



**COUPLAGE DE CODES POUR L'ÉTUDE D'INTERACTIONS  
FLUIDE-STRUCTURE DE CORPS RIGIDES DANS LE DOMAINE DE  
L'HYDRODYNAMIQUE NAVALE**

***CODE COUPLING FOR THE STUDY OF RIGID BODIES  
FLUID-STRUCTURE INTERACTIONS IN THE MARINE FIELD***

**C. YVIN<sup>◦,\*</sup>, A. LEROYER<sup>\*</sup>, E. GUILMINEAU<sup>\*</sup>,  
P. QUEUTEY<sup>\*</sup>, M. VISONNEAU<sup>\*</sup>**

<sup>◦</sup> Sirehna/DCNS Research, 44321 Nantes Cedex 3

<sup>\*</sup> Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement  
Atmosphérique, École Centrale de Nantes, CNRS-UMR 6598, 44321 Nantes Cedex 3

<sup>◦</sup> *camille.yvin@sirehna.com, camille.yvin@eleves.ec-nantes.fr*

**Résumé**

L'objectif de ce papier est de présenter quelques résultats obtenus grâce un algorithme de couplage d'interaction fluide-structure utilisé dans un contexte de couplage de codes. Cette chaîne de calcul rend possible l'étude précise des interactions entre un milieu fluide et un système mécanique complexe. Le couplage s'effectue au sein du processus de résolution non-linéaire du solveur fluide, ce qui s'avère être une stratégie efficace dans les cas où, comme ici, la résolution de la partie structure possède un temps de calcul faible par rapport à celle du fluide. Afin de stabiliser l'algorithme de couplage, un opérateur de relaxation basé sur la technique de la masse ajoutée artificielle est utilisé. Pour optimiser l'algorithme de couplage et limiter le nombre d'itérations non-linéaires à celui d'un calcul instationnaire classique, une méthode originale de détermination des effets de masse ajoutée est implémentée au sein du solveur fluide. Deux cas de validation sont proposés. Le premier concerne l'évaluation des fonctions de transfert des mouvements d'une frégate soumise à une houle incidente de face. Le deuxième consiste à étudier l'amortissement en roulis par des ailerons de stabilisation actifs. Dans les deux cas, les résultats obtenus sont proches des résultats expérimentaux.

**Summary**

The purpose of this paper is to present some results obtained through an efficient fluid structure interaction coupling algorithm used in a cooperative simulation context. This framework makes possible the accurate study of interactions between complex mechanical systems and fluids. The coupling occurs during the non linear resolution process of the fluid solver. It proves to be an efficient strategy when, as is the case here, the resolution of the mechanical problem is less costly than the resolution of the fluid one. In order to stabilize the coupling algorithm, a relaxation operator based on an artificial added mass technique is used. To optimize the coupling algorithm and to limit the number of non linear iterations, an original method is implemented in the fluid solver to evaluate the added mass effects. Two applications are proposed. The first application concerns the computation of the motions transfer functions of a frigate in regular head waves. The second application is about the roll decay of a frigate with active fins. In both cases, the results are in good agreement with the experimental data.

## **I – Introduction**

L’objectif principal de ces travaux est de mettre en place une chaîne de calcul efficace et générale permettant l’étude d’Interactions Fluide-Structure (IFS) dans le domaine de l’architecture navale pour des systèmes mécaniques complexes.

Les méthodes de résolution des problématiques d’IFS peuvent se diviser en deux catégories : les méthodes monolithiques et les méthodes partitionnées. Les premières consistent à résoudre d’un seul tenant les différentes équations du système. Cette méthode est naturellement rigoureuse mais particulièrement difficile à implémenter et à résoudre dans le cadre général du fait de la grande variété des inconnues considérées [5]. Au contraire, les méthodes partitionnées consistent à utiliser un solveur différent pour chacun des milieux considérés. En conséquence, comme chacun des solveurs élémentaires peut utiliser des méthodes numériques adaptées à la résolution de son problème, des modélisations complexes peuvent être utilisées en même temps pour chacun des milieux [13]. De plus, du fait de la séparation des solveurs, des codes existants peuvent être réutilisés (couplage de codes ou co-simulation) et la validation ainsi que la maintenance du/des code(s) sont facilitées [11]. L’utilisation conjointe de deux solveurs permet donc potentiellement de simuler finement des systèmes mécaniques complexes en interaction avec un milieu fluide par résolution complète des différentes équations physiques du problème, c’est-à-dire sans qu’aucune simplification et/ou linéarisation majeure ne soit réalisée au niveau de l’interaction entre le milieu fluide et le milieu structural. Les cas d’application envisagés sont, par exemple, la modélisation de corps amarrés ou remorqués en forte interactions avec les écoulements, la modélisation de systèmes de récupération de l’énergie des écoulements ou de la houle, le contrôle de navire par des appendices actifs, l’étude de systèmes de propulsion complexes (propulseurs épicycloïdaux).

## **II – Description des solveurs utilisés**

### **II – 1 Solveur fluide**

Le problème mécanique est résolu par le solveur ISIS-CFD, développé par l’équipe ECN-CNRS DSPM (Dynamique des Systèmes Propulsifs Marins) du laboratoire LHEEA de l’École Centrale de Nantes (ECN) [21]. Ce code est distribué par NUMECA International au sein de la suite FINE<sup>TM</sup>/Marine et développé principalement pour des applications navales. Ce solveur résout les équations de Navier-Stokes instationnaires en moyenne de Reynolds. Une méthode de type volumes-finis est utilisée pour construire la discrétisation spatiale des équations de transport. Le couplage entre la vitesse et la pression est résolu par une méthode de Rhie & Chow et un algorithme de type SIMPLE : à chaque pas de temps, le champ de vitesse est mis à jour par le bilan de quantité de mouvement et la pression est obtenue par l’équation de conservation de la masse qui est transformée en une équation de pression. Une méthode de capture d’interface de type VOF permet de simuler un milieu fluide diphasique. Une formulation ALE (« Arbitrary Lagrangian Eulerian ») est utilisée pour prendre en compte les modifications du domaine spatial fluide [16]. Cette dernière est associée à une méthode de déformation de maillage rapide et robuste [17]. Le schéma de discrétisation temporel est le schéma décentré BDF2 (« Backward Difference Formula of order 2 »). À chaque pas de temps, une boucle interne est utilisée pour résoudre les non-linéarités du système et les différents couplages (couplages entre la vitesse, la pression, les quantités turbulentes ou la fonction de présence). La discrétisation est basée aux centres des faces des cellules.

Les systèmes d’équations sont construits face par face et résolus de manière itérative. La localisation des différentes variables est, quant à elle, au centre des cellules. Des schémas de reconstruction permettent d’évaluer aux faces les différentes quantités à partir des valeurs aux centres des cellules. Ces schémas sont adaptés à la quantité reconstruite (vitesse, pression, fonction de présence...) et au terme discrétisé (convection, diffusion, production...) [22]. Cette technique permet de prendre en considération toutes les topologies de cellule et de maillage. Ceci permet notamment d’étudier des géométries complexes. Différentes méthodes de raffinement de

maillage automatique [24] et de maillages glissants [21] sont également disponibles. Le code est entièrement parallélisé par le biais du protocole MPI (« Message Passing Interface »).

## **II – 2 Solveur mécanique**

Le problème fluide est par résolu le solveur MBDyn (Multi-Body Dynamics). Ce dernier est un solveur open-source (licence GNU GPL) développé par le « Département d'ingénierie aérospatiale de l'École Polytechnique de Milan ». C'est un solveur dédié à la résolution de systèmes multi-disciplinaires complexes (mécanique non-linéaire des corps rigides ou flexibles, composants hydrauliques et électriques, asservissements...) [19]. Pour résoudre les lois cinématiques d'un système mécanique multi-corps, l'approche « Redundant Coordinate Set » est utilisée. Cela signifie que chaque corps inertiel possède six degrés de liberté même si ces derniers sont contraints par des liaisons cinématiques. Afin de représenter ces liaisons (ou tout autre type de contrainte), des équations de contrainte sont ajoutées au système différentiel. Ceci introduit des inconnues algébriques supplémentaires représentatives des efforts et couples de réaction qui sont analogues à des multiplicateurs de Lagrange [18]. Toutes ces équations sont écrites sous la forme d'un système d'Équations Différentielles Algébriques (EDA) du premier ordre. Ainsi, la cinématique de chaque corps rigide est régie par douze équations (6 équations expriment les quantités de mouvements selon les six degrés de liberté et les six autres représentent leurs variations temporelles et traduisent le principe fondamental de la dynamique).

De manière générale, les systèmes d'EDA ne peuvent pas être résolus par les méthodes classiques de résolution des équations différentielles ordinaires du fait de leur raideur numérique particulièrement élevée. Pour diminuer cette dernière, la méthode de réduction d'index (dérivation temporelle des équations de contrainte) est souvent utilisée. Malheureusement, l'effet de dérive, effet qui se traduit par une violation des équations de contrainte, doit être contrôlé [2]. Au sein de MBDyn, une méthode de résolution directe est préférée. Ce n'est que récemment que ces dernières sont utilisées pour résoudre les systèmes d'EDA des systèmes multi-corps [4]. Cette possibilité est offerte par : une substitution des variables algébriques, une mise à l'échelle des équations de contrainte vis-à-vis du pas de temps et un schéma d'intégration temporel A-Stable multi-pas. Au sein de ces travaux, c'est le schéma BDF2 qui est utilisé afin d'être cohérent avec le solveur fluide. Le système d'équations est intégré temporellement par un schéma de type prédiction-correction. Les étapes de correction sont réalisées par une méthode de Newton-Raphson modifiée. La matrice Jacobienne du problème, matrice utilisée au sein du processus itératif de Newton-Raphson, est évaluée analytiquement par différentiation des équations du problème et non pas estimée par des méthodes d'approximation numérique.

L'approche « Redundant Coordinate Set » produit très souvent des matrices creuses. Un solveur de résolution des systèmes linéaires spécifique doit donc être développé pour que la résolution soit efficace [20]. Néanmoins, cette approche offre la possibilité de modéliser facilement des systèmes dynamiques complexes et pluridisciplinaires. En effet, l'ensemble des équations représentatives des composants élémentaires (corps rigides, corps flexibles, liaisons...) sont simplement assemblées par une méthode proche de celles utilisées en éléments finis [4].

## **III – Couplage de codes en IFS**

### **III – 1 Généralités**

Les problèmes d'IFS peuvent être vus comme un cas d'application particulier des méthodes de décomposition de domaines, méthodes qui consistent à résoudre un problème aux conditions aux limites en le découpant sur des sous-domaines plus petits. C'est la raison pour laquelle il est pertinent d'exprimer ce problème par le biais de l'opérateur de Steklov-Poincaré et de son inverse [7]. Ces opérateurs non-linéaires et dépendant du temps peuvent également être considérés comme étant les solveurs fluide et mécanique. Ainsi, le domaine spatial  $\bar{\Omega}$  est découpé en un domaine fluide  $\bar{\Omega}^f$  et un domaine structure  $\bar{\Omega}^s$ . L'opérateur de Steklov-Poincaré  $\mathcal{S}$  et son

inverse, l'opérateur de Poincaré-Steklov  $\mathcal{S}^{-1}$ , sont définis pour chaque sous-domaine de la façon suivante :

$$\mathcal{S}_d(\mathbf{x}^d) = \boldsymbol{\lambda}^d \qquad \mathcal{S}_d^{-1}(\boldsymbol{\lambda}^d) = \mathbf{x}^d \qquad (1)$$

où  $d$  représente le domaine considéré (fluide ou structure),  $\mathbf{x}$  le vecteur position et  $\boldsymbol{\lambda}$  le vecteur contrainte. Au niveau de l'interface entre le milieu fluide et structure  $\Gamma = \bar{\Omega}^f \cap \bar{\Omega}^s$ , la continuité de la cinématique et le principe d'action-réaction doivent être respectés :

$$\mathbf{x}^s = \mathbf{x}^f = \mathbf{x}^\Gamma \qquad \text{et} \qquad \boldsymbol{\lambda}^s + \boldsymbol{\lambda}^f = \mathbf{0} \qquad \text{sur } \Gamma \qquad (2)$$

Ces deux équations peuvent être exprimées par le biais des opérateurs définis précédemment en différentes formulations comme celle de Steklov-Poincaré, de Picard (point-fixe) ou de Newton (méthode de la tangente) [7]. La première est intéressante lorsque les temps de résolution des problèmes fluide et structure sont du même ordre car la parallélisation est naturellement obtenue. En effet, les opérateurs  $\mathcal{S}_s$  et  $\mathcal{S}_f$  (ou leurs inverses) ne sont pas composés. Ceci n'est pas le cas ici car la résolution du problème fluide, problème caractérisé par un très grand nombre d'inconnues, est nettement plus coûteuse. Pour utiliser une méthode de Newton, le Jacobien du problème doit être évalué. Ceci peut être nettement plus coûteux qu'une simple résolution de type point-fixe du fait des non linéarités du problème couplé [8]. En conséquence, une méthode implicite de type Gauss-Seidel par bloc est classiquement utilisée pour résoudre une formulation de type point-fixe. Le problème couplé est ainsi résumé de la façon suivante :

$$\boldsymbol{\lambda}^f = -\mathcal{S}_f \circ \mathcal{S}_s^{-1}(\boldsymbol{\lambda}^f) \qquad \text{sur } \Gamma \qquad (3)$$

L'équation (3) est une équation non-linéaire dépendante du temps qui doit être résolue à chaque pas de temps. Les schémas explicites en temps, schémas qui réalisent une unique itération par pas de temps pour résoudre cette équation, peuvent produire ou dissiper de l'énergie au niveau de l'interface si le problème est fortement couplé. De plus, ces schémas sont particulièrement sensibles aux effets de masse ajoutée [1]. Ici, seuls les schémas d'intégration implicites sont considérés. Cela signifie que le problème structure, le problème fluide et le problème couplé sont résolus de manière itérative. Les itérations de couplage et temporelles sont respectivement notées  $i$  et  $n$ . Un simple schéma implicite de Gauss-Seidel par bloc, comme celui présenté à l'équation (4), est facile à implémenter mais nécessite un grand nombre d'itérations de couplage avant qu'un état convergé soit atteint et peut rapidement devenir instable quand les effets de masse ajoutée sont importants [9].

$$\mathbf{x}^\Gamma \Big|_{n+1}^{i+1} = \mathcal{S}_s^{-1}(\boldsymbol{\lambda}^f \Big|_{n+1}^i) \qquad \boldsymbol{\lambda}^f \Big|_{n+1}^{i+1} = -\mathcal{S}_f(\mathbf{x}^\Gamma \Big|_{n+1}^{i+1}) \qquad (4)$$

Afin de réduire les temps de simulation, la méthode  $\Delta^2$  de Aitken (méthode des tangentes) est souvent utilisée [14] [25]. Cette méthode est basée sur une approximation géométrique du problème couplé. Pour être efficace, les solveurs doivent produire des résultats physiques et, par conséquent, les problèmes élémentaires doivent être parfaitement résolus plusieurs fois à chaque pas de temps. Aux vues des temps de simulation nécessaires pour résoudre le problème fluide, cela n'est clairement pas une bonne solution.

Ici, l'opérateur classique de Steklov-Poincaré est modifié pour réduire les temps de simulation correspondants. Ce nouvel opérateur est noté  $\mathcal{S}_f^*$  et ne représente plus une résolution du problème fluide mais seulement une itération de résolution non-linéaire [1]. Il peut être vu comme une version linéarisée de l'opérateur  $\mathcal{S}_f$ . En d'autres mots, le problème fluide converge en même temps que le problème couplé. Au contraire, puisque l'opérateur  $\mathcal{S}_s^{-1}$  est peu coûteux, il est complètement résolu à chaque itération de couplage.

### III – 2 Effets de masse ajoutée

Dans le domaine de l'hydrodynamique navale, les effets de masse ajoutée sont importants puisque la masse volumique de l'eau n'est pas négligeable vis-à-vis de celle des structures considérées. Du fait de leurs caractéristiques, ces effets peuvent déstabiliser les algorithmes de couplage classiques. Une des principales techniques pour éliminer ce caractère déstabilisant est la méthode de la masse ajoutée artificielle. Pour illustrer ce dernier point, un exemple de principe monodimensionnel est proposé. Soit un corps rigide de masse  $m$  possédant un degré de liberté de translation noté  $x$ . Les efforts fluide et structurel (efforts de liaison, gravité...) sont respectivement notés  $f_f$  et  $f_s$ . Les effets de masse ajoutée se traduisent par une force de pression proportionnelle et opposée à l'accélération du corps. Cette partie de l'effort fluide est séparée des efforts fluides totaux pour les besoins de l'illustration. Soit  $f_f = -m_a \cdot \ddot{x} + \bar{f}_f$ , où  $m_a$  est le coefficient de proportionnalité des efforts de masse ajoutée. L'équation qui doit être résolue est donc de la forme :

$$m \cdot \ddot{x} = f_s + f_f = f_s + \bar{f}_f - m_a \cdot \ddot{x} \quad (5)$$

La résolution de cette équation est instable quand le coefficient  $m_a$  est proche ou plus élevé que la masse du corps considéré et ceci, même si un schéma d'intégration temporelle implicite est utilisé [23]. La méthode classique de la masse ajoutée artificielle consiste à ajouter un terme artificiel de chaque côté de cette équation afin de réduire l'influence des effets de masse ajoutée sur le membre de droite de l'équation (5). L'équation correspondante devient :

$$(m + \bar{m}_a) \cdot \ddot{x} \Big|_{n+1}^{i+1} = f_s \Big|_{n+1}^i + \bar{f}_f \Big|_{n+1}^i - m_a \cdot \ddot{x} \Big|_{n+1}^i + \bar{m}_a \cdot \ddot{x} \Big|_{n+1}^i \quad (6)$$

où  $\bar{m}_a$  est le coefficient de masse ajoutée artificielle. Il est important de remarquer que, lorsque la convergence est atteinte, c'est-à-dire lorsque  $\ddot{x} \Big|_{n+1}^{i+1} = \ddot{x} \Big|_{n+1}^i$ , l'équation (5) est bien retrouvée. La valeur minimale de  $\bar{m}_a$  garantissant la stabilité de l'algorithme de couplage peut être trouvée pour un schéma d'intégration implicite d'Euler [23]. Néanmoins, il est facile de remarquer que pour éliminer la dépendance du membre de droite vis-à-vis de l'accélération du corps, il est nécessaire que  $\bar{m}_a = m_a$ . Lorsque cette méthode est employée, l'algorithme de couplage doit fournir au solveur mécanique un effort fictif (le terme  $\bar{m}_a \cdot \ddot{x} \Big|_{n+1}^i$ ) et l'inertie totale du corps doit être modifiée (membre de gauche). Dans le cadre d'un couplage de codes, cette méthode est donc à éviter car la modification du solveur structure peut être particulièrement délicate. Ceci est particulièrement vrai lorsque des corps possédant six degrés de liberté sont présents. Pour contourner cette difficulté, l'équation précédente est multipliée par un coefficient de relaxation  $\alpha$  tel que  $\alpha = 1/(1 + \bar{m}_a/m)$ . L'équation obtenue est de la forme :

$$m \cdot \ddot{x} \Big|_{n+1}^{i+1} = \alpha (f_f \Big|_{n+1}^i + f_s \Big|_{n+1}^i) + \alpha \cdot \bar{m}_a \cdot \ddot{x} \Big|_{n+1}^i \quad (7)$$

Cette dernière équation peut être vue comme une relaxation de l'accélération puisque le terme entre parenthèses du membre de droite représente l'accélération du solveur mécanique multipliée par la masse. Ainsi, si  $\tilde{\ddot{x}}$  représente cette accélération, l'équation (7) peut être écrite sous la forme d'un système de deux équations :

$$m \cdot \tilde{\ddot{x}} \Big|_{n+1}^{i+1} = f_f \Big|_{n+1}^i + f_s \Big|_{n+1}^i \quad (8)$$

$$\ddot{x} \Big|_{n+1}^{i+1} = \tilde{\ddot{x}} \Big|_{n+1}^i + \alpha \cdot (\tilde{\ddot{x}} \Big|_{n+1}^{i+1} - \tilde{\ddot{x}} \Big|_{n+1}^i) \quad (9)$$

La première équation représente l'équation résolue par le solveur mécanique et la deuxième, l'étape de relaxation. L'algorithme de couplage utilisé est ainsi résumé par l'équation (10) où  $\mathbf{R}$  est l'opérateur de relaxation général défini précédemment pour un problème à un degré de liberté.

$$\lambda^f \Big|_{n+1}^{i+1} = -\mathcal{S}_f^* \circ \mathbf{R} \circ \mathcal{S}_s^{-1} \left( \lambda^f \Big|_{n+1}^{i+1} \right) \quad (10)$$

Dans le cas d'un corps rigide possédant six degrés de liberté, la position de l'interface peut être remplacée par les positions généralisées  $\delta$  (positions et orientations) du corps. Les effets de masse ajoutée peuvent être représentés par une matrice carrée symétrique  $\mathbf{MA}$  de dimension égale à six. En conséquence, la relaxation des accélérations est donnée par :

$$\ddot{\delta} |_{n+1}^{i+1} = \ddot{\delta} |_{n+1}^i + \mathbf{H}_a \cdot \left( \tilde{\delta} |_{n+1}^{i+1} - \ddot{\delta} |_{n+1}^i \right) \quad (11)$$

où  $\mathbf{H}_a$  est l'opérateur de relaxation des accélérations. L'application de l'équation (7) à un problème linéarisé à six degrés de liberté donne :

$$\mathbf{H}_a = (\mathbf{I}_d + \mathbf{M}^{-1} \cdot \overline{\mathbf{MA}})^{-1} \quad (12)$$

où  $\mathbf{I}_d$  est la matrice identité et  $\mathbf{M}$  la matrice de masse généralisée. Après l'étape de relaxation des accélérations, les vitesses et positions généralisées doivent être reconstruites selon le schéma d'intégration temporelle utilisé. La reconstruction des orientations dépend également de la méthode de paramétrisation des rotations utilisées. De plus, du fait des non-linéarités des mouvements de rotation, l'opérateur de relaxation général  $\mathbf{R}$ , opérateur qui consiste à relaxer les accélérations et reconstruire les autres quantités, est non-linéaire.

### III – 3 Évaluation des effets de masse ajoutée

Comme il a déjà été énoncé précédemment, la méthode de la masse ajoutée artificielle peut être vue comme une méthode de relaxation particulière adaptée aux problèmes d'IFS. Comme toute méthode de relaxation, il est important de déterminer des coefficients de relaxation corrects afin de garantir la stabilité tout en ne détériorant pas de manière significative la vitesse de convergence. Les différents cas de validation réalisés durant ces travaux ont montré que de bonnes propriétés de convergence étaient obtenues lorsque la matrice de masse ajoutée artificielle était proche de la matrice réelle [26].

La connaissance des effets de masse ajoutée est parfois difficile à obtenir car des valeurs de références ne sont pas toujours disponibles et, de plus, ils peuvent évoluer au cours du temps de manière importante (présence de murs ou d'autres corps à proximité, confinement, déformations importantes de la surface libre...). Par conséquent, la résolution d'un opérateur de Poisson modifié permettant d'évaluer les effets de masse ajoutée a été introduite au sein du solveur ISIS-CFD.

La définition des effets de masse ajoutée peut dépendre du contexte (approche fréquentielle ou temporelle, prise en compte des effets visqueux...). Ici, les effets de masse ajoutée sont définis comme étant la réponse du fluide à une variation brutale de la vitesse d'un corps (accélération impulsionnelle) [15, 23, 10]. Pour obtenir l'équation correspondant à cette définition, il est proposé d'étudier les différents temps caractéristiques de l'équation de quantité de mouvement des équations de Navier-Stokes. Il est également possible d'obtenir le même résultat en étudiant l'équation régissant la différence de comportement entre deux écoulements qui diffèrent uniquement au niveau de l'accélération du corps considéré [23]. Soit l'équation de quantité de mouvement des équations de Navier-Stokes sous forme convective pour un fluide diphasique incompressible :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left[ -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \right] + f_i^v \quad (13)$$

où  $\mathbf{u}$  est la vitesse du fluide,  $p$  la pression,  $\mathbf{f}^v$  les efforts volumiques (effort de gravité),  $\rho$  la masse volumique et  $\mu$  la viscosité dynamique. Soient  $T$ ,  $L$  et  $U$  le temps, la longueur et la vitesse caractéristiques de l'écoulement. Les échelles de temps des différents termes de l'équation (13) sont dans l'ordre :  $T$  (terme temporel),  $L/U$  (terme de convection), zéro (terme de pression),  $L^2\rho/\mu$  (terme de diffusion visqueuse) et l'infini (terme de production volumique) [10]. Ainsi, quand l'échelle de temps caractéristique tend vers zéro (impulsion), la réponse du fluide est

dominée par le terme de pression, soit l'équation :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} \quad (14)$$

Les champs de vitesse et de pression ci-dessus sont différenciés des champs réels pour éviter toute confusion. Il est facile de voir que les effets de masse ajoutée définis de la sorte peuvent déstabiliser un algorithme de couplage en IFS puisque la pression peut répondre violemment à une accélération soudaine du corps. Il est également possible de remarquer que la déformation de la surface libre est naturellement prise en compte par le biais de la variable  $\rho$  car cette dernière dépend de la position. Ainsi, lorsque cette équation est résolue par une approche de type capture d'interface, aucune équation supplémentaire n'est nécessaire pour prendre en compte les écoulements diphasiques. En prenant la divergence de l'équation (14) le terme de dérivation temporelle disparaît également puisque la vitesse est à divergence nulle. La forme intégrale ainsi obtenue est présentée à l'équation (15). Le théorème de Green-Ostrogradski est également utilisé pour obtenir une intégrale de surface.

$$\iiint_V \operatorname{div} \left( -\frac{\overline{\operatorname{grad}}(\tilde{p})}{\rho} \right) \cdot \mathbf{d}\mathbf{v} = 0 \quad \iint_S -\frac{1}{\rho} \overline{\operatorname{grad}}(\tilde{p}) \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{d}\mathbf{s} = 0 \quad (15)$$

Cette équation est discrétisée par des schémas centrés permettant de prendre en compte les non-orthogonalités des maillages et les discontinuités hydrostatiques [22]. Les conditions aux limites appliquées sur le corps sont, quant à elles, données par l'équation (14). Ainsi, pour chaque degré de liberté considéré, l'équation ci-dessus est résolue avec une accélération unitaire de ce degré de liberté au point d'expression souhaité (typiquement, le centre de gravité du corps rigide). L'évaluation des efforts résultant du champ de pression artificiel obtenu permet de remplir la colonne de la matrice de masse ajoutée représentative de ce même degré de liberté. Ainsi, pour obtenir la totalité de la matrice de masse ajoutée d'un corps rigide, il est nécessaire de résoudre six fois l'équation ci-dessus. Néanmoins, la résolution de cette équation est peu coûteuse en comparaison des temps nécessaires pour résoudre celles représentatives du comportement du fluide. L'évaluation de la matrice de masse ajoutée peut donc être réalisée dynamiquement sans que les temps de simulation soient pénalisés. Les résultats obtenus avec cette approche ont été comparés à des solutions analytiques, à des résultats bibliographiques [3] et à ceux fournis par le code d'analyse fréquentielle Aqua+ [6]. En effet, cette approche est identique à l'approche fréquentielle à période infinie lorsque la déformée de la surface libre est au repos. Aucune différence significative n'a été observée.

## IV – Applications

### IV – 1 Une frégate soumise à une houle de face

Cette première application consiste à étudier les mouvements de pilonnement et de tangage d'une frégate de l'US Navy de type DTMB (cf. figure 1) soumise à une houle incidente de face. Deux nombres de Froude ( $Fr=0.28$  et  $0.41$ ), trois amplitudes de houle<sup>1</sup> ( $A_k=0.025$ ,  $0.050$  et  $0.075$ ) ainsi qu'un certain nombre de longueurs d'onde sont étudiés. Les calculs sont réalisés à l'échelle maquette. Cette étude permet de vérifier l'algorithme de couplage de manière qualitative et quantitative sur un cas d'application industrielle. Les données de référence et les résultats expérimentaux sont tirés de [12]. Les maillages et les pas de temps sont adaptés en fonction de la houle incidente et du nombre de Froude du navire. Pour informations, le nombre de cellules est ainsi compris entre 1.5 millions (grandes longueurs d'onde) et 4 millions (petites longueurs d'onde).

Les amplitudes du premier harmonique des mouvements de pilonnement et de tangage sont proposées aux figures 2 et 3 ( $z$  représente l'amplitude de la houle incidente,  $f_e$  la fréquence

1.  $A_k$  est défini comme étant le ratio entre l'amplitude de houle et la longueur d'onde multiplié par  $2\pi$ .

de rencontre). Une très bonne concordance avec les résultats expérimentaux est obtenue. De manière identique, les phases des premiers harmoniques et l'amplitude des seconds harmoniques coïncident avec les résultats expérimentaux. Des visualisations de l'élévation de la surface libre sont proposées pour un cas particulier à la figure (4) où  $T_e$  représente la période de rencontre.



Figure 1 – DTMB – Géométrie

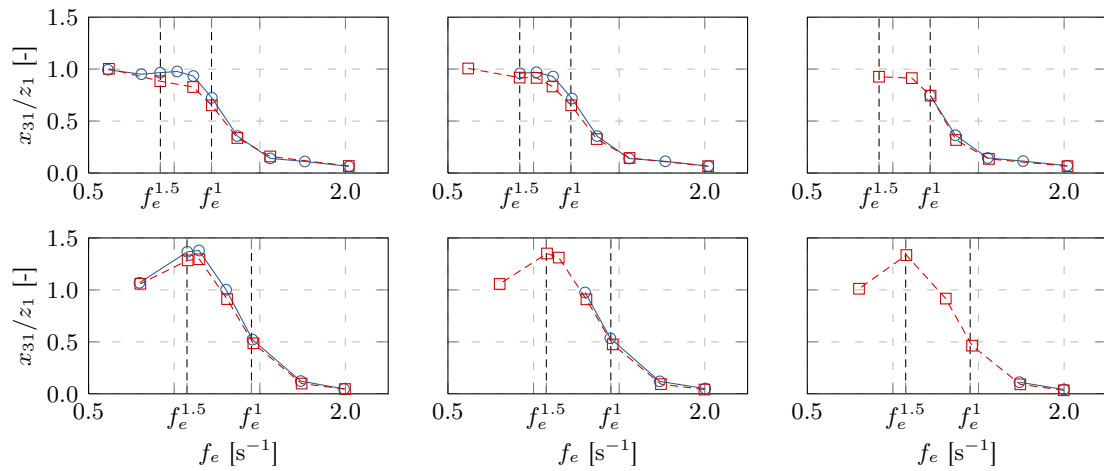


Figure 2 – DTMB 5512 – Amplitude du premier harmonique du mouvement de pilonnement –  $Fr = 0.28$  (haut) et  $Fr = 0.41$  (bas) –  $A_k = 0.025$  (gauche),  $A_k = 0.050$  (centre) et  $A_k = 0.075$  (droite) :  $\circ$  - simulation et  $\square$  - expérience

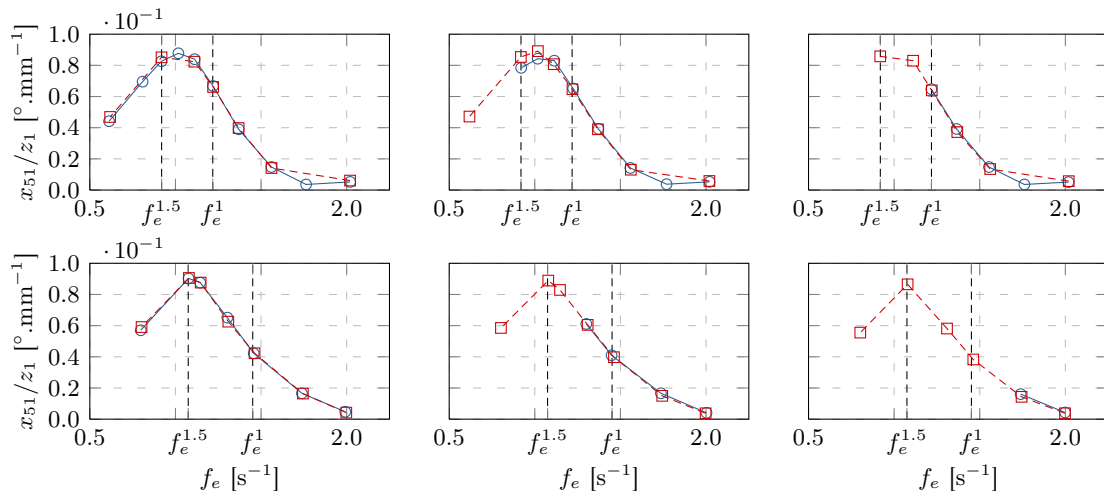


Figure 3 – DTMB 5512 – Amplitude du premier harmonique du mouvement de tangage –  $Fr = 0.28$  (haut) et  $Fr = 0.41$  (bas) –  $A_k = 0.025$  (gauche),  $A_k = 0.050$  (centre) et  $A_k = 0.075$  (droite) :  $\circ$  - simulation et  $\square$  - expérience



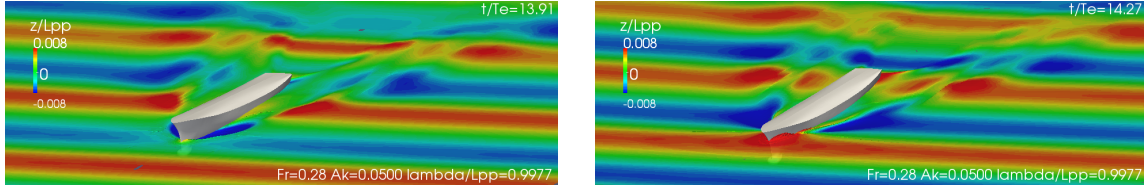


Figure 4 –  $Fr = 0.28$ ,  $A_k = 0.0500$ ,  $\lambda/L_{PP} = 0.9977$  – Surface libre –  $t/T_e = 13.08$  (gauche) et  $t/T_e = 13.45$  (droite)

## IV – 2 Amortissement d’une frégate par ailerons actifs

Cette deuxième application consiste à étudier l’amortissement en roulis d’une version modifiée de la carène DTMB utilisée précédemment. En plus de quelques modifications géométriques et inertielles, cette version possède différents appendices dont des ailerons de stabilisation actifs pour amortir efficacement le mouvement de roulis (cf. figure 5). Lors de cette étude, ces ailerons de stabilisation sont soit passifs (c’est-à-dire à orientation fixe), soit actifs (application d’une loi de pilotage). L’objectif de ce cas d’application est de démontrer les possibilités offertes par la chaîne de couplage entre ISIS-CFD et MBDyn en matière de contrôle d’actionneurs et de valider une nouvelle fois l’algorithme de couplage sur un cas d’application industrielle. Les résultats des simulations sont comparés à des essais expérimentaux réalisés à l’échelle maquette. La diffusion des résultats étant restreinte, les échelles ne sont pas spécifiées dans cet article et certaines grandeurs sont adimensionnalisées arbitrairement. Elles sont notées avec une  $\star$  en exposant.

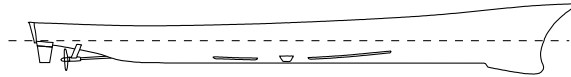


Figure 5 – DTMB modifié – Géométrie

Le domaine de calcul est composé de quatre zones différentes. La première zone est de forme parallélépipédique et représente le domaine fluide lointain. Au sein de ce parallélépipède, un premier domaine cylindrique aligné avec l’axe de roulis du navire permet de prendre en compte les différents mouvements de ce dernier. Dans ce cylindre, deux nouveaux domaines cylindriques permettent de prendre en compte le mouvement relatif des ailerons de stabilisation par rapport à la carène. Les différents domaines cylindriques sont rigides. Seul le domaine parallélépipédique peut potentiellement se déformer pour prendre en compte les mouvements de tangage et de pilonnement du navire. Le mouvement de roulis du navire et le cabrage des ailerons sont naturellement pris en compte par les interfaces glissantes. Ces dernières sont utilisées afin de faciliter la prise en compte des grandes amplitudes des mouvements de rotation (roulis du navire et cabrage des ailerons de stabilisation). Le maillage est composé de 31 millions de cellules au total.

Tout au long de la simulation, la vitesse d’embarquée et la vitesse de lacet dans le repère fixe sont bloquées. Les autres degrés de liberté sont soit pilotés, soit libres. Les temps importants sont notés  $t_0$ ,  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$ . Entre  $t_0$  et  $t_1$ , une mise en vitesse progressive du navire est effectuée ( $Fr \approx 0.25$ ). Entre  $t_1$  et  $t_2$ , la vitesse d’avance est maintenue jusqu’à l’obtention d’un état pseudo-stationnaire. Entre  $t_2$  et  $t_3$ , l’angle de roulis passe progressivement de 0 à l’angle de roulis mesuré lors des essais après l’application de l’effort de perturbation. Cet angle est noté  $\phi_0$  et le passage progressif est réalisé par un quart de sinus de période proche de celle mesurée lors des essais. À partir de  $t_3$ , le degré de liberté en roulis est relâché. Lorsque les ailerons de stabilisation sont actifs, leurs angles de cabrage sont pilotés par une loi dépendant de la vitesse de roulis. L’amplitude des angles de cabrage est également limitée mécaniquement. Cette amplitude maximale est notée  $\delta_{\max}$ .

L’angle de roulis est présenté en fonction du temps à la figure 6. L’angle de cabrage des ailerons de stabilisation est quant à lui présenté à la figure 7. Des mesures d’effort sur les appendices ont également été réalisées sur certains appendices. Ceux s’exerçant sur les ailerons de stabilisation

sont présentés à la figure 8. Des visualisations du champ de pression et de la surface libre sont également proposées à la figure 9. Malgré la très forte complexité de ce type de simulation, les résultats obtenus sont très proches des résultats expérimentaux et ceci, tant du point de vue global (comportement du navire) que local (efforts s'appliquant sur les différents appendices). De plus, l'effet du contrôle actif des ailerons de stabilisation est bien capturé. En effet, les oscillations sont fortement amorties lorsque les ailerons sont actifs (cf. figure 6).

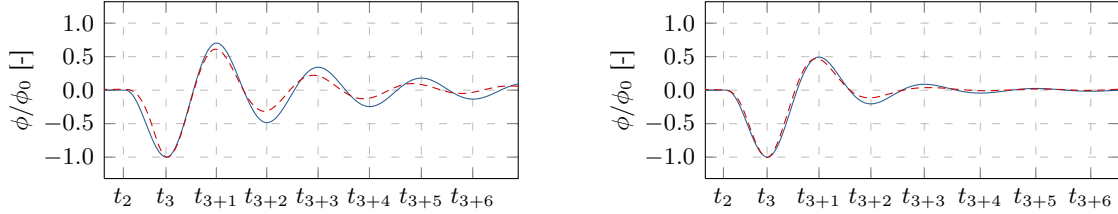


Figure 6 – Angle de roulis adimensionnel en fonction du temps – Ailerons de stabilisation passifs (gauche) et actifs (droite) : — simulation et - - - expérience

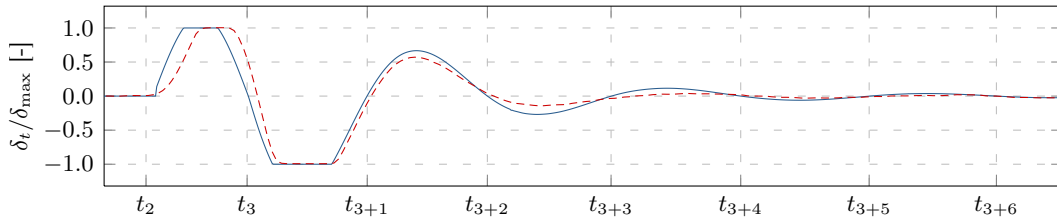


Figure 7 – Angle de cabrage de l'aileron de stabilisation tribord en fonction du temps – Ailerons de stabilisation actifs : — simulation et - - - expérience

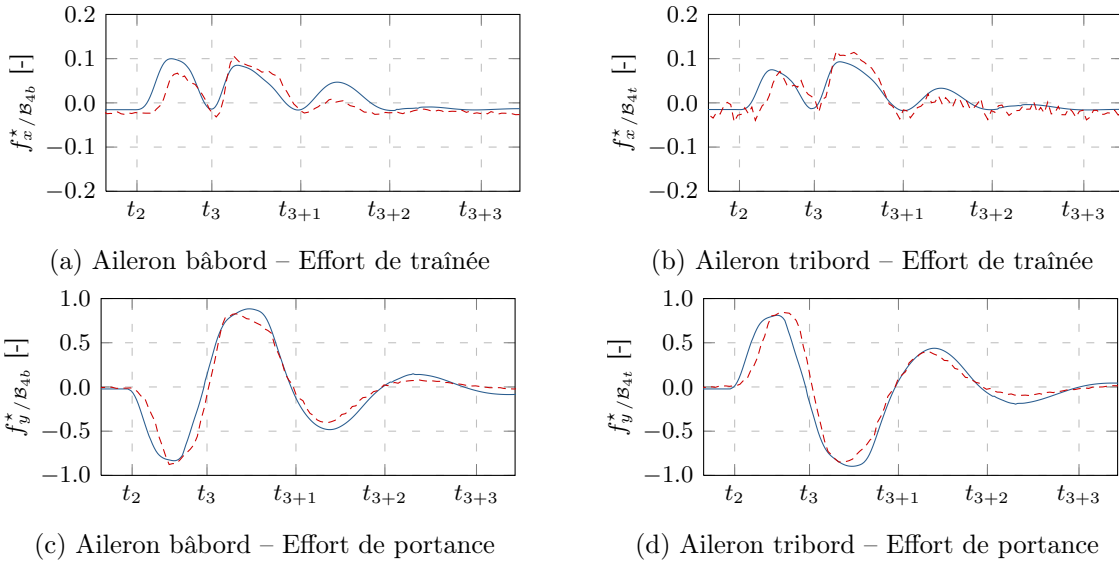


Figure 8 – Efforts fluides sur les ailerons de stabilisation en fonction du temps – Ailerons de stabilisation actifs : — simulation et - - - expérience

## V – Conclusion et perspectives

Une méthode de couplage de codes en IFS dans le domaine de l'hydrodynamique navale a été présentée. Cette dernière est précise (couplage implicite), stable vis-à-vis des effets de masse

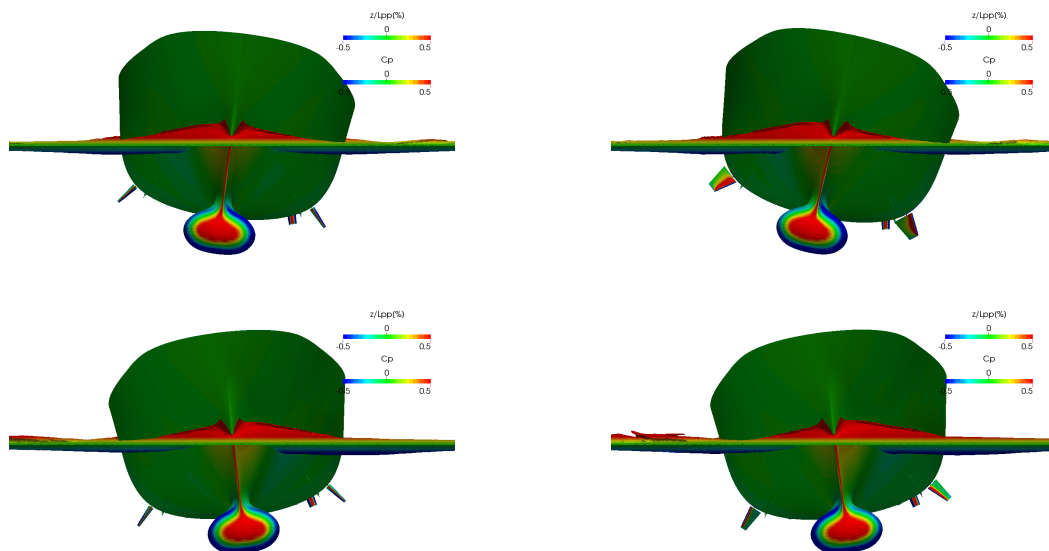


Figure 9 – Coefficient de pression et élévation de la surface libre à deux instants différents – Vue de face – Ailerons de stabilisation passifs (gauche) et actifs (droite)

ajoutée (technique de la masse ajoutée artificielle modifiée) et efficace (limitation du nombre d'itérations du solveur fluide par une linéarisation du solveur de Steklov-Poincaré fluide). De plus, la méthode de stabilisation utilisée est non-intrusive. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de modifier chacun des solveurs utilisés. Ceci est particulièrement important dans un contexte de couplage de codes.

Deux applications ont également été présentées (navire sur houle de face et amortissement d'une frégate par ailerons actifs). La dernière est particulièrement complexe, ce qui justifie pleinement l'emploi d'une méthode de simulation collaborative.

Les prochains travaux consisteront à étendre la méthode proposée aux corps flexibles de type poutre. Les applications visées sont, par exemple, l'étude des déformations de « risers », d'un navire (théorie de la poutre navire) ou la modélisation complète d'une éolienne flottante (pâles et mât flexibles).

## Références

- [1] S. BADIA et R. CODINA : On some fluid-structure iterative algorithms using pressure segregation methods. Application to aeroelasticity. *International Journal For Numerical Methods In Engineering*, 72:46–71, 2000.
- [2] O. A. BAUCHAU et A. LAULUSA : Review of contemporary approaches for constraint enforcement in multibody systems. *Journal of Computational and Nonlinear Dynamics*, 3(1):1–10, 2008.
- [3] R. BLEVINS : *Formulas for Natural Frequency and Mode Shape*. Krieger, 2001.
- [4] C. L. BOTTASSO, R. BLOCKLEY et S. W. : *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, vol. Computational Dynamics. Wiley-Blackwell, 2010.
- [5] M. CERVERA, R. CODINA et M. GALINDO : On the computational efficiency and implementation of block-iterative algorithms for nonlinear coupled problems. *Engineering Computations*, 13(6):4–30, 1996.
- [6] G. DELHOMMEAU : *Les problèmes de diffraction-radiation et de résistance de vagues : étude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Mécanique, juil. 1987.

- [7] S. DEPARIS, M. DISCACCIATI, G. FOURESTHEY et G. QUARTERONI : Fluid-structure algorithms based on steklov-poincaré operators. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 195(41–43):5797–5812, 2006.
- [8] W. DETTMER et D. PERIĆ : On the coupling between fluid flow and mesh motion in the modelling of fluid–structure interaction. *Computational Mechanics*, 43:81–90, 2008.
- [9] C. FÖRSTER, W. WALL et E. RAMM : Artificial added mass instabilities in sequential staggered coupling of nonlinear structures and incompressible viscous flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 196(7):1278–1293, 2007.
- [10] E. GUYON, J.-P. HULIN, L. PETIT et C. MITESCU : *Physical Hydrodynamics*. Oxford University Press, 2001.
- [11] G. HOU, J. WANG et A. LAYTON : Numerical methods for fluid-structure interaction - a review. *Communications in Computational Physics*, 12(2):337–377, 2012.
- [12] J. M. IRVINE, J. LONGO et F. STERN : Pitch and heave tests and uncertainty assessment for a surface combatant in regular head waves. *Journal of Ship Research*, 52:146–163, 2008.
- [13] D. JÜRGENS : Survey on software engineering for scientific applications : Reuseable software, grid computing and application. Rap. tech., Informatik-Bericht, 2009.
- [14] U. KÜTTLER et W. WALL : Fixed-point fluid–structure interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational Mechanics*, 43:61–72, 2008.
- [15] A. LEONARD et A. ROSHKO : Aspects of flow-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 15:415–425, 2001.
- [16] A. LEROYER, S. BARRÉ, J. M. KOBUS et M. VISONNEAU : Experimental and numerical investigations of the flow around an oar blade. *Journal of Marine Science and Technology*, 13(1):1–15, 2008.
- [17] A. LEROYER et M. VISONNEAU : Numerical methods for RANSE simulations of a self-propelled fish-like body. *Journal of Fluids and Structures*, 20(7):975–991, 2005.
- [18] P. MASARATI : *Comprehensive Multibody AeroServoElastic Analysis of Integrated Rotorcraft Active Controls*. Thèse de doctorat, Dipartimento Di Ingegneria Aerospaziale, Politecnico Di Milano, 1999.
- [19] P. MASARATI, M. MORANDINI et P. MANTEGAZZA : An efficient formulation for general-purpose multibody/multiphysics analysis. *Journal of Computational and Nonlinear Dynamics*, 9(4):9, 2014.
- [20] M. MORANDINI et P. MANTEGAZZA : Using dense storage to solve small sparse linear systems. *ACM (Association for Computing Machinery) Transactions on Mathematical Software*, 33:12, 2007.
- [21] P. QUEUTEY, G. B. DENG, J. WACKERS, E. GUILMINEAU, A. LEROYER et M. VISONNEAU : Sliding grids and adaptive grid refinement for RANS simulation of ship-propeller interaction. *Ship Technology Research*, 59(2):44–58, avr. 2012.
- [22] P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : An interface capturing method for free-surface hydrodynamic flows. *Computers & Fluids*, 36(9):1481–1510, 2007.
- [23] H. SÖDING : How to integrate free motions of solids in fluids. *Dans 4th Numerical Towing Tank Symposium*, Hamburg, Germany, 2001.
- [24] J. WACKERS, G. DENG, A. LEROYER, P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : Adaptive grid refinement for hydrodynamic flows. *Computers & Fluids*, 55(0):85–100, 2012.
- [25] C. YVIN : Couplage fluide-structure partitionné avec une chaîne de calculs open-source. *Dans 12<sup>ème</sup> Journées de l'hydrodynamique*, Nantes, oct. 2010.
- [26] C. YVIN, A. LEROYER et M. VISONNEAU : Co-simulation in fluid-structure interaction with rigid bodies. *Dans 16<sup>th</sup> Numerical Towing Tank Symposium*, Duisburg, Germany, 2013.