
 論 文

大韓造船學會論文集
 第 29 卷 第 3 號 1992 年 8 月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol.29, No. 3, August 1992

Neumann-Kelvin 이론을 사용한 조파저항 계산

김선진*, 이승준**

Calculation of Wave-making Resistance using Neumann-Kelvin Theory

by

S.J.Kim* and S.J.Lee**

요 약

선체 표면상에 Havelock 소오스를 분포시켜 선체 표면상의 경계조건을 만족시키는 N-K 이론을 사용하여 선체에 작용하는 조파저항을 구하였다. 수치계산시 Havelock 소오스, 혹은 Green 함수는 Noblesse(1977)가 제시한 형태를 사용하였고, 국부교란항은 Newman(1987), 파도교란항은 Baar & Price(1988)를 따라 각각 수행하였다. 선체표면에 대한 수치적분은 Gauss 구적법을 사용하여 수행하였고, 소오스의 세기는 겹선형함수로 선체표면에 걸쳐 연속이라고 가정하였다. 또 조파저항계산은 원장에서의 자유표면을 나타내는 식을 사용하여 de Sendagorta & Grases (1988)의 방법에 따라 구하였다.

Wigley선형에 대한 계산을 수행하여 선적분항에 미치는 영향을 고찰하였고, 계산치를 기존의 실험치와 비교한 결과 잘 일치하고 있음을 확인하였다.

Abstract

In order to obtain the wave-making resistance of a ship, so-called the Neumann-Kelvin problem is solved numerically. For computing the Havelock source, which is the Green's function of the problem, we adopted the methods given by Newman(1987) for the term representing the local disturbance, and Baar and Price(1988) for the wave disturbance, respectively. In the numerical code we developed, the source strength is assumed as bilinear on each panel and continuous throughout the hull surface. The wave-making resistance is calculated using the algorithm of de Sendagorta and Grases(1988), which makes use of the

발표 : 1991년도 대한조선학회 추계연구발표회('91.11.16)

접수일자 : 1991년 12월 19일, 재접수일자 : 1992년 4월 1일

* 학생회원, 충남대학교 선박해양공학과

** 정회원, 충남대학교 선박해양공학과

wave amplitude far downstream. The Wigley hull was chosen for the sample calculation, and our results showed a good agreement with other existing experimental and numerical results.

1. 서 론

Michell(1898)의 얇은배 이론이 실제 선형의 실용적인 범위의 Fn (Froude 수)에 대해 정량적으로 실험치와 잘 일치하는 결과를 줄 수 없다는 것은 20세기 초반이래 잘 알려져 왔으며 Wehausen(1973)에 의해 매우 잘 요약되었다. 따라서 일찍부터 Michell이론의 개선을 위해 많은 노력이 경주되어 왔으며 특히 근자의 대형고속 전산기의 발달에 힘입어, 고차 얇은배이론, N-K(Neumann-Kelvin)이론등을 비롯한 비선형이론의 해를 해석적인 방법 뿐 아니라 수치적인 방법으로 구할 수 있게 되자 수많은 수치해법이 제안되어 왔으며, 이중에서도 제일 먼저 시도된 조파저항 계산법중의 하나가 소위 이중물체근사 혹은 제로 Fn 근사로 불리우는 방법일 것이다.

전산기의 발달과 더불어, 이러한 근사방법의 문제점이 지적되자 Kajitani(1965)를 시작으로 쏘오스의 세기를 구하는데도, Havelock 쏘오스를 사용한 연구 결과들이 속출하였다. 이중물체근사에 의한 방법을 사용하여 구한 조파저항은 실제로 Michell 적분에 의한 값보다 실험치와 더 많은 차이를 보였으나, Kajitani 이래로 많은 연구자들의 결과에 의하면, Havelock 쏘오스를 사용한 결과, $Fn < 0.35$ 에 대하여 Michell적분에 의한 값에 비해 실험치와 훨씬 잘 일치하는 경향을 보였다.

그러나 실제로 이러한 방법에 대해 이론적으로 정확히 어떤 문제를 풀어야 할지를 고려한 것은 Brard(1972)였으며, 그는 이러한 방법으로 조파저항을 구하고자 할 때 풀어야 하는 문제를 NK(Neumann-Kelvin)문제로 명명하였다. 즉 물체표면상에서의 경계조건은 Neumann 형태이고, 자유수면상에서의 경계조건은 선형화된 것으로 Kelvin에 의해 유도된 것으로 보았기 때문이다.

국내에서 N-K이론에 의한 조파저항 계산은 어빈 우등(1987)에 의해 시도되었다. 위 논문에서는 적분방정식의 해를 구할 때, Green 함수의 도함수를 Shen & Farrell(1977)의 방법으로 미리 계산하여 수표를 만들어 두고 실제 계산시에는 이 값들로 부터 보간하여 얻었으며, 각 요소에서의 쏘오스의 세기는 일정한 것으로 가정하여 각 요소중에 정의된 한 점에

대하여 선체표면 경계조건을 적용하여 쏘오스의 세기를 구하였다. 선적분항은 그 쏘오스의 세기가 인접한 요소의 쏘오스의 세기와 같은 것으로 가정하였다.

본 논문에서는 N-K문제의 수치해를 구하는 코드의 개발을 목표로 하였으며, 제2절 이하에서는 문제의 정식화 및 기본방정식, 수치계산코드의 알고리즘, Wigley 선형에 대한 계산결과 및 토론등에 대해서 논의할 것이다.

2. 문제의 정식화 및 기본방정식

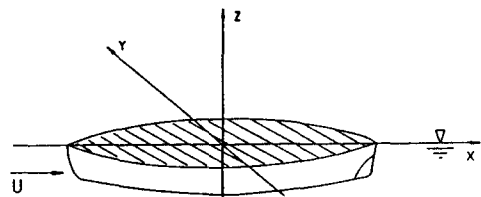


Fig. 1 Right handed axis system

좌표계(Fig. 1)는 x축은 균일 입사류의 방향, $z=0$ 를 교란되지 않은 정수면, 자유표면은 $\zeta(x, y)$, z축을 연직상방을 양으로, y축을 우현쪽을 양으로 하는 우수계를 사용한다. ρ 는 유체의 밀도, U는 균일류의 속도, g는 중력가속도, L(LWL), B, T는 만재 흘수선에서의 배의 길이, 형폭, 형흘수, S_w 는 침수표면적 또 $Fn=(gL)^{0.5}$, $K=g/U^2$, $\phi(x, y, z)$ 는 속도장함수로 한다. 또 기하학적 미소 매개변수 $\epsilon=B/L$, $f(x, z)$ 는 선각함수(hull function)이고, 벡터 $\underline{n}=(n_1, n_2, n_3)$ 은 선체표면상에서 선체바깥 쪽을 양으로 취한 법선 벡터이다. 한편 유체는 이상유체, 유동은 비회전성이라 가정하면 유체영역 내에서의 지배방정식 및 각 경계면에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} + \phi_{zz} = 0, z \in (-\infty, 0)$$

$$K\phi_z + \phi_{xx} = 0, z=0 \text{에서, (Poisson 조건)}$$

$$\phi_n = -U_{n1}, y = \pm f(x, z) \text{에서}$$

자유파동 있음, 없음, $x \rightarrow \infty, x \rightarrow -\infty$, (무한원방 조건)

위의 문제를 풀기 위해 선체표면 상에 Havelock

쏘오스를 분포시키기로 하면, Havelock 쏘오스는 장방정식, Poisson 조건, 무한원방 조건등을 만족시키므로 물체표면상의 경계조건을 어떻게 만족시키느냐가 주요한 과제로 남는데, 이 조건을 만족시키는 N-K 문제의 해인 속도장함수는 Green정리로부터 아래와 같이 얻어진다.

$$\phi(P) = \int_{S_h} \sigma(Q) G(P, Q) dS(Q) - \frac{1}{K} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) G(P, Q) db(Q)$$

여기서 S_h 는 선체표면, C_f 는 선체표면과 자유표면과의 교선, n, v 는 P, Q 에 대한 법선방향, $G(P, Q)$ 는 점 $Q(a, b, c)$ 에 위치한 Havelock 쏘오스에 의한 점 $P(x, y, z)$ 에서의 속도장 함수의 값이며 Noblesse (1977)에 의해서 주어진 바 있다.

속도장함수 ϕ 는 선체 표면에서의 경계조건을 만족시켜야 하므로 $\sigma(Q)$ 를 구하는 적분 방정식을 다음과 같이 얻는다.

$$2\pi\sigma(P) + \int_{S_h} \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} dS(Q) - \frac{1}{K} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} db(Q) = -n_1 U, P \in S_h$$

이 식을 풀어서 $\sigma(Q)$ 를 얻으면 속도장함수를 나타내는 식에 대입하여 속도장함수를 구할 수 있고, 또 자유표면은 다음과 같은 식으로 구할 수 있으므로

$$\zeta(x, y) = -\frac{U}{g} \phi_x(z=0),$$

$x \rightarrow \infty$ 일 때의 자유표면 ζ_∞ 을 다음과 같은 형태로 얻을 수 있고 [Newman(1977)]

$$\zeta_\infty = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\alpha A_\alpha(x) e^{iK \sec 2\alpha [(x-z) \cos \alpha + (y-b) \sin \alpha]}$$

또 조파저항 R_w 는 다음식에 의해 주어진다.

$$R_w = 16\pi\rho K^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\alpha (P^2 + Q^2) \sec^3 \alpha,$$

$$P+iQ = \int_{S_h} \sigma(Q) E dS(Q) - \frac{1}{K} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) E_0 db(Q),$$

$$E = \exp[K \sec^2 \alpha (c + i(a \cos \alpha + b \sin \alpha))], E_0 = E(c=0)$$

3. 수치계산 코드의 알고리즘

제2절에서 구한 식들을 다음과 같은 무차원량을 써서 나타내자. 먼저 지금까지 사용한 차원량들은 우상측에 *를 붙여서 우변에, 무차원량은 좌변에 쓰기로 하면,

$$(x, y, z, \zeta) = (x^*, y^*, z^*, \zeta^*) / L^*, (\phi, G, \sigma) = (2\pi\phi^* / (U^*L^*), G^*L^*, 2\pi\sigma^* / U^*).$$

여기서 $L^* = L^* / 2$ 이다.

무차원 변수로 나타낸 속도장함수와 σ 에 대한 적분 방정식 및 자유표면 $\zeta(x, y)$ 는 각각 다음과 같이 얻는다.

$$\begin{aligned} \phi(P) &= \int_{S_h} \sigma(Q) G(P, Q) dS(Q) + 2Fn^2 \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) (P, Q) db(Q), \\ \sigma(P) &+ \frac{1}{2\pi} \int_{S_h} \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} dS(Q) + \frac{Fn^2}{\pi} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} db(Q) = -n_1, \\ \zeta(x, y) &= \frac{Fn^2}{\pi} \int_{S_h} \sigma(Q) \left[\frac{\partial G}{\partial n} \right]_{z=0} dS(Q) - \frac{Fn^4}{\pi} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) \left[\frac{\partial G}{\partial n} \right]_{z=0} db(Q) \end{aligned}$$

윗식에 계산상의 편의상 선적분의 방향을 시계방향으로 취함에 따라 선적분항의 부호가 전절과는 반대임을 유의한다. σ 는 선체표면 상에서 좌우대칭이므로, 이하에서는 우선 $b > 0$ 인 한쪽면만 고려하기로 한다.

종래의 대부분의 N-K 풀개(solver)에서는 S_h 를 요소(panel)의 집합으로 근사하고, 각 요소상에서 σ 는 일정하다고 가정하였으나, 그렇게 되면 각 요소 간의

경계면에서 σ 는 불연속인 일종의 계단함수가 되는 문제점이 있다.

따라서 본 연구에서는 다음과 같은 방법을 사용하기로 한다. 먼저 S_h 에 대한 면적적분을 S_h 의 중심면에 대한 투영면적인 S_0 에 대한 적분으로 치환하고, S_0 를 x =상수, z =상수인 직선들로 잘라 직사각형 면적요소로 분할한다. 그리고 각 직사각형 면적요소 상에서의 σ 는 곱선형(bilinear)으로 가정한다. 또 적분 방정식을 풀기 위해 σ 를 계산하는 점, 소위 제어점(control point)을 각 면적요소의 네 꼭지점으로 택하면, 각 면적요소상에서 σ 는 유일한 함수로 정의되며, 인접한 요소들의 경계상에서의 σ 도 유일하므로 σ 는 S_0 에 걸쳐서 연속인 함수가 된다.

각 면적요소에 대한 적분은 S_0 평면상의 직사각형 요소를 (ξ, η) 평면상의 모요소(parent element)로 변환하여 모요소상에서 적분을 수행한다. 모요소의 좌표 변환은 다음과 같은 동위매개 변수(isoparametric)변환을 사용하기로 한다.(Zienkiewicz, 1977)

$$a = \sum_{i=1}^4 N_i^e(\xi, \eta) a_i^e, c = \sum_{i=1}^4 N_i^e(\xi, \eta) c_i^e,$$

여기서 (a_i^e, c_i^e) , $(i=1, 2, 3, 4)$ 는 직사각형 요소의 4 꼭지점, 혹은 절점(node)의 좌표이며 $i=1$ 은 우상측 절점에 잡고 반시계방향으로 i 의 순서를 정한다. 또 모요소는 $\xi = \pm 1, \eta = \pm 1$ 의 선분들로 이루어진 정사각형이며, N_i^e 는 소위 형상함수(shape function)이다. 임의의 요소에 대한 모요소 상에서의 σ, σ^e 는 다음과 같은 곱선형함수로 주어진다.

$$a^e = \sum_{i=1}^4 N_i^e(\xi, \eta) \sigma_i^e$$

σ_i^e 는 임의의 요소의 i 절점에서의 σ 값이다. 따라서 면적적분은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \int_{S_h} \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} dS(Q) = \\ & \frac{1}{2\pi} \int_{S_0} v_2^{-1} \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} dS(Q) \\ & = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^J \int_{E_j} v_2^{-1} \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} dS(Q) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^J \alpha_j \end{aligned}$$

여기서 E_j 는 j 번째 직사각형 요소이고, J 는 직사각형

요소의 총갯수이다. E_j 상에서의 적분을 (ξ, η) 평면상에서의 적분으로 치환하면

$$\begin{aligned} \alpha_j &= \sum_{i=1}^4 \sigma_i^e \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 v_2^{-1} N_i^e(\xi, \eta) \frac{\partial G}{\partial n} |J| d\xi d\eta, \\ J &= \det \frac{\partial(a, c)}{\partial(\xi, \eta)} \end{aligned}$$

와 같이 쓸 수 있다. 또 직사각형 요소의 (a, c) 평면에서의 면적을 A_j 라고 하면 $J = A_j / 4$ 이고, (ξ_q, η_q) 평면상에서의 적분에는 Gauss 구적법을 쓰기로 하면

$$\begin{aligned} \alpha_j &= \frac{A_j}{4} \sum_{i=1}^4 \sigma_i^e \sum_{q=1}^{NG^2} v_2^{-1}(a_q, c_q) N_i^e(\xi_q, \eta_q) \\ & \quad \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q_q), \end{aligned}$$

이 되며, 여기서 (ξ_q, η_q) 는 Abramowitz & Stegun (1964)에 의해서 주어진 바와 같고, NG 는 Gauss 구적법을 사용하여 적분을 수행할 때의 구적점(quadrature point)의 갯수이며 $1/r$ 에 대한 수렴성 조사결과 제어점이 임의의 직사각형요소의 꼭지점이 될 경우는 8, 나머지 경우는 2로 결정하였다.

선적분에 대한 계산도 면적적분에 대한 계산과 마찬가지로 방법으로 처리할 수 있으나, 단 Green 함수의 계산시 $z+c=0$ 인 경우에는 수렴상의 문제가 아직 해결되지 않은 과제이므로(Baar & Price, 1988), 선적분의 경로상에 절점을 택할 수 없다는 난점이 있다. 물론 C_f 의 일부를 포함하는 최상층 면적요소에 대한 적분을 수행하는 경우에도, 똑같은 이유로 여타의 면적요소에 대한 적분과는 다른 방법을 사용해야 한다. C_f 의 일부를 포함하는 최상층 면적요소를 먼저 생각해 보자. S_0 상에서 직사각형 요소의 세로를 ΔC 라고할 때 세로가 각각 $\Delta C / 2$ 인 2개의 직사각형 요소로 반분하면, 아래요소는 네 꼭지점을 절점으로 취하여 여타의 면적 요소와 같이 취급할 수 있으며, 위 요소의 절점은 네 꼭지점에 잡되, C_f 상에 있는 절점에서의 σ 는 아래 요소와 같은 연직선상에 있는 두 절점에서의 σ 값을 이용하여 선형외삽하기로 한다.

따라서 최상층 요소에 해당하는 j 에 대해서는

$$\begin{aligned} \alpha_j &= \frac{A_j}{8} \sum_{i=1}^4 \sigma_i^e \sum_{q=1}^{NG^2} v_2^{-1}(a_q, c_q) N_i^e(\xi_q, \eta_q) \\ & \quad \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q_q) \end{aligned}$$

$$+ \frac{A_j}{8} \sum_{i=1}^{NG} \sigma_{0i}^e \sum_{q=1}^4 v_2^{-1}(a_q, c_q) N_i^e(\xi_q, \eta_q) \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q_q),$$

여기서 $(\sigma_{01}^e, \sigma_{02}^e, \sigma_{03}^e, \sigma_{04}^e) = (2\sigma_{01}^e - \sigma_{04}^e, 2\sigma_{02}^e - \sigma_{03}^e, \sigma_{02}^e, \sigma_{01}^e)$ 가 된다. 선적분의 계산을 위해 먼저 b에 대한 적분을 a에 대한 적분으로 바꾼다.

$$\frac{Fn^2}{\pi} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} db(Q) = \frac{Fn^2}{\pi} \int_{C_f} v_1 \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} f_a da(Q) = \frac{Fn^2}{\pi} \sum_{j=1}^{j_0} \int_{L_j} v_1 \sigma(Q) \frac{\partial G}{\partial n} f_a da(Q) = \frac{Fn^2}{\pi} \sum_{j=1}^{j_0} \beta_j,$$

여기서 $f(a, c)$ 는 선각함수이며, L_j 는 C_f 상의 j번째 선분요소, j_0 는 C_f 상에 있는 선분요소의 총 갯수이다. a축상의 선분 L_j 를 동위매개변수 변환에 의해 ξ 축상의 모요소로 변환하고, 적분은 모요소상에서 수행한다. 또 선분요소내에서의 σ, σ_0^e 를 형상함수를 사용하여 나타내면 다음을 얻는다.

$$\beta_j = \sum_{i=1}^2 \sigma_{0i}^e \int_{-1}^1 v_1 N_i^e(\xi) \frac{\partial G}{\partial n} f_a |J| d\xi, \quad \alpha^e = \sum_{i=1}^2 N_i^e(\xi) a_i^e, \quad \sigma_0^e = \sum_{i=1}^2 N_i^e(\xi) \sigma_{0i}^e,$$

선분요소의 오른쪽 끝을 절점 1, 왼쪽 끝을 절점 2로 한다. L_j 선분요소의 a축상에서의 길이를 l_j 라고 하면 $J = l_j/2$ 이고, 모요소상에서의 적분은 Gauss구적법을 사용하면

$$\beta_j = \frac{l_j}{2} \sum_{i=1}^2 \sigma_{0i}^e \sum_{q=1}^{NG} \omega_q v_1(a_q, b_q, 0) N_i^e(\xi_q) \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q_q) f_a(a_q, 0),$$

이 되며, 여기서 ω_q, ξ_q 는 Abramowitz & Stegun (1964)에 의해 주어진 바와 같다. 물론 σ_{0i}^e 는 L_i 를 포함하는 E_j 요소의 4절점에서의 σ_{0i}^e 를 이용한 선형외삽에 의해 주어진다.

즉

$$(\sigma_{01}^e, \sigma_{02}^e) = (2\sigma_1^e - \sigma_4^e, 2\sigma_2^e - \sigma_3^e).$$

지금까지는 $b > 0$ 인 한쪽면만 생각했으나, a축에 대해서 대칭위치에 있는 $b < 0$ 쪽의 면적요소들에 대한 적분을 고려해 주기 위해 각 요소에 대한 적분계산시 대칭위치에 있는 요소에 대한 적분까지 포함시켜 계산하기로 한다. 즉 면적 적분에 대해서는 $Q'_q = (a_q, -b_q, c_q)$ 라고 하면

$$\alpha_j = \frac{A_j}{4} \sum_{i=1}^4 \sigma_i^e \sum_{q=1}^{NG} v_2^{-1}(a_q, c_q) N_i^e(\xi_q, \eta_q) \left\{ \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q_q) + \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q'_q) \right\},$$

을 얻고, 선적분에 대해서는 적분경로에 의한 부호변화와 f_n 의 부호변화를 고려하여

$$\beta_j = \frac{l_j}{2} \sum_{i=1}^2 \sigma_{0i}^e \sum_{q=1}^{NG} \omega_q v_1(a_q, b_q, 0) N_i^e(\xi_q) f_a(a_q, 0) \left\{ \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q_q) + \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q'_q) \right\},$$

을 얻는다.

위에서 설명한 방법을 사용하여 σ 에 대한 선형 적분 방정식으로부터 다음과 같은 $\underline{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_j)$ 에 대한 선형 연립 방정식을 얻는다.

$$\sum_{k=1}^J a_{jk} \sigma_k = r_j, \quad j = 1, 2, \dots, J$$

여기서 r_j 는 j번째 절점에서의 법선 벡터의 x 방향성분에 음의 부호를 취해준 값이다. 이 선형방정식을 풀어 $\underline{\sigma}$ 를 얻으면 속도장함수, 자유표면등을 이절의 처음에서 얻은 식으로부터 구할 수 있다.

4. 계산결과 및 토론

Green 함수의 계산은 Noblesse(1977)가 제시한 Green 함수의 형태를 사용하여, 국부교란(local disturbance)항은 Newman(1987), 파도교란(wave disturbance)항은 Baar & Price(1988)을 각각 따라 수치 계산용 코드를 개발하였으며 (Fig.2-5) 조파저항의 계산은 원장(far field)에서의 자유표면을 나타내는 식을 사용하여 조파저항을 구하는 식을 얻은 후, 이 식이 Havelock 적분과 동일한 형태로 치환될 수 있음에 주목하여, de Sendagorta & Grases

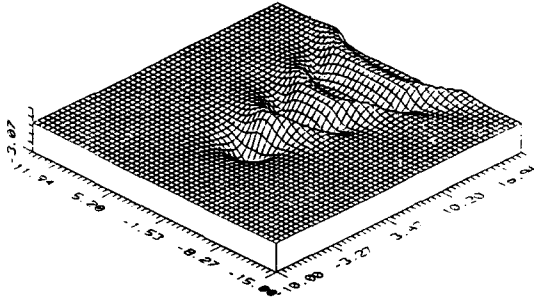


Fig. 2 Green function, $G(X, Y, 1.0)$

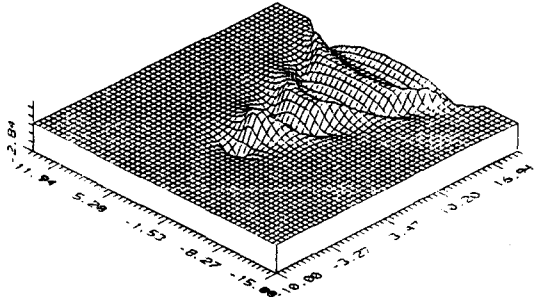


Fig. 3 X-derivative of Green function, $G_x(X, Y, 1.0)$

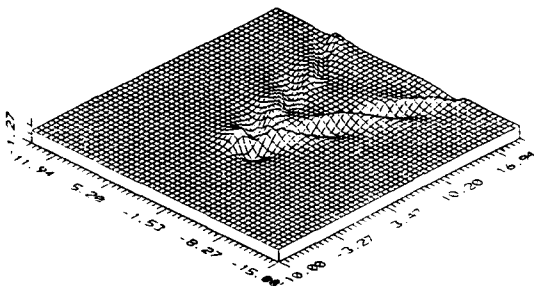


Fig. 4 Y-derivative of Green function, $G_y(X, Y, 1.0)$

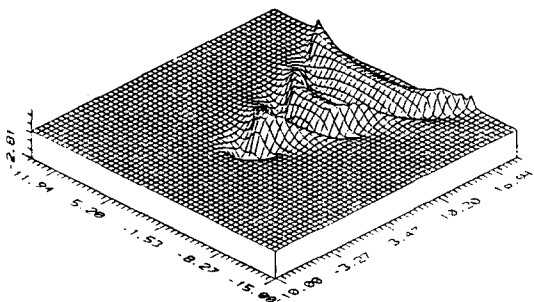


Fig. 5 Z-derivative of Green function, $G_z(X, Y, 1.0)$

(1988)의 방법에 따라 조파저항을 계산할 수 있는 수치코드를 개발하였다(Fig. 6).

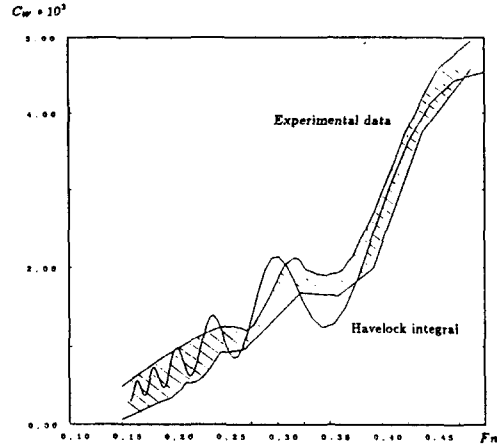


Fig. 6 Wave resistance coefficient vs. F_n for the Wigley parabolic hull given by the Havelock integral

제3절에서 설명한 방법에 근거하여 개발된 수치코드로 다음과 같은 Wigley의 포물선형형을 택하여 수치계산을 수행하였다. 변수는 제3절에서 도입된 무차원변수들을 사용하기로 한다.

$$y = \epsilon(1-x^2) \{1 - (z/\tau)\},$$

$$L=16\text{m}, B=1.6\text{m}, T=1\text{m}, S_w=37.98\text{m}^2,$$

$$\epsilon=0.1, \tau=0.125.$$

수렴성에 대한 시험결과, 길이방향으로 30개, 깊이방향으로 3개, 총 90개의 곡면요소를 사용할 것을 결정하였다. 우선 σ 에 대한 적분방정식을 풀때, Green 함수로서 Havelock 쏘오스 대신에 Rankine 쏘오스와 image 쏘오스의 합만을 사용하는 이중물체근사에 의한 방법으로 구한 $F_n=0.25$ 일때의 쏘오스세기를 Fig.7에 보인다. 쏘오스세기의 전후방 대칭성은 모든 z 에 대해 잘 만족되고 있음을 관찰할 수 있다.

또 Green 함수에는 Havelock 쏘오스를 사용하지만, 적분방정식을 풀때 선적분의 영향을 고려하지 않은 경우의 해($F_n=0.25$)를 Fig.8에 보인다. 이중물체근사의 경우와는 달리 전후방 대칭성이 거의 없으며, 선수부분에 곡부최대치가 형성되며, 선저 쪽으로 갈수록 쏘오스세기의 변화가 완만해지는 경향을 관찰할 수 있다.

선적분항의 영향까지 모두 고려한 완벽한 N-K 문

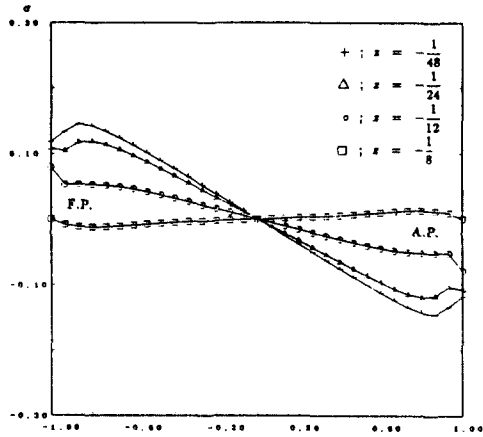


Fig.7 Source strength σ at nodal points by the double body approximation for the Wigley hull, $F_n=0.25$

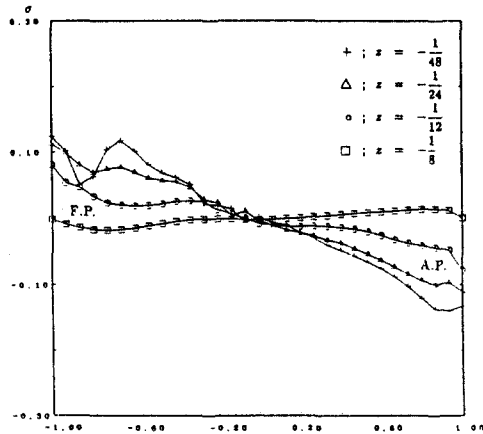


Fig.8 Source strength σ at nodal points by the approximate NK theory (W/o line integral) for the Wigley hull, $F_n=0.25$

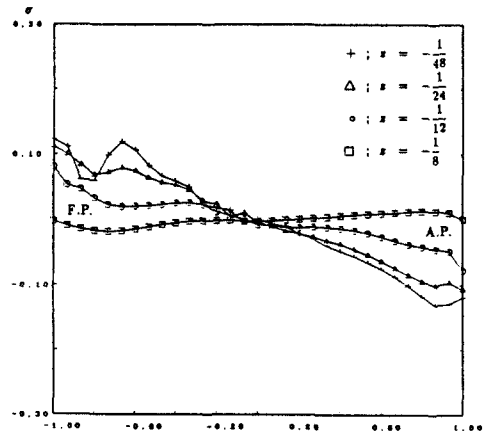


Fig. 9 Source strength σ at nodal points by the NK theory for the Wigley hull, $F_n=0.25$

체의 해는 Fig.9에 보인다. Fig.8과 비교하여 쏘오스의 세기가 선저쪽에서는 거의 변함없으나, 수선면에 가까와 질수록 선저분향의 영향이 커지며, 선수부근의 국부 최대치와 선미근처의 쏘오스세기가 약간 커지는 것을 관찰할 수 있다.

이들 결과의 비교를 위해, 수선면에서 제일 가까운 곳에 있는 절점에서의 쏘오스의 세기를 Fig.10에 나타내었는데, 위에서 논한 여러가지 점들을 확연히 보여주고 있다.

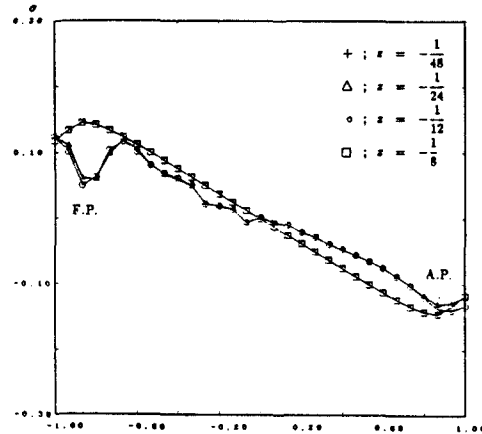


Fig. 10 Comparison of the source strength σ at the uppermost nodal points given by the double body approximation, an approximate NK, and the full NK theory for the Wigley hull, $F_n=0.25$

위에서 논의한 방법들이 F_n 가 변화함에 따라 어떠한 영향을 미치는지를 보기 위해 $F_n=0.3, 0.35$ 에 대해 계산을 수행하여, 최상층부 절점에서의 쏘오스의 세기를 Fig.11-12에 나타내었으며, $F_n=0.25$ 에 대한 결과에서 관측할 수 있었던 대부분의 사실들이 $F_n=0.3, F_n=0.35$ 에 대해서도 그대로 성립하고 있음을 관찰할 수 있다. Fig.13에는 F_n 의 변화가 쏘오스의 세기에 미치는 영향을 보이기 위해 $F_n=0.25, F_n=0.3, F_n=0.35$ 에 대해 완벽한 N-K 이론으로 구한 최상층부 절점에서의 쏘오스의 세기를 비교하였다. F_n 가 증가함에 따라 쏘오스의 세기도 더욱 큰 파장을 가지며 변화 하는 것을 볼 수 있고, 또 선수, 선미단에서의 쏘오스의 세기는 F_n 에 무관하게 거의 일정함을 확인할 수 있다.

이렇게 여러가지 다른 방법으로 구한 쏘오스의 세기를 사용하여 구한 조파저항계수를 Bai(1979)에 의해 주어진 실험치와 비교하여 Fig.14에 도시하였다.

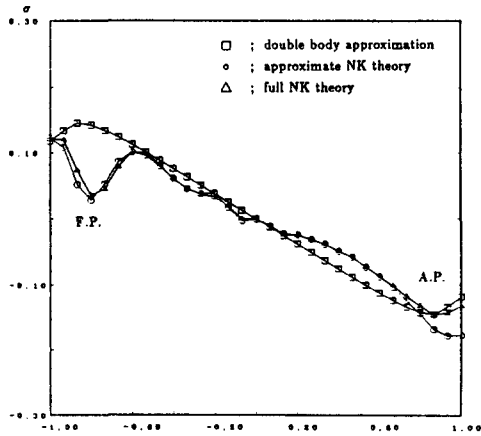


Fig. 11 Comparison of the source strength σ at the uppermost nodal points given by the double body approximation, an approximate NK, and the full NK theory for the Wigley hull, $Fn=0.3$

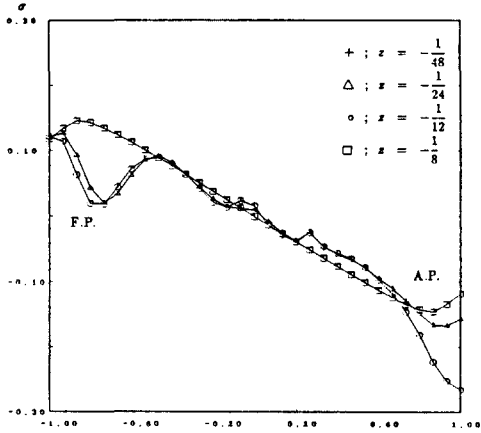


Fig. 12 Comparison of the source strength σ at the uppermost nodal points given by the double body approximation, an approximate NK, and the full NK theory for the Wigley hull, $Fn=0.35$

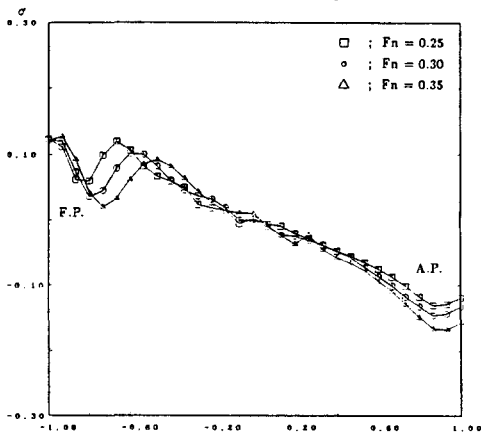


Fig. 13 Comparison of the source strength σ at the uppermost nodal points for the various Fn , $Fn=0.25, 0.3, 0.35$, given by the full NK theory for the Wigley hull

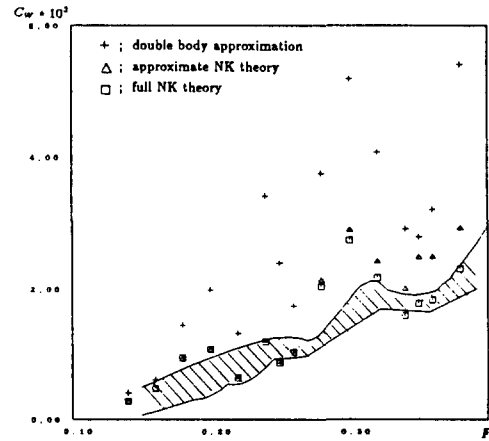


Fig. 14 Comparison of G_w as a function of Fn , given by the double body approximation, an approximate NK and full NK with the experimental data from Bai(1979)

전반적으로 박선이론에 의한 값보다는 조금씩 큰 값을 주고 있으며, 근사적 N-K해는 완벽한 N-K해보다 더 큰 결과를 주고 있어, 선적분항의 영향이 Fn 가 커질수록 증대함을 알 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] Abramowitz, M. & Stegun, I.A., "Handbook of mathematical functions" US Gov. Print. Off., 1964.
- [2] Baar, J.J.M., & Price, W.G., "Evaluation of the wavelike disturbance in the Kelvin wave source potential", JSR 32-1, 1988.
- [3] Bai, K.J., "Overview of results, Workshop on Ship Wave Resistance Computation(USA)" 1979.
- [4] Brard, R., "The representation of a given ship form by singularity distributions when the boundary condition on the free surface is linearized", JSR 16, 1972.
- [5] de Sendagorta, M., & Grases, J., "A method for calculating the Michell and Havelock Integrals," JSR 32-1, 1988.
- [6] 어민우, 손봉룡, 강신형, Neumann-Kelvin 이론에 의한 조파저항의 수치계산, SNAK 24-2, 1987.
- [7] Havelock, T.H., "The theory of wave resistance", Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 138, 1932.

- [8] Kajitani, H., "The second order treatment of ship surface condition in the theory of wave-making resistance of ships(Japanese)", J. Zosen Kiokai 118, 1965.
- [9] Michell, J.H., "The wave resistance of a ship", Phil. Mag. Ser. 5, Vol. 45, 1898.
- [10] Newman, J.N., "Marine Hydrodynamics", The MIT Press, 1977.
- [11] Newman, J.N., "Evaluation of the wave-resistance Green function:Part 1 - The double integral", JSR 31-2, 1987.
- [12] Noblesse, F., "The fundamental solution in the theory of steady motion of a ship", JSR 21-2, 1977.
- [13] Shen, H.T. and Farell, C., "Numerical Calculation of the Wave Intergrals in the Linearized Theory of water Waves", JSR, Vol. 21, No. 1, 1977.
- [14] Wehausen, J.V., "The Wave Resistance of Ships", Adv. Appl. Mech. Vol. 13, 1773.
- [15] Zienkiewicz, O.C., "The finite element method", McGraw-Hill Book Company (UK), 1977.