

5^e JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22, 23, 24 mars 1995 – ROUEN

**CALCUL DE L'ÉCOULEMENT VISQUEUX TURBULENT
AUTOUR D'UNE CARENE DE SERIES60 EN PRESENCE D'UNE
SURFACE LIBRE**

A. Garapon, J. Piquet et M. Visonneau.

Groupe de Modélisation Numérique, L.M.F., URA-1217 CNRS,
E.C.N., 1, rue de la Noë, 44072 NANTES

Résumé

Le présent travail a trait à la façon dont sont résolues les équations moyennées de Navier-Stokes Reynolds en présence d'une surface libre suivant une transformation partielle. Cette procédure de résolution est ensuite appliquée et validée sur une carène de Série60, carène pour laquelle il existe de nombreux résultats expérimentaux et numériques. L'incompatibilité de la condition d'adhérence avec les conditions de surface libre est étudiée et une méthode pour la lever est proposée.

Summary

The present work is concerned with the numerical solution of the Reynolds averaged Navier-Stokes equations with a free surface, using a partial transformation of dependent variables. The solution procedure is then applied to a Series60 hull for which experimental and numerical results are available. The incompatibility between the no-slip and the free surface conditions is studied and a method for solving this difficulty is proposed.

1. Introduction

C'est seulement depuis quelques années que sont apparus les premiers calculs tridimensionnels réalisés dans le cadre des équations de Navier-Stokes en présence d'une surface libre.

Classiquement, ces calculs étaient réalisés avec différentes classes d'approximations: soit celle de fluide parfait, soit celle d'Euler. Si ces approches donnent de bons résultats sur le champ de vague ainsi calculé par comparaison avec les données expérimentales, il n'en va pas de même avec les comparaisons sur les champs de vitesse et de pression dans les zones où les phénomènes dus à la viscosité deviennent importants (zones d'épaississement de la couche limite ou sur les arrières corps sujets à des décollements). De plus, on ne peut négliger la viscosité car les deux composantes de la résistance à l'avancement d'un navire sont la résistance visqueuse et la résistance de vague. Ces deux composantes ont pendant longtemps été étudiées séparément tant expérimentalement que numériquement. Elles ont en fait des interactions mutuelles auxquelles il est nécessaire d'avoir accès si l'on a pour but de diminuer la résistance totale afin d'optimiser les performances des bateaux.

Nous présentons dans cet article une méthode numérique basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes-Reynolds tridimensionnelles pour la modélisation d'un écoulement de fluide visqueux, incompressible en régime turbulent autour d'une carène perçant la surface libre (à nombre de Froude non nul).

Un maillage curviligne adapté à la géométrie est utilisé pour la discrétisation des équations autour de la géométrie à étudier, la formulation choisie retient les trois composantes cartésiennes de la vitesse et le champ de pression comme variables dépendantes. Une telle procédure présente bien des avantages par rapport à d'autres qui reposent sur l'utilisation de maillages rigides rectangulaires et d'équations écrites en coordonnées cartésiennes (Tummac, Miyata [1]). En effet, elle permet la prise en compte rigoureuse de la condition d'adhérence sur la carène et aucune interpolation n'est nécessaire pour avoir accès aux vitesses ou pression sur la surface libre.

La fermeture des équations de Navier-Stokes-Reynolds est assurée par le modèle à deux équations de transport k-ε de Nagano Tagawa [2].

Les équations de surface libre sont au nombre de quatre: l'équation cinématique et les trois équations dynamiques. La première est utilisée pour le calcul de la hauteur de surface libre, les autres sont approximées de façon classique et interprétées comme des conditions aux limites de type Neumann pour les vitesses ou de Dirichlet pour la pression sur la surface libre.

Cet article s'articule de la manière suivante: nous présenterons d'abord les équations maîtresses qui régissent l'écoulement, puis nous verrons la méthode générale de résolution numérique en évoquant plus précisément la discrétisation des équations de transport et de continuité, le couplage vitesses-pression, le traitement des conditions de surface libre. En dernière partie seront présentés les calculs autour d'une carène de Séries60.

2. Equations

2.1 Forme primitive des équations

Les équations complètes de Navier-Stokes-Reynolds pour la vitesse moyenne U et la pression P s'écrivent:

$$\nabla \cdot U = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U + \nabla P = Re^{-1} \nabla^2 U - \nabla \cdot \overline{uu}$$

La fermeture des tensions de Reynolds \overline{uu} est prise sous la forme isotropique classique:

$$\overline{uu} = \frac{2kId}{3} - \nu_t [\nabla U + \nabla^T U]$$

où $\nu_t = C_\nu k^2 / \varepsilon$ est la viscosité turbulente, k l'énergie cinétique turbulente et ε est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Ces deux inconnues sont fournies par les équations de transport classiques:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U \cdot \nabla k = G - \varepsilon + \nabla \cdot [R_k^{-1} \nabla k]$$

et

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U \cdot \nabla \varepsilon = C_{\varepsilon 1} \varepsilon G / k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon^2 / k + \nabla \cdot [R_\varepsilon^{-1} \nabla \varepsilon]$$

G est le taux de production de l'énergie cinétique turbulente et Re_{eff} est le nombre de Reynolds effectif défini par $Re_{eff}^{-1} = Re^{-1} + \nu_T$, avec $R_k^{-1} = Re^{-1} + \sigma_k$, $R_\varepsilon^{-1} = Re^{-1} + \nu_t / \sigma_\varepsilon$

Les constantes du modèle sont :

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad \sigma_k = 1., \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

La résolution de ces équations est effectuée dans le présent travail sans utiliser de lois de parois.

2.2 Espace physique et espace de calcul

La topologie du maillage qui a été choisie est en "O". Le domaine physique Ω , dans lequel l'écoulement est étudié, est délimité par la surface de la demi-carène du bateau B , par la frontière extérieure Σ et par les deux plans de symétrie horizontal H (plan de surface libre) et vertical V . Cette topologie permet d'optimiser le nombre de points de discrétisation en ne concentrant le maillage que dans les zones où une résolution fine est nécessaire (couche limite).

La transformation de coordonnées est établie de sorte que B et Σ sont des plans de coordonnée ξ^2 constante, H (resp. V) est un plan ξ^3 (resp. ξ^1 constante). Les lignes de coordonnées ξ^2 tournent autour de la carène décrivant par là même la topologie en "O" (voir figure 1).

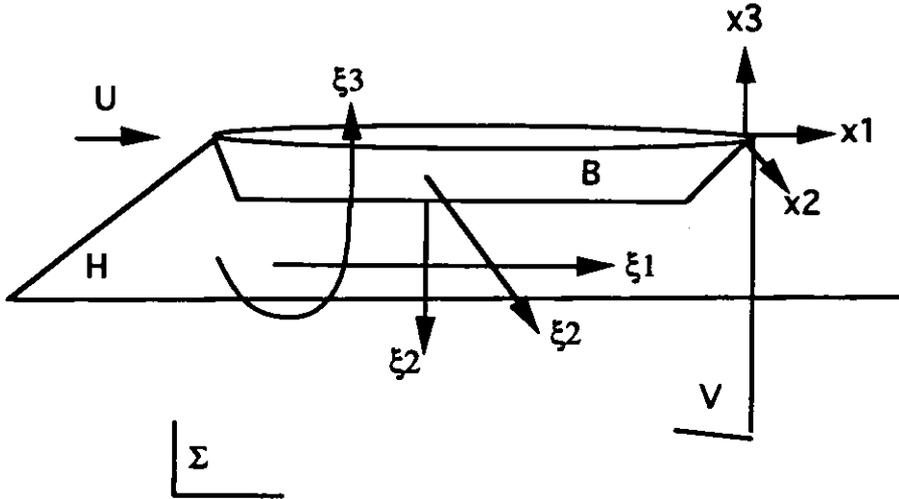


Figure 1- Domaine physique

Le domaine Ω devient dans l'espace de calcul un parallélépipède dans lequel la discrétisation consiste en cubes d'arêtes unitaires, chacun de ces volumes élémentaires est dans l'espace physique un volume courbe.

Quelques relations sont utiles à la transformation des équations et à la définition de la nouvelle métrique curviligne.

$$\vec{a}_i = \frac{\partial R}{\partial \xi^i} \quad \text{vecteurs de base covariants (de composantes cartésienne } a_{ij})$$

$$J = \det(a_{ij}) \quad \text{jacobien de la transformation}$$

$$\vec{b}^i = \vec{a}_j \times \vec{a}_k \quad \text{aires orientées, (i,j,k) cycliques}$$

$$g^{kl} = \frac{1}{J^2} \vec{b}^k \cdot \vec{b}^l \quad \text{tenseur métrique contravariant}$$

$$f^k = \frac{1}{J} \frac{\partial (J g^{lk})}{\partial \xi^l} \quad \text{fonctions d'étirement du maillage}$$

Les divers opérateurs de dérivation se transforment comme suit:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x^i} = \frac{1}{J} b_i^j \frac{\partial}{\partial \xi^j} \quad \nabla^2 = g^{ij} \frac{\partial^2}{\partial \xi^i \partial \xi^j} + f^i \frac{\partial}{\partial \xi^i}$$

La forme maîtresse des équations pour le vecteur inconnu $\Phi=(U,V,W,k,\epsilon)$, s'écrit:

$$g^{11} \phi_{\xi^1 \xi^1} + g^{22} \phi_{\xi^2 \xi^2} + g^{33} \phi_{\xi^3 \xi^3} = 2A_\phi \phi_{\xi^1} + 2B_\phi \phi_{\xi^2} + 2C_\phi \phi_{\xi^3} + S_\phi$$

$$\begin{aligned}
2A_\phi &= \frac{1}{J} R_{\phi\phi} (b_1^1 u + b_2^1 v + b_3^1 w - b_1^1 \frac{\partial v_t}{\partial x} - b_2^1 \frac{\partial v_t}{\partial y} - b_3^1 \frac{\partial v_t}{\partial z}) - f^1 \\
2B_\phi &= \frac{1}{J} R_{\phi\phi} (b_1^2 u + b_2^2 v + b_3^2 w - b_1^2 \frac{\partial v_t}{\partial x} - b_2^2 \frac{\partial v_t}{\partial y} - b_3^2 \frac{\partial v_t}{\partial z}) - f^2 \\
2C_\phi &= \frac{1}{J} R_{\phi\phi} (b_1^3 u + b_2^3 v + b_3^3 w - b_1^3 \frac{\partial v_t}{\partial x} - b_2^3 \frac{\partial v_t}{\partial y} - b_3^3 \frac{\partial v_t}{\partial z}) - f^3 \\
S_\phi &= S_\phi^* - 2g^{12} \phi_{\xi^1 \xi^2} - 2g^{13} \phi_{\xi^1 \xi^3} - 2g^{23} \phi_{\xi^2 \xi^3} \\
\frac{1}{R_{\phi\phi}} &= \frac{1}{Re} + v_t \\
\frac{\partial v_t}{\partial x^i} &= \frac{1}{J} b_j^i \frac{\partial v_t}{\partial \xi^j}
\end{aligned}$$

A ces équations, il faut ajouter l'équation de continuité prise sous la forme conservative suivante:

$$\frac{1}{J} (b_j^i \frac{\partial u_i}{\partial \xi^j}) = 0$$

où u_i désigne les composantes cartésiennes de la vitesse (u, v, w pour $i=1,2,3$, respectivement).

2.3 Equations de surface libre

La première condition est l'équation cinématique, elle traduit le fait que la surface libre est une surface matérielle. L'ordonnée z de la surface libre h peut être paramétrée par les deux autres coordonnées et le temps, soit $z=h(x,y,t)$ (nous nous restreignons ici au cas "non déferlant"), toutes les particules de cette surface doivent rester sur celle-ci au fur et à mesure du temps. Par dérivation par rapport à cette variable, on obtient:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = w$$

soit après transformation dans l'espace de calcul:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial h}{\partial \xi^1} (b_1^1 u + b_2^1 v) + \frac{1}{J} \frac{\partial h}{\partial \xi^2} (b_2^2 v + b_1^2 u) = w$$

Les éléments métriques qui apparaissent ci-dessus sont tous bidimensionnels car définis dans le plan de surface libre. Les termes entre parenthèses sont les composantes des vitesses contravariantes dans le plan de surface libre.

Les autres conditions de surface libre découlent directement de l'écriture de la continuité du tenseur des contraintes suivant la normale et la tangente à la surface libre. Les équations obtenues après la transformation partielle sont respectivement pour les contraintes tangentielles et normales:

$$(1) \quad (b_j^k b_j^3 a_{\alpha i} + b_j^k b_i^3 a_{\alpha j}) \frac{\partial u^i}{\partial \xi^k} = 0 \quad \alpha=1,2$$

$$(2) \quad p = \frac{h}{Fr^2} - \frac{2}{3} k Fr^2 + \frac{Fr^2}{Re^2 J} \frac{b_j^3 b_k^i}{|b^3|} \frac{\partial u^i}{\partial \xi^k} + \frac{l}{Bo} \frac{l}{(r1+r2)}$$

$Bo = \frac{\rho g L^2}{\gamma}$ est le nombre de Bond définissant le rapport des forces de gravité sur les forces de

tension superficielle, $r1$ et $r2$ sont les rayons de courbure principaux de la surface libre.

L'équation (1) modélise la couche limite de surface libre par une combinaison linéaire des dérivées de vitesses sur cette surface. Suivant Stern [2], l'épaisseur de cette zone est négligeable pour les nombres de Reynolds qui nous intéressent (5.10^6). Dans toute la littérature, ces équations sont approximées de façon classique par des conditions de Neumann sur les vitesses ce qui conduit à négliger les contraintes visqueuses normales et tangentielles.

L'équation (2) est l'équation dynamique normale. Elle se compose d'un terme qui lie pression et hauteur de surface libre, d'un terme turbulent, d'un terme de capillarité mettant en jeu les deux rayons de courbure principaux et la tension superficielle du fluide γ .

Actuellement, la grande majorité des auteurs utilise les approximations suivantes: la tension de surface est négligée et les déformations de la surface libre sont considérées comme suffisamment petites pour que les effets de courbure de la surface soient négligeables.

2. Résolution numérique

2.1 Les équations de transport

Les équations de transport sont écrites sous leur forme convective normalisée. Quand un schéma Multi-exponentiel est utilisé, l'équation de transport se scinde en deux:

$$2A\phi_{\xi^1} - \phi_{\xi^1 \xi^1} = D_2 - (R\phi_t + S_\phi)$$

$$2B\phi_{\xi^2} - \phi_{\xi^2 \xi^2} = D_1 - (R\phi_t + S_\phi)$$

où D_1 et D_2 sont définis par:

$$-D_1 = 2A\phi_{\xi^1} - \phi_{\xi^1 \xi^1},$$

$$-D_2 = 2A\phi_{\xi^2} - \phi_{\xi^2 \xi^2}$$

En utilisant un schéma exponentiel pour toutes les équations et en faisant la somme, on obtient le schéma multi-exponentiel:

$$(C_U + C_D + C_N + C_S)\phi_C = C_U\phi_U + C_D\phi_D + C_N\phi_N + C_S\phi_S - (R\phi_t + S_\phi)$$

où:

$$C_{U(D)} = \frac{Ae^{+(-)Ah}}{h \sinh Ah}; \quad C_{N(S)} = \frac{Be^{+(-)Bk}}{k \sinh Bk}$$

Le schéma Uni-exponentiel est un schéma exponentiel décentré amont destiné à réduire la diffusion numérique de la méthode précédente [4]. L'idée maîtresse de ce schéma peut être brièvement vue sur l'exemple d'une équation 2D. Après normalisation l'équation de transport peut être écrite:

$$(\phi_{SS} - 2\sqrt{A^2 + B^2}\phi_S) + (\phi_{\xi^1 \xi^1} + \phi_{\xi^2 \xi^2} + \phi_{SS}) = S_\phi$$

où S est la direction de convection locale. Le premier terme est exprimé par une discrétisation uniexponentielle, tandis que les autres dérivées secondes le sont par différences centrées. Une fonction d'interpolation parabolique est utilisée pour exprimer les valeurs intermédiaires Φ_U et Φ_D en terme de variables dépendantes, ainsi:

$$\phi_U = \phi_{NW}\eta_U(\eta_U + 1)/2 - \phi_W(\eta_U + 1)(\eta_U - 1) + \phi_{SW}\eta_U(\eta_U - 1)/2$$

qui se résume à une formule à 9 points.

$$\phi_C = \sum_{NB} C_{NB}(C)\phi_{NB} - C(C)S_\phi(C)$$

L'extension au cas 3D est immédiate et une formule à 27 points est obtenue.

2.2 L'équation de continuité

Une formulation conservative est retenue. La forme discrétisée représente un équilibre entre des flux de masse inconnus sur les interfaces du volume de contrôle.

$$[Ju^1]_d - [Ju^1]_u + [Ju^2]_n - [Ju^2]_s + [Ju^3]_e - [Ju^3]_w = 0$$

$$\text{où } Ju^i = b^i_j U_1$$

En ces mêmes points, l'équation de transport discrétisée peut être écrite:

$$U_1(C) = \hat{U}_1(C) - C(C)b^j_1(C)\frac{\partial p}{\partial \xi^j}(C),$$

la pseudo-vitesse $\hat{U}_1(C)$ regroupe les contributions des points voisins et des termes sources (exceptés les gradients de pression).

Nous devons, à présent, reconstruire les composantes u^i des vitesses contravariantes sur les interfaces.

$$Ju^i = b^i_1 U_1$$

Au lieu d'interpoler U_1 à partir des valeurs voisines connues, U_1 est relié aux autres variables dépendantes par une approximation "pseudo-physique" de l'équation de transport aux interfaces [6]

$$U_1(d) = \overline{\hat{U}_1}(d) - \overline{C}(d)b^j_1(d)\frac{\partial p}{\partial \xi^j}(d)$$

Une interpolation linéaire (dans le domaine de calcul) est utilisée pour construire $\overline{\hat{U}_1}(d)$ et $\overline{C}(d)$, les gradients de pression sont recalculés exactement sur les interfaces. Les composantes contravariantes sont alors données par:

$$\begin{aligned} u^i &= \frac{1}{J} b^i_1 \overline{\hat{U}_1} - \overline{C} \frac{1}{J} b^i_1 b^j_1 \frac{\partial p}{\partial \xi^j} \\ &= \frac{1}{J} b^i_1 \overline{\hat{U}_1} \overline{C} \frac{1}{J} g^{ij} \frac{\partial p}{\partial \xi^j} \end{aligned}$$

Les flux de masse sont alors rassemblés dans l'équation de bilan pour fournir une équation de pression-pseudo-vitesses qui n'admet pas de solution oscillante.

Le couplage vitesses-pression est ensuite réalisé par la méthode PISO [5].

2.4 Discrétisation des conditions aux limites de surface libre

2.4.1 Equation cinématique

Cette équation instationnaire est choisie comme équation d'évolution de l'élévation de surface libre. Afin d'assurer la stabilité et la consistance de la discrétisation de cette équation hyperbolique, il est nécessaire de choisir avec soin les différents schémas utilisés. La discrétisation retenue est implicite afin de s'affranchir des contraintes de stabilité et les schémas sont décentrés d'ordre 2 en espace et en temps.

Si n est l'indice du pas de temps t^n et si i et j sont les indices de la discrétisation selon ξ^1 et ξ^2 , le schéma s'écrit:

$$c_0 h_{i,j}^n + c_1 h_{i,j}^{n-1} + c_2 h_{i,j}^{n-2} + \\ U_{i,j}^+ (d_0 h_{i,j}^n + d_1 h_{i-1,j}^n + d_2 h_{i-2,j}^n) + U_{i,j}^- (e_0 h_{i,j}^n + e_1 h_{i+1,j}^n + e_2 h_{i+2,j}^n) + \\ V_{i,j}^+ (d_0 h_{i,j}^n + d_1 h_{i,j-1}^n + d_2 h_{i,j-2}^n) + V_{i,j}^- (e_0 h_{i,j}^n + e_1 h_{i,j+1}^n + e_2 h_{i,j+2}^n) = w_{i,j}^{n-1}$$

U^+ est la partie positive de la vitesse contravariante bidimensionnelle $\frac{1}{J}(b_1^1 U + b_2^1 V)$, U^- en est la partie négative, et de la même façon pour V^+ et V^- avec $\frac{1}{J}(b_1^2 U + b_2^2 V)$.

Les coefficients d_0, d_1, d_2 et e_0, e_1, e_2 valent respectivement $3/2, -2, 1/2$ et $-3/2, 2, 1/2$; en outre, $c_i = e_i / \Delta t$ et $w_{i,j}$ est la vitesse cartésienne verticale pour le pas de temps précédent.

Le système matriciel obtenu est à diagonale dominante positive et résolu à l'aide de solveurs gradients biconjugués avec un préconditionnement par décomposition LU incomplète.

La solution de cette équation est calculée en sortie du solveur des vitesses avant la correction de pression, afin que cette résolution soit incluse dans la boucle de résolution des nonlinéarités de l'équation de transport ce qui permet pour des problèmes instationnaires d'obtenir une solution exacte à un pas de temps donné. Cependant pour ce problème, une seule itération de ce processus sera exécutée.

2.4.2 Equations dynamiques tangentielles

Ces deux équations sont approximées par des conditions aux limites de type Neumann sur U, V et W [1] et [7].

2.4.3 Equation dynamique normale

En première approximation cette équation devient $P = \frac{h}{Fr^2}$ où Fr est le nombre de Froude.

Cette dernière équation nous fournit une condition aux limites de type Dirichlet pour la pression sur tout le plan de surface libre. Par conséquent, le système linéaire de pression est beaucoup plus facile à résoudre que dans le cas d'un calcul en double modèle, car à présent, ce système admet une solution unique.

3. Problèmes propres au calcul de surface libre.

3.1 Condition cinématique

Dès les premiers calculs est apparue une difficulté au niveau de la jonction carène-surface libre. Cette zone présente un caractère très complexe, c'est le lieu du ménisque (la surface libre vient toucher la carène de façon tangente) et aussi de l'intersection des couches limites de surface libre et de paroi.

La condition d'adhérence impose un champ de vitesses nul sur la carène, or, ce sont ces mêmes vitesses qui dans l'équation cinématique font monter la surface libre, à la jonction la seule solution qui se présente alors pour la surface libre est la solution nulle. L'eau ne peut pas monter le long de la carène! En fait, physiquement, l'eau monte le long de la carène comme une surface déformable que l'on enroulerait dessus (fig 2), de cette façon l'incompatibilité des deux conditions est levée. Numériquement c'est la limite du rapport de la vitesse verticale sur la vitesse contravariante transverse qui fait monter l'eau le long de la carène.

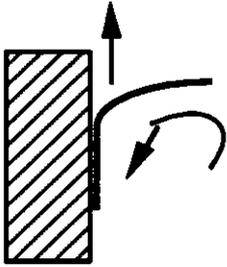


Figure 2- Elévation de la surface libre sur une paroi.

Ce ménisque est indépendant de tout phénomène de capillarité et sa prise en compte présente de grandes difficultés numériques. La plupart des auteurs s'en affranchissent en extrapolant la hauteur de surface libre sur la carène et en employant des artifices de filtrage. Qui plus est les données expérimentales relatives à cette zone sont inexistantes et beaucoup d'expériences ne prennent pas en compte l'épaisseur du ménisque, qui au nombre de Froude nous intéressant (0.316) n'est pas négligeable.

Avec la technique d'extrapolation, nous n'avons jamais réussi à obtenir des hauteurs de surface libre cohérentes. En effet la solution montrait toujours un ménisque très fortement surévalué et surtout détaché de la carène, par suite, les iso-pressions très resserrées dans cette zone introduisaient des vitesses quasi-normales à la carène dans cette zone gênant par là même la convergence du calcul.

Si on reprend l'équation dynamique normale et plus particulièrement le terme faisant jouer les

rayons de courbure: $\frac{1}{Bo} \frac{1}{R1 + R2}$

il apparait le nombre de Bond: $Bo = \frac{\rho g L^2}{\gamma}$, qui traduit le rapport des forces de gravité sur

celles de tension superficielle. $Bo=1$ permet de définir une taille caractéristique liée au milieu (pour l'eau, $l_c \approx 3\text{mm}$).

Cette longueur caractéristique représente l'ordre de grandeur du ménisque associé à un fluide au repos le long d'une paroi immobile.

On comprend que l_c soit négligeable devant la longueur caractéristique de 1 qui est prise pour la carène, cependant, au nombre de Froude de 0.316, les maxima de hauteur sont de l'ordre de 210^{-2} , dans ce cas, on ne peut plus négliger ce terme. De plus, du fait de la haute résolution demandée dans la zone de couche limite (premier point à 10^{-4}), un dizaine de points de calcul sont présents dans cette zone.

Numériquement et physiquement, c'est le seul terme qui permette le rattachement du ménisque généré par l'équation cinématique à la carène. En effet, dans le ménisque, les rayons de courbures sont très petits, par suite, le terme de tension superficielle vient corriger dans le terme de pression le terme en h/Fr^2 .

Malheureusement, toutes les tentatives pour prendre en compte ce terme se sont soldées par des échecs, les calculs divergent très rapidement, et ce terme n'apporte pas la contribution régulatrice espérée. Ceci est sans doute lié d'une part au maillage très étiré dans cette zone et au caractère explicite de cette correction pour la pression.

Il a été essayé de fixer la pente de la surface libre à la jonction, ou d'extrapoler les hauteurs de surface libre dans cette zone, cependant, aucune de ces solutions n'a fonctionné car tout le champ de vagues au loin est directement influencé par cette zone du fait du caractère parabolique de l'équation cinématique.

La solution finalement adoptée consiste à utiliser un maillage dont le premier point à la surface libre est en dehors de cette longueur caractéristique mais qui se ressère très vite sous la surface libre ($0.5 \cdot 10^{-4}$ pour le premier point sur la ligne de symétrie).

4. Résultats sur la carène de séries60

Les résultats présentés sur une carène de Séries60 ont été effectués pour un nombre de Reynolds de $5 \cdot 10^6$ et un nombre de Froude de 0.316 conformément aux spécifications de Workshop de Tokyo [8].

5. Conclusion

Le présent article démontre la possibilité de prendre en compte des conditions de surface libre dans un code Navier-Stokes.

Cependant, certains problèmes sont loin d'être résolus. En plus du problème de la prise en compte rigoureuse de la condition dynamique normale, on peut citer le problème lié à la conjonction turbulence-surface libre, qui pour l'instant n'a que très peu été étudié.

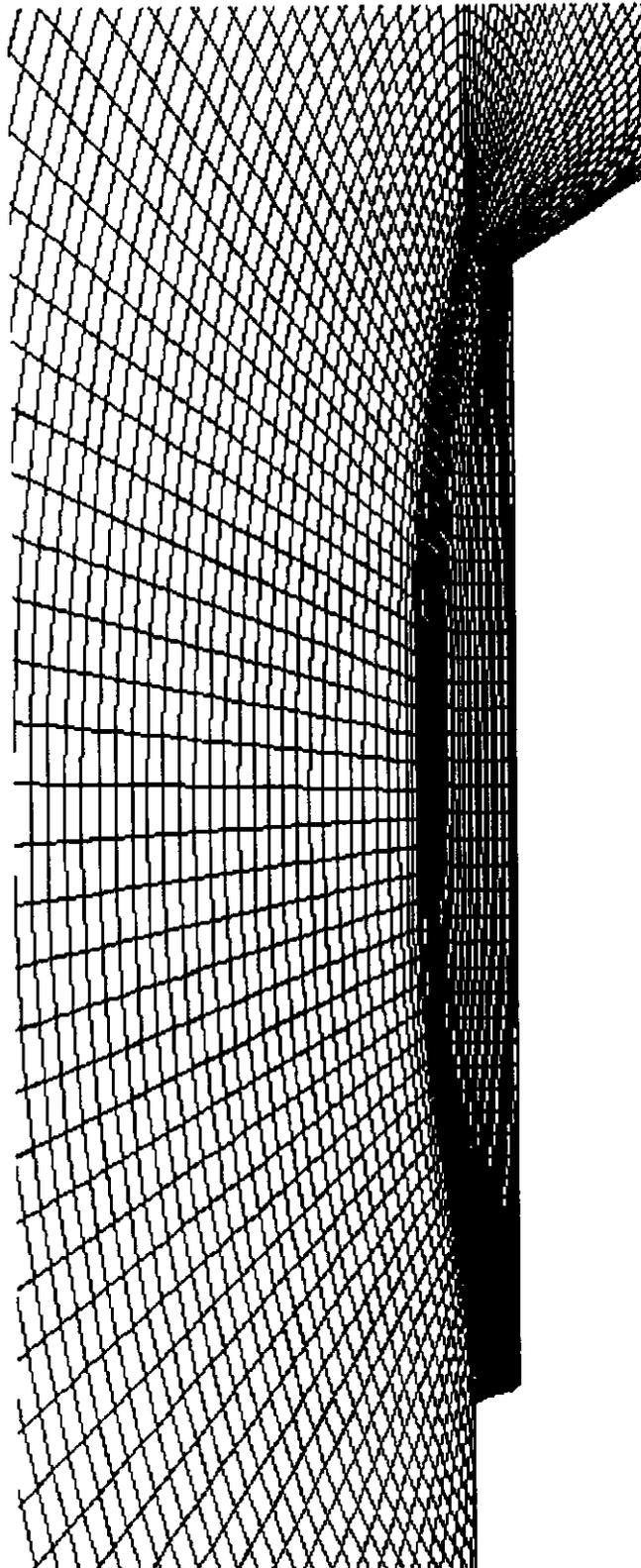
Remerciements

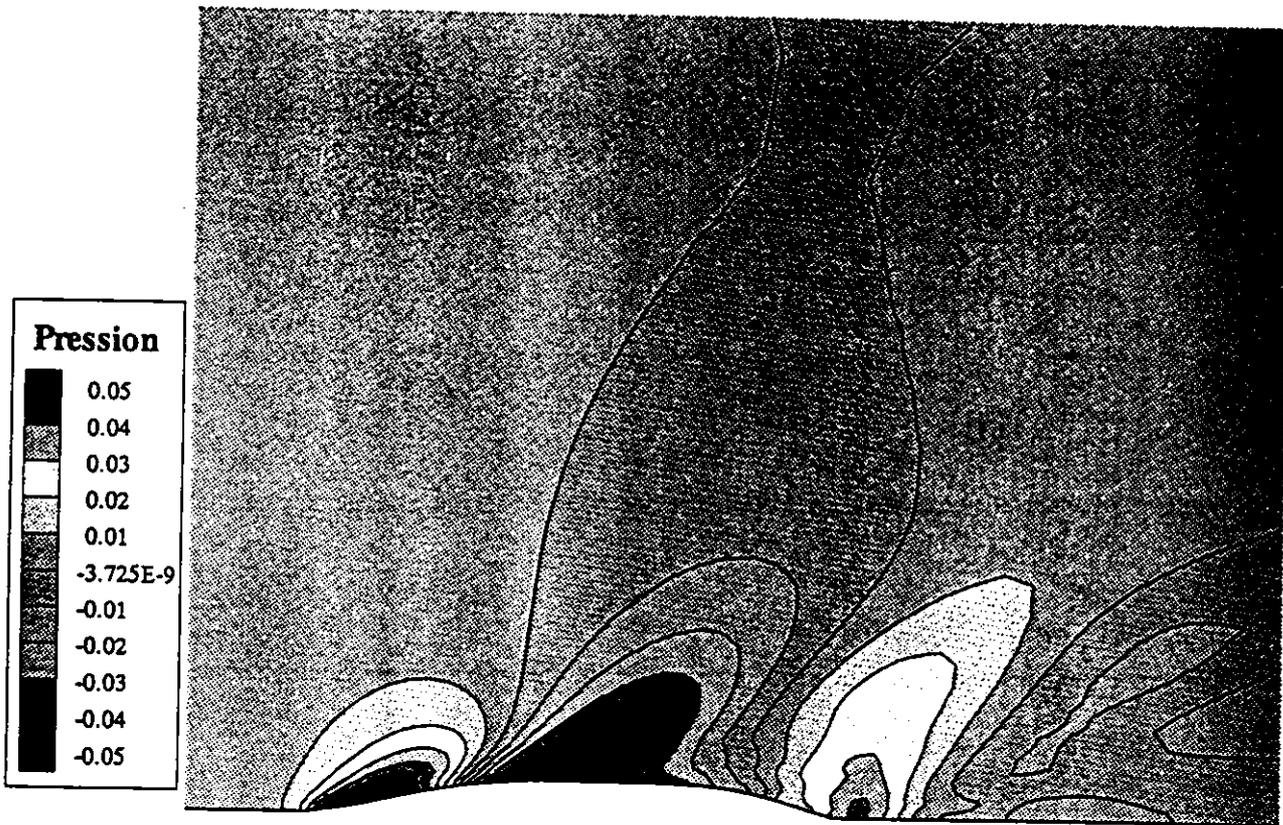
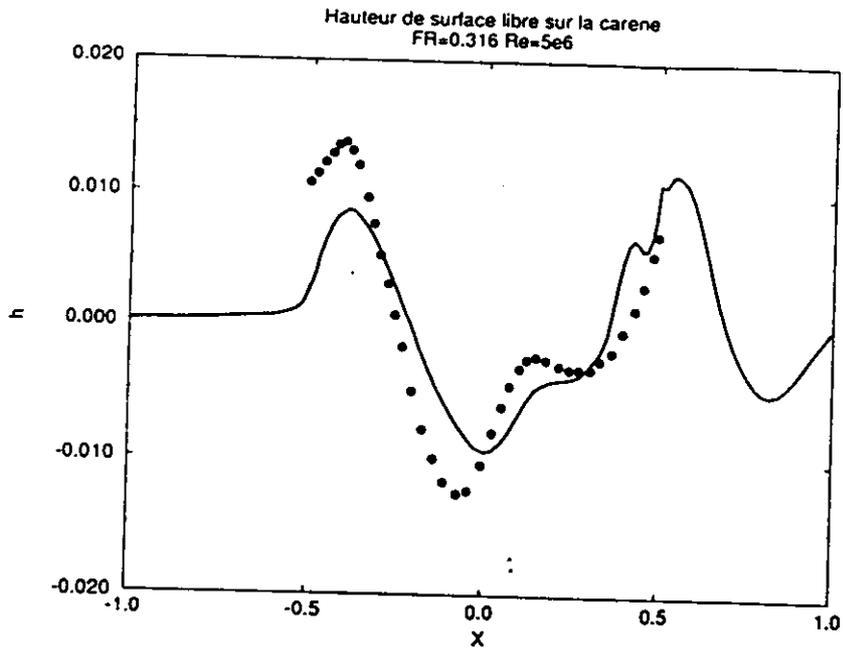
Nous remercions le comité scientifique du centre IDRIS du CNRS pour l'attribution d'heures de calcul sur le C98 sans lequel ce travail n'aurait pu être effectué.

Références

- [1] Miyata H., Kajitani H., Zhu M., and Kawano T., "Nonlinear forces caused by breaking waves" Proc. of 16th Symposium on Naval Hydrodynamics, Berkeley, (1986).
- [2] Nagano, Y. & Tagawa, M. "An Improved k- ϵ Model for Boundary-Layer Flows", J. Fluids Eng., 100, 1990, pp. 33-39.
- [3] Stern F., Tahara Y., Rosen B., "An Interactive Approach for Calculating Ship Boundary Layers and Wakes for Nonzero Froude Number" JCP 98, 33-53 (1992).
- [4] Deng G., "Résolution des équations de Navier-Stokes tridimensionnelles. Application au calcul d'un raccord plaque plane-aile." Thèse de l'Université de Nantes (1989).
- [5] R. I. Issa, "Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flows Equations by Operator-Splitting", J.Comp.Phys., 62, N°1, 40-65 (1986).
- [6] Rhie C. M. & Chow W. L., "Numerical Study of the Turbulence Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation", AIAA-82-0908.
- [7] Miyata H., Sato T. et Baba N., "Difference Solution of a Viscous Flow with Free-Surface Wave about an Advancing Ship", J. C. P. Vol 72 (1987).
- [8] Proceedings of CFD WORKSHOP TOKYO "An International Workshop for Improvement of Hull Form Designs" 1994.

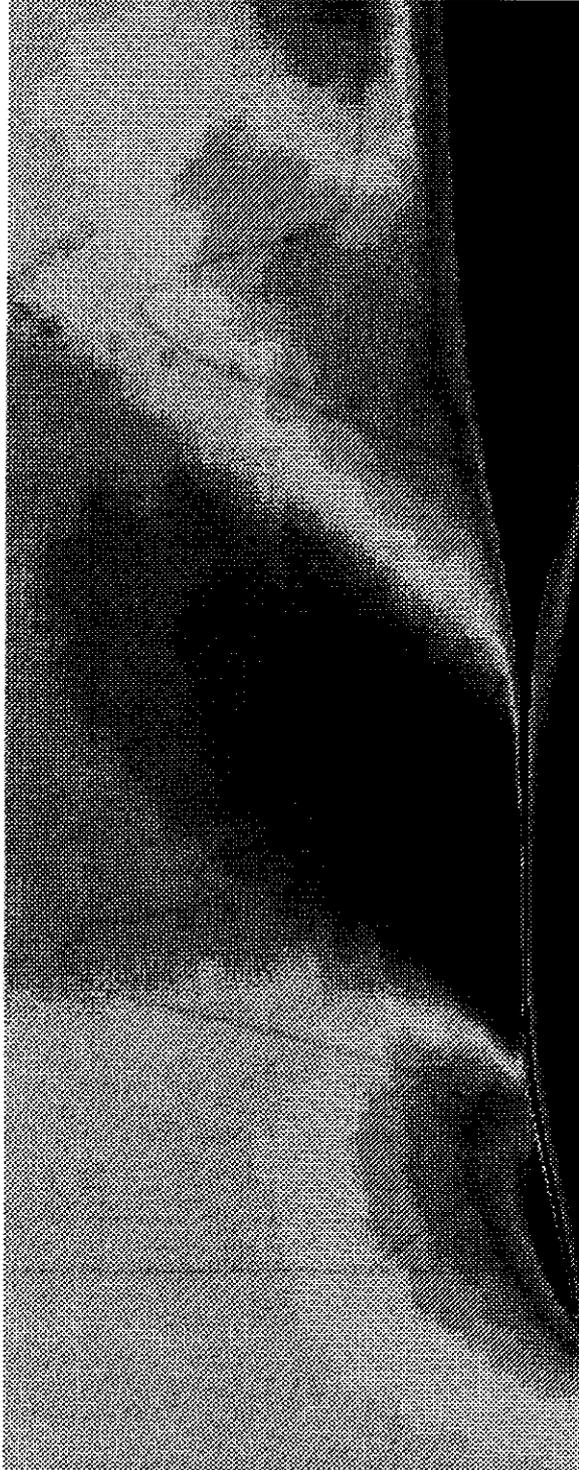
Figure 3- Maillage 58, 50, 34



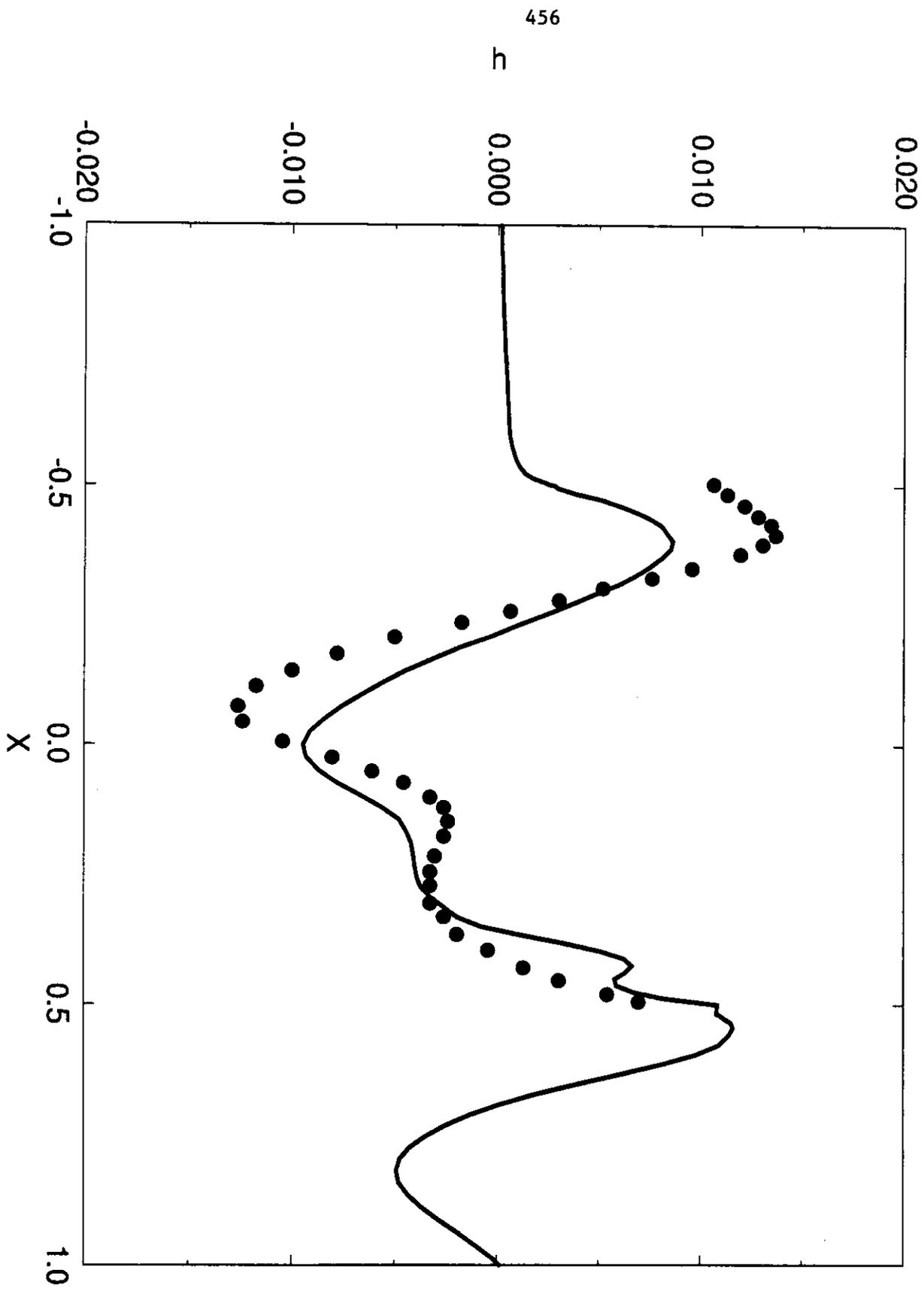


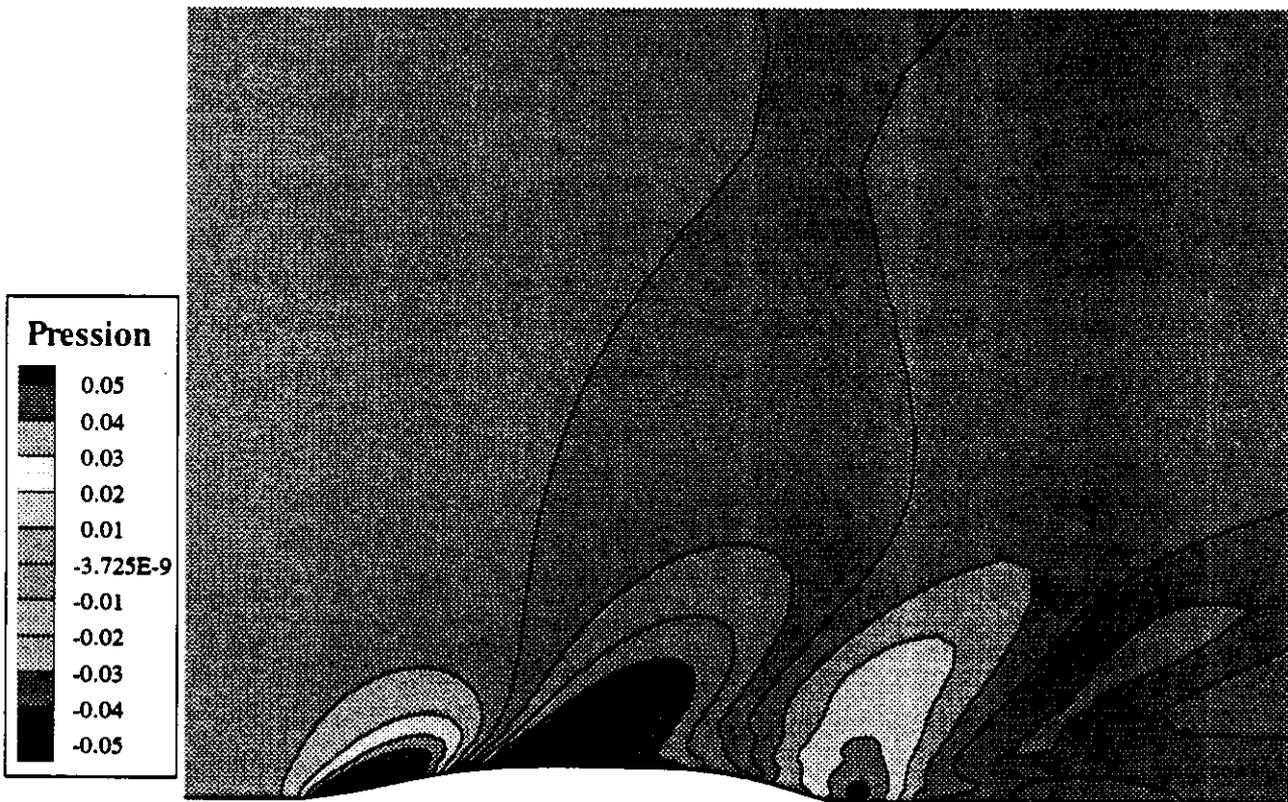
Pression sur la surface libre

Module de U W sur la surface libre.



Hauteur de surface libre sur la carene
FR=0.316 Re=5e6





Pression sur la surface libre

