

본 학회지를 발간하는 데 도움을 주신 한국과학기술단체총연합회에 감사드립니다.

航海中인 水中翼 高速艇이 海洋波에 미치는 影響

郭承鉉* · 金東津* · 朴命圭**

Effect of the Advancing High Speed Vessel on the Ocean Wave

Seung-Hyun Kwag · Dong-Jin Kim* · Myung-Kyu Park***

<목 차>

Abstract

1. 序論

2. 數值解法

2.1 基礎方程式

2.2 數值計算

2.3 自由表面境界條件

3. 計算結果 및 討論

3.1 計算條件

3.2 計算結果 및 討論

4. 結論

참고문헌

Abstract

The effect of the submerged high speed vessel on the ocean wave is made clear in the point of hydrodynamics view. In connection to the design of high speed ship, the flow analysis is carried out to predict the pressure distribution for drag and lift. The purpose of the research is to help the preliminary design of the economic hull form advancing under the ocean wave by estimating the resistance performance and the wave behaviour. In the present study, more efficient numerical approaches are investigated for the viscous flow analysis around a submerged NACA0012 hydrofoil with the laminar and incompressible fluid. Through the numerical simulation, it is found that the new numerical method becomes more efficient primarily due to the fact that the wave elevation is reasonably developed.

기 호 설 명

u, v, w 무차원 속도계수

x, y, z cartesian 좌표계

p 무차원 압력계수

ξ, η, ζ 변환 좌표계

* 한라공업전문대학 조선과

** 한국해양대학교 조선공학과

U, V, W	변환속도
∇^2	Laplacian 변환
ξ	자유수면의 파고
L	무차원 배의 길이
t	무차원 계산시간
F_n	프루우드 수
R_n	레이놀드 수
subscr.	x, y, z, t 에 관한 1차 도함수
(x, y, z, t)	

1. 序 論

해양파를 형성하는 流動場을 有限差分法(finite difference method)으로 數値解析한 例는 數年前부터 활발히 進行되어 왔다. 自由表面 計算을 爲해서 가장 많이 사용되는 方法은 MAC(marker and cell)에 기반을 둔 것으로 널리 알려져 있지만 아직 數値處理에 있어 부적합한(improper) 부분이 상당히 있다. 例를 들면 自由表面을 求하는 경우 格子 크기는 Froude 수에 의존해야 함에도 불구하고 아직 Reynolds 수에 영향을 받고 있고 또 하나의 큰 短點은 自由表面 海洋波가 不充分한 格子數에서는 海洋波 生成이 어렵다는 것이다.

海洋波는 無限流體(unbounded flows) 와는 달리 파도 전파(wave propagation)를 통해 방사(radiation)가 이루어지기 때문에 무한 境界(open boundary)에서의 제로 외삽법(zero-extrapolation)은 격자 간격이 아주 작지 않은 경우에는 파도의 생성을 어렵게 만든다. 이러한 문제들은 粘性流體 연구자들의 주요 연구 대상이 되고 있고 이런 자유표면 문제의 연구 속도가 늦은 것은 대부분의 수치 계산 方法이 自由表面을 다루지 않는 空氣이나 기계 분야에서 응용되어 왔기 때문이다. 自由表面을 좀 더 效率的이고 정확히 다룬 2次元 研究는 주로 Lungu[1], Morif[2], Fujita[3], Shin[4] 등에 의해 이루어졌다.

自由表面 流動은 크게 두가지 유체역학 계수에 영향을 받는데 하나는 Reynolds 數이고 다른 하나는 Froude 數 즉, wave 數 또는 wave 길이이다. Hinatsu[5]는 자유표면 境界조건에서 tangential 조건은 점성유동 조건에서 매우 작은 영향을 미치기

때문에 선체 유동의 계산에서는 무시하고 있고 따라서 Reynolds 數를 선체 주위에서 흐름 조건의 주요한 계수로 취급한다. 그러나 자유표면 근처의 유동해석에서는 Froude 數가 큰 영향을 미치기 때문에, 결국 선체주위의 격자는 Reynolds 數에 영향을 받게 되고 자유표면에는 Froude 數가 영향을 미치는 상반되는 수치적 문제를 안고 있다.

數値解析에서 自由表面의 생성을 위해서 지금까지 MAC 方法이 주로 많이 사용되어 왔으나 이것은 局部 速度(local velocity)에 따른 格子 높이 (particle height)를 시간 단계마다 update 시켜서 계산하는 것으로 파도(wave)의 특성을 고려치 못한 1차 근사(first order approximation)에 불과하다. 파도 전파(propagation), 경사(slope) 등의 제반 특성을 고려해 보면 국부적인 속도에 의해 영향을 받지 않는 독립(independent)된 수치처리(numerical treatment)가 요구되어 진다. 본 연구는 MAC 方法의 間隔을 이루는 陽解法(explicit method)에 의한 계산[6]과 비교 검토를 수행하고 잠김 깊이(submergence depth) 및 仰角(angle of attack)이 자유표면 형성에 미치는 영향 등을 檢討한다.

2. 數値解法

2.1 基礎方程式

非壓縮性 및 非定常 流體에 대한 지배방정식은 Navier-Stokes 방정식과 連續方程式이다. 이것들을 無次元으로 表記하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned}
 u_t + uu_x + vu_y + wu_z &= -p_x + \frac{1}{R_n} \nabla^2 u \\
 v_t + uv_x + vv_y + wv_z &= -p_y + \frac{1}{R_n} \nabla^2 v \\
 w_t + uw_x + vw_y + ww_z &= -p_z + \frac{1}{R_n} \nabla^2 w \\
 u_x + v_y + w_z &= 0
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

여기서, 아래 첨자는 그 변수에 대한 편미분을 나타내고 (u,v,w)는 cartesian 좌표계(x,y,z)에 대한 速度 成分을, p는 壓力을 표시한다. 모든 변수는 배의 길이 L, 균일 유입 속도 U₀ 및 물의 밀도 ρ

에 의해 無次元화된 것이다. 물체 형상을 보다 정확히 나타내고 境界條件의 편의를 위해 물체 적합 좌표계를 사용하였고 계산을 위한 좌표계 변환을 다음과 같이 수행하였다.

$$\begin{aligned} \xi &= \xi(x, y, z), \quad \eta = \eta(x, y, z), \\ \zeta &= \zeta(x, y, z) \end{aligned} \quad (2)$$

(2)를 (1)에 代入하면 다음을 얻는다.

$$\begin{aligned} u_t + Uu_\xi + Vu_\eta + Wu_\zeta \\ = -(\xi_x P_\xi + \eta_x P_\eta + \zeta_x P_\zeta) + \frac{1}{R_n} \nabla^2 u \\ v_t + Uv_\xi + Vv_\eta + Wv_\zeta \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} = -(\xi_x P_\xi + \eta_x P_\eta + \zeta_x P_\zeta) + \frac{1}{R_n} \nabla^2 v \\ w_t + Uw_\xi + Vw_\eta + Ww_\zeta \\ = -(\xi_x P_\xi + \eta_x P_\eta + \zeta_x P_\zeta) + \frac{1}{R_n} \nabla^2 w \\ \xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \zeta_x u_\zeta + \xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta \\ + \zeta_y v_\zeta + \xi_z w_\xi + \eta_z w_\eta + \zeta_z w_\zeta = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 U, V, W는 변환(contravariant) 속도를 의미하고 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ V &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ W &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \quad (5)$$

물체 적합 좌표계에서 Laplacian ∇^2 은 다음의 관계를 가진다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 q &= (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)q_{\xi\xi} + (\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2)q_{\eta\eta} \\ &+ (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)q_{\zeta\zeta} + 2(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z)q_{\xi\eta} \\ &+ 2(\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z)q_{\eta\zeta} + 2(\xi_x \zeta_x \\ &+ \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z)q_{\xi\zeta} + (\xi_{xx} + \xi_{yy} + \xi_{zz})q_{\xi\xi} \\ &+ (\eta_{xx} + \eta_{yy} + \eta_{zz})q_{\eta\eta} + (\zeta_{xx} + \zeta_{yy} + \zeta_{zz})q_{\zeta\zeta} \end{aligned} \quad (6)$$

2.2 數值計算

지금까지의 數值處理는 주로 MAC 방법이 사용되었는데 壓力을 계산하기 위하여 Poisson 방정식을 풀었고 운동량 방정식과 연속 방정식을 만족시켰다. Poisson 방정식을 풀기 위하여 relaxation 방법이 사용되었으며 매 timestep에서의 속도들은 운동량 방정식으로부터 updated 되어졌다. 수치계산은 좌우 대칭인 점을 고려하여 한쪽 영역(domain)에서만 수행하였다. 船體表面의 境界條件으로 속도에 대해서는 no-slip 조건을 사용하였고 압력에 관해서는 운동량 방정식으로부터 Neumann 조건을 적용하였다. 물체로부터 먼 쪽의 경계에는 zero gradient 조건을 속도에 적용하였다. 물체의 하류에는 압력 조건으로 선형 외삽법(linearly extrapolated method)을 우선 방향으로 적용했고 압력의 확산(diffusion)은 무시하였다. 이에 대한 연구는 Hino[7]에 의해 자세히 기술되어 있다.

2.3 自由表面 境界條件

高次 근사의 자유표면 경계조건에 대한 실제 계산은 3次元이지만 본 논문에서는 수식의 용이한 이해를 위해 2차원의 數值 方法을 記述한다.



위 그림에서 P는 무차원 시간 t의 파면(波面)위에 있고 따라서 $z = \zeta(x, y, t)$ 로 표시할 수 있다. $t = t + \Delta t$ 에서 P가 Q로 이동하면 다음과 같이 된다.

$$z + \Delta z = \zeta(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \quad (7)$$

MAC 법의 변위 계산은

$$\Delta x = u \Delta t, \quad \Delta y = v \Delta t, \quad \Delta z = w \Delta t \quad (8)$$

Taylor 전개하면

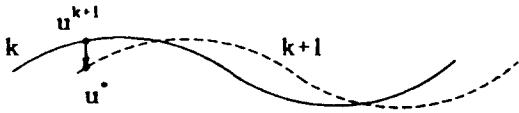
$$\zeta(x+\Delta x, y+\Delta y, t+\Delta t) = \zeta(x, y, t) + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial \zeta}{\partial t} \Delta t \quad (9)$$

(7), (8), (9)로부터

$$z + w \cdot \Delta t = \zeta(x, y, t) + \frac{\partial \zeta}{\partial x} u \Delta t + \frac{\partial \zeta}{\partial y} v \Delta t + \frac{\partial \zeta}{\partial t} \Delta t \quad (10)$$

여기서 $\zeta(x, y, t)$ 는 시간 t 에서의 波面형상이다. 위의 식을 Δt 로 나누고 정리하면

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - w = 0 \Big|_{z=\zeta} \quad (11)$$



위 그림에서 2차원의 경우 $t = k+1$ 에서의 파고 ζ^{k+1} 은 아래 (12)와 같이 된다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - w = 0 \Big|_{z=\zeta^{k+1}} \quad (12)$$

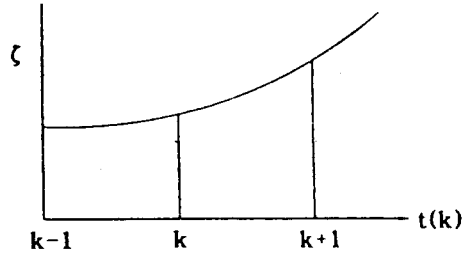
위의 식에서 u, w 가 모두 ζ^{k+1} 에서의 값을 가질 경우 (12)를 만족하고 $z = \zeta^{k+1}$ 에서의 u, v 의 값을 u^*, v^* 로 놓으면

$$\begin{aligned} u^* &= u^{k+1} + \frac{\partial u}{\partial z} \Delta \zeta \\ w^* &= w^{k+1} + \frac{\partial w}{\partial z} \Delta \zeta \end{aligned} \quad (13)$$

(13)을 (12)에 代入하면,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} \Big|_{k+1} + (u_i + \frac{\partial u}{\partial z} \Delta \zeta_i) \frac{\partial \zeta^{k+1}}{\partial x} - (w_i + \frac{\partial w}{\partial z} \Delta \zeta_i) = 0 \quad (14)$$

$$(w_i + \frac{\partial w}{\partial z} \Delta \zeta_i) = 0$$



위 그림에서 차분법의 원리를 이용하면 다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \zeta^{k-1} &= \zeta^{k+1} - \frac{\partial \zeta}{\partial t} (2\Delta t) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} 4(\Delta t)^2 \\ 4\zeta^k &= 4\zeta^{k+1} - 4 \frac{\partial \zeta}{\partial t} (\Delta t) + 4 \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} (\Delta t)^2 \end{aligned}$$

$$4\zeta^k - \zeta^{k-1} = 3\zeta^{k+1} - 2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} (\Delta t)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} \Big|_{k+1} = \frac{1}{2} (\zeta^{k-1} - 4\zeta^k + 3\zeta^{k+1}) \frac{1}{\Delta t} \quad (15)$$

한편,

$$\frac{\partial \zeta^{k+1}}{\partial x} \Big|_i = \frac{1}{6\Delta x} (-\zeta_{i-3}^{k+1} + 6\zeta_{i-2}^{k+1} - 15\zeta_{i-1}^{k+1} + 10\zeta_i^{k+1}) \quad (16)$$

(16)은 차분법의 과정에서 3차 미분(third derivative) 항을 추가해서 얻어진 것이다.

Navier-Stokes 방정식에 위의 각 조건을 代入하면

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2\Delta t} (\zeta_{i-3}^{k-1} - 4\zeta_{i-2}^k + 3\zeta_i^k) + (u_i + \frac{\partial u}{\partial z} \Delta \zeta_i) \cdot \\ &\frac{1}{6\Delta x} (-\zeta_{i-3}^k + 6\zeta_{i-2}^k - 15\zeta_{i-1}^k + 10\zeta_i^k - \\ &\quad \underbrace{\Delta \zeta_{i-3} + 6\Delta \zeta_{i-2} - 15\Delta \zeta_{i-1} + 10\Delta \zeta_i}_{\Delta F}) - \\ &(w_i + \frac{\partial w}{\partial z} \Delta \zeta_i) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

위 식의 양변에 $6\Delta x \Delta t$ 를 곱하면

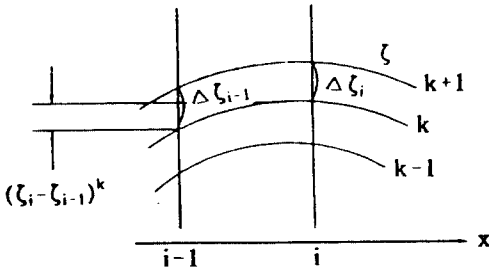
3. 計算結果 및 討論

3.1 計算條件

計算은 3次元 水中翼을 대상으로 했고 그 형상은 span/chord의 비가 3이고 단면은 NACA0012이다. 仰角(angle of attack)은 10° 와 20° 에서 計算을 수행했고, 잠긴 깊이는 depth/chord의 비가 0.4와 0.8이다. 計算 영역은 종방향으로는 chord 길이의 3.5배로 하였고 횡방향으로는 tip vortex의 영향을 받지 않는 범위까지 하였다. 모든 유체역학 계수들은 chord 길이 L과 균일 유입속도 U₀으로 무차원 하였고, 최소 격자 간격은 wing 표면에서 0.002로 하였다. 計算에서의 가속은 최초 500 time step까지로, 무차원 計算 시간은 0부터 0.5까지 수행하였다. Reynolds 수는 2000, Froude 수는 0.567이고 하류 방향의 경계조건은 제로 구배 외삽(zero-gradient extrapolation) 방법을 사용하였다. 본 3차원 計算에서는 하류 방향에서 점성 완충 장치(viscous damper)를 삽입치 않았다. 압력 計算을 위해 Poisson 방정식에서 사용한 완충 계수는 0.8로 하였고, 최대반복(maximum iteration) 計算은 시간 단계별로 50회까지 수행하였다. 격자구조는 single type으로 H-H topology로 구성되었기에 자유표면 격자 이동은 수월하였으나, 앞면(leading edge) 부근에서는 計算이 不安定하여 많은 횃수의 반복計算이 필요했다. Fig. 1은 座表 軸과 水中翼을 표시한 것이고, Fig. 2는 격자형상 및 計算영역을 나타낸 것이다. 격자 배치는 計算機 容量 및 計算 時間에 영향을 주기 때문에 모든 곳에서 만족할 수는 없었다. 그러나 leading edge, 자유표면, tip, 수중익의 주위에는 수치計算의 精度(accuracy)를 높이기 위하여 상대적으로 밀집(clustering)시켰다. 자유표면에 대한 3차원 수중익의 잠긴 깊이 및 仰角의 영향을 연구하기 위해서 計算은 다음의 경우에 대하여 수행하였다.

$$\begin{aligned}
 & -\Delta \zeta_{i-3} u_i \Delta t + 6 \zeta_{i-2} u_i \Delta t - 15 \Delta \zeta_{i-1} u_i \Delta t \\
 & + (9 \Delta x + 10 u_i \Delta t + \frac{\partial u}{\partial z} F^k \Delta t - 6 \frac{\partial w}{\partial z} \Delta x \Delta t) \cdot \Delta \zeta_i \\
 & = 3 \Delta x (\zeta_i^k - \zeta_i^{k-1}) - F^k u_i \Delta t + 6 \Delta x w_i (\Delta t)
 \end{aligned} \tag{18}$$

결국 자유표면 경계조건을 정리하면 (18)로부터 $\Delta \zeta_i$ 를 구할 수 있고 (16)에서 사용한 유한차분법은 Dawson[8]에 의한 자유표면 조건과 일치하게 된다.



위 그림에서

$$\begin{aligned}
 \Delta \zeta_{i-1} &= (\zeta_i - \zeta_{i-1})^k \\
 &= \zeta_{i-1}^{k+1} - \zeta_{i-1}^k - \zeta_i^k + \zeta_{i-1}^k \\
 &= \zeta_{i-1}^{k+1} - \zeta_i^k
 \end{aligned} \tag{19}$$

$$\Delta \zeta_i = \zeta_i^{k+1} - \zeta_i^k \tag{20}$$

로부터 다음을 얻을 수 있다.

$$\zeta_i^{k+1} = \zeta_i^k + \left[\frac{u_i}{\Delta x} (\zeta_{i-1}^{k+1} - \zeta_i^k) + w_i + \frac{1}{2 \Delta t} (\zeta_i^k - \zeta_i^{k-1}) \right] / F' \tag{21}$$

여기서,

$$\begin{aligned}
 F' &= \frac{3}{2 \Delta t} + \frac{u_i}{\Delta x} + \\
 & \frac{\partial u}{\partial z} (\zeta_i^k - \zeta_{i-1}^k) \frac{1}{\Delta x} - \frac{\partial w}{\partial z}
 \end{aligned} \tag{22}$$

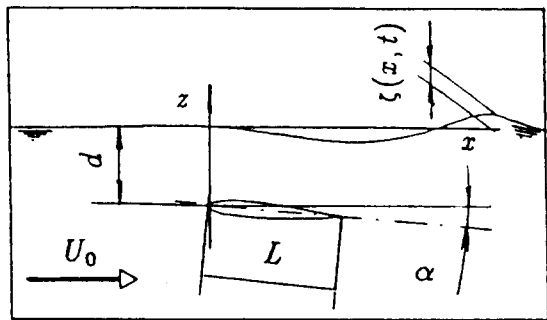


Fig. 1 Coordinates system

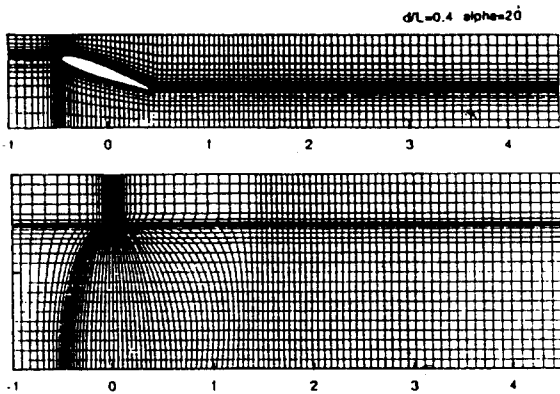


Fig. 2 Mesh system and computing domain

Table 1

	case A	case B	case C
d/L	0.4	0.8	0.8
α	20°	20°	10°

3.2 計算 結果 및 討論

자유표면 波高의 형상은 Fig. 3에 나타내었는데 무차원 시간 $t=3.0$ 에서의 case A, case B, case C에 대한 것이다. Case A의 경우는 수중익 중앙부 근인데 old method의 결과와 비교시, new method의 선미파가 상당히 reasonable하게 형성되었고 tip 부근($j=15$)의 경우도 미소하지만 좋은 결과를

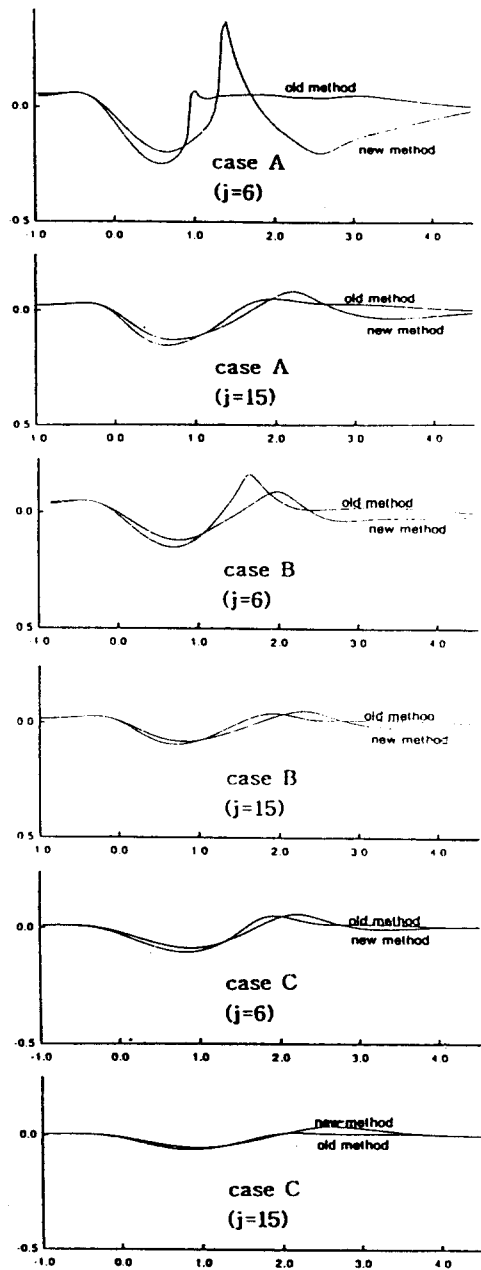


Fig. 3 Free-surface profiles computed by using the old(MAC) method and the new finite difference scheme

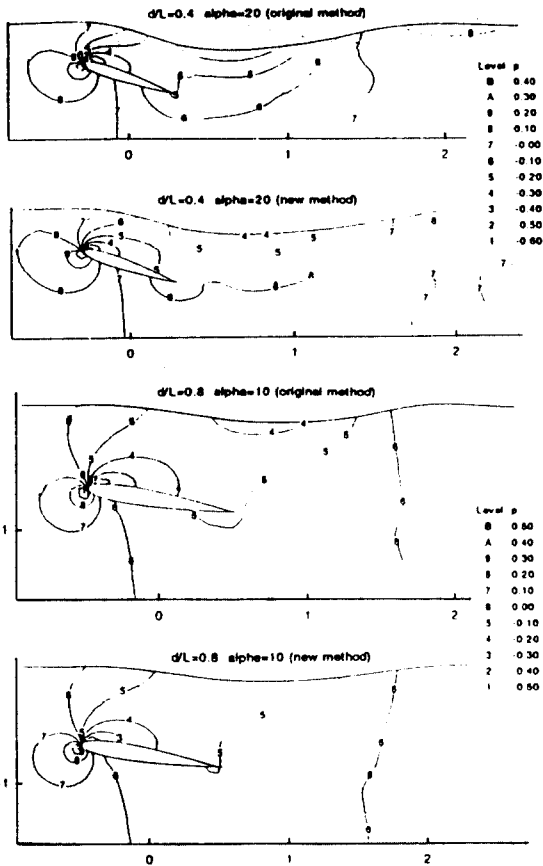


Fig. 4 Pressure contours computed by the original(MAC) method and the new (finite difference) method

보이고 있다. Case B는 잠김 깊이가 0.8의 경우이고, case C는 양각이 10° 인 계산으로 case B와 비교시 양각이 작기 때문에 자유표면도 타당성 있는 결과를 보여주고 있다. 어느 경우의 계산에서나 자유표면 파고 형상에 있어서 본 계산에서 적용한 new method가 효율성이 높다는 것을 입증하고 있다. Fig. 4는 자유표면과 수중익 주위의 압력분포를 나타낸 것이다. 위의 두 그림은 case A의 경우를 비교한 것인데 new method의 경우가 압력 구배가 전반적으로 크게 나타났으며, 특히 이것을 자유표면 근처에서 볼 수

있다. Case C의 경우는 잠김 깊이의 영향을 받기 때문에 수중익 주위의 압력에는 큰 차이를 볼 수 없다. Fig. 5는 수중익의 흡입면(suction side)과 압력면(pressure side)에서의 압력을 비교한 것이다. New method의 경우 압력구배가 완만하게 나타났는데 이것은 새로운 자유표면 조건이 선미파를 타당성있게 생성하였기 때문에 나타난 결과이다. 그러나 선미 방향으로 fluctuating 현상이 나타난 것은 수치적으로 불안정한 것으로서 검토가 요구되고 있다.

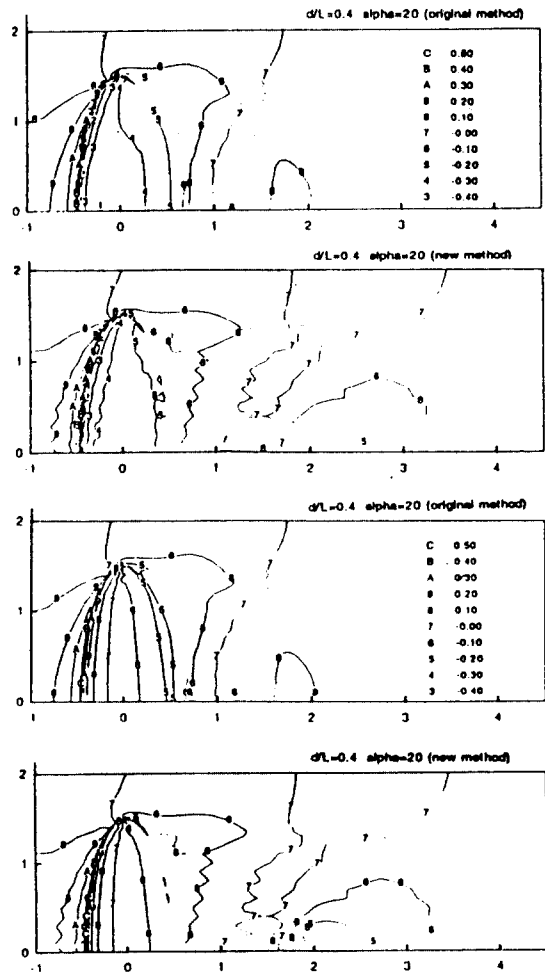


Fig. 5 Pressure contours on 3-D wing surface (above two belong to suction side, below two to pressure side)

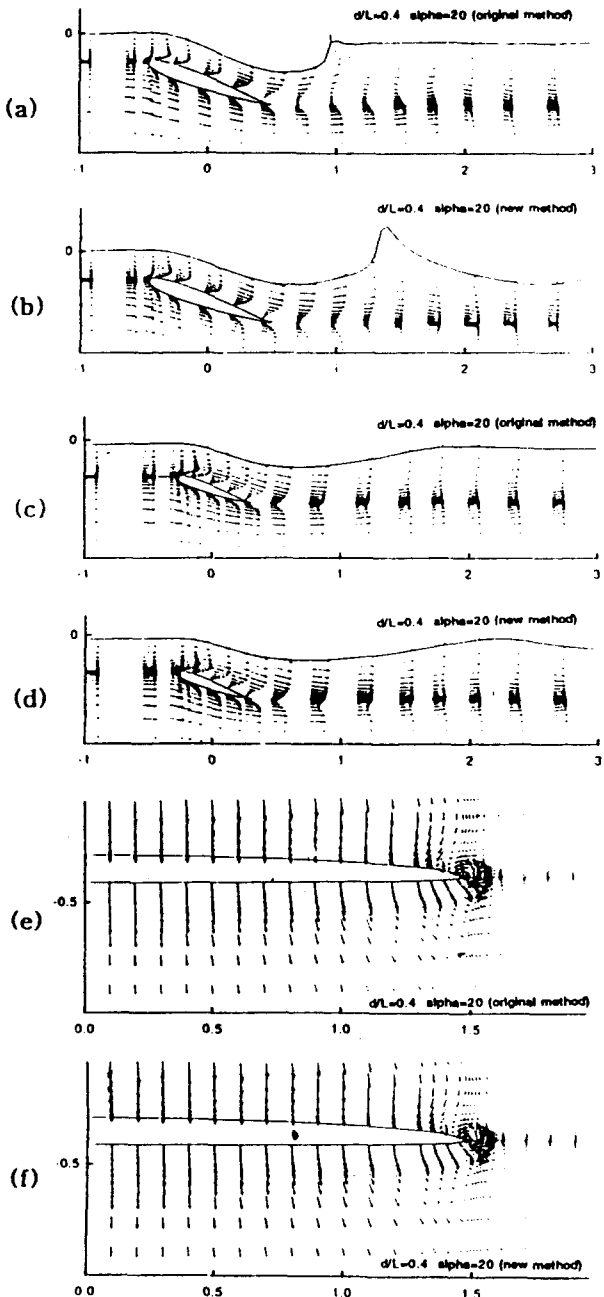


Fig. 6 Velocity vectors for case A
 (a), (b) : x-z plane (j=6)
 (c), (d) : x-z plane (j=15)
 (e), (f) : y-z plane (i=27)

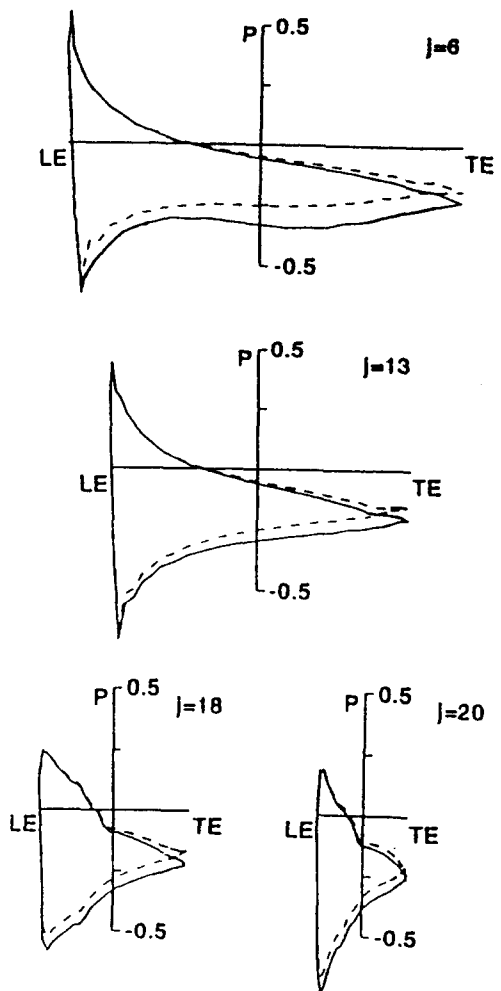


Fig. 7 Spanwise pressure distribution on the wing surface (— : old method, --- : new method)

Fig. 6은 속도 벡터를 나타낸 것이다. (a), (b)는 case A의 중앙단면 부근의 속도 분포로 자유표면 주위와 trailing edge 뒷 부분의 velocity defect 현상을 뚜렷이 보여주고 있다. 자유표면 근처에서 new method의 경우가 전반적으로 magnitude가 크게 나타나고 있다. (c), (d)의 경우는 case A의 j=16(중앙단면과 tip의 중간지점) 부근의 속도벡터

의 형상이다. 여기서는 두 방법 사이의 차이는 볼 수 없다. (e), (f)는 case A의 y-z 단면에서 그린 secondary velocity의 형상이다. 두 방법이 거의 비슷한 속도벡터를 보이고 있고 3차원 계산이기 때문에 tip 부근에서 강한 vortical motion을 나타내고 있다. Fig. 7은 case A의 무차원화된 압력분포 형상을 나타낸 것이다. $j=6$ 이 중앙단면 부근의 압력분포인데 실선(old method)의 경우와 비교시 점선(new method)의 경우가 면적(area)이 약간 작게 나타나는데 이것은 두 방법의 항력(drag) 및 양력(lift)의 차이를 유추하고 있다. 이것은 trailing edge 부근에서도 미소하나마 나타나고 있는데 壓力의 計算은 수행하지 않았다. 계산 결과에 의하면 leading edge 부근에서는 두 方法이 거의 一致한 結果를 보여주고 있다.

4. 結 論

航海中인 高速艇의 效率의인 計算을 수행하기 위해 精度(accuracy)面에서 새로운 數值技法을 自由表面 境界條件에 挿入시켰다. 대상 물체로는 3次元 水中翼으로 기존의 MAC 方法을 使用해서 얻은 結果와 比較하였다.

- (1) 海洋波 波高形成의 精度向上을 爲하여 3次 (third derivative) 有限差分法을 數值的으로 處理하여 自由表面 條件으로 使用하였는데 이의 結果로 船尾 부근의 波高가 向上되었다.
- (2) 每時間 단계별로는 計算時間(CPU)이 微弱하게 減小했지만 船尾波의 形成에는 加速化가 進行되었고 數值的으로 本研究가 效率의임이 밝혀졌다.
- (3) 比較의 거친(coarse) 格子로서 높은 20° 仰角에서도 自由表面의 形成이 可能한 것은 有限差分法을 利用한 Navier-Stokes Solver가 粘性流動 現狀의 研究에 可能性이 있음을 보이고 있다.

本計算에서 使用한 計算機種은 IBM 9076 SP1의 Server 2이다. UNIX 시스템으로 필요시 併列處

理가 可能하고 本體 frame은 RISC System/ 6000 Processor Node로 構成되어 있다.

또한 21세기 선박여행을 위한 소형크루즈(CRUISE) 객선설계에 적용할 수 있을 것으로 사료된다.

參 考 文 獻

- [1] Lungu, A., Mori, K., "New Finite Difference Method for Efficient and Accurate Free-Surface Flow Computation", Proceedings of the 6th Conference on CFD, Tokyo, pp. 389-393, 1992.
- [2] Mori, K., "New Treating of the Free-Surface and Downstream Boundary Conditions in Numerical Computations of Free-Surface Flows", Proceedings of Seventh International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, pp. 205-208, 1992.
- [3] Fujita, K., "On More Accurate and Efficient Methods for the Free-Surface Flow Computations by the Finite Difference Method", Master Thesis, Hiroshima University, 1992. (in Japanese)
- [4] Shin, M.S., Mori, K., "Numerical Computation of 2-Dimensional Waves behind a Hydrofoil", Jour. Soc. of Naval Arch. of Japan, vol. 163, pp. 17-22, 1988.
- [5] Hinatsu, M., "Numerical Simulation of Unsteady Viscous Nonlinear Waves Using Moving Grid System Fitted on a Free Surface", Jour. of the Kansai Soc. of Naval Arch. Japan, vol. 217, pp. 1-11, 1992.
- [6] Kwag, S.H., Min, K.S., "Computation of Free Surface Flows around 3-D Hydrofoil and Wigley Ship by N-S Solver", Proceedings of Sixth International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa University, U.S.A., 1993.
- [7] Hino, T., "Numerical Computation of a Free Surface Flow around a Submerged Hydrofoil

by the Euler/Navier-Stokes Equations", Jour. Soc. of Naval Arch. of Japan. vol. 164, pp. 9-17, 1988.

[8] Dawson, C.W., "A Practical Computer Method

for Solving Ship-Wave Problems", Proceedings of the Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, University of California, Berkeley, pp. 30-38, 1977.