

스프링잉 응답을 위한 유탄성 해석의 수치기법에 대한 연구

김유일*, 김경환**, 김용환***

대우조선해양(주), 서울대학교 공과대학 조선해양공학과*
서울대학교 공과대학 조선해양공학과**

A Study on the Numerical Methodologies of Hydroelasticity Analysis for Ship Springing Problem

Yooil Kim*, Kyong-Hwan Kim** and Yonghwan Kim[†]**

Daewoo Shipbuilding & Marine Engineering Co.Ltd., currently in Seoul National University*
Seoul National University**

Abstract

Numerical methodology to solve ship springing problem, which is basically fluid-structure interaction problem, was explored in this study. Solution of this hydroelasticity problem was sought by coupling higher order B-spline Rankine panel method and finite element method in time domain, each of which is introduced for fluid and structure domain respectively. Even though varieties of different combinations in terms of numerical scheme are possible and have been tried by many researchers to solve the problem, no systematic study regarding the characteristics of each scheme has been done so far. Here, extensive case studies have been done on the numerical schemes especially focusing on the iteration method, FE analysis of beam-like structure, handling of forward speed problem and so on. Two different iteration scheme, Newton style one and fixed point iteration, were tried in this study and results were compared between the two. For the solution of the FE-based equation of motion, direct integration and modal superposition method were compared with each other from the viewpoint of its efficiency and accuracy. Finally, calculation of second derivative of basis potential, which is difficult to obtain with accuracy within grid-based method like BEM was discussed.

※Keywords: Hydroelasticity(유탄성), Springing(스프링잉), Newton method(뉴턴법), Fixed point iteration, Modal superposition(모드중첩법), M-term(M 항)

접수일: 2008년 9월 11일, 승인일: 2009년 5월 4일

†교신저자: yhwankim@snu.ac.kr, 02-871-9226

1. 개요

선박의 대형화 고속화 추세는 변형체의 고유 진동주기와 입사파의 파장이 일치하여 발생하는 공진현상인 스프링잉의 중요성을 한층 더 높이는 직접적인 계기가 되고 있다. 특히, 갑판에 큰 개구부를 가지는 대형 컨테이너선의 비틀림 진동 현상은 종굽힘 혹은 횡굽힘 진동에 비해 상대적으로 낮은 고유주기 영역에서 발생하므로 인해 공진의 가능성이 더욱 높아지게 되고, 결국 응답스펙트럼의 고주파수 영역에 또 하나의 피크를 생성하는 결과로 이어져 최종적으로 선박의 피로강도를 저하시켜 선박의 수명을 단축시키는 직접적인 원인이 된다. 이러한 스프링잉 현상은 역학적인 관점에서는 구조물의 응답과 구조물을 에워싸고 있는 유동장의 연성 현상으로 이해가 가능하다.

Bishop and Price(1979), Berlik et al.(1980)은 스트립이론에 근거한 주파수 영역의 해를 기반으로 하여 변형체 선박의 운동을 시간영역에서 일반화 좌표계(generalized coordinate)를 이용하여 계산하였다. 일반화 좌표계는 구조물의 고유벡터가 가지는 orthogonality 와 normality 등과 같은 장점 때문에 고유모드에 기반하는 것이 일반적이다. Pedersen(1983)은 전술한 기법을 확장하여 워핑 및 굽힘-비틀림 간의 연성 효과를 고려한 컨테이너 선박의 유탄성 응답을 구하였다. Jensen and Pedersen(1981)은 주파수 영역에서 정식화된 고차 스트립 법을 개발하여 입사파의 비선형성, 선박의 형상에 의한 비선형 효과 및 비선형 유체력의 효과를 고려한 유탄성 해석에 적용하였다.

2 차원 스트립 방법의 한계를 극복하고 임의의 형상을 가지는 구조물에 대한 유탄성 해석을 위해 3 차원 기법에 기반한 유탄성 해석이 Price and Wu(1989)에 의해 시도 되었다. Lee et al.(2003)은 선박의 유탄성 문제를 3 차원 소스법을 이용하여 주파수 영역에서 각각 Timoshenko 보 이론 및 Euler 보 이론을 적용하여 해석을 시도하였다. Aksu(1993)는 불규칙파 중에서 발생하는 슬래밍에 의한 응답을 시간영역에서 계산을 하였으며, 세장체 선박의 경우 2 차원 이론과 3 차원 이론에

의한 결과가 큰 차이가 나지 않음을 보였다. Malenica et al. (2003)은 그린함수를 이용하여 주파수 영역에서의 스프링잉 응답해석을 수행하였으며, 충격응답함수를 도입하여 시간영역에서의 휘핑 응답에 대한 계산으로 확장하였다. 그는 복잡한 선박의 동적응답을 정도 높게 계산하기 위해 3 차원 쉘요소 기반의 전선모델을 유동장과 연성하였다. Remy et al. (2006)은 사파 중의 변형체 응답에 대한 모형시험을 수행하였으며, 모드 중첩법을 이용하여 주파수 영역에서 구한 응답을 비교 분석하였다.

본 연구에서는 B-Spline 기반의 시간영역 고차 랜킨 패널법을 적용하여 변형체 선박 주위의 유동장을 계산하였으며, 워핑 및 굽힘-비틀림 간의 연성 효과를 모사할 수 있는 보요소 기반 유한요소법을 이용하여 구조물의 응답을 계산하였다. 두 장의 연성을 위해서는 다양한 형태의 수치적 기법의 조합이 가능한데 본 연구에서는 연성장의 해석에 중요한 반복계산 기법, 운동 방정식의 해법 및 전진 속도가 있는 경우의 물체경계 조건의 처리에 중점을 두어 여러 가지 수치기법들의 특성을 비교 검토하였다.

시간영역에서의 두 장의 연성을 위하여 내연적 시간적분법을 사용하였으며 반복계산 기법으로 뉴턴법(Newton method)과 고정점 반복법(fixed point iteration)을 적용하여 상호 비교하였다. 구조물의 응답을 계산하기 위해 Newmark- β 법을 이용한 직접 적분법과 구조물의 고유진동 모드를 이용하여 모드 중첩법을 시도하였으며 상호간의 결과를 비교 분석하였다. 또한, 전진속도가 있는 선박의 문제로 확장하기 위해 선형화된 물체 경계조건에서 발생하는 m 항의 계산 기법에 대한 검토를 시도하였다. 이는 연성항에 나타나는 기본 포텐셜의 2 차 미분항의 계산과 관련이 있으며, 변형체 선박의 물체 경계조건의 정확한 처리를 위한 2 차 미분항을 Stokes 정리를 이용하여 1 차 미분으로 변환하여 계산하는 방법을 검토하였다.

2. 이론적 배경

2.1 유체영역

진동하는 선박 주위의 유동장을 계산하기 위해서 경계요소법을 적용하였다. 유체가 비점성, 비압축성, 비회전성 이라는 가정하에 라플라스 방정식을 만족하는 속도 포텐셜을 도입한다. 속도 포텐셜은 다시 기본포텐셜, 입사포텐셜, 교란포텐셜로 분리가 가능하고 이를 다시 쓰면 식(1)과 같다.

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \Phi(\mathbf{x}, t) + \phi_I(\mathbf{x}, t) + \phi_d(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

선박이 일정한 속도 \mathbf{V} 로 전진하는 경우 선형화된 자유표면 경계조건은 식(2)와 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_d}{\partial t} - (\mathbf{V} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \zeta_d &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \zeta_d + \frac{\partial \phi_d}{\partial z} + (\mathbf{V} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \zeta_I \\ \frac{\partial \phi_d}{\partial t} - (\mathbf{V} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \phi_d &= -\frac{\partial \Phi}{\partial t} - g\zeta_d \\ &+ \left[\mathbf{V} \cdot \nabla\Phi - \frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi \right] + (\mathbf{V} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \phi_I \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, ζ_d 는 자유수면의 높이를 나타낸다. 기본포텐셜은 물체의 평균위치 표면에서 다음의 경계조건을 만족하여야 한다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \quad \text{on } \bar{S}_B \quad (3)$$

교란포텐셜의 경우 물체의 실제표면에서 다음의 경계조건을 만족하여야 한다.

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = \frac{\partial \delta}{\partial t} \cdot \mathbf{n} - \frac{\partial \phi_I}{\partial n} + (\mathbf{V} - \nabla\Phi) \cdot \mathbf{n} \quad \text{on } S_B \quad (4)$$

교란 포텐셜을 구하기 위해 Green의 2차 정리를 통해 식(5)의 적분 방정식을 얻어낼 수 있다. 식(2),(3) 및 (4)에 표현된 자유표면 및 물체에서의 경계조건을 식(5)와 함께 풀어 교란 포텐셜을 계산한다.

$$\begin{aligned} \phi_d + \iint_{S_B} \phi_d \frac{\partial G}{\partial n} dS - \iint_{S_F} \frac{\partial \phi_d}{\partial n} G dS \\ = \iint_{S_B} \frac{\partial \phi_d}{\partial n} G dS - \iint_{S_F} \phi_d \frac{\partial G}{\partial n} dS \end{aligned} \quad (5)$$

선체의 표면과 자유수면을 유한개의 패널로 절단한 다음 식(6)에 보인 2차 다항식의 B-spline을 이용하여 미지수를 이산화 한다.

$$\begin{aligned} \phi_d(\mathbf{x}, t) &= \sum_i \phi_{d,i}(t) B_i(\mathbf{x}) \\ \zeta_d(\mathbf{x}, t) &= \sum_i \zeta_{d,i}(t) B_i(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n}(\mathbf{x}, t) = \sum_i \left(\frac{\partial \phi_d}{\partial n} \right)_i(t) B_i(\mathbf{x})$$

식(6)을 이용하여 식(5)를 이산화 하면 식(7)과 같은 이산화된 대수방정식을 얻게 된다.

$$\begin{bmatrix} \Phi_B \\ \frac{\partial \Phi_F}{\partial n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_{11} & \mathbf{B}_{12} \\ \mathbf{B}_{21} & \mathbf{B}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_B}{\partial n} \\ \Phi_F \end{bmatrix} \quad (7)$$

여기서, 부행렬 \mathbf{B} 는 식(5)의 우변의 영향계수들에 좌변의 영향계수 역행렬을 곱하여 얻어진 값이다.

2.2 구조영역

변형을 포함한 선체의 구조적인 응답은 유한요소법을 이용하여 계산하였다. 해석에 사용된 요소는 1차원 보 요소이며 컨테이너 선과 같이 열린 단면의 비틀림을 정확하게 해석하기 위해 수평굽힘-비틀림 간의 연성 및 워핑을 고려하였다. 3차 다항식의 형태를 띠는 Hermite 다항식을 이용하여 각 절점마다에 정의된 7개의 자유도를 요소내부로 내삽하였으며 전단변형의 효과를 고려할 수 있도록 하였다. 워핑의 효과를 고려하기 위해 Vlasov의 가정을 도입하였다(Gjelsvik 1981).

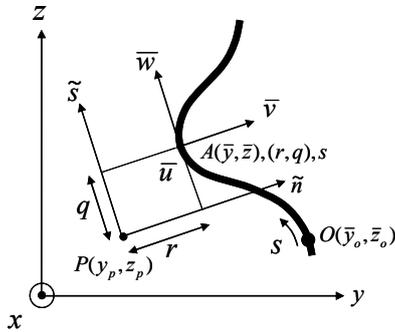


Fig. 1 Thin walled open section

Fig. 1 에 보인 개단면 보의 임의의 지점 A 에서의 횡방향 막변위 \bar{v}, \bar{w} 은 식(8)과 같이 단면의 전단중심 P 에서의 단면변위 V, W, Φ 및 전체 (yz) -국소 (\tilde{n}, \tilde{s}) 좌표계가 이루는 각 θ 의 함수로 주어진다.

$$\begin{aligned} \bar{v}(s, x) &= V(x) \sin \theta(s) - W(x) \cos \theta(s) \\ &\quad - \Phi(x)q(s) \\ \bar{w}(s, x) &= V(x) \cos \theta(s) + W(x) \sin \theta(s) \\ &\quad + \Phi(x)r(s) \end{aligned} \tag{8}$$

막의 중립축에서의 면내 전단변형은 0 이라는 Vlasov 의 가정에 따라, 식(9)와 같이 축방향 막변위 \bar{u} 와 \bar{w} 의 관계가 도출이 된다.

$$\bar{\gamma}_{sz} = \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} = 0 \tag{9}$$

식(9)를 적분하면 종방향 막변위 \bar{u} 가 식(10)과 같은 형태로 얻어지게 된다. 여기서, \bar{w} 는 단면의 형상에 따라 결정되는 워핑함수로서 물리적으로 보의 단위 비틀림 변화율, $\Phi_{,x}(x)$ 에 의해 발생하는 축방향 막변위를 의미한다.

$$\begin{aligned} \bar{u}(s, x) &= U(x) - V_{,x}(x)\bar{y}(s) - W_{,x}(x)\bar{z}(s) \\ &\quad - \Phi_{,x}(x)\bar{w}(s) \\ \bar{w}(s) &= \int_{C(s)} r(s) ds : \text{warping function} \end{aligned} \tag{10}$$

단면내의 임의의 지점에서의 막변위가 전단중심

에서의 단면변위들로 표현되었으므로, 다음 과정으로 유한요소 정식화를 위한 운동에너지와 변형률에너지를 구성한다. 식(11)은 길이가 l , 단면적이 A 인, 좌우대칭-상하비대칭 단면의 비틀림 변형에 대한 운동에너지를 나타낸다.

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{\rho}{2} \int \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{u} dV = \frac{\rho}{2} \int_0^l \int_A (\dot{\bar{u}}^2 + \dot{\bar{v}}^2 + \dot{\bar{w}}^2) dV \\ &= \frac{\rho}{2} \int_0^l (I_{\omega\omega P} \dot{\Phi}_{,x}^2 + I_{xxP} \dot{\Phi}^2 + A \dot{V}^2 + 2Az_p \dot{V}\dot{\Phi}) dx \end{aligned} \tag{11}$$

여기서, $I_{\omega\omega P}$ 는 워핑상수이며, I_{xxP} 는 전단중심에 대한 극관성 모멘트를, z_p 는 전단중심의 좌표를 나타낸다.

강성행렬의 계산에 필요한 비틀림 변형에 대한 보의 변형률 에너지는 식(12)와 같은 형태로 계산이 가능하다. 변형률 에너지는 구조물 내부에 발생하는 변형률과 그에 상응하는 응력을 곱하여 구조물 전 영역에 걸쳐 적분함으로 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{1}{2} \int (E\varepsilon_{xx}^2 + G\gamma_{xy}^2 + G\gamma_{xz}^2) dV \\ &= \frac{1}{2} \int_0^l (EI_{\omega\omega P} \Phi_{,xx}^2 + GJ_{\omega} \Phi_{,x}^2) dx \end{aligned} \tag{12}$$

여기서, J_{ω} 는 St. Venant 의 비틀림 상수를 의미한다. 구해진 에너지를 곱셈변형 및 축방향 변형에 의한 에너지에 더한 뒤 이산화 과정을 거치면 유한요소 방정식을 구현할 수 있게 된다. 요소 길이방향의 이산화는 앞서 언급된 바와 같이 3 차 다항식을 사용하였다. 최종적으로 얻어지는 유한요소 방정식은 식(13)과 같은 형태를 가지게 된다.

$$[\mathbf{M}]\{\ddot{\mathbf{U}}\} + [\mathbf{C}]\{\dot{\mathbf{U}}\} + [\mathbf{K}]\{\mathbf{U}\} = \{\mathbf{f}\} \tag{13}$$

3. 수치 기법의 검토

3.1 반복계산 기법

구조영역과 유체영역의 지배방정식을 각각 f 와

s 로 나타내면 식(14)와 같이 간략화된 형태로 표현 가능하다.

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= \mathbf{p} - \mathbf{F}(\dot{\mathbf{U}}, \mathbf{U}, \boldsymbol{\varphi}_f) = 0 \\ \mathbf{s} &= \dot{\mathbf{U}} - \mathbf{S}(\mathbf{p}) = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

여기서, \mathbf{U} 와 $\dot{\mathbf{U}}$ 는 각각 구조물의 변위와 변형속도를 나타내고, \mathbf{p} 는 유체장의 압력이며, $\boldsymbol{\varphi}_f$ 는 자유표면에서의 포텐셜을 나타낸다. 식(14)의 두 방정식은 연성된 연립방정식의 형태로 이의 해를 구하는 수치적 과정에 대한 고려가 필요하다. 연성 방정식의 해를 구하는 방법은 변수 소거에 의한 적-미분(Integro-differential) 방정식을 구성하여 해석하는 방법, 외연적 시간적분법을 통해 두 방정식은 순차적으로 풀어나가는 방법 및 반복계산을 이용한 내연적 적분법 등이 있을 수 있다. 적-미분 방정식을 구성하는 기법은 두 방정식의 이산화로 인해 변수의 소거가 매우 복잡해지는 단점이 있으며, 외연적 시간적분법의 경우 가속도에 비례하는 산란포텐셜에 의한 외력으로 인해 수치적 불안정성이 발생하게 된다. 본 연구에서는 반복계산에 기반한 내연적 적분법 방법을 적용하여 해를 구하는 방법을 적용한다. 반복계산에 의한 해법은 반복계산의 방식에 따라 뉴턴법(Newton method)과 고정점 반복법(fixed point iteration)으로 나눌 수 있다.

식(14)의 연성방정식에 뉴턴법을 적용하면 식(15)와 같은 반복계산에 필요한 대수 연립 방정식을 얻을 수 있다(Matthies and Steindorf 2003).

$$\begin{bmatrix} \mathbf{I} & -D_U \mathbf{F} \\ -D_p \mathbf{S} & \mathbf{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{p} \\ \Delta \dot{\mathbf{U}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\mathbf{f} \\ -\mathbf{s} \end{bmatrix} \quad (15)$$

정방행렬로 주어지는 자코비언 행렬에 포함된 2 개의 부행렬들은 각각 유한요소 방정식과 경계요소방정식의 접선문제를 풀어 구할 수 있으며, 이를 다시쓰면 식(16)과 같은 형태로 표현 가능하다.

$$D_U \mathbf{F} = \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \dot{\mathbf{U}}}, \quad D_p \mathbf{S} = \frac{\partial \dot{\mathbf{U}}}{\partial \mathbf{p}} \quad (16)$$

식(16)의 자코비언 부행렬들 구하기 위해서는 각각 유체 및 구조 방정식의 접선문제를 풀어야 한다. 교란유동에 의한 압력은 베르누이 방정식으로 주어지게 되는데, 이를 시간차분한 뒤 적분방정식으로부터 얻어지는 교란포텐셜 및 물체 경계조건으로부터 주어지는 법선방향의 플렉스를 대입하면 식(17)과 같은 결과를 얻게 된다.

$$\mathbf{p}_{hyd} = -\rho \frac{\mathbf{B}_{11} \left(\dot{\mathbf{U}}_n^P - \frac{\partial \boldsymbol{\varphi}_f}{\partial n} \right) + \mathbf{B}_{12} \boldsymbol{\varphi}_f - \boldsymbol{\varphi}_d^t}{\Delta t} \quad (17)$$

얻어진 압력을 구조물의 변형속도로 미분하면 식(18)과 같이 교란 유체장에 대한 자코비언 부행렬을 얻을 수 있게 된다.

$$\frac{\partial \mathbf{p}_{hyd}}{\partial \dot{\mathbf{U}}} = \frac{\rho}{\Delta t} \mathbf{B}_{11} \frac{\partial \dot{\mathbf{U}}_n^P}{\partial \dot{\mathbf{U}}^N} = \mathbf{B} \frac{\partial \dot{\mathbf{U}}_n^P}{\partial \dot{\mathbf{U}}^N} \quad (18)$$

구조물에 작용하는 압력은 교란포텐셜에 의한 성분외에 복원력에 의한 성분이 있으므로, 구조물의 변형 및 운동에 의해 발생하는 복원압력 성분에 대해서도 마찬가지로 방법으로 자코비언 행렬을 구할 수 있으며 이를 식(18)과 합하여 최종적인 값을 얻게 된다.

구조영역에 대한 자코비언 부행렬을 얻기 위해서는 식(13)의 미분방정식을 시간차분하여 얻어지는 변형률 속도와 절점력의 관계를 이용한다. 본 연구에서는 2 차의 정도를 가지는 Newmark-β법을 사용하였고 이로부터 식(19)의 관계식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{U}} &= \mathbf{M}_1 \mathbf{F}(\mathbf{p}) + \mathbf{M}_2 \\ \mathbf{M}_1 &= \left[\frac{\alpha \Delta t}{\delta} \left(\frac{1}{\alpha \Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{\delta}{\alpha \Delta t} \mathbf{C} + \mathbf{K} \right) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (19)$$

여기서, $\mathbf{F}(\mathbf{p})$ 는 유한요소의 절점에 작용하는 절점력 벡터를 나타내고, Δt 는 시간간격, α 와 δ 는 각각 0.25 의 값을 가지는 상수이다. 식(19)를 바탕으로 구조영역의 자코비언 부행렬을 식(20)과 같

이 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \dot{\mathbf{U}}}{\partial \mathbf{p}} = \mathbf{M}_1 \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} \quad \dots \quad (20)$$

유체장으로부터 얻어진 패널에서의 압력을 이용하여 각 절점에 작용하는 등가 절점력을 얻을 수 있으며 이를 압력으로 편미분함으로서 구조영역의 자코비언 부행렬을 얻는다. 등가 절점력의 계산은 널리 알려진 기법이므로 상세한 기술은 생략한다 (Bathe 1982)

고정점 반복법(fixed point iteration)은 식(14)에 주어진 연성된 방정식에 대한 계산을 식(21)에 주어진 바와 같은 방법으로 해가 수렴될 때까지 반복적으로 수행하여 해를 얻는 방법이다.

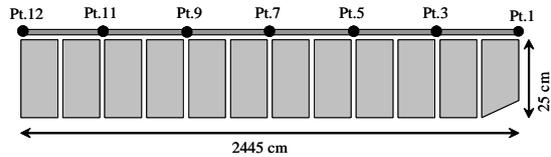
$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1} &= \mathbf{S}(\mathbf{p}_{t+\Delta t}^k) \\ \mathbf{p}_{t+\Delta t}^{k+1} &= \mathbf{F}(\dot{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1}, \mathbf{U}_{t+\Delta t}^{k+1}, \boldsymbol{\varphi}_{f,t+\Delta t}^{k+1}) \\ \text{iterate until } & \left| \dot{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^k - \dot{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1} \right| < \varepsilon \end{aligned} \quad (21)$$

고정점 반복법을 비압축성 유체와 구조물의 연성에 적용하는 경우 운동방정식의 우변에 존재하는 가속도에 비례하는 외력항의 존재로 인하여 해의 수렴성이 매우 나쁜 특성을 가지는 것이 일반적이다. 이러한 문제를 극복하기 위해 유체 혹은 구조 영역에서 얻어진 물리량을 다음 계산의 입력으로 사용하기 이전에 완화법(relaxation)을 적용하여 수렴성의 향상을 도모하는 방법이 주로 사용된다. 식(22)에 주어진 바와 같이 유체영역의 계산에 사용될 속도, 변위 및 포텐셜을 적절한 완화계수(relaxation parameter)를 적용하여 수정함으로 계산의 효율을 극대화 시킬 수 있다.

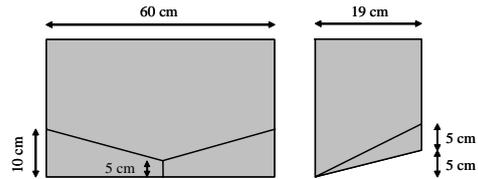
$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{t+\Delta t}^{k+1} &= \mathbf{F}(\tilde{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1}, \tilde{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1}, \tilde{\boldsymbol{\varphi}}_{t+\Delta t}^{k+1}) \\ \tilde{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1} &= \omega_k \dot{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1} + (1 - \omega_k) \tilde{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^k \\ \tilde{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^{k+1} &= \omega_k \mathbf{U}_{t+\Delta t}^{k+1} + (1 - \omega_k) \tilde{\mathbf{U}}_{t+\Delta t}^k \\ \tilde{\boldsymbol{\varphi}}_{t+\Delta t}^{k+1} &= \omega_k \boldsymbol{\varphi}_{t+\Delta t}^{k+1} + (1 - \omega_k) \tilde{\boldsymbol{\varphi}}_{t+\Delta t}^k \end{aligned} \quad (22)$$

여기서, ω_k 는 해당 반복계산에 사용되는 완화계수로 수렴의 속도를 결정하는 파라미터이다.

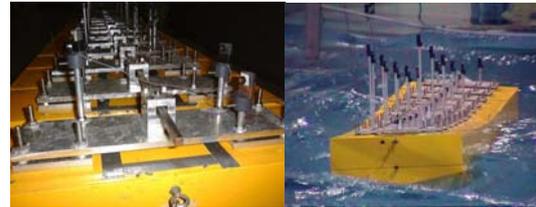
전술한 두 가지의 반복기법을 Remy et al.(2006)에 의해 수행된 실험모델인 유연한 바지형 선박에 적용하여 상호 비교하였다. 전체 12 개의 박스로 구성된 분할모형으로 선수부의 박스는 Fig. 2(b)와 같이 수정된 형상을 보인다.



(a) Overall geometry



(b) Foremost pontoon



(c) Experiment

Fig. 2 Analysis model

Fig. 3 은 바지형 선박이 선수파를 받는 경우 계측점 1~12 의 지점에서의 heave 및 pitch 응답 RAO 를 보여준다. Fig. 3 의 (a)~(l)에서 확인 가능 하듯이 두 가지 서로 다른 반복계산 기법으로 얻어진 응답이 예상한 바와 같이 서로 동일한 결과를 줄 수 있으며, 또한 실험으로부터 얻어진 결과를 비교적 정확하게 예측하고 있음을 알 수 있다.

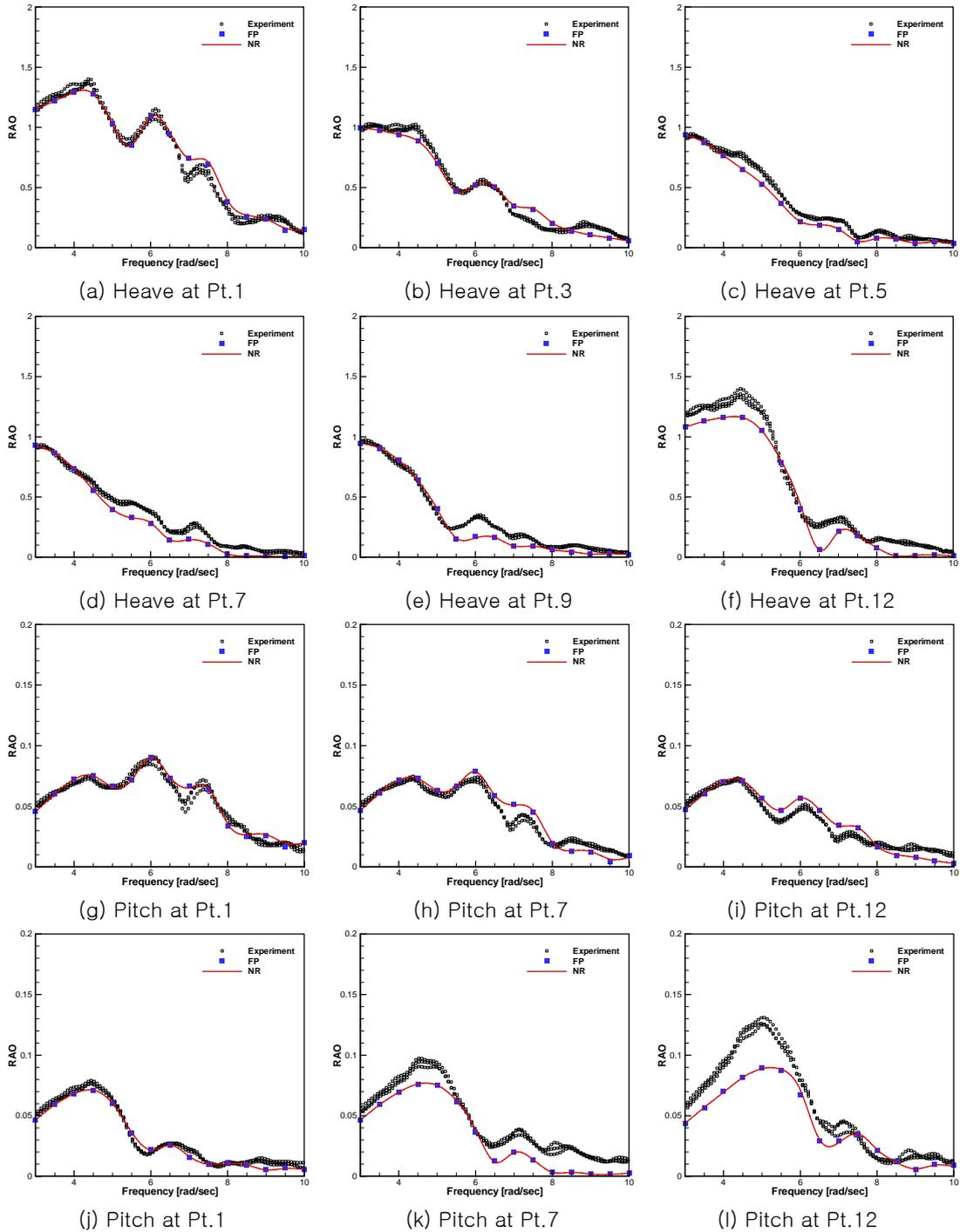
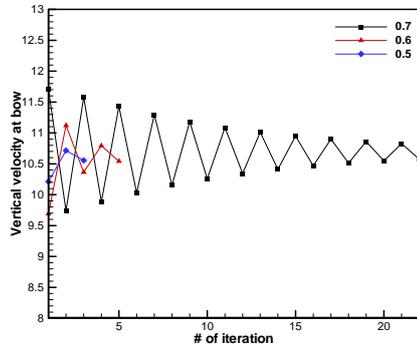
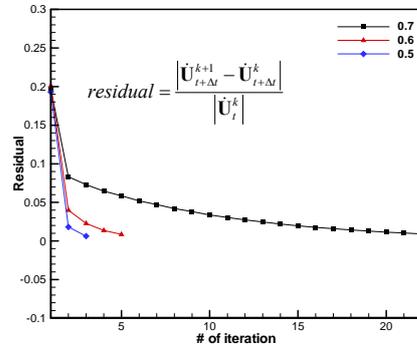


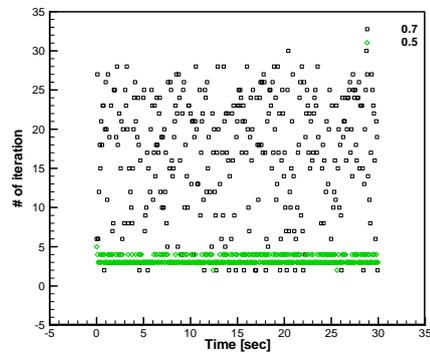
Fig. 3 Motion RAO under 180° heading angle



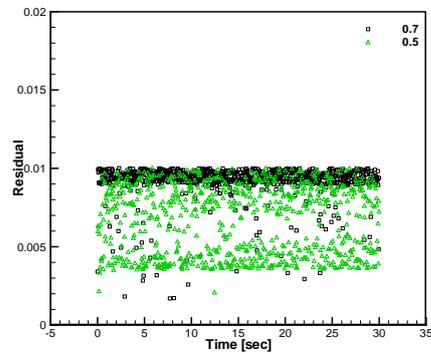
(a) Convergence of velocity at Pt.1



(b) Convergence of residual



(c) # of iteration in each time step



(d) Distribution of residual

Fig. 4 Convergence test of fixed point iteration

실험결과는 JONSWAP 스펙트럼을 바탕으로 서로 다른 유의파고 및 파주기의 조합을 통해 몇 개의 서로 다른 불규칙파를 생성하고 그로부터 얻어진 결과를 주파수 분석하여 얻은 결과이다. 다른 불규칙파로 부터 얻어진 응답의 결과가 거의 하나의 곡선으로 모임을 확인할 수 있는데, 이는 실험의 재현성이 매우 좋으며 또한 비선형 효과는 관여하고 있지 않음을 짐작할 수 있다.

Fig. 5(a)와 (b)는 고정점 반복법을 적용한 경우 완화계수에 따른 Pt.1 에서의 수직방향 속도와 잔차의 변화량을 보여준다. 완화계수가 0.7 인 경우 수렴된 해를 얻기 위해서는 24 회의 반복계산이 필요하나 완화계수를 0.5 로 조정하는 경우에는 4 회의 반복계산 만으로도 수렴이 가능함을 확인할 수 있다. 반복계산 중 수직방향 속도의 변화는 반복계산마다 그 부호가 바뀌는 진동을 하면서 수렴하는 양상을 보이고 있는데, 이는 외력항에 포함된 가속

도에 비례하는 항의 존재 때문에 발생하는 현상이다. 실제로 0.7 이상의 완화계수를 적용하는 경우에는 해가 수렴하지 못하고 진동하면 발산하는 양상을 보였다. 이러한 진동 현상은 뉴턴법에서는 나타나지 않는 것이 보통인데, Fig. 5 에 보인 바와 같이 뉴턴법을 적용하는 경우 응답속도는 한 쪽 방향에서 점차 정해로 수렴해 오는 양상을 보인다.

Fig. 4 의 (c)와 (d)는 고정점 반복법을 적용하였을 경우 매 시간 별 해의 수렴에 필요한 반복계산의 횟수와 수렴 시 잔차의 양을 나타낸다. 반복계산의 횟수는 완화계수의 선정에 민감하게 반응함을 확인할 수 있는데, 완화계수가 0.7 인 경우 반복계산의 횟수가 2~30 회 사이의 범위에 넓게 분포하는데 반해 완화계수가 0.5 인 경우는 전 영역에 걸쳐 3~4 회 정도만이 필요함을 알 수 있다. 수렴 후의 잔차의 분포는 Fig. 4(d)에서 확인할 수 있듯이 완화계수가 클수록 설정된 임계값 부근에 조밀하게

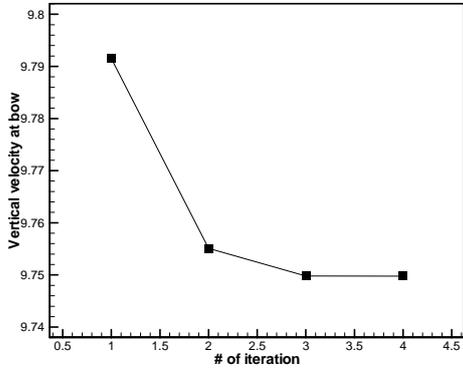


Fig. 5 Convergence of velocity at Pt.1 for Newton method

분포하게 된다. 이는 Fig. 4(b)의 잔차의 수렴 기울기로부터 쉽게 추정해 볼 수 있는데, 완화계수가 클수록 잔차 변화량의 기울기가 작아서 나타나는 현상이다.

뉴턴법은 고정점 반복법에 비해 상대적으로 안정적으로 해를 얻을 수 있는 방법으로 여겨진다. 고정점 반복법의 경우 적절한 완화계수의 선정이 해의 수렴에 매우 중요한 인자로 작용하게 되는데, 적절한 완화계수의 선정은 문제마다 다르므로 그 값의 결정은 경험을 기반으로 이루어지게 된다. 그에 반해 뉴턴법의 경우는 반복계산에 필요한 자코비언 행렬을 구해야 하는 번거로움이 존재한다. 자코비언 행렬의 정확도에 따라 반복계산의 횟수를 줄일 수 있으나, 그 계산이 매우 까다롭고 고정점 반복법에 비해 계산시간에 대한 부담이 늘어나는 단점이 있다. 또한, 프로그램의 모듈화 입장에서 단점을 가지는데, 유동장 혹은 구조장의 정식화가 변경되는 경우 접선문제도 그에 따라 바뀌게 되므로 프로그램의 확장에 어려움이 따르게 된다.

고정점 반복법의 적용에 필요한 완화계수의 결정은 Aitken δ^2 법을 적용하여 최적화된 값을 도출할 수 있다(Iron andTuck 1969). 본 연구에서는 식(23)을 통해 이전 두 번의 반복계산 결과를 바탕으로 당 반복계산에 적용될 최적의 완화계수를 결정하는 방법을 적용하였다.

$$\lambda_k = \lambda_{k-1} + (\lambda_{k-1} - 1) \left\{ \frac{[(\tilde{\mathbf{d}}_{k-1} - \mathbf{d}_k) - (\tilde{\mathbf{d}}_k - \mathbf{d}_{k+1})](\tilde{\mathbf{d}}_k - \mathbf{d}_{k+1})}{[(\tilde{\mathbf{d}}_{k-1} - \mathbf{d}_k) - (\tilde{\mathbf{d}}_k - \mathbf{d}_{k+1})]^2} \right\}$$

$$\omega_k = 1 - \lambda_k \tag{23}$$

\mathbf{d} 는 반복계산에 참여하는 임의의 변수를 나타내고 $\tilde{\mathbf{d}}$ 는 해당 반복단계에서 완화된 이후의 변수를 나타낸다. Fig. 6은 완화계수가 0.5인 경우와 식(23)를 적용한 경우 수렴에 필요한 반복계산의 횟수를 시간에 따라 나타낸 그림이다. 식(23)를 적용한 경우 필요한 반복계산의 횟수가 2~5 회로 시간대에 따라 다양하게 분포함을 확인할 수 있으나, 계산시간의 큰 손실 없이 앞서 언급한 완화계수를 결정하는 문제로부터 자유로워질 수 있는 장점이 있다.

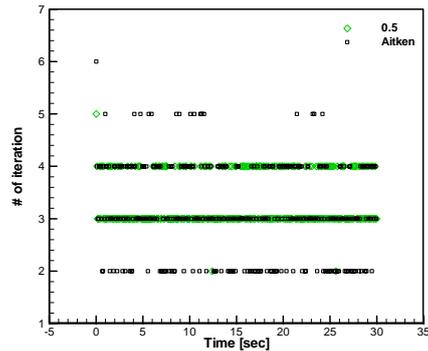


Fig. 6 Number of iteration

3.2 운동방정식의 해법

공간상에서 이산화된 식(13)을 통해 변형체의 거동을 시간에 따라 얻기 위해서는 시간차분 기법이 필요하다. 본 연구에서는 변형체의 운동방정식을 식(13)을 직접 시간 차분하는 직접적분법과 응답을 변형체의 고유모드로 전개한 다음 시간 차분하는 모드 중첩법을 적용하고 상호 비교하였다. 먼저, 식(13)을 직접 차분하기 위해 Newmark- β 기법을 적용하였다(Bathe 1982).

$$\dot{\mathbf{U}}^{t+\Delta t} = \dot{\mathbf{U}}^t + \Delta t \left[\delta \ddot{\mathbf{U}}^{t+\Delta t} + (1-\delta) \ddot{\mathbf{U}}^t \right]$$

$$\mathbf{U}^{t+\Delta t} = \mathbf{U}^t + \Delta t \dot{\mathbf{U}}^t + \Delta t^2 \left[\left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \ddot{\mathbf{U}}^t + \alpha \ddot{\mathbf{U}}^{t+\Delta t} \right] \tag{24}$$

식(24)와 같이 속도 및 변위를 가속도를 이용하여 차분하고 이를 다시 식(13)에 대입하면 식(25)와 같은 내연화된 차분방정식을 얻는다. 여기서 계수 α, δ 는 0.25의 값을 가진다.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{\alpha\Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{\delta}{\alpha\Delta t} \mathbf{C} + \mathbf{K} \right) \mathbf{U}^{t+\Delta t} \\ &= \mathbf{F}^{t+\Delta t} + \mathbf{M} \left[\frac{1}{\alpha\Delta t^2} \mathbf{U}^t + \frac{1}{\alpha\Delta t} \dot{\mathbf{U}}^t + \left(\frac{1}{2\alpha} - 1 \right) \ddot{\mathbf{U}}^t \right] \\ &+ \mathbf{C} \left[\frac{\delta}{\alpha\Delta t} \mathbf{U}^t + \left(\frac{\delta}{\alpha} - 1 \right) \dot{\mathbf{U}}^t + \Delta t \left(\frac{\delta}{2\alpha} - 1 \right) \ddot{\mathbf{U}}^t \right] \end{aligned} \quad (25)$$

식(25)의 우변에 나타나는 외력항 \mathbf{F} 는 현재 시간에서의 값으로 운동장의 해로부터 얻어질 수 있는 값이고 이로 인해 Newmark 방법은 내연적 시간적분법으로 분류된다.

직접적분법과 달리 모드중첩법에서는 먼저 식(13)을 구조물의 고유모드를 이용하여 전개한 다음 시간 차분하는 방법을 사용한다. 식(13)에 대한 고유치 해석을 수행하고 이를 통해 고유모드 벡터, Φ_i , 와 그에 해당되는 고유주기, ω_i 를 얻게 된다. 얻어진 고유모드 벡터를 이용해 구하고자 하는 구조물의 변위벡터를 식(26)과 같은 형태로 전개한다.

$$\mathbf{U}(t) = \Phi \mathbf{X}(t) \quad (26)$$

여기서, 행렬 Φ 는 고유모드 벡터가 각 칼럼에 위치한 정방행렬이고, 벡터 \mathbf{X} 는 각 모드에 대한 일반화된 좌표계(generalized coordinate)이다. 식(26)을 식(13)에 대입하고 고유벡터의 직교성을 이용하면 식(27)과 같은 비연성 방정식을 얻을 수 있다(Bathe 1982).

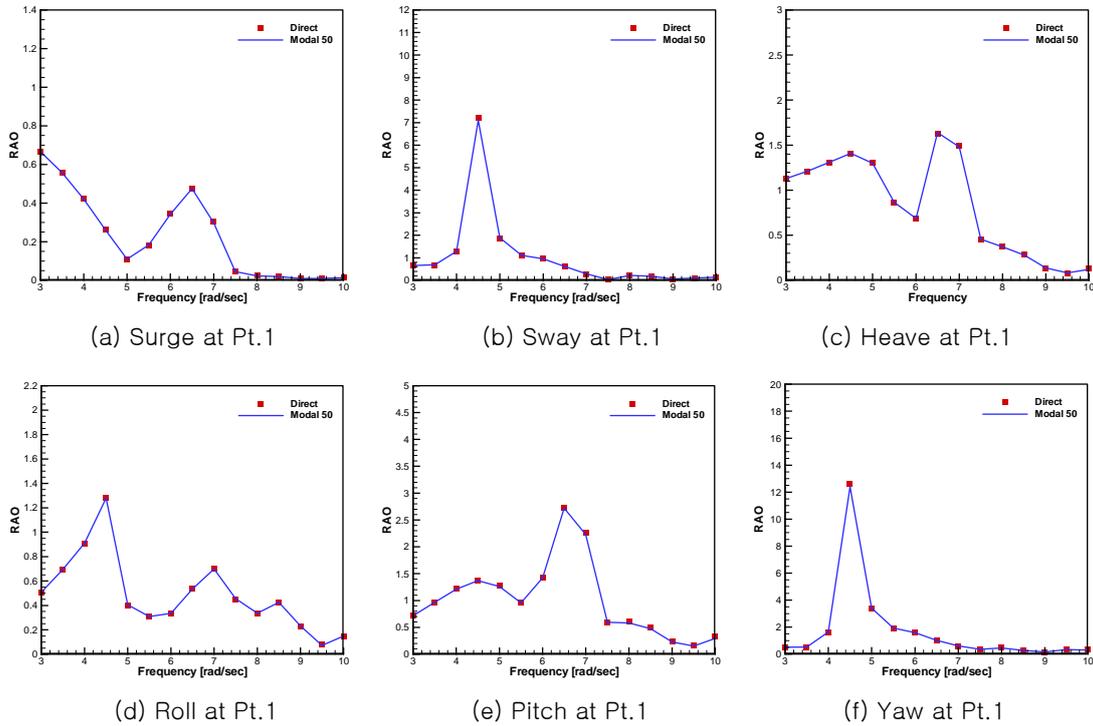


Fig. 7 Motion RAO comparison between direct integration & modal superposition ($\beta=120^\circ$)

$$\ddot{\mathbf{X}} + \mathbf{\Delta}\dot{\mathbf{X}} + \mathbf{\Omega}^2\mathbf{X} = \mathbf{\Phi}^T\mathbf{F}$$

$$\mathbf{\Delta} = \text{diag}(2\omega_i\zeta_i)$$
(27)

여기서, $\mathbf{\Omega}^2$ 는 각 모드에 대한 고유치로 구성된 대각행렬이며 $\mathbf{\Delta}$ 는 모드 감쇠계수로 구성된 대각행렬이다. 식(27)을 통해 해를 얻기 위해서는 시간 차분이 필요한데 앞서의 경우에 적용된 Newmark- β 기법을 적용하였다.

Fig. 7 은 각각 직접적분법과 모드중첩법을 이용하여 얻어낸 사파 중에서의 응답 RAO 를 나타낸다. 구조 점성항을 다루는 방법에 있어 두 수치기법 이 차이를 가지고 있기 때문에 직접적인 비교를 위해서 점성항을 포함시키지 않은 상태에서 계산이 수행되었다. 두 계산으로부터 얻어진 RAO 는 기대했던 대로 완전히 일치하는 경향을 보였다. 계산에 사용된 요소의 수는 두 경우 모두 24 개이며 모드 중첩법의 경우 해의 수렴성을 검토한 후 50 개의 모드를 사용하여 해석을 수행하였다.

Fig. 8 은 모드중첩법으로 응답을 구하는 경우 계산에 사용되는 고유모드의 개수에 따라 변형체 선박의 변형이 수렴해 나가는 양상을 나타낸다. 이는 주어진 시간대에서 길이 방향으로의 변형량의 분포를 나타내는 것으로, Fig. 8(c)에 나타난 수직방향의 응답의 경우 6 개의 강제 모드와 2 개의 변형체 모드를 포함하는 경우에도 매우 좋은 결과를 보임을 알 수 있으나, 비틀림 변형 이나 횡방향 굽힘 변형의 경우에는 결과가 매우 좋지 않음을 확인할 수 있다. 특히 비틀림 응답의 경우 모드의 개수를 강제 모드 포함하여 20 개 정도를 사용하여야만 좋은 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 이러한 결과는 계산에 사용된 변형체 선박의 강성이 지나치게 작음으로 인해 발생하는 현상으로 실제 비교적 높은 강성을 가지는 실제 선박의 경우와는 조금 다른 상황이라 할 수 있다. 주목할 점은 모드중첩법의 경우 모드의 개수를 증가시키는 경우 해가 직접적분법으로 얻어진 결과와 점차 가까워지는 것을 알 수

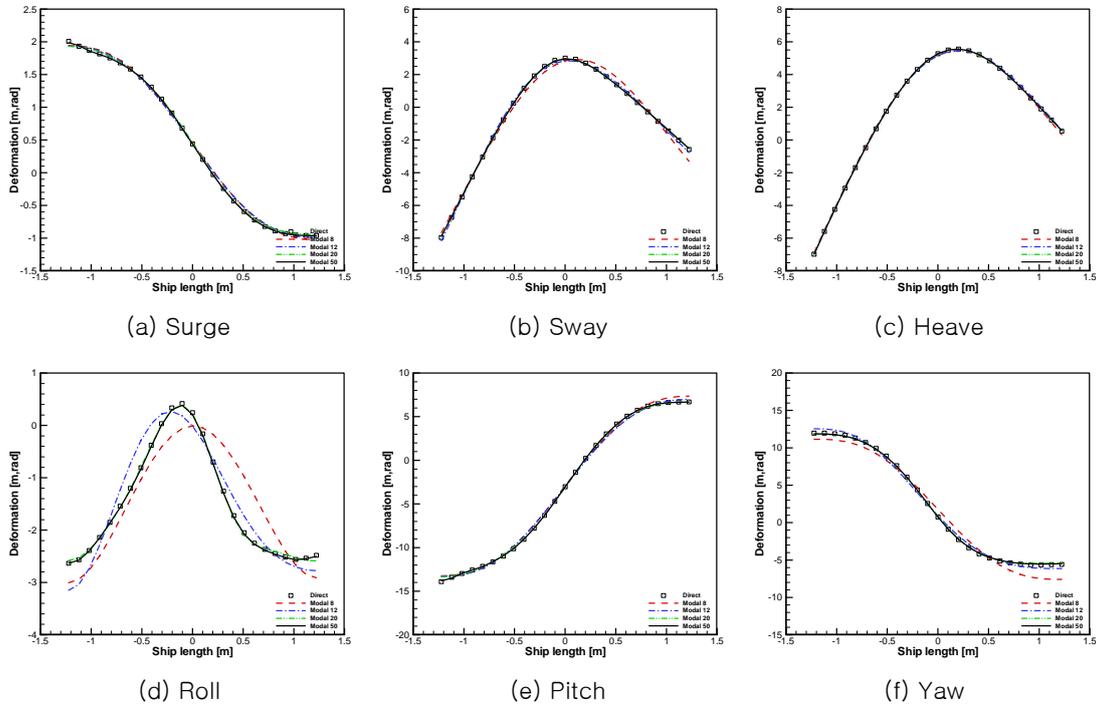


Fig. 8 Convergence of deformation (t=25sec)

있는데 이는 직접적분법이 해석에 사용되는 모드의 개수에 대한 수렴성에 대한 검토 없이도 높은 정도의 해를 얻을 수 있는 장점을 잘 보여주는 예라 할 수 있다. 물론 직접적분법을 사용하는 경우라도 요소의 개수에 따른 수렴성 테스트는 필요한데, 이는 모드 중첩법에서도 마찬가지로 요구되는 사항이 되겠다. Fig. 9 는 6 개의 운동성분에 대해 계산에 사용된 모드의 개수에 따른 변형의 RMS 오차를 보여준다. 모드의 개수가 늘어날수록 오차의 양은 줄어드는 경향이 확연히 나타남을 알 수 있고, Fig. 8 에 나타난 바와 같이 비틀림응답(roll)의 경우 수렴의 속도가 상대적으로 느림을 알 수 있다. 모드의 개수가 20 개 정도로 증가한 경우 변형량의 오차는 약 3%이내로 줄어들음을 확인할 수 있다.

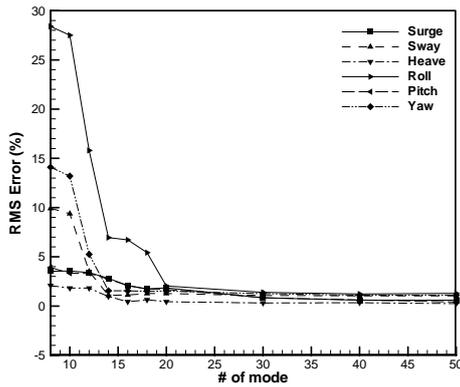


Fig. 9 RMS error of deformation

반복계산에 적용된 방법은 직접적분법 및 모드 중첩법 공히 고정점 반복법을 적용하였으며, 해의 수렴성 및 계산시간 면에 있어서 두 방법의 차이는 크게 나타나지 않았다. 일반적으로 모드중첩법을 적용하는 경우에는 직접적분법에 비해 상대적으로 적은 자유도의 문제를 다루게 됨으로 인해 계산 시간면에서는 유리하나 본 계산에서는 자유도가 많지 않은 보요소를 적용함으로 인해 직접적분법의 적용으로 인한 계산의 부담은 크지 않다. 다만, 보요소 대신 3 차원 쉘요소를 사용하는 경우에는 자유도의 크기 차이로 인해 모드중첩법이 계산 시간 면에서 매우 유리할 것임에 틀림없다.

3.3 기본 포텐셜의 2 차 미분항 계산

식(4)에 주어진 물체 경계조건은 전술한 바와 같이 움직이는 물체 표면에서 만족되어야 할 조건인데, Timman and Newman(1962)은 테일러 전개를 통하여 식(28)과 같이 이를 물체의 평균위치에서 만족하도록 선형화하였다.

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \cdot \mathbf{n} - \frac{\partial \phi_l}{\partial n} + [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \nabla \Phi + ((\mathbf{V} - \nabla \Phi) \cdot \nabla) \mathbf{u}] \cdot \mathbf{n}$$

Ogilvie 와 Tuck(1960)은 강제 운동을 하는 물체에 대해 식(28)을 정리한 다음 식(29)와 같이 물체의 운동과 m 항의 조합으로 표현하였다.

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = \sum_{i=1}^6 \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial t} n_i + \xi_i m_i \right) - \frac{\partial \phi_l}{\partial n}$$

$$(n_1, n_2, n_3) = \mathbf{n}$$

$$(n_4, n_5, n_6) = \mathbf{x} \times \mathbf{n}$$

$$(m_1, m_2, m_3) = (\mathbf{n} \cdot \nabla)(\mathbf{V} - \nabla \Phi)$$

$$(m_4, m_5, m_6) = (\mathbf{n} \cdot \nabla)(\mathbf{x} \times (\mathbf{V} - \nabla \Phi))$$

식(29)의 우변에 나타나는 기본 포텐셜의 2 차 미분항은 유한차분법과 같은 수치적 기법으로 정도 있게 계산하기 어려운 면이 있음은 잘 알려져 있는 사실이다(Zhao and Faltinsen 1989). Nakos(1990)는 강제운동을 하는 물체에 대해 식(29)의 2 차 미분항의 계산을 위해 Stokes 정리를 도입하여 전진하는 선박의 운동 문제에 성공적으로 적용하였다.

본 연구에서는 전진하는 변형체 선박의 물체 경계조건에의 정확한 계산을 위해 Stokes 정리를 이용한 2 차 미분항의 계산법에 대한 검토를 수행하였다. Stokes의 정리를 이용한 2 차 미분항의 계산은 Nakos 에 의해 강체에 적용된 방법을 수정할 필요가 있다. Fig. 10 과 같이 선박을 길이 방향으로 유한한 개수의 요소로 분할하고, 각각의 분할에 대해 Stokes의 정리를 이용한 미분항 계산을 적용한 뒤 이를 선박 전체 길이에 대해 적분하는 방식을 적용한다. 이러한 방법은 절단된 각각의 분할이 마치

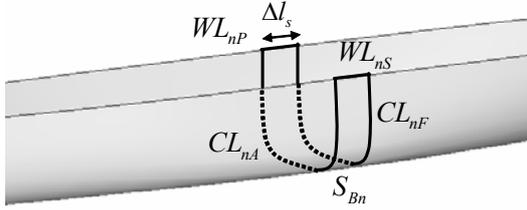


Fig. 10 Hull segmentation

강체처럼 운동하는 효과를 가지게 되는데 이는 m 항과 관련된 경계조건의 처리를 위해서만 도입되는 가정일 뿐 실제 선박의 변형 자체는 각각의 분할내에서도 변형체와 같은 거동을 하게 된다.

이산화 이전의 적분방정식 우변항 중 물체 경계조건이 적용될 항은 식(30)의 좌변의 형태로 주어지고, 여기에 Ogilvie and Tuck(1960)에 의해 유도된 m 항을 포함한 표현을 대입한다. 그리고, 선박 표면 전체에 대한 적분을 N 개로 나눈 각각의 분할에 대한 적분의 합으로 표현하면 식(29)와 같은 식을 얻을 수 있게 된다. 식(30)의 유도에 적용된 기본적인 가정은 각 분할내부에서의 변형률 텐서는 0 이 된다는 것으로, 분할의 길이 Δl_s 가 충분히 작은 경우 매우 유효한 가정이라 할 수 있다. 식(29)의 ξ_j^Q 는 각 분할의 운동 중심에서의 6 자유도 운동을 나타내고, 이 때 m 항에 나타나는 거리벡터 \mathbf{x} 는 운동중심에서 해당 패널까지의 거리벡터를 나타낸다.

$$\begin{aligned} & \iint_{S_B} \frac{\partial \phi_d}{\partial n}(Q)G(P,Q)dS_B \\ &= \iint_{S_B} \left[\sum_{i=1}^6 \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial t} n_i + \xi_i m_i \right) - \frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right] G(P,Q)dS_B \\ &= \sum_{n=1}^N \iint_{S_{Bn}} \left[\sum_{j=1}^6 \xi_j^Q m_j(Q) \right] G(P,Q)dS_{Bn} + \dots \end{aligned} \tag{30}$$

식(30)의 마지막에 나타난 면적분의 계산을 위해 Stokes 의 정리를 적용하면 식(31)과 같은 형태로 표현이 가능하다. 식(31)에 나타나는 선적분은 수선에 대한 선적분과 분할의 양 끝단에 발생하는 절

단선에 대한 선적분의 합이 되는데, 이 두 값들은 기본포텐셜에 의해 유기되는 속도장의 특성 및 절단선의 중첩효과로 인해 0 이 된다. 따라서 식(30)에 나타난 기본포텐셜의 2 차 미분항은 식(31)의 1 차 미분항으로 변환이 이루어지게 된다.

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^N \iint_{S_{Bn}} \xi_1^Q m_1(Q)G(P,Q)dS_{Bn} \\ &= \sum_{n=1}^N \xi_1^Q \left[\begin{aligned} & - \iint_{S_{Bn}} \nabla \Phi(Q) \cdot \nabla_Q G(P,Q) n_1 dS_{Bn} \\ & + \iint_{\partial S_{Bn}} \mathbf{dl} \times G(Q) \nabla \Phi(Q) \end{aligned} \right] \\ &= \sum_{n=1}^N \xi_1^Q \left[- \iint_{S_{Bn}} \nabla \Phi(Q) \cdot \nabla_Q G(P,Q) n_1 dS_{Bn} \right] \end{aligned} \tag{31}$$

Fig. 11 은 전진속도를 가지는 S175 선박에 대한 운동응답 RAO 에 대해 각각 6 자유도 운동해석 프로그램으로 얻은 결과와 본 연구에서 개발된 유탄성 해석용 프로그램의 결과를 상호 비교한 그림이다. 이는 본 연구에서 사용된 식(30) 및 (31)의 물체 경계조건과 관련된 2 차 미분항의 계산을 검증하기 위한 것으로, 두 결과가 일치함을 확인할 수 있다. 유탄성 해석의 경우에는 선박의 강성을 매우 높여 강체 운동을 모사할 수 있도록 하였다. Fig. 11 의 결과는 운동하는 선박이 강체인 경우의 결과이므로 변형체 선박에의 적용이 검증된 것으로 보기는 힘들고 다만 본 연구에서 적용한 방법이 강체 운동의 결과를 정확하게 계산할 수 있음을 보여주는 결과이다. 본 검증에 사용된 6 자유도 운동해석 프로그램은 Kim and Kim(2007)에 의해 개발된 랜킨-패널 기반 시간영역 운동해석 프로그램인 WISH 로 물체 경계조건의 m 항의 계산에 Nakos 의 방법이 적용되었다.

전술한 방법에 도입된 유일한 가정은 Δl_s 가 비교적 작아 절단된 분할내에서의 변형율은 무시할 만큼 작다는 점인데 이데 대한 검증을 위해 분할의 길이, Δl_s ,에 대한 민감도 해석을 Fig. 12 와 같이 수행하였다.

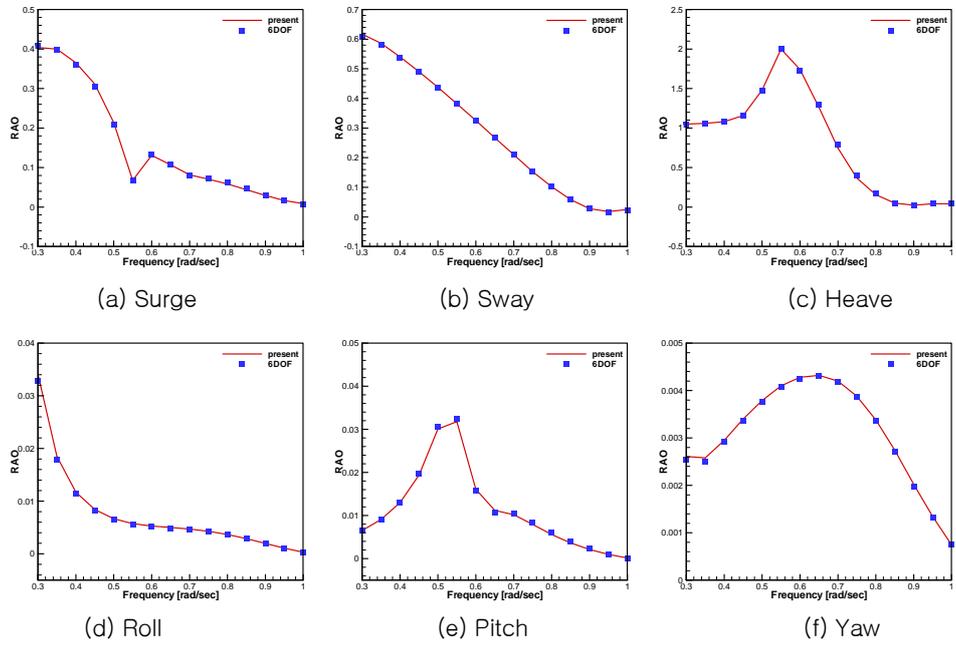


Fig. 11 Motion RAO comparison of S175 (Motion at bow, $F_n=0.275$, $\beta=120^\circ$)

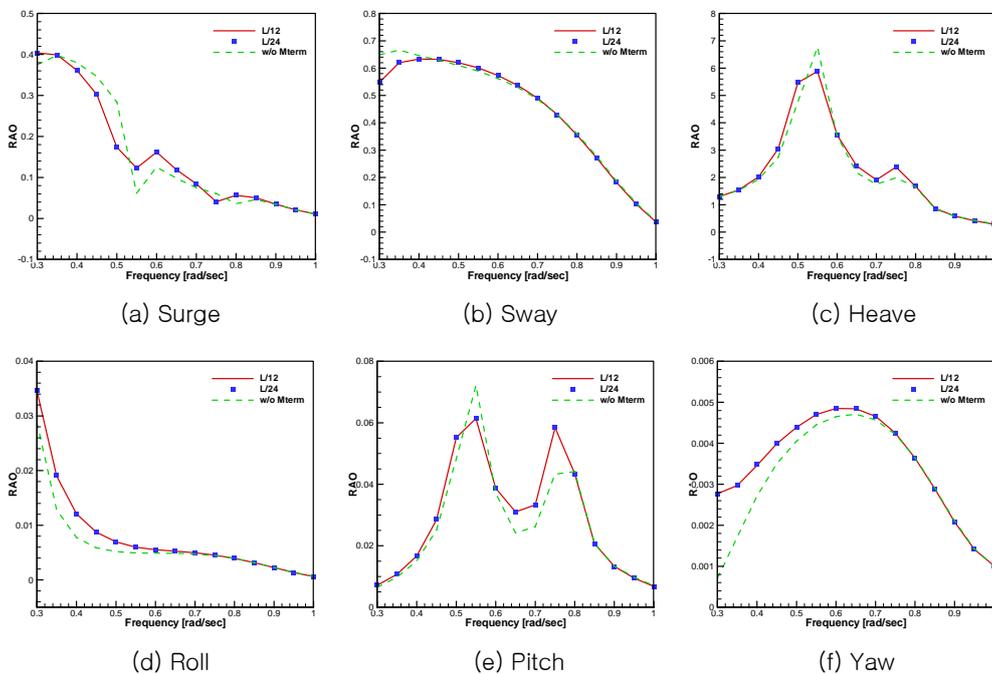


Fig. 12 Motion RAO comparison of flexible S175 (Motion at bow, $F_n=0.275$, $\beta=120^\circ$)

Fig. 12는 ΔI_s 를 선박 길이의 1/24 및 1/12로 설정하였을 경우, S175 선박의 선수에서의 heave 및 pitch 응답 RAO를 m 항의 효과를 고려하지 않은 경우의 결과와 함께 보여준다. 계산에 적용된 S175 선박의 강성은 1차 종굽힘모드의 고유진동수가 약 1 rad/sec로 상대적으로 유연도가 매우 높게 설정되었는데, 이는 유연도가 높을수록 분할내의 변형율을 무시하는 가정이 옳지 않을 확률이 크기 때문에 결정된 값이다. ΔI_s 가 길이의 1/24인 경우는 한 분할내에 선박길이 방향으로 약 3개의 패널이 분포하게 되는데, Fig. 12의 결과에서도 확인할 수 있듯이 분할내에 6개의 패널이 있는 1/12의 경우와 같은 결과를 보여준다. 이러한 결과는 m 항의 적용시에 3~6개의 패널에 걸쳐 패널간의 상대 변위에 의한 변형율을 무시하더라도 결과에는 크게 영향을 주지 않음을 의미하는 것으로, 2차 미분항의 계산에 도입된 가정의 유효성을 입증하는 결과이다. 또한, m 항의 효과를 고려하지 않은 경우의 RAO는 정해와 차이를 보임을 확인할 수 있다. Heave와 pitch 응답의 경우 0.7~0.8 rad/sec의 입사파 진동수에서 또 하나의 피크가 나타나는데 이것이 바로 종굽힘 진동의 공진으로 발행하는 응답이다.

4. 결론

전술한 유탄성 해석의 수치해석 기법에 대한 다양한 수치테스트를 통하여 다음과 같은 결론을 도출할 수 있다.

- 유체영역을 위한 경계요소법과 구조영역을 위한 유한요소법을 접목하여 변형체 선박의 응답을 계산하는 방법을 개발하였으며, 바지형 선박에 대한 실험결과와 비교 분석한 결과 개발된 프로그램이 실험결과를 비교적 정확하게 예측함을 확인하였다.
- 두 장의 연성을 위해 적용된 반복계산 기법인 뉴턴법과 고정점 반복법에 대한 장단점을 비교 분석하였다. 뉴턴법의 경우는 자코비언 행렬이 정확할수록 반복계산의 횟수를 줄일 수 있는

장점이 있으나, 프로그램의 확장 및 모듈화 측면에서는 불리한 단점을 가지고 있다. 고정점 반복법의 경우 완화계수의 결정에 따라 수렴의 속도가 다르게 나타났으며 최적의 완화계수의 결정이 중요한 숙제가 된다. 본 연구에서는 Aitken의 기법을 적용하여 완화계수를 결정하는 방법을 개발하였으며, 매 시간대에서 2~5회의 반복계산으로 수렴된 해를 얻을 수 있었다.

- 변형체 선박의 유한요소기반 운동방정식을 풀기 위해 직접적분법과 모드중첩법을 장단점을 비교 분석하였다. 직접적분법의 경우와 달리 모드중첩법을 사용하는 경우 계산에 참여하는 고유모드의 개수에 따라 해의 정확도가 차이가 남을 확인하였고, 정확한 해를 얻기 위해서는 사전에 수렴성 테스트를 수행하여 충분한 개수의 고유모드를 계산에 참여 시켜야 한다. 보요소를 적용한 해석의 경우 모드중첩법을 적용함으로써 인한 계산 시간상의 장점은 크게 없었으나 3차원 셀요소를 적용하는 경우에는 자유도의 차이로 인해 모드중첩법의 상대적으로 유리하리라 판단된다.
- 전진속도가 있는 변형체 선박의 응답을 정확하게 얻기 위해 m 항에 포함된 기본 포텐셜의 2차 미분항의 계산에 대한 검토를 수행하였다. Nakos에 의해 강제운동에 적용된 Stokes 정리를 변형체 선박에 적용이 가능하도록 수정 적용하였다. 제안된 기법은 전진속도가 있는 강체의 운동을 6 자유도 운동해석 프로그램과 같은 정확하게 계산함을 확인하였다. 또한, 변형체 선박의 운동해석 결과는 m 항의 계산에 적용된 분할길이, ΔI_s ,에 크게 영향을 받지 않음을 확인하였다.

후 기

본 연구는 LRET(Lloyd's Register Education Trust Funding)에서 지원하는 서울대학교 LRET 기금 선박유탄성 연구센터(LRETC) 및 미국 ONR 등의 지원으로 일부 수행되었으며, 지원 기관들에게 감사의 뜻을 전합니다.

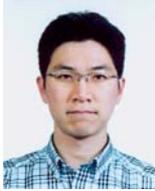
참 고 문 헌

- Aksu, S., 1993, Steady state and transient responses of flexible ship structures traveling in irregular seaway, PhD Thesis, University of Southampton.
- Bathe, K.J., 1982, Finite Element Procedures in Engineering Analysis, Prentice-Hall
- Berlik, O., Bishop, R.E.D. and Price, W.D., 1980, " On the slamming response of ships to regular head waves," Transaction of the Royal Institution of Naval Architects, 122, 325-337.
- Bishop, R.E.D., and Price, W.G., 1979, Hydroelasticity of Ships, Cambridge University Press.
- Gjelsvik, A., 1981, The Theory of Thin Walled Bars, John Wiley & Sons.
- Iron, B.M. and Tuck, R.C., 1969, " A version of the Aitken accelerator for computer iteration," International Journal of Numerical Methods in Engineering, Vol. 1, pp. 275-277.
- Jensen, J.J. and Pedersen, P.T., 1981, " Bending moments and shear forces in ships sailing in irregular waves," Journal of Ship Research, Vol. 24, No. 4, pp. 243-251.
- Kim, K.H. and Kim, Y., 2007, WISH JIP project report and Manual, Marine Hydrodynamic Laboratory, Seoul National University.
- Lee, H.Y., Lim, C.G. and Jung, H.B., 2003, " Hydroelastic responses for a ship advancing in waves," Journal of the Society of Naval Architects of Korea, Vol. 40, No. 4, pp. 16-21.
- Malenica, S., Molin, B. and Senjanovic, I., Tomasevic, S., Stumpf, E., 2007, " Some aspects of hydroelastic issues in the design of ultra large container ships" 22nd International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Croatia, pp. 133-136.
- Matthies, H.G. and Steindorf, J., 2003, " Partitioned strong coupling algorithms for fluid-structure interaction," Computers and Structures, 81, pp. 805-812.
- Nakos, D.E., 1990, Ship Wave Patterns and Motions by a Three Dimensional Rankine Panel Method, PhD Thesis, MIT, Cambridge, MA.
- Ogilvie, T.F. and Tuck, E.O., 1960, A rational strip theory for ship motions, Part I. Technical Report 013, The Department of Naval Architecture and Marine Engineering, The University of Michigan.
- Pedersen, P.T., 1983, " A beam model of torsional-bending response of ship hulls," Transactions of the Royal Institution of Naval Architects, 125, pp. 171-182.
- Price, W.G. and Wu, Y.S., 1989, " The influence of nonlinear fluid forces in the time domain responses of flexible SWATH ships excited by a seaway" Proceedings of 8th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol.2, pp.125-135.
- Remy, F., Molin, B. and Ledoux, A., 2006, " Experimental and Numerical Study of the Wave Response of a Flexible Barge," Hydroelasticity in Marine Technology, Wuxi, China, pp. 255-264.
- Timman, R. and Newman, J.N., 1962, " The coupled damping coefficients of symmetric ships," Journal of Ship Research, Vol. 5, No. 4, pp. 1-7.
- Wu, J.S. and Ho, C.S., 1987, " Analysis of wave induced horizontal and torsion coupled vibrations of a ship hull," Journal of Ship Research, Vol. 31, No. 4, pp. 235-252.
- Zhao, R. and Faltinsen, O., 1989, " A discussion of the m-terms in the wave-

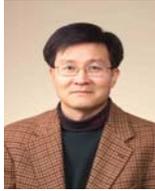
current body interaction problem,” 3rd International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Norway, pp. 275–279.



< 김 유 일 >



< 김 경 환 >



< 김 용 환 >