한국해양공학회지 제19권 제4호, pp 1~8, 2005 (ISSN 1225-0767)

규칙파중 시간영역 스트립이론을 이용한 비선형 유탄성 해석

조일형* · 한성곤** · 권승민**
*제주대학교 해양과학부
**대우조선해양(주) 구조 R&D팀

Nonlinear Hydroelastic Analysis Using a Time-domain Strip Theory in Regular Waves

IL-HYOUNG CHO*, SUNG-KON HAN** AND SEUNG-MIN KWON**
**College of Ocean Science, Cheju National University, Jeju, Korea*
***Structure R&D Team, Daewoo Shipbuilding & Marine Engineering Co. Ltd., Geoje, Korea*

KEY WORDS: Time-domain 시간영역, Strip Theory 스트립 이론, Hydroelastic Analysis 유탄성 해석, Motion Response 운동응답, Wave Load 파랑 하중, Regular Waves 규칙파

ABSTRACT: *A nonlinear time-domain strip theory for vertical wave loads and ship responses is to be investigated. The hydrodynamic memory effect is approximated by a higher order differential equation without convolution. The ship is modeled as a non-uniform Timoshenko beam. Numerical calculations are presented for the S175 Containership translating with the forward speed in regular waves. The approach described in this paper can be used in evaluating ship motions and wave loads in extreme wave conditions and validating nonlinear phenomena in ship design.*

1. 서 론

파랑중 항주하는 선체에 작용하는 유체력은 정유체력(hydrostatic force)과 파기가진력(wave exciting force) 외에 선체가 운동하는 것에 의해 주위 유체를 교란시키는 반작용력, 즉 동유체력(hydrodynamic force)으로 구성되어 있다. 주파수영역에서의 동유체력은 선체의 운동가속도에 비례하는 부가질량(added mass)과 속도에 비례하는 조파감쇠계수(damping coefficient)의 합으로 표현되며, 시간영역에서의 동유체력은 충격항(impulsive term)과 기억항(memory term)의 합으로 표현된다. 기억항은 충격응답함수(impulsive response function)와 선체의 상대속도의 convolution 적분꼴로 표현되며 물리적으로 $t=0$에서의 선체운동에 의한 유체장의 교란이 t시간 후에 동유체력에 미치는 영향을 나타낸다(Cumins, 1962). 충격응답함수는 주파수영역에서 계산된 동유체력을 주파수에 따라 적분하여 구해진다.

본 연구에서는 주파수영역에서의 동유체력을 3차원 영역에서 계산하지 않고 선체를 길이방향으로 여러개로 분할하여 각 2차원 단면에서의 동유체력을 구한 뒤 선체의 길이방향으로 적분하여 구하는 스트립(strip) 해석방법을 사용하였다(Salvesen, et al., 1970). 각 단면에서의 2차원 방사문제(radiation problem)에 대한 수치해석 방법으로 Green 함수법을 사용하였다. 무한수심의 2차원 Green함수와 속도포텐셜에 Green정리를 적용하여 적분방정식을 유도하고 적분방정식을 대수방정식으로 바꿔 물체경계조건을 적용하여 해를 구하였다. 선체내부의 고유주파수와 선체의 운동주파수가 일치될 때 발생하는 공진현상으로 특정한 주파수에서 동유체력 값이 튀는 불규칙 주파수(irregular frequency)가 발생한다. 이를 제거하기 위하여 수치적으로 선체단면 위에 뚜껑을 씌어 내부유동의 발생을 억제하였다(Hong, 1987). 주파수영역에서 부가질량과 감쇠계수로부터 충격응답함수가 얻어지면 convolution 적분을 수치적으로 수행하여 기억항을 얻는다. 실제로 convolution 적분과정에서 많은 계산시간이 소요되므로 본 연구에서는 convolution 적분을 직접 계산하지 않고 미분방정식으로 치환하여 푸는 Söding(1982)의 계산방법을 도입하였다. 이를 위하여 주파수영역에서의 동유체력을 유리함수로 근사시킬 필요가 있다. 이때 근사식에서의 미정계수는 주파수와 무관한 함수값으로 표현되며, 최소자승법을 사용하여 이 계수들을 수치적으로 구하였다. 시간에 따라 선체는 운동하므로 선체단면의 몰수부의 형상이 시시각각 바뀌게 된다. 시시각각 변하는 선체단면에 의한 비선형 효과를 정확히 고려하기 위하여 매 시간마다 동유체력과 정유체력을 새로 계산하여 유체력에 반영하였다. 관련 논문으로 박성환(2002) 등은 모멘텀 슬래밍 이론을 사용하여 비선형 유체 충격력을 추정하여 선체의 휘핑(whipping)현상을 규명하였다.

시간영역에서 파기진력, 정유체력, 동유체력의 합으로 구성되는 전체 유체력이 구해지면 선체의 강체운동응답과 탄성운동응답을 계산한다. 선체를 비균일 Timoshenko보로 가정하고 선체의 양 끝단에 전단력과 굽힘모멘트가 0인 양단 자유 경계

제1저자 조일형 연락처: 제주시 아라1동
064-754-3482 cho0904@cheju.ac.kr

조건을 적용한다. 이때 선체에 작용하는 하중으로 앞서 구한 전체 유체력을 이용한다. Timoshenko 보로 가정한 유탄성 방정식(hydroelastic equation)을 풀기 위하여 모드 중첩법(mode superposition method)을 사용하였다. 먼저 대상 선박의 단위길이당 질량, 관성모멘트, 굽힘강성, 전단강성 값을 입력자료로 주고 비몰수 상태(dry condition)에서 고유진동문제를 푼다. 고유진동 문제에 대한 수치해석 방법으로 질점질량법(lumped mass method)인 Myklestad (1944)의 근사해법을 사용하였다. 질점질량법을 이용하여 수직변위, 단면회전각, 전단변위, 전단력, 굽힘모멘트등 중요 결과치에 대한 선체 길이방향에 따른 고유함수를 구한다. 선체의 수직변위, 단면회전각, 전단변위, 전단력, 굽힘모멘트는 앞서 구한 고유함수와 시간의 함수인 주축함수(principal coordinate function)의 곱을 설정된 모드 개수에 따라 급수형태로 표현되며 이 값들을 유탄성 방정식에 대입하여 선체 길이방향에 따라 적분하면 각 모드별로 미지수인 주축함수에 대한 유탄성 방정식을 얻게 된다. 여기서 처음 나타난 2개의 모드는 강체운동인 수직운동(heave)과 종운동(pitch)을 나타내고 그 이후($j \geq 2$)는 탄성운동을 나타낸다. 운동방정식을 시간에 따라 Hamming's predictor-corrector방법을 사용하여 수치적분하였다. 이 수치해석방법을 이용하기 위하여 처음 4개의 시간단계에서는 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하였다.

2. 시간영역 해석

직교좌표계를 도입하여 파랑중 x축 방향으로 전진속도 U로 진행하는 선박을 생각하자. 좌표계의 원점은 선미에 놓여있고 $z=0$평면은 정수면을 뜻한다. z축의 윗방향을 양의 방향으로 정의한다. xz평면은 선체의 중심면과 일치한다. 파면(wave surface)과 선체 단면사이의 상대 수직변위는 아래와 같이 정의된다.

$$\bar{z}(x,t) = w(x,t) - \zeta(x,t) \tag{1}$$

여기서 $w(x,t)$는 선체의 수직방향의 변위를 뜻하며, $\zeta(x,t)$는 규칙파의 파면으로 아래와 같이 정의된다.

$$\zeta(x,t) = \zeta_a e^{-kT}\cos(kx\cos\beta - \omega_e t) \tag{2}$$

여기서 ζ_a는 입사파의 진폭이고, β는 선수각으로 $\beta=0$는 추파(following sea)를 $\beta=180^o$는 선수파(head sea)를 뜻한다. $k(=\omega^2/g)$는 파수이며 $\omega_e=\omega-kU\cos\beta$는 조우주파수(encounter frequency)이다. $\overline{T}$는 Smith correction의 등가 형상계수(equivalent geometry parameter)로 아래와 같이 정의된다(Bishop and Price, 1979).

$$\overline{T}(x) = -\frac{1}{k}\ln\left(1-\frac{2k}{B}\int_{-T}^{0} y e^{kz}dz\right) \tag{3}$$

여기서 $B(x)$는 선체의 폭을, $T(x)$는 흘수를 나타낸다. 선체단면과 파면사이의 수직방향의 상대속도와 상대가속도는 상대변위와 상대속도를 미분하여 아래와 같이 구할 수 있다.

$$V(x,t) = \frac{D\bar{z}(x,t)}{Dt} = \dot{w} - Uw' - \frac{D\zeta(x,t)}{Dt}$$
$$a(x,t) = \frac{DV(x,t)}{Dt} = \ddot{w} - 2U\dot{w}' + Uw'' - \frac{D^2\zeta(x,t)}{Dt^2} \tag{4}$$

$D/Dt=(\partial/\partial t - U(\partial/\partial x))$는 전미분(total derivative) 연산자를 나타낸다.

시간영역에서 선체 단면에 작용하는 유체력은 다음과 같이 표현된다(Xia and Wang, 1997; Xia et al., 1998).

$$F(x,t) = \frac{DI}{Dt} \tag{5}$$

여기서 $I(x,t) = -\overline{m}(x)V(x,t) - \int_0^t K(x,t-\tau)V(x,\tau)d\tau$로 충격항과 기억항의 합으로 쓸 수 있다. 여기서 $\overline{m}(x)$ 주파수가 무한대로 접근할 때 선체 단면의 부가질량이며, K는 충격응답함수로 Fourier 변환을 통하면 아래와 같이 주파수영역에서 수직운동에 의한 부가질량 (m)과 감쇠계수 (N)을 적분하여 구해진다.

$$K(x,t) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{N}{\omega}\sin\omega t d\omega = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty (m-\overline{m})\cos\omega t d\omega \tag{6}$$

$t<0$에서 파도의 영향과 선체의 응답이 없다고 가정하여 식 (6)을 Fourier 변환을 시키면 다음식을 얻을 수 있다.

$$\mathcal{I}(x,\omega) = -(m + i\frac{N}{\omega})\mathcal{V}(x,\omega) \tag{7}$$

여기서 $\mathcal{I}$와 $\mathcal{V}$는 각각 I와 V의 Fourier변환을 나타낸다. 식 (7)에서 복소함수 $i\omega m - N$는 아래와 같이 유리함수로 근사시킬 수 있다(Söding, 1982).

$$i\omega m - N = \frac{\sum_{j=0}^{J} A_j(-i\omega)^{j+1}}{\sum_{j=0}^{J} B_j(-i\omega)^j} \tag{8}$$

여기서 $A_j(x), B_j(x)$는 주파수와 무관한 각 선체단면에서의 동유체력 계수이다. 위에 주어진 방정식은 제차(homogeneous)방정식이므로 계수 A_j, B_j중에서 $B_j=1$로 미리 정한다. $\omega\to\infty$에서 $m\to\overline{m}, N\to 0$으로 수렴하므로 아래의 관계식이 자동적으로 만족된다.

$$A_J = -\overline{m}$$
$$A_{J-1} = -\overline{m}B_{J-1} \tag{9}$$

미지수 A_j, B_j를 구하기 위하여 주파수 영역에서 2차원 단면에 대한 부가질량과 감쇠계수를 미리 구하여야 하는데 본 연구에서는 Green 함수법을 사용하였다. 주어진 주파수에서 식 (8)로부터 구한 오차함수가 최소가 되도록 A_j, B_j를 구하였다.

$$\varepsilon_r = \sum_{j=0}^{J}(-i\omega_r)^{j+1}[A_j + (m_r + \frac{iN_r}{\omega_r}B_j)] \tag{10}$$

여기서 $\omega_r (r=1,2,\ldots,R)$는 주어진 주파수 범위내의 이산화된 주파수들을 의미한다. 윗식에서 미지수는 $A_j (j=0,\ldots,J-2), B_j (j=0,,,J-1)$로 총 $2J-1$이며 방정식의 개수는 R개이다. 방정식의 해를 구하기 위한 필요조건으로 $R \geq 2J$이다. 본 연구결과에 의하면 $J=3$이면 원하는 정도의 근사해를 준다고 보고 $J=3$에 대하여 식 (10)을 풀어 쓰면 다음과 같다.

$$\varepsilon_r = A_o + (m_r - \frac{iN_r}{\omega_r})B_o + i\omega_r[A_1 + (m_r - \frac{iN_r}{\omega_r})B_1]$$
$$- \omega_r^2[A_2 + (m_r - \frac{iN_r}{\omega_r})B_2] - i\omega_r^3[A_3 + (m_r - \frac{iN_r}{\omega_r})B_3] \tag{11}$$

$B_3 = 1$와 $A_3 = -\overline{m}$, $A_2 = -\overline{m}B_2$를 윗식에 대입한 뒤 실수부와 허수부를 나누어 정리하면 다음과 같다.

$$Re\{\varepsilon_r\} = m_r B_o + N_r B_1 - \omega_r^2 \Delta m_r B_2 + A_o - \omega_r^2 N_r \tag{12}$$

$$Im\{\varepsilon_r\} = -\frac{N_r}{\omega_r}B_o + \omega_r m_r B_1 + \omega_r N_r B_2 + \omega_r A_1 - \omega_r^3 \Delta m_r \tag{13}$$

여기서 $\Delta m_r = m_r - \overline{m_r}$이다. 식 (13)에 주어진 허수부의 오차의 제곱을 이산화된 주파수에 대해 합한 $E = \sum_{r=1}^{R} Im\{\varepsilon_r\}^2$가 최소값을 갖기 위해서는 $\frac{\partial E}{\partial B_0} = \frac{\partial E}{\partial B_1} = \frac{\partial E}{\partial B_2} = \frac{\partial E}{\partial A_1} = 0$을 만족하여야 한다. 최소자승법을 사용하여 미지수 $B_j (j=0,1,2), A_1$를 구하고 식 (12)을 이용하여 나머지 미지수(A_0)을 아래와 같이 구한다.

$$A_0 = \frac{1}{R}\{-B_0\sum_{r=1}^{R} m_r - B_1\sum_{r=1}^{R} N_r + B_2\sum_{r=1}^{R}\omega_r^2 \Delta m_r + \sum_{r=1}^{R}\omega_r^2 N_r\} \tag{14}$$

식 (8)을 식 (7)에 대입하여 Fourier 역변환을 하면 아래와 같은 고차 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{j=0}^{J} B_j I^{(j+1)} = \sum_{j=0}^{J} A_j V^{(j+1)} \tag{15}$$

여기서 $()^{(j)} = \partial^j / \partial t^j$이다. 식 (15)에서 계수 $A_j = A_j(x, \bar{z})$ $B_j = B_j(x, \bar{z})$는 길이방향 (x)과 잠긴깊이 $(\bar{z})$에 따라 변한다. 식 (15)을 수치계산에 적합한 다른 형태로 표현하기 위하여 아래식을 이용한다.

$$\sum_{j=k}^{J}(B_j I - A_j V)^{(j+1-k)} = -\frac{\partial q_k(x,t)}{\partial t}, \quad k = 0,1,2,\ldots,J \tag{16}$$

윗식에 $k=0$이라 놓으면

$$\sum_{j=0}^{J}(B_j I - A_j V)^{(j+1)} = -\frac{\partial q_0(x,t)}{\partial t} \tag{17}$$

이다. 식 (15)와 식 (17)을 서로 비교하면 $q_o(x,t) = 0$이다. 같은 방법으로 식(16)에서 $k=J$라 놓으면

$$(B_J I - A_J V)^{(1)} = -\frac{\partial q_J(x,t)}{\partial t} \tag{18}$$

이다. 윗식의 양변을 시간에 대해 적분하면

$$(B_J I - A_J V) = -q_J(x,t) \tag{19}$$

이고, $A_J = -\overline{m}, B_J = 1.0$을 대입하여 정리하면

$$I(x,t) = -\overline{m}(x,\bar{z})V(x,t) - q_J(x,t) \tag{20}$$

이다. 식 (20)과 식 (5)을 비교하면 $q_J(x,t)$가 충격응답함수의 convolution 적분과 같기 때문에 동유체력의 기억항을 나타내는 것을 알 수 있다. 식 (16)에서 $k=j, k=j+1$을 대입한 뒤 간단한 수식전개과정을 거치면 $q_j(x,t)$를 구하는 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial q_j(x,t)}{\partial t} = q_{j-1}(x,t) + (B_{j-1}I - A_{j-1}V)$$
$$= q_{j-1}(x,t) - B_{j-1}q_J(x,t) - (\overline{m}B_{j-1} - A_{j-1})V(x,t) \tag{21}$$

식 (20) 을 식 (5)에 대입하여 정리하면 유체력은 다음과 같다.

$$F(x,t) = \frac{D}{Dt}[-\overline{m}\frac{D\bar{z}}{Dt} - q_J]$$
$$= -\overline{m}\frac{D^2\bar{z}}{Dt^2} + U\frac{\partial\overline{m}}{\partial x}\frac{D\bar{z}}{Dt} - \frac{\partial\overline{m}}{\partial\bar{z}}(\frac{D\bar{z}}{Dt})^2 - \frac{Dq_J}{Dt} \tag{22}$$

윗식의 첫 번째 항은 관성항이고, 두 번째 항은 전진속도에 의한 영향, 세 번째 항은 슬래밍에 의한 영향, 마지막 항은 동유체력의 기억 효과를 나타내는 항이다. 윗식에 정유체력 $\rho gS(x,\bar{z})$을 도입하면 선체단면에 작용하는 전체 유체력을 구할 수 있다.

$$F(x,t) = -\overline{m}\frac{D^2\bar{z}}{Dt^2} + U\frac{\partial\overline{m}}{\partial x}\frac{D\bar{z}}{Dt} - \frac{\partial\overline{m}}{\partial\bar{z}}(\frac{D\bar{z}}{Dt})^2 - \frac{Dq_J}{Dt} + \rho gS \tag{23}$$

3. 유탄성 해석

선체를 비균일 Timoshenko 보로 모델링하자. 강체운동과 탄성운동을 고려한 선체의 수직변위는 모드 중첩법을 사용하면 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$w(x,t) = \sum_{j=0}^{N} w_j(x)\,p_j(t) \tag{24}$$

w_j은 j번째 모드에서의 고유함수로서 비몰수 상태의 비감쇠 방정식으로부터 구한다. p_j은 j번째 주축함수를 나타낸다. $j=0,1$은 각각 수직운동과 종운동에 해당한다. $j=2,3,\ldots,N$은 선체의 탄성운동을 나타낸다. 선체의 운동방정식은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\sum_{j=0}^{N}[a_{ij}\ddot{p}_j(t) + b_{ij}\dot{p}_j(t) + c_{ij}p_j(t)] = \int_L (F-\mu g)w_i dx \qquad i=0,1,\ldots,N \tag{25}$$

여기서 $\mu(x)$는 선체 길이방향의 질량분포를 뜻한다. a_{ij}, b_{ij}, c_{ij}는 각각 질량행렬, 구조감쇠행렬, 강성행렬로 아래와 같이 정의된다.

$$a_{ij} = \delta_{ij}\int_L(\mu w_i w_j + I_y\theta_i\theta_j)dx$$
$$b_{ij} = 2\,a_{ij}\tilde{\omega}_i\nu_i \tag{26}$$
$$c_{ij} = a_{ij}\tilde{\omega}_i^2$$

여기서 δ_{ij}는 Kronecker delta 함수, I_y 길이방향의 관성 모멘트 분포, θ_i은 xz단면에서 굽힘에 의한 i번째 모드에서의 회전각, ν_i은 i번째 모드에서의 감쇠계수, $\tilde{\omega}_i$ i번째 모드에서의 고유주파수를 나타낸다.

식 (23)을 식 (25)에 대입하면 유체와 구조물의 상호작용을 표현하는 유탄성 방정식을 유도할 수 있다. 식 (27)의 계수 $\boldsymbol{A}, \boldsymbol{B}, \boldsymbol{C}$와 유체력은 매 시간마다 변하는 값이므로 유탄성 방정식은 비선형 방정식이다.

$$(\boldsymbol{a}+\boldsymbol{A})\ddot{\boldsymbol{p}}(t) + (\boldsymbol{b}+\boldsymbol{B})\dot{\boldsymbol{p}}(t) + (\boldsymbol{c}+\boldsymbol{C})\boldsymbol{p}(t) = \boldsymbol{R}+\boldsymbol{W}+\boldsymbol{P}+\boldsymbol{Q}(\boldsymbol{q})$$

$$\frac{d\boldsymbol{q}(x,t)}{dt} = \boldsymbol{\Phi}\boldsymbol{q}(x,t) + \boldsymbol{\Psi} \tag{27}$$

초기조건은

$\boldsymbol{p}(0) = \dot{\boldsymbol{p}}(0) = \boldsymbol{q}(x,0) = 0$이다.

$\boldsymbol{p} = \{p_0, p_1, \ldots, p_n\}^T$는 일반화된 주축함수 벡터, $\boldsymbol{q} = \{q_1, q_2, \ldots, q_J\}^T$는 동유체력 벡터, $\boldsymbol{A}, \boldsymbol{B}, \boldsymbol{C}$는 각각 일반화된 부가질량, 감쇠력, 복원력 계수로 t와 $\boldsymbol{p}$의 함수이다. $\boldsymbol{R}(t;\boldsymbol{p})$은 정유체력과 중력의 차를 나타낸다. $\boldsymbol{W}(t;\boldsymbol{p})$는 파기진력으로 Froude-Krylov힘만 고려하였다. $\boldsymbol{P}(t;\boldsymbol{p})$는 슬래밍에 의한 충격력, $\boldsymbol{Q}(\boldsymbol{q})$는 동유체력이다.

$$A_{ij}(t;\boldsymbol{p}) = \int_L \overline{m}w_i w_j dx$$
$$B_{ij}(t;\boldsymbol{p}) = -U\int_L \overline{m}(w'_j w_i - w'_i w_j)dx - [U\overline{m}w_i w_j]_0^L$$
$$C_{ij}(t;\boldsymbol{p}) = -U^2\int_L \overline{m}w'_i w'_j dx + [U^2\overline{m}w'_j w_i]_0^L$$
$$R_{ij}(t;\boldsymbol{p}) = g\int_L(\rho S-\mu)w_i dx$$
$$W_{ij}(t;\boldsymbol{p}) = \int_L[\overline{m}w_i(\dot{\zeta}-U\zeta') + U\overline{m}w'_i(\zeta-U\zeta')]dx$$
$$-[U\overline{m}w_i(\zeta-U\zeta')]_0^L \tag{28}$$

$$P_{ij}(t;\boldsymbol{p},\dot{\boldsymbol{p}}) = \int_L f_m w_i dx$$

여기서

$$f_m(x,t;\boldsymbol{p},\dot{\boldsymbol{p}}) = \begin{cases} |\frac{\partial\overline{m}}{\partial z}|V^2 & V<0 \\ 0 & V\geq 0 \end{cases}$$
$$Q_i(\boldsymbol{q}) = -\int_L(\dot{q}_J w_i + Uq_J w'_i)dx + [Uq_J w_i]_0^L$$

식 (27)에서 $\boldsymbol{\Phi}, \boldsymbol{\Psi}$는 아래와 같이 표현된다.

$$\boldsymbol{\Phi} = \begin{bmatrix} 0 & \ldots & 0 & 0 & -B_0 \\ 1 & \ldots & 0 & 0 & -B_1 \\ \cdot & \cdots & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \ldots & 1 & 0 & -B_{J-2} \\ 0 & \ldots & 0 & 1 & -B_{J-1} \end{bmatrix} \quad \boldsymbol{\Psi} = \begin{bmatrix} -(A_0+\overline{m}B_0)V \\ -(A_1+\overline{m}B_1)V \\ \cdot \\ \cdot \\ -(A_{J-2}+\overline{m}B_{J-2})V \\ 0 \end{bmatrix} \tag{29}$$

식 (27)을 시간에 따라 Hamming's predictor-corrector방법을 사용하여 수치 적분하였다. 이 수치해석방법을 이용하기 위하여 처음 4개의 시간단계에서는 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하였다.

4. 계산결과 및 고찰

본 연구에서는 수치계산 모델로 S175컨테이너 선형을 잡았다. Fig. 1은 S175선형에 대한 각 station에서의 선체 단면 형상을 보여주고 있다. S175선형은 길이 175m, 선폭 25m, 흘수 9.5m이다. station은 선미에서 선수까지 21개로 나누었다. Wu and Hermundstad(2002) 논문에서 주어진 질량분포, 관성모멘트, 면적의 2차 모멘트, 전단 면적을 가지고 유탄성 방정식을 풀어 구한 비몰수 상태에서 고유진동문제를 양단 자유 경계조건을 적용하여 풀어 고유주파수와 수직변위, 단면회전각, 전단변위, 전단력, 굽힘모멘트 등에 대한 고유함수(형상함수)를 구하였다. 수치해석방법으로 Myklestad(1944)의 질점질량법을 사용하였다. Fig. 2는 수직변위의 고유함수($w_j, j=0,1,...$)를 각 모드별로 그린 그림이다. 여기서 는 $j=0$는 수직운동을, $j=1$은 종운동을, $j \geq 2$는 탄성운동을 뜻한다. 본 계산에서는 $N=5$로 탄성운동 모드 3개만을 고려하였다. Fig. 3는 각 모드에서의 굽힘모멘트의 고유함수를 그린 그림이다. $j=0,1$ 강체운동으로 공진주파수는 0이며, $j \geq 2$인 탄성모드에서의 공진주파수들을 순서대로 열거하면 $f_2=1.88Hz, f_3=4.51Hz, f_4=8.46Hz$이다.

Fig. 4는 Green함수법을 이용하여 중앙단면(station 11)에서 계산된 동유체력(부가질량, 감쇠계수)이다. x축은 주파수(rad/s)를 나타내며, y축은 ρBT로 무차원시킨 부가질량과 감쇠계수를 나타내고 있다. 실선은 Green함수법을 사용한 수치해석 결과이며, 점선은 이 수치계산 결과를 식 (8)을 사용하여 A_j, B_j을 구한뒤 부가질량과 감쇠계수를 다시 구한 근사해이다. 유리함수로 근사시킨 결과가 수치계산결과를 전 주파수에 걸쳐 서로 잘 따라가고 있음을 알 수 있다. 즉, 근사차수 $j=3$으로 고정시켜 최소자승법을 사용하여 구한 A_j, B_j은 높은 신뢰성을 가짐을 보여주고 있다. 이 계수들은 나중에 동유체력의 메모리 영향인 q_J를 구하는데 이용될 것이다.

Fig. 5와 6은 규칙파가 진폭($\zeta_a=1m$)를 갖고 입사할 때 선체의 수직운동과 종운동을 시간에 따라 그린 그림이다. 입사파의 주기는 10초이다. 선수각은 180도로 선수파를 만나며, Froude 수는 0.25로 선속으로 환산하면 10.35m/sec.이다. 여기서 실선은 q_J를 구할 때 정수면에서의 동유체력 값을 매시간

사용한 선형 결과이며 점선은 선체의 운동으로 시시각각 변하는 동유체력을 고려한 비선형 결과이다. 비선형 동유체력을 구하기 위해서 선체단면을 수직방향으로 여러개로 나누어 주파수 영역에서 동유체력을 미리 계산 한 뒤, 수직방향의 상대운동변위($\bar{z}$)에 따라 바뀌는 동유체력값을 미리 구한 동유체력 값들로부터 내삽하여 구하였다. 입사파의 진폭을 서서히 증가시켜 정상상태에 도달하면 규칙파의 거동을 보여주고 있으며, 선형과 비선형의 계산결과의 차이는 크게 나타나지 않음을 알 수 있다.

Fig. 7은 같은 조건에 대하여 중앙부에서의 굽힘모멘트의 시계열을 보여주고 있다. 앞선 살펴본 강체운동의 결과와 달리 높은 주파수 성분이 포함되어 나타나는 것을 볼 수 있다. 선형 결과와 비선형 결과의 차이는 앞선 결과와 같이 크지 않다.

Fig. 8은 정수면에서 계산된 선형 동유체력을 사용하였을 때 메모리 영향을 나타내는 동유체력(Q_i)을 선체중량으로 나눈 값을 시간에 따라 그린 그림이다. 5개의 곡선은 각각의 운동모드를 뜻한다. 예상대로 강체운동에서의 동유체력이 탄성운동에 비하여 상대적으로 크게 나타남을 볼 수 있다.

Fig. 9는 $F_n=0.17, 0.21, 0.25$일 때 규칙파의 주파수를 바꿔 가면서 선체의 수직운동과 종운동의 주파수응답함수(frequency response function)를 보여주고 있다. 3개의 입사파의 진폭에 대하여 살펴보았는데 입사파의 진폭이 작을수록 $\omega\sqrt{L/g}$=2.3 주변의 수직운동과 종운동이 약간 커지는 것을 볼 수 있다.

Fig. 10은 선수가속도(bow acceleration)와 중앙부에서의 굽힘모멘트의 응답함수를 주파수에 따라 그린 그림이다. 선수가속도와 굽힘모멘트의 최대값은 $\omega\sqrt{L/g}$=2.5에서 발생하며 입사파의 진폭이 커질수록 최대값이 다소 커지는 것을 볼 수 있다. 그러나 저주파수나 고주파수영역에서는 입사파의 진폭변화에 따른 변화는 크지 않다.

Fig. 11은 선체길이방향에 따른 굽힘모멘트의 분포를 보여주고 있다. 여기서 실선은 굽힘모멘트의 양의 값으로 Sagging 상태이며 점선은 굽힘모멘트의 음의 값으로 Hogging 상태를 뜻한다. 2개의 전진속도와 3개의 주파수(=2.0,2.5,3.0)에 대하여 계산을 수행하였다. 중앙부에서 최대값을 보이며 선수와 선미부로 이동할수록 값이 줄어드는 것을 볼 수 있다. Sagging상태에서의 굽힘모멘트가 Hogging상태에서의 굽힘모멘트 보다 다소 큰 것을 알 수 있다.

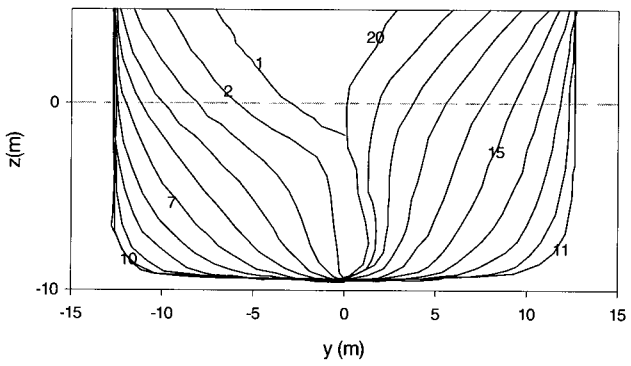


Fig. 1 Body plan of S175

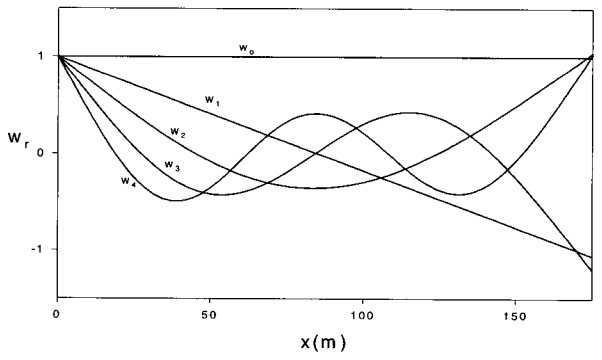


Fig. 2 Shape of vertical displacement for first five modes

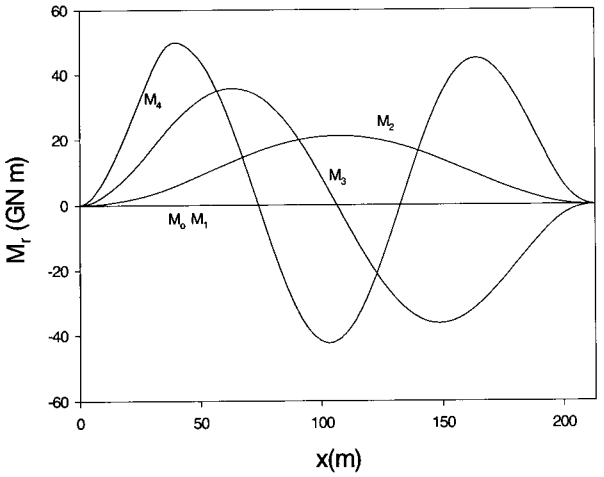


Fig. 3 Shape of bending moments for first five modes

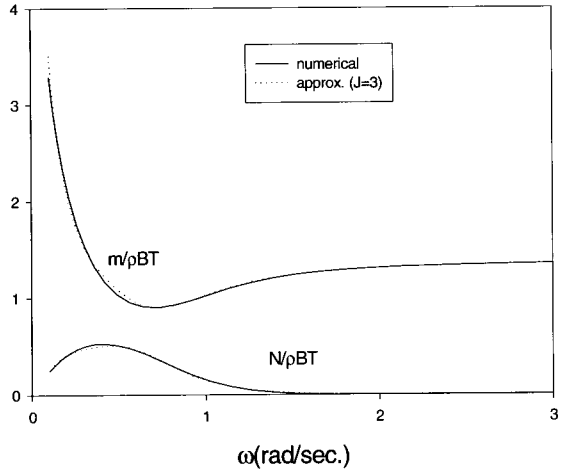


Fig. 4 Comparison of hydrodynamic forces between numerical and approximate results (station 11)

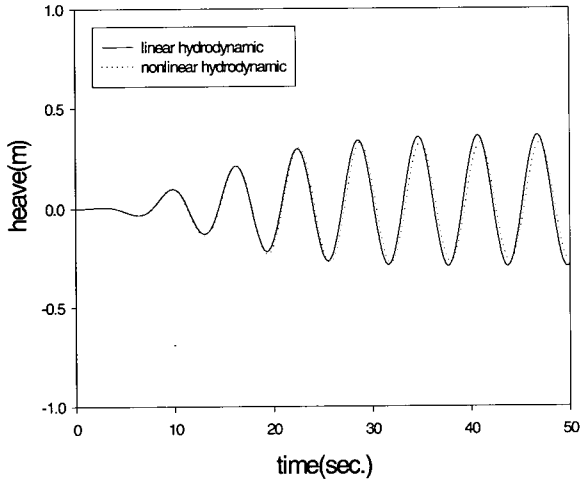


Fig. 5 Time histories of the heave for S175 in regular wave ($\zeta_a = 1m$, $T = 10\sec$, $F_n = 0.25$)

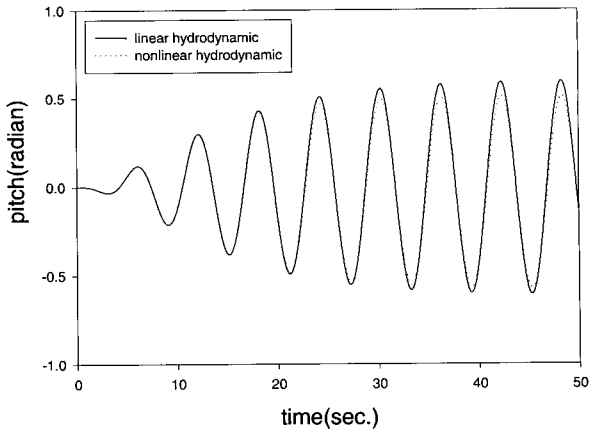


Fig. 6 Time histories of the pitch for S175 in regular wave ($\zeta_a = 1m$, $T = 10\sec$, $F_n = 0.25$)

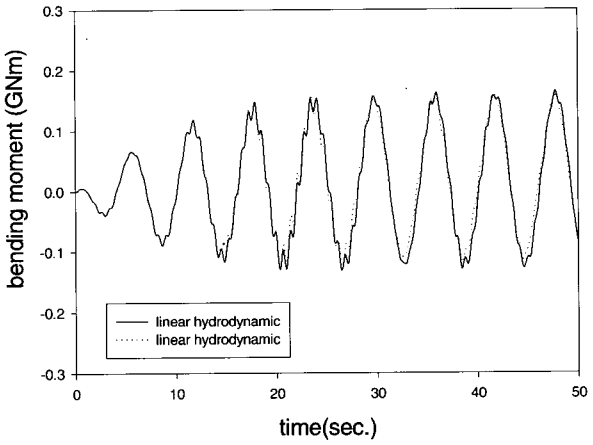


Fig. 7 Time histories of the bending moment for S175 in regular wave ($\zeta_a = 1m$, $T = 10\sec$, $F_n = 0.25$)

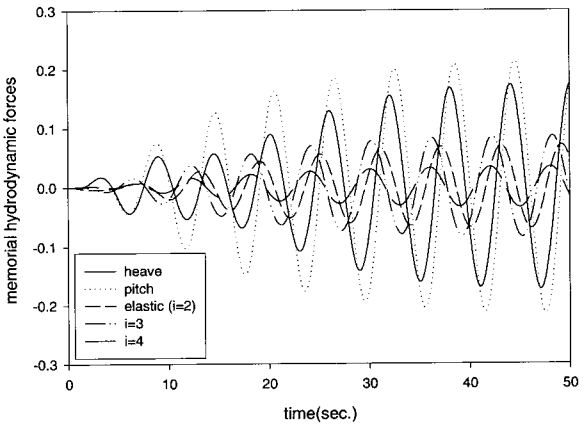


Fig. 8 Time histories of memorial hydrodynamic force (Q_i/M_s) for S175 in regular wave ($\zeta_a = 1m$, $T = 10\sec$, $F_n = 0.25$)

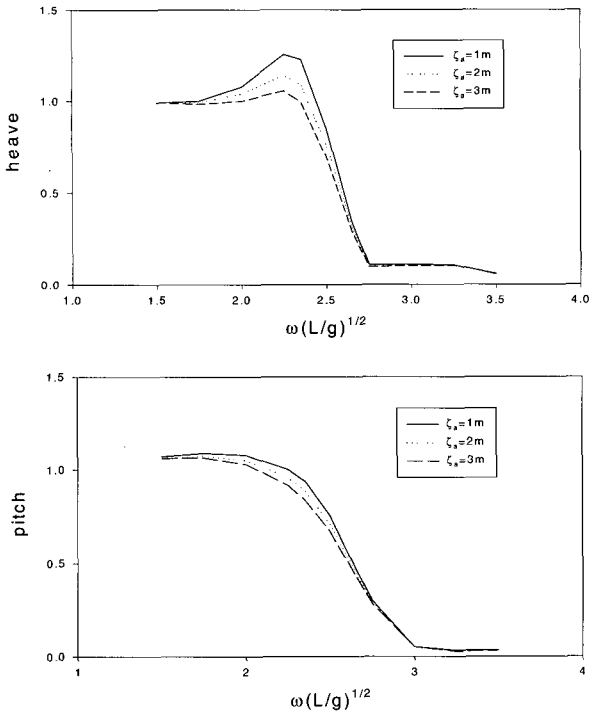


Fig. 9 Frequency response function of heave (z_a/ζ_a) and pitch ($\theta_a/k\zeta_a$) of S175 at $F_n=0.25$

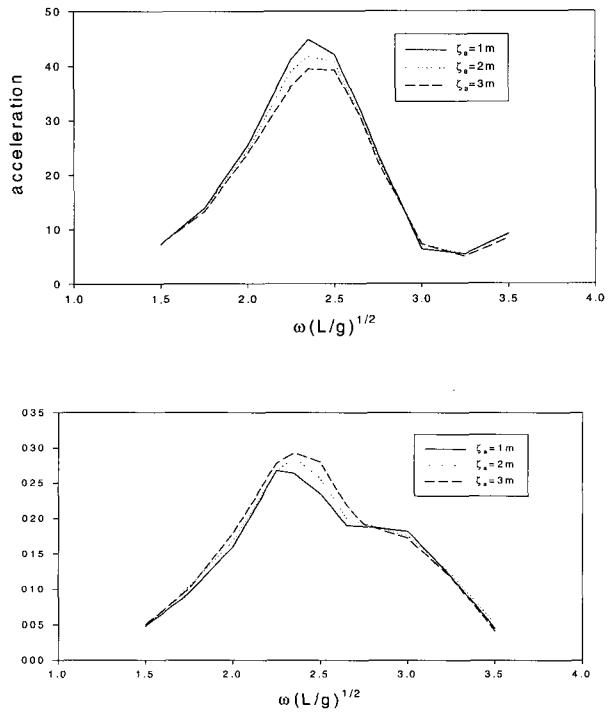
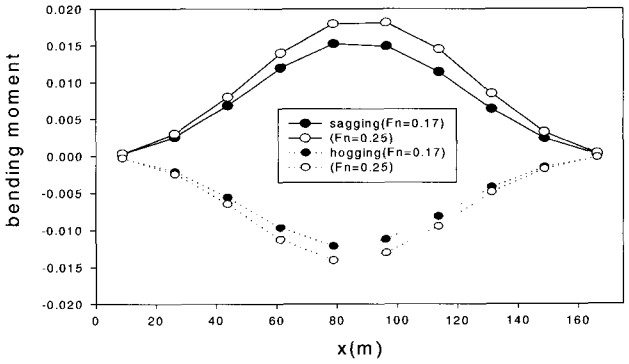
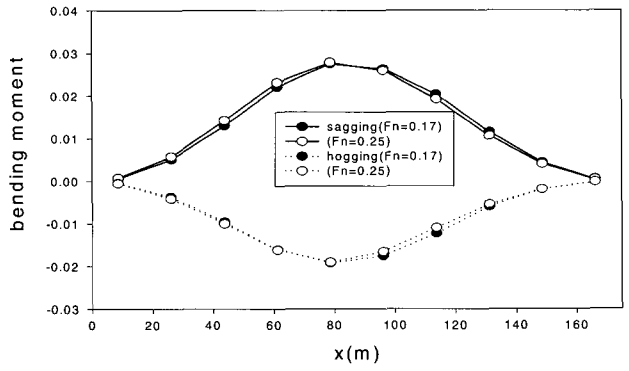


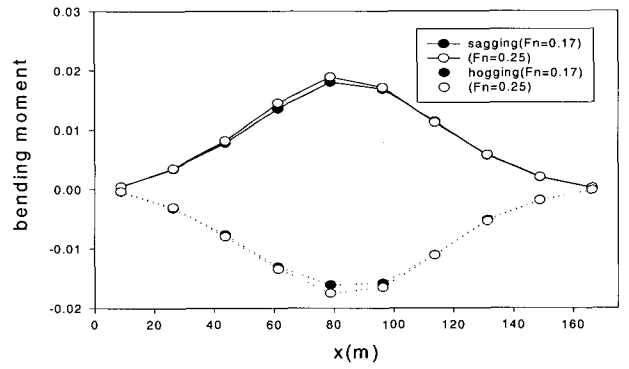
Fig. 10 Frequency response function of bow acceleration ($\ddot{w}_aL/g\zeta_a$) and midship bending moment ($M_a/\rho g\zeta_aBL^2$) of S175 at $F_n=0.25$



(a) $\omega\sqrt{L/g}$=2.0



(b) $\omega\sqrt{L/g}$=2.5



(c) $\omega\sqrt{L/g}$=3.0

Fig. 11 Longitudinal distribution of the non-dimensional bending moment ($M_a/\rho g\zeta_aBL^2$) for S175 at $\zeta_a=1m$

5. 결 론

본 논문에서는 규칙파중 선체의 운동특성과 함께 파랑하중을 살펴보았다. 이로부터 다음의 결론을 얻을 수 있다.

1) 선체를 비균일 Timoshenko 보로 가정하여 수직방향의 강체운동과 탄성운동을 모두 포함하는 유탄성 방정식을 풀어 시간영역에서의 선체의 비선형 운동응답과 하중을 구하는 프로그램

을 개발하였다.

2) 시간영역에서의 동유체력은 convolution 적분을 통하여 구해지는데 많은 계산시간이 소요되므로 본 연구에서는 convolution적분을 직접 계산하지 않고 고차 미분방정식으로 치환하여 푸는 Söding(1982)의 계산방법을 도입하였다. 이를 위하여 주파수영역에서의 동유체력을 유리함수로 근사시켰다. 근사식에서의 미정계수를 최소자승법(least squared method)을 사용하여 수치적으로 구하였다.

3) 시간영역에서 선체의 운동으로 매 시간 바뀌는 몰수부의 형상변화에 의한 정유체력과 가진력 그리고 슬래밍에 의한 충격력을 매 시간마다 새롭게 계산하여 구하였다. 또한 비선형 동유체력을 구하기 위해서는 시시각각 바뀌는 선체 단면형상에 대해 주파수 영역에서 부가질량과 감쇠계수를 매번 계산하여야 한다. 이 작업은 많은 계산시간을 요구하므로 현실적으로 불가능하다. 따라서 선체 단면을 수직방향으로 여러개로 분할한 뒤 주파수 영역에서 분할된 단면에 대하여 동유체력을 미리 계산한다. 선체의 상대운동변위($\overline{z}$)에 따라 바뀌는 동유체력 값을 미리 계산된 결과로부터 내삽하여 구하였다.

4) 본 논문에서 개발된 해석방법은 높은 파랑중에서 항주하는 선체의 운동응답과 파랑하중을 해석하는데 이용될 것이며, 또한 선박설계시 나타나는 여러 가지 비선형 현상들을 규명하는데 활용될 것이다.

후 기

본 연구는 대우조선해양(주)의 지원으로 수행된 연구결과 중 일부임을 밝히며, 연구비 지원에 감사드립니다.

참 고 문 헌

박성환, 이재경, 오상헌, 송재명, 권승민 (2002). "선체 휘핑 해석 전용 프로그램의 개발", 대한조선학회 논문집, 제39권, 제3호, pp 64-74.

Hong, D.C. (1987). "On the Improved Green Integral Equation Applied to the Water-wave Radiation-diffraction Problem," 대한조선학회 논문집, 제24권, 제1호, pp 1-8.

Bishop, RED. And Price, W.G. (1979). Hydroelasticity of Ships, Cambridge: Cambridge University Press.

Cummins, W.E. (1962). "The Impulse Response Function and Ship Motions", Schiffstechnik Band, Vol 9, pp 101-109.

Myklestad, N.O. (1944). "A New Method of Calculating Normal Modes of Uncoupled Bending Vibration of Airplane Wings and Other Types of Beam", J. Aeron. Sci., Vol 11, pp 153-162.

Salvesen, N., Tuck, E.O., Faltinsen, O. (1970). "Ship Motions and Sea Loads", Trans SNAME, Vol 78, pp 250-287.

Söding, H. (1982). Leckstabilitat im Seegang, Report 429 of the Institut fur Schiffbau Hamburg,

Wu, M. and Hermundstad, O.A. (2002). "Time-domain Simulation of Wave-induced Nonlinear Motions and Loads and Its Applications in Ship Design", Marine Structure, Vol 15, pp 561-597.

Xia, J. and Wang, Z. (1997). "Time-domain Hydroelasticity Theory of Ships Responding to Waves", J. Ships Res., Vol 41, pp 286-300.

Xia, J., Wang, Z, Jensen, J.J. (1998). "Non-linear Wave Loads and Ship Responses by a Time-domain Strip Theory", Marine Structure, Vol 11, pp 101-123.

2005년 4월 28일 원고 접수
2005년 7월 21일 최종 수정본 채택