

## 論 文

大韓造船學會誌  
第21卷 第3號 1984年·9月  
Journal of the Society of  
Naval Architects of Korea  
Vol. 21, No. 3, September 1984

### 追波中에서 航行하는 船體에 作用하는 波強制力에 關한 研究

孫景浩\*·金辰安\*\*

### Wave Exciting Forces Acting on Ships in Following Seas

by

Kyoung-Ho Son\* · Jin-Ahn Kim\*\*

#### Abstract

When a ship is travelling in following seas, the encounter frequency is reduced to be very low. In that case broaching phenomenon is most likely to occur, and it may be due to wave exciting forces acting on ships.

It is thought that the wave exciting forces acting on ships in following seas almost consist of two components. One is hydrostatic force due to Froude-Krylov hypothesis, and the other is hydrodynamic lift force due to orbital motion of water particles below the wave surface.

In the present paper, the emphasis is laid upon wave exciting sway force, yaw moment and roll moment acting on ships in following seas. The authors take the case that the component of ship speed in the direction of wave propagation is equal to the wave celerity, i.e., the encounter frequency is zero. Hydrostatic force components are calculated by line integral method on Lewis form plane, and hydrodynamic lift components are calculated by lifting surface theory. Furthermore captive model tests are carried out in regular following waves generated by means of a wave making board.

Through the comparison between calculated and measured values, it is confirmed that the wave exciting forces acting on ships in following seas can be predicted in terms of present method to a certain extent.

#### 1. 序 論

최근 콘테이너선 또는 고마력의 어선등은 비교적 고속으로 항행하는 경향이 있다. 이러한 선박이 특히 추파를 받으면서, 선속이 파의 전파속도와 거의 비슷하고 파장이 선체길이의 1~2배정도가 될 때, 가끔 broaching이라 불리는 급격한 회두운동과 함께 큰 횡경

사를 일으켜 때에 따라서는 선체가 전복하는 경우가 있다[1].

이와같은 broaching현상의 원인을 규명하고 이에 대한 안전대책을 강구하기 위한 연구가 부단히 계속되어 왔다[2, 3, 4, 5]. 최근의 연구성과[4, 5]에 의하면 broaching현상의 직접적 원인은 「추파에 의한 파강제력 중에서 특히 선수동요모멘트가 음(-)의 복원력으로 작용하고 있다」는 것이 지적되었으며, broaching

接受日字：1984年 7月 6日，再接受日字：1984年 8月 27日.

\* 正會員，韓國海洋大學 船舶工學科

\*\* 正會員，釜山大學校 工科學 造船工學科

† 여기서 복원력의 의미는 선체횡경사에 대한 복원성을 의미하는 것이 아니고, 변위에 비례하는 유체력의 의미로 사용되었음.

현상을 포함한 추파중에서의 선체불안정기동[4,6,7]을 보다 면밀하게 검토하기 위해서는 파강제력의 추정이 선행되어야 한다.

일반적으로 선체에 작용하는 파강제력의 계산법으로는 Tasai-Takagi[8], Salvesen-Tuck-Faltinsen[9] 등에 의한 스트립이론이 이용되어 왔다. 그러나 이들 방법에 의한 계산결과는 고주파수영역에서는 실험치와 잘 일치하지만, 본 논문에서 다루고자 하는 극히 저주파수 영역에서는 만족한 값을 주지 못한다.

따라서 추파중에서 항행하는 선체에 작용하는 파강제력의 추정방법으로서 저주파수영역에서의 독특한 계산법을 강구하지 않으면 안된다. 이와 관련된 지금까지의 연구로서는 Kerwin[10], Paulling[11] 등의 연구가 있다. 그러나 이들은 Froude-Krylov 가설에 기인하는 유체정역학적 힘과 모우멘트 성분만을 근사적으로 계산하였으며 유체입자의 궤도운동에 기인하는 양력성분에 대해서는 언급이 없었다.

본 논문에서는 추파중에서 항행하는 선체에 작용하는 파강제력을 이론적으로 계산하고 또한 실험결과와 비교·검토하였다. 구체적으로는 2차원규칙파와 선체가 추파중에서 조우원진동수가 영인 상태로 並進하는 경우를 상정하여 준정적인(quasi static) 취급이 가능토록 정식화하였다. 그리고 추파의 각 파면에서의 선체자세변화를 Froude-Krylov 가설에 의해서 계산하였으며, 선체에 작용하는 파강제력을 Froude-Krylov force 성분과 유체입자의 궤도운동에 기인하는 양력성분의 합으로 간주하고 이들 유체력을 보다 정밀하게 계산하였다. 특히 Froude-Krylov force 성분은 각 파면에서의 선체자세변화까지 고려하였으며, 종래까지 무시되어 온 양력 성분은 Bollay의 작은 가로-세로비에 대한 양력면이론[12]을 적용하여 계산하였다. 한편 추파중에서 조우원진동수가 영인 상태로 항행하는 선체에 작용하는 파강제력을 예인수중에서 실험적으로도 구하였으며, 상기 계산결과와의 비교·검토하였다.

이상의 연구결과 본 논문에서 제시한 파강제력의 계산법에 의해 실험치를 어느정도 설명할 수 있음을 확인하였으며, 추파중에서 항행하는 선체에 작용하는 파강제력의 유체역학적 메커니즘을 명확히 파악할 수 있었다.

2. 理論計算

2.1. 定式化

이론계산의 편의를 위해서 우선 다음 사항을 가정한다.

(i) 파와 선체는 병진한다. 즉, 조우원진동수가 영

이다.

(ii) 유체는 비점성, 비압축성, 그리고 유체입자의 운동은 비회전으로 간주하고, 線形波理論에 의한 波面과 壓力의 식을 적용한다.

(iii) 선체회경사의 영향은 고려하지 않는다.

좌표계는 Fig. 1과 같이 취한다. 즉, 파의 진행방향을 X축으로 하는 공간좌표계를  $\bar{O}-XYZ$ 라 한다. 선체의 진행방향은 X축과 각도  $\lambda$ 를 이루는  $\bar{O}X'$ 축으로 정하고 또 하나의 공간좌표계를  $\bar{O}-X'Y'Z'$ 라 한다. 또한  $\bar{O}X'$  축방향에는 선체의 전진속도 V를 갖는 등속이동공간좌표계를  $O_0-x_0y_0z_0$ 라 하고,  $O_0$ 는 정지수선면에 있는 것으로 간주한다. 그리고 선수방향을 x축으로 하는 선체고정좌표계를  $o-xyz$ 라 하고, o는 선체가 운동하고 있지 않을 때의 정지수선면과 일치시킨다. 船體重心 G는 그림에서와 같이 수선면 아래에 있는 것으로 가정한다. 그리고 파와 선체의 상대위치는  $\xi/\lambda$ 의 기호를 사용한다. 즉,  $\xi/\lambda=0\sim 0.5$ 는 오르막파면,  $\xi/\lambda=0.5$ 는 波頂,  $\xi/\lambda=0.5\sim 1.0$ 은 내리막파면, 그리고  $\xi/\lambda=0$  또는 1.0은 波底에 선체중심이 있다는 것을 의미한다. 이하 각 파면에서의 선체침하( $\zeta$ ), 종경사각( $\theta$ ) 및 편각( $\chi$ )을 주요변수로 하여 선체고정좌표에 관해서 정식화한다.

Fig. 1의 공간좌표계  $\bar{O}-XYZ$ 에서 X축의 양(+)  
의 방향으로 진행하는 2차원규칙파의 속도포텐셜  $\phi$ 는 다음과 같이 표시된다.

$$\phi = -ace^{-kz} \sin(kX - \omega t) \tag{1}$$

여기서

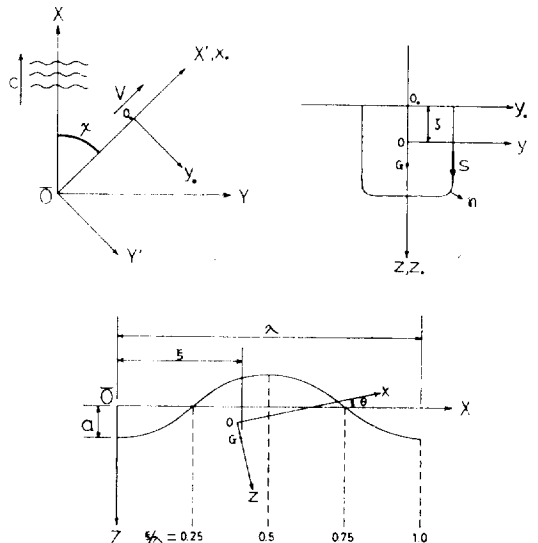


Fig. 1 Co-ordinate Systems.

$$\begin{cases} a; \text{ 파진폭, } c; \text{ 파속, } k; \text{ 파수}(2\pi/\lambda) \\ w; \text{ 파의 원진동수, } t; \text{ 시간} \end{cases}$$

파면  $Z_w$  와 압력  $P$  는 다음과 같이 표시된다.

$$Z_w = a \cos(kX - wt) \quad (2)$$

$$P = \rho g Z - \rho g a e^{-kz} \cos(kX - wt) \quad (3)$$

여기서

$\rho$ ; 유체의 밀도,  $g$ ; 중력가속도

시각  $t=0$  일 때 선체중심  $G$  의 위치를  $\xi$  라 하고,  $\zeta$ ,  $\theta$  가 미소하다고 가정하면  $\bar{O}-XYZ$  와  $o-xyz$  의 양 좌표계 사이의 관계는 다음과 같다.

$$\begin{cases} X = \xi + x \cos \lambda - y \sin \lambda + (z - \overline{OG}) \theta \cos \lambda + V t \cos \lambda \\ Z = z - x \theta + \zeta \end{cases} \quad (4)$$

조우원진동수 ( $w_e$ ) 를 영이라 가정하여

$$w - k V \cos \lambda \equiv w_e = 0 \quad (5)$$

(4), (5) 식을 (2), (3) 식에 대입하면 선체고정좌표로 표시한 파면과 압력의 식은 다음과 같다.

$$z_w = a \cos k(\xi + \lambda^* - y \sin \lambda) - \zeta + x \theta \quad (6)$$

여기서

$\lambda^* = \lambda \cos \lambda$  이고,  $(z - \overline{OG}) \theta \cos \lambda$  는 교차의 미소량으로 간주하여 무시하였다.

또한

$P = P_S + P_{FK}$  라 하면

$$P_S = \rho g (z + \zeta - x \theta) \quad (7)$$

$$P_{FK} = -\rho g a e^{-k(z + \zeta - x \theta)} \cos k(\xi + \lambda^* - y \sin \lambda) \quad (8)$$

여기서  $P_S$  는 靜水壓,  $P_{FK}$  는 波壓을 나타내고 있다.

### 2. 2. 波와 並進하는 船體의 姿勢

Fig. 1에서 선체각단면의 물수부표면  $S$ 의 면적요소  $dS$ 에 세운 外向單位法線벡터를  $n$ 이라 하고,  $n$ 의  $x, y, z$  축의 방향여현을  $n_x, n_y, n_z$  라 하면, 2차원단면(strip)에 작용하는 상하방향의 힘  $Z$ 와 종경사모우멘트  $M$ 는 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} Z &= - \int_C (P_S + P_{FK}) n_z dS \\ &= - \int_{-B/2}^{B/2} (P_S + P_{FK}) dy \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} M &= - \int_C (P_S - P_{FK}) \{ (z - \overline{OG}) n_x - x n_z \} dS \\ &\approx \int_{-B/2}^{B/2} (P_S + P_{FK}) x dy = -Zx \end{aligned} \quad (10)$$

여기서  $\int_C$  는 물수부표면에 대한 선적분을 의미한다. (10)식에서 선체를 slender body라 간주하여  $n_x \approx 0$ 의 가정을 적용하였다. (10)식의  $M$ 은 결국  $Z$ 의 계산에 귀착된다.  $Z$ 의 계산법은 다음과 같다.

(i) 靜壓成分 ( $Z^S$ )

$$Z^S = - \int_{-B/2}^{B/2} P_S dy = -\rho g A(x)$$

$$- \rho g (\zeta - x \theta) \cdot B(x) \quad (11)$$

여기서  $A(x), B(x)$ 는 단면  $x$ 에서의 횡단면적, 폭이다.

(ii) Froude-Krylov 流體力成分 ( $Z^{FK}$ )

$$Z^{FK} = - \int_{-B/2}^{B/2} P_{FK} dy = \rho g a e^{-k(\zeta - x \theta)} \cos k(\xi + \lambda^*) \cdot J_1 \quad (12)$$

여기서

$$\begin{aligned} J_1 &= \int_{-B/2}^{B/2} e^{-kz} \cos(ky \sin \lambda) dy \\ &= 2 \int_0^{B/2} e^{-kz} \cos(ky \sin \lambda) dy \end{aligned}$$

따라서 2차원단면에 작용하는 상하방향의 힘  $Z$ 는 다음과 같다.

$$Z = Z^S + Z^{FK} \quad (13)$$

한편, 파와 병진하는 선체가 각 파면에서 정적평형상태를 유지하기 위해서는 다음의 관계식을 만족해야 한다.

$$\left. \begin{aligned} \int_L Z dx + W &= 0 \\ \int_L M dx &= - \int_L Z x dx = 0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

여기서  $W$ 는 선체의 배수량,  $\int_L$ 는 선체길이 방향으로의 적분을 의미한다. (11), (12), (13)식을 (14)식에 대입하여  $\zeta, \theta$ 에 관한 연립방정식을 만들면 다음과 같다.

$$\left. \begin{aligned} D_z \zeta + E_z \theta + F_z &= 0 \\ D_M \zeta + E_M \theta + F_M &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

여기서 각 계수는 다음과 같다.

$$\left. \begin{aligned} D_z &= - \int_L B(x) dx, \quad E_z = \int_L x B(x) dx, \\ F_z &= A_0 \cos k \xi + A_0' \sin k \xi \\ D_M &= - \int_L x B(x) dx, \quad E_M = \int_L x^2 B(x) dx, \\ F_M &= A_1 \cos k \xi + A_1' \sin k \xi \\ \left. \begin{aligned} A_0 \\ A_0' \end{aligned} \right\} &= a \int_L J_1 \begin{Bmatrix} \cos k \lambda^* \\ -\sin k \lambda^* \end{Bmatrix} dx, \\ \left. \begin{aligned} A_1 \\ A_1' \end{aligned} \right\} &= a \int_L J_1 \begin{Bmatrix} \cos k \lambda^* \\ \sin k \lambda^* \end{Bmatrix} x dx \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

(15)식으로부터 추파중 임의의 선체위치 ( $\xi/\lambda$ )에서의 선체자세를 구할 수 있다.

### 2. 3. Froude-Krylov假說에 기인하는 流體力

2차원단면에 작용하는 횡방향의 힘  $Y$  및, 선수동요 모우멘트  $N$ 는 다음과 같이 계산된다.

$$Y = - \int_C P_{FK} n_y dS = - \int_C P_{FK} dx \quad (17)$$

$$\begin{aligned} N &= - \int_C P_{FK} (x n_y - y n_x) ds \\ &\approx - \int_C P_{FK} x dx = Y \cdot x \end{aligned} \quad (18)$$

(18)식의  $N$ 는 결국  $Y$ 의 계산에 귀착된다.

$Y$ 의 계산법은 다음과 같다. 수신면의 좌우현선축의

좌표표를 각각  $z_p, z_s$ 라 하면, (17)식의 선적분은 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned}
 Y &= Y_1 + Y_2 \\
 Y_1 &= - \left\{ \int_0^d + \int_d^0 \right\} P_{FK} dz \\
 Y_2 &= - \left\{ \int_{z_s}^0 + \int_0^{z_p} \right\} P_{FK} dz
 \end{aligned} \tag{19}$$

여기서  $Y_1$ 은 정수면이하의 적분이고,  $Y_2$ 는 선체자세변화에 기인하는 부가유체력이다. 그리고  $z_s, z_p$ 는 파면에서의 경계조건 ( $P = P_S + P_{FK} = 0$ )을 적용시키면 다음과 같이 표시된다.

$$z_s = z_p = z_w = -\zeta + x\theta \tag{20}$$

$Y_1, Y_2$ 는 구체적으로 다음과 같이 계산된다.

$$(i) Y_1 = \rho g a e^{-k(\zeta-x\theta)} \cdot \text{sink}(\xi + \chi^*) \cdot J_2 \tag{21}$$

여기서

$$\begin{aligned}
 J_2 &= \left\{ \int_0^d + \int_d^0 \right\} e^{-kz} \sin(ky \sin \chi) dz \\
 (ii) Y_2 &= \rho g a e^{-k(\zeta-x\theta)} \cdot \text{sink}(\xi + \chi^*) \cdot \\
 &\quad \left\{ \int_{z_s}^0 + \int_0^{z_p} \right\} e^{-kz} \cdot \sin(ky \sin \chi) dz \\
 &= \rho g a B(x) \cdot \sin \chi \cdot (1 - e^{-k(\zeta-x\theta)}) c_0 \cdot \text{sink}(\xi + \chi^*)
 \end{aligned} \tag{22}$$

여기서

$$c_0 = \sin(k \cdot \frac{B}{2} \cdot \sin \chi) / (k \cdot \frac{B}{2} \cdot \sin \chi) \tag{23}$$

船體重心주위의 횡경사모멘트  $K$ 는 2차원단면에 대해 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 K &= - \int_C P_{FK} (y n_z - (z - \overline{OG}) n_y) ds \\
 &= Y \cdot \overline{OG} - \int_{-B/2}^{B/2} P_{FK} y dy + \left\{ \int_{z_s}^d + \int_d^0 \right\} P_{FK} z dz
 \end{aligned} \tag{24}$$

(24)식의 선적분은 성분별로 나누어 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned}
 K &= K_1 + K_2 + K_3 + K_4 \\
 K_1 &= \left\{ \int_0^d + \int_d^0 \right\} P_{FK} z dz \\
 K_2 &= \left\{ \int_{z_s}^0 + \int_0^{z_p} \right\} P_{FK} z dz \\
 K_3 &= - \int_{-B/2}^{B/2} P_{FK} y dy \\
 K_4 &= Y \cdot \overline{OG}
 \end{aligned} \tag{25}$$

여기서  $K_1$ 은 정수면이하의 적분이고,  $K_2$ 는 선체자세변화에 기인하는 부가유체력이다.

$K_1, K_2, K_3$ 는 구체적으로 다음과 같이 계산된다.

$$(i) K_1 = -\rho g a e^{-k(\zeta-x\theta)} \cdot \text{sink}(\xi + \chi^*) \cdot J_3 \tag{26}$$

여기서

$$J_3 = \left\{ \int_0^d + \int_d^0 \right\} e^{-kz} \cdot z \cdot \sin(ky \sin \chi) dz$$

$$(ii) K_2 = \rho g a B(x) \cdot \sin \chi \cdot \text{sink}(\xi + \chi^*)$$

$$\times \left[ -\frac{1}{k} \{1 - e^{-k(\zeta-x\theta)}\} + (\zeta - x\theta) \right] \cdot c_0 \tag{27}$$

$$(iii) K_3 = \rho g a e^{-k(\zeta-x\theta)} \cdot \text{sink}(\xi + \chi^*) \cdot J_4 \tag{28}$$

여기서

$$J_4 = \int_{-B/2}^{B/2} e^{-kz} \cdot y \cdot \sin(ky \sin \chi) dy$$

Froude-Krylov 유체력의 수치계산법은 다음과 같다. 선체를 길이방향으로 21개의 횡단면으로 나누고, 각 단면을 等角寫像에 의해 Lewis form 근사한다. 寫像面の 제 1 상한을 2°간격으로 45등분하여 각각의 점에 대응하는 物理面에서의 46점에 대해 수치선적분을 행하여 각 단면에 대한 2차원유체력을 계산한다. 이것을 Simpson 공식에 의해 선체길이방향으로 적분함으로써 전 선체 표면에 작용하는 유체력이 계산된다.

### 2.4. 流體粒子的 軌道運動에 기인하는 動流體力

2차원규칙파의 속도포텐셜은 (1)식으로 주어졌다. 이 속도포텐셜로부터 유체입자의 속도가 계산된다. 수면하의 유체입자는 수심이 대단히 깊을 경우 원운동을 한다. 이 유체입자의 속도성분에 의해서 선체에는 양력이 작용한다. 前節에 언급한 Froude-Krylov 이론은 압력계산임으로, 유체입자의 원운동에 기인하는 動流體力이 고려되어 있지 않다. 本節에서는 이와같은 양력성분을 Bolla의 작은 가로—세로비에 대한 揚力面理論 (low aspect ratio wing theory) [12]을 적용시켜 계산한다. 양력면이론을 적용시킬 때 선체는 평판으로 간주되기 때문에 당연히 Froude-Krylov 유체력은 영이 된다. 이때 선체침하( $\zeta$ ), 종경사각( $\theta$ )으로 인한 가로—세로비의 증감영향은 고려하지 않는다.

선체길이  $L$ , 혼수  $d$ 의 평판을 생각하고, 자유표면을 鏡面으로 하는 二重模型(double model)에 대해 양력면이론을 적용시킨다. flow model 및 좌표계는 Fig. 2와 같다. 여기서  $\bar{O}-XYZ$ 는 공간고정좌표계,  $o-x'y'z'$ 는 선체고정좌표계이다. 渦系는 양력면상의 拘束渦(bound vortex) 및 양력면과  $\theta$ 의 각도로 무한원방으로 유출하는 自由渦(free vortex)로 구성된다.

Biot-Savart 법칙에 의해서 양력면에 수직방향의 유도속도는 다음식으로 표시된다[13].

$$\begin{aligned}
 w(x') &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^L \int_{-d}^d \left( \frac{\partial \gamma'}{\partial \eta'} \right) \cdot \\
 &\quad \frac{(y' - \eta')}{(x' - \xi')^2 \sin^2 \theta + (y' - \eta')^2} \cdot \left\{ \cos \theta \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\sqrt{(x' - \xi')^2 + (y' - \eta')^2}}{(x' - \xi')} \right\} d\xi' d\eta'
 \end{aligned} \tag{29}$$

여기서  $\gamma$ 는 순환분포로서  $\xi', \eta'$ 의 함수이다.

(29)식에 Bolla의 가정을 적용시키면,

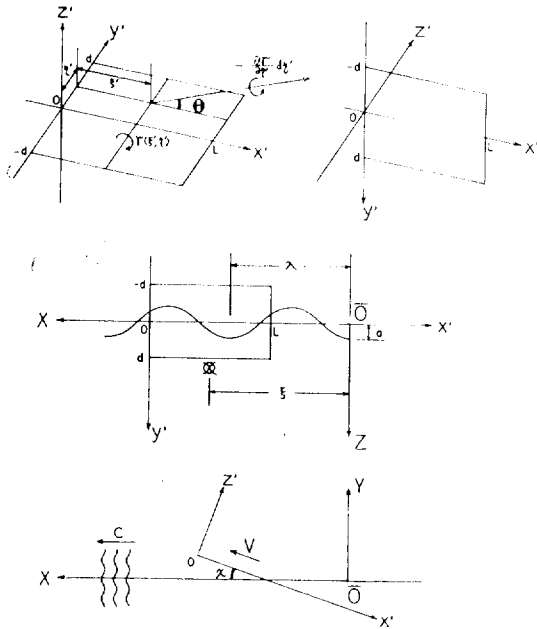


Fig. 2 Flow Model and Coordinate Systems

$$w(x') = -\frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{\gamma(\xi')}{x' - \xi'} \cdot K(x', \xi') d\xi' \quad (30)$$

여기서  $K(x', \xi')$ 는 核函數로서 다음식으로 표시된다.

$$K(x', \xi') = \frac{d}{\sqrt{(x' - \xi')^2 + d^2} - (x' - \xi') \cos \theta} \quad (31)$$

한편 Fig. 2에서 X축의 양(+)의 방향으로 진행되는 2차원규칙파의 속도포텐셜은 선체고정좌표계를 사용하여 다음과 같이 표시된다.

$$\phi = ace^{-ky'} \cdot \sin k \left\{ -\xi + \left(x' - \frac{L}{2}\right) \cos \chi + z' \sin \chi \right\} \quad (32)$$

따라서 유체입자의 z'축 방향의 속도성분(선체횡방향의 속도성분)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial z'} &= ack \sin \chi e^{-ky'} \cdot \cos k \left\{ -\xi \right. \\ &\quad \left. + \left(x' - \frac{L}{2}\right) \cos \chi \right\} \\ &= aVksin\chi \cdot e^{-\frac{1}{2}dk} \cdot \cos k \left\{ \xi + \left(\frac{L}{2} - x'\right) \cos \chi \right\} \end{aligned} \quad (33)$$

여기서 有效波面을  $y' = \frac{1}{2}d$ 라 간주하였다.

양력면상의 경계조건

$$w(x') + \frac{\partial \phi}{\partial z'} = 0 \quad (34)$$

으로부터 순환분포  $\gamma(\xi')$ 를 결정하는 Bollay의 적분방정식은 다음과 같다.

$$aVksin\chi \cdot e^{-\frac{1}{2}dk} \cdot \cos k \left\{ \xi + \left(\frac{L}{2} - x'\right) \cos \chi \right\} \quad (35)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{\gamma(\xi')}{x' - \xi'} \cdot K(x', \xi') d\xi' \quad (35)$$

自由渦의 유출각도  $\theta$ 는 선체가 운동하고 있을 때의 양각(drift angle)을  $\alpha$ 라 하면, 근사적으로  $\theta \approx \frac{1}{2}\alpha$ 라 간주할 수 있다[14]. 여기서는  $\alpha=0$ 임으로  $\theta=0$ 라 간주한다. 그리고 (35)식의 수치계산은 Hanaoka-Sugai의 방법[15]을 적용한다.

(35)식에 의해  $\gamma(\xi')$ 가 결정되면 Kutta-Joukowski 정리에 의해 선체에 작용하는 양력성분이 계산된다. 횡방향의 힘  $Y_H$  및 선수동요모우멘트  $N_H$ 는 다음과 같다.

$$Y_H = \rho dV \int_0^L \gamma(\xi') d\xi' \quad (36)$$

$$N_H = \rho dV \int_0^L \gamma(\xi') \cdot \left(\frac{L}{2} - \xi'\right) d\xi' \quad (37)$$

船體重心주위의 횡경사모우멘트  $K_H$ 는  $Y_H$ 가  $\frac{1}{2}d$ 에 작용한다고 가정하면

$$K_H = -Y_H \left(\frac{1}{2}d - OG\right) \quad (38)$$

이다. 여기서  $Y_H, N_H, K_H$ 는 二重模型船體의 下半分에 작용하는 동유체력이다.

### 3. 實 驗

추파중에서의 파강제력을 실험적으로 구하기 위해서 다음과 같이 예인수조에서 구축모형실험을 실시하였다.

供試船型으로서 고속콘테이너선을 택하였다. 이 모형선의 주요목과 개략적인 線圖를 각각 Table 1과 Fig. 3에 나타낸다.

모형실험은 日本 大阪大學의 선형시험수조에서 평수중과 파랑중에서 행하였다. 파랑중에서의 실험은 추파의 파면상 어느 일정한 위치에서 모형선을 定常的으로 예인하기 위해서 Fig. 4에 나타낸 造波板(wave making board)을 이용하였다. 예인전차의 가이드레일을 따라서 造波板을 움직임으로써 파와 선체와의 상대위치( $\xi/\lambda$ )를 자유로이 설정할 수 있다. 예인전차의 속도가 모형선의 Froude수 0.44일 때 造波板에 의해서 발생된 2차원규칙파의 파형을 servo식파고계에 의해 계속한 결과를 Fig. 5에 나타낸다. 이 파형은 파장-선체길이비( $\lambda/L$ )가 1.1, 파고-파장비( $h/\lambda$ )가 1/16이다. 아울러 Fig. 5에는 선형파이론에 의해 계산된 파형을 동시에 나타낸다. 본논문에서는 이 파랑상태에서 모형선을 예인하고, 이때 선체에 작용하는 파강제력( $Y, N, K$ )과 선체자세( $\zeta, \theta$ )를 계속하였다. 파강제력의 검출방법은 파랑중에서의 PMM(Planar motion mechanism) 시험과 斜航試驗(oblique towing test)의 결과를 분석하여 구할 수 있다. 이에 대한 설명은 참고문헌[5]에 상세히 기술되어 있다.

Table 1 Principal Dimensions of Container Ship

Items			Ship	Model
Hull	Length B.P.	$L$ (m)	175.00	3.00
	Breadth	$B$ (m)	25.40	0.435
	Draught Fore	$d_F$ (m)	8.00	0.1371
		Aft	$d_A$ (m)	9.00
	Mean	$d$ (m)	8.50	0.1451
	Displacement volume	( $m^3$ )	21,222	0.10686
	Height from keel to transverse metacentre	$KM$ (m)	10.39	0.1781
	Height from keel to centre of buoyancy	$KB$ (m)	4.6154	0.07912
	Block coefficient	$C_B$	0.559	
	Prismatic coef.	$C_P$	0.580	
	Waterplane area coef.	$C_W$	0.686	
	Midship section coef.	$C_M$	0.966	
	L.C.B. from F.P.		0.518 $L$	
	Radius of gyration about $x$ -axis		0.24 $L$	
	Bilge keel	Length	(m)	43.75
Depth		(cm)	45.0	0.7714
Rudder	Area	$A_R$ ( $m^2$ )	33.0376	0.009709
	Height	(m)	7.7583	0.133
	Aspect ratio		1.8219	
	Area ratio	$A_R/Ld$	1/45.0	
Propeller	Diameter	(m)	6.533	0.112
	Pitch ratio		1.009	
	Expanded area ratio		0.67	
	Boss ratio		0.18	
	Number of blades		5	

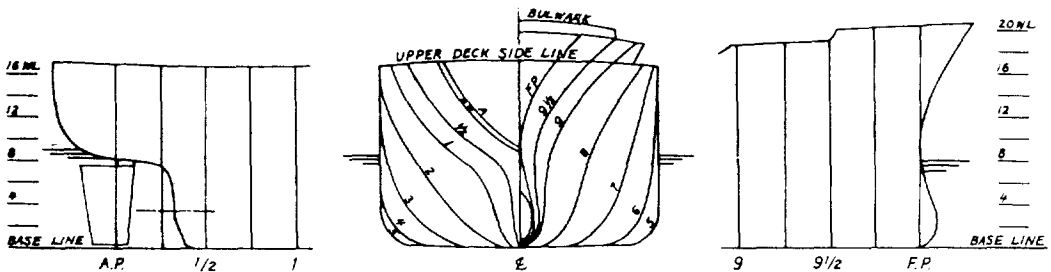


Fig. 3 Body Plan and Bow and Stern Profile of Container Ship.

4. 計算結果와 實驗値의 比較 · 檢討

4.1. 船體姿勢에 관하여

선체침하( $\zeta$ ), 종경사각( $\theta$ )은 (15)식에 의해 계산된다. 추파의 각파면에서의 계산결과에 의하면 편각  $\chi$ 는

선체자세변화에 거의 영향을 미치지 아니함을 알 수 있으며, 이것은 실험결과와도 일치하였다. 따라서  $\chi=0^\circ$ 의 상태에 대해 이론계산 및 실험의 결과를 Fig. 6, Fig. 7에 나타낸다. 그림에서 횡축은 파와 선체와의 상대위치 ( $\xi/\lambda$ )를 나타내고 있으며, 계산결과와 실험치의 비교에 있어서 동일한 船速에서의 평수중의 실험치와

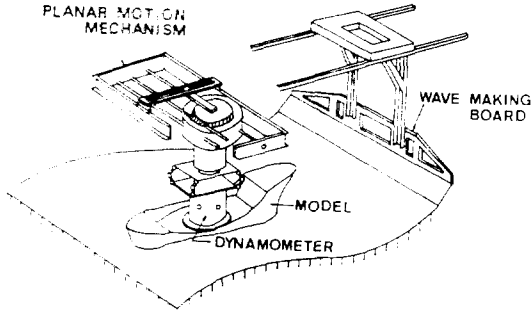


Fig. 4 General Arrangement of Experimental Setup in Following Waves

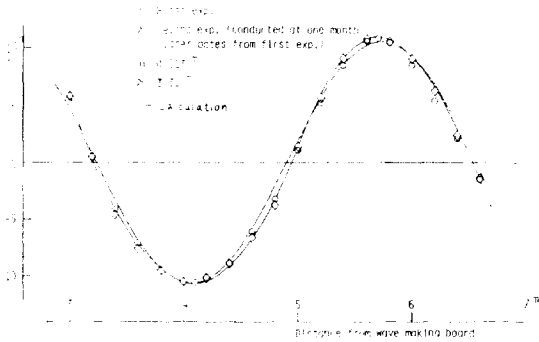


Fig. 5 Comparison between Calculated Wave Profile and Observed Wave Profile Generated by Means of Wave Making Board

파랑중의 실험치의 차를 구해 이론계산결과와 서로 비교하였다. 계산결과와 실험치와 대체적으로 그 경향이 일치하고 있으나 定量的으로는 어느정도 차가 보인다.

4. 2. 波強制力에 關하여

추파중의 각파면에서 편차  $\chi$ 의 변화에 대한 유체력 (Froude-Krylov force 성분 및 양력성분)을 계산하고 이를 微係數의 형태로 나타낸 것이 Fig. 8, Fig. 9, Fig. 10이다.  $\chi$ 의 미소범위에 대해서

$$Y = Y_z \chi, N = N_z \chi, K = K_z \chi \quad (39)$$

와 같이 微係數  $Y_z, N_z, K_z$ 를 정의한다.

계산결과는 실험치와 대체적으로 그 경향이 일치하고 있으나 定量的으로는 어느정도 차가 보인다. 이 차는 高速航行로 인한 자유표면에서의 造波의 영향에 기인한다고 생각된다. 그러나 본 논문에서 제시한 계산법에 의해서 어느정도 추파중에서의 파강제력을 추정할 수 있음을 확인할 수 있다.

5. 結 論

지금까지 論한 추파중에서의 파강제력에 관한 이론

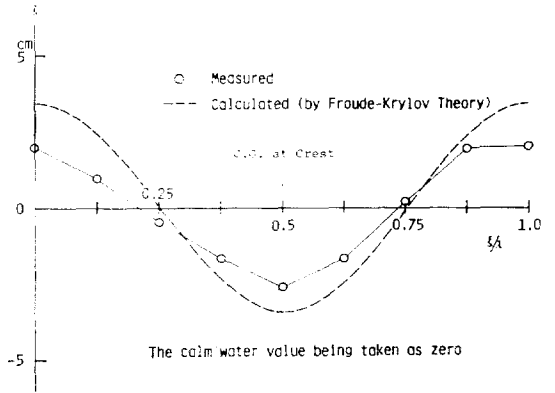


Fig. 6 Sinkage in Following Seas ( $\chi=0$ )

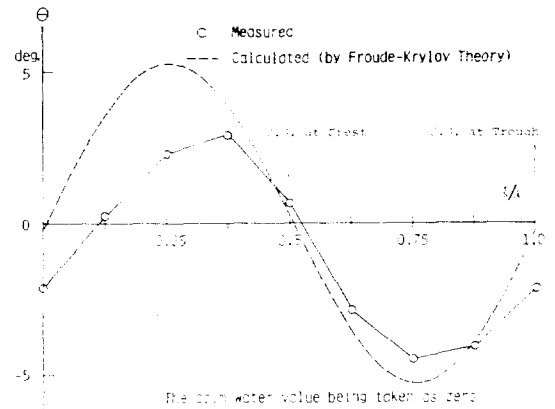


Fig. 7 Trim Angle in Following Seas ( $\chi=0$ )

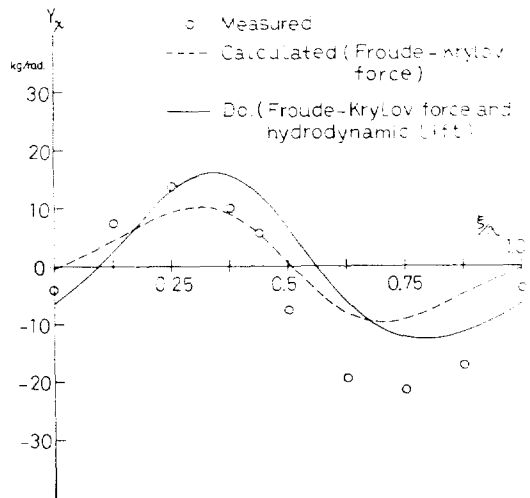


Fig. 8 Wave Exciting Sway Force Derivative in Following Seas

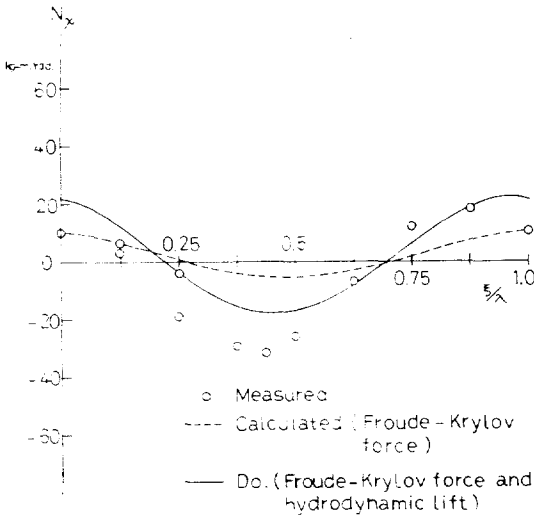


Fig. 9 Wave Exciting Yaw Moment Derivative in Following Seas

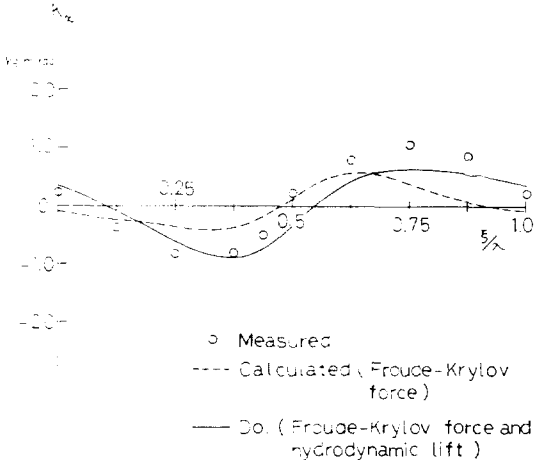


Fig. 10 Wave Exciting Roll Moment Derivative in Following Seas (Height from Keel to Centre of Roll Moment; 0.2243m)

계산 및 실험치와의 비교·검토의 결과, 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

- (i) 추파중에서의 선체자세변화는 Froude-Krylov 이론과 작파면에서의 靜的平衡條件을 적용시켜 계산할 수 있다.
- (ii) 추파중에서의 파강제력은 Froude-Krylov 유체력 성분과 유체입자의 원운동에 기인하는 동유체력성분이 거의 같은 정도로 작용하고 있다.
- (iii) 추파의 내리막파면에서 波에 의한 선수동요모우멘트계수( $N_x$ )가, 음(-)의 복원력으로 작용하고 있음을 확인하였다(즉  $N_x > 0$ ).

이상의 연구결과를 이용하면 「추파중에서의 선체분

안정거동」에 대한 운동학적 검토가 가능하리라 생각된다. 앞으로 계속해서 이 분야에 대한 연구를 수행할 예정이다.

參 考 文 獻

- [1] Morrall A., "Capsizing of Small Trawlers", Trans. RINA, Vol. 122, 1980.
- [2] Wahab R. and Swaan W.A., "Course Keeping and Broaching of Ships in Following Seas", JSR, Vol. 7, No. 4, 1964.
- [3] Renilson M.R. and Driscoll A., "Broaching-An Investigation into the Loss of Directional Control in Severe Following Seas", RINA Spring Meeting, 1981.
- [4] 元良誠三, 藤野正隆, "ブローチング現象發生機構に関する研究", 日本造船學會論文集, 第150號, 1981.
- [5] 孫景浩, 野本謙作, "追波中航走船の操縦運動と横揺れとの連成舉動について", 日本造船學會論文集, 第152號, 1982.
- [6] 梅田直哉, "船の波乗り現象について", 日本造船學會論文集, 第152號, 1982.
- [7] 浜本剛實, 梅田直哉, "追波中の船の復原力變動に関する研究", 關西造船協會誌, 第185號, 1982.
- [8] 田才福造, 高木又男, "規則波中の應答理論及び計算法", 耐航性に關するシンポジウム, 日本造船學會, 1969.
- [9] Salvesen N., Tuck E.O. and Faltinsen O., "Ship Motions and Sea Load", Trans. SNAME, Vol. 78, 1970.
- [10] Kerwin J.E., "Notes on Rolling in Longitudinal Waves", ISP, Vol. 2, No. 16, 1955.
- [11] Paulling J.R., "The Transverse Stability of a Ship in a Ship in a Longitudinal Seaway", JSR, Vol. 4, No. 4, 1961.
- [12] Bollay W., "A Nonlinear Wing Theory and Its Application to Rectangular Wings of Small Aspect Ratio", ZAMM, 1939.
- [13] Glauert H., "The Elements of Aerofoil and Aircsrew Theory", 2nd Edition, Cambridge at the University Press, 1948.
- [14] 貴島勝郎, "Yawing しつつ前進する矩形板に働く力の計算", 西部造船會會報, 第42號, 1971.
- [15] 菅井和夫, "小縦横比揚力面理論に對する新しい線型近似法", 日本造船學會論文集, 第117號, 1965.