

시간영역 랭킨 패널법에 의한 선박 부가저항의 수치해석

김경환*, 김용환†*

서울대학교 조선해양공학과*

Numerical Analysis of Added Resistance on Ships by a Time-domain Rankine Panel Method

Kyong-Hwan Kim* and Yonghwan Kim†*

Seoul National University, Department of Naval Architecture & Ocean Engineering*

Abstract

This paper considers the numerical computation of added resistance on ships in the presence of incident waves. As a method of solution, a higher-order Rankine panel method is applied in time domain. The added resistance is evaluated by integrating the second-order pressure on the body surface. Computational results are validated by comparing with experimental data and other computational results on a hemi-sphere, a barge, Wigley hull models, and Series 60 hull, showing very fair agreements. The study is extended to the comparison between Neumann-Kelvin and double-body linearization approaches, and their differences are discussed.

※Keywords: Added resistance(부가저항), Time-domain analysis(시간영역해법), Rankine panel method(랭킨패널법)

1. 서론

선박은 정수 중에서의 조파저항과 점성저항 외에도 바람이나 파랑 등으로 인해 실제 해상에서 추가적으로 부가저항을 받으며 운항한다. 갑판 위 구조물이 크지 않은 대부분의 상선들은

주로 파랑에 의한 부가저항을 크게 받는데, 부가저항은 경우에 따라 선박이 정수 중 운행 하는 경우의 저항보다 15~30%까지 커지는 경우도 있어 선박의 추진장치 설계를 위해 이를 정확히 예측하는 것은 상당히 중요하다. 부가저항에 대한 연구는 오래 전부터 수행되었는데, Storm-Tejsen et al.(1973)과 Journee(1992) et al.은 파랑 중 Wigley 선박이나 Series 60 선박에 대한 부가저항 측정 실험을 수행한 적이 있다. 해석적 방법은

접수일: 2009년 11월 5일, 승인일: 2010년 5월 7일

†교신저자: yhwankim@snu.ac.kr, 02-880-9226

Maruo(1960)가 원거리에서의 해로부터 부가저항 추정식을 제안한 이후 여러 수치계산이 적용되고 있는데, 선박에서 떨어진 경계면에서 모멘텀 보존 법칙(momentum conservation)을 이용하여 부가저항을 예측하는 방법과 선박 표면의 압력을 계산하여 적분하는 직접 압력 적분 방법(direct pressure integration)이 있으며 geometric optics 개념을 적용한 해석법 등도 있다. 모멘텀 보존 방법은 직접 압력 적분 방법에 비하여 선박 표면에서의 압력을 계산하지 않아도 되기 때문에 쉽게 부가저항을 계산할 수 있다는 장점이 있지만, 경계면 선정의 제약이 있으며 여러 물체가 있는 경우에는 해석이 어렵다. 직접 압력 적분을 이용한 방법은 주로 수치 해석을 통한 연구가 많이 이루어지고 있으며, 지금까지는 주로 주파수 영역에서의 그린함수방법(Green function method)이 사용되어 왔다(Grue and Biberg 1993, Choi et al. 2000). 최근에 Joncquez et al.(2008, 2009)은 시간 영역에서 고차 경계법을 이용하여 선박의 운동을 해석하는 AEGIR 프로그램(Kring et al. 2004)을 확장하여 직접 압력 적분방법의 계산 결과와 모멘텀 보존 방법의 해석 결과를 비교한 연구를 수행하였고, Neumann-Kelvin 및 double-body 선형화 방법의 계산 결과를 비교한 연구도 수행한 바 있다. Geometric optics 개념을 이용한 방법은 Fuji-Takahashi 법, Faltinsen 법과 Kwon 법 등이 ISO 15016 에서 추천되고 있다. 국내에서는 Kim(1983), Lew and Kim(1986)이 모멘텀 보존 법칙을 근간으로 한 연구를 수행한 바 있으며, Kwon(1987)은 geometric optics 개념을 이용해 반사파의 부가저항 산정을 위한 약산법을 제시하고 이의 검증을 위해 Series 60 에 대한 실험도 수행하였다. 그리고 Chun(1992)은 SWATH 선의 부가저항에 대한 실험도 수행하였다.

랜킨패널법은 그린함수방법에 비하여 비선형 해석으로의 확장이 용이하여 최근 선박의 파랑 중 운동 해석에 적용되고 있지만, 아직 부가저항에 있어서는 Joncquez 의 연구를 제외하고는 많은 연구가 진행되지 않았다. 본 연구에서는 시간영역 해법에서 B-spline 기반의 랜킨패널법을 적용하여

파랑 중 부가저항을 계산하는 해석법을 유도하고, 이를 적용하여 구해진 수치결과들을 검증하였다. 본 연구에서도 Neumann-Kelvin(NK) 및 double-body(DB) 선형화 방법들을 이용한 부가저항 해석 방법을 모두 정식화하고 이를 검증하기 위해 계산을 수행하였다. 개발된 프로그램의 정확도 및 체계적 검증을 위해 전진 속도가 없는 반구(hemisphere) 및 바지선에 가해지는 평균 표류력의 계산결과를 기존의 실험이나 계산결과와 비교하였고, 전진속도가 있는 경우에 대하여 Wigley 모델과 Series 60($C_B=0.7$) 선박에 대한 부가저항 계산결과를 실험과 비교하였다.

2. 수학적 배경

2.1 경계 조건 문제

무한수심의 자유표면 상을 양의 x 축 방향으로 일정한 전진속도 U 로 진행하고 있는 선박에 대해 Fig.1 와 같이 정의되는 선박 고정 좌표계를 생각해 보자. 이때 선박은 일정한 주기의 입사파를 만난다고 가정되며, A, ω 는 각각 입사파의 파고와 주파수를, β 는 입사각으로 정의한다. 선박이 강제라고 가정하면, 선박은 surge, sway, heave 의 병진 운동과 ($\vec{\xi}_T = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$), roll, pitch, yaw 의 회전 운동 ($\vec{\xi}_R = (\xi_4, \xi_5, \xi_6)$) 을 한다.

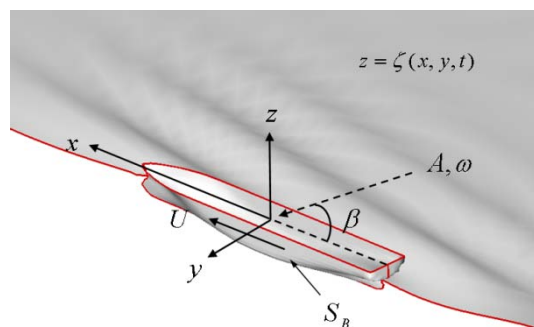


Fig. 1 Coordinate system

속도 포텐셜을 도입하면 유체장 내 지배방정식은 라플라스 방정식이 된다.

$$\nabla^2 \phi(x, t) = 0 \text{ in fluid domain} \quad (1)$$

속도 포텐셜은 다음과 같은 경계조건을 만족한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{U} \cdot \vec{n} + \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial t} \cdot \vec{n} \text{ on body surface} \quad (2)$$

$$\left[\frac{d}{dt} + \nabla \phi \cdot \nabla \right] [z - \zeta(x, y, t)] = 0 \text{ on } z = \zeta(x, y, t) \quad (3)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -g\zeta - \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi \text{ on } z = \zeta(x, y, t) \quad (4)$$

$\bar{\delta}$ 는 임의 지점에서의 선박의 변위 ($\vec{\xi}_T + \vec{\xi}_R \times \vec{x}$)이며, $\vec{U} = (U, 0, 0)$ 이다. 편의상 전체 속도 포텐셜을 기본 포텐셜 ($\Phi = O(1)$), 입사파 포텐셜 ($\phi_i = O(\varepsilon)$) 및 교란파 포텐셜 ($\phi_d = O(\varepsilon)$)로 분리한다.

$$\phi(\vec{x}, t) = \Phi(\vec{x}) + \phi_i(\vec{x}, t) + \phi_d(\vec{x}, t) \quad (5)$$

NK 선형화 방법을 적용하는 경우에 Φ 는 균일류 (Ux)이며, DB 선형화 방법인 경우에는 $z=0$ 을 대칭으로 이미지 물체를 두어 무한 유체장에서 $\partial \Phi / \partial n = \vec{U} \cdot \vec{n}$ 을 만족하는 경계조건 문제를 풀어 Φ 를 적용한다. 위의 속도 포텐셜을 경계조건에 넣고 정리하면 선형화된 자유표면 경계조건을 얻을 수 있다.

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla \Phi) \cdot \nabla \right] \zeta_d = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \phi_d}{\partial z} + (\vec{U} - \nabla \Phi) \cdot \nabla \zeta_i$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla \Phi) \cdot \nabla \right] \phi_d = -g\zeta_d + \vec{U} \cdot \nabla \Phi - \frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi$$

on $z=0$ (6)

이에 상응하는 선형 물체표면 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = \sum_{j=1}^6 \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial t} n_j + \xi_j m_j \right) - \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \text{ on } \bar{S}_B$$

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

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

(7)

경계조건 문제는 그린정리로부터 적분방정식을 유도하고 이산화한 뒤 랜킨소스를 선박의 표면과 자유표면에 분포하여 계산한다. 이때 속도 포텐셜

시간영역 랜킨 패널법에 의한 선박 부가저항의 수치해석

은 비스플라인 함수(B-spline function)를 이용하여 고차의 포텐셜로 계산한다(Kim and Kim 2006). 운동 방정식은 아래와 같이 적용될 수 있다.

$$[M_{jk}]\{\ddot{\xi}_k\} + [C_{jk}]\{\dot{\xi}_k\} = \{F_{F.K.j}\} + \{F_{H.D.j}\} \quad (8)$$

M_{jk}, C_{jk} 는 질량과 복원력 계수를 의미하고, $F_{F.K.}$ 는 Froude-krylov 힘, 그리고 $F_{H.D.}$ 는 교란되는 파와 선박 운동으로 발생하는 유체동역학적 힘이다. Kim and Kim(2006)은 위의 운동 방정식에서 Ogilvie(1964)에 의해 정의된 국부 복원항(local restoring term)을 고려하지 않는 경우에 계산된 결과가 실험 결과에 더욱 근사함을 보였다. 본 연구에서도 국부 복원항을 운동방정식에서 제거하고 운동방정식을 적용하였다.

2.2 부가저항 계산식

파랑 중 선박에 작용하는 부가저항은 선박에 작용하는 힘들 중 2차항 힘(second-order force)의 평균값으로 계산된다. 특히, 2차 힘의 평균값은 선형해의 제곱 항들로 계산할 수 있기 때문에 2차항의 경계조건 문제를 풀지 않아도 선형해로부터 부가저항의 계산이 가능하다.

기존의 부가저항 계산에서는 주로 주파수 영역에서 해석이 수행되어왔기 때문에 이를 시간영역 해법에 그대로 적용할 수 없다. 본 연구에서는 시간영역해석을 위하여 새로운 계산식을 유도하였다. 부가저항식을 유도하기 위하여 먼저 포텐셜을 $\phi = \Phi + \varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2$ 으로 섭동(perturbation)하고, 이를 베르누이 방정식에 넣은 뒤 테일러 전개를 통해 2차항까지 전개한 압력을 구한다. 그리고 선박 표면에 걸쳐서 압력을 적분하면, 다음과 같이 2차항의 유체력에 대한 식을 유도할 수 있다.

$$\vec{F}_2 = \int_{wL} \frac{1}{2} \rho g (\zeta - (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x))^2 \cdot \vec{n} dL$$

$$- \rho \int_{wL} \left(-(\vec{U} - \frac{1}{2} \nabla \Phi) \cdot \nabla \Phi \right) (\zeta - (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x)) \cdot \vec{n}_1 dL$$

$$- \rho \int_{wL} \bar{\delta} \cdot \nabla \left(-(\vec{U} - \frac{1}{2} \nabla \Phi) \cdot \nabla \Phi \right) (\zeta - (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x)) \cdot \vec{n} dL$$

$$- \rho \iint_{\bar{S}_b} g z \cdot \vec{n}_2 ds - \rho \iint_{\bar{S}_b} \frac{1}{2} (\nabla(\phi_i + \phi_d) \cdot \nabla(\phi_i + \phi_d)) \cdot \vec{n} ds$$

$$\begin{aligned}
 & -\rho \iint_{S_b} g(\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x) \cdot \bar{n}_1 ds \\
 & -\rho \iint_{S_b} \left(\frac{\partial(\phi_l + \phi_d)}{\partial t} - (\bar{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla(\phi_l + \phi_d) \right) \cdot \bar{n}_1 ds \\
 & -\rho \iint_{S_b} \bar{\delta} \cdot \nabla \left(\frac{\partial(\phi_l + \phi_d)}{\partial t} - (\bar{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla(\phi_l + \phi_d) \right) \cdot \bar{n} ds \\
 & -\rho \iint_{S_b} \left[\left(-\bar{U} - \frac{1}{2} \nabla\Phi \right) \cdot \nabla\Phi \right] \cdot \bar{n}_2 ds \\
 & -\rho \iint_{S_b} \bar{\delta} \cdot \nabla \left(-\bar{U} - \frac{1}{2} \nabla\Phi \right) \cdot \nabla\Phi \cdot \bar{n}_1 ds
 \end{aligned} \tag{9}$$

\bar{n} 은 선박의 법선 벡터이며 $\bar{n}_1 = R_1 \bar{n}$, $\bar{n}_2 = R_2 \bar{n}$ 이다.

$$R_1 = \begin{bmatrix} 0 & -\xi_6 & \xi_5 \\ \xi_6 & 0 & -\xi_4 \\ -\xi_5 & \xi_4 & 0 \end{bmatrix} \tag{10}$$

$$R_2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -(\xi_5^2 + \xi_6^2) & 0 & 0 \\ 2\xi_4\xi_5 & -(\xi_4^2 + \xi_6^2) & 0 \\ 2\xi_4\xi_6 & 2\xi_5\xi_6 & -(\xi_4^2 + \xi_5^2) \end{bmatrix} \tag{11}$$

부가저항은 식 (9)의 x 방향 힘으로 정의된다. 주파수 영역의 문제에서와 유사하게 식 (9)의 경우에서도 정수면 아래 물체표면 적분항과 물체표면에서의 수선 적분항으로 2 차 평균 유체력이 표현된다. 그러나, 식 (9)는 DB 선형화 방법에 의한 경우의 정식화로부터 유도되는 결과라는 것을 주지할 필요가 있다. 일반적으로 주파수 영역에서 적용되는 NK 선형화 방법을 시간영역에서 적용하고자 하는 경우에는 Φ 가 있는 항을 제거함으로써 더욱 간결한 식으로 정리될 수 있다.

3. 수치계산 결과

본 연구에서는 수치계산 결과의 타당성을 검증하기 위하여 우선 속도가 없는 경우의 반구(hemi-sphere) 및 바지선에 대하여 부가저항 (즉, 2 차 평균 표류력)을 계산하고 이를 기존의 실험 결과와 서로 비교하였다. 그리고 전진 속도가 있는 문제에 대한 검증을 위해 Journee(1992)에 의해 정의된 Wigley 선박 I 및 III 모델과 Series 60 ($C_B=0.7$)의 부가저항을 계산하여 그 계산 결과들

을 실험 결과들과 비교하였다. 특히, 전진 속도가 있는 경우, NK 및 DB 선형화 기법을 적용하여 계산한 결과들을 비교하였다.

3.1 전진속도가 없는 경우: 반구 및 바지선

전진 속도가 없는 경우에 대하여 실험 결과와 비교된 모델은 반구(hemi-sphere)와 길이 x 폭 x 깊이(LxBxD)가 150(m)x50(m)x10(m)인 바지선이다. 반구의 경우 Kudoh(1977)가 실험하여 계측한 결과가 발표된 바 있으며, 바지선은 Pinkster 와 van Oortmerssen(1977)에 의해 실험과 계산이 수행된 바 있다. Fig. 2 에 계산에 적용된 반구와 바지선의 패널 모델들을 나타내었다.

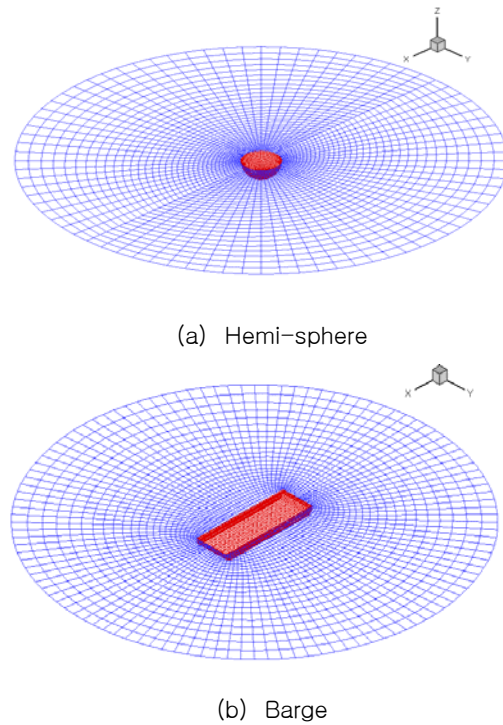
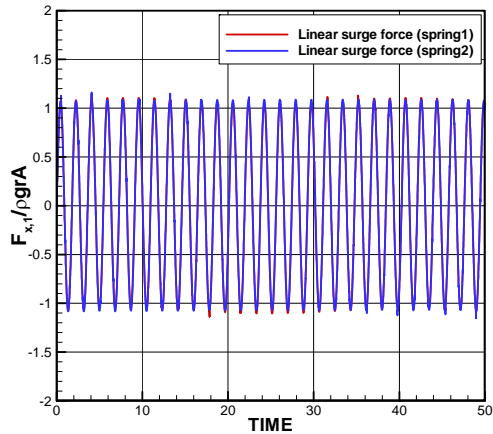


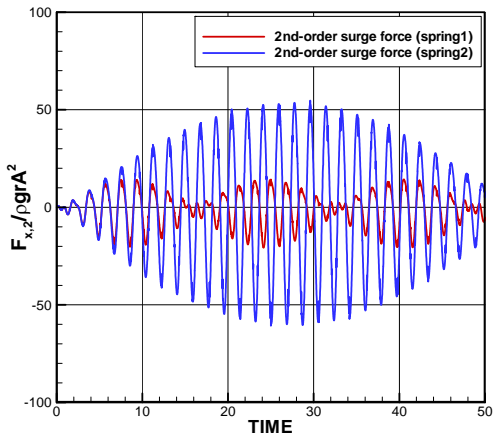
Fig. 2 Panel models of hemi-sphere and barge

본 연구는 시간 영역에서의 해석이기 때문에 복원력이 없는 surge, sway, yaw 운동에 대해서는 일반적으로 많이 적용되는 소프트 스프링(soft-

spring)으로 복원력을 주었다. 이러한 소프트 스프링의 적용은 Kim et al.(2007)에서 언급된 바 있다.



(a) Linear force



(b) 2nd-order force (quadratic term only)

Fig. 3 Time-histories of surge force with different soft-spring strength on hemi-sphere, $kr = 1.2$

Fig. 3 은 시간에 따른 반구의 surge 방향 힘과 선형해의 제곱 항으로만 구성된 2 차의 힘을 나타내고 있으며, 각기 다른 스프링 세기를 적용하였을 때의 결과를 보여준다. Spring1 은 소프트 스프링의 주기를 30 초 정도로 준 경우이며, Spring2 는 100 초 정도의 경우이다. 이들 경우, 스프링의

세기는 Spring1 이 더욱 크다. 선형 surge 힘을 보면 스프링에 의한 영향이 거의 없지만 2 차항에서는 스프링의 세기에 따라 그 변동이 많이 달라지고 있다. 부가저항은 2 차항의 평균값이며 두 경우의 평균값은 스프링 영향에 따라 다를 수 있다. 따라서 부가저항을 계산하는 경우에 소프트 스프링에 의한 영향이 커지지 않도록 계산에 주의가 필요하다.

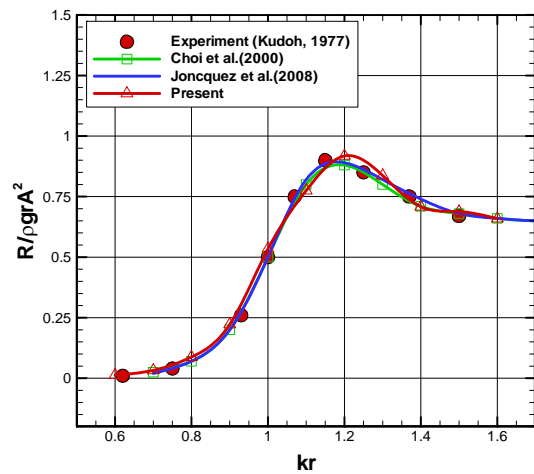


Fig. 4 Added resistance of hemi-sphere: $F_n=0.0$

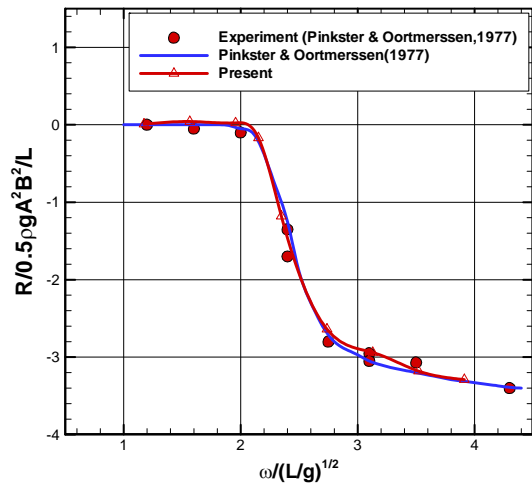


Fig. 5 Added resistance of barge: $F_n=0.0$, wave heading angle = 180 deg

Fig. 4는 각기 다른 파장에서 반구의 부가저항을 계산한 것이다. 스프링의 영향을 최소화 하기 위하여 충분한 시간의 신호에 대하여 평균값을 구하였다. 본 연구의 계산 결과는 실험 결과와 큰 차이가 나지 않으며 Choi et al.(2000)이나 Joncquez et al.(2008)의 결과와 유사한 경향을 보인다. Fig. 5는 바지선의 부가저항 결과이며, 본 연구의 계산 결과는 실험 결과와 잘 일치하는 경향을 보이고 있다. 이러한 반구 및 바지선에 대한 2 차 평균 유체력 계산 결과와 실험 결과의 비교를 통해 속도가 없는 경우의 본 해석 방법의 타당성을 검증하였다.

3.2 전진 속도가 있는 경우: Wigley 선형 및 Series 60 ($C_B=0.7$) 선형

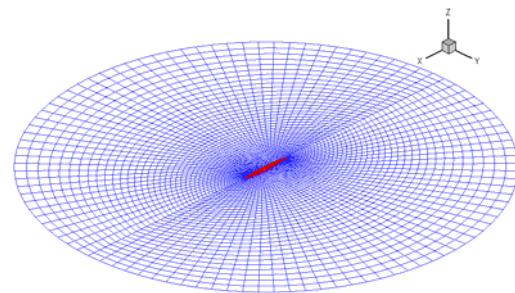
본 장에서는 전진 속도가 있는 경우 Wigley I 과 III 모델에 대한 부가저항을 계산하고 그 결과를 Journee(1992)의 실험 결과와 비교하였다. 또한, 방형계수가 0.7 인 Series 60 선형에 대한 계산도 수행하여 실험 결과와 비교하였다. 각 모델에 대한 주요치수들은 Table 1 과 같이 정리된다. Wigley I 모델은 중앙단면 계수가 0.909 이고 Wigley III 모델은 0.667 로 Wigley I 이 더욱 볼록한 선형이다.

Table 1 Main dimensions of the models

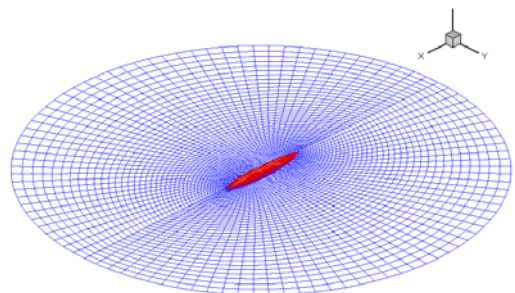
Model	Wigley I	Wigley III	Series 60 ($C_B=0.7$)
Length	3.0	3.0	100
Breadth	0.3	0.3	14.28
Draught	0.1875	0.1875	5.7
Volume	0.0946	0.0780	5624.5
Center of gravity	0.1700	0.170	5.7

Fig. 6은 계산에 적용된 Wigley I 모델과 Series 60 선박의 패널 모델들을 보여주고 있다. 자유표면의 크기는 각 입사파의 파장마다 파장의 세배 이상 되는 크기로 주고 계산하였다. 패널 개수는 선박의 한쪽 대칭면(y 축의 양의 방향)에 대하여 600~800 개를 분포하였으며 자유표면도 한쪽 대

칭면에 대하여 2000 개 이상 충분히 분포하여 패널 개수에 따른 영향을 최소화하였다. Wigley 모델과 Series 60 선박의 계산에서는 실험 결과와의 비교를 위하여 surge 운동을 고정하고 계산하여 소프트 스프링에 의한 영향은 배제하였다. 전진속도가 있는 계산 문제에서는 전진속도에 의해 정상해(steady solution)가 발생하는데 식(9)의 2 차항 힘을 계산하는 경우의 1 차항 변위나 힘은 선형해에서의 정상해를 고려하여 수정하였다.



(a) Wigley I model

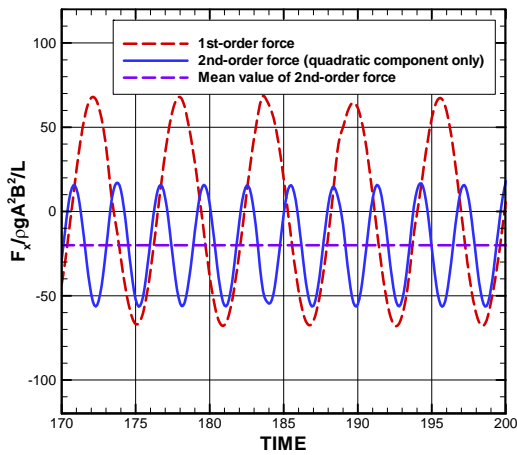


(b) Series 60 ($C_B=0.7$)

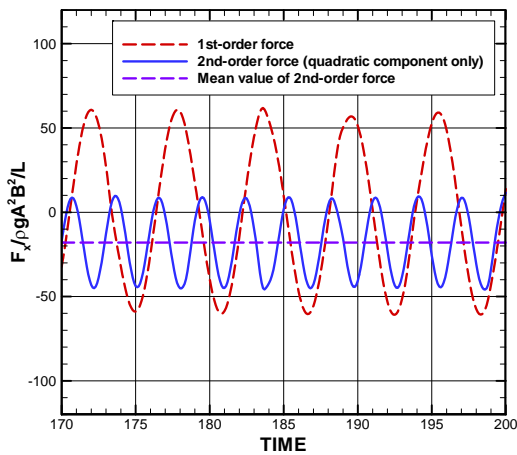
Fig. 6 Panel models of Wigley I model and Series 60 ($C_B=0.7$)

Fig. 7은 Wigley I 모델이 $F_n=0.2$ 로 전진하는 경우, $\lambda/L=1.15$ 에서의 1 차항 및 2 차항의 힘을 나타내었다. 2 차항의 힘은 식(9)로 계산되는 값으로 1 차항의 제곱항들로만 이루어진 힘이다. 결과를 보면 2 차항의 힘의 진동 주파수는 1 차항 힘의 주파수에 비해 두 배로 나타나고 있어 2 차항의 힘의 특성이 잘 나타나고 있음을 알 수 있다. NK 선형화의 1 차항 및 2 차항 힘의 진동폭이 DB 선

형화의 결과보다 더 크게 나타나고 있지만, 2 차항 힘의 평균 값은 서로 근사하게 나타나고 있다. 이 평균값이 바로 선박에 작용하는 부가저항이며 시간 영역에서 각 파장마다 규칙파로 시뮬레이션을 수행한 뒤 2 차항 힘의 평균값을 구해야 한다.

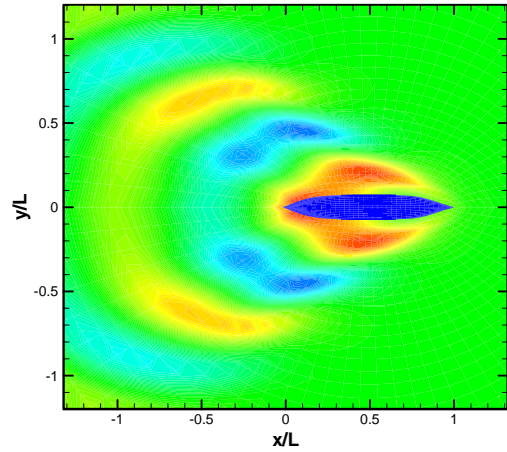


(a) Neumann-Kelvin linearization

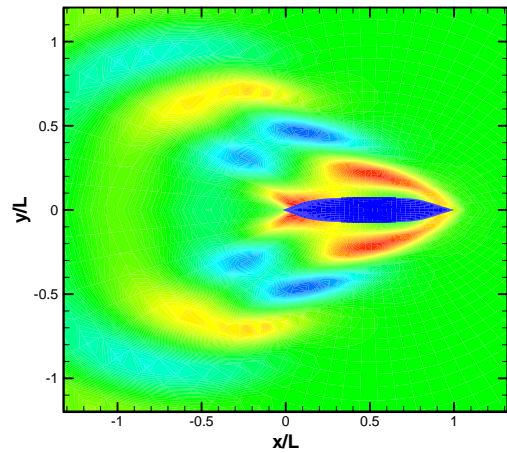


(b) Double-body linearization

Fig. 7 Time-histories of surge force on Wigley I hull models : $F_n=0.2$, wave heading angle = 180 deg, $\lambda / L=1.15$



(a) Neumann-Kelvin linearization

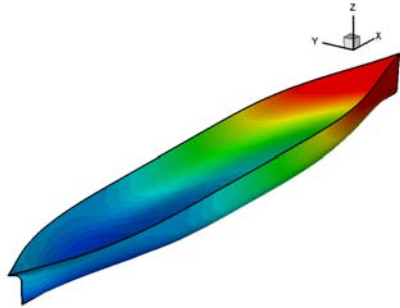


(b) Double-body linearization

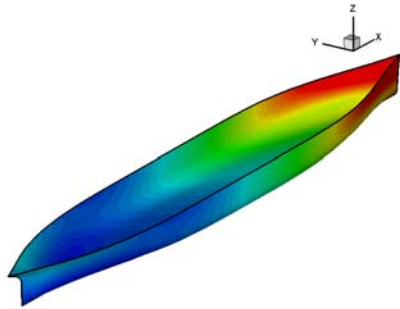
Fig. 8 Wave contours around of Series ($C_B=0.7$) hull, $F_n=0.222$, wave heading angle = 180 deg, $\omega_e \sqrt{L/g} = 3.58$

Fig. 8 은 임의의 시간에 계산된 Series 60 주변의 파형 분포를 나타낸다. 여기서 나타낸 파형 분포는 입사파와 정상파(steady wave)를 제외한 순수하게 산란되는 비정상파(unsteady wave)만을 나타내었으며, 주파수는 $\omega_e \sqrt{L/g} = 3.58$ 인 경우이다. Nakos(1990)는 정상 유동(steady flow)에서 NK 선형화와 DB 선형화의 파형(wave pattern)을 비교한 연구를 한 바 있으며, 배수량형 선박에 대

하여 선미부와 선수부에서 선형화 방법에 따라 파고가 다르게 나타난다고 보고하였다. 본 연구에서는 비정상파를 비교하였는데, 비정상파의 경우에도 Nakos 의 연구 결과와 같이 선박의 선수부와 선미부에서 산란되는 파가 다소 다르게 나타나고 있다. 이러한 파형 분포의 차이로 인해 선박에 작용하는 압력 분포가 달라지는데 위 경우 선박 표면의 압력 분포를 Fig. 9 에 나타내었다. NK 및 DB 선형화의 압력 분포 결과가 주로 선수부와 선미부에서 다르게 나타나고 있다. 따라서 직접 압력 적분을 하는 경우 결국 두 선형화 방법으로 계산한 부가저항 값에 차이가 발생함을 알 수 있다.



(a) Neumann-Kelvin linearization



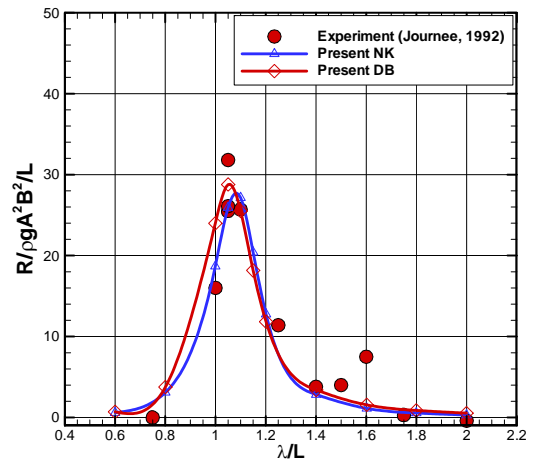
(b) Double-body linearization

Fig. 9 Pressure distributions of Series ($C_B=0.7$) hull, $Fn=0.222$, wave heading angle = 180 deg, $\omega_e \sqrt{L/g} = 3.58$

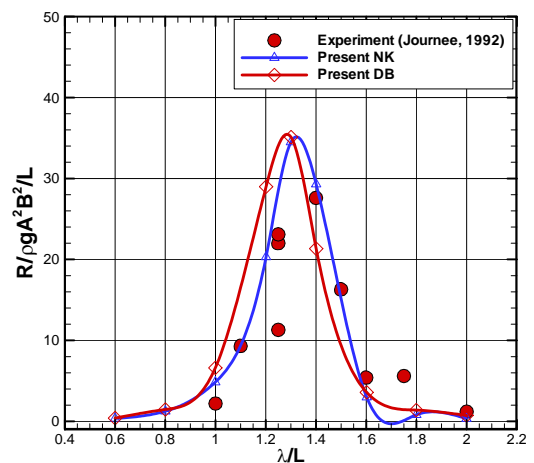
Fig. 10 은 각기 다른 속도에서 Wigley I 모델에 가해지는 부가저항을 입사파의 파장에 따라 나타내었다. $Fn=0.2$ 인 경우, NK 선형화와 DB 선형화는 큰 차이가 없으며 실험 결과와도 근사한 경향

을 보인다. $Fn=0.3$ 인 경우에도 DB 및 NK 선형화의 결과는 큰 차이가 없어 보이지만 공진점 부근에서 NK의 결과가 좀더 실험값에 근사해 보인다.

Fig. 11 은 $Fn=0.3$ 으로 전진하는 Wigley III 모델의 부가저항을 나타낸다. Joncquez et al.(2009) 은 이 조건에 대한 DB 선형화와 NK 선형화의 비교에서 DB 선형화를 적용한 계산결과가 더 큰 부가저항을 예측한다고 소개한 바 있는데, 본 연구에서도 이들의 연구와 동일한 경향이 관찰되었다.



(a) $Fn = 0.2$

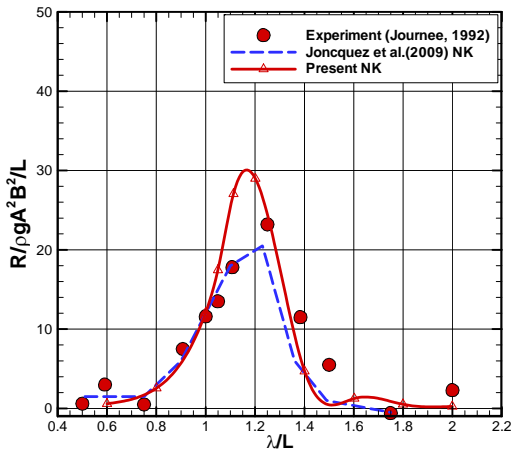


(b) $Fn = 0.3$

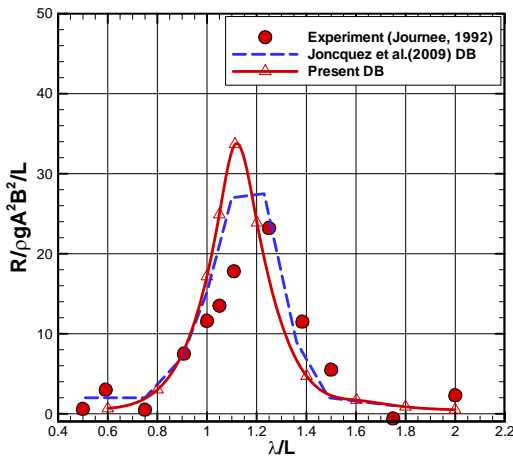
Fig. 10 Added resistance of Wigley hull I model: 180 deg heading.

Fig. 10 과 11 에서 보여주는 바와 같이 NK 선형화 및 DB 선형화의 결과가 속도가 커짐에 따라 공진 주파수에서 차이가 있음이 관찰되었는데, 본 선형의 경우 실험 결과와의 비교만으로 보면 고속에서 NK 선형화의 적용이 더욱 타당해 보인다.

$F_n=0.3$ 부근의 고속인 경우에는 NK 선형화의 결과가 실험값에 더 근사했지만 저속에서는 DB 선형화의 결과가 NK 선형화보다 나은 경향을 보여준다고 판단된다. Joncquez et al.(2009)의 결과에 비해 DB 선형화를 적용한 본 계산의 결과가 공진 주파수의 추정에 있어 더 나은 결과를 보여주는 것으로 판단되나, NK 선형화 결과에 있어서는 고주파수 영역에서는 다른 경향이 관찰되었다.



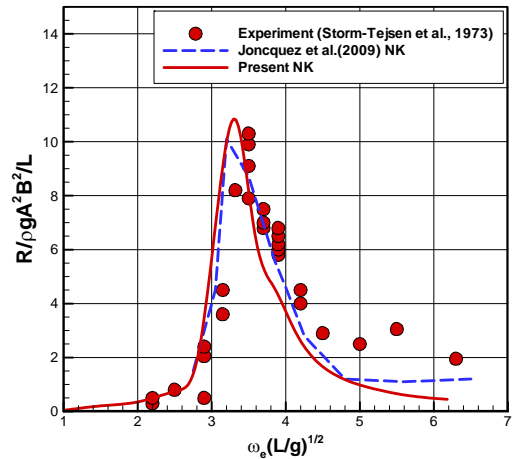
(a) Neumann-Kelvin linearization



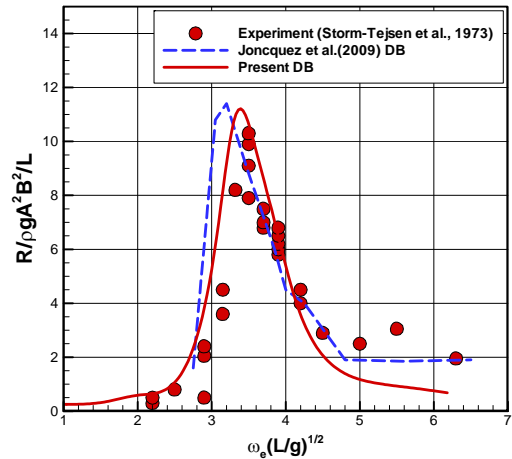
(b) Double-body linearization

Fig. 11 Comparison of added resistance on Wigley hull III model: $F_n=0.3$, 180 deg heading.

Fig. 12 는 $F_n=0.222$ 로 전진하는 Series 60 ($C_B=0.7$)의 부가저항을 보여준다. 부가저항의 공진 주파수에 대해 살펴보면 앞서 Wigley 에서



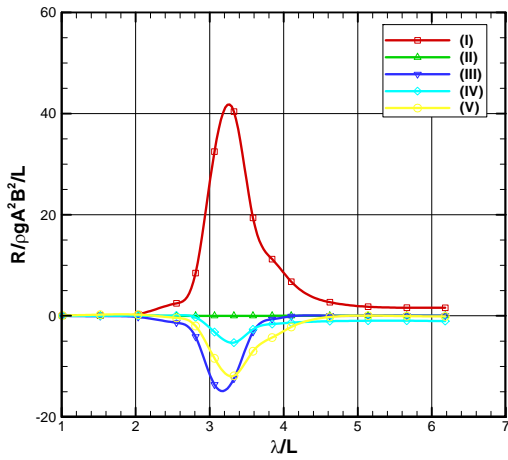
(a) Neumann-Kelvin linearization



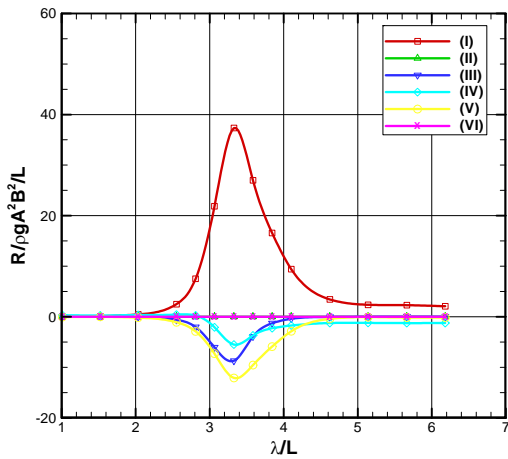
(b) Double-body linearization

Fig. 12 Comparison of added resistance on Series ($C_B=0.7$) hull: $F_n=0.222$, 180 deg heading.

사실, DB 선형화는 저속이라는 가정하에 정식화하는 이론이므로 속도가 큰 경우에는 적용의 한계성을 가질 것으로 예상된다. 이에 대해서는 선형의 특성, 특히 길이-폭 비율과 방형계수 등에 대한 체계적 관찰을 통해 보다 정확한 결론에 다다를 수 있을 것이나, 본 연구에서 관찰된 경향과 크게 다르지 않을 것으로 예상된다.



(a) Neumann-Kelvin linearization



(b) Double-body linearization

Fig. 13 Components of added resistance on Series ($C_B=0.7$) hull, $Fn=0.222$, wave heading angle = 180 deg

Fig. 13 은 Series 60 에 대해서 식(9)에 나타난 부가저항 성분들의 값을 나타내었다. 각 성분들은 다음과 같이 분류하였다.

$$\begin{aligned}
 (I) = & \int_{wL} \frac{1}{2} \rho g (\zeta - (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x))^2 \cdot \bar{n} dL \\
 & - \rho \int_{wL} \left(-(\bar{U} - \frac{1}{2} \nabla \Phi) \cdot \nabla \Phi \right) (\zeta - (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x)) \cdot \bar{n}_1 dL \\
 & - \rho \int_{wL} \bar{\delta} \cdot \nabla \left(-(\bar{U} - \frac{1}{2} \nabla \Phi) \cdot \nabla \Phi \right) (\zeta - (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x)) \cdot \bar{n} dL
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$(II) = -\rho \iint_{S_B} g z_0 \cdot \bar{n}_2 ds \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
 (III) = & -\rho \iint_{S_B} g (\xi_3 + \xi_4 y - \xi_5 x) \cdot \bar{n}_1 ds \\
 & - \rho \iint_{S_B} \left(\frac{\partial(\phi_t + \phi_d)}{\partial t} - (\bar{U} - \nabla \Phi) \cdot \nabla(\phi_t + \phi_d) \right) \cdot \bar{n}_1 ds
 \end{aligned} \tag{14}$$

$$(IV) = -\rho \iint_{S_B} \frac{1}{2} (\nabla(\phi_t + \phi_d) \cdot \nabla(\phi_t + \phi_d)) \cdot \bar{n} ds \tag{15}$$

$$(V) = -\rho \iint_{S_B} \bar{\delta} \cdot \nabla \left(\frac{\partial(\phi_t + \phi_d)}{\partial t} - (\bar{U} - \nabla \Phi) \cdot \nabla(\phi_t + \phi_d) \right) \cdot \bar{n} ds \tag{16}$$

$$\begin{aligned}
 (VI) = & -\rho \iint_{S_B} \left[\left(-(\bar{U} - \frac{1}{2} \nabla \Phi) \cdot \nabla \Phi \right) \cdot \bar{n}_2 \right] ds \\
 & - \rho \iint_{S_B} \bar{\delta} \cdot \nabla \left(-(\bar{U} - \frac{1}{2} \nabla \Phi) \cdot \nabla \Phi \right) \cdot \bar{n}_1 ds
 \end{aligned} \tag{17}$$

Fig. 13 을 보면 NK 및 DB 선형화의 부가저항의 성분 중에서 수선면 적분에 해당하는 (I) 성분이 가장 큰 비중을 차지하고 있으며 다음으로 (III) 및 (V) 이 큰 비중을 차지하고 있음을 알 수 있다. Pinkster 및 van Oortmerssen(1977)은 전진속도가 없는 바지선의 계산에서 (I) 성분이 가장 큰 비중을 차지하며 다음으로 (IV) 성분이 큰 비중을 차지한다는 연구 결과를 보였는데, 전진 속도가 있는 본 문제에서도 역시 (I) 성분이 가장 큰 비중을 차지하지만 두 번째로는 (IV)의 성분보다는 (III)이나 (V)가 더 큰 비중을 차지하고 있는 것을 알 수 있다. (V)가 크다는 것은 선형의 변위($\bar{\delta}$)에 의한 영향이 큰 것을 의미하며 결국 전진속도 문제에서는 방사(radiation)에 의한 부가저항 성분이 크다

는 것을 의미한다. 2 차의 법선 벡터 (\vec{n}_2) 가 있는 적분항인 (II)와 (VI)는 부가저항 성분에서 큰 비중을 차지하지는 않았다.

지금까지 전진속도 중에서 다양한 선박의 부가저항에 대한 계산 결과와 실험 결과와의 비교를 통해 랜킨 패널법을 이용한 부가저항 계산의 타당성을 검증하였고, NK 선형화와 DB 선형화에서 부가저항 결과의 차이에 대해서 살펴보았다. 앞으로 NK 선형화 및 DB 선형화의 비교 연구는 파형 분포, 압력 분포 및 운동 및 구조 응답 등에 대해서도 체계적인 연구가 필요할 것이다.

4. 결론

본 연구에서는 시간 영역에서 B-spline 기반의 랜킨 패널법을 이용한 선박의 부가저항 계산기법에 대하여 다루었다. 반구, 바지선, Wigley 모델 및 Series 60 선박들의 부가저항 계산 결과를 실험 결과와 비교하였고, NK 선형화 및 DB 선형화의 결과도 비교하여 다음의 결론들을 얻었다.

- (1) 부가저항 해석을 위한 3 차원의 시간 영역 고차 랜킨 패널 프로그램이 개발되었으며, 다양한 모델과 속도에서 전반적으로 실험 결과와 근사한 계산 결과들을 보여 주었다.
- (2) 시간 영역에서 복원력을 주기 위한 가상의 소프트 스프링 시스템이 부가저항 계산에 영향을 미칠 수 있기 때문에 2 차항의 평균값을 구하는 과정에서 이에 대한 주의가 필요하다.
- (3) 속도가 크거나 선박이 세장체(slender body)인 경우에는 전체적으로 NK 선형화의 결과가 DB 선형화보다 공진 주파수나 그 크기에 있어서 실험에 근사한 경향을 보이지만, 속도가 작거나 배수량형 선박인 경우에는 DB 선형화의 결과가 NK의 결과보다 나은 경향을 보이며 이는 각 선형화 이론의 가정에도 부합한다. 따라서 부가저항의 계산에 있어서 선박의 형상과 속도에 따라 적절한 선형화 방법의 적용이 필요하다.

후 기

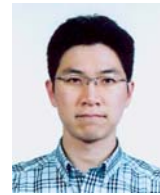
본 연구는 대우조선해양과 서울대학교의 크루

즈션 연구 산학협력단의 제 1 과제의 일부 지원과 WISH 개발과제의 일부 지원으로 이루어졌음을 밝히며, 후원 연구기관의 지원에 감사 드립니다.

참 고 문 헌

- Choi, Y.R., Hong, S.Y., Choi, H.S., 2000, "An analysis of second-order wave forces on floating bodies by using a higher-order boundary element method," *Ocean Engineering*, Vol. 28, pp. 117-138.
- Chun, H.H., 1992, "On the Added Resistance of SWATH Ships in Waves," *Journal of the Society of Naval Architects of Korea*, Vol. 29, No. 4, pp. 75-86.
- Grue, J. and Biberg, D., 1993, "Wave forces on marine structures with small speed in water of restricted depth," *Applied Ocean Research*, Vol. 15, pp. 121-135.
- Joncquez, S.A.G., Bingham, H., Andersen, P., 2008, "Validation of added resistance computations by a potential flow boundary element method," 27th Symposium on Naval Hydrodynamics.
- Joncquez, S.A.G., Bingham, H., Andersen, P., 2009, "A comparison of methods for computing the added resistance of ships using a higher-order BEM," 24th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, pp. 121-124.
- Journee, J.M.J., 1992, Experiments and calculations on four Wigley hull forms, TU Delft Report.
- Kim, H.C., 1983, "On the Added Resistance of a Ship in a Regular Head Sea," *Journal of the Society of Naval Architects of Korea*, Vol. 20, No. 3, pp. 17-20.
- Kim, K.-H., Kim Y., 2006, "A Numerical

- Method for Linear Ship Motion Problem in Time Domain,” Proceedings of the Annual Autumn Meeting, SNAK.
- Kim, K.-H., Kim, Y., Kim, Y., 2007, “ On technical Issues in the Time-domain Analysis of Ship Motions,” Korean Association of Ocean Science and Technology Societies Conference.
 - Kring, D.C., Milewski, W.M., Fin, N.E., 2004, “ Validation of a NURBS-based BEM for multi-hull seakeeping,” 25th Symposium on Naval Hydrodynamics.
 - Kudoh, K, 1977, “ The drifting force acting on a three-dimensional body in waves,” Journal of Society of Naval Architectures in Japan, Vol. 141, pp. 71-77.
 - Kwon, Y.J., 1987, “ A Research on the Added Resistance Due to Wave Reflection,” Journal of the Society of Naval Architects of Korea, Vol. 24, No. 1, pp. 35-41.
 - Lew, J.-M., Kim, H.C., 1986, “ On the Prediction Method of Added Resistance of Ships in Regular Head Waves,” Journal of the Society of Naval Architects of Korea, Vol. 23, No. 2, pp. 14-20.
 - Nakos, D.E., 1990, Ship wave patterns and motions by a three dimensional Rankine panel method, PhD Thesis, MIT, Cambridge, MA.
 - Ogilvie, T.F., 1964, “ Recent progress toward the understanding and predicting of ship motions,” 5th Symposium of Naval Hydrodynamics.
 - Pinkster, J.A. and van Oortmerssen, G., 1977, “ Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves” , 2nd Numerical Ship Hydrodynamics, pp. 136-156.
 - Storm-Tejsen, J., Yeh, H.Y.H., Moran, D.D., 1973, “ Added resistance in waves,” Transactions of the SNAME, Vol. 81, pp. 250-279.



< 김 경 환 >



< 김 용 환 >