



**APPLICATION DU COUPLAGE SWENSE-LEVEL SET  
AUX SIMULATIONS DE NAVIRE SUR HOULES  
COMPLEXES**

***NUMERICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF  
DYNAMIC BEHAVIOUR OF SAILING BOATS IN HEEL  
AND DRIFT***

**G. RELIQUET<sup>1</sup>, M. ROBERT<sup>1,2</sup>, A. DROUET<sup>2</sup>, P.E. GUILLERM<sup>1</sup>,  
L. GENTAZ<sup>1</sup>, P. FERRANT<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA),  
UMR CNRS 6598, Ecole Centrale de Nantes, 1 rue de la Noé, 44300 Nantes, France

[gabriel.reliquet@ec-nantes.fr](mailto:gabriel.reliquet@ec-nantes.fr)

<sup>2</sup> HydrOcean, 8 Boulevard Albert Einstein, CS 32327, 44323 Nantes Cedex 3, France

**Résumé**

Cet article présente une nouvelle variante du couplage de la méthode SWENSE (Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equations) avec un algorithme de capture d'interface de type Level Set monophasique dans un code RANSE (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations). Le but final est de simuler numériquement l'interaction houle-structure en présence de déformations importantes de l'interface (déferlement, envahissement de pont, ...) avec prise en compte d'états de mer complexes. Les derniers développements sont présentés ainsi que des validations sur la frégate militaire de type DTMB 5415 sur mer calme, sur houle régulière et irrégulière.

**Summary**

The purpose of this paper is to present a new combination of the SWENSE (Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equations) and a free surface RANSE (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations) solver using a single-phase Level Set method to capture the interface. The goal is to be able to simulate wave-body interactions with strong deformations of the interface (wave breaking in the vicinity of the body, green water on ship decks...) in real seas states. Recent developments and results on the US Navy combatant DTMB 5415 in calm water, regular or irregular head waves are presented.

## **I – Introduction**

Depuis 20 ans, les logiciels de CFD (computational Fluid Dynamics) basés sur la résolution des équations de Navier Stokes en moyenne de Reynolds (RANSE) sont principalement utilisés dans le domaine naval et offshore, les principales différences entre les outils existants se situant au niveau des méthodes de prise en compte de la surface libre et pour la génération de vagues (l'objectif étant la simulation numérique d'états de mer complexes et réalistes).

Dans les années 90, les méthodes de suivi d'interface étaient très populaires. Avec cette approche la surface libre est vue comme une frontière mobile du domaine sur laquelle les conditions cinématiques et dynamiques de surface libre sont imposées. La principale limite de ces méthodes est le traitement de vagues très cambrées voire déferlantes qui peuvent se traduire par l'arrêt du calcul. Pour simuler des surfaces libres complexes (déferlements, spray, ...) les méthodes de capture d'interface comme la Level Set [15] ou la méthode Volume of Fluid (VOF – [8]) ont été développées. Ainsi la surface libre est décrite à l'aide d'une fonction scalaire volumique, éliminant le besoin de remaillage à chaque itération temporelle. La fonction VOF est définie comme la fraction de volume en eau dans chaque cellule (l'interface étant alors décrit par l'isosurface 0.5). Cette méthode est conservative mais nécessite la prise en compte des conditions de saut ( $\rho_{eau}/\rho_{air} \approx 800$ ) ou de réaliser une transition artificielle régulière des propriétés du fluide au passage de l'interface. La fonction Level Set est construite comme la distance signée à l'interface (l'isosurface 0 représente la surface libre). Cette méthode est non conservative mais la conservation de la masse peut être améliorée par l'ajout d'une étape de redistanciation permettant de conserver le caractère de distance.

Dans la littérature, ces deux méthodes de capture d'interface sont utilisées pour des applications monophasiques (où seule l'eau est résolue) ou bi-fluides. Pour les applications bi-fluides, la prise en compte des conditions de saut est complexe sur des grilles curvilignes avec de forts ratios d'étirement. C'est pourquoi une approche monofluide, très similaire par de nombreux aspects au suivi d'interface, reste plus simple à développer qu'une méthode bi-fluide. Compte tenu de ses propriétés (fonction régulière, caractéristiques géométriques de l'interface connues) une méthode de type Level Set monophasique a été choisie et est dorénavant utilisée dans le code de calcul ICARE [2], un code de calcul RANS pour la simulation des applications navales et offshore.

Dans les simulations de navire dans des états de mer réalistes, les vagues sont souvent générées depuis une frontière (bateur de houle, cinématique imposée, etc.). La propagation numérique des vagues nécessite des grilles suffisamment fines (avec au moins 40 points par longueur d'onde) ou l'utilisation de schémas d'ordre élevé afin de conserver une qualité suffisante de la houle sur tout le domaine (en termes d'amplitude et de phase). Ces techniques de génération présentent d'importantes limitations pour les houles irrégulières. C'est pourquoi l'approche SWENSE (Spectral Wave Explicit Navier-Stokes Equations), basée sur la résolution du champ diffracté au lieu du champ total dans un code RANSE, est développée au sein de l'équipe DSSM (Dynamique des structures et systèmes marins). Le modèle spectral HOS (High order Spectral - [6]), basé sur la théorie fluide parfait potentiel, permet d'évaluer explicitement le champ de vague incident à chaque pas de temps, les termes liés au champ incident étant introduits comme des termes de forçages dans les équations RANS modifiées. Cette méthode a déjà été validée en suivi de surface libre au cours de deux thèses ([10], [12]). Le but de cet article est de présenter les validations de l'extension de la méthode SWENSE à une technique de capture d'interface. La méthode monophasique Level Set actuellement utilisée et les détails sur l'implémentation de la méthode SWENSE sont présentés. Des validations sur la frégate militaire DTMB 5415 au modèle sont présentées sur mer calme et par mer de face.

## II – ICARE-LEVEL SET

Le code de calcul ICARE [2] est développé depuis 1995 au sein du LHEEA de l'école Centrale de Nantes. Les équations RANS sont discrétisées par différences finies utilisant une transformation partielle des équations entre les coordonnées cartésiennes ( $x_k$ ) et les coordonnées curvilignes ( $\varepsilon_k$ ). Avec un schéma de capture d'interface, les inconnues sont les composantes cartésiennes des vitesses ( $U_i$ ), la pression dynamique  $P = p + \rho g x_3 + \frac{2}{3} \rho k$ , la fonction Level Set ( $\phi$ ), l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ), le taux de dissipation spécifique ( $\omega$ ). Un positionnement entrelacé partiel est utilisé avec les vitesses et les variables turbulentes aux nœuds du maillage tandis que les autres variables sont localisées aux centres des mailles. La fermeture du système est réalisée avec le modèle de turbulence  $k-\omega$  de Wilcox [22].

### II – 1 Traitement de la surface libre

La surface libre est capturée par une fonction Level Set [15]. La Level Set est définie comme la distance signée à l'interface. Les variables Level Set ( $\phi$ ) sont localisées aux centres des cellules puis extrapolées aux nœuds ( $\tilde{\phi}$ ).

$$\phi = \begin{cases} d & \text{in air} \\ 0 & \text{at free surface} \\ -d & \text{in water} \end{cases} \quad (1)$$

avec  $d$  la plus courte distance à la surface libre

L'équation de convection de la Level Set est la même que pour la fonction VOF. Pour simplifier les traitements sur les maillages curvilignes, la Level Set est décomposée en champ initial (l'altitude  $z$ ) et en champ perturbé ( $\phi'$ ). La même stratégie peut aussi être utilisée avec des codes CFD basés sur les volumes finis [4] pour améliorer l'implémentation des conditions aux limites ( $\phi'(t = 0) = 0$  et  $\phi'(x \rightarrow \infty) = 0$ ). Seul le champ perturbé est évalué à l'aide d'une équation de convection modifiée.

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + b_{jk}(U_j - V_g^j) \frac{\partial \phi'}{\partial \varepsilon_k} = -U_3 \quad (2)$$

Du fait du positionnement entrelacé partiel un traitement différent des inconnues est nécessaire aux nœuds et aux centres des mailles. L'espace physique est donc divisé en trois régions : la phase « eau », la phase « air » et le voisinage de l'interface (Figure 1). Une première variante du traitement des 3 zones a été présentée lors des dernières journées de l'hydrodynamique [17] mais des instabilités liées au schéma de pression ont été observées à la surface libre. Une nouvelle division de l'espace physique en 3 zones est donc proposée.

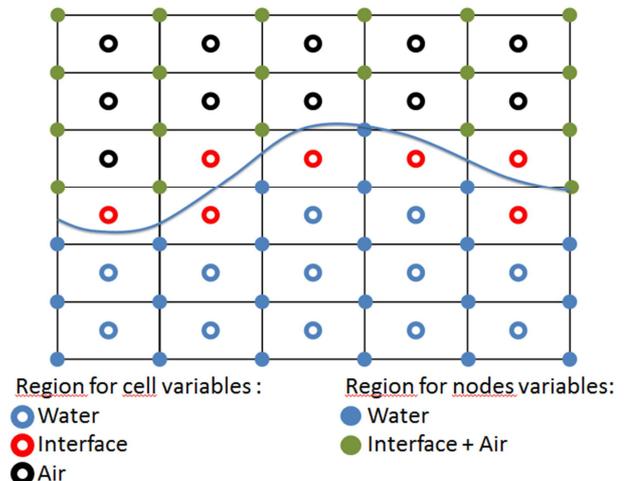


Figure 1 : Décomposition de l'espace physique

## II – 2 Traitement des inconnues aux nœuds (Figure 1)

Un nœud est dans la phase « eau » si la valeur de la fonction Level Set au nœud est négative et les valeurs des 8 centres des mailles entourant le nœud sont aussi négatives. Les équations de conservation de la quantité de mouvement sont discrétisés par des schémas aux différences finies d'ordre 2 en espace et en temps. Pour les équations de turbulence, la même discrétisation temporelle est utilisée mais uniquement des schémas 1<sup>er</sup> ordre en espace pour des raisons de stabilité.

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_\alpha}{\partial t} + \left[ b_{jk} \left( U_j - V_g^j - b_{jl} \frac{\partial v_t}{\partial \varepsilon_l} \right) - (v + v_t) f^k \right] \frac{\partial U_\alpha}{\partial \varepsilon_k} + \frac{1}{\rho} b_{\alpha j} \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_j} \\ = (v + v_t) g_{kj} \frac{\partial^2 U_\alpha}{\partial \varepsilon_k \partial \varepsilon_j} + b_{jk} b_{\alpha l} \frac{\partial v_t}{\partial \varepsilon_k} \frac{\partial U_j}{\partial \varepsilon_l} - \frac{\partial V_{r,\alpha}}{\partial t} \Big|_{R0} \end{aligned} \quad (3)$$

où  $b_{ij}$  les composantes de la base contravariante,  $g_{kj}$  les composantes du tenseur de métrique contravariant,  $f^i$  les fonctions d'étirement,  $V_g^i$  les vitesses de glissement et  $V_{r,i}$  la vitesse du corps.

Par rapport à la version suivi de surface libre, uniquement un traitement spécifique est appliqué pour prendre en compte correctement la dérivée en temps quand un nœud passe de la phase « air » à la phase « eau » [3]. En se basant sur l'hypothèse que les dérivées Lagrangiennes dans l'air (entre le pas de temps précédent  $t - \Delta t$  et le moment où la surface libre est au nœud) et dans l'eau (entre le moment où la surface libre est au nœud et le pas de temps courant  $t$ ) sont égales alors une modification du terme de convection est nécessaire.

$$\frac{DU_i}{Dt} = \frac{1}{\Delta t} [U_i(t, x) - U_i(t - \Delta t, x)] + \frac{\phi(t)}{\phi(t) - \phi(t - \Delta t)} \vec{U} \cdot \vec{\nabla}(U_i) \quad (4)$$

Aux autres nœuds (au voisinage de l'interface et dans l'air) les variables sont obtenues par extension suivant la normale Level Set  $\vec{n} = \frac{\vec{\nabla}(\phi)}{\|\vec{\nabla}(\phi)\|}$  [11]. Cette équation permet d'obtenir des vitesses préservant le caractère de distance de la fonction Level Set dans l'air

$$\vec{\nabla}(\alpha) \cdot \vec{n} = n_j b_{jk} \frac{\partial \alpha}{\partial \varepsilon_k} = 0 \text{ et } \alpha = U_i, k \text{ ou } \omega \quad (5)$$

## II – 3 Traitement des inconnues de pression

La principale difficulté pour la pression vient de la méthode de Rhie et Chow [18], basée sur l'interpolation des gradients de pression aux faces du volume de contrôle. Pour qu'une telle discrétisation soit possible, il faut que les 8 nœuds de la cellule soient dans l'eau.

Trois configurations différentes apparaissent (voir Figure 1) :

- Si les équations de quantité de mouvement sont discrétisées aux 8 nœuds de la cellule, la méthode de Rhie & Chow permet d'obtenir une équation de pression.
- Dans la phase "air", une pression nulle est imposée ( $P = 0$ ).

- Si la valeur de la Level Set est négative ou nulle la pression est imposée par la condition dynamique normale de surface libre (voir Figure 2):

$$P = \rho g z + \gamma \kappa + (\mu + \mu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} n_j n_i \approx \rho g x_3 \quad (6)$$

La condition dynamique normale de surface libre est vraie uniquement sur la surface libre. Si la cellule est située dans la phase « eau », la pression est obtenue par extrapolation en se basant sur l'hypothèse que la surface libre est localement plate. Si la cellule a plusieurs voisins qui sont dans la phase « air » aucune direction spécifique n'est utilisée mais une moyenne sur l'ensemble des directions.

Schéma IIHR [3]

$$\vec{x}_{int} = \frac{|\phi_1| \vec{x}_0 + |\phi_0| \vec{x}_1}{|\phi_1| + |\phi_0|}$$

avec  $\vec{x}$  le vecteur des coordonnées

$$P_{int} = \rho g z_{int}$$

$$P_0 = \frac{d_1}{d_2} P_2 + P_{int} \left(1 - \frac{d_1}{d_2}\right)$$

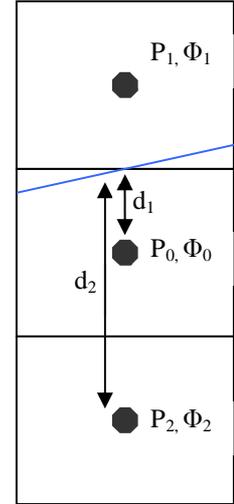


Figure 2: Traitement de la pression au voisinage de l'interface

### III – La méthode SWENSE – LEVET SET

La méthode SWENSE est développée au sein de l'équipe DSSM du LHEEA dans un code de calcul visqueux depuis 2003 [7]. Cette approche permet de simuler de manière optimale l'interaction houle/structure en combinant un champ de vague incident non perturbé obtenu avec un modèle spectral non-linéaire basé sur la théorie potentielle et un code de calcul RANS à surface libre résolvant uniquement la partie diffractée de l'écoulement. Le couplage entre les deux modèles est opéré dans l'espace fonctionnel plutôt que dans l'espace physique, les termes de champ incident étant introduits comme des termes de forçage dans les équations de Navier-Stokes modifiées.

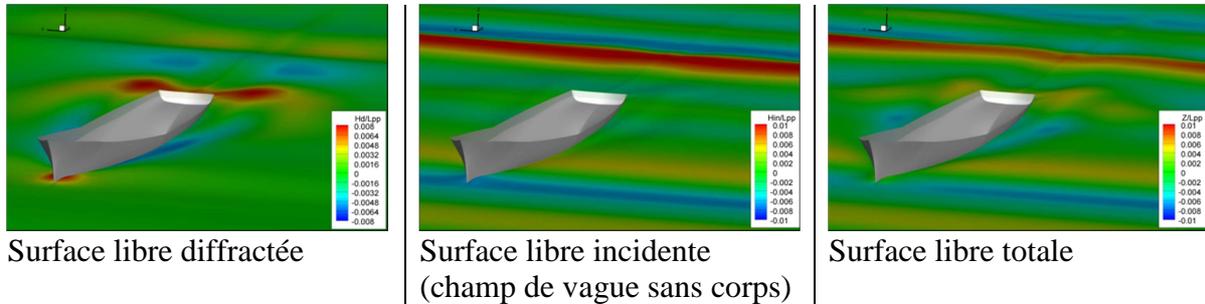


Figure 3 : Décomposition de la surface libre

En comparaison avec les approches directes, la méthode SWENSE permet un gain de temps CPU sans dissipation des vagues incidentes. La version ICARE-SWENSE avec suivi d'interface a été validée dans le cas de la frégate militaire DTMB 5415 bridée dans une houle régulière de face [11], un tanker KVLCC2 libre par mer de face (CFD Workshop 2010 voir [9]) ou une bouée fixe dans une houle irrégulière 3D [13].

#### III – 1 Les équations SWENS

Les variables (vitesses, pression et fonction Level Set) sont décomposées comme suit :

$$\begin{cases} U_i^T = U_i^D + V_{r,i} + U_i^I \\ P^T = P^I + P^D \\ \phi = \phi' + z - h^I \end{cases} \quad (7)$$

Avec  $T$ ,  $I$  and  $D$  pour respectivement le champ total, le champ incident et le champ diffracté (voir Figure 3),  $V_{r,i}$  la vitesse du corps dans la direction  $i$

### Equation de convection pour la Level Set

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{Rb} + (U_j^D + U_j^I) \frac{\partial \phi}{\partial x_j} = -(U_3^D + U_3^I) + \left. \frac{\partial h^I}{\partial t} \right|_{Ro} + (U_j^D + U_j^I + V_{r,j}) \frac{\partial h^I}{\partial x_j} \quad (8)$$

### Equation de continuité

$$\frac{\partial U_j^D}{\partial x_j} = 0 \quad (9)$$

### Equations de conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial U_i^D}{\partial t} \right|_{Rb} + \left( U_j^D + U_j^I - \frac{\partial v_t}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_i^D}{\partial x_j} - (v + v_t) \frac{\partial^2 U_i^D}{\partial x_j^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P^D}{\partial x_i} = \frac{\partial v_t}{\partial x_j} \frac{\partial U_j^D}{\partial x_i} \\ - (U_j^D + V_a^j) \frac{\partial U_i^I}{\partial x_j} + 2 \frac{\partial v_t}{\partial x_j} \frac{\partial U_i^I}{\partial x_j} - \left. \frac{\partial V_{r,i}}{\partial t} \right|_{Ro} \end{aligned} \quad (10)$$

### Conditions aux limites :

Sur la paroi, une condition d'adhérence est appliquée :

$$U_i^D = -U_i^I \quad (11)$$

En couplant une annulation progressive de la pression diffractée et un étirement des mailles aucune vague de réflexion n'apparaît au loin durant le calcul. Ainsi les composantes de la vitesse diffractée peuvent être imposées à zéro.

$$U_i^D = 0 \quad (12)$$

Avec la méthode SWENSE il est possible d'utiliser les mêmes maillages que pour les calculs sur mer calme car le champ de vague incident est indépendant du maillage et non généré depuis une frontière. Cette approche permet de réduire considérablement le temps de calcul et permet de réaliser des très longues simulations (plusieurs dizaines de périodes de vagues), durée nécessaire lors des simulations de structures marines à des états de mer réels pour avoir à la fois accès à des réponses à court terme et des valeurs statistiques.

## III – 2 Les modèles de houle incidente

La méthode SWENSE nécessite d'évaluer les caractéristiques du champ incident (vitesses, pression, élévation de surface libre et leurs dérivées) à chaque pas de temps. Chaque nœud ou centre de maille peut être situé au-dessous ou au-dessus de la surface libre incidente. Il faut donc avoir un modèle de houle qui permet de calculer les variables dans l'ensemble du domaine (phases « eau » et « air »). Pour cette raison, la génération de houle non-linéaire régulière ou irrégulière (jusqu'au déferlement) se fait par des modèles spectraux basés sur la théorie potentielle.

Deux modèles sont utilisés pour la génération de vagues : le modèle de Rienecker et Fenton [19] pour les houles régulières non-linéaires pour une large gamme de profondeurs, d'amplitudes et de longueurs d'onde.

Le modèle HOS ([5] et [21]) est un modèle spectral non-linéaire développé au LHEEA depuis 2003 [6]. Cet outil permet de générer des houles irrégulières en domaine fermé (bassin) ou domaine ouvert (cas périodique).

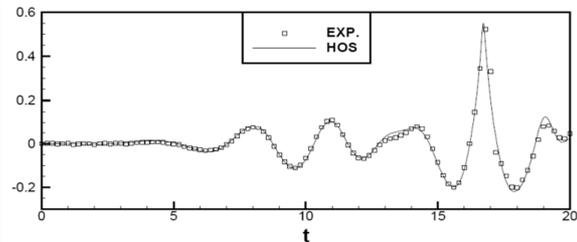


Figure 4: Génération d'une vague 2D focalisée avec HOS compare au résultat bassin (échelle maquette). Evolution temporelle de l'élévation de surface libre en  $x=16.1\text{m}$  dans le bassin océanique de l'ECN. Spectre de Bretschneider ( $H_s=0.5\text{m}$ ,  $T_p=3.13\text{s}$ )

## IV – RESULTATS

Les validations se concentrent sur la frégate militaire DTMB 5415 dans deux configurations. Cette carène est étudiée dans tous les récents Workshop spécialisé en hydrodynamique navale (CFD Workshop [9], SIMMAN [20]) et différentes données expérimentales sont disponibles.



Figure 5 : Géométrie de la carène DTMB 5415

### IV – 1 DTMB 5415 en traction droite à $F_n=0,28$ sur mer calme

Cette partie présente les résultats de simulation sur mer calme à l'échelle maquette. Dans ces calculs le nombre de Froude est  $F_n = 0,28$  basé sur une longueur de navire  $L_{pp} = 5,72m$  et une vitesse d'avance  $U = 2,097$  m/s correspondant à un nombre de Reynolds  $Re = 1,19 \times 10^7$ . La carène est fixe à son assiette et son enfoncement dynamique ( $Tr_z = -1,82 \times 10^{-3}L_{pp}$  et  $Ro_y = -0,108^\circ$ ).

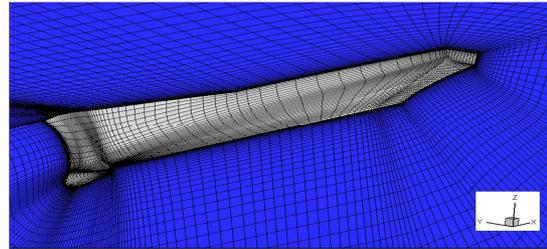


Figure 6 : Vue du maillage près de la carène pour la grille grossière

Une étude de convergence est réalisée sur trois maillages (grille grossière: 200k (Figure 6), grille médium: 1.6M and grille fine: 5.0M noeuds) avec la même taille de première maille à la carène ( $1,0 \times 10^{-4}L_{pp}$  pour avoir  $Y+$  autour de 40). Les simulations sont comparées aux résultats expérimentaux donnés lors du dernier CFD Workshop [9].

	Grille grossière	Grille médium	Grille fine	EFD
$C_T (x10^{-3})$	4.40 (+4.0%)	4.36 (+3.1%)	4.28 (+1.2%)	4.23
$C_F (x10^{-3})$	3.30	3.20	3.15	
$C_P (x10^{-3})$	1.10	1.16	1.13	

Tableau 1 : Comparaison des coefficients de résistance avec l'expérience [14]

La comparaison des coefficients de résistance totale  $C_T$  montre une convergence vers la valeur expérimentale avec une erreur relative inférieure à 2% pour la grille la plus fine. Même si 3 points ne sont pas suffisants pour faire une étude de convergence propre, on peut voir une diminution du coefficient de frottement visqueux lié à une meilleure définition de la carène (l'étirement passe de 1,25 à 1,05). Pour le coefficient de pression on remarque une oscillation qui s'explique en grande partie par l'amélioration de la surface libre en raffinant le maillage.

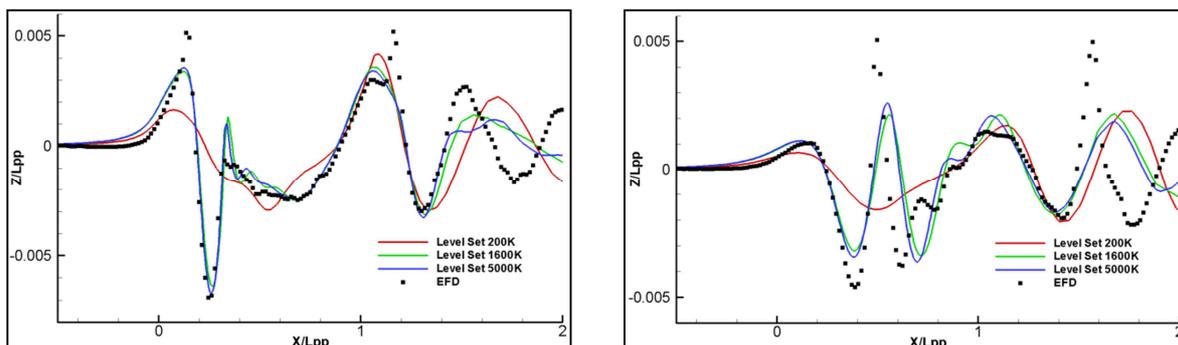


Figure 7 : Coupes du champ de vagues en  $y/L_{pp}=0,082$  (à gauche) et  $y/L_{pp}=0,172$  (à droite)

Les coupes du champ de vagues pour les trois maillages sont étudiées sur la Figure 7 ci-dessus. A  $y/L_{pp} = 0,082$  un bon accord entre l'expérience et le calcul est observé avec une sous-estimation des crêtes à l'étrave et à l'arrière du navire. Cette tendance s'explique par le traitement de la fonction Level Set proche de la carène : une simple extrapolation dans la direction de maillage normale à la paroi est utilisée pour convecter la Level Set proprement. A  $y/L_{pp} = 0,172$  et au loin à  $y/L_{pp} = 0,082$ , les différences importantes s'expliquent par l'étirement important dans la direction curviligne s'écartant de la carène (avec un ratio d'étirement de 1,25 même pour la grille fine). Avec la comparaison des surfaces libres proche du corps (Figure 8) cette dissipation est mieux visible.

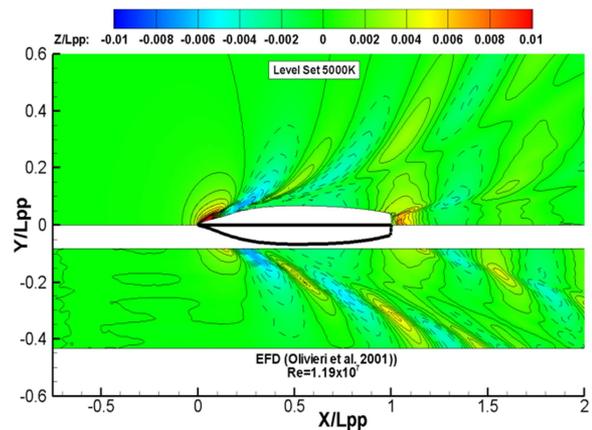


Figure 8 : Comparaison des surfaces libres entre l'expérience (en bas) et le résultat sur la grille fine (en haut)

#### IV – 2 DTMB 5415 fixe en traction droite par mer de l'avant à $Fn=0,28$

Les simulations suivantes sont réalisées en suivi de surface libre et en Level Set avec un maillage identique ayant 800K nœuds (Figure 9). Le nombre de Froude est  $Fn = 0,28$  et le nombre de Reynolds  $Re = 4,86 \times 10^6$  basé sur une longueur de navire  $L_{pp} = 3,048m$  et une vitesse d'avance  $U = 1,53m/s$ . Les paramètres de la houle sont les suivants : houle régulière non-linéaire de longueur d'onde  $\lambda = 1,5L_{pp}$ , de cambrure  $Ak = 0,025$  en profondeur infinie. La carène est fixe à son enfoncement et assiette dynamique mais avec des valeurs différentes du cas précédent ( $Tr_z = -1,92 \times 10^{-3}L_{pp}$  et  $Ro_y = -0,136^\circ$ ).

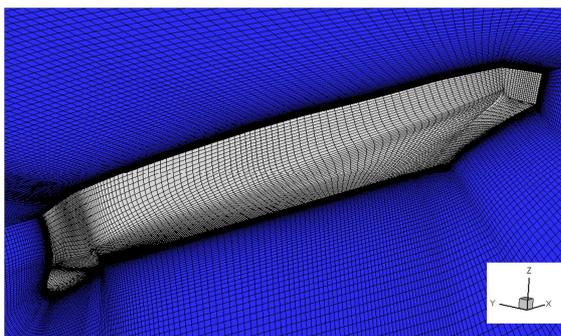


Figure 9 : Vue du maillage près de la carène pour la grille à 800K nœuds

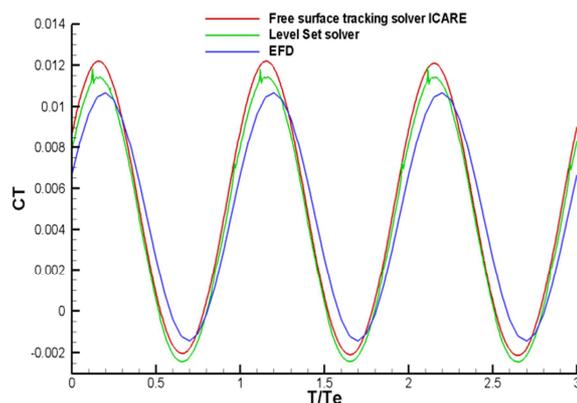
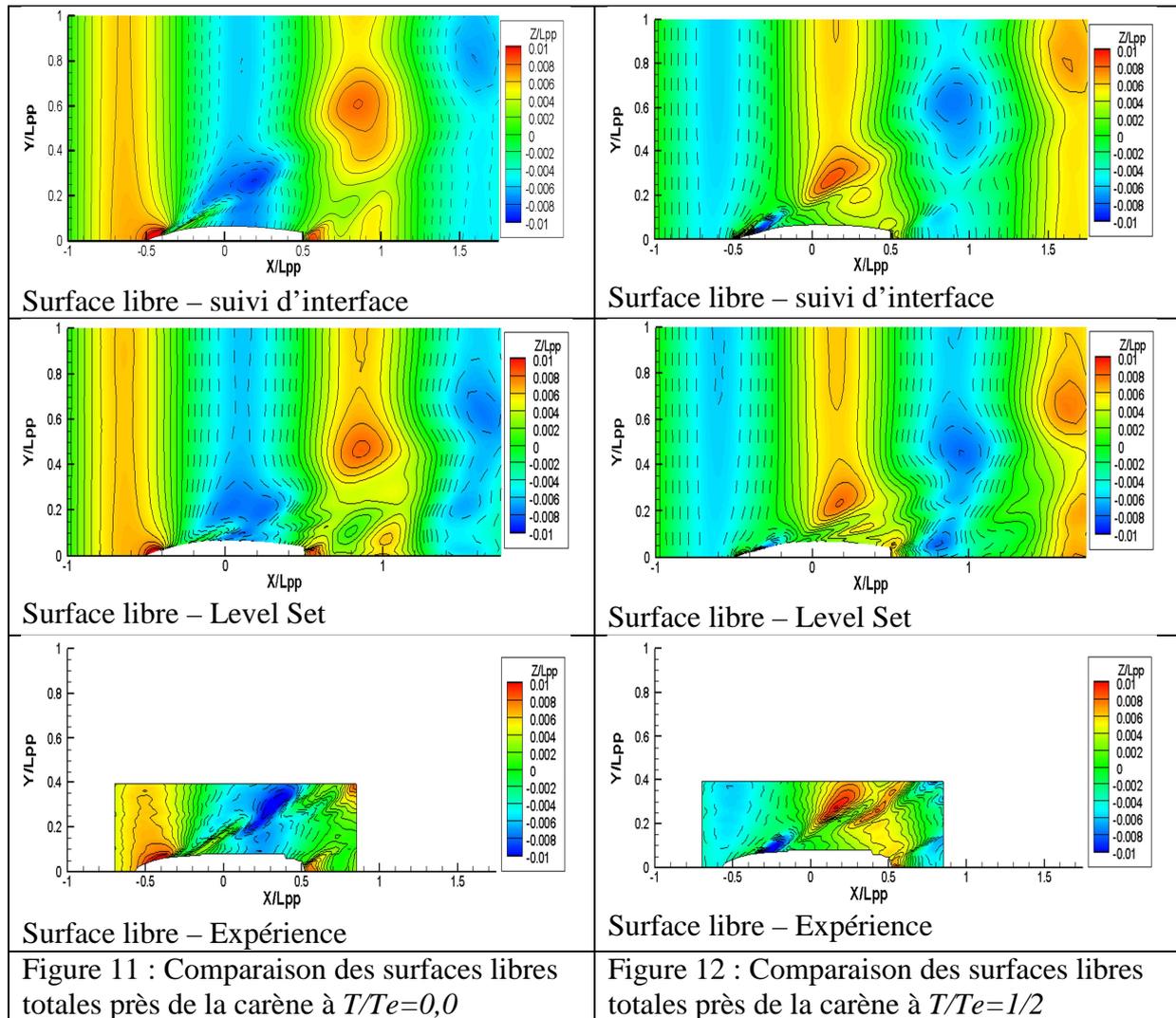


Figure 10 : Comparaison des coefficients de force dans la direction x

L'analyse de l'évolution temporelle des coefficients de force (Figure 10) totale montre un bon accord entre les deux méthodes de prise en compte de l'interface implémentées dans ICARE. Les différences s'expliquent en partie par la méthode utilisée pour évaluer les efforts sur les cellules coupées par la surface libre en Level Set. Avec un maillage identique sans raffinement particulier au voisinage de la surface libre en Level Set, seuls les nœuds dans la phase « eau » sont résolus et donc utiles. Par conséquent le maillage Level Set devient plus grossier que celui utilisé en suivi d'interface.



Les figures 11 et 12 présentent respectivement les comparaisons entre les surfaces libres à  $T/Te=0$  et  $T/Te=1/2$  (avec  $Te$  la période de rencontre). A  $T/Te=0$  la vague d'étrave est bien prédite par les deux codes mais des différences apparaissent quand on s'écarte de la carène. Comme la méthode Level Set est moins dissipative que la méthode de suivi d'interface précédemment utilisée dans ICARE, l'angle du sillage de Kelvin est différent. Cette tendance est particulièrement visible au niveau de la seconde crête de la vague d'étrave ( $Y/Lpp \approx 0,45$  en Level Det contre  $Y/Lpp \approx 0,65$  en suivi d'interface). A  $T/Te=1/2$  les différences sont plus importantes avec une vague d'étrave mieux prédite en suivi d'interface et l'inverse au niveau du sillage au niveau du tableau arrière.

	Level Set	Suivi de surface libre	Expérience
Valeur moyenne	0.00432 (-6.5%)	0.00485 (+5.0%)	0.00462
Amplitude du 1 <sup>er</sup> harmonique	0.00692 (+13.8%)	0.00713 (+17.3%)	0.00608

Tableau 2 : Amplitudes des harmoniques du coefficient de résistance

Le Tableau ci-dessus présente la comparaison de l'analyse harmonique du coefficient de résistance totale entre les deux simulations et l'expérience. L'amplitude du premier harmonique est surestimée pour les deux simulations mais des tendances différentes sont

observées pour la valeur moyenne avec une sur-estimation en suivi de surface libre et une sous-estimation en Level Set. Cette différence entre les deux simulations peut s'expliquer par un maillage pas suffisamment dense au niveau de l'interface pour le calcul Level Set.

#### IV – 3 DTMB 5415 libre sur houle irrégulière à $Fn=0,28$

Cette section présente les résultats Level Set sur la carène DTMB dans une houle irrégulière réaliste à l'échelle modèle. Le nombre de Froude est toujours  $Fn = 0,28$  basé sur une longueur de navire  $L_{pp} = 5,72m$  et une vitesse d'avance  $U = 2,097 m/s$ , ce qui correspond à un nombre de Reynolds  $Re = 1,19 \times 10^7$ .

Position longitudinale du centre de gravité (m)	2,89
Position verticale du centre de gravité (m)	$5,6342 \times 10^{-2}$
Inertie $I_{yy}$ ( $kg \cdot m^2$ )	1126,0
Masse (kg)	554,6

Tableau 3 : paramètres du navire en 2DDL

Entre  $t=0s$  et  $t=4,91s$  (600 premières itérations) le navire est fixe puis il est libéré en pilonnement et en tangage. Les vagues sont générées avec le modèle HOS avec comme loi de batteur un spectre de Jonswap ( $Hs=0.1m$ ,  $Tp=1.65s$  and  $\gamma=3.3$ ) dans un bassin 2D de 300m de long par 30m de profondeur.

Les caractéristiques de la carène (Tableau 3) sont extraites des données fournies pour SIMMAN [20] et le CFD Workshop 2010 [9]. Le calcul est réalisé sur le maillage grossier (200K) utilisé dans la partie IV-1 pour la convergence en maillage.

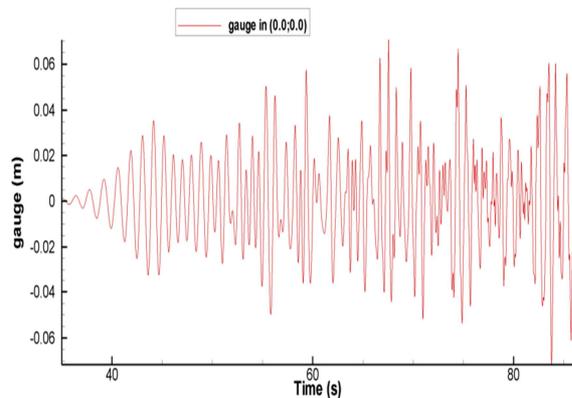


Figure 13 : relevé de la sonde en (0.0; 0.0) dans le repère mobile entre  $T=35s$  et  $T=83s$

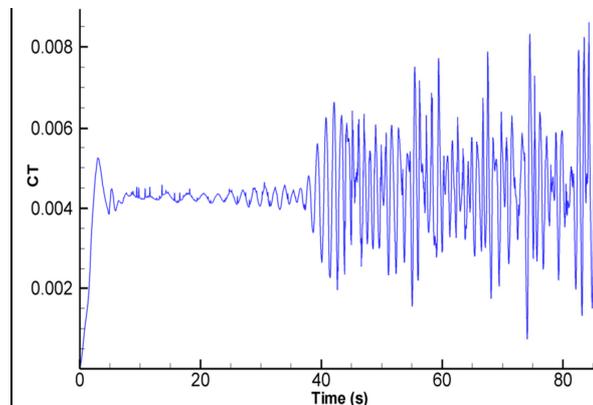


Figure 14 : Evolution temporelle du coefficient de résistance totale

Une des difficultés avec cette procédure est que la simulation devient réaliste uniquement quand toutes les composantes du spectre de vagues sont présentes. Dans notre cas, quand le navire est lâché les vagues ne sont pas encore présentes. Elles n'arrivent réellement qu'à partir de 35s. Par contre il faut attendre autour de 60s pour avoir toutes les composantes du spectre. Si on s'intéresse à l'évolution temporelle de l'élévation de surface libre en (0,0; 0,0) le signal est très propre durant les 20 premières secondes car les vagues à hautes fréquences ne sont pas encore présentes.

La Figure 14 présente l'évolution temporelle du coefficient de résistance totale. Avant que la houle n'arrive (jusque  $t=20s$ ) des instabilités sont observées mais ne se retrouvent pas dans les réponses en mouvement (Figure 15). Ce phénomène n'est pas lié à la pression mais au frottement et est essentiellement visible avant l'arrivée des premières vagues importantes mais aussi parfois aux crêtes et aux creux. La Figure 15 met en avant une réponse proche du

pilonnement et du tangage avec un déphasage constant avant que les vagues hautes fréquences arrivent puis des différences plus importantes après.

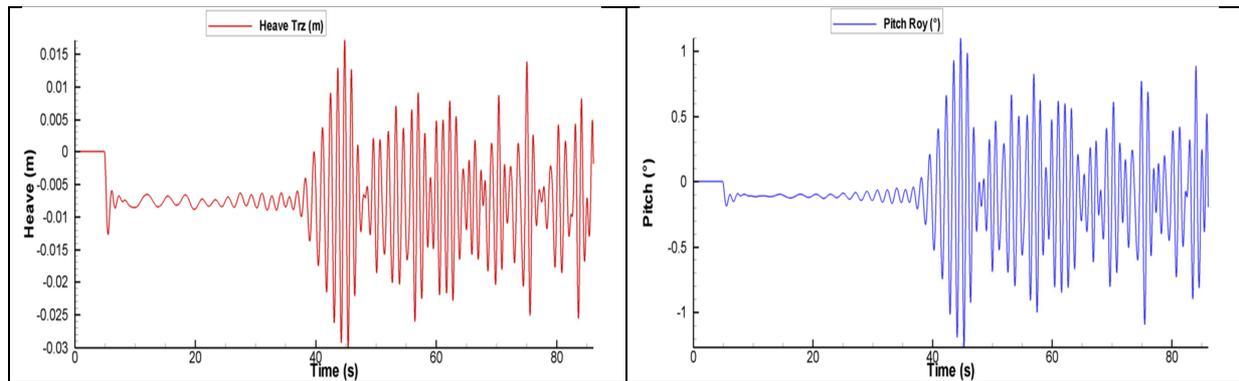


Figure 14 : Evolution temporelle du pilonnement (en rouge) et du tangage (en bleu) durant toute la simulation

## **V – CONCLUSION**

Dans cet article, les derniers développements autour du code ICARE et SWENSE sont présentés. Une nouvelle procédure de discrétisation des équations de vitesses et de pression est proposée permettant une amélioration de la résolution. La méthode monophasique Level Set retenue permet de traiter des problèmes avec surface libre complexe tout en gardant les avantages des méthodes monophasiques.

Les résultats obtenus sur la frégate DTMB 5415 sur mer plate ou mer de face sont présentés et des comparaisons avec les données expérimentales ou avec les résultats en suivi d'interface sont proposées. Une première simulation avec une houle irrégulière est présentée pour montrer le potentiel de la méthode à réaliser des longues simulations avec des états de mer réalistes.

Des calculs sont en cours sur la frégate DTMB 5415 par mer d'arrière. En plus de la parallélisation de la dernière version du code en cours, de nouvelles validations sur les carènes KCS, KVLCC or ONR tumblehome sur houles régulières et irrégulières sont envisagées.

## **Références**

- [1] D. Adalsteinsson, J.A. Sethian. The Fast Construction of extension velocities in Level Set methods. *Journal of Computational Physics*, 148 : 2-22, 1999
- [2] B. Alessandrini, G.Delhommeau. A fully coupled Navier-Stokes solver for calculations of turbulent incompressible free surface flow past a ship hull. *International Journal for Numerical Methods in Fluid*, 29 : 125-142, 1999
- [3] P.M. Carrica, R.V. Wilson, F. Stern. An unsteady single-phase Level Set method for viscous free surface flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluid*, 53 : 229-256, 2007
- [4] A. Di Mascio, R. Broglia, R. Muscari. On the application of the single-phase Level Set method to naval hydrodynamic flows. *Computers & Fluids*, 36 : 868-886, 2007
- [5] D. Dommermuth, D. Yue. A high-order spectral method for the study of non linear gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 184 : 267-288, 1987

- [6] G. Ducrozet, F. Bonnefoy, D. Le Touzé, P. Ferrant. Implementation and Validation of Nonlinear Wave Maker Models in a HOS Numerical Wave Tank. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 14 (3) : 202-209, 2006
- [7] P. Ferrant, L. Gentaz, B. Alessandrini, D. Le Touzé. A potential / RANSE approach for regular water wave diffraction about 2D structures. *Ship Technology Research*, 50 (4), 2003
- [8] C.W. Hirt, B.D. Nichols. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics*, 39 (1) : 201–225, 1981
- [9] L. Larsson, F. Stern, M. Visonneau. Numerical ship hydrodynamics – An assessment of the Gothenburg 2010 Workshop. *Larsson, Stern, Visonneau Eds.*, Springer, 2013
- [10] R. Luquet. Simulation numérique de l'écoulement visqueux autour d'un navire soumis à une houle quelconque. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 2007
- [11] R. Luquet, L. Gentaz, P. Ferrant, B. Alessandrini. Viscous flow simulation past a ship in waves using the SWENSE approach. *25th Symposium on Naval Hydrodynamics*, St. John's, Canada, 2004
- [12] C. Monroy. Simulation numérique de l'interaction houle-structure en fluide visqueux par décomposition fonctionnelle. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 2010
- [13] C. Monroy, G. Ducrozet, F. Bonnefoy, A. Babarit, L. Gentaz, P. Ferrant. RANS Simulations of a calm buoy in regular and irregular seas using the SWENSE method. *Proceedings of the 20<sup>th</sup> International Offshore and Polar Engineering Conference*, Beijing, China, 2010
- [14] A. Olivieri, F. Avanzini, F. Stern, R. Penna, Towing tank experiments of resistance, sinkage and trim, boundary layer, wake, and free surface around a naval combatant INSEAN2340 Model. IIHR, University of Iowa, Report No 421, 2001
- [15] S. Osher, J.A. Sethian, Fronts propagating with Curvature-Dependent Speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi Formulations. *Journal of Computational Physics*, 79 : 12-49, 1988
- [16] G. Reliquet. Simulation numérique de l'interaction houle/carène par couplage d'une méthode spectrale HOS avec un algorithme de capture d'interface. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 2013
- [17] G. Reliquet, A. Drouet, P.E. Guillerm, E. Jacquin, L. Gentaz, P. Ferrant. Simulation de l'interaction houle-structure par couplage d'une méthode RANSE Level Set et d'un modèle potentiel non linéaire. *3<sup>èmes</sup> journées de l'Hydrodynamique*, Chatou, 2012.
- [18] C.M. Rhie, W.L. Chow. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 21 : 179-195, 1983
- [19] M.M. Rienecker, J.D. Fenton. A Fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 104 : 119-137, 1981
- [20] SIMMAN site internet: <http://www.simman2008.dk/> ou <http://www.simman2013.dk/>
- [21] B. West, K. Brueckner, R. Janda, M. Milder, R. Milton. A new numerical method for surface hydrodynamics. *Journal of Geophysical Research*. 92 : 11803-11824, 1987
- [22] D.C. Wilcox. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. *AIAA Journal*, 26 (11) : 1299-1310, 1988.