

大韓造船學會論文集
 第 37 卷 第 2 號 2000 年 5 月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 37, No. 2, May 2000

정지 세장선의 파랑 중 선형 및 비선형 유체력 계산 : 무한 수심의 경우

김용환*

Computation of the Linear and Nonlinear Hydrodynamic Forces on Slender Ships with Zero Speed in Waves: Infinite-Depth Case

by

Yonghwan Kim*

요 약

본 논문에서는 무한수심의 해양에서 파랑 중의 세장선에 작용하는 선형 및 비선형 동유체력의 계산을 위해 unified 이론을 적용하고자 한다. 세장선은 전진속도를 가지지 않는 것으로 가정하였으며, 이러한 가정은 FPSO, shuttle tanker 등과 같은 선박에 적용된다. Unified 이론을 적용하기 위해 우선 스트립 이론의 결과를 필요로 하며, 이를 위해 NIIRID를 이용하였다. 선형이론을 적용하여 선박의 동유체력 계수 및 운동응답특성들을 살펴보았으며, 이들 결과를 이용하여 2차 비선형 동유체력을 구하였다. Unified 이론은 2차원 결과를 단순히 합한 스트립 이론에 3차원 수정항을 더하기 때문에, 선형이론의 경우 heave 및 pitch 운동에 대해 3차원 panel 프로그램들과 비슷한 정확도를 기대할 수 있다. 특히 본 연구에서는 이러한 선형이론을 2차 동유체력의 계산으로 확장하였으며, 이러한 확장이 합리적인 결과를 주고 있음을 확인할 수 있었다.

Abstract

In the present paper, an infinite-depth unified theory is applied to the computation of the linear and second-order hydrodynamic forces on slender bodies. No forward speed is assumed, which is valid for some types of ships, like FPSOs and shuttle tankers. Strip theory solution, which is essential for the extension to unified theory, was obtained using NIIRD program developed at MIT. The linear theory is extended to the computation of the second-order mean-drift forces and moment. Furthermore, Aranha's formula is applied to the prediction of wave drift damping coefficients. From this study, it is proved that unified theory provides an accuracy comparable with 3D panel method for the second-order forces as well as the linear solution with much less computational effort.

접수일자 : 1998년 12월 8일, 재접수일자 : 1999년 7월 5일

* American Bureau of Shipping

1. 서론

최근 해양에서의 석유채취는 더욱 깊은 수심에서 행해지고 있으며, 이를 위해 해양구조물의 형태도 많은 변화를 보이고 있다. 최근 많은 관심이 되고 있는 FPSO(Floating Production, Storage, and Off-loading Vessel)도 이러한 노력의 하나이다. FPSO는, 그 이름이 의미하는 바와 같이, 지정된 해상위치에 계류되어 해저에 설치된 석유생산장치로부터 송유관을 통해 석유를 선박으로 운반하고 이를 비축하였다가 shuttle tanker를 통해 운반하게 하는 선박이다. 이 선박의 큰 특징 중 하나는 정지된 위치에서 머물러야 한다는 것으로, 이 경우 일반 상용선과는 조금 다른 유체역학적 관찰이 요구된다. 즉, 일반 상용선에서 중요시되는 저항추진성과 같은 관점보다는 계류장치의 설계를 위한 2차 저주파(low-frequency) 유체력과 같은 내용들이 주된 관심이 된다. 이처럼 정지중의 선박에 가해지는 유체 동력학적 특성들은 FPSO 뿐만 아니라 shuttle tanker나 바지(barge) 등의 설계에도 중요하다.

본 연구는 이처럼 정지해 있는 선박이 파랑 중에 받게 되는 유체력과 운동성능 및 2차 시간평균 표류력(mean-drift force) 등의 계산을 목표로 하였다. 이러한 유체역학적 특성들은 WAMIT이나 SWAN 등과 같은 3차원 panel 프로그램들을 이용하여 계산할 수 있으나, 본 연구에서는 선박의 형상특성을 이용한 세장선 이론(slender-body theory)을 이용해 거의 유사한 정확도 범위 내에서 3차원 panel 프로그램들 보다 훨씬 신속한 계산을 수행할 수 있는 기법을 개발하고자 하였다. 세장선 이론은 20년 전에 이미 그 이론의 대부분이 알려진 선박유체역학의 고전적 기법 중 하나로, 전산기의 발달과 함께 현재는 잊혀져가고 있는 방법 중의 하나이다. 본 논문에서는 이러한 고전적 기법이 현재까지도 일부 특정 문제에 대해서는 유용하게 적용될 수 있음을 보일 것이다.

세장선 이론의 대표 격인 스트립 이론(strip

theory)은 현재에도 선박의 운동성능 해석을 위해 널리 실용적으로 사용되고 있다. 이 이론은 본 논문에서 다시 언급할 필요가 없을 정도로 그 이론이 잘 알려져 있으며, 특히 파랑 중의 운동응답의 예측에서 추파(following sea)의 경우를 제외하고는 일반적으로 그 정확도가 나쁘지 않은 것으로 알려져 있다. 그러나, 이 이론은 저주파에서는 운동응답을 제외한 기타 유체력 관련 특성들의 예상에는 적합하지 않은 이론이다. 본 연구에서 적용된 이론은 unified 이론으로, 이 기법은 Newman[11,12]에 의해 선박운동에 대한 이론이 개발되었으며 Sclavounos [14,15,16]에 의해 회절(diffraction) 문제까지 확장되었다. 특히, unified 이론은 저주파 및 고주파 전체 영역에서 정확한 결과를 기대할 수 있다.

본 논문에서는 unified 이론을 적용한 계산결과를 소개하고자 한다. 특히, 본 연구에서는 이에 그치지 않고, 선형이론 결과를 이용해 2차 차수 유체력인 시간평균표류력 및 파랑표류감쇠(wave drift damping)를 계산하는 것까지 확장하였다. 2차 시간평균표류력은 위치제어장치 및 계류삭(mooring line)의 설계에 극히 중요한 인자이다. 또한, 많은 경우, Newman의 근사법을 이용하여 전체 2차 차수 유체력의 계산으로 확장할 수도 있다. 파랑표류감쇠는 최근 Aranha의 공식[1,2]의 등장과 더불어 최근 학계에서 더욱 많은 논란이 되고 있는 문제이다. Aranha의 공식의 가장 중요한 이점은 전진속도가 있는 경우에 대한 계산을 수행하지 않고도, 정지속도의 경우에 대한 결과만으로 파랑표류감쇠를 결정할 수 있다는 것이다. 본 연구에서도 이를 이용하여 파랑표류감쇠를 구하였다.

계산에 적용된 선형들로는 2차 다항식으로 표시되는 수학적 선형과 방형계수(block coefficient)가 0.7인 Series 60 선형, 그리고 4차 다항식의 수선면과 반원형의 단면을 가지는 수학선형 등으로, 계산결과들은 3차원 panel 프로그램인 WAMIT의 결과 및 이미 발표된 기존 결과들과 비교하였다. 세장선 이론의 최대 장점은 계산시간이 대단히 빠르며, 선형입력자료가 가장

단순한 단면 offset이라는 점으로, 이러한 연구를 통해 선박설계에 세장선 이론이 유용하게 사용될 수 있음을 확인할 수 있다.

2. 무한 수심에 대한 Unified 이론

우선, Newman 및 Sclavounos에 의해 전개된 무한수심에서 대한 이론을 간략히 살펴보고자 한다. 이 이론의 수학적 접근방법은 matched asymptotic expansion이다. 이를 위해 선체에서 멀리 떨어진 영역(far field)과 선체에 매우 근접한 영역(near field)으로 나누어 생각해 보아야 한다. Matched asymptotic expansion 기법은 이 해들이 두 영역의 중간영역(intermediate zone)에서는 같은 결과를 주어야 한다는 기본적인 내용에 근거한다. 따라서, 두 영역의 해에 대해 고찰해 보고자 한다.

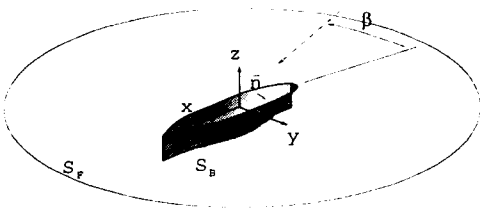


Fig. 1 Coordinate system

우선, Fig. 1과 같이 선체의 중심과 자유수면 상에서 정의되는 직교좌표계를 도입하고, 이상유체를 가정하여 속도 포텐셜 (velocity potential) $\phi(x, y, z, t)$ 을 정의하자. 그리고, 문제의 정식화를 위해 선형이론의 범위 내에서 문제를 다루고자 한다. 또한, 물체의 단위운동에 대한 속도포텐셜 $\phi_j(x, y, z)$ 를 아래와 같이 도입하자.

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \text{Re}\{ \psi(x, y, z) e^{i\omega t} \} \\ &= \text{Re}\left[A(\phi_I + \phi_T) + \sum_{j=1}^6 \xi_j \phi_j \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 ϕ_I, ϕ_T, A, ξ_j 는 입사파, 회절파의 속도포텐셜 및 입사파의 파고 및 선체의 운동진폭을 의

미하며, 아래첨자 j 는 운동의 방향을 의미한다. 입사파에 대한 속도포텐셜은 주파수 ω 에 대해 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\phi_I(x, y, z) = \frac{i\omega}{g} e^{kz - ik(x\cos\beta + y\sin\beta)} \quad (2)$$

이때, k 는 파수(wave number)로서 $k = \omega^2/g$ 를 만족한다. 그리고, β 는 입사파의 진행각으로 Fig. 1에서와 같이 정의된다.

단위운동에 대한 속도포텐셜 ϕ_j 에 대해 우리가 풀고자 하는 문제는 다음과 같은 경계치 문제로 표현할 수 있다.

- 유체장 내

$$\nabla^2 \phi_j = 0 \quad (3)$$

- 자유수면 ($z=0$)

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi_j = 0 \quad (4)$$

- 물체 경계조건

$$\vec{n} \cdot \nabla \phi_j = \begin{cases} i\omega n_j & j=1, \dots, 6 \\ -\vec{n} \cdot \nabla \phi_I & j=7 \end{cases} \quad (5)$$

이때, $\vec{n} = (n_1, \dots, n_6)$ 는 물체표면에서의 직선운동 및 회전운동의 단위 법선벡터이다. 한편, 이 경계치 문제에서 방사조건도 만족되어야 한다. 본 연구에서 다룰 unified 이론은 heave와 pitch운동만을 다루게 된다. 이는 대해서는 차후에 그 이유를 기술하고자 한다. 따라서, 다음에 이어질 내용들은 $j=3,5$ 에 대한 이론임을 밝혀둔다.

2.1 원거리 영역에서의 해

어떠한 부유체로부터 멀리 떨어진 영역에서 느끼는 유체의 흐름은 물체의 자세한 형상에 민감하지 않다. 다만 물체로부터 어떠한 형태의 교란이 발생한다는 것과, 그 교란이 heave와 pitch운동의 경우에는 source의 거동을 가진다는 것 정도만 느끼게 될 것이다. 특히, 물체가 세장선일 경우, 유동해는 물체의 중심선에 분포된 3차원 파동 source의 선분포(line distribution) 분포의 형태로 표현할 수 있다. 즉,

$$\phi_j(x, y, z) = \int_L q_j(\xi) G(\xi - x, y, z) d\xi \quad (6)$$

으로 쓸 수 있으며, 여기서 $q_j(\xi)$ 는 3차원 파동 source인 $G(x, y, z)$ 의 세기를 의미한다.

주된 관심은 (x, y, z) 가 작아지는 경우에 이 해가 가지는 거동이다. 다시 말해, 이 해의 내부전개(inner expansion)이다. Newman[11]과 Slavcounos[14]는 원거리영역 해의 내부전개가 다음과 같이 표현됨을 보여 주었다.

$$\phi_j(x, y, z) = q_j(x)G_{2D}(y, z) - \frac{1}{2\pi}(1+kz)L(q_j) \quad (7)$$

여기서, $G_{2D}(y, z)$ 는 2차원 파동 source를 의미하며, $L(q_j)$ 는 아래와 같이 정의된다.

$$L(q_j) = q_j(x)(\gamma + i\pi) + \int_L \left[\frac{1}{2} + \text{sgn}(x - \xi) \ln(2k|x - \xi|) \times \frac{d}{d\xi} q_j(\xi) - \frac{\pi k}{4} K(k(x - \xi))q_j(\xi) \right] d\xi \quad (8)$$

이때, γ 는 Euler 상수이며 $K(x)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$K(x) = Y_0(|x|) + 2iJ_0(|x|) + H_0(|x|) \quad (9)$$

여기서 $J_0(x)$, $Y_0(x)$, $H_0(x)$ 는 각각 1종 및 2종 Bessel 함수와 Struve 함수를 의미한다.

한가지 반드시 언급되어야 하는 것은, 이 전개식은 $\kappa = \sqrt{y^2 + z^2}$ 에 대한 확장(expansion)의 첫 번째 항만을 고려한 것이라는 것이다. 사실, heave 나 pitch의 경우에는 유동특성이 source 거동이기 때문에 $O(1/\kappa)$ 에 비례하는 항을 구해 낼 수 있다. 그러나, 다른 운동들, 즉 sway나 yaw 등은 dipole 거동을 가지기 때문에 첫 번째로 얻어지는 항은 $O(1/\kappa^2)$ 이 된다. 다시 말하면, sway나 yaw 운동과 같이 dipole 거동을 원거리에서 가지는 운동에 대해서는 스트립 이론이 $O(1/\kappa)$ 까지를 이미 만족하는 이론이라 할 수 있다. 따라서, 본 논문에서 다루는 unified 이론은 $O(1/\kappa)$ 를 정의할 수 있는, 즉 source 거동을 가지는 heave와 pitch 운동에 대해서만 고려하고 있다.

2.2 근거리 영역에서의 해

물체로부터 가까운 영역에서 느끼는 유체의 흐름은 물체의 형상에 대단히 민감하다. 따라서, 물

체의 경계조건을 정확히 적용하여 구하는 것이 필요하다. 그런데, 물체의 길이가 폭과 깊이에 비해 훨씬 큰 경우에는 물체주위 유체 흐름의 변화에 대해 세장선 가정을 적용할 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \quad (10)$$

이 경우, 우리가 이미 잘 알고 있는 바와 같이, 임의의 물체단면에서는 2차원 경계치 문제를 해석하는 것으로 단순화하게 된다. 우리에게 잘 알려진 스트립 이론은 이러한 2차원 경계치 문제의 해를 구하여 단순합을 구하는 것이다. 그러나, Maruo[9]가 언급한 바와 같이, 각 단면의 물체 경계조건을 만족하는 스트립 해는 전체해(total solution)가 아닌 특정해(particular solution)이다. 전체해는 이러한 특정해 외에도 일반해(homogeneous solution)를 합한 해이며, 전체해는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi_i(x, y, z) = \phi_{i,P} + C_j(x)\phi_{i,H} \quad (11)$$

여기서, 아래첨자 P, H는 특정해와 일반해를 의미하며, $C_j(x)$ 는 일반해의 상수로서 나중에 원거리 영역과의 결합을 통해 구해지게 된다. 물체경계조건 식 (5)가 순수히 허수임을 생각하면, 일반해는 특정해를 이용해 다음과 같이 표현됨을 알 수 있다.

$$\phi_{i,H} = \phi_{i,P} + \bar{\phi}_{i,P} \quad (12)$$

이때, $\bar{\phi}_{i,P}$ 는 $\phi_{i,P}$ 의 공역복소함수를 의미한다. 이를 물리적으로 설명하면, 방향이 다른 두 파동을 중첩한 자유파동(free wave)으로 이해할 수 있다.

특성해는 (y, z) 의 값이 커짐에 따라 원거리 영역의 해와 마찬가지로 물체의 중앙에 놓인 특이점으로 인한 유동해와 같이 표현된다.

$$\phi_{i,P}(x, y, z) = \sigma_j(x)G_{2D}(y, z) \quad (13)$$

여기서, $\sigma_j(x)$ 는 x 단면에서의 2차원 파동 source의 등치세기(equivalent strength)이다. 따라서, 근거리영역 해의 외부전개(outer expansion)는 $O(\kappa)$ 의 항만을 고려하여 다음과 같이 표현된다.

$$\phi_i(x, y, z) = \{\sigma_j + C_j(\sigma_j + \bar{\sigma}_j)\}G_{2D} - iC_j\sigma_j(1+kz) \quad (14)$$

2.3 두 영역해의 결합조건

원거리 영역의 내부전개해와 근거리 영역의 외부전개해는 두 영역의 중간영역에서 일치하여야 한다. 따라서, 식 (7)과 식 (14)을 등치시킬 수 있다. 그런데, 이 식들을 살펴보면, 2차원 파동 source의 항과 순수 3차원 항으로 각각 나누어졌다. 따라서, 2차원 항과 3차원 수정항을 각각 등치 시키면, 두개의 식이 결합조건을 구할 수 있다. 특히, 이 두 조건식을 결합하게 되면 3차원 파동 source의 세기인 $q_j(x)$ 에 대한 적분식을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$q_j(x) - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\sigma_j}{\sigma_j} + 1 \right) L(q_j) = \sigma_j(x) \quad (15)$$

여기서, $L(q_j)$ 는 식 (8)에 정의된 것과 같이 적분식으로 표시된다. 이 Fredholm 2종 적분방정식을 풀어 $q_j(x)$ 를 구하면, 원거리 영역의 해를 완전히 얻게 된다.

근거리영역의 해는 식 (11)과 (12) 및, 다음의 결합조건으로부터 구할 수 있다.

$$C_j(x) = \frac{q_j - \sigma_j}{\sigma_j + \sigma_j} \quad (16)$$

한편, $\phi_{j,p}$ 는 2차원 단면에 대해 경계치 문제를 적용하여 해석적이거나 수치적으로 구해야 한다. 결국, 결합조건을 이용하여 원거리 및 근거리 영역에서의 속도포텐셜이 구해지며, 이를 이용해 유체력과 관련된 여러 가지 계산치 들을 구할 수 있게 된다.

2.4 유체력 및 운동성능의 추정

근거리 영역의 해가 구해지면, 부가질량 a_{ij} 와 감쇠계수 b_{ij} 를 다음의 식으로부터 구할 수 있다.

$$-\omega^2 a_{i,j} + i \omega b_{i,j} = i\omega\rho \int \int_{S_a} \phi_{j,p} n_i ds + i\omega\rho \int \int_{S_b} C_j(\phi_{j,p} + \bar{\phi}_{j,p}) n_i ds \quad (17)$$

첫 번째 항은 스트립 해로부터 구해지는 항이며 두 번째 항은 unified 이론으로부터 얻어지는 3차원 수정항이다. 결국, 스트립 이론과 unified 이론의 차이점은 두 번째 항인 것이다. Sway,

roll 및 yaw 등의 운동에 대해서는 두 번째 항이 포함되지 않는다.

파랑 중 물체에 가해지는 파기진력은 널리 알려진 Haskind 식으로부터 구할 수 있다.

$$X_i = -\rho A \int \int_{S_a} (i\omega\phi m_i - \phi_i \frac{\partial \phi_i}{\partial n}) ds \quad (18)$$

Sclavounos[16]는 세장선 이론에 적용할 수 있는 다른 형태의 원거리 Haskind 식을 제안하였는데, 이는 다음 식으로 표현된다.

$$X_i = \frac{i\rho g A}{2\omega} \int \int_{S_a} q_j(x) e^{i\alpha x \cos \beta} ds \quad (19)$$

세장선 이론에서는 후자의 방법이 더욱 정확한 결과를 주는 것으로 판단되며, 이에 대해서는 수치 계산 결과를 통해 증명될 수 있다.

물체의 운동은 이들을 이용해 물체의 운동방정식으로 부터 구해질 수 있다. 세장선의 경우, heave와 pitch 운동을 연성(couple)하고 sway-roll-yaw 운동을 연성하며 surge는 무시하는 것이 일반적이다.

3. 2차원 유체력의 계산

선형이론에서 구한 속도포텐셜을 이용하면, 2차 차수 유체력 가운데 하나인 시간평균표류력을 구해 낼 수 있다. 특히, 무한수심에 대하여 Maruo[9]와 Newman[10]은 모멘텀 보존법칙을 이용하여 다음과 같이 surge, sway 및 yaw 운동방향으로의 시간평균표류력과 표류모멘트를 얻을 수 있음을 보여주었다.

$$F_x = \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 \cos \theta d\theta + \frac{1}{2} \rho \omega A \cos \beta \operatorname{Re}\{H(\pi + \beta)\} \quad (20)$$

$$F_y = \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 \sin \theta d\theta + \frac{1}{2} \rho \omega A \sin \beta \operatorname{Re}\{H(\pi + \beta)\} \quad (21)$$

$$M_z = -\frac{\rho k}{8\pi} \operatorname{Im}\left\{ \int_0^{2\pi} \bar{H}(\theta) \frac{dH}{d\theta}(\theta) d\theta \right\} - \frac{1}{2} \frac{\rho \omega A}{k} \operatorname{Im}\left\{ \frac{dH}{d\theta}(\pi + \beta) \right\} \quad (22)$$

여기서, $H(\theta)$ 는 다음과 같이 정의되는 Kochin 함수이다.

$$H(\theta) = \int \int_{S_0} \left(\frac{\partial}{\partial n} \phi - \phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \times e^{k(z - ix \cos \theta - iy \sin \theta)} ds \quad (23)$$

특히, 물체에 가해지지 않는 외부힘이 전혀 없는 경우에는 평균표류력에 대하여 다음의 식으로 간략화 된다.

$$F_x = -\frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 \times (\cos \theta + \cos \beta) d\theta \quad (24)$$

$$F_y = -\frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 \times (\sin \theta + \sin \beta) d\theta \quad (25)$$

Kim(1996)에 의하면, 이 식들이 식 (20), (21)에 비해 세장선 이론에서 더욱 정확한 결과를 주는 것으로 판단된다. 예를 들면, $\beta = 180^\circ$ 의 경우 식 (24)는 반드시 양의 결과를 보장하나 (positive definite), 식 (20)을 적용하는 경우에는 수치계산의 오차로 인해 이러한 특성을 보장할 수 없다. 그러나, 계류된 선박과 같이 외부의 힘이 가해지는 경우에는 식 (20), (21)을 사용하여야만 한다.

또 다른 2차 차수 유체력 가운데 하나는 파랑표류감쇠(wave-drift damping)이다. 파랑표류감쇠를 정확히 구하기 위해서는 전진속도가 있는 경우와 없는 경우의 2차 차수 유체력을 모두 구하여야 한다. 최근, Aranha[1]는 전진속도가 없는 경우의 결과만으로 파랑표류감쇠계수를 계산하는 Aranha의 공식을 제안하였는데, 세장선에 대한 경우로도 확장한 바 있다[2]. Aranha의 공식은 해양유체역학 연구자들 사이에 많은 논쟁과 토의가 진행되고 있으나, 이 공식의 이론적인 배경을 완전히 밝히기는 당분간 어려울 것으로 판단되며, Grue 등에 의해 그 정확성을 의심받기도 하고 있다. 본 연구에서는 전진속도를 고려하지 않았기 때문에 Aranha의 공식을 적용하여 보았다.

우선, 파랑표류감쇠계수 B_{ij} 를 다음과 같이 정의하자.

$$\begin{pmatrix} F_{x,U} \\ F_{y,U} \\ M_{z,U} \end{pmatrix}(\omega, \beta) = \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ M_z \end{pmatrix}(\omega, \beta) - \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{61} \\ B_{21} & B_{22} & B_{62} \\ B_{61} & B_{62} & B_{66} \end{bmatrix}(\omega, \beta) \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ \Omega_z \end{pmatrix} \quad (26)$$

여기서, 아래첨자 U 는 물체가 속도성분

(U_x, U_y, Ω_z)를 가지고 있을 때의 경우를 의미한다. Aranha의 공식은 파랑표류감쇠계수 행렬의 첫 번째 및 두 번째 행에 대해 다음과 같이 표현된다.

$$B_{12}(\omega, \beta) = \frac{\omega}{g} \left(\omega \sin \beta \frac{\partial F_x}{\partial \omega} + 2 \cos \beta \frac{\partial F_x}{\partial \beta} + 4 \sin \beta F_x \right)$$

$$B_{11}(\omega, \beta) = \frac{\omega}{g} \left(\omega \cos \beta \frac{\partial F_x}{\partial \omega} - 2 \sin \beta \frac{\partial F_x}{\partial \beta} + 4 \cos \beta F_x \right)$$

$$B_{21}(\omega, \beta) = \frac{\omega}{g} \left(\omega \cos \beta \frac{\partial F_y}{\partial \omega} - 2 \sin \beta \frac{\partial F_y}{\partial \beta} + 4 \cos \beta F_y \right) \quad (27)$$

$$B_{22}(\omega, \beta) = \frac{\omega}{g} \left(\omega \sin \beta \frac{\partial F_y}{\partial \omega} + 2 \cos \beta \frac{\partial F_y}{\partial \beta} + 4 \sin \beta F_y \right)$$

$$B_{61}(\omega, \beta) = \frac{\omega}{g} \left(\omega \cos \beta \frac{\partial M_z}{\partial \omega} - 2 \sin \beta \frac{\partial M_z}{\partial \beta} + 4 \cos \beta M_z \right)$$

$$B_{66}(\omega, \beta) = \frac{\omega}{g} \left(\omega \sin \beta \frac{\partial M_z}{\partial \omega} + 2 \cos \beta \frac{\partial M_z}{\partial \beta} + 4 \sin \beta M_z \right)$$

행렬의 세 번째 행은 세장선 근사식으로 부터 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} B_{16}(\omega, \beta) &\approx B_{26}(\omega, \beta - \frac{\pi}{2}) \\ B_{26}(\omega, \beta) &\approx B_{62}(\omega, \beta) \\ B_{66}(\omega, \beta) &\approx \Gamma B_{22}(\omega, \beta) \end{aligned} \quad (28)$$

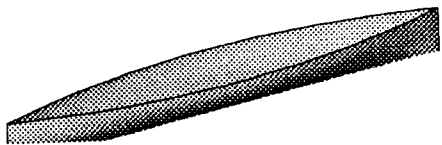
이때, 물체의 수선면을 $y_{wt}(x)$ 이라 하면, Γ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Gamma = \frac{\int_L^{\xi^2} \left\{ 1 - \left(\frac{dy_{wt}}{d\xi} \right)^2 \right\} d\xi}{\int_L^{\xi^2} \left\{ 1 - \left(\frac{dy_{wt}}{d\xi} \right)^2 \right\} d\xi} \quad (29)$$

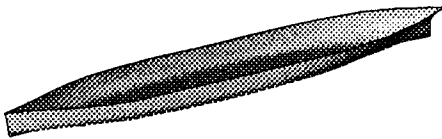
4. 수치계산 및 결과

계산에 적용된 선형들로서는 2차 다항식으로 수선면 및 단면이 표현되는 수확선형과 Series 60 계열선 중 방형계수가 0.7인 선형을 택하였으며, 파랑표류감쇠계수의 계산에서는 Grue가 계산

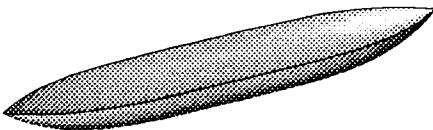
한 바 있는 4차 다항식의 수선면과 반원의 단면을 가지는 선형을 택하였다. 2차 다항식으로 표현되는 선형의 경우, Wigley 선형보다는 선체 폭을 크게 하여 폭/길이 및 깊이/길이의 비를 0.15와 0.1로 하였다. 이 선형들은 Fig. 2에 도시되었다.



(1) Parabolic hull



(2) Series 60, Cb=0.7



(3) 4th-order polynomial hull

Fig. 2 Three hull-forms for computation

이미 언급한 바와 같이, unified 이론을 적용하기 위해서는 스트립 해가 구해져 있어야 한다. 본 연구에서는 MIT에서 개발된 NIIRID 프로그램(17)을 이용해 2차원 단면의 해를 구하여 이를 선체길이 방향으로 합하였다. NIIRID는 흔히 사용되는 Frank의 closed-fit 방법을 쓰지 않고 2차원 파동 source의 선분포(line distribution)를 엄밀하게 계산하는 프로그램이다.

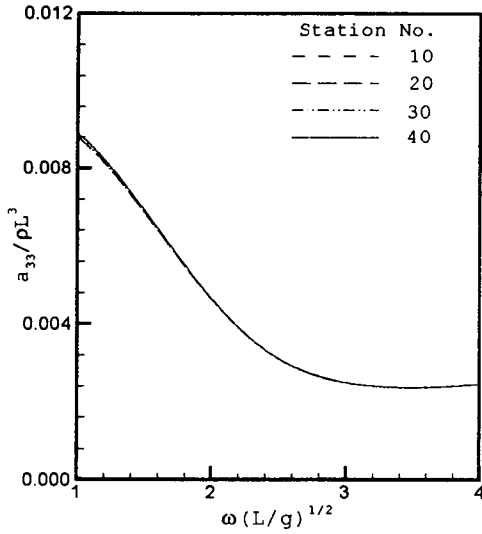
우선 세장체 이론을 적용할 때 분할된 단면의 수나 한 단면상에 분포된 요소들의 수가 계산결과에 미치는 영향을 살펴보았는데, 그러한 영향이 선형 값에 대해서는 거의 없는 것으로 관찰되었다. Fig. 3은 heave 운동에 대한 부가질량과 감쇠계수를 보여주고 있는데, 적용된 선형은 2차식

의 수학선형이다. 특히, 이 그림은 적용된 단면의 수가 10개에서 40개까지일 경우에 대한 부가질량 및 감쇠계수를 도시하고 있다. 이때, 각 단면당 분할요소의 수는 20개로 고정시켰는데, 계산된 값들이 단면의 수에 전혀 민감하지 않음을 알 수 있다. 물론, 특성주파수 및 형상특성에 따라 기하학적인 분할특성치들이 달라져야 할 것이지만, Fig. 3과 같은 넓은 주파수 영역에서 10개의 단면만으로도 대단히 정확한 결과를 주고 있다는 것을 이 그림을 통해 알 수 있다.

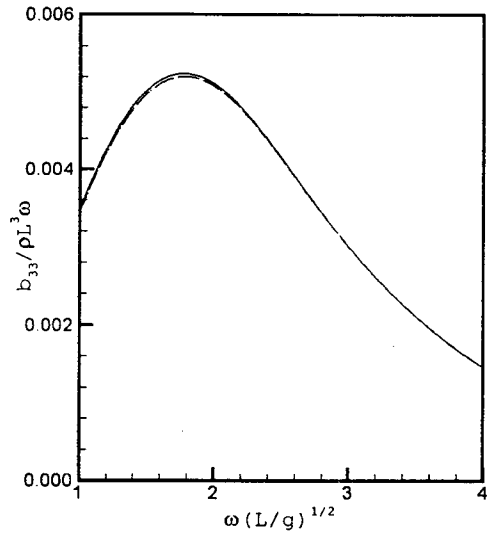
Fig. 4와 5는 2차식의 수학선형에 대한 heave 및 pitch 운동의 부가질량 및 감쇠계수를 보여주고 있는데, 3차원 panel 프로그램인 WAMIT과 스트립 이론 및 unified 이론의 결과들을 비교하고 있다. 예상한 바와 같이 저주파수 영역에서는 스트립 이론이 이러한 동유체력계수의 계산에 적합치 않음을 알 수 있고, unified 이론은 WAMIT의 결과와 거의 같은 정확도를 주고 있음을 잘 알 수 있다.

Fig. 6은 Series 60 선형에 가해지는 파랑기진력을 나타내고 있다. 파랑기진력의 경우에는 스트립 이론의 결과도 크게 나쁜 결과를 보여주지는 않지만, 유체력계수의 경우와 마찬가지로 unified 이론이 매우 정확한 결과를 주고 있음을 알 수 있다. 이 경우 pitch 모멘트에서 그러한 경향이 두드러지게 나타나고 있다. 앞서, 언급한 바와 같이 파랑기진력은 식 (19)를 적용하는 것이 식 (18)의 경우보다 세장선 이론에서 더욱 정확한 결과를 주는 것으로 Kim(6)에 의해 밝혀진 바 있다. Fig. 6의 결과도 식 (19)를 적용하여 구해진 경우이다.

Fig. 7은 Series 60 선형의 운동 유기진폭비(motion Response Amplitude Operator)로서, Fig. 6의 파기진력을 가지는 경우이다. 앞의 경우들과는 달리 운동응답의 경우에는 스트립 이론도 상당히 좋은 결과를 주고 있다. 특히, 저주파수에서 동유체력계수들의 결과가 좋지 않음에도 불구하고 저주파 영역에서 운동응답이 정확하게 보이는 이유는, 저주파수에는 물체의 관성항이 결정적인 역할을 하기 때문이다. 따라서, 이러한 영

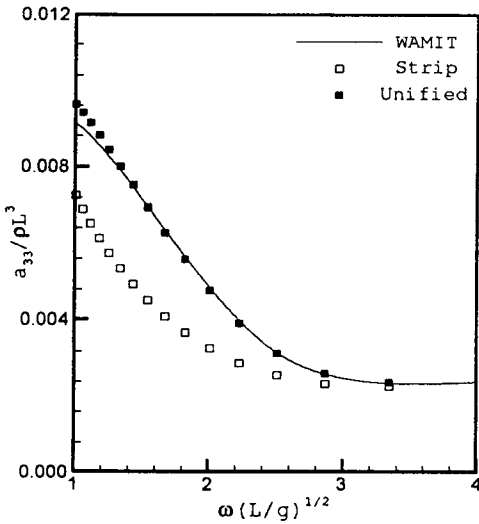


(a) added mass

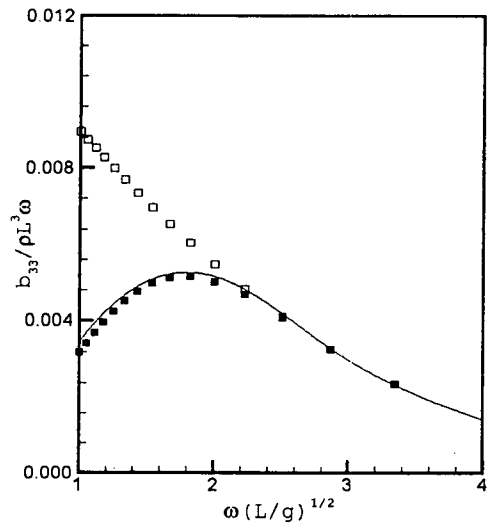


(b) damping coefficient

Fig. 3 Station number dependency on heave hydrodynamic coefficient : parabolic hull



(1) added mass

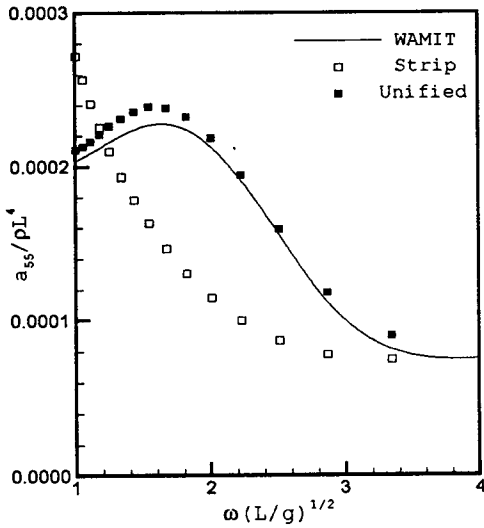


(2) damping coefficient

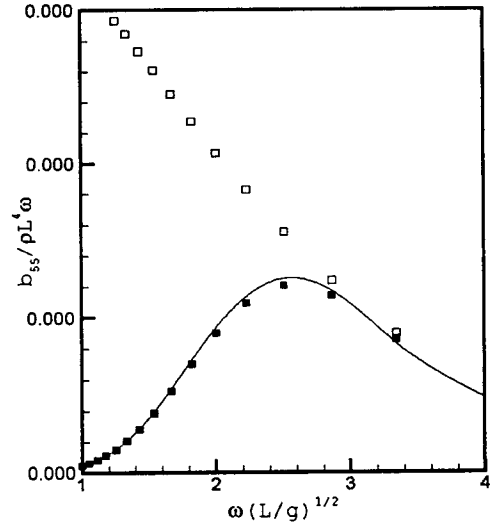
Fig. 4 Hydrodynamic force coefficient : heave, parabolic hull

역에서는 파고의 움직임과 거의 동일한 선체의 운동을 보이게 된다. 사실, 현재까지 스트립 이론이

많이 적용되고 있는 이유도 바로 이러한 운동성능 해석에 있어서의 나쁘지 않는 정확도 때문이다.

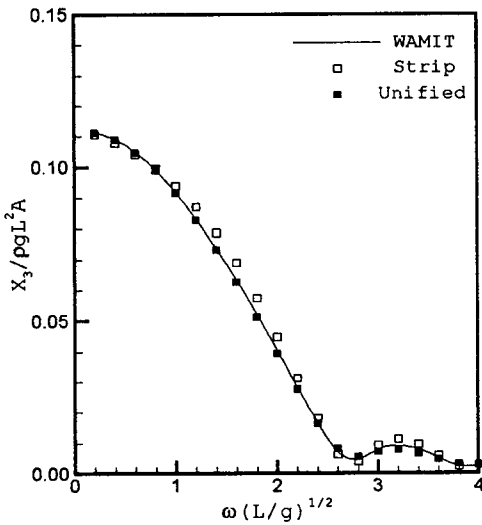


(1) added mass

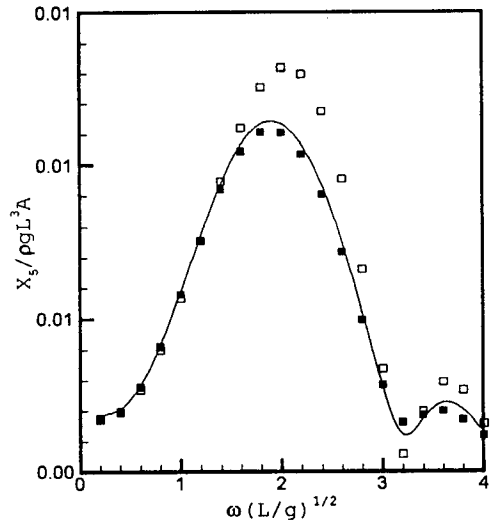


(2) damping coefficient

Fig. 5 Hydrodynamic force coefficient : pitch, parabolic hull



(1) Heave



(2) Pitch

Fig. 6 Wave excitation force & moment : Series 60 hull, $\beta = 180\text{deg}$.

따라서, 해석자가 운동성능만을 해석하고자 한다면 스트립 이론으로도 비교적 정확한 결과를 얻을

수 있을 것이다. 그러나, Fig. 4와 5에서 보여준 것과 같이 정확한 동유체력의 계산을 위해서는 3

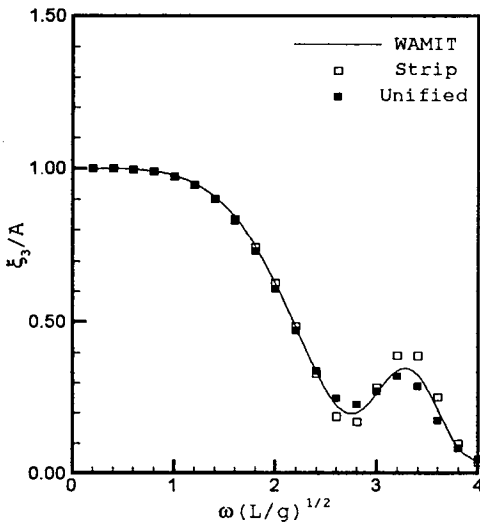
차원 panel 프로그램이나 unified 이론과 같은 보다 정확한 방법이 요구된다.

2차 차수 유체력을 정확히 추정하기 위해서는 선형 이론의 계산치가 대단히 정확해야 한다. 선형 이론치에서는 크지 않는 조금의 오차라 할 지라도, 2차 이론에서 대해서는 이 오차가 큰 영향을 주게 된다. 따라서, 가급적 선형 이론에서의 오차를 줄여야만 한다. 특히, 시간평균표류력의 계산에서는 Kochin 함수의 정확성이 결정적인 역할을 하는데, 정확한 Kochin 함수를 얻기 위해서는 선체주위의 속도 포텐셜을 정확히 구해야 한다. 속도 포텐셜의 정확도는 동유체력계수인 부가 질량 및 감쇠계수를 살펴보면 된다. 식 (17)에서 알 수 있듯이 정확한 속도 포텐셜은 정확한 부가 질량 및 감쇠계수를 추정할 수 있게 한다. 따라서, 스트립 이론이 비록 운동 RAO를 잘 예측할 수는 있으나, 2차 표류력의 계산에서는 좋은 결과를 주리라고 기대하기는 힘들며, unified 이론으로 보다 정확한 추정을 할 수 있을 것이다.

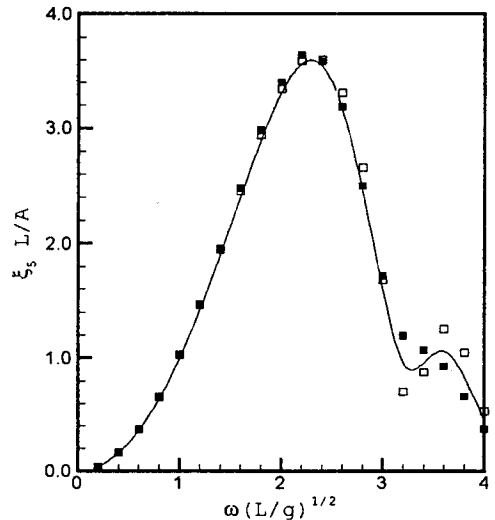
2차 차수 유체력의 계산을 위해서는 heave와 pitch 운동 외에도 다른 운동의 결과들이 필요하다.

본 계산에서는 surge 운동은 고려하지 않았고, 다른 운동들은 스트립 이론의 결과들을 이용하였다. 또한, 회절문제(diffraction problem)의 결과도 있어야 하는데, 본 연구에서는 엄밀하게 회절문제를 해석하지 않고 파발생기(wave-maker)의 개념을 적용하였다. 즉, 회절로 인한 유동을 이와 유사한 뱀형태(snake-type) 파발생기로 치환하여 이를 해석하고 그 결과를 이용하였다. 이 방법은 heave나 pitch운동에서 사용한 unified 이론의 프로그램을 그대로 사용할 수 있기 때문에 완전한 회절문제를 풀 필요가 없다는 장점이 있다.

Fig. 8은 2차식 수학선형의 경우 단면갯수의 평균표류력에 대한 영향을 보여주고 있다. 시간평균표류력의 경우에는 선형 이론치보다 특성길이단위(characteristic length scale)가 훨씬 짧다. 따라서, 선형 이론치를 구하기 위해 적용된 단면의 수보다는 훨씬 많은 단면이 필요할 것으로 쉽게 예상할 수 있으며, Fig. 8은 그러한 경향을 잘 보여주고 있다. 이 선형의 경우, 최소한 20개 이상의 단면이 필요하다는 것을 잘 알 수 있다.



(1) Heave



(2) Pitch

Fig. 7 Motion RAOs : Series 60, $\beta = 180\text{deg}$.

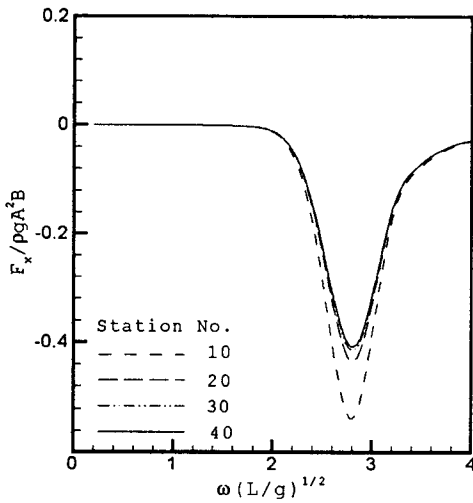


Fig. 8 Section number dependency on mean drift force: parabolic hull, $\beta = 180\text{deg}$.

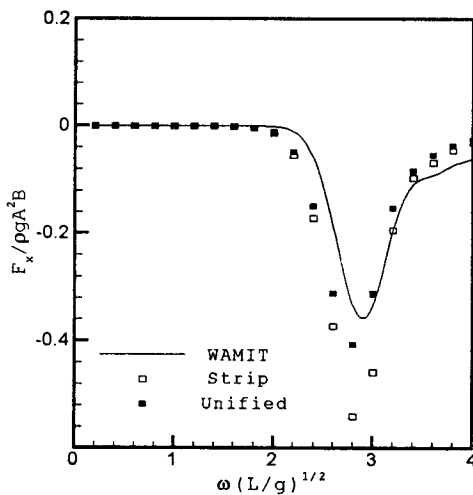


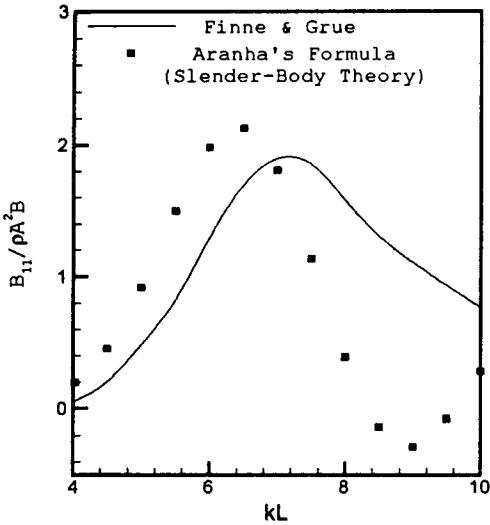
Fig. 9 Surge mean drift force : parabolic hull, $\beta = 180\text{deg}$.

Fig. 9는 같은 선체에 가해지는 surge 방향의 시간평균표류력을 WAMIT과 스트립 이론의 결과와 비교하고 있다. 예상한 바와 같이 unified 이론에 기초한 결과가 3차원 panel 프로그램인

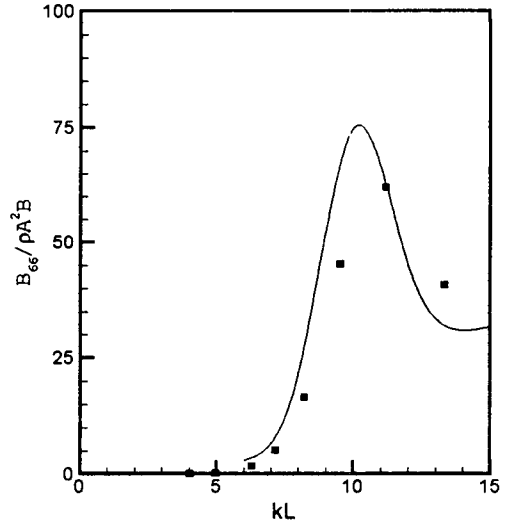
WAMIT의 결과에 보다 근접하고 있다. 사실, Fig. 4와 5로부터 확인된 바와 같이, unified 이론이 정확한 속도 포텐셜을 추정하는 것은 사실이지만 선형 이론의 결과에 비하면 시간평균표류력의 경우에는 WAMIT과의 차이가 무시할 만한 것은 아니다. 이것은 세장선 이론이 근본적으로 가지는 분할오차(discretization error)인 것으로 판단된다.

Fig. 10은 Finne과 Grue(3)가 계산한 4차식 수학선형에 대한 파랑표류감쇠계수를 보여주고 있다. 특히 Grue는 파랑표류감쇠계수의 계산을 위해 많은 노력을 기울인 바 있으며, 최근 Finne과 Grue는 전진하는 경우와 전진하지 않는 경우에 대한 3차원 panel 프로그램을 모두 이용하여 엄밀하게 파랑표류감쇠계수를 구하고자 하였다. Fig. 10은 이들의 결과와 세장선 이론을 Aranha의 공식에 적용한 결과를 비교하고 있다. 이러한 비교를 통해 발견한 것은, 우선 Aranha의 공식이 고주파 영역으로 갈수록 정확도가 나빠질 수 있다는 것이다. 이것이 본 연구의 계산 경우에만 해당하는 것인지 아니면 일반적인 사실인가 하는 것은 판단하기 힘들다. 그러나, Grue의 연구결과 및 본 연구의 결과를 비추어 Aranha의 공식이 모든 주파수 영역에서 사용되지는 못할 것으로 판단된다. 그러나, Aranha의 공식은 일반적인 해양파의 주파수 영역에서는 비교적 Grue의 연구와 동일한 경향을 보이고 있다. 이는 Aranha의 공식이 실지 해양파에 대한 해양구조물의 설계를 위해서는 비교적 유용한 정보를 줄 수 있다는 것이다. 따라서, Aranha의 공식에 대한 보다 체계적인 연구가 필요하다.

세장선 이론을 이용한 계산은 3차원 panel 프로그램들에 비해 계산시간이 대단히 짧아 신속한 계산이 필요로 할 경우에는 아주 적절히 활용될 수 있다. 그리고, 간과하기 쉬운 또 하나의 장점은, 3차원 panel 프로그램들이 선형을 panel로 모두 분할해야 하는 것에 비해 세장체 이론은 단면정보만으로 충분하다는 것이다. 사실, 선박설계에서 가장 기본적인 선형표현인 offset이 이러한 단면정보를 점(point) 형태로 표현한 것이기 때문에 이러한 장점은 매우 중요하다.



(1) Surge, $\beta = 180^\circ$



(2) Yaw, $\beta = 90^\circ$.

Fig. 10 wave drift damping coefficient : 4th-order polynomial hull

5. 결론

본 논문에서는 세장선 이론을 이용하여 무한수심의 해양에서 정지해 있는 선박의 선형운동 성능 및 2차 시간평균표류력과 파랑표류감쇠를 구하였다. 본 연구에서 적용된 이론은 unified 이론으로서, 스트립 이론에 3차원 수정항을 더하여 줌으로써 계산결과의 정확도를 높이하고자 하였다. 이러한 연구로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

Unified 이론은 저주파수 및 고주파수의 전 영역에서 모두 3차원 panel 프로그램에 버금가는 정확도로 선형 동유체계수 및 운동성능을 해석하는데 사용될 수 있다. 선형 이론치의 경우에는 적용하는 단면이나 분할요소에 대한 영향이 거의 무시할 만한 것으로 판단되며, 2차 차수 유체력의 계산에서는 선형 이론의 계산보다는 더욱 많은 단면정보를 필요로 한다.

2차 차수 유체력인 시간평균표류력 및 파랑표류감쇠를 정확히 구하기 위해서는 선형 이론에서 구한 계산 값들이 정확해야 하며, 따라서 unified

이론이 스트립 이론보다 더욱 정확한 결과를 제공한다. 시간평균표류력의 경우, 세장선 이론의 근원적인 분할오차가 다소 나타났다. 파랑표류감쇠는 Aranha의 공식을 이용하였는데, 저주파수 영역에서는 비교적 사용 가능한 정보를 주고 있음을 확인할 수 있었다.

앞으로 선박유체역학분야에서 3차원 프로그램의 활용이 더욱 많을 것임은 자명하지만, unified 이론은 3차원 panel 프로그램에 비해 계산시간이 대단히 빠르며 선형입력정보도 단순하기 때문에 FPSO와 같은 정지선박의 설계에 잘 활용될 수 있을 소지가 있는 것으로 판단된다. 이를 위해 보다 정확한 결과를 얻기 위한 이론적 접근노력이 필요하다.

Acknowledgement

This study was supported by JIP(Joint Industry Project) at MIT. I would like to express my appreciation to the sponsors.

AMOCO, CONOKO, DNV, EXXON, NORSK HYDRO, SAGA and STATOIL, and project advisor, Prof. P.D. Sclavounos in MIT.

참 고 문 헌

- [1] J.A.P. Aranha, "A formula for wave drift damping in the drift of a floating body", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.272, 1994
- [2] Aranha, J.A.P., "Slender body approximation for yaw velocity terms in the wave drift damping matrix", *Proc. Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Carry-le-Rouet, France, 1997
- [3] Finne, S. & Grue, J., "On the complete radiation-diffraction problem and wave-drift damping of marine bodies in the yaw mode of motion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.357, 1998
- [4] Kim, Y. & Sclavounos, P.D., "The computation of the second-order hydrodynamic forces on a slender ship in waves", *Proc. Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Carry-le-Rouet, France, 1997
- [5] Kim, Y. & Sclavounos, P.D., "A finite-depth unified theory for the linear and second-order Problems in Waves", *Journal of Ship Research*, 1998 (will appear)
- [6] Kim, Y., & Sclavounos, P.D., *Users Manual for SWIM Version 4.0*, The Department of Ocean Engineering, MIT, 1996
- [7] Kim, Y., & Sclavounos, P.D., *Users Manual for SWIM Version 4.1*, The Department of Ocean Engineering, MIT, 1997
- [8] Maruo, H., "The drift of a ship floating on waves", *Journal of Ship Research*, Vol.4, 1960
- [9] Maruo, H., "An improvement of slender-body theory for oscillating ships with zero forward speed", *Bulletin of the Faculty of Engineering at Yokohama University, Japan*, 1970
- [10] Newman, J.N., "The drift force and moment on ship in waves", *Journal of Ship Research*, Vol.11, 1967
- [11] Newman, J.N., "The theory of ship motions", *Advances in Applied Mechanics*, Vol.18, 1978
- [12] Newman, J.N. & Sclavounos, P.D., "The unified theory for ship motions", *Proc. 13th Symp. Naval Hydrodynamics*, Tokyo, Japan, 1980
- [13] Salvesen, N., Tuck, E.O., & Faltinsen, O., "Ship motions and sea loads", *Trans. SNAME*, 1970
- [14] Sclavounos, P.D., "The interaction of an incident wave field with a floating slender body at zero speed", *Proc. 3rd Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics*, Paris, France, 1981
- [15] Sclavounos, P.D. "The diffraction of free-surface waves by a slender ship", *Journal of Ship Research*, Vol.28, 1984
- [16] Sclavounos, P.D., "Forward-speed vertical wave exciting forces on ships", *Journal of Ship Research*, Vol.29, 1985
- [17] Sclavounos, P.D., *Users manual of NIIRID*, Department of Ocean Engineering, MIT, 1985
- [18] 김동준, 최항순, "해상에 계류된 부유체의 표류력해석", *대한조선학회지*, 제27권 제4호, 1990
- [19] 최항순, "유한수심에 놓인 부유체에 작용하는 시간평균 표류력 및 표류모멘트", *대한조선학회지*, 제 24권 제1호, 1987
- [20] 배광준, 김세은, "3차원 자유표면파 문제에서의 국소유한요소법의 응용", 제24권 제 3호, 1987