

Maruo 공식에 의한 부가저항 계산에 대한 소고

홍도천 · 홍사영 · 김은찬
충남대 첨단수송체연구소 · 한국해양연구원

On the Calculation of Added Resistance of a Ship by Maruo's Formula

DO-CHUN HONG, SA-YOUNG HONG AND EUN-CHAN KIM

Center for Advanced Transportation Vehicles, Chungnam National University, Taejon, Korea

Korea Research Institut of Ship and Ocean Engineering, KORDI, Taejon, Korea

KEY WORDS : Added-resistance 부가저항, Far-field waves 무한원방 파, Maruo's formula 마루오 공식, Kochin function 코친 함수, Ship motion in waves 파 중 선체운동

ABSTRACT: The added resistance of a ship advancing in waves can be split into the resistance due to the radiation wave and the resistance due to the diffraction wave. In this study, the former has been calculated by a method based on Maruo's formula. The latter must be calculated by other methods. Ship motion is calculated by the usual strip method. The amplitude of two dimensional far-field waves is calculated using the improved Green integral equation. The present numerical method can be used for the estimation of the added resistance due to the radiation wave since the present numerical result is much smaller than other existing numerical results considered to be overestimated.

1. 서 론

규칙파 중 진행하는 선박은 입사파에 의하여 기진되어 입사파의 주파수에 선박의 전진효과가 더해진 조우주파수로 6자유도 동요를 하면서 전진을 한다. 이때 선체는 정상파에 의한 조파저항에 더하여 비정상파에 기인한 부가저항을 받는다. 비점성 포텐셜 유동을 가정하면 부가저항은 선체표면에 작용하는 유체동역학적인 비정상 3차원 파 압력을 선체의 접수면에 걸쳐 직접 적분하여 이의 시간평균으로부터 구할 수 있다. 파 압력은 3차원 속도 포텐셜로부터 구하며 이 포텐셜은 Green함수를 사용하는 3차원 적분방정식의 해로부터 구할 수 있다. 그러나 속도 포텐셜을 구하기 위한 3차원 적분방정식은 계산시간 및 해법상의 난점으로 아직 실용화에 이르지 못하고 있다(Brad 1948; Timman and Newman 1962; Guevel and Bougis 1982; Hong 2000).

전진속도가 상대적으로 작은 경우에는 선체운동을 고주파수 가정에 의한 스트립 이론으로 비교적 충실하게 구할 수 있다(Salvesen et. al. 1970). 여기에 Maruo에 의하여 개발된 부가저항 계산방법을 사용하면 전진속도 및 3차원 효과를 고려하면서 상대적으로 매우 짧은 계산시간을 갖

는 부가저항 계산기법이 성립된다(Maruo 1957, 1960). 한편, 최근에는 전체부가저항을 선체운동에 기인한 방사부가저항과 입사파의 산란에 기인한 산란부가저항으로 나누고 전자는 Maruo 공식, 후자는 Fujii-Takahashi(1975) 또는 Faltinsen(Faltinsen et. al. 1980)공식에 의하여 각각 계산하여 이를 합산하여 전체 부가저항을 계산하는 방법이 ISO에서 권장되고 있다. 본 연구에서는 Maruo 공식을 사용하여 방사부가저항을 계산하는 방법을 검토하고 적절하고 실용적인 계산기법을 소개한다.

2. 선형 비정상 포텐셜 문제

유체는 비 점성, 비 압축성이며 자유표면 F 와 선체의 접수면 S 그리고 무한수심 사이의 구간 V 를 점하고 여기에 중력이 작용하고 있다. 크기가 $O(\epsilon)$ 인 미소진폭 a_0 를 가진 입사파, Airy wave가 무한 원방에서 오며 선박은 크기가 $O(\epsilon)$ 인 일정한 수평방향 속도 \vec{u} 로 전진하며 6자유도 운동을 한다. z' 축을 연직 상방으로 하고 $(x' y')$ 평면을 정수면과 일치시킨 고정 직각 좌표계 (x', y', z') 에서 \vec{u} 를 양의 x' 방향으로 취한다. 한편 선체운동과 파 하중등은 통상 원점 o 가 평균위치에 있는

선체의 수선면(Waterplane) WP 상에 있고 z 축은 연직 상방을 가리키며 x' 축과 x 축 및 y' 축과 y 축의 방향이 각각 일치하는 이동 직각 좌표계 (x, y, z) 에서 표시된다. x 축이 선체의 길이방향과 평행하며 $+x$ 방향이 선미에서 선수를 향한다. 두 좌표계가 시간 $t=0$ 에서 일치한다고 보면 다음관계식이 성립한다.

$$x' = x + ut, \quad \vec{u} = u\vec{e}_1 \quad (1)$$

고정좌표계 (x', y', z') 에서 원 진동수 ω_0 를 갖는 입사파는 다음식으로 주어진다

$$\Phi_0 = \frac{a_0 g}{\omega_0} \text{Re}\{ie^{k_0[z' - i(x' \cos \beta - y' \sin \beta)]} e^{i\omega_0 t}\} \quad (2)$$

여기서 g 는 중력가속도, $k_0 = \omega_0^2/g$ 는 파수이고 β 는 x' 축으로부터 쉐 파의 입사각이다.

입사파를 이동좌표계 (x, y, z) 에서 나타내면 다음과 같다.

$$\Phi_0 = \frac{a_0 g}{\omega_0} \text{Re}\{ie^{k_0[z - i(x \cos \beta - y \sin \beta)]} e^{i\omega t}\} \quad (3)$$

$$\omega = \omega_0 - u k_0 \cos \beta > 0 \quad (4)$$

식 (4)가 음수가 되는 경우는 전진속도 u 가 큰 경우에 해당하므로 본 연구에서는 다루지 않았다.

S 상에서 V 를 향한 법선 벡터를 \vec{n} , 평균위치에서의 S 및 \vec{n} 을 S_0, \vec{n}_0 라하고 S_0 와 평면 $z=0$ 가 만나는 선을 평균위치에 있는 선체의 흘수선(Waterline) W 라 한다. 선체는 (4)식으로 주어지는 조우주파수 ω 로 $O(\epsilon)$ 인 미소진폭 단순조화운동을 한다. 유동을 비 회전이라 하면 유속은 Laplace방정식을 만족시키는 속도포텐셜 Φ 로부터 구할 수 있다. 한편 선체의 6자유도운동에 의한 S 상의 1점 M 의 운동변위는 그 평균위치 M_0 와 순간위치 M_1 간의 거리를 사용하여 다음과 같이 표시된다.

$$\vec{A}(M_0) = \vec{M}_0 M_1 = \vec{a} + \vec{\theta} \times \vec{OM}_0 \quad (5)$$

여기서

$$\vec{a} = a_1 \vec{e}_1 + a_2 \vec{e}_2 + a_3 \vec{e}_3 \quad (6a)$$

$$\vec{\theta} = a_4 \vec{e}_1 + a_5 \vec{e}_2 + a_6 \vec{e}_3$$

또는

$$a_j = \text{Re}\{a_j e^{i\omega t}\}, \quad j=1, \dots, 6 \quad (6b)$$

$a_j (j=1, 2, 3)$ 는 선박의 병진운동 \vec{a} 의 성분으로 각각 전후, 좌우 및 상하 동요를 나타내고 $a_j (j=4, 5, 6)$ 는 이동좌표계 (x, y, z) 에 고정된 회전중심 O 에 대한 회전

운동 $\vec{\theta}$ 의 성분인 횡, 종 및 선수 동요를 나타낸다.

선체운동 및 유체유동 등을 $O(\epsilon)$ 인 미소량이라 하면 포텐셜과 법선벡터는 다음과 같이 접근 전개된다.

$$\Phi_S = \Phi_{S_0} + \vec{A} \cdot \nabla \Phi_{S_0} + O(\epsilon^3) \dots \quad (7)$$

$$\vec{n} = \vec{n}_0 + \vec{\theta} \times \vec{n}_0 + O(\epsilon^2) \dots \quad (8)$$

선형문제에서는 포텐셜을 $O(\epsilon)$ 인 (7)식 우변의 첫째항만 취하고 \vec{n} 도 같은 이유로 (8)식 우변의 둘째 항까지 취한다.

포텐셜은 선박의 일정속도의 전진에 의하여 생기는 정상 포텐셜 Φ_W 와 입사파에 기인한 비정상 포텐셜 Φ 의 합이다. 전진속도의 크기도 $O(\epsilon)$ 이라 하면 선형화된 Φ_W 와 Φ 문제는 각각 독립적으로 다룰 수 있다. 이 경우 정상 포텐셜 Φ 는 부가저항에 관여하지 않게되므로 본 연구에서 제외시킨다. 비정상 포텐셜 Φ 는 다시 입사파 Φ_0 , 산란파 Φ_T 및 선체의 6자유도 운동에 의한 방사파 Φ_R 로 나눌 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z, t) &= \Phi_0 + \Phi_R + \Phi_T \\ &= \text{Re}\{(\Psi_0 + \Psi_R + \Psi_T)e^{i\omega t}\} \end{aligned} \quad (9)$$

위 식에서 Φ 는 real valued potential, Ψ 는 complex valued potential 이다.

산란파 Φ_T 및 방사파 Φ_R 를 구하는 문제는 전진속도를 고려한 3차원 방사파-산란파 문제로 알려져 있으며 경계조건과 지배방정식 및 Green함수가 알려져 있다.

3 Maruo의 부가저항 계산이론

규칙파 중 진행하는 선체에 작용하는 부가저항은 선체의 접수면에 작용하는 비정상 유체압력의 시간평균으로 구해지며 이는 계류 부유체의 파 표류력을 구하는 접수면 압력 직접적분 방법(near-field method)에서 유효성이 입증된 바 있다(Pinkster 1977). 그러나 전진속도가 있는 경우에는 속도 포텐셜을 구하기 위한 해석방법의 난점 및 막대한 계산시간 등의 문제로 아직 실용화에 이르지 못하고 있다.

Maruo는 파중 진행하는 선체에 작용하는 부가저항을 선체의 접수면 S , 자유표면 F , 선체의 무한원반에 있는 반경 R 인 수직원통의 접수면 S_∞ 그리고 무한수심 사이의 공간 V 를 점하고있는 유체의 momentum의 time-rate의 시간평균이 영이고 2nd order 포텐셜의 부가저항에 대한 기여가 0이라는 가정아래 다음과 같은 식을 도출한 바 있다.

$$R_{AW} = \rho \int_0^{2\pi} R da \times \overline{\int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 \right) \cos \alpha dz} + \rho \int_0^{2\pi} R da \int_0^{\zeta} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial t} - gz \right) \cos \alpha dz \quad (10)$$

위에서 수평 bar는 $T = 2\pi/\omega$ 동안의 시간평균을 뜻하고, ζ 는 free surface elevation, $\alpha = \tan^{-1}(y/x)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 그리고 속도 포텐셜 Φ 는 다음과 같은 far-field expression으로 표시된다.

$$\Phi \approx 2Re \left\{ ie^{i\omega t} \left[\int_{-\pi/2}^{\alpha-\pi/2} - \int_{\pi/2}^{\alpha+\pi/2} \right] H(k_1, \alpha) \times k_1 \frac{\exp[k_1 z - ik_1(x \cos \alpha + y \sin \alpha)]}{\sqrt{1 - 4K_B \cos \alpha}} da + ie^{i\omega t} \int_{\alpha-\pi/2}^{\alpha+\pi/2} H(k_2, \alpha) \times k_2 \frac{\exp[k_2 z - ik_2(x \cos \alpha + y \sin \alpha)]}{\sqrt{1 - 4K_B \cos \alpha}} da \right\} \quad (11)$$

여기서

$$k_{1,2} = \frac{1}{k_u} \frac{1 - 2K_B \cos \alpha \pm \sqrt{1 - 4K_B \cos \alpha}}{2 \cos^2 \alpha} \quad (12)$$

그리고 $k_u = \frac{u^2}{g}$ 이고 $K_B = u\omega/g$ 는 Brard number이다.

위 식에서 $H(k_j, \alpha)$ ($j=1, 2$)는 무한원방 파의 진폭을 나타내는 3차원 Kochin함수이다. (11)식을 (10)식에 대입하여 시간평균을 취하면 부가저항 F_{AR} 을 얻는다.

$$F_{AR} = 2\pi\rho \left\{ \left[\int_{-\pi/2}^{-\alpha_0} + \int_{\alpha_0}^{\pi/2} - \int_{\pi/2}^{3/2\pi} \right] |H(k_1, \alpha)|^2 \frac{k_1(k_1 \cos \alpha - k \cos \beta)}{\sqrt{1 - 4\gamma \cos \alpha}} da + \int_{\alpha_0}^{2\pi-\alpha_0} |H(k_2, \alpha)|^2 \frac{k_2(k_2 \cos \alpha - k \cos \beta)}{\sqrt{1 - 4\gamma \cos \alpha}} da \right\} \quad (13)$$

위에서

$$\alpha_0 = \cos^{-1} \left(\frac{1}{4\gamma} \right) \quad (14)$$

3차원 Kochin함수 $H(k_j, \alpha)$ ($j=1, 2$)에 따라서 부가저항이 결정되므로 이를 적절하게 구하는 것이 관건이다. Kochin함수는 원칙적으로 포텐셜에 대한 3차원 경계치문제의 해로부터 구하여야하나 여기서는 세장선 이론 및 스트럴 이론에 의하여 근사적으로 구한다.

4 3차원 방사파 Kochin함수의 근사 계산기법

세장선이론에 의하면 3차원 Kochin함수를 근사적으로, 선체의 종 중심면상 수심 z_s 에 위치하는 3차원 소오스와 다이폴의 선분포밀도 $\sigma(x)e^{i\omega t}$ 와 $\mu(x)e^{i\omega t}$ 를 사용하여 구할 수 있다.

$$H(k_j, \alpha) = \int_{-L/2}^{L/2} [\sigma(x) + ik_j \sin \alpha \mu(x)] \times e^{k_j z_s} e^{ik_j x \cos \alpha} dx \quad (15)$$

여기서

$$z_s = -\frac{S(x)}{B(x)} \quad (16)$$

$\sigma(x)$ 와 $\mu(x)$ 는 선체의 단면을 포함하는 평면내의 2차원 유동의 포텐셜을 사용하는 스트럴이론으로부터 구할 수 있다.

좌우대칭인 선체의 종 중심면상에 위치하는 소오스는 선체의 단면을 포함하는 평면내에 좌우대칭인 유동을 생성하고 다이폴은 크기는 같고 방향이 반대인 좌우 반대칭 유동을 생성한다. 따라서 선수 또는 선미파인 경우에는 다이폴의 선분포밀도 $\mu(x)$ 는 영이다.

Maruo는 선체의 수선면 폭 $B(x)$, 선체 상하운동 및 종요의 복소진폭 a_3 , a_5 및 수심 z_s 에서의 입사파의 수직방향 복소진폭 ζ_s 등을 사용하여 선체운동에 기인한 $\sigma(x)$ 를 구하는 다음과 같은 식을 제시한 바 있다.

$$\sigma(x) = -\frac{1}{4\pi} B(x) \left(i\omega - u \frac{\partial}{\partial x} \right) \times B(x) [a_3 - (x - x_0) a_5 - \zeta_s] \quad (17)$$

위에서 x_0 는 선체의 회전운동중심 O 의 x 성분이고, ζ_s 는 입사파에 의한 산란효과를 나타내는 것이 아니고 스트럴 이론의 가정에 입각하여 방사파의 효과를 표시하는 것이며 본 논문에서는 다음과 같이 $u=0$ 인 경우의 것을 취하였다.

$$\zeta_s = -ia_0 \cos \beta e^{k_s [z_s - i(x \cos \beta - y \sin \beta)]} \quad (18)$$

(17)식은 $\sigma(x)$ 를 과대하게 산정하는 경향이 있는데 이는 세장선이론에 근거한 계산법이 선체 단면형상을 일률적으로 V형으로 가정하여 접수면의 기울기를 일정하다고 보아 $\sigma(x)$ 를 산정하지만 실제적인 접수면의 기울기는 대개 이보다 훨씬 작기 때문이다. 이러한 모호성을 배제하려면 선체단면의 단위 상하운동에 의하여 무한원방에 생성되는 파의 복소진폭 A_H 를 도입한 다음과 같은 식에 의하여 $\sigma(x)$ 를 산정하는 것이 좋으며 이 방법은 Maruo-Ishii 방법이라 한다(Maruo and Ishii 1976. Maruo 1980). 이 식은

스트립 이론의 근거인 고주파수 가정에도 보다 충실한 것으로 알려져 있다.

$$\sigma(x) = -\frac{i}{4\pi} \frac{g}{\omega^2} A_H \frac{1}{B(x)} (i\omega - u \frac{\partial}{\partial x}) B(x) \times [a_3 - (x - x_0) a_5 - \zeta_S] \quad (19)$$

한편 사파인 경우에는 $\mu(x)$ 가 필요하며 이는 선체단면의 단위 좌우운동에 의하여 무한원방에 생성되는 파의 복소진폭 A_S 를 사용하여 다음과 같이 계산된다.

$$\mu(x) = -\frac{i}{8\pi} \frac{g^2}{\omega^4} A_S \frac{1}{B(x)} (i\omega - u \frac{\partial}{\partial x}) B(x) [a_2 - (x - x_0) a_6 + l_R a_4 - \eta_S] \quad (20)$$

위에서 η_S 는 $u=0$ 인 경우의 수심 z_S 에서의 입사파의 수평변위이고

$$\eta_S = -i a_0 \sin \beta e^{k_0 [z_S - i(x \cos \beta - y \sin \beta)]} \quad (21)$$

l_R 은 선체의 횡요와 좌우동요 사이를 관계짓는 moment lever이며 여기서는 선체의 회전운동중심과 다이폴의 위치 사이의 수직거리로 취하였다.

A_H 및 A_S 의 계산방법은 참고문헌에 소개되어 있다 (Guevel et. al. 1981; 홍도천과 김현주 2000).

(19) 또는 (17)식과 (20)식을 (15)식에 대입하면 3차원 방사파 Kochin함수가 근사적으로 계산되며 이를 (13)식에 대입하여 부가저항의 추정이 이루어진다.

5. 방사부가저항 계산 예

선체운동계산은 스트립 이론에 의한 계산기법에 의한다. 제원이 잘 알려져 있는 S175선에 대하여 Froude수 $F_n = u/\sqrt{gL}$ 의 3개 값 0.15, 0.2 0.25에 대하여 무차원화된 부가저항계수 R_A 를 계산하였다.

$$R_A = F_{AR} / (\rho g a_0^2 \frac{Beam^2}{L}) \quad (22)$$

여기서 $Beam = 25.4 m$ 및 $L = 175 m$ 은 각각 선체의 폭 및 수선간 길이이다.

입사각은 선수파 180° 에서부터 선미파 0° 까지 30° 간격으로 취하였다.

Maruo-Ishii방법이 방사파에 기인한 $\sigma(x)$ 및 $\mu(x)$ 를 합리적으로 산출하나 엄밀한 2차원 포텐셜 유동해석을 요하며 그렇지 못할 경우 오히려 Maruo방법보다 못한 결과를 초래할 우려가 있으므로 $\sigma(x)$ 는 (17)식을 다음과 같이 수정, 사용하여 계산하였다.

$$\sigma(x) = -\frac{1}{8\pi} e^{k_0 z_S} B(x) (i\omega - u \frac{\partial}{\partial x}) \times B(x) [a_3 - (x - x_0) a_5 - \zeta_0] \quad (23)$$

$\mu(x)$ 는 Maruo-Ishii방법에 의한 (20)식을 다음과 같이 수정, 사용하여 계산하였다.

$$\mu(x) = -\frac{i}{8\pi} e^{k_0 z_S} \frac{g^2}{\omega^4} A_S \frac{1}{B(x)} (i\omega - u \frac{\partial}{\partial x}) B(x) [a_2 - (x - x_0) a_6 + l_R a_4 - \eta_0] \quad (24)$$

위에서 ζ_0 및 η_0 는 수심 0에서의 입사파의 수직방향 및 수평방향 복소진폭이며 z_S 는 (16)식으로 주어진 값을 사용한다. 방사 부가저항 계산결과는 (Fig.1)-(Fig6)에 소개되었다.

끝으로 Kashiwagi와 Ohkusu의 계산과 본 계산 및 실험치의 비교를 (Fig.7)에 소개하였다(Ohkusu 1984, Kashiwagi and Ohkusu 1993). 여기서 Kashiwagi와 Ohkusu의 계산은 Unified theory에 의하여 운동을 계산하고 3차원 Kochin함수를 보다 엄밀하게 계산하며 산란부가저항도 포함된 전체부가저항 값이 소개된 것이다. 실험값도 전체 부가저항 값이다. 본 논문의 방법에 의한 방사부가저항은 전체부가저항 값의 1/2 정도로 나와있다.

6. 토론 및 결론

전체부가저항에서 방사부가저항과 산란부가저항의 기여분이 서로 비슷하다면 본 논문의 방법에 의한 방사부가저항 계산이 중요한 의미를 갖는다.

2차원 소오스 및 다이폴로부터 3차원 소오스 및 다이폴의 선분포 밀도인 $\sigma(x)$ 및 $\mu(x)$ 를 구하는 과정 및 이들이 수면 아래 위치한다고 가정하여 수심 z_S 를 도입하는 과정이 다소 비합리적이라 생각되지만 이와 같은 간략화에도 불구하고 (Fig.7)에 의하면 (23), (24)식으로 Kochin함수를 계산하여 Maruo공식에 적용함으로써 $\sigma(x)$ 가 과대하게 산정되는 결함을 제거하여 보다 바람직한 방사부가저항 계산결과를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

부가저항 곡선이 Brard number $K_B = 1/4$ 부근에서 불안정한 이유는 3차원 Kochin 함수를 2차원 계산에 근거하여 근사적으로 구했기 때문으로 판단된다.

앞으로 본 계산기법에 의한 방사부가저항 값을 산란부가저항값과 비교, 검토하여 본 기법의 신뢰도를 확인 또는 제고할 것이 요구된다.

참 고 문 헌

- Brard, R.(1948) "Introduction à l'étude théorique du tangage en marche", Bulletin de l'ATMA, Vol. 47
- Maruo, H.(1957), "On the Increase of the Resistance of a Ship in Rough Seas (I)(in Japanese)", 일본조선협회 춘계강연회 논문집 pp 33-39
- Maruo, H.(1960), "On the Increase of the Resistance of a Ship in Rough Seas (II)(in Japanese)", 일본조선협회 추계강연회 논문집 pp 5-13
- Timman, R and Newman, J. N. (1962), "The coupled damping coefficients of a symmetric ship", J. of Ship Research, Vol.5, No.4
- Salvesen N., Tuck E. O. and Faltinsen O.(1970), "Ship Motion and Sea Loads", Trans. SNAME, vol. 78
- Fujii, H. and Takahashi, T.(1975), "Experimental Study on the Resistance Increase of a Large Full Ship in Regular Oblique Waves", JSNA, Vol. 137, pp 132-137
- Maruo, H. and Ishii, T.(1976), "Calculation of Added Resistance in Head Sea Waves by Means of a Simplified Formula", JSNA, Vol.140, pp 136
- Pinkster, J. A., and van Oortmerssen, G.(1977), "Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves", Proc. 2nd Interna. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics, Univ. of California, Berkeley
- Maruo, H.(1980), "Calculation of Added Resistance in Oblique Waves", JSNA, Vol.147, pp 36-43
- Faltinsen, O. M., Minsaas, K. J., Liapis, N. and Skjoldal, S. O.(1980), "Prediction of Resistance and Propulsion of a Ship in a Seaway", Proc. 13th ONR pp 505-529
- Guevel, P., Hong, D. C., Marti, J. et Delhommeau, G.(1981), "Considerations sur le fonctionnement des houlomoteur du type oscillant", Bulletin de l'ATMA, Vol.81
- Guevel, P. and Bougis, J.(1982), "Ship Motions with Forward Speed in Infinite Depth", International Shipbuilding Progress, No. 29, pp. 103-117
- Ohkusu, M. and 小林正典(1984), "파랑중 저항증가의 계산법", 일본조선학회 운동성능연구위원회 제1회 심포지움, pp37-59
- Kashiwagi, M. and Ohkusu, M.(1993), "Study on the Wave-Induced Force and Moment", 일본조선학회 논문집, Vol. 173, pp 185-193
- Hong D.-C.(2000), "The Exact Formulation of the Green Integral Equation Applied to the Radiation-Diffraction Problem for a Surface Ship Advancing in Waves", 한국해양공학회 논문집, pp 23-28
- 홍도천, 김현주(2000), "Hybrid적분방정식을 사용한 Flap-Harbour 복합체 파 에너지 흡수효율추정", 한국해양공학회지 제14권 2호 pp1-6

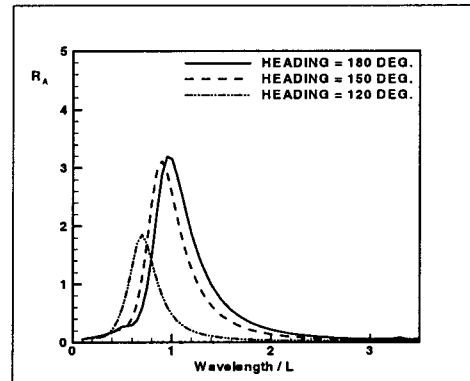


Fig.1 Added resistance in head-beam sea at $F_n = 0.15$

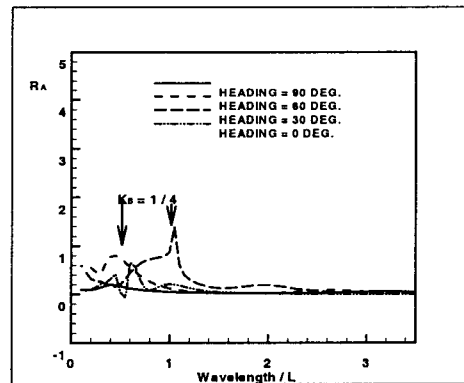


Fig.2 Added resistance in following-oblique sea at $F_n = 0.15$

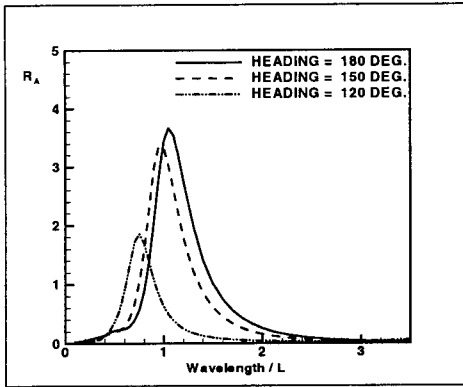


Fig.3 Added resistance in head-beam sea at $F_n=0.2$

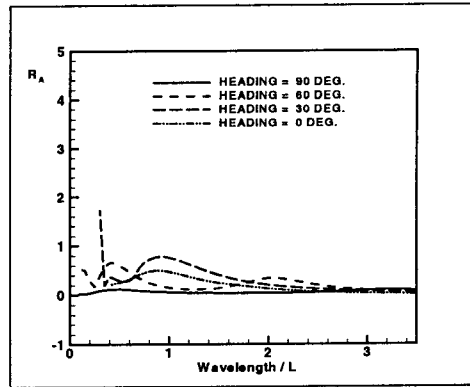


Fig.6 Added resistance in following-oblique sea at $F_n = 0.25$

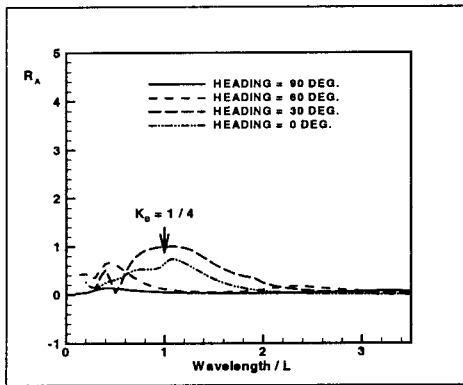


Fig.4 Added resistance in following-oblique sea at $F_n = 0.2$

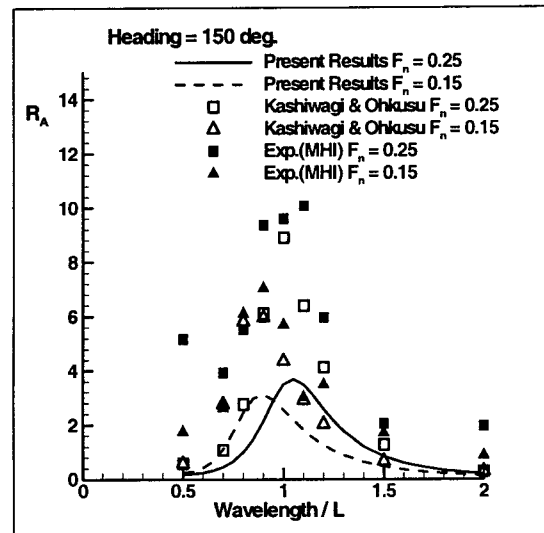


Fig.7 Comparison of added resistance coefficients for S175 container ship

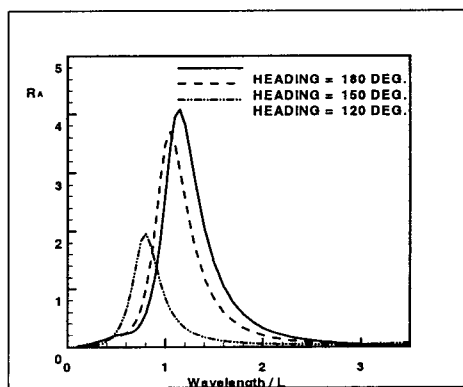


Fig.5 Added resistance in head-beam sea at $F_n=0.25$