

자유표면을 포함한 선체주위 난류유동 해석

김정중*, 김형태**

Computation of Turbulent Flow around a Ship Model with Free-Surface

Jung-Joong Kim* and Hyoung-Tae Kim**

요 약

본 논문에서는 비압축성 Reynolds-Averaged Navier-Stokes 방정식을 수치 해석하여 자유표면을 포함한 선체 주위의 난류 유동을 계산하였다. 정규격자 상에서 공간의 이산화는 2차 정도의 유한차분법을, 시간의 적분에는 4단계 Runge-Kutta법을 이용하였고, 난류 닫힘 조건을 만족시키기 위해 Baldwin-Lomax 난류 모형을 사용하였다. 자유표면의 위치는 운동학적 경계조건식을 Lax-Wendroff법으로 풀어서 구하였고, 자유표면과 격자 경계면을 일치시키기 위해 매 시간마다 새로 계산된 자유표면 위치에 맞추어 격자를 새로 구성하였다. 속도와 압력에 대한 경계조건은 자유표면에서 점성을 무시하여 근사한 동역학적 조건을 적용해서 구하였다. 본 연구에서 개발된 수치해법을 검증하기 위하여 실험자료가 많은 Wigley 선형과 Sries 60 $C_B=0.6$ 선형에 대해 수치계산을 수행하였고 계산된 선체 주위의 파형이 실험 결과와 잘 일치하는 것을 확인하였다.

Abstract

The computations of the turbulent flow around the ship models with the free-surface effects were carried out. Incompressible Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations were solved by using an explicit finite-difference method with the nonstaggered grid system. The method employed second-order finite differences for the spatial discretization and a four-stage Runge-Kutta scheme for the temporal integration. For the turbulence closure, a modified Baldwin-Lomax model was exploited. The location of the free surface was determined by solving the equation of the kinematic free-surface condition using the Lax-Wendroff scheme and a free-surface conforming grid was generated at each time step so that one of

접수일자: 2000년 12월 29일, 승인일자: 2000년 1월 19일

*정회원, 삼성중공업 조선플랜트연구소 연구원(E-mail: jjkim00@samsung.com)

**정회원, 충남대학교 선박해양공학과 부교수(E-mail: h-tkim@cnu.ac.kr)

the grid boundary surfaces always coincides with the free surface. An inviscid approximation of the dynamic free-surface boundary condition was applied as the boundary conditions for the velocity and pressure on the free surface. To validate the computational method developed in the present study, the computations were carried out for both Wigley and Series 60 $C_B=0.6$ ship model and the computational results showed good agreements with the experimental data.

1. 서론

일정한 속도로 운항하고 있는 선박에 의해서 수면에 발생하는 조파 현상을 포함한 선체 주위의 유동해석은 선박유체역학 분야의 중요한 연구과제이다. 전통적으로 선박의 조파 현상은 포텐셜 유동 이론에 의해서 해석해 왔으며, 점성유동의 해석은 대부분 자유표면의 영향을 무시한 이중모형 유동에 대해 수행되어 왔다. 최근 들어 전산유체역학(CFD)의 발전에 힘입어서 자유표면을 포함한 선체 주위의 점성유동을 수치 해석하려는 시도가 국내외에서 활발히 이루어져 왔다. Miyata/Nishimura(1985)는 자유표면을 포함한 선체 주위 점성유동을 계산하는 유한 차분법을 개발했으며 이후 경계적합격자와 subgrid-scale 난류모형을 도입해서 수치해석방법을 더 발전시켰다. 국내에서는 신명수/강국진(1996)이 Series 60 선형을 대상으로 자유표면을 포함한 점성유동을 계산하여 실험과 비교적 잘 맞는 결과를 보여주었다.

한편, CFD Workshop Tokyo 1994(1994)에서는 Series 60 $C_B=0.6$ 모형선을 대상으로 조파 현상이 포함된 난류 유동장에 대한 다수의 계산 결과들과 Toda et al.(1992)의 실험 결과를 함께 비교하였는데, 대부분의 계산이 선체표면 압력분포와 선측 파형은 비교적 잘 모사하고 있으나 선미 부근에서의 속도 분포와 선체로부터 떨어진 곳에서의 파문은 제대로 모사하지 못하였다. Tahara/Stern(1996)은 1994년 Workshop에 발표했던 계산 결과를 실험 결과와 자세히 비교·검토하였다. 계산된 선체 부근의 압력분포와 파형 등은 실험과 비교적 잘 일치하고 있으나 주어진 단면에서의 속도분포와 선체로부터 떨어진 곳의

파형은 실험과 차이를 나타내었다. 한편, 이들은 자유표면의 위치를 계산하기 위해서 별도의 격자계를 도입하고 보간법을 사용해서 선체 주위 유동장의 계산에 사용한 격자계와 필요한 정보를 상호 교환하는 기법을 사용하였다.

본 연구는 반석호/김형태(1994)에 의해 개발된 선체 주위 점성유동 계산기법에 조파 현상을 포함시켜 계산할 수 있는 전산조직을 개발하려는 목적으로 수행되었다. 개발된 전산조직을 사용해서 비교적 실험 자료가 풍부한 Wigley와 Series 60 $C_B=0.6$ 선형에 대해 수치 계산을 수행하고, 계산 결과를 실험자료와 자세히 비교함으로써 개발된 전산조직을 검증하였으며, 전산조직에 사용된 수치해석법을 평가함으로써 앞으로 이를 개선하는데 필요한 정보를 얻고자 하였다.

2. 지배방정식

본 연구에서는 수면에서의 조파 현상을 포함한 선체 주위의 난류유동에 대한 지배 방정식으로서 RANS 방정식을 사용하였다. Fig. 1과 같이 직교 좌표계를 택하고 Cartesian tensor를 사용해서 지배방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i + \overline{u_i' u_j'}) = \\ - \frac{\partial}{\partial x_i} (p - \frac{z}{F_r^2}) + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \end{aligned} \quad (2)$$

위 식에서는 summation 규약을 사용하였고,

$x_i = (x, y, z)$, $u_i = (u, v, w)$ 그리고 $-\overline{u_i u_j}$ 는 레이놀즈 응력을 표시한다. 이 방정식의 모든 항들은 배의 길이 L , 선속 V_s , 그리고 유체의 밀도 ρ 및 점성계수 μ 를 사용해서 무차원화 하였고, $F_r = V_s/\sqrt{gL}$ 과 $R_e = V_s L/\nu$ 는 각각 Froude 수와 Reynolds 수 그리고 g 와 ν 는 각각 중력 가속도와 유체의 동점성 계수이다. 레이놀즈 응력은 등방성 와점성 모형을 사용해서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3)$$

여기서 δ_{ij} 는 Kronecker delta 이고 k 는 난류 운동 에너지이다.

(3)의 관계식을 사용해서 운동량방정식 (2) 를 다시 정리해서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (P) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu_e \tau_{ij}) \quad (4)$$

여기서, $\nu_e = 1/R_e + \nu_t$.

$$P = p - \frac{\rho z}{F_r^2} + \frac{2}{3} k, \tau_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \text{이다.}$$

본 연구에서는 선미유동 계산을 위해 수정된 Baldwin-Lomax 모형(김정중/김형태 1997)을 사용해서 와점성 계수 ν_t 를 결정하였다. 수치계산이 용이하도록 직교 좌표계 (x, y, z) 에서 정의한 선체 주위의 유동 영역에 대한 지배방정식 (1) 과 (4)를 일반 좌표계 (ξ, η, ζ) 로 부분 변환하면 Fig. 1에 보인 정방형의 계산공간에 대해 좌표 변환된 지배 방정식을 얻을 수 있다. 본 연구에서는 반복계산의 매 단계마다 해의 일부로서 결정되는 자유표면에 맞추어 경계적합 격자를 새로 생성 하였으며 좌표 변환에 '격자속도'를 고려하는 방법을 사용하였다. 계산 공간으로 좌표 변환된 지배 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$J \frac{\partial}{\partial \xi^k} \left(\frac{U^k}{J} \right) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U^k \frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} + \xi_x^k \frac{\partial}{\partial \xi^k} P - J \left(\frac{\partial E_{i1}}{\partial \xi} + \frac{\partial E_{i2}}{\partial \eta} + \frac{\partial E_{i3}}{\partial \zeta} \right) = 0 \quad (6)$$

여기서 $J = \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)}$ 는 변환 Jacobian이고,

$$U^k = \xi_x^k (u_j + \frac{\partial x_j}{\partial t}) \text{는 격자 속도 } (\partial x_j / \partial t) \text{를}$$

포함한 contravariant 속도 성분을 나타내며, 점성 플럭스 벡터 E_{i1}, E_{i2}, E_{i3} 는 다음과 같이 정의된다.

$$E_{ij} = \frac{\nu_e}{J} \times \begin{bmatrix} (\xi_x \xi_x^j + g^{1j})u_i + (\eta_x \xi_x^j + g^{2j})u_j + (\zeta_x \xi_x^j + g^{3j})u_k + S_{1j} \\ (\xi_y \xi_y^j + g^{1j})v_i + (\eta_y \xi_y^j + g^{2j})v_j + (\zeta_y \xi_y^j + g^{3j})v_k + S_{2j} \\ (\xi_z \xi_z^j + g^{1j})w_i + (\eta_z \xi_z^j + g^{2j})w_j + (\zeta_z \xi_z^j + g^{3j})w_k + S_{3j} \end{bmatrix} \quad (7)$$

여기서, $S_{1j} = \xi_y^j R_{21} + \xi_z^j R_{31}$.

$$S_{2j} = \xi_x^j R_{12} + \xi_z^j R_{32}, \quad S_{3j} = \xi_x^j R_{13} + \xi_y^j R_{23}$$

$$R_{ij} = u_{i,j} \xi_x + u_{i,j} \eta_x + u_{i,j} \zeta_x, \text{ for } i, j = 1, 2, 3$$

3. 수치해법

3.1 지배방정식의 이산화

본 연구에서는 비교차 격자계를 채택하였고, 좌표 변환된 지배방정식 (5)와 (6)은 유한 차분법을 사용해서 이산화 하였다. 운동량 방정식의 압력 구배와 확산항은 2차 중심 차분으로 그리고 대류항은 2차 풍상 차분으로 계산공간상의 격자점 (i, j, k) 에 대해서 다음과 같이 이산화 하였다.

$$\left[U \frac{\partial u}{\partial \xi} \right]_{i,j,k} = \frac{1}{2} (|U| + U) \delta_{\xi}^- u_{i,j,k} - \frac{1}{2} (|U| - U) \delta_{\xi}^+ u_{i,j,k} \quad (8)$$

$$\left[\xi_x \frac{\partial P}{\partial \xi} \right]_{i,j,k} = (\xi_x)_{i,j,k} \delta_{\xi} P_{i,j,k} \quad (9)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{\nu_t}{J} \left((\xi_x)^2 + g^{11} \right) \frac{\partial u}{\partial \xi} \right\} \right]_{i,j,k} = \delta_{\xi} \left[\frac{\nu_t}{J} \left((\xi_x)^2 + g^{11} \right) \delta_{\xi} u_{i,j,k} \right] \quad (10)$$

위에서 사용된 유한차분 연산자는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \delta_{\xi}^{\pm} \phi_{i,j,k} &= \frac{\pm 1}{2\Delta\xi} [-3\phi_{i,j,k} + 4\phi_{i\pm 1,j,k} \\ &\quad - \phi_{i\pm 2,j,k}] \\ \delta_{\xi} \phi_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta\xi} [\phi_{i+1,j,k} - \phi_{i-1,j,k}] \\ \delta_{\xi}^2 \phi_{i,j,k} &= \frac{1}{\Delta\xi} [\phi_{i+1/2,j,k} - \phi_{i-1/2,j,k}] \end{aligned} \quad (11)$$

또한, 방정식에 포함되어 있는 좌표 변환 metric 계수와 Jacobian 은 2차 중심 차분을 사용해서 계산하였으며, 이산화에 격자중간 값이 필요한 경우에는 이웃 격자점의 값을 평균해서 사용하였다. 한편, 연속방정식 (5)는 중심 차분으로 이산화 하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\text{DIV}[Q_{i,j,k}] = J \delta_{\xi^k} \left(\frac{U^k}{J} \right) = 0 \quad (12)$$

이 식에서 DIV는 이산화된 발산 연산자를 표시하고 Q 는 속도벡터 $(u, v, w)^T$ 를 나타낸다.

본 연구에서는 이산화된 지배 방정식을 시간에 대해 수치적분하는 방법으로 4단계 Runge-Kutta 법을 사용하였으며 수렴을 촉진하기 위해서 local time stepping 기법을 적용하였다(반석호/김형태 1994). 이와 같은 방법으로 이산화된 지배 방정식을 적분하면 다음의 관계식을 얻을 수 있다.

$$\text{DIV}[Q_{i,j,k}^l] = 0, \quad \text{for } l = 1, 2, 3, 4 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} Q_{i,j,k}^l &= Q_{i,j,k}^n - \alpha_l \Delta t_{i,j,k} (RHS)_{i,j,k}^{l-1} \\ &\quad , \quad \text{for } l = 1, 2, 3, 4 \end{aligned} \quad (14)$$

위 첨자 l 은 지난 시간단계 n 과 다음 시간단계 $n+1$ 사이의 중간 단계를 의미하고 $\Delta t_{i,j,k}$ 는 (i, j, k) 격자점에서의 시간 증분을 나타내며, $\alpha_1 = 1/4$, $\alpha_2 = 1/3$, $\alpha_3 = 1/2$, $\alpha_4 = 1$ 이다. RHS 는 이산화된 운동량 방정식에서 시간 도함수 항만을 제외한 것으로서 다음과 같다.

$$\begin{aligned} RHS &= U^k \frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} + \xi_x^k \frac{\partial}{\partial \xi^k} P \\ &\quad - \mathcal{K} \left(\frac{\partial E_{v1}}{\partial \xi} + \frac{\partial E_{v2}}{\partial \eta} + \frac{\partial E_{v3}}{\partial \zeta} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

본 수치 해법의 local time stepping 기법에

서 사용한 시간증분 $\Delta t_{i,j,k}$ 는 다음의 관계식을 사용해서 결정하였다.

$$\Delta t_{i,j,k} = CFL \times \min(\sqrt{g_{11}}, \sqrt{g_{22}}, \sqrt{g_{33}}) \quad (16)$$

위 식에서 CFL 은 Courant-Friedrich-Lewis 수이고 g_{11} , g_{22} , g_{33} 는 metric tensor로서 각 격자점에서 ξ , η , ζ -방향 호 길이를 나타낸다. 수치해법의 안정성 한계(stability limit)를 증가시키고 수렴 특성을 개선하기 위해서 계산된 RHS 에 implicit residual smoothing 기법을 적용하였다. 즉, 다음과 같은 implicit operator를 사용해서 운동량 방정식의 잔류항 $RHS_{i,j,k}^l$ 가 부드러운 분포를 갖도록 수정하였다.

$$\begin{aligned} RHS_{i,j,k}^l &= \\ &= (1 - \gamma_{\xi} \delta_{\xi\xi}^l)(1 - \gamma_{\eta} \delta_{\eta\eta}^l)(1 - \gamma_{\zeta} \delta_{\zeta\zeta}^l) RHS_{i,j,k}^l \end{aligned} \quad (17)$$

여기서 γ_{ξ} , γ_{η} , γ_{ζ} 는 분포의 부드러운 정도를 조절하는 상수이며, 운동량방정식 (14)의 잔류항 대신에 식 (17)을 풀어서 구한 새로운 잔류항을 사용해서 속도를 계산하였다.

3.2 압력-속도 연성

압력을 알면 운동량 방정식 (14)로부터 속도벡터 $(u, v, w)^T$ 를 계산할 수 있다. 그러나 압력은 미리 알 수가 없으며 속도 벡터가 연속 방정식 (13)을 만족하도록 결정해야 한다. 본 연구에서는 짝수와 홀수 격자점의 압력을 연성시키면서 오차를 줄일 수 있도록 압력 Poisson 방정식을 이산화하는 방법(반석호/김형태 1994)을 사용하였으며 이산화된 압력 방정식을 점순법으로 풀어 압력을 결정하였다. 압력 방정식을 유도하는 과정은 다음과 같이 요약할 수 있다. 먼저, 운동량 방정식 (14)는 다음과 같은 세 개의 스칼라 방정식으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} (u_i)_{i,j,k}^l &= (u_i)_{i,j,k}^n \\ &\quad - \alpha_l \Delta t [f_{i,j,k}^{x_i} + (\xi_x \delta_{\xi} + \eta_x \delta_{\eta} + \zeta_x \delta_{\zeta}) P_{i,j,k}]^{l-1} \\ &\quad \text{for } i = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (18)$$

여기서 $f^{x_i} = (f^x, f^y, f^z)$ 는 각각 ξ , η , ζ -방향

운동량 방정식의 대류항과 점성항을 포함한다. 이 제 압력 방정식을 유도하기 위해 다음과 같이 이산화된 연속 방정식에 artificial mass source를 포함시킨 수정된 연속 방정식을 도입한다.

$$DIV[Q'_{i,j,k}] = \epsilon K(\tilde{L} - L)[P'_{i,j,k}] \quad (19)$$

이 식의 ϵ 은 양의 상수 ($\epsilon < 1$)로서 소스항의 크기를 조절하는 역할을 하며, 이산화된 연산자 $L = \delta_{\xi^i}(-\frac{\Delta t g^{jk}}{f} \delta_{\xi^j})$, $\tilde{L} = \delta_{\xi^i}(-\frac{\Delta t g^{jk}}{f} \delta_{\xi^j})$ 이다.

운동량 방정식 (18)을 식(19)에 대입해서 다음과 같은 이산화된 압력방정식을 얻을 수 있다.

$$(1 - \epsilon)L[P'_{i,j,k}] + \epsilon \tilde{L}[P'_{i,j,k}] + N[P'_{i,j,k}] \quad (20)$$

$$= \frac{1}{a_i} DIV[Q'_{i,j,k}] - \sigma'_{i,j,k}$$

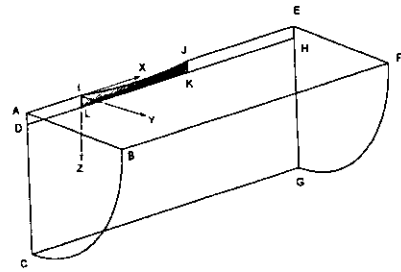
여기서 $N = \delta_{\xi^i}(\frac{\Delta t g^{jk}}{f} \delta_{\xi^j})$ ($k \neq j$) 이고,

$\sigma_{i,j,k} = \delta_{\xi^i} \left[\frac{\Delta t}{f} \xi^k_x f^k \right]$ 이며, ϵ 값이 충분히 크면 홀수와 짝수 격자점의 압력이 서로 연성되는 것을 알 수 있다.

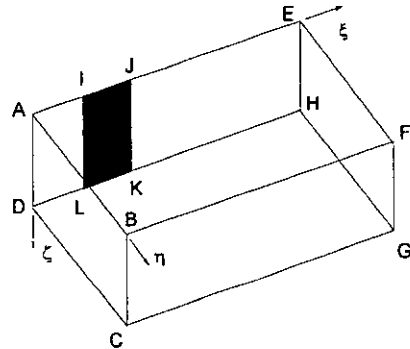
3.3 경계조건

지배 방정식의 수치해를 구하기 위해서는 계산 영역의 모든 경계면에 경계 조건을 적용해야 한다. 본 계산에는 선체 주위의 난류유동과 자유표면의 조파 현상을 동시에 계산하는데 많이 사용되는 H-O형 격자를 사용하고, 유동이 선체 중앙면에 대해 대칭이라고 가정하여 Fig. 1에 보인 것과 같이 계산 영역을 잡았다.

경계면은 선체표면(IJKL), 입구면(ABCD), 출구면(EFGH), 중앙대칭면(AILD, JEHK, DLKHGC), 외부면(BFGC) 그리고 자유표면(AIJEFB)으로 이루어지며, 적용된 경계 조건은 다음과 같다. 즉, 입구조건은 $u = 1, v = w = 0, P_\xi = 0$; 출구조건은 $u_{\xi\xi} = v_{\xi\xi} = w_{\xi\xi} = 0, P_\xi = 0$; 중앙대칭면 조건은 $v = u_\xi = w_\xi = 0, P_\xi = 0$; 외부경계 조건은, $u_\eta = v_\eta = w_\eta = 0, P_\eta = 0$ 그리고 선체표면 조건은 $u = v = w = 0, P_\eta = 0$ 이다. 자유표면의 위치는



(a) Physical domain.



(b) Computational domain.

Fig. 1 Physical and computational domains and coordinate system

해의 일부로서 결정해야 하며 자유표면이 물질면이라는 운동학적(kinematic) 조건과 자유표면을 가로질러 응력이 연속이어야 한다는 동역학적(dynamic) 조건을 적용해야 한다. 본 연구에서는 운동학적 조건의 방정식에 대한 수치해로부터 자유표면의 위치를 결정하였으며, 자유표면 경계 층과 표면장력을 무시함으로써 단순화된 동역학적 경계조건을 적용하였다.

본 연구에서 자유표면에 적용한 운동학적 조건과 단순화된 동역학적 조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} - w = 0, z = h(x, y, t) \quad (21)$$

$$P = -\frac{h}{Fr^2}, \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \phi = u, v, w, v_e \quad (22)$$

운동학적 조건 (21)은 수면높이 h 에 대한 쌍

곡선형 편미분 방정식으로서 이를 정수면에 정의한 이차원 일반 좌표계 (ξ^*, η^*)로 좌표 변환하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U^* \frac{\partial h}{\partial \xi^*} + V^* \frac{\partial h}{\partial \eta^*} - w = 0 \quad (23)$$

$$U^* = \xi_x^*(u + \frac{\partial x_g}{\partial t}) + \xi_y^*(v + \frac{\partial y_g}{\partial t}),$$

$$V^* = \eta_x^*(u + \frac{\partial x_g}{\partial t}) + \eta_y^*(v + \frac{\partial y_g}{\partial t}).$$

파의 계산에서는 하류와 원방 경계에서의 반사 파가 내부의 수치해를 파괴할 수 있기 때문에 이를 수치적으로 잘 처리하는 것이 매우 중요하다.

본 연구에서는 Hino(1994)의 제안을 따라서 운동학적 조건식에 감쇠함수를 추가함으로써 하류와 원방 경계에 근접한 영역에서 파고를 감소시키는 방법을 사용하였다. 즉, 방정식 (23)에 감쇠함수를 더해서 다음 식을 새로 도입한다.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U^* \frac{\partial h}{\partial \xi^*} + V^* \frac{\partial h}{\partial \eta^*} - w + d(x, y)h = 0 \quad (24)$$

$d(x, y)$ 는 감쇠함수로서 다음과 같이 정의한다.

$$d(x, y) = a \times \max(d_x(x), d_y(y))$$

$$d_x(x) = \begin{cases} \left(\frac{x-x_d}{x_o-x_d}\right)^2 & \text{if } x_d \leq x \leq x_o \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$d_y(y) = \begin{cases} \left(\frac{y-y_d}{y_o-y_d}\right)^2 & \text{if } y_d \leq y \leq y_o \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (25)$$

a 는 파의 감쇠량을 조절하는 변수이고 x_d, y_d 는 감쇠 영역이 시작되는 위치의 좌표를 나타내고, x_o, y_o 는 하류 또는 원방 경계면의 좌표를 나타내며, 본 연구에서 수행한 모든 수치계산에는 $(a, x_d, y_d) = (20, x_o - 2\pi F_r^2, 0.6 y_o)$ 가 사용되었다. 수면 높이에 대한 방정식 (24)의 수치해법으로는 2 단계 Lax-Wendroff 법을 사용하였으며 이로부터 다음의 반복 계산식을 얻는다.

1st step:

$$h_{i,j}^+ = h_{i,j}^n + \Delta t \left[-U^*(h_{i+1,j}^n - h_{i,j}^n) - V^*(h_{i,j+1}^n - h_{i,j}^n) + w - d(x, y)h^n \right] \quad (26)$$

2nd step:

$$h_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{2}(h_{i,j}^n + h_{i,j}^+) + \frac{\Delta t}{2} \left[-U^*(h_{i,j}^+ - h_{i-1,j}^+) - V^*(h_{i,j}^+ - h_{i,j-1}^+) + w - d(x, y)h^+ \right]$$

제 1단계는 공간 도함수의 근사에 전진 차분을 사용해서 시간 단계 $n+1$ 에 대한 중간과정 파고 값 $h_{i,j}^+$ 를 계산하고, 제 2단계에서는 공간 도함수의 근사에 후진 차분을 적용해서 $h_{i,j}$ 에 대한 시간 단계 $n+1$ 에서의 최종값을 구하였다.

3.4 자유표면 추적 및 경계적합 격자 생성

본 수치해법에서는 운동학적 자유표면 조건식의 수치해를 구해서 자유표면의 위치를 결정하고 결정된 수면의 위치에 맞추어 매 시간 단계마다 경계적합 격자를 생성함으로써 항상 한 개의 격자면이 수면과 일치하도록 하였다. 수치 격자를 쉽게 만들기 위하여 시간에 따라 변하지 않고 고정된 배경격자(background grid)를 처음에 한번만 생성해서 준비하고 이 격자를 이용해서 경계적합 격자를 생성하는 방법을 사용하였다. 즉, 매 시간 단계마다 새로 계산된 수면높이에 맞추어 배경격자의 거스(girth) 방향 격자선을 따라 자유표면상의 격자점을 이동시킨다. 자유수면 아래의 격자점들은 호의 길이를 매개변수로 한 선형 보간법을 사용하여 배경격자의 거스 방향 격자선상에 동일한 비율로 다시 분포시킨다.

본 계산에서는 GRAPE법을 사용하여 선체의 각 횡단면에 대해서 이차원 타원형 격자를 생성하고, 이들을 길이 방향으로 연결함으로써 삼차원 격자를 구성하는 방식으로 배경격자를 생성하였다. 한편, 배경격자는 계산 조건에서 발생할 수 있는 최대의 수면높이까지 자유표면상의 격자점을 이동시킬 수 있도록 정수면 위치보다 충분히 높은 영역까지 포함시켜 생성해야 한다.

4. 계산결과 및 고찰

수치계산은 비교적 실험자료가 풍부한 Wigley 선형과 Series 60 선형에 대해 수행하였으며 계산에 사용한 조건은 Table 1 에 정리되어 있다.

Table 1 Condition of calculation

Model	Wigley		Series 60
R_e	3.277×10^6	3.589×10^6	4.0×10^6
F_r	0.289	0.316	0.316
domain	$-0.5 \leq x \leq 2.0$ $r \leq 0.75$		$-0.5 \leq x \leq 2.0$ $r \leq 0.75$
grid	101 × 51 × 22		123 × 51 × 37
CFL	0.7		0.7

4.1 Wigley 선형

Fig. 2는 Froude 수가 0.289와 0.316 인 경우에 대해 계산된 선측 파고를 보여주며 계산결과는 선수 일부를 제외한 대부분의 위치에서 실험값(Kajitani et al. 1983)과 잘 일치하고 있을 뿐 아니라 비교적 작은 Froude 수의 차이에 따른 선측파의 파고와 위상의 변화를 잘 재현하였다.

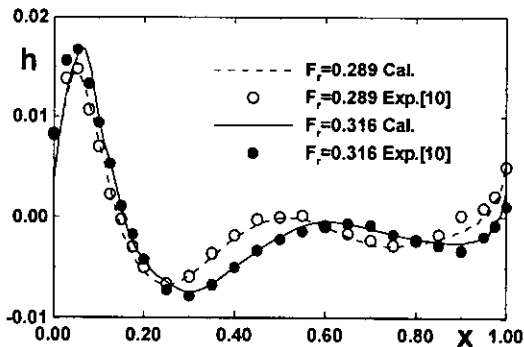


Fig. 2 Wave profiles along the hull surface of Wigley model.

Fig. 3 은 Froude 수 0.316에 대한 선체표면 압력분포를 나타낸다. 계산된 압력의 크기와 분포는 실험 결과와 대체로 잘 일치하고 있다.

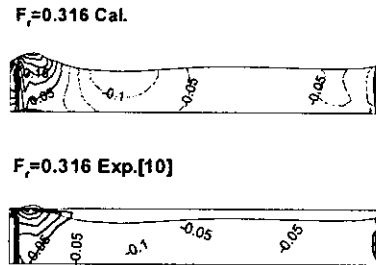


Fig. 3 Pressure distribution on the hull surface of Wigley model.

4.2 Series 60 $C_B=0.6$ 선형

Fig. 4 는 Froude 수가 0.316 인 경우에 대한 Series 60 선형의 선측 파고를 보여준다.

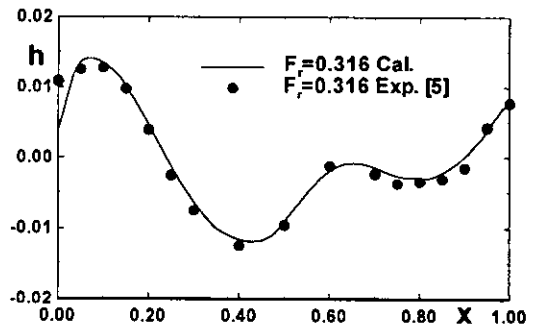


Fig. 4 Wave profiles along the hull surface of Series 60 $C_B=0.6$ shipmodel

Wigley 선형의 경우와 같이 선수에 매우 가까운 곳을 제외하고는 계산된 선측파는 계측 결과(Toda et al. 1992)와 잘 일치한다. Fig. 5는 선체 바깥쪽 종단면에서의 파 분포를 비교한 것으로 선체에서 멀어질수록 계산된 파고의 높이와 위상이 실험 결과와 잘 맞지 않는 것을 볼 수 있다.

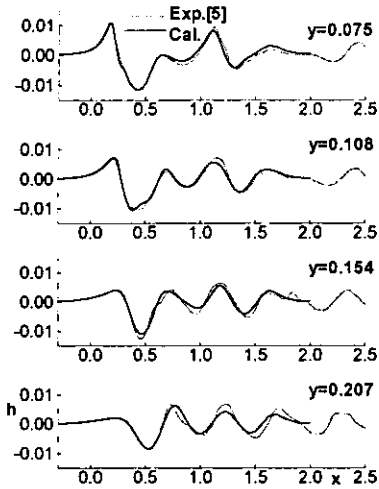


Fig. 5 Longitudinal wave profiles of Series 60 $C_B=0.6$ ship model

이와 같은 차이는 수치계산상의 여러 가지 오차 때문이겠지만 그 중에서도 자유표면의 파를 제대로 계산하는데 필요한 만큼 격자를 충분히 분포시키지 못한 것이 가장 큰 이유로 판단된다.

5. 결론

본 연구에서는 수면에서의 조파 현상을 포함한 선체 주위의 3차원 난류유동에 대한 수치해법 및 전산조직을 개발하고, 개발된 전산조직을 검증하기 위해 실험자료가 비교적 많은 Wigley 선형 과 Series 60 선형에 대한 수치계산을 수행하였다. 계산된 선측 파형 및 수면의 파문은 대체로 실험 결과와 잘 일치하는 것을 보여주고 있다. 그러나, 아직도 계산결과의 정량적인 개선이 필요하며 본 계산에서 나타난 문제점을 분석해서 수치해법을 개선하는 노력이 필요하다.

참 고 문 헌

- 김정중, 김형태 1997 "Application of Modified Baldwin-Lomax Model to Turbulent Flow of a Double Body Tanker Model,"

대한조선학회 1997 춘계학술대회 논문집.

- 반석호, 김형태 1994 "정규격자계와 4단계 Runge-Kutta법을 사용한 Wigley선형 주위의 난류유동계산," 대한조선학회논문집, 31권 3호.
- 신명수, 강국진 1996 "자유표면을 동반하는 시리즈 60($C_B=0.6$) 선형 주위 유동장의 수치계산," 대한조선학회논문집, 33권 2호.
- Miyata, H. and Nishimura, S. 1985 "Finite Difference Simulation of Nonlinear Waves Generated by Ships of Arbitrary Three-Dimensional Configuration," J. of Comp. Physics, Vol. 60.
- Hino, T. 1994 "Computations of Free Surface Flows around a Ship Hull by a Multigrid NS Solver", Proc. Workshop on Wave Resistance and Viscous Flow, Univ. of Tokyo, Japan.
- Kajitani, H. et al. 1983 "The Summary of the Cooperative Experiment on Wigley Parabolic Model in Japan," Proc. 2nd DTNSRDC Workshop on Ship Wave Resistance Computations, Bethesda, MD, U.S.A., pp. 5-35.
- Proc. CFD Workshop Tokyo 1994, Japan.
- Tahara, Y. and Stern, F. 1996 "A Large Domain Approach for Calculating Ship Boundary Layers and Wakes and Wave Fields for Nonzero Froude Number," J. of Comp. Physics, Vol. 127.
- Toda, Y., Stern, F. and Longo, J. 1992 "Mean-Flow Measurements in the Boundary Layer and Wake and Wave Field of a Series 60 $C_B=0.6$ Ship Model - Part 1: Froude Numbers, 0.16 and 0.316," J. of Ship Research, Vol. 37.



<김정중>



<김형태>