{\max})$	$\sigma(\bar{z}_{\max})$	$x_{\max}(\bar{z}_{\max})$	$Min(x_{\max})$	$Max(x_{\max})$	$\sigma(x_{\max})$
Série 1	129,4	128,20	130,33	0,67	151,20	145,89	156,96	4,61
Série 2	129,54	127,82	130,52	0,84	138,36	130,84	150,67	6,01
Ensemble	129,46	127,82	130,52	0,77	145,21	130,84	156,96	8,21

Tableau 1

On peut observer la très bonne concordance entre les essais d'une même série, la précision étant meilleure sur la valeur maximale de la cote (inférieure à 1 mm) que sur sa position longitudinale (erreur de l'ordre de 6 mm). Il y a une différence entre les abscisses des maxima des deux séries de l'ordre de 13 mm. Ceci peut être un effet de la présence d'un courant de retour dans le bassin lors de la seconde série de photos qui modifie la valeur réelle de la vitesse. Toutefois cela ne semble avoir une influence que sur la position du maximum de la vague d'étrave mais pas sur sa valeur. Il faut aussi prendre en compte que la difficulté de prise de vue et de correction des photos.

Dans le tableau 1, on a présenté les valeurs moyennes, les maximums et les minimums et les écarts type sur la valeur de la cote maximale et sa position longitudinale pour les deux séries et l'ensemble des deux séries.

On présente sur la figure 5, une série d'images correspondant à $\alpha=25^\circ$; $\gamma=10^\circ$ pour six valeurs du nombre de Froude, $F_D=0,9-1,07-1,3-1,4-1,6$ et $1,8$ rangés de gauche à droite et de haut en bas. D'après la figure 3, les plus faibles valeurs de celle-ci (partie haute de la figure) sont sous

la courbe limite correspondant à une vague d'étrave instationnaire, ce qui est conforme avec ces deux images. La troisième photo (au milieu, à gauche sur la figure 5) est juste sur la courbe limite et les 3 autres photos sont situées au dessus de cette courbe. On observe dans ces quatre cas que la vague est stationnaire, en accord avec cette courbe limite.

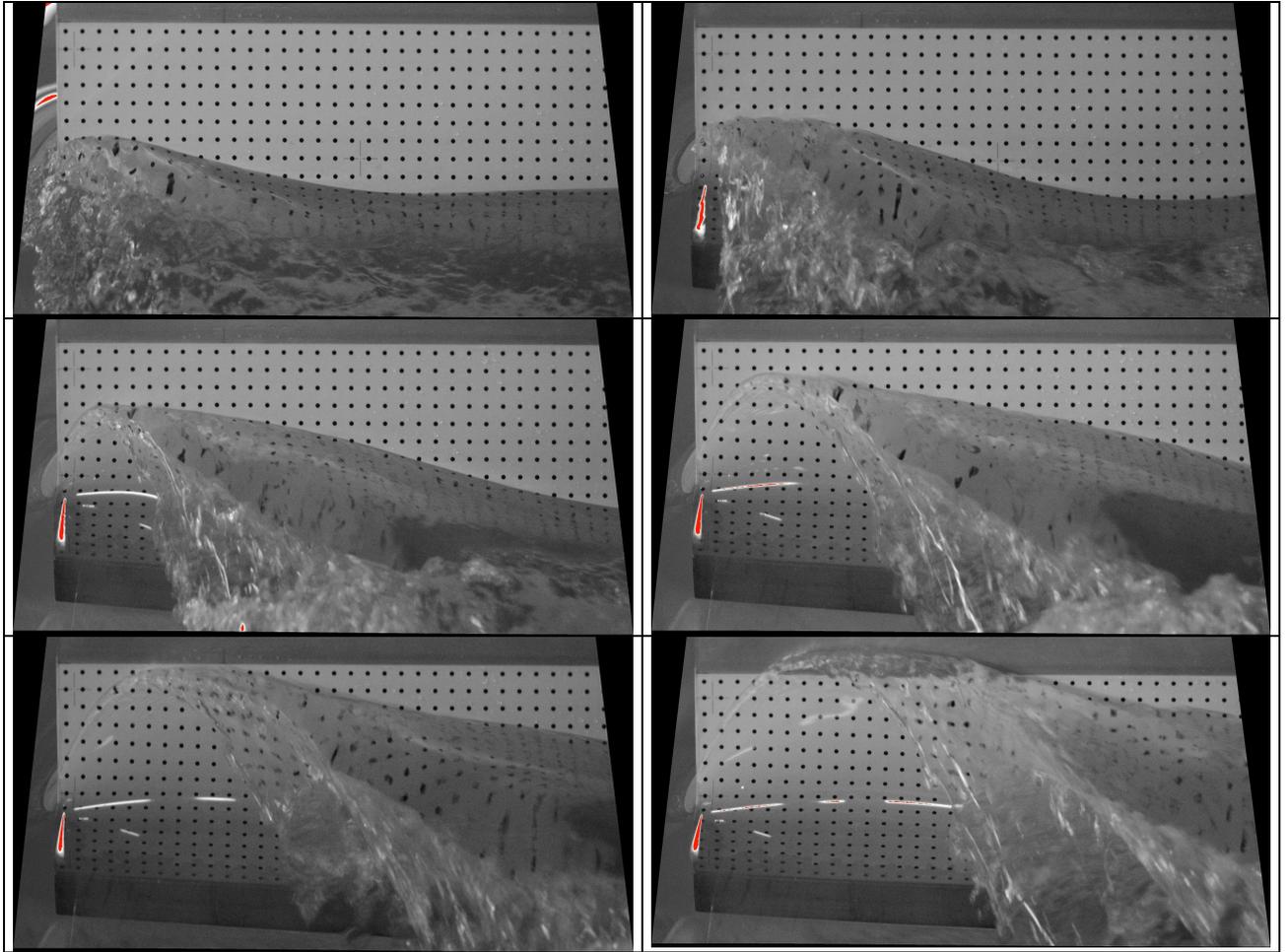


Figure 5 : Série de photo à $\alpha=25^\circ$; $\gamma=10^\circ$ $F_D=0,9-1,07-1,3-1,4-1.6$ et 1.8

Les figures 6 à 8 cherchent à mettre en évidence les effets des différents paramètres sur la forme de la vague (vitesse, incidence et gîte), en prenant comme exemples des séries faisant varier un des trois paramètres pour deux valeurs des deux autres paramètres. Sur la figure 6 montrant l'effet de la vitesse, on voit qu'à abscisse constante, la cote augmente rapidement avec la vitesse et en particulier la valeur de la hauteur maximale, la forme de la vague changeant aux grandes incidences. Sa position en x augmente aussi mais beaucoup plus faiblement. La figure 7 montre l'effet de l'incidence. Jusqu'à une valeur de 30° , la cote augmente avec α à x constant. Pour des valeurs plus grandes de l'incidence on observe un profil très plat, pratiquement horizontal pour $\alpha=75$ et 90° . Toutefois la position en x de la hauteur maximale diminue légèrement avec l'incidence pour les faibles valeurs de α . Finalement, la figure 8 montre l'effet de l'angle de gîte. On observe une diminution faible de la cote de la courbe d'intersection vague-coque à x constant quand l'angle γ augmente, pratiquement négligeable pour $\gamma \leq 15^\circ$, plus marquée ensuite. On voit bien ici à gauche la forme classique en cloche à faible valeur de α (20°) et plus plate pour les valeurs plus élevées

($\alpha=45^\circ$), à droite. La position longitudinale de la hauteur maximale z_{\max} ne bouge pratiquement pas, à forme comparable.

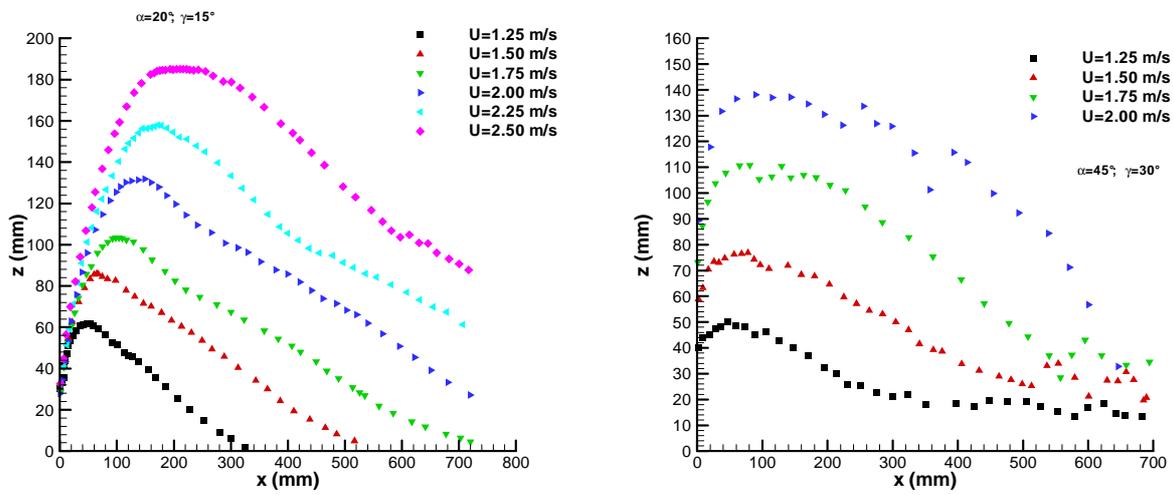


Figure 6 : Effet de la vitesse

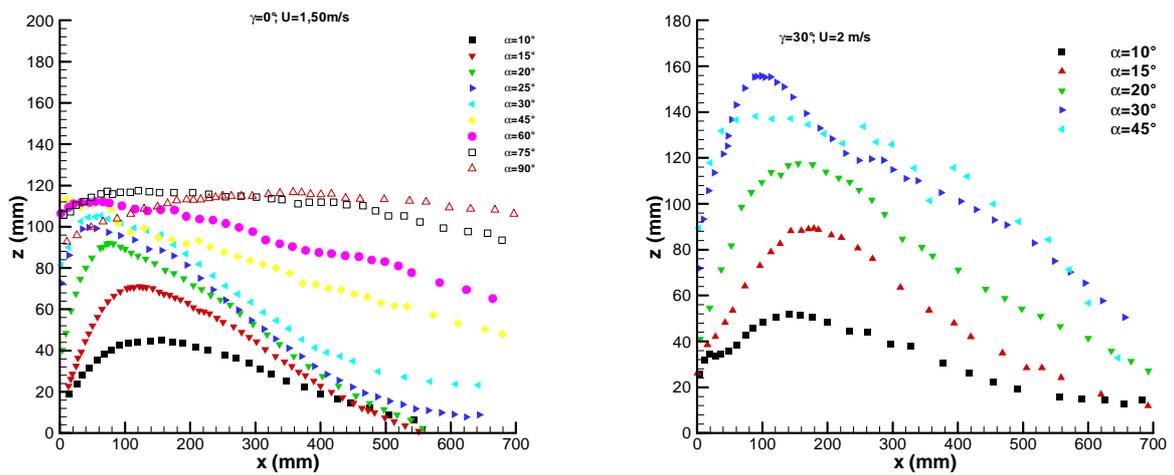


Figure 7 : Effet de l'incidence

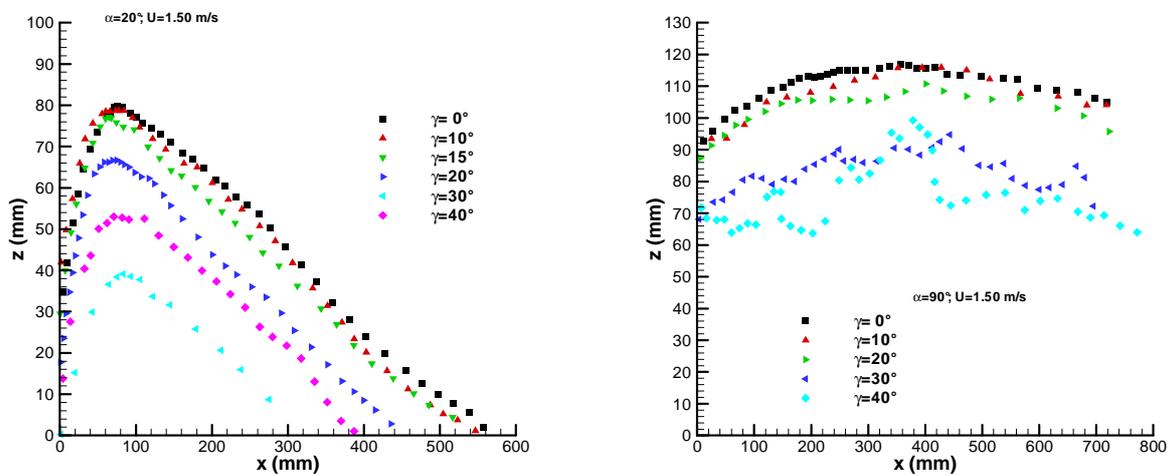


Figure 8 : Effet de la gête

3. ETUDE THEORIQUE

Cette étude peut se diviser en 3 étapes. La première partie consiste à déterminer la forme de la courbe d'intersection entre la coque et la surface libre. Les notations utilisées ont indiquées sur la figure 9.

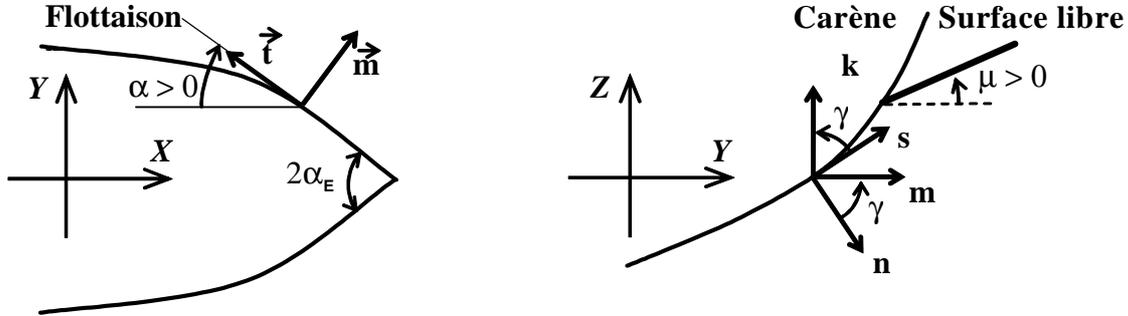


Figure 9 : Notations

3.1 Forme de la vague d'étrave :

A partir de considérations d'analyse dimensionnelle et en tenant compte des limites pour $D \rightarrow 0$ et $D \rightarrow \infty$ et $\alpha_E \rightarrow 0$, on montre que la hauteur maximale Z_b de la vague pouvait s'exprimer par une fonction dépendant d'un seul paramètre C^Z que l'on peut déterminer à partir d'essais [3] :

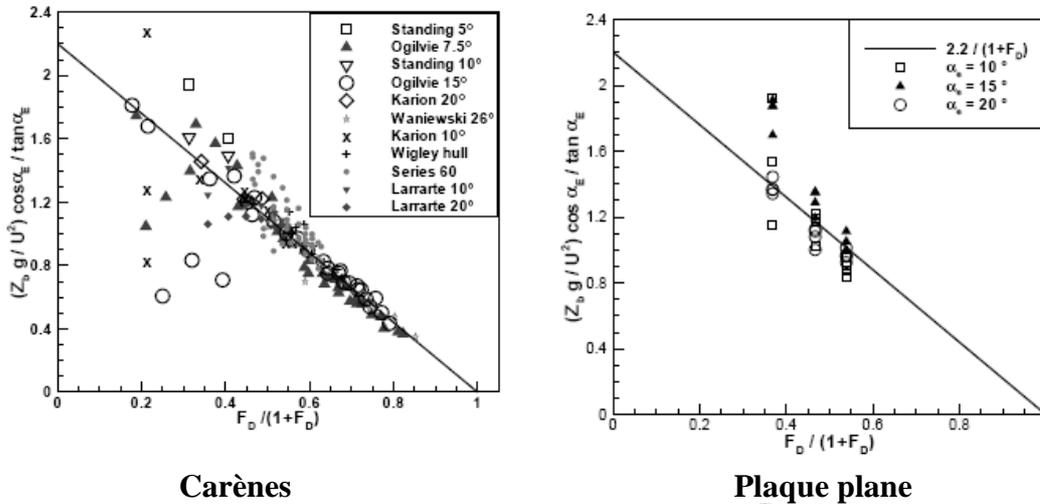


Figure 10 : Détermination de la constante C^Z à partir d'essais

On en déduit :

$$Z_b g / U^2 = C^Z \tan(\alpha_E) / \cos(\alpha_E) / (1 + F_D), \text{ avec } F_D = U / \sqrt{gD} \text{ et } C^Z \approx 2,2$$

Pour cette étude, les coordonnées (x, y, z) et les vitesses (v_x, v_y, v_z) adimensionnelles sont obtenues en fonction de la vitesse U et de l'accélération de la pesanteur g par :

$$(x, y, z) = (X, Y, Z) g / U^2, (v_x, v_y, v_z) = (V_x, V_y, V_z) g / U^2$$

On définit une variable adimensionnelle $t = Tg / U^2$ dirigée vers l'arrière, avec pour origine l'étrave de la carène. La hauteur de surface libre à l'étrave est $z = z_s$ pour $t = 0$.

En accord avec les observations, on choisit une forme de vague parabolique jusqu'à la hauteur maximale de la vague z_b .

On a :

$$t_b = \tau_b \sqrt{1 - \sigma_s} \text{ avec } \sigma_s = z_s / z_b, \text{ avec } \tau_b \text{ défini par :}$$

$$\tau_b = \tau_b(z_b) = \sqrt{2z_b(1 - 2z_b)}.$$

Cette approximation est satisfaisante pour la partie montante de la vague mais pas pour la partie située après la crête. Une approximation de la forme de la vague dans cette zone est donnée par une sinusoïde de longueur d'onde $\lambda = 2\pi U^2 / g$.

La forme de la vague d'étrave est finalement définie par les équations :

$$\zeta / z_b = \sigma_s + (1 - \sigma_s)(2 - t/t_b)t/t_b \quad \text{pour } 0 \leq t \leq t_b$$

$$\zeta / z_b = \cos(t - t_b) \quad \text{pour } t \geq t_b$$

Cette expression permet en outre de déterminer à l'aide du théorème de Bernoulli les conditions dans lesquelles l'écoulement est instationnaire.

L'équation de Bernoulli pour un écoulement stationnaire s'écrit :

$$\frac{P - P_{atm}}{\rho} + gZ + \frac{(V_x - U)^2 + V_y^2 + V_z^2}{2} = \frac{U^2}{2}$$

La hauteur maximale de l'élévation stationnaire de surface libre est donnée par :

$$Z = \frac{U^2}{2g}, \text{ soit } z = 0,5 \text{ et } z_b = C^Z \tan(\alpha_E) / \cos(\alpha_E) / (1 + F_D), \text{ avec } F_D = U / \sqrt{gD} \text{ et } C^Z \approx 2,2$$

La condition $z < 0.5$ définit une courbe limite d'équation :

$$F_D(\alpha_E) = 2C^Z \frac{\tan(\alpha_E)}{\cos(\alpha_E)} - 1 \text{ avec } F_D > 0 \text{ et } C^Z \approx 2,2$$

Cette courbe coupe l'axe des α_E en $\alpha_E^B = \text{Arc sin}(\sqrt{(C^Z)^2 + 1} - C^Z)$ soit $\alpha_E^B \approx 12^\circ$.

Au dessus de cette courbe, un écoulement stationnaire est possible. En dessous de cette courbe, l'écoulement est instationnaire. Pour des valeurs de α_E supérieures à 12° , il existe donc une vitesse minimum pour que l'écoulement puisse être stationnaire.

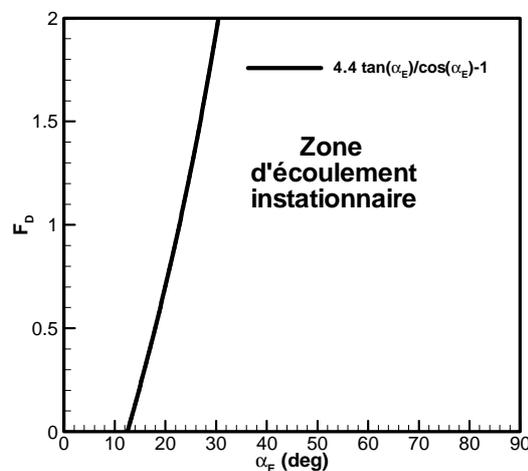


Figure 11 : Limite de l'écoulement stationnaire

3.2 Vitesses le long de la ligne de contact :

A partir des expressions précédentes, en se plaçant dans le repère local $(\vec{s}, \vec{n}, \vec{t})$ défini sur la figure 9, il est possible de déterminer la loi de vitesse le long de la ligne de contact par résolution du système constitué par la condition de glissement non linéaire le long de cette ligne et des conditions cinématiques et dynamiques sur la surface libre:

$$n^x(v_x - 1) + n^y v_y + n^z v_z = 0$$

$$v_z = (v_x - 1)\zeta_x + v_y \zeta_y$$

$$(v_x - 1)^2 + v_y^2 + v_z^2 = 1 - 2\zeta$$

On obtient alors une expression très simple de la vitesse totale exacte dans le repère local précédemment défini qui est équivalente à celle donnée par [3], mais dans un repère global :

$$v_{total} = u \vec{t} + w \vec{n} \times \vec{t}$$

$$v_{total} = \sqrt{\frac{1 - 2\zeta}{\cos^2(\gamma + \mu) + \zeta_t^2 \cos^2 \mu}} \cos(\gamma + \mu) \vec{t} + \zeta_t \cos \mu \vec{n} \times \vec{t} \sqrt{\frac{1}{\cos^2(\gamma + \mu) + \zeta_t^2 \cos^2 \mu}}$$

Si le produit des tangentes des angles de tulipage γ et de l'angle μ entre la surface libre et un plan horizontal est négligeable, ce qui a été montré précédemment [1,2], l'expression précédente se simplifie et devient :

$$v_{total} = u \vec{t} + w \vec{n} \times \vec{t} = \sqrt{\frac{1 - 2\zeta}{\cos^2 \gamma + \zeta_t^2}} \cos(\gamma + \mu) \vec{t} + \zeta_t \vec{n} \times \vec{t} \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \gamma + \zeta_t^2}}$$

Cette expression est indépendante de l'angle inconnu μ .

3.3 Forme de la lame d'eau détachée :

Enfin, dans le cas de l'écoulement stationnaire, la forme de la lame d'eau quittant la carène peut être déterminée par analyse lagrangienne à partir de la vitesse des particules d'eau quittant la coque à la ligne de contact avec la surface libre. Une particule d'eau quittant la carène au point de la ligne de contact (t, m, ζ) suit une trajectoire définie par les formules suivantes :

$$m' = m + \frac{t' - t}{u} w \sin \gamma$$

$$z' = \zeta + \frac{t' - t}{u} (w \cos \gamma - \frac{t' - t}{2u})$$

Ces équations définissent une surface qui est la forme de la lame d'eau quittant la ligne de contact. Les coordonnées initiales (t, m, ζ) ne sont pas indépendantes. En particulier, pour une plaque plane avec un angle de tulipage γ , on a : $m = \zeta \tan \gamma$.

4. COMPARAISON DES CALCULS ET DES ESSAIS

Le premier cas de comparaison concerne la plaque plane. Les mesures réalisées pour des vitesses de 1,5 et 2 m/s avec des angles d'incidence de 10 et 20 ° et plusieurs angles de gîte (0, 10, 15 et 20°) sont comparées aux calculs sur les figures 12. La vague d'étrave théorique est constituée de 2 parties. Une première partie parabolique, en bon accord avec les expériences jusqu'au sommet de la vague. La courbe en pointillés représente le modèle de vague sinusoïdale après la crête. L'accord entre les mesures et les expériences est satisfaisant pour tous les cas envisagés.

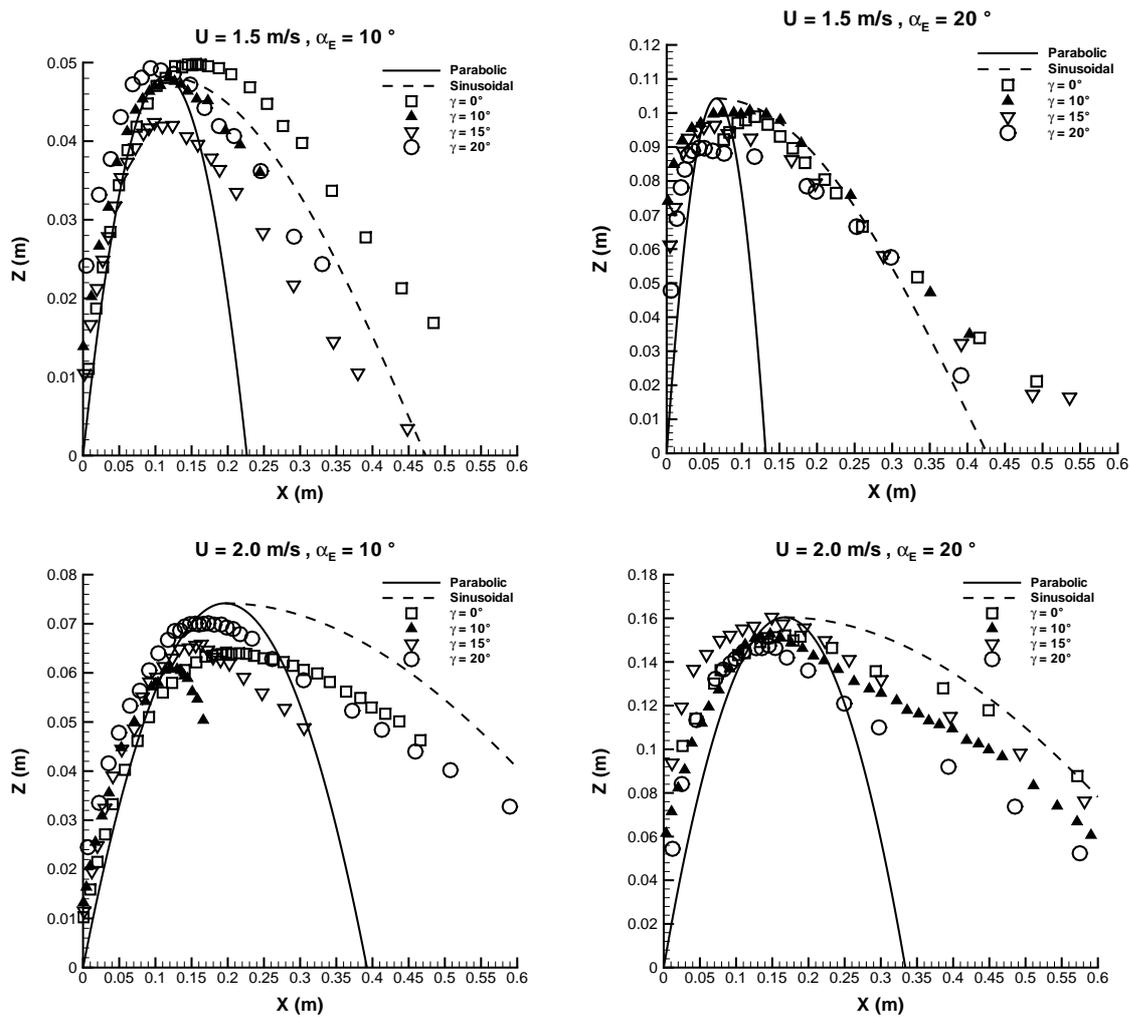


Figure 12 : Comparaisons des vagues d'étrave calculée et mesurée ($U=2$ et 1.5m/s , $\alpha=\gamma=20^\circ$) sur la plaque plane.

Le deuxième cas de comparaison concerne des maquettes de carènes réelles. Ces maquettes sont les maquettes utilisées par F. Larrarte [4]. Ces 3 maquettes ont une longueur $L=1,5$ m, un tirant d'eau $D=0,20$ m avec des couples de section rectangulaire. Les demi-angles d'étrave sont respectivement de 10 , 20 et 30° . La forme des maquettes $\text{Maq}\alpha$ est donnée par les équations suivantes :

$$y = -\frac{3}{2L}x^2 \tan(\alpha) + x \tan(\alpha) \quad x \in \left[0, \frac{L}{3}\right]$$

$$y = \frac{B(\alpha)}{2} = \frac{L}{6} \tan(\alpha) \quad x \in \left[\frac{L}{3}, \frac{2L}{3}\right]$$

$$y = -\frac{3}{2L}(L-x)^2 \tan(\alpha) + (L-x) \tan(\alpha) \quad x \in \left[\frac{2L}{3}, L\right]$$

La dernière carène considérée est la carène de Wigley. les mesures sont extraites des expériences coopératives du Workshop de Washington de 1983 [5].

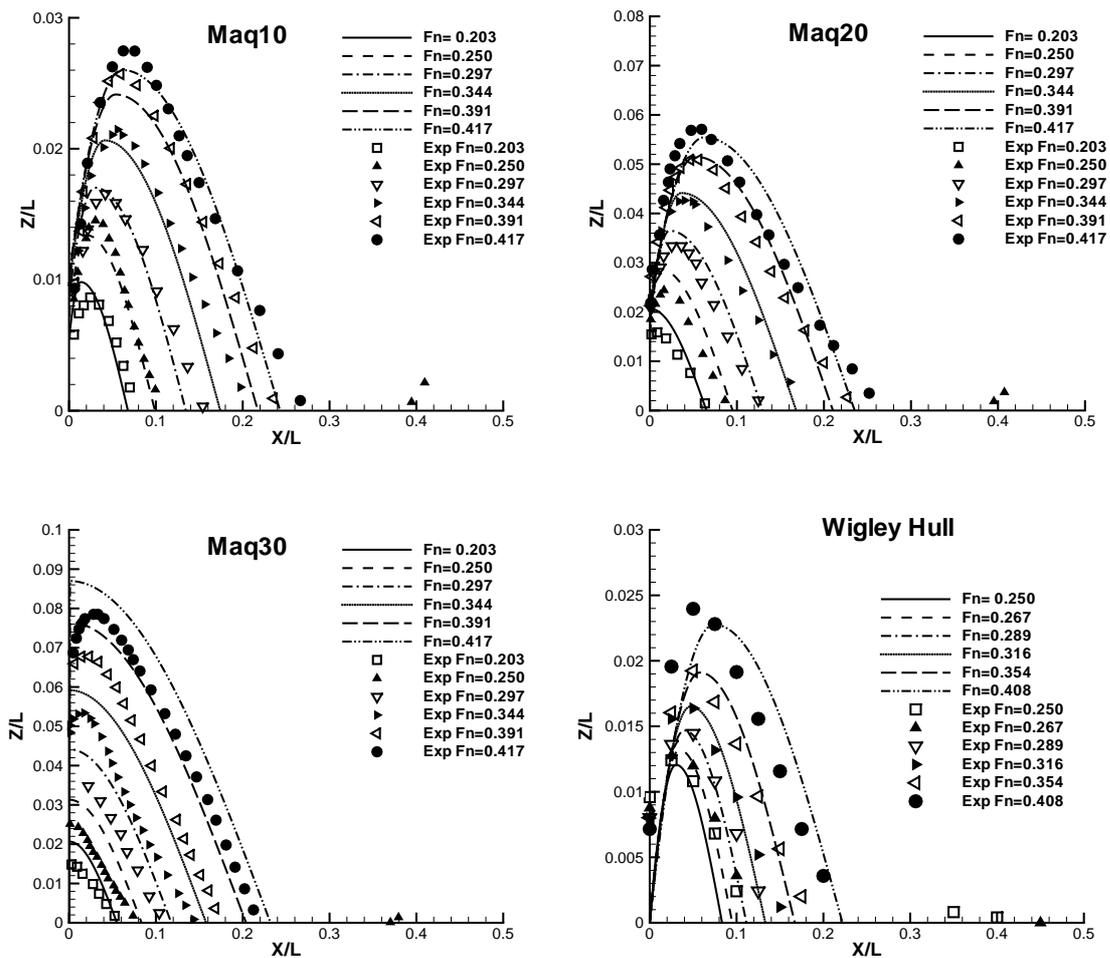


Figure 13 : Comparaison des vagues d'étrave calculée et mesurée pour plusieurs carènes

Les figures représentent les profils de la vague calculée et mesurée pour plusieurs nombres de Froude. On observe un accord satisfaisant entre les valeurs théoriques et expérimentales sur une partie importante de la vague. Les résultats pour la maquette Maq10 sont en très bon accord avec la théorie. On peut remarquer pour la maquette Maq20 que la vague d'étrave est instationnaire pour le nombre de Froude le plus bas ($F_n=0,203$) et que la partie parabolique de la vague n'existe plus, en accord avec les expériences. Pour la maquette Maq30, la partie parabolique est toujours inexistante par le calcul, ce qui n'est pas le cas des mesures au plus grand nombre de Froude ($F_n=0.408$). On peut aussi remarquer que la hauteur de vague est toujours inférieure aux calculs pour cette maquette, ce qui provient sans doute de la dissipation d'énergie due à l'instationnarité de l'écoulement au réel. Les mesures pour le Wigley sont en accord acceptable avec la théorie. On peut remarquer que dans toutes ces comparaisons, la hauteur de vague Z_s à l'étrave a toujours été prise nulle, en l'absence de prédiction théorique. La prise en compte d'une approximation de cette hauteur initiale améliorerait la comparaison avec les mesures. Cette étude est en cours.

5. ANALYSE DES PROFILS DE VAGUES

Sur les figures 14, on a représenté les valeurs maximales adimensionnalisées par $(1 + F_D)g/U^2$ de la hauteur maximale Z_{max} de la vague d'étrave en fonction de l'angle α_E pour les six valeurs de l'angle de gîte étudié, $\gamma=0-10-15-20-30$ et 40° .

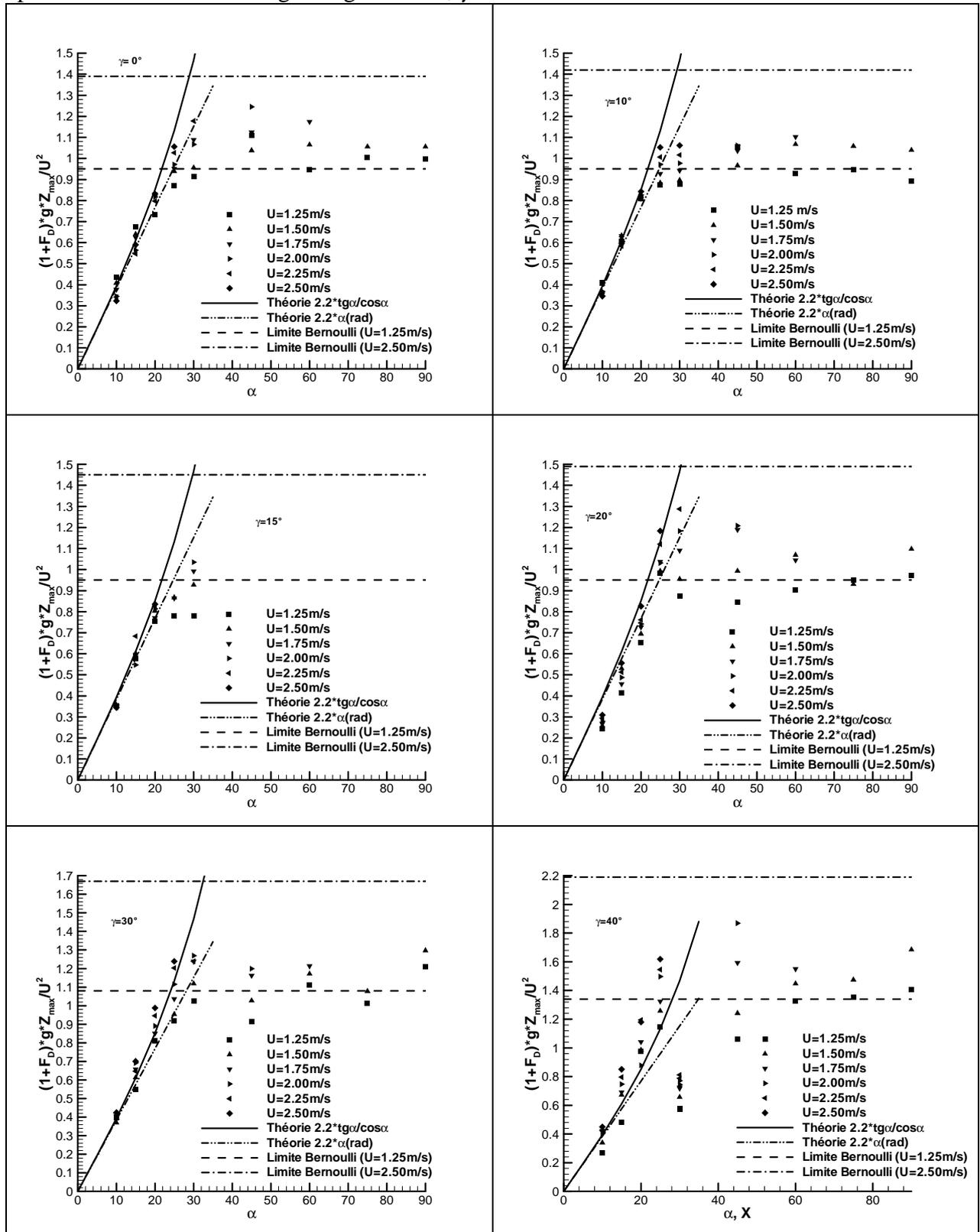


Figure 14 : Hauteur de vagues maximale en fonction de l'angle d'incidence

Sur ces figures, les mesures sont données par des symboles différents pour chacune des 6 vitesses de l'écoulement (pour les plus fortes valeurs de l'incidence, la vitesse a été limitée pour des raisons liées au montage).

On a aussi tracé sur ces figures la courbe théorique correspondant à la variation de cette valeur avec l'angle α (formule ne tenant pas compte de l'angle de gîte) et les valeurs maximales de la hauteur de vague données par la formule de Bernoulli stationnaire calculée pour la vitesse inférieure $U=1.25$ m/s (traits pointillés) et pour la vitesse maximale $U=2.5$ m/s (traits mixtes). On peut observer que pour des faibles valeurs de l'incidence ($\alpha \leq 20^\circ$), $(1 + F_D)Z_{\max}g / U^2$ croît linéairement avec α , avec une pente très voisine, égale ou légèrement inférieure à la valeur donnée par la théorie, et ceci quelle que soit la valeur de l'angle de gîte. Quand l'incidence est supérieure à 20° , la courbe tend vers une valeur asymptotique qui se situe entre les 2 limites données par la formule de Bernoulli. On peut aussi observer que les valeurs expérimentales de la hauteur de vague adimensionnée augmentent avec la vitesse de l'écoulement. Les nombres de Froude ont été corrigés pour tenir compte de la modification de tirant d'eau lors de la mise en gîte.

6. FORME DE LA LAME D'EAU

Les figures suivantes montrent la forme prédite de la lame d'eau quittant la carène lorsque l'écoulement est stationnaire dans le cas de la plaque plane pour 2 vitesses, 1,5 et 2 m/s et des angles d'incidence et de gîte de 20° en comparaison avec les photos correspondantes de l'écoulement.

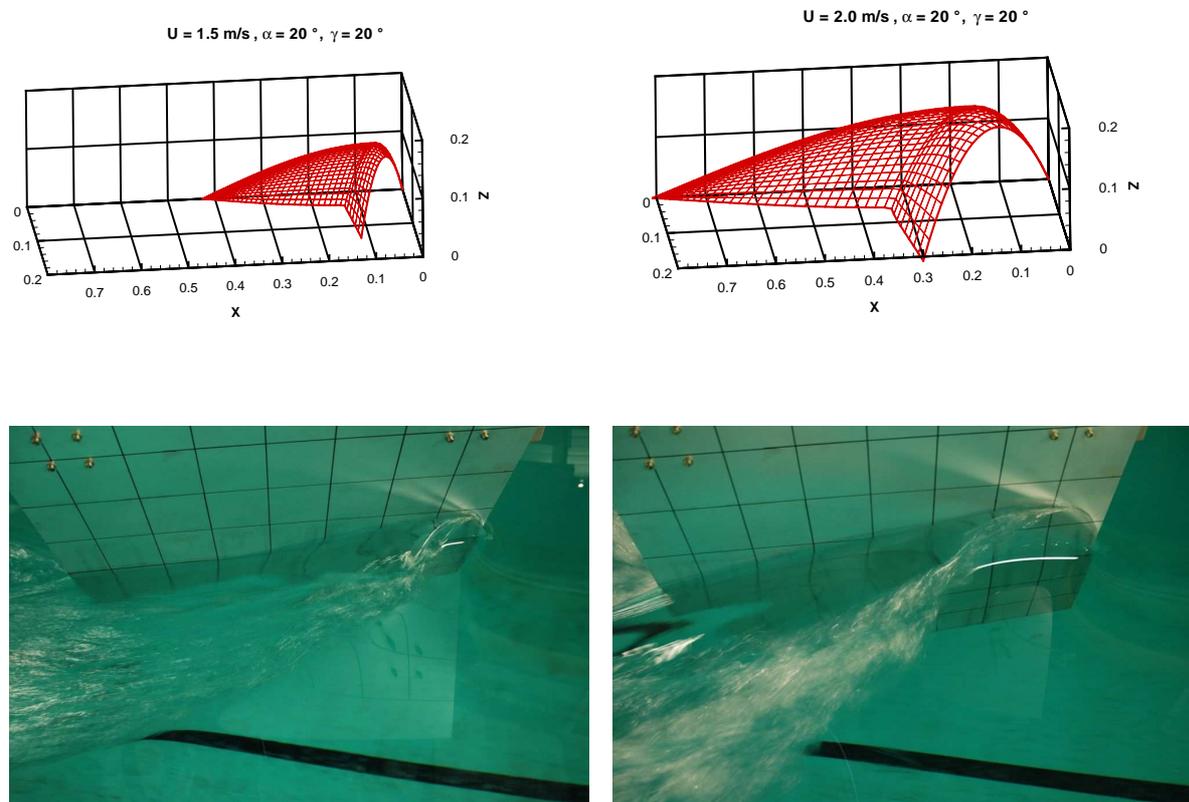


Figure 15

On remarque que la forme de la lame d'eau est qualitativement bien prédite en position en hauteur et que les deux parties de la vague sont bien représentées. On peut remarquer expérimentalement le rebond de la vague sur la surface libre. La forme de la lame d'eau est donnée par des formules analytiques simples. Les seules autres modélisations possibles de cet écoulement font intervenir les modèles les plus complexes de type Navier-Stokes avec schéma VOF sur la surface libre.

7. CONCLUSION

On a présenté dans cet article une étude théorique et expérimentale de la vague d'étrave sur une étrave de navire en tenant compte des angles d'entrée de la ligne de flottaison et l'angle de tulipage. Le dépouillement nous a permis d'étudier l'influence des différents paramètres de l'écoulement. A partir de ces paramètres et de la vitesse d'avance, on a obtenu une formule analytique qui permet d'obtenir la hauteur maximale de la vague d'étrave. La forme de la vague d'étrave est alors déterminée en fonction des résultats expérimentaux disponibles. Une fois choisie la forme de vague, la résolution d'un système de 3 équations non linéaires (glissement, conditions cinématique et dynamiques le long de l'intersection de la surface libre avec la coque) permet de calculer la répartition de vitesse le long de la ligne de contact. Une analyse lagrangienne donne ensuite la forme de la lame d'eau détachée de la carène. Les résultats se sont montrés en très bon accord avec les premiers essais expérimentaux. Une analyse automatique des photos, présenté ici seulement pour quelques figures est en cours pour tous les autres cas étudiés. Trois limitations principales existent pour la théorie présentée : a) la théorie considérée n'apporte aucun renseignement sur l'épaisseur de la lame d'eau détachée de la carène, b) la prédiction de l'extension de la lame d'eau n'est possible que si l'angle de gîte γ n'est pas nul car dans ce cas, la lame d'eau se réduit à une ligne de courant sur la carène, c) tous les résultats théoriques développés ne s'appliquent qu'aux carènes avec étrave droite sans bulbe et avec des angles d'étrave modérés ($< 30^\circ$). Des améliorations sont envisagées pour prendre en compte la hauteur de vague initiale à l'étrave Z_s et étendre l'application des formules à des angles d'étrave plus importants.

8. REFERENCES

- [1] F.Noblesse, G. Delhommeau, M. Guilbaud, D. Hendrix and G. Karafiath, "*Analytical and Experimental Study of Unsteady and Overturning Ship Bow Waves*", 26^{ème} Symp. on Naval Hydrodynamics, Rome (Italie), Sept. 2006
- [2] G. Delhommeau M. Guilbaud, and F. Noblesse, "*Overturning ship bow waves*", ICHD2006, 7th Conf. on Hydrodynamics, Ischia, (Italie), oct. 2006.
- [3] F.Noblesse, D. Hendrix and L. Khan, "*Non-linear local Analysis of steady flow about a ship*", J. of Ship Research, V. 35, p.288-294, 1991.
- [4] F.Larrarte, "*Etude expérimentale et théorique des profils de vagues le long d'une carène*", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, Université de Nantes, 1994.
- [5] H. Kajitani, H. Miyata, M. Ikehata, H. Tanaka, H. Adachi, M. Namimatsu "*2nd Workshop on Ship Wave-Resistance Computations*", Davis Taylor Naval Ship research and Development Center, MD, USA, 1983