

참치 선망어선의 선형개발을 위한 조파저항의 수치해석

김 인 철

부산수산대학교

(1992년 4월 20일 접수)

Numerical Analysis on the Wave Resistance for Development of Ship's Form of Tuna Purse Seiner

In-Chul KIM

National Fisheries University of Pusan

(Received April 20, 1992)

The purpose of the present research is to develop an efficient numerical method for the calculation of potential flow and predict the wave-making resistance for the application to ship design of tuna purse seiner.

The paper deals with the numerical calculation of potential flow around the series 60 with forward velocity by the new slender ship theory. This new slender ship theory is based on the asymptotic expression of the Kelvin-source, distributed over the small matrix at each transverse section so as to satisfy the approximate hull boundary condition due to the assumption of slender body.

Some numerical results for series 60, $C_b=0.6$, hull are presented in this paper. The wave pattern and wave resistance are computed at two Froude numbers, 0.267 and 0.304. These results are better than those of Michell's thin ship theory in comparison with measured results.

However, it costs much time to compute not only wave resistance but also wave pattern over some range of Froude numbers. More improvements are strongly desired in the numerical procedure.

기 호 설 명

		도 포텐시얼
	ϕ	: 물체의 존재로 인하여 교란
O-xyz	: 오른손 직교 좌표계 (Fig. 1)	된 유체의 속도 포텐시얼
	U	: 평행류의 유속
$\phi(x, y, z)$: 고정 좌표계에서의 전체 속	: 유체의 밀도
	ρ	

* 이 논문은 1991년도 동원학술연구비 지원에 의하여 연구하였음.

서 론

g	: 중력 가속도
P_a	: 자유 표면에서의 대기압
ζ	: 수면의 상승 높이
K_0	: $K_0 = g/U^2$
ϕ_1	: 소오스 자체의 속도 포텐셜
ϕ_2	: 해저조건을 만족하는 속도 포텐셜
$P(x, y, z)$: 유동장의 점
$Q(x_1, y_1, z_1)$: 소오스의 점
$\sigma(x_1, y_1, z_1)$: 소오스의 밀도
$G(x, y, z; x_1, y_1, z_1)$: 단위 밀도를 가지는 점 소오스의 Green함수
α	: $\alpha = k \cos\theta$
β	: $\beta = k \sin\theta$
l	: 길이
b	: 폭
$b/l = \epsilon \ll 1$: 길이에 대한 폭의 비
n	: S에 대한 단위 외향 법선 벡터
S	: 정수면 아래의 선체 표면 (Fig. 2)
S_∞	: S를 둘러싼 큰 표면
S_F	: S와 S_∞ 사이의 교란되지 않은 자유표면
C	: 선체 표면과 정수면의 교절선
C_∞	: 큰 표면 S_∞ 와 정수면의 교절선
L	: 배의 길이
B	: 배의 폭
T	: 배의 흘수
$c(x)$: 각 횡단면 x에서 선각 표면의 contour
N	: $c(x)$ 에 대한 외향 법선 성분
$ds(y_1, z_1)$: $c(x)$ 의 길이요소
$b(x)$: 각 횡단면 x에서 수선면의 반폭

우리나라의 원양어업중에서 참치 선망어업은 다른 업종에 비하여 그 생산량의 비중이 날로 커지고 수출액도 증가하고 있는 추세이다. 그러나 이에 반하여 참치잡이 도구인 선박은 미국으로부터 중고선을 도입하여 운용해 온 관계로, 그 선령이 노후화되었고 또 어로 작업 환경의 개선 및 조업의 간소화가 현실에 맞게 요구되고 있다. 중고선의 도입가격도 상승일로에 놓여 있는 실정이다.

이에 따라 국내 원양업계에서는 참치 선망어선이 현대화계획을 마련해 왔으며, 이러한 국내 참치 선망업계의 현안문제를 해결하기 위한 방법의 일환으로 총톤수 1200톤급의 한국형 참치 선망어선에 대한 설계사업이 한국조선공업협회와 한국해사연구소의 공동 주관으로 추진되었다.

참치 선망어선은 주로 표층에 서식하면서도 이동속도가 빠른 어종인 참치를 포획하는 배이므로 일반 어선보다 고속이 요구된다. 따라서 선박의 조파저항문제가 크게 대두된다.

선박의 초기설계단계에서 가장 중요한 것은 계획하고 있는 선형의 저항 및 추진성능을 신속히 파악하는 것이며, 나아가서는 저항이 최소가 되고 추진효율이 우수한 선형을 찾아내는 일이라 할 수 있다. 따라서 참치 선망어선의 선형개발을 위하여 우선 최소조파저항을 갖는 선형 결정을 위한 조파저항의 이론해석이 필요하고 이에 따른 실험적 검증이 필요한 실정이다.

선박의 최소조파저항을 갖는 선형개발에 관련된 이론체계는 Michell(1898)의 thin ship theory 이후 많은 연구가 이루어져 왔다. 배로 인하여 일어나는 파형을 선미의 뒤편에서 예측하는 Havelock(1951)의 이론적 방법은 Hogen과 Gadd(1962)의 실험에 의하여 검증되었다.

세장선 이론에 의한 조파저항해석이 Cumins(1956), Vossers(1962)와 Maruo(1962)등에 의하여 소개된 이후 선체 운동에 대한 세장선 이

론의 적용은 놀랄만한 진전을 보이고 있다.

Brard(1972)에 의한 Neumann-Kelvin 문제는 적분방정식안의 복잡한 Kernel함수 때문에 수치해의 과정에 이점이 없다. Maruo(1982)는 섭동론적 관점에서 Neumann-Kelvin문제를 단순화시키는 새로운 세장선 이론을 소개하였으며, Kim(1987)은 유한 수심에 대하여 Kelvin소오스의 점근거동을 조사하였다.

본 연구에서는 참치 선망어선의 선형개발을 위하여, 그 기초적인 연구로 새로운 세장선 이론을 Kelvin소오스의 점근 전개로부터 구하고, 일반 어선보다 고속인 참치 선망어선의 특성을 고려하여 $C_b=0.6$ 인 Series 60의 선형에 대하여 새로운 세장선 이론의 타당성을 조사하였다.

2. 이론해석

2.1 Kelvin 소오스의 점근 전개

비압축성, 비점성유체의 균일 흐름이 속도 U 를 가지고 x 축의 양의 방향에서 흘러온다. 원점은 교란되지 않은 자유표면상에 취한다. 수평면 위에서 y 축은 x 축에 수직이며 z 축은 연직하방향으로 취한다.

Kelvin 소오스를 $x=x', y=y', z=z' < 0$ 에 두면, 다음식으로 Green함수를 나타낼 수 있다.

$$G = -\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} + G' \quad (1)$$

여기서

$$r = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2$$

$$r' = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2$$

$$K_0 = g/U^2$$

$$G' = \frac{2K_0}{\pi} \operatorname{Re} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta$$

$$\times \left[\int_0^\infty \frac{\exp\{-k(z+z')\}}{k \cos^2 \theta - K_0} dk \right.$$

$$\left. + \int_0^\infty \frac{\exp\{ik\{(x-x') \cos \theta\}\}}{k \cos^2 \theta - K_0} dk \right]$$

$$+ \int_0^\infty \frac{\exp\{(y-y') \sin \theta\}}{k \cos^2 \theta - K_0} dk]$$

이다.

적분변수 k, θ 를 다음과 같이 α, β 로 변환시킨다.

$$\alpha = k \cos \theta \quad \beta = k \sin \theta \quad (2)$$

그러면 (1)식의 G' 는 다음과 같이 된다.

$$G' = \frac{K_0}{\pi} \times \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\alpha^2 + \beta^2 z + i\alpha x + i\beta y)}{\alpha^2 - K_0 \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} d\alpha d\beta \quad (3)$$

여기서

$$\bar{x} = x - x', \quad \bar{y} = y - y', \quad \bar{z} = z - z'$$

이다.

길이의 척도를 l , 폭의 척도를 b 로 하여 $b/l = \epsilon \ll 1$ 로 가정한다. 이 근사는 $K_0 l = 0(1)$ 과 $K_0 l = 0(\epsilon)$ 인 양 경우에 다 정당하다. α 에 대한 적분은 (1)식의 정의에 따라 원점 주위의 낮은 부분을 취한다.

$$G' \approx -4\sqrt{K_0} \int_0^\infty e^{-\beta z} \cos(\beta \bar{y}) \sin(\bar{x} \sqrt{K_0} |\beta|)$$

$$\times \frac{d\beta}{\beta}, \quad \bar{x} > 0 \quad (4-1)$$

$$G' \approx 0, \quad \bar{x} < 0 \quad (4-2)$$

이 결과는 원점에서 Kelvin 소오스의 특이거동을 나타낸다.

완전한 전개를 얻기 위하여, 복수평면 u 에서 다음과 같은 적분을 고려한다.

여기서 \bar{y} 는 양이다.

$$I_c = \int_c \frac{\exp[-u\bar{z} + iu(\bar{x} \cos \theta + \bar{y} \sin \theta)]}{u - K_0 \sec^2 \theta} du \quad (5)$$

폐곡선은 극 주변의 낮은 부분에서 작은 반원에 의하여 톱니모양으로 된 양의 실축과 허축의 양의 부분과 음의 부분, 그리고 이들 축의 끝에서

연결되는 큰 원호에 의하여 구성되어 있다. Cauchy정리에 의하여

$$I_c = 2\pi i \text{ (Residue at } u = K_0 \sec^2 \theta)$$

만약 큰 원의 반경을 무한대로 취하면, 그것을 따르는 적분은 사라진다. 따라서 $\bar{y} > 0$ 에 대하여 다음을 얻는다.

$$\begin{aligned} G' &= \frac{2K_0}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^2 \theta d\theta \\ &\times \int_0^\infty \frac{t \cos t\bar{z} - K_0 \sec^2 \theta \sin t\bar{z}}{t^2 + K_0^2 \sec^4 \theta} dt \\ &\times \exp(-t |\bar{x} \cos \theta + \bar{y} \sin \theta|) \\ &- 4K_0 \int_0^{\pi/2} \exp(-K_0 \sec^2 \theta \bar{z}) \sin(K_0 \bar{x} \\ &\times \sec \theta + K_0 \bar{y} \sec \theta \tan \theta) \sec^2 \theta d\theta \quad (6) \end{aligned}$$

여기서 θ_1 은 $-\pi/2$ 와 $\pi/2$ 사이의 각이며 $\tan \theta_1 = -\bar{x}/\bar{y}$ 이다.

(6)식의 이중적분항은 유계이고 일양수렴하므로

$$\begin{aligned} &\frac{2K_0}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^2 \theta d\theta \\ &\times \int_0^\infty \frac{t \exp(t |\bar{x}| \cos \theta)}{t^2 + K_0^2 \sec^4 \theta} dt \\ &= -\frac{2}{|\bar{x}|} + \pi K_0 \{ \mathbf{H}_1(K_0 |\bar{x}|) \\ &- Y_1(K_0 |\bar{x}|) - \frac{2}{\pi} \} \quad (7) \end{aligned}$$

으로 표시되고, 여기서 \mathbf{H}_1 은 Struve함수이고 Y_1 은 제 2종 Bessel함수이다. (6)식의 단일적분항은

$$\begin{aligned} &-4K_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp(-K_0 \bar{z} \sec^2 \theta) \sin(K_0 \bar{x} \sec \theta \\ &+ K_0 \bar{y} \sec \theta \tan \theta) \sec^2 \theta d\theta \\ &= -8K_0 \int_1^\infty \exp(-K_0 \bar{z} u^2) \sin(K_0 \bar{x} u) \\ &\times \cos(K_0 \bar{y} u \sqrt{u^2 - 1}) \frac{u}{\sqrt{u^2 - 1}} du \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\approx -8\sqrt{K_0} \int_0^\infty e^{-z v^2} \sin(\bar{x} K_0 v) \cos(\bar{y} v^2) dv \\ &+ \frac{8}{\bar{x}} + 4K_0 Y_1(K_0 \bar{x}) \quad (8) \end{aligned}$$

이 된다.

따라서, G' 의 점근전개는 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} G' &\approx -8\sqrt{K_0} \int_0^\infty e^{-z v^2} \sin(\bar{x} K_0 v) \\ &\times \cos(\bar{y} v^2) dv + \pi K_0 \{ \mathbf{H}_1(K_0 \bar{x}) \\ &+ 3 Y_1(K_0 \bar{x}) \} + \frac{6}{\bar{x}} - 2K_0, \quad \bar{x} > 0 \quad (9-1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G' &\approx -\pi K_0 \{ \mathbf{H}_1(K_0 \bar{x}) + Y_1(K_0 \bar{x}) \} \\ &+ \frac{2}{\bar{x}} - 2K_0, \quad \bar{x} < 0 \quad (9-2) \end{aligned}$$

2.2 세장선의 속도 포텐시얼

정수중에 배를 고정시키고, 흐름은 정상상태로 x 축의 무한 원방에서 일정한 속도 U 로 흘러 들어온다. 좌표계는 Fig. 1과 같이 오른손 직교 좌표계를 취한다. x 축의 방향은 흐름의 반대방향으로 취하고 z 축은 연직 상방향으로 취한다. 따라서 $0-xy$ 면은 교란되지 않은 자유표면과 일치한다. S 는 정지 수선 아래의 선체 표면을 나타내고 \mathbf{n} 은 S 에 대한 단위 외향법선 벡터이다.

비점성, 비압축성 유체의 비회전운동을 가정하면 전체 속도 포텐시얼은 $-Ux + \phi$ 의 형태이고 이것은 유체 영역내에서 다음의 Laplace 방정식을 만족한다.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (10)$$

선체표면 S 에서의 운동학적 경계조건은

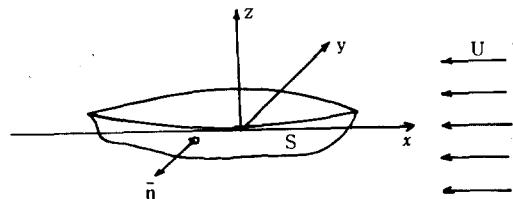


Fig. 1. Coordinate System.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -U \frac{\partial x}{\partial n} \quad (11)$$

이고, $z = \zeta(x, y)$ 에서 운동학적 자유표면 조건은

$$\begin{aligned} (U + \frac{\partial \phi}{\partial x}) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

동력학적 자유표면 조건은

$$\begin{aligned} U \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{2} [(-\frac{\partial \phi}{\partial x})^2 + (-\frac{\partial \phi}{\partial y})^2 \\ + (-\frac{\partial \phi}{\partial z})^2] + g\zeta = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

이다. 그리고 해저의 조건은 $z = -d$ 에서

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \rightarrow 0 \quad (14)$$

이다.

선체 주변의 유체운동의 속도 포텐셜을 표시하기 위하여 Green 함수 $G(P, Q) = G(x, y, z; x_1, y_1, z_1)$ 을 가정한다. 적절한 외부해는 Green 정리를 이용하여 완전하게 구할 수 있다.

Q 공간은 Fig. 2에 나타난 바와 같이 정수면 아래의 선체표면 S 와 S_r 를 둘러싼 큰 표면 S_∞ 그리고 S 와 S_∞ 사이의 교란되지 않은 자유표면 S_f 의 부분으로 이루어진다. 여기서 C 는 선체표면과 정수면의 교절선이며 C_∞ 는 큰 표면 S_∞ 와 정수면과의 교절선이다. Q 공간에서 $\phi(Q)$ 와 $G(P, Q)$ 에 Green 정리를 적용하여 외부해를 다음과 같이 얻는다.

$$\begin{aligned} 4\pi\phi(P) = & \iint_S dS(Q) [\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \\ & - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q}] G(P, Q) \\ & + \iint_{S_\infty} dS(Q) [\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \\ & - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q}] G(P, Q) \\ & + \iint_{S_f} dS(Q) [\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \end{aligned}$$

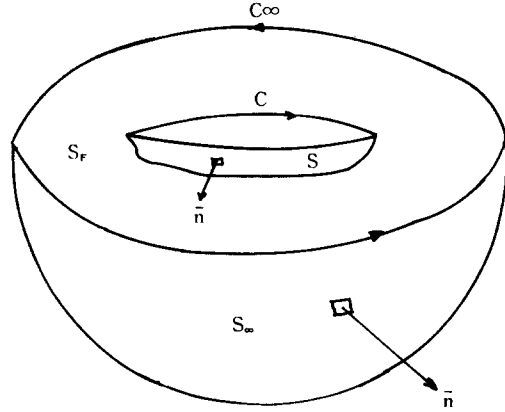


Fig. 2. Schematic diagram for a surface ship.

$$- \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q}] G(P, Q) \quad (15)$$

여기서 n_Q 는 단위 외향 법선 벡터이다. 수평면 $z=0$ 에서 큰 표면 S_∞ 에 대한 적분은 S_∞ 를 무한 원방에 두면 사라진다.

정수면 아래의 전체 경계면에서 ϕ 의 해석적인 연속을 가정한다. Green 함수로 소오스를 취하면 수평면 $z=0$ 에서 다음 방정식을 만족한다.

$$[(U \frac{\partial}{\partial x})^2 + g \frac{\partial}{\partial z}]_{z=0} G(P, Q) = 0 \quad (16)$$

자유표면의 조건으로부터 유도된 관계에서

$$U^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\Phi(x, y) \quad (17)$$

이라 하면 속도 포텐셜은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} 4\pi\phi(P) = & \iint_S dS(Q) [\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \\ & - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q}] G(P, Q) - \frac{U^2}{g} \oint_C dy_1 (\phi(Q) \\ & \times \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q}) \Big|_{z_1=0} G(P, Q) \\ & + \frac{1}{g} \iint_{S_f} dx_1 dy_1 \Phi(x_1, y_1) G(P, Q) \Big|_{z_1=0} \end{aligned} \quad (18)$$

여기서 C 는 정수면과 선체 표면과의 교절선이다. 만약 속도 포텐셜이 선형화된 자유표면 조건을 만족하면 $\phi=0$ 가 되고, (18)식의 마지막 항은 사라진다. 그러나 자유표면 조건이 비 선형이면 이 항은 영이 아니다. 이것은 선체 바깥의 정수면에 걸쳐 밀도 $(1/g)\phi(x, y)$ 의 소오스를 분포시켜 둔 것을 뜻한다.

3. 세장선에 대한 근사

세장선 이론에서는 배의 길이에 대한 폭의 비가 대단히 작다고 가정한다. 즉 $L=0(1)$, $B, T=0(\epsilon)$ 으로 한다. 여기서 L 은 배의 길이, B 는 폭, T 는 흘수를 표시한다. 중축에 대한 선체 표면의 기울기는 $0(\epsilon)$ 이고, 따라서 선체 경계조건 (11)식 때문에 법선속도는 $0(\epsilon)$ 이다. 선체 표면적은 $0(\epsilon)$ 에 관계되므로 (18)식의 교란속도 포텐셜은 $0(\epsilon^2)$ 으로 된다. 더우기 2차항의 선적분과 3차항의 수평속도는 모두 $0(\epsilon^3)$ 으로 가정할 수 있다. 이는 선형화된 자유표면을 나타내며 Neumann-Kelvin문제와 같아진다.

고차항들을 생략하면 속도 포텐셜은 다음과 같이 표시된다.

$$4\pi\phi(P) = \iint_S dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial\phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \quad (19)$$

Green 함수를 소오스를 취하면

$$G(P, Q) = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + G'(x-x_1, y-y_1, z-z_1) \quad (20)$$

이 되고, 속도 포텐셜의 한 부분을 고려하면 다음과 같이 된다.

$$4\pi\phi_1(P) = \iint_S dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial\phi(Q)}{\partial n_Q} \right] \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (21)$$

수평면 $z=0$ 에 대하여 S 와 그의 경상 S' 로 구성되는 폐곡면의 바깥부분에서 $\phi_1(P)$ 은 조화함수이다. $S+S'$ 의 바깥 부분에 Green 정리를 적용하여 다음을 얻는다.

$$4\pi\phi_1(P) = \iint_{S+S'} dS(Q) \left[\phi_1(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial\phi_1(Q)}{\partial n_Q} \right] \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (22)$$

이것은 $S+S'$ 의 바깥 부분에서는 (21)식에 정의된 포텐셜과 동일하고 그것의 안쪽에서는 사라진다. 만약 $\phi = \phi_1 + \phi_2$ 라 두면 ϕ_2 는 낮은 반평면에서 조화함수이다. Green 정리를 S 와 $z=0$ 에 의하여 경계지어진 선각의 안쪽에 적용하면 S 의 바깥 P 점에 대하여 다음을 얻는다.

$$\iint_S dS(Q) \left[\phi_2(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial\phi_2(Q)}{\partial n_Q} \right] \times G(P, Q) + \int_C dy_1 \left[\phi_2(Q) \frac{\partial}{\partial x_1} - \frac{\partial\phi_2(Q)}{\partial x_1} \right] G(P, Q) = 0 \quad (23)$$

여기서 제 2항은 세장선의 가정에 의하여 생략할 수 있다. 따라서 속도 포텐셜은

$$4\pi\phi(P) = \iint_S dS(Q) \left[\left[\phi_1(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial\phi_1(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right] \quad (24)$$

가 된다.

선체 근처의 속도 포텐셜에 대한 표현은 세장체의 가정에 의하여 간단하게 할 수 있다. 앞의 가정에서와 같이 횡좌표 y, z 와 y_1, z_1 의 차수는 $0(\epsilon)$ 이고 x 와 x_1 의 차수는 $0(1)$ 이다. (22)식을 x_1 에 대하여 부분적분하고 고차항을 무시하면 선체근처에서 ϕ_1 에 대한 표현은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$4\pi\phi_1(P) = \int_{C(x)} \left(\frac{\partial\phi_1}{\partial N} - \phi_1 \frac{\partial}{\partial N} \right)$$

$$\times \ln \frac{(y-y')^2+(z-z')^2}{(y-y')^2+(z+z')^2} ds(y', z') \quad (25)$$

여기서 $C(x)$ 는 각 횡단면 x 에서 선각표면의 *contour*이며 N 은 그 단면에서 $C(x)$ 에 대한 외향법선성분이며, $ds(y', z')$ 는 $C(x)$ 의 길이요소다. 포텐셜 ϕ_2 는 (27)식에서 (28)식을 빼어 다음과 같이 표시한다.

$$4\pi\phi_2(P) = \iint_S \left[\frac{\partial\phi_1}{\partial n_Q} G'(P, Q) - \phi_1 \frac{\partial G'(P, Q)}{\partial n_Q} \right] ds(Q) \quad (26)$$

세장체에 대한 표현을 얻기 위하여 $G'(P, Q)$ 에 대한 점근 전개를 다음과 같이 표시한다.

$$G' \approx \pi K_0 H_1(K_0 |x-x'|) + \{\pi K_0 Y_0(K_0 |x-x'|) + 2|x-x'|^{-1}\} \{1+2\text{sgn}(x-x')\} - 2K_0 - 4\sqrt{K_0} E(x-x', y-y', z+z') \times \{1+\text{sgn}(x-x')\} \quad (27)$$

여기서

$$E(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = \int_0^\infty e^{-v^2 \bar{z}} \cos(v^2 \bar{y}) \times \sin(v K_0 \bar{x}) dv \quad (28)$$

이다.

이 때 선체 근처에서 ϕ_2 에 대한 표현은 다음과 같다.

$$4\pi\phi_2(P) = \int_0^L dx' [\pi K_0 H_1(K_0 |x-x'|) + \{\pi K_0 Y_1(K_0 |x-x'|) + 2|x-x'|^{-1}\} \times \{1+2\text{sgn}(x-x')\} - 2K_0] \times \int_{c(x')} V_n ds + 8\sqrt{K_0} \int_0^x dx \int_{b(x')}^\infty V_x(x', y') E(x-x', y-y', z) dy' \quad (29)$$

여기서 $b(x')$ 는 $x=x'$ 에서 수선의 반쪽이다.

4. 조파저항과 파문계산

세장선에 대한 선체 표면의 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial\phi_1}{\partial N} = -Un_x - \frac{\partial\phi_2}{\partial N} \quad (30)$$

여기서 n_x 는 선체표면에서 x 의 외향법선벡터이다.

$$V_n = -Un_x - \frac{\partial\phi_2}{\partial N} \quad (31)$$

이라 두면, 두번째항은 자유표면효과를 나타낸다.

이 경계치 문제를 등각사상으로 풀기 위하여 $z=x+iy$ 와 $\xi=\xi+i\eta$ 를 정의한다.

사상함수 $z=f(\xi)$ 를 취하여 Fig. 3과 같이 사

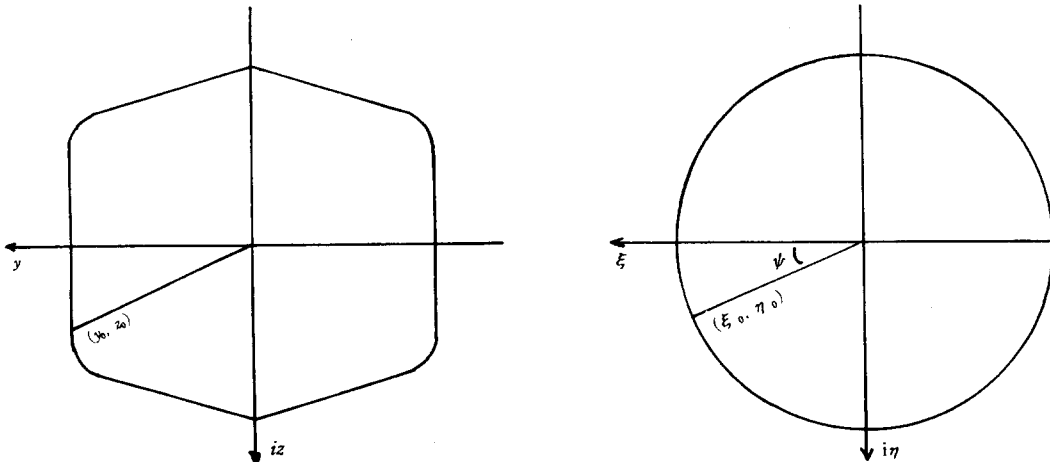


Fig. 3. Correspondence between Z and ξ planes.

상사킨다.

Z평면의 $C(x)$ 위에서 법선속도 V_n 은 ξ 평면의 단위원에 사상된다.

$$V_n(\varphi) = V_n \left| \frac{dZ}{d\xi} \right|_{\xi=e^{i\varphi}} = V_n |f'(e^{i\varphi})| \quad (32)$$

따라서 ϕ_1 에 대한 경계치 문제는

$$\phi_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi V_n(\varphi') \ln \left| \frac{\xi - e^{i\varphi}}{\xi - e^{-i\varphi}} \right| d\varphi' \quad (33)$$

으로 된다. 연직속도 V_z 는 (31)식으로 부터

$$V_z = \frac{-2}{\pi |f'(\xi)|} \int_0^\pi V_n(\varphi') \times \frac{\sin \varphi'}{\xi^2 + 1 - 2\xi \cos \varphi'} d\varphi' \quad (34)$$

가 된다.

(31), (32), (33)식으로 부터 경계조건은 다음과 같다.

$$V_n = -Un_x |f'(e^{i\varphi})| + Im \frac{2\sqrt{K_0}}{\pi} \int_0^x dx' \times \int_1^\infty V_z E_z^* \{x-x', f(e^{i\varphi}) - f(\xi)\} \times f'(\xi) d\xi \quad (35)$$

압력일정조건과 Bernoulli 정리로 부터 자유표면이 높이는

$$H = -z = -\frac{1}{g} \left[U \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} \right]_{z=0} \quad (36)$$

이다.

배의 저항은 선체표면위의 압력의 적분으로 결정된다.

$$R = - \int dx \int_{\alpha x} p n_x ds \quad (37)$$

이것은 압력저항인데 주로 조파저항을 구성한다.

그러나 이것은 물보라저항과 트랜섬 선미뒤의 공동에 기인하는 저항을 여전히 포함한다. 조파저항은 선미뒤에서 발산하는 파의 에너지가 운동량 해석으로 부터 결정할 수 있다. 그리고 Kochin에 의하여 수정된 Havelock의 공식으로 부터

$$R_w = 16\pi\rho K_0 \int_1^\infty |H(u)|^2 \frac{u^2}{\sqrt{u^2-1}} du \quad (38)$$

을 얻는다. 여기서 $H(u)$ 는 Kochin함수이다.

$$H(u) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial n} - \phi_1 \frac{\partial}{\partial n} \right) \times \exp(-K_0 z u^2 + iK_0 x u + iK_0 y u \sqrt{u^2-1}) dS \quad (39)$$

(37)식을 (36)식에 대입하여, 적분항을 우선 표시하면

$$\int_1^\infty \exp[-K_0(z+z')u^2 + iK_0(x-x')u + iK_0(y-y')u\sqrt{u^2-1}] \frac{u^2}{\sqrt{u^2-1}} du = \frac{1}{iK_0} \frac{d}{dx} \int_1^\infty \exp[-K_0(z+z')u^2 + iK_0(x-x')u + iK_0(y-y')u\sqrt{u^2-1}] \times \frac{u}{\sqrt{u^2-1}} du \quad (40)$$

만약 세장체의 가정을 도입하면 Kelvin소오스에 대한 적분과 같이 점근전개를 할 수 있고

$$\int_1^\infty e^{-K_0(z+z')u^2} \sin[K_0(x-x')u] \times \cos[K_0(y-y')u^2] \frac{u}{\sqrt{u^2-1}} du \approx \int_0^\infty e^{-K_0(z+z')u^2} \sin[K_0(x-x')u] \times \cos[K_0(y-y')u^2] du - \frac{1}{K_0(x-x')} - \frac{\pi}{2} Y_1\{K_0(x-x')\} \quad (41)$$

따라서 조파저항은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 R_w = & \frac{2}{\pi} \rho K_0^2 \int_0^\infty \left| \int dx \int_{b(x)}^\infty V_z(x,y) \exp(iK_0 \right. \\
 & \left. x\sqrt{v+iK_0 yv} dy \right|^2 dv + \frac{1}{\pi} \rho \int dx \int_{c(x)} V_n ds \\
 & \times \int dx' \int_{c(x')} \left[\frac{1}{(x-x')^2} - \frac{\pi}{2} K_0^2 Y_0\{K_0 \right. \\
 & \left. \times (x-x')\} + \frac{\pi K_0}{2(x-x')} Y_1\{K_0(x-x')\} \right]
 \end{aligned} \quad (42)$$

수치해석

먼저 사상함수 $f(\xi)$ 를 선체의 각 단면에서 결정하여야 한다. 다음으로 적분방정식 (33)의 해로부터 $V_n(\Psi)$ 를 결정한다. $V_n(\Psi)$ 가 결정되면 V_z, V_n, ϕ_1 및 ϕ_2 가 차례로 결정되고 이것으로부터 파형 H 와 조파저항 R_w 가 계산되어진다.

배의 길이를 단위길이로 취하고, 잘 알려진 세 매개변수형태의 $f(\xi)$ 를 다음과 같이 둔다.

$$f(\xi) = p(\xi + a_1 \xi^{-1} + a_3 \xi^{-3} + a_5 \xi^{-5}) \quad (43)$$

계수 P, a_1, a_3 및 a_5 는 Fig. 4에 나타난 선체의 정면도와 세 매개변수의 값을 이용하여 결정한다.

$V_n(\Psi, x)$ 과 $V_z(x, y)$ 의 계산은 Fig. 4에 보인 선체의 각 단면에서 행한다. 선수에서 $V_n(\Psi, 0)$ 는 쉽게 다음과 같다.

$$V_n(\Psi, 0) = -Un_x |f'(e^{i\Psi})| \quad (44)$$

두번째 단면에서는 (33)식의 두번째항에 V_n

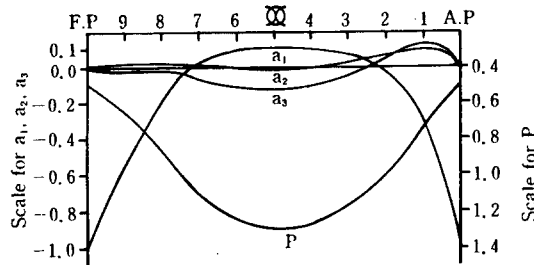


Fig. 4. Parameters of Series 60, $C_b = 0.60$.

$(\Psi, 0)$ 가 미치는 영향을 (44)에다 더해야 한다.

이와같은 방법으로 계속해서 그 다음단면에 대하여 $V_n(\Psi, x')$, $x' < x$ 가 미치는 영향을 더해 나가는 것이다.

계산은 Froude수 $Fn=0.00, 0.267$ 및 0.304 의 세가지에 대하여 행하였다. 그리고 $\psi=9^\circ$ 에서 법선속도 $V_n(\psi, x)$ 의 선체길이에 대한 분포를 Fig. 5에 나타내었다.

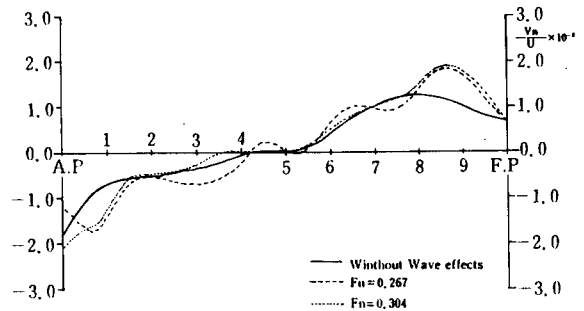


Fig. 5. Normal Velocity in S-plane at $\psi = 9^\circ C$.

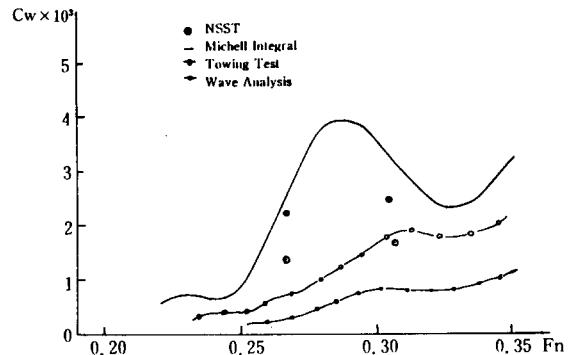


Fig. 6. Wave Resistance Coefficient of series 60, $C_L = 0.60$.

선체단면에서 윤곽선의 법선속도 V_n 과 만재흡수선에 대한 수직속도 V_z 는 V_n 으로 부터 계산된다. (40)식으로 표현된 조파저항식에서 조파저항의 계산은 $Fn=0.267$ 과 $Fn=0.304$ 의 두 경우에 대하여 V_z 와 V_n 을 대입하여 계산하였다.

Fig. 6에 조파저항계수를 나타내었는데 Michell의 적분과 모형시험결과, 그리고 파형해

석을 함께 도시하였다.

NSST에 의한 수치계산결과가 Michell의 적분값보다는 많이 모형시험값에 접근하고 있다. 그러나 여전히 모형시험값보다는 높은 값을 나타내고 있다.

만약 계산에서 Kelvin소오스의 유한홀수에 대한 수정을 하면 가로파에 대한 항은 다음과 같이 표현된다.

$$\left(\frac{1}{T} \int_0^T e^{-K_0 z} dz\right)^2 \approx \left(1 - \frac{1}{2} K_0 T\right)^2 \quad (45)$$

따라서 조파저항계수는 $Fn=0.267$ 이내는 $Cw=1.35 \times 10^{-3}$, $Fn=0.304$ 에서는 $Cw=1.60 \times 10^{-3}$ 으로 감소되었다. 이것은 유한홀수의 Kelvin소오스에 대한 수정항이 보다 모형시험값에 가까워지고 있는 것을 보여준다.

선각에 따른 파형을 Fig. 7과 Fig. 8에 나타내었다. 파문은 Fig. 9와 Fig. 10에 표시하였다. Fig. 7과 Fig. 8에서 파형의 비교는 측정치와 매우 비슷한 결과를 보이고 있다. 만약 Kelvin소오

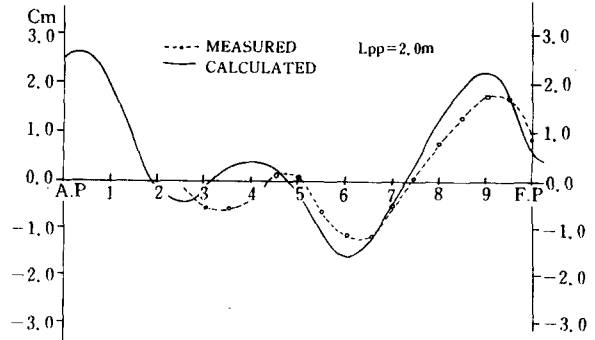


Fig. 7. Wave Profiles at $Fn=0.267$.

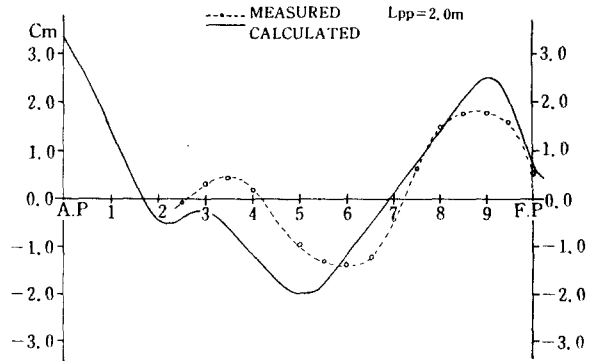


Fig. 8. Wave Profiles at $Fn=0.304$.

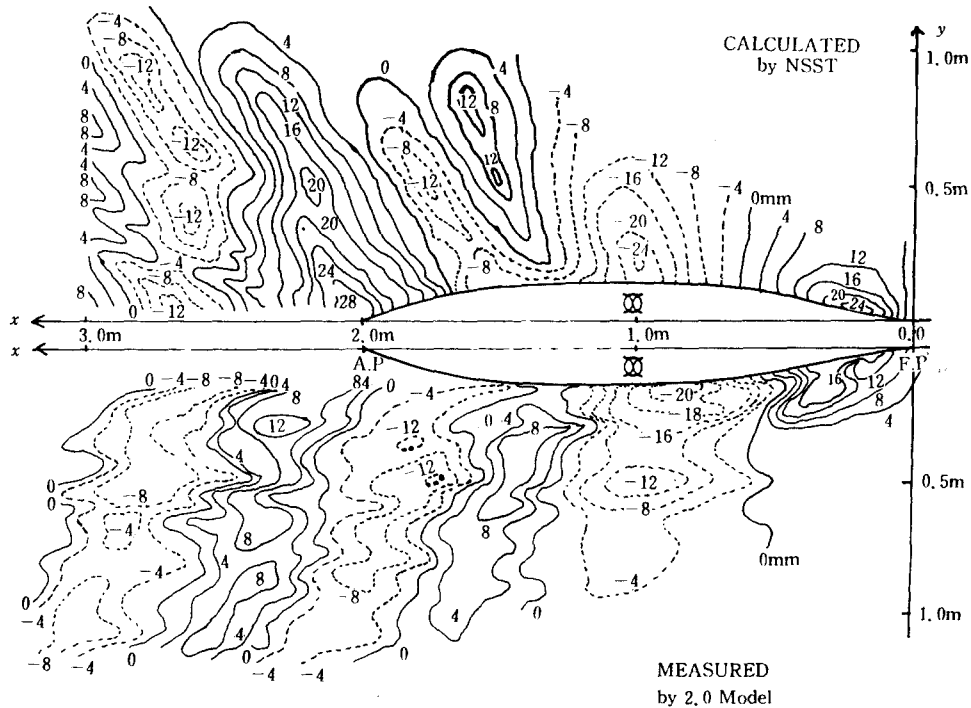


Fig. 9. Wave Patterns at $Fn=0.267$.

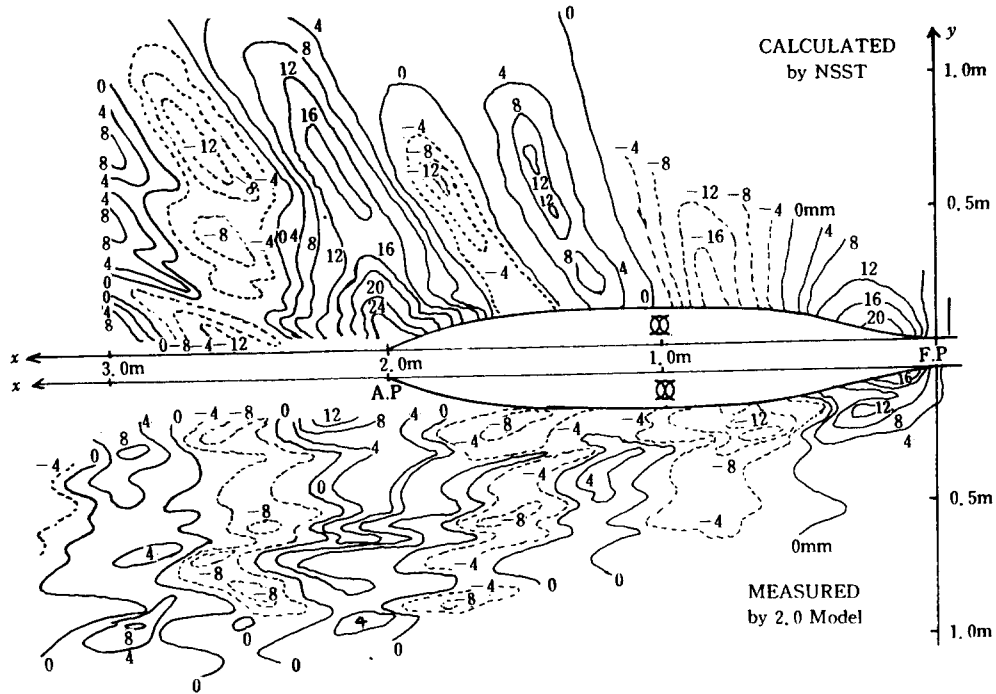


Fig.10. Wave Patterns at $Fn=0.304$.

스의 유한수심효과를 고려하여 가로파를 수정하면 파형은 더욱 일치할 것이다. 현재의 계산에서는 세방향에서 전체 속도포텐셜 ϕ 의 수치미분에 의하여 자유표면의 높이를 직접 계산하였으므로 가로파의 수정을 분리하여 할 수 없다.

Fig. 9와 Fig. 10에서 파문을 보면 모든 파고의 높이가 측정치보다 계산치가 두배정도 높다. 그렇지만 파문의 모습은 서로 잘 일치하고 있다. Fig. 9와 Fig. 10에서 선체의 전반부는 파문이 상당히 측정치와 일치하고 있지만 후반부쪽으로 가면 발산파의 모양이 약해지고 가로파의 모양이 강해져 간다. 그리고 선미파에서는 가는 요철현상이 나타나고 있다. 이것은 트림의 영향때문인지 수치계산상의 문제인지는 확실하지 않다.

요 약

본 연구에서는 참치 선망어선의 선형개발을 위한 기초적인 연구로 새로운 세장선 이론의 이론

해석 및 그 수치해법을 $C_b=0.6$ 인 Serise 60의 배에 대하여 적용시켜 보았다. 자유표면을 직진하는 배에 작용하는 조파저항값과 선체 근방의 파문을 계산하고, 그 계산결과를 실험치와 비교하여 정리하면 다음과 같다.

1. Kelvin소오스의 점근전개는 자유표면의 파동현상을 잘 나타내고 있으며 세장선의 경계조건을 만족하는 선체표면상의 소오스분포를 정확하게 구할 수 있다.

2. Neumann-Kelvin 문제의 불일치한 근사를 줄일 수 있으므로 해법의 정밀도도 높고 계산시간을 줄일 수 있는 이점이 있다.

3. Kelvin소오스의 유한수심에 대하여 가로파의 수정을 행하면 조파저항값이 더욱 모형시험에 의한 값에 가까워지고 있다.

4. 선체 근방에서, 파형과 파문의 계산은, 실제 배에 의한 파도의 성질을 잘 나타내고 있지만, 선체에서 떨어진 곳에서는 이론의 적용한계를 넘고 있기 때문에 정밀도가 떨어진다.

5. 선체 후반부의 파문계산과 가로파의 수정에 의한 수치계산방법을 개선하면 앞으로 더욱 정밀한 수치해석해를 얻을 수 있을 것으로 기대한다.

참 고 문 헌

- 1) Michell, J.H. (1898): The Wave Resistance of Ship. Phil. Mag. 45, 106-123.
- 2) Havelock, T.H. (1951): Wave Resistance Theory and It's Application to Ship Problem., SNAME.
- 3) Gadd, G. E., et al (1961): An Appraisal of the Ship Resistance Problem in the Light of Measurement of the Wave Pattern., NPL Report No. 36.
- 4) Cumins, W.E. 1956: The Wave Resistance of a Floating Slender Body. Ph. D Thesis, American Univ.
- 5) Vossers, G. (1962): Some Applications of the Slender Body Theory in Ship Hydrodynamics, Dissertation. Delft Technological University
- 6) Maruo, H. (1962): Calculation of the Wave Resistance of Ships, the Draught of which is as small as the Beam. J. Zosen Kiokai 112, 21-37.
- 7) Brad, R. (1972): The Representation of a Given Ship Form by Singularity Distributions when the Boundary Condition on the Free Surface is Linearized. J. of Ship Res, 16, 79-92.
- 8) Maruo, H. (1982): New Approach to the Theory of Slender Ships with Forward Velocity. Bull. Fac. Eng. Yokohama Nat. Univ. Vol. 31.
- 9) Kim, I.C (1987): A Study of the New Slender Ship Theory in a Fluid of Finite Depth. Ph. D Thesis, Pusan Nat. Univ.