

**SIMULATION D'ÉCOULEMENTS CAVITANTS 2D ET  
D'ÉCOULEMENTS DE TOURBILLONS D'EXTRÉMITÉ AVEC UN  
SOLVEUR RANSE VOLUME FINIS NON STRUCTURÉ**

***COMPUTATION OF 2D CAVITATING FLOWS AND TIP-VORTEX  
FLOWS WITH AN UNSTRUCTURED RANSE SOLVER***

**D.DAUBY, A. LEROYER ET M. VISONNEAU**

Laboratoire de Mécanique des Fluides,  
CNRS-UMR 6598, Equipe Modélisation Numérique,  
Ecole Centrale de Nantes  
B.P. 92101, 1 rue de la Noë 44321 Nantes Cedex 3

**Résumé**

Ce papier présente les simulations d'écoulements cavitants bidimensionnels et d'écoulements de tourbillons d'extrémité tridimensionnels effectuées avec un solveur Navier-Stokes. Après une description des méthodes utilisées, des tenants et des aboutissants de la modélisation et la simulation de la cavitation dans le code **ISIS-CFD** seront présentés, ainsi que quelques applications. La suite de ce papier traitera de la capture de tourbillons d'extrémité tridimensionnels, phénomène extrêmement complexe pour lequel on démontrera l'importance de l'adaptation locale de maillage.

**Summary**

This paper deals with the computations of bidimensional cavitating and tridimensional tip vortex flows. Firstly, a description of the considered methods is given. Then, the ins and outs of cavitation modelling in the **ISIS-CFD** code will be presented along with some applications. Then the paper will deal with the capturing of tip-vortices, which are extremely intense and local phenomena, for which local mesh adaptation is of great influence.

## I-INTRODUCTION

Le développement des solveurs Navier-Stokes à de nombreux domaines d'application a permis d'étendre les phénomènes physiques traités par le calcul numérique en mécanique des fluides. En hydrodynamique, la cavitation est un de ces phénomènes physiques qui constitue un véritable challenge, tant au niveau de la modélisation qu'au niveau numérique, de par la présence de fluides à fort rapport de masse volumique (près de 40000 pour l'eau liquide et sa vapeur à 20°C), d'interfaces discrètes et d'instantanarités à grandes et petites échelles. Le cas particulier de la cavitation de tourbillon marginal, qui apparaît notamment sur les hélices, est particulièrement complexe par la nature très locale du phénomène, sa persistance loin en aval, et les phénomènes d'hystérésis ou encore d'intermittences et d'interactions avec les autres appendices qui peuvent y être associés. La simulation de la cavitation de tourbillon d'extrémité est donc également un véritable challenge, et ce dès lors qu'on veut simplement simuler l'écoulement subcavitant.

## II-DESCRIPTION DU CODE ISIS-CFD

Le code **ISIS-CFD** est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (RANSE) sous une forme fortement conservative. Il repose sur une méthode de volumes finis généralisée à des maillages non-structurés composés de volumes polyédriques arbitraires.

Le champ de vitesse  $\vec{U}$  est obtenu à partir des équations de conservation de quantité de mouvement et la pression  $P$  est déterminée selon la contrainte d'incompressibilité transformée en équation de pression. Le couplage vitesse-pression est assuré par un algorithme de type SIMPLE. L'ensemble des variables est stocké au centre des volumes de contrôle. Les intégrales de volume et de surface sont évaluées par des approximations précises au second ordre. Le mode de discrétisation temporelle utilisé nominalement pour les calculs instationnaires est une méthode du deuxième ordre décentrée à deux pas de temps. A chaque pas de temps, une boucle interne (appelée "boucle non-linéaire") associée à une linéarisation de Picard est effectuée pour résoudre les non-linéarités. Le passage à l'itération temporelle suivante est opéré lorsque le résidu des équations a été réduit d'un certain gain (typiquement 3 ordres pour des calculs physiquement instationnaires). Les calculs multiprocesseurs sont gérés par MPI.

**ISIS-CFD** offre aussi la possibilité de simuler des écoulements avec surface libre ([1],[2]). Ils sont gérés par une méthode de capture d'interface. L'ensemble des deux phases est vu comme un fluide unique dont les propriétés varient avec un taux de présence  $c_i$ . Celui-ci est traité comme un Lagrangien emporté par le fluide global. Sa discrétisation nécessite des schémas appropriés pour éviter une diffusion trop importante de l'interface.

Les équations résolues sont présentées ci-dessous ( $\delta/\delta t$  désigne la dérivée par rapport au temps selon le champs de vitesse  $\vec{U}_d$ , c'est-à-dire "en suivant le maillage dans son mouvement") :

*Propriétés globales du fluide* :  $\sum_i c_i = 1$ , masse volumique  $\rho = c_i \rho_i$ , viscosité  $\mu = c_i \mu_i$

*Loi de conservation géométrique* :  $\frac{\delta}{\delta t} \int_V dV - \oint_S \vec{U}_d \cdot \vec{n} dS = 0$

*Fonction de présence* :  $\frac{\delta}{\delta t} \int_V c_i dV + \oint_S c_i (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = 0$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_{\mathcal{V}} \rho \vec{U} dV + \oint_S \rho \vec{U} (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = \int_{\mathcal{V}} (-\vec{\nabla} P + \rho \vec{g}) dV + \oint_S 2(\mu + \mu_t) \mathbb{D} \cdot \vec{n} dS$$

Conservation de la masse :  $\oint_S \vec{U} \cdot \vec{n} dS = 0$  → équation de pression

### III-MODÉLISATION DE LA CAVITATION

#### 1-Cadre général

La cavitation est communément décrite comme la formation de bulles et de structures complexes de vapeur à des échelles variées. En réalité, la cavitation se forme à partir de gaz dissous, ou de bulles de gaz occlus appelés germes de cavitation. Le phénomène de cavitation est généralement associé à de nombreux désagréments : bruits, érosion et chutes de performances. Sur une même configuration, selon les conditions de pression, de turbulence amont ou de qualité d'eau (population de germes de cavitation et de gaz dissous) des types de cavitation extrêmement variés peuvent apparaître.

La modélisation du phénomène dans les solveurs Navier-Stokes fait le plus souvent intervenir la vision de fluide moyen, par laquelle le domaine fluide, qui peut a priori très localement être constitué de structures complexes de bulles sphériques ou non et de liquide, est rempli d'un fluide dont les caractéristiques varient dans l'espace avec une fonction de présence. Les bulles de vapeur et les structures vaporeuses subissent alors un "arrangement arbitraire" qui vise à rendre continue la fraction de volume de liquide  $\alpha_L$  (notée  $c_i$  un peu plus haut). La masse volumique et la viscosité du fluide moyen s'écrivent alors comme combinaison linéaire pondérée par  $\alpha_L$  des masses volumiques de la vapeur et du liquide pur.

#### 2-Implémentation

Dans ce paragraphe et le suivant, sauf mention contraire, nous allons présenter les équations sous leur forme locale, avant discrétisation par la méthode des volumes finis. De même, nous considérerons un maillage fixe ( $\vec{U}_d = \vec{0}$ ). L'équation de fonction de présence  $\alpha_L$  du liquide utilisée pour la surface libre est modifiée par l'ajout d'un terme source traduisant le transfert de masse entre phases. Il s'agit alors d'une équation de production-transport de la fraction de volume de liquide  $\alpha_L$ , le terme source est noté  $\dot{m}$  :

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_L \vec{U}) = \dot{m} \quad (1)$$

Le terme de transfert de masse entre phases est considéré proportionnel à l'écart entre pression de vapeur saturante et pression réelle. On distingue dans ce terme production et destruction de liquide :

$$\dot{m} = C_P(1 - \alpha_L)MAX(P - P_v, 0) + C_D\alpha_L MIN(P - P_v) \quad (2)$$

Ainsi le premier terme de  $\dot{m}$  est nul si la pression est supérieure à la pression de vapeur saturante  $P_V$  ou si on a localement que du liquide : il correspond au terme de production de liquide (en fait à la transformation de liquide en vapeur). Le raisonnement est identique pour le second terme, qui lui est associé à la destruction de liquide. Il va sans dire que dans le processus de transfert de masse entre phases modélisé par ce terme, l'équation de conservation de la masse du fluide moyen est toujours vérifiée. Ce modèle reste relativement "arbitraire", puisqu'on suppose que la production est proportionnel à la différence de pression avec la pression de vapeur saturante, et que l'on fait intervenir deux constantes empiriques  $C_P$  et  $C_D$ , qui sont en fait liées à des temps de vaporisation/condensation. Ce type de modèle a notamment été utilisé par [3] et [4].

Un modèle similaire basé sur une forme simpliste de l'équation de Rayleigh-Plesset a été implanté, mais il nécessite encore d'être validé. Il s'agit de conserver l'équation de production-convection de  $\alpha$  mais de trouver un terme source équivalent s'appuyant sur l'équation de Rayleigh-Plesset. Le taux de production/destruction de liquide s'exprime en fonction de la dérivée matérielle de  $\alpha_V = 1 - \alpha_L$  :

$$\dot{m} = -\frac{\rho_v}{\rho} \frac{d\alpha_V}{dt} \quad (3)$$

En se basant sur l'hypothèse que le fluide contient  $n_0$  bulles par unité de volume, de rayon moyen  $R$ , on peut obtenir une estimation de  $\dot{R}$  à partir du taux de vide  $\alpha_V = 1 - \alpha_L$ . La dérivée matérielle de  $\alpha_V$  peut alors s'écrire :

$$\frac{d\alpha_V}{dt} = 3\alpha_L(1 - \alpha_L) \frac{\dot{R}}{R} \quad (4)$$

$\dot{R}$  est estimé à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset, en ne conservant que les termes liés à l'énergie cinétique et au gradient de pression :

$$\dot{R} = \text{sgn}(P_V - P) \sqrt{\frac{2}{3\rho} |P - P_V|} \quad (5)$$

Cette évaluation de  $\dot{R}$  a été modifiée pour prendre en compte aussi bien la croissance ( $P < P_V$ ) que la décroissance ( $P > P_V$ ) du rayon moyen des bulles.

### 3-Couplage $\alpha$ -vitesse-pression

L'équation de conservation de la masse du fluide moyen permet d'exprimer la divergence de la vitesse en fonction du terme de production  $\dot{m}$  du premier modèle :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}\right) \dot{m} \quad (6)$$

Une fois discrétisée, cette équation locale permet de former une équation de pression : on exprime alors la vitesse en fonction d'une pseudo-vitesse et du gradient de pression. Le couplage vitesse-pression qui est ainsi créé, même en phase non-cavitante, devient alors un couplage  $\alpha_L$ -vitesse-pression, partout où  $\dot{m}$  est non-nul.

**ISIS-CFD** est basé sur un algorithme de type SIMPLE : après obtention des caractéristiques physiques du fluide par résolution de l'équation pour  $\alpha_L$ , on résout l'équation de quantité de

mouvement, puis l'équation de pression. Le calcul des gradients de pression permet de mettre à jour les flux de vitesses pour vérifier la contrainte sur la divergence de la vitesse. Les vitesses sont ensuite corrigées et une nouvelle itération démarre. Hors il est apparu que l'occurrence d'une valeur négative de  $\alpha_L$  pouvait conduire à une divergence, ou du moins à des pas de temps mal résolus qui se traduisent par des défauts dans l'effort de portance instationnaire. Bien que le modèle soit mathématiquement conçu pour borner naturellement  $\alpha_L$  entre 0 et 1 à convergence, il a fallu prendre certaines précautions dans la discrétisation de l'équation pour  $\alpha_L$  : pour éviter les phénomènes d'anti-diffusion dans l'équation de quantité de mouvement,  $\alpha_L$  (et donc  $\rho$  ainsi que  $v$ ) est artificiellement borné. Ceci n'a que peu de conséquence en surface libre puisque la pression est découplée de  $\alpha_L$ . En cavitation, si les valeurs qui sont en dehors des bornes physiques de  $\alpha$  sont éliminées par un bornage artificiel, le terme de production présent également dans l'équation de pression n'est plus cohérent et découple la pression des autres variables de l'écoulement, ce qui aboutit soit à des pas de temps mal résolus, soit à la divergence du calcul.

L'utilisation de schémas de reconstruction "évolués" (tels que le schéma de discrétisation de convection GDS nécessitant la reconstruction de  $\alpha_L$  grâce à ses gradients) peut également poser problème : dans les zones où le gradient de  $\alpha_L$  est fort, on préférera une reconstruction par pondération, qui garde  $\alpha_L$  dans ses bornes physiques. L'utilisation d'un schéma en temps décentré du premier ordre ainsi que l'implication des termes de production dans la construction des équations pour  $\alpha_L$  sont également nécessaires pour maintenir  $\alpha_L$  dans ses bornes.

## 4-Applications

Le premier modèle de cavitation présenté a été appliqué à deux cas tests bidimensionnels, afin de mettre en évidence la robustesse de la méthode employée, même à fort rapport de masse volumique liquide/vapeur. Il est à noter que l'extension tri-dimensionnelle ne pose pas de difficultés théoriques supplémentaires. Le premier cas test est celui d'un profil bidimensionnel NACA-66012 de corde  $C = 15 \text{ cm}$ , à  $6^\circ$  d'incidence, dans un écoulement incident de Reynolds  $Re = 8.10^5$ . Le maillage utilisé pour cette configuration est un maillage adapté à une modélisation proche-paroi de la turbulence autour du profil et contient 25000 cellules, Toutes les simulations ont été effectuées au rapport de masse volumiques réel.

Le paramètre adimensionnel de cavitation  $\sigma = \frac{2(P-P_v)}{\rho V_{ref}^2}$  vaut 1.41. Expérimentalement, pour ce paramètre de cavitation la poche est stable ([5]). Les données expérimentales fournissent notamment la répartition du coefficient de pression sur le profil. Numériquement, une poche stable (figure 2) - et donc un effort de portance relativement constant, est obtenue en résolvant une version normalisée par  $\rho$  de l'équation de quantité de mouvement, qui néglige un terme de turbulence en milieu diphasique. Les autres procédures de résolution basées sur la version non normalisée de l'équation de quantité de mouvement fournissent une poche pulsante, sans aucun lâcher de vapeur en aval de la zone de fermeture de la poche.

Pour le paramètre de cavitation  $\sigma = 1.25$ , la poche oscille à une fréquence de 3.5 Hz. L'analyse spectrale sur l'effort de portance instationnaire fournit une fréquence principale de 3.3Hz, mais sans aucun lâcher de nuages de vapeur. Une modification arbitraire de l'influence de la turbulence a donc été appliquée : il s'agit de pondérer la viscosité turbulente par la fonction d'amortissement  $f(\alpha_L) = 1 - 4\alpha_L + 4\alpha_L^2$  qui s'annule pour  $\alpha_L = 0.5$  (cette modification de la turbulence peut être comparée au modèle  $K - \epsilon - RNG$  modifié (voir par exemple [6]). La

viscosité turbulente est alors nulle ou très faible dans les zones diphasiques. Une comparaison des résultats pour  $\sigma = 1.25$  entre les simulations avec et sans cette modification de la viscosité est donnée sur la figure 3 pour l'effort de portance instationnaire. On note des instationnarités supplémentaires dans la phase de retrait de la poche (quand l'effort diminue), et on a pu constater que la modification de la viscosité dans la zone de fermeture de poche ( $\alpha_L \approx 0.5$ ) permet d'obtenir des lâchers dans l'écoulement. Cependant, la modification arbitraire de la viscosité turbulente ne peut être validée, car elle fournit également des résultats fortement instationnaires dans le cas  $\sigma = 1.41$ . (voir la figure 4). Pour ce dernier cas, une analyse spectrale du signal d'effort de portance obtenue montre cependant une composante continue du signal d'amplitude comparable à celle de l'effort de portance obtenu pour un calcul sans modification de la viscosité.

Le second cas test est celui d'une section Venturi d'angle au col  $4^\circ$ . Les calculs prennent en compte le confinement de la section, et un maillage adapté à une modélisation proche-paroi de la turbulence est utilisé (19000 quadrangles). Les longueurs de poche sont globalement surestimées par le calcul, et on retrouve un comportement similaire à celui observé sur le premier cas test, à savoir une stabilisation de la poche lorsque l'équation de quantité de mouvement est résolue dans sa version normalisée par  $\rho$ , et des instationnarités à grande échelle lorsque les versions dites "EQC" (renormalisation de l'équation de pression après résolution de l'équation de quantité de mouvement dans sa forme non-normalisée) et "non-normalisée" sont employées. La modification de la viscosité turbulente ajoute également des instationnarités hautes fréquences, comme pour le cas test précédent. Les deux cas test précédents font donc apparaître le caractère crucial du traitement de la turbulence en milieu diphasique. La turbulence en milieu diphasique adresse notamment des problèmes de modélisation physique et de traitement numérique.

## IV-CAPTURE DE TOURBILLONS D'EXTRÉMITÉ

Cette partie s'intéresse aux tourbillons qui se développent au contournement de l'extrémité de profils d'aile tridimensionnel. Les données expérimentales utilisées dans cette section ont été établies dans le cadre de l'Action Concertée Cavitation ; celles qui sont présentées ici ont été fournies par la DGA-Val de Reuil et l'Ecole Navale. Nous allons brièvement décrire les configurations expérimentales, pour étudier ensuite les moyens mis en oeuvre pour reproduire par simulation les résultats expérimentaux de la base de données de la DGA. Nous finirons par les simulations menées pour les confronter à la base de données fournies par l'Ecole Navale. Le lecteur pourra se référer à [5] pour une description plus complète de la campagne expérimentale.

Le premier cas est celui d'un profil de forme en plan elliptique de section NACA16020. Il s'agit d'un profil homothétique au profil nommé ELL de la figure 5, de corde à l'emplanture  $C_{max} = 475 \text{ mm}$ , de demi-envergure  $L = 713 \text{ mm}$ . Le profil est implanté verticalement dans la veine du Grand Tunnel Hydrodynamique de la DGA-Val de Reuil. Les trois profils étudiés au Laboratoire d'Hydrodynamique Navale de Brest ont des cordes à l'emplanture, demi-envergures, surfaces projetées et section NACA 16020 identiques (toujours sur la figure 5). Ils sont implantés horizontalement dans la veine du tunnel de cavitation de l'Ecole Navale. Les deux bases de données de profils de vitesse axiales et tangentielles ont été réalisées par mesures LDV. Les coefficients hydrodynamiques sont également disponibles pour une large gamme de Reynolds et d'incidences.

Les premiers calculs basés sur des maillages réalisés avec Hexpress<sup>TM</sup> ont montré une forte in-

fluence de la finesse du maillage sur l'intensité du déficit de pression dans le cœur du tourbillon, et également, mais dans une moindre mesure, sur les vitesses axiale et tangentielle. Hexpress<sup>TM</sup> est un mailleur automatique qui permet un raffinement local par des descriptions de boîtes ou de surfaces de raffinement. Les maillages obtenus sont ainsi exclusivement composés d'éléments hexaédriques, avec un raffinement possible selon une trajectoire pré-estimée du tourbillon par exemple. Cependant l'utilisation de ce mailleur a vite montré ses limites, à cause d'un contrôle difficile sur le nombre final de cellules final, les maillages devenant vite très lourds.

La deuxième alternative pour la capture du tourbillon par raffinement a consisté en l'utilisation d'une version encore en développement de **ISIS-CFD** qui permet l'adaptation locale de maillage selon des critères explicites (position de la surface libre, etc.) ou implicites (estimation d'erreur a posteriori) ([7]). Le raffinement utilise un vocabulaire familial et générationnel, qui parle par exemple d'éléments fils ou filles, pour un élément raffiné, appelé élément père/mère (figure 6). Dans l'optique de faire du code un adaptateur de maillage, le travail réalisé a consisté en une simplification du code à l'extrême et une optimisation de la place mémoire nécessaire pour charger et raffiner des maillages de taille conséquente, de l'ordre de 10 millions d'éléments. Un maillage initial structuré, produit par un logiciel quelconque, est alors raffiné par le remaillieur selon une trajectoire de tourbillon, avec la possibilité d'y adjoindre un raffinement de boîte. Les paramètres prescrits pour le raffinement sont multiples : le nombre de générations de raffinement, le nombre de couche de cellules à ajouter pour assurer une certaine régularité au maillage, etc. Le contrôle sur la taille finale du maillage adapté par cette méthode s'est révélé plus simple qu'avec Hexpress<sup>TM</sup>, pour des temps d'adaptation finalement inférieurs (sans compter le temps de production du maillage initial).

Les figures 7 et 8 montrent l'influence du raffinement sur la capture du déficit de pression et une comparaison des deux méthodes de raffinement avec les profils expérimentaux réalisés sur le site de la DGA-Val de Reuil. Le nombre de Reynolds vaut  $Re = 4,75 \cdot 10^6$  et l'incidence du profil est de  $10^\circ$ . L'effet du raffinement sur le déficit de pression est notamment impressionnant, puisque une division par 8 des cellules localement dans le tourbillon multiplie par trois l'intensité du déficit. Les niveaux de pression atteints ( $\approx 1 atm$ ) laissent penser qu'une fois la cavitation activée dans les calculs, on pourra voir apparaître de la vapeur au cœur du tourbillon. Les maillages H1, H2 et H4 sont des maillages de finesse croissante dans la zone du tourbillon et le maillage NG5BOX est un maillage raffiné par la version adaptative modifiée de **ISIS-CFD**. Les tailles de cellules pour les maillages H4 et NG5BOX sont du même ordre, soit un dixième de millimètre (à comparer avec la corde maximale de 475mm). On peut noter que les résultats obtenus avec la méthode de raffinement par **ISIS-CFD** restent satisfaisants près de l'extrémité du profil (figure 8), avec un nombre de cellules près de 10 fois inférieur à celui du maillage Hexpress<sup>TM</sup> H4 (11 millions de cellules). Les comparaisons de trajectoire du tourbillon sont satisfaisantes sur une corde en aval, mais les profils calculés au-delà de  $X/C_{max} = 0.1$  ne permettent pas d'obtenir une meilleure prévision de la trajectoire, la composante axiale étant alors largement sous-estimée.

En effet, les profils calculés, de type "jet" près de l'extrémité, se transforment rapidement en profil de type sillage, alors que les profils expérimentaux gardent un comportement de type jet jusqu'à 4 cordes en aval. De même le coefficient de portance calculé est sur-estimé de 30%, quel que soit le modèle de turbulence utilisé. Ce problème a déjà été relevé par [8], et selon les auteurs est certainement lié à une mauvaise prédiction du point de séparation dans ce cas particulier. Les mêmes auteurs ont corrélié la portance du profil avec l'enroulement du tourbillon

à l'extrémité, des calculs complémentaires ont donc été menés et confrontés à la base de données expérimentales fournies par le Laboratoire d'Hydrodynamique de l'École Navale, pour les 3 profils de section NACA (figure 5), afin de déterminer l'influence de la qualité du calcul de la portance sur la capture du tourbillon

Diverses simulations ont donc été menées pour les profils STE, ELL et SLE du Laboratoire d'Hydrodynamique de l'École Navale pour les incidences 4,6, 8 et 10°, avec un nombre de Reynolds  $Re = 1,04.10^6$  et pour 3 modèles de turbulences : c'est le modèle algébrique  $K - \omega - NE - EASM$  qui a été sélectionné pour les calculs à une incidence de 10° et un Reynolds proche du précédent ( $Re = 1,08.10^6$ ). Les maillages initiaux ont ensuite été raffinés selon les trajectoires pré-estimées avec la version adaptative de **ISIS-CFD**. Expérimentalement, la composante axiale du tourbillon a un comportement radicalement différent selon la forme en plan du profil et selon l'influence du sillage : le profil peut-être de type "jet" ou "sillage" et garder de façon persistante ce comportement, même loin en aval de l'extrémité.

Différents profils de vitesse axiale et tangentielle ont donc été obtenus pour plusieurs itérations successives de raffinement par **ISIS-CFD** (avec relevé de la nouvelle trajectoire et ajout de générations de raffinement) pour le profil ELL ( $C_{max} = 8\text{ cm}$ ) le modèle algébrique  $K - \omega - EASM$ , pour lequel la portance est calculée avec 3% d'erreur. Les profils de vitesse sont comparés aux données expérimentales sur les figures 9 et 10. Les maillages sont de finesse croissante avec respectivement 2, 3 et 5 générations de raffinement pour les itérations de raffinement n°1, 2 et 3. Dans les deux dernières itérations de raffinement, on a ajouté un critère de raffinement au loin pour les deux dernières générations afin de contrer l'élargissement des cellules. Le raffinement intensifie le déficit de vitesse axiale de la partie basse du profil, qui se trouve en fait au début du sillage de l'aile. On pourra noter également la convergence des profils au fur et à mesure des itérations de raffinement (notamment pour la vitesse tangentielle, sur la figure 10). Si on observe la vitesse tangentielle et que l'on superpose le profil de vitesse expérimentale correspondant à une station légèrement en aval ( $X/C_{max} = 0.05$ ), on note une bonne concordance des extrêmes : ceci laisse supposer que dans les calculs le tourbillon se forme trop tôt, ce qui est confirmé par le fait que dès  $X/C_{max} = 0$  le tourbillon est décollé de la paroi, et on note alors immédiatement l'influence du sillage.

Des calculs sans et avec raffinement de trajectoire de tourbillon ont également été menés pour les deux autres profils, mais une étude plus poussée est nécessaire : dans le cas du profil STE, les comparaisons de profils de vitesse sont encourageantes (figure 11) mais bien que le raffinement fasse effet, il est encore certainement insuffisant. Dans le cas du profil SLE, le tourbillon se forme beaucoup trop tardivement. Dans les deux cas, l'erreur sur la portance calculée est de l'ordre de 5% pour des maillages relativement grossiers.

## V-CONCLUSION

L'implémentation du premier modèle de cavitation présenté a permis de mener des calculs en écoulements cavitants de manière robuste, au rapport de masse volumique réel et pour des valeurs du paramètre de cavitation  $\sigma$  aboutissant à des comportements radicalement différents des poches de cavitation. L'influence de la turbulence à l'interface a été mise en évidence, bien que de nombreux progrès soient à faire dans ce domaine. Un second modèle de cavitation a été présenté, mais il reste encore à valider.



Les simulations d'écoulements de tourbillons d'extrémité effectuées à partir de maillages générés par deux méthodes distinctes ont mis en évidence l'influence importante de la finesse du maillage sur la capture des profils de vitesse et de pression. Cependant la diffusion numérique prend rapidement le pas en amortissant très rapidement le déficit de pression et les extremas de vitesse lorsqu'on s'éloigne de l'extrémité. La seconde méthode de raffinement employée a permis de générer "à moindre coût" des maillages raffinés localement, mais qui ne sont pas suffisants pour contrer la diffusion numérique dans la direction principale de l'écoulement. Une certaine insuffisance des modèles de turbulences utilisés a été également mise en évidence, notamment par une génération trop précoce du tourbillon.

## VI-REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient le Comité Scientifique de l'IDRIS, ainsi que le laboratoire du GEM de l'école Centrale de Nantes d'avoir mis à disposition leur cluster de machines pour les nombreuses heures de calculs nécessaires à la production des résultats. Les auteurs remercient également le Bassin d'Essai des Carènes et le Laboratoire d'Hydrodynamique de l'Ecole Navale pour les bases de données expérimentales mises à disposition.

## REFERENCES

- [1] G. Deng, E. Guilmineau, P. Queutey, and M. Visonneau, "Capture et suivi d'interfaces d'écoulements de fluides visqueux incompressibles non-miscibles," in *8ème Journées de l'Hydrodynamique*, (Nantes, France), pp. 17–30, Mars 2001.
- [2] A. Leroyer, *Etude du couplage Ecoulement/mouvement pour des corps solides ou à déformation imposée par résolution des Equations de Navier-Stokes. Contribution à la Modélisation Numérique de la Cavitation*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2004.
- [3] V. Ahuja, A. Hosangadi, and S. Arunajatesan, "Simulations of cavitating flows using hybrid unstructured meshes," *Journal of Fluids Engineering*, no. 336, pp. 367–378, 2001.
- [4] R. F. Kunz, D. A. Boger, D. R. Stinebring, T. S. Chyczewski, J. W. Lindau, H. J. Gibeling, S. Venkateswaran, and T. R. Govidan, "A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction," *Computer & Fluids*, no. 29, pp. 849–875, 2000.
- [5] J. Leroux, J. Astolfi, and J.-Y. Billard, "An experimental investigation of partial cavitation on a two-dimensionnal hydrofoil," in *CAV2001*, DCW Industries, 2001.
- [6] O. C. Delgosha, *Modélisation des Ecoulements cavitants : Etude des comportements instationnaires et application tridimensionnelle aux turbomachines*. PhD thesis.
- [7] A. Hay and M. Visonneau, "Computation of free-surface flows with local mesh adaptation," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 49, no. 337, pp. 785–816, 2005.
- [8] A. Pauchet, L. Brianon-Marjollet, S. Gowing, P. Cerruti, and T. Pichon, "Effects of foil size and shape on tip vortex cavitation occurrence," in *Proceedings of CAV1994*.
- [9] G. Deng, R. Duvigneau, P. Queutey, and M. Visonneau, "Assessment of turbulence model and full-scale free-surface flow computations," *Computational Mechanics*, september 2004.
- [10] D. Fruman, P. Cerrutti, T. Pichon, and P. Dupont, "Effect of hydrofoil planform on tip vortex roll-up cavitation," *Journal of Fluid Engineering*, vol. 117, pp. 162–169, 1995.

- [11] T. Pichon, *Contribution à l'étude de la Cavitation de Tourbillon Marginal*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 1995.

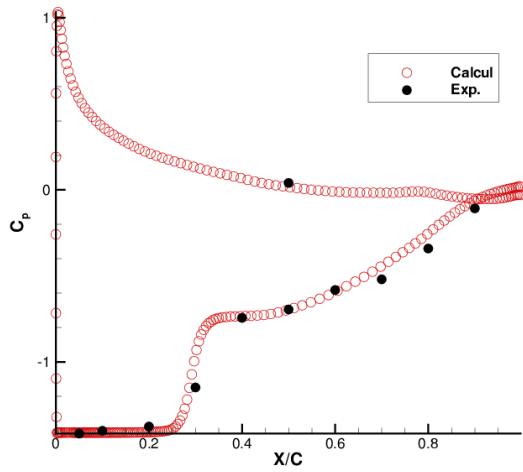


FIG. 1. NACA 66012 : Coefficient de pression (Modèle  $K - \omega - SST$ )

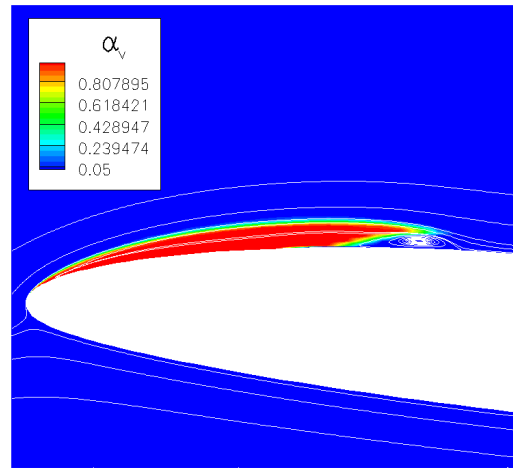


FIG. 2. NACA 66012 : Lignes de courant + Taux de vide  $\alpha_v$

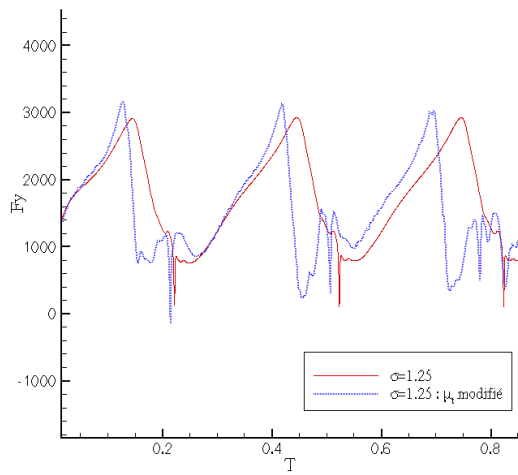


FIG. 3. NACA 66012 : Effort de portance instationnaire (Modèle  $K - \omega - SST$ )

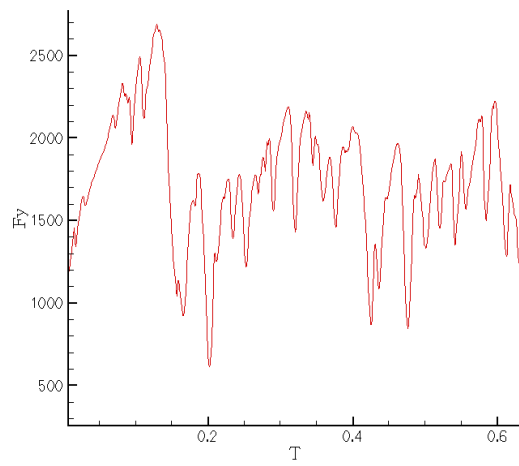


FIG. 4. NACA 66012 : Effort de portance - viscosité modifiée ( $\sigma = 1.41$ )

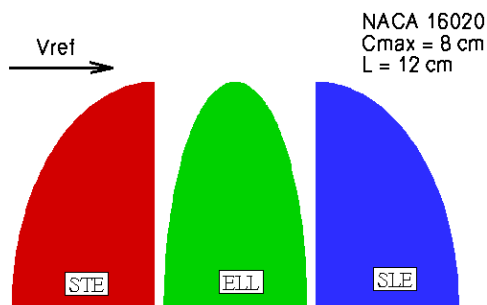


FIG. 5. Action Concertée Cavitation : Forme en plan des profils d'étude (section NACA16020 - Ecole Navale)

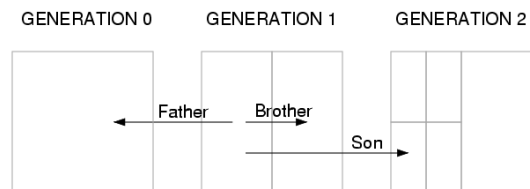


FIG. 6. Raffinement : relation de parenté entre éléments

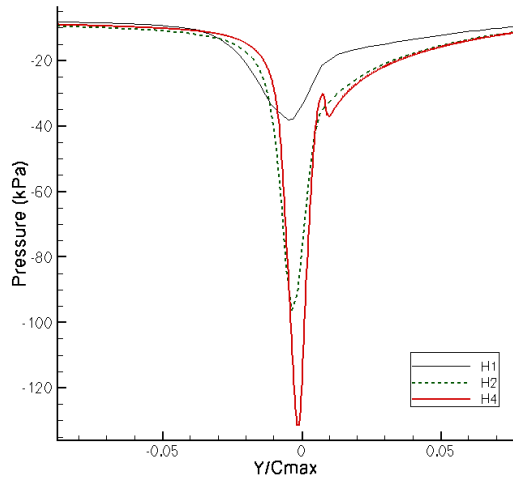


FIG. 7. NACA 16020 : déficit de pression ( $X/C_{max} = 0.6$ ) : Influence du raffinement (maillages Hexpress™)

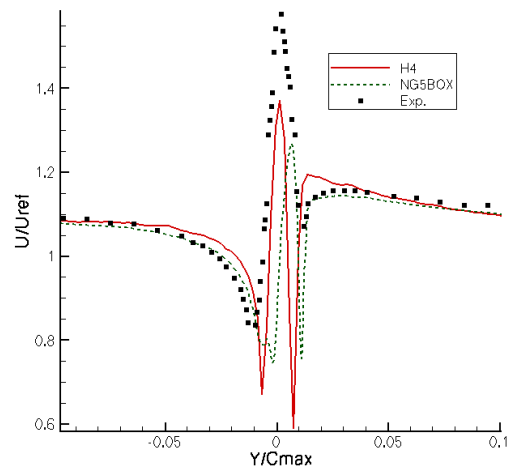


FIG. 8. NACA 16020 : vitesse axiale ( $X/C_{max} = 0.1$ ) (maillages Hexpress™ et raffiné par ISIS-CFD)

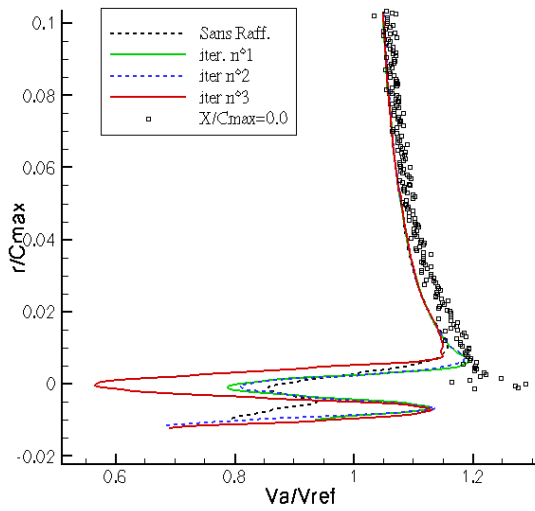


FIG. 9. NACA 16020 ELL : Vitesse axiale ( $X/C_{max} = 0$ )  $Re = 1,08.10^6 - 10^\circ$

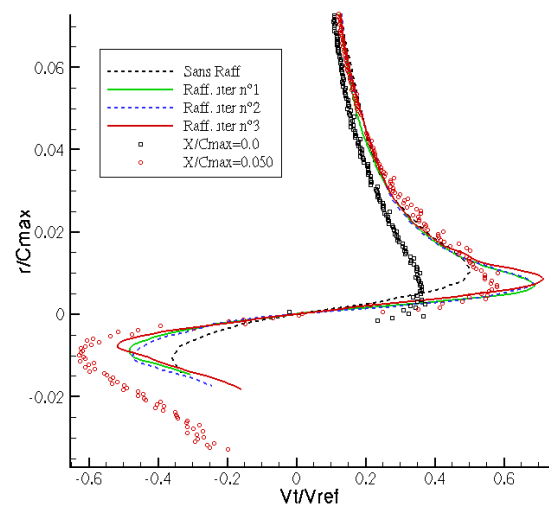


FIG. 10. NACA 16020 ELL : Vitesse tangentielle ( $X/C_{max} = 0$ )  $Re = 1,08.10^6 - 10^\circ$

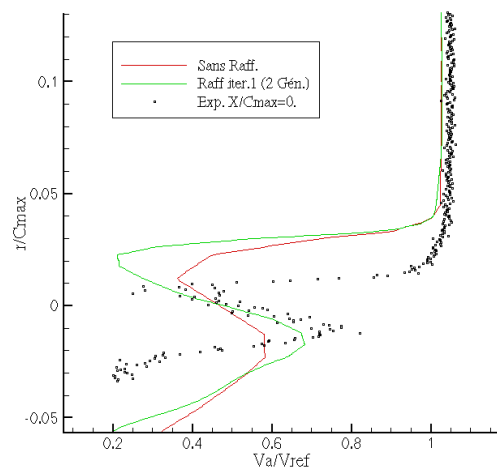


FIG. 11. NACA 16020 STE : Vitesse axiale ( $X/C_{max} = 0$ ) -  $Re = 1,08.10^6 - 10^\circ$