
 論 文

大韓造船學會誌
 第19卷 第4號 1982年 12月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 19, No. 4, December 1982

雙胴體에 작용하는 2차원 流體力係數의 水深의
 變化에 따른 影響에 관한 考察

李 起 杓*

Investigation of the Effect of Water Depths on Two-dimensional
 Hydrodynamic Coefficients for Twin-hull Sections

by

K.P. Rhee*

Abstract

A floating rig, which has been used to develop the ocean resources has a common characteristic with the catamaran ship that it is composed of the two simple hulls. So the motion responses of the floating rig can be predicted theoretically with the aid of the strip method as those of the catamaran. And for the strip method, the two-dimensional hydrodynamic coefficients are the most important inputs to predict the results accurately.

In this report, a theoretical method is proposed for calculating two-dimensional hydrodynamic forces and moments acting upon arbitrary shaped twin-hull cylinders, which are forced to make a heaving, swaying and rolling oscillation about their mean position on the free surface of a finite depth water.

The theoretical results by making use of the singularity distribution method are presented. The accuracy of the coefficients was confirmed to be reasonable by the comparison with the Ohkusu's results for two circular cylinders in an infinite depth water.

The depth effects on two-dimensional hydrodynamic coefficients for two circular cylinders are also checked. In some range of wave numbers, large differences in the behavior of hydrodynamic coefficients between for a finite depth and for an infinite depth are shown.

1. 서 론

해저 자원의 개발이나 작업을 위한 해상구조물 또는 넓은 갑판 면적이 요구되는 특수한 선박의 경우, 대부분이 그 횡단면은 쌍胴체(Twin-Hull)의 모양을 갖고 있다. 이러한 특수한 부유체의 경우에는 특히 해상에서의 부유체의 운동응답이 주된 문제가 되고 있다. 따라서 이러한 부유체의 해상에서의 거동을 알기 위한 연구와 실험이 수행되고 있다[1~5]. 그러나 상기의

연구와 실험도 대부분 무한깊이의 물에 대한 것이며, 물의 깊이가 제한된 특수한 해상에 대한 결과는 거의 없는 것 같다.

해상에서 부유체의 거동을 이론적으로 해석하기 위하여 보통선박의 경우에 만족할 만한 결과를 주고 있는 스트립 이론이 가장 많이 사용되고 있다. 스트립 이론을 사용하기 위해서는 운동방정식의 계수인 2차원 유체력 계수를 알아야만 된다.

무한깊이의 물에 대한 쌍胴체에 관한 2차원 유체력 계수는 Ohkusu[6, 7]가 처음으로 이론적인 방법으로

接受日字: 1982年 11月 1日

* 正會員: 서울대학교 工科大学

해석하였으며 실험을 통하여 그 결과의 검증을 했다. 그러나 이 방법으로는 Lewis형 단면만 적용이 되는 단점이 있다. 후에 Takezawa[8]등은 임의의 단면에 대해서도 계산할 수 있게끔 특이점 분포 방법을 사용하여 2차원 유체력을 구한 바 있다.

본 논문에서는 물의 깊이가 제한된 특수한 해상에서의 쌍둥선등의 운동응답 계산에 필요한 2차원 유체력 계수들을 이론적인 방법으로 구하였다. 쌍둥체의 단면 형상에 제약을 받지 않게끔 특이점 분포방법을 택하였으며 단면표면에 분포된 특이점의 세기는 유량함수를 도입한 적분 방정식을 사용하여 구하였다.

본 방법에 의해서 반경이 A인 원단면이고, 두원의 중심선간의 간격이 반경의 3배와 6배가 되는 쌍둥체가 유한 깊이의 물의 자유표면에서 강제동요할 때의 유체력을 계산하였다. 이때 물의 깊이는 단면 반경의 1.2배, 3배 그리고 5배로 잡았다. 이 결과를 무한깊이의 물에 대한 Ohkusu의 이론 및 실험값과 비교해 봄으로써, 본방법에 의한 계산값의 유용성을 입증하였다.

2. 기본 방정식

임의의 형상을 갖는 2개의 2차원 주상체가 Fig. 1에서와 같이 중심이 H로 일정한 물의 자유표면에 디서진동수 ω로 강제동요를 한다. x축은 정지수면과 일치하게 잡았으며, 오른쪽으로 향하는 것이 양의 방향이고, y축은 중력의 작용방향을 양으로 취했다. 또 2개의 주상체는 각각 원점으로 부터 동일한 거리 P만큼 떨어져서 그 중심선이 놓여있으며, 원점을 기준으로 왼쪽에 있는 주상체의 표면을 CL, 오른쪽에 있는 주상체의 표면을 CR로 표시했다. 법선 방향은 주상체표면으로부터 물쪽으로 향한다.

쌍둥체가 이상유체(ideal fluid)의 자유표면에서 정지상태로부터

$$X_m = R_e [L_m e^{i\omega t}] \tag{2-1}$$

로 표시되는 미소 진폭을 갖는 동요를 시작하였다고

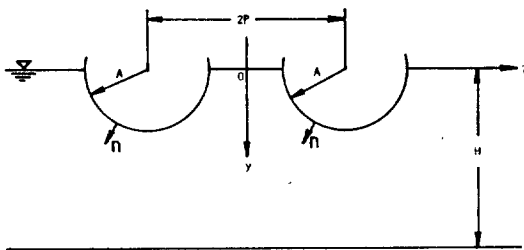


Fig. 1. Coordinate Systems.

가정한다. 여기서 Lm는 동요의 진폭, 하첨자 m은 동요의 상태에 따라 각각

$$m = \begin{cases} 1; & \text{수평동요} \\ 2; & \text{상하동요} \\ 3; & \text{회동요} \end{cases}$$

을 나타내고 있다.

이 경우에 속도 포텐셜 ϕm과 공액유량함수 ψm가 존재하며 이들은 각각

$$\phi_m(x, y, t) = R_e [\phi_m(x, y) e^{i\omega t}] \tag{2-2}$$

$$\psi_m(x, y, t) = R_e [\psi_m(x, y) e^{i\omega t}] \tag{2-3}$$

과 같이 나타내 질수 있다.

속도 포텐셜 ϕm(x, y)는 그린 정리로부터

$$\phi_m(x, y) = \int_{C_R + C_L} \sigma_m(a, b) G(x, y; a, b) ds(a, b), \tag{2-4}$$

(m=1, 2, 3)

로 표시할 수 있으며, 여기서 σm(a, b)는 쌍둥체표면에 분포된 특이점(Singularity)들의 선밀도(line density)이다.

이 경우에 점 P(x, y)에서의 그린 함수 G는 Thorne[9], Wehausen & Laitone[10]에 의해서

$$G(x, y; a, b) = \log \frac{r}{r_1} + 2 \int_0^\infty \left\{ \frac{\cosh k(H-y) \cosh (H-b)}{(K \cosh kH - k \sinh kH) \cosh kH} - \frac{e^{-kH} \sinh ky \sinh kb}{k \cosh kH} \right\} \cos k(x-a) dk \tag{2-5}$$

$$+ i \frac{4\pi \cosh k_0(H-y) \cosh k_0(H-b)}{2k_0H + \sinh 2k_0H}$$

$$\cos k_0(x-a)$$

$$r = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2}$$

$$r_1 = \sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2}$$

과 같이 주어진다.

그린 함수를 도입하면 앞에서의 경제치 문제의 해는 속도 포텐셜 ϕm이 식(2-4)로 표시되므로 적분방정식을 풀어 특이점의 선밀도 σm을 구하면 정해지게 된다.

특이점의 선밀도 σm을 구하기 위하여 Frank[11]는 Fredholm의 제 2종 적분방정식을, Maeda[12]는 Fredholm의 제 1종 적분 방정식을 채택한 바 있다. Frank가 택한 방법은 식(2-4)의 양변을 n으로 미분해야 되므로 수치계산이 상당히 복잡하게 된다. 그래서 Maeda의 방법에 따라 유량함수 ψm을 이용하기로 하면, 먼저 식(2-4)은

$$\psi_m(x, y) = \int_{C_L + C_R} \sigma_m(a, b) \bar{G}(x, y; a, b) ds(a, b), \tag{2-6}$$

(m=1, 2, 3)

과 같이 바꿔 쓸 수가 있으며, 여기서 \bar{G} 는 식(2-5)의
 공역함수이다.

한편 선체표면에서의 경계조건은 유량함수와의 관계
 식으로 부터

$$\phi_m(x, y) = \begin{cases} -y + C_1, \\ x + C_2, \\ \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + C_3 \end{cases} \quad (m=1, 2, 3) \quad (2-7)$$

과 같이 되며, C_m 은 미지의 복소정수이다.

그러나 계산을 좀더 간편하게 하기 위해서 아 와 같
 이 실수부와 허수부를 나누기로 하자.

$$\left. \begin{aligned} \phi_m &= \phi_{mc} + i\phi_{ms} \\ \sigma_m &= \sigma_{mc} + i\sigma_{ms} \\ \bar{G} &= \bar{G}_c + i\bar{G}_s \\ C_m &= C_{mc} + iC_{ms} \end{aligned} \right\} \quad (2-8)$$

그리던 적분방정식 (2-6)은 쌍동체표면에서

$$\phi_{mc}(P) = \int_{C_L+C_R} \left\{ \sigma_{mc}(Q) \bar{G}_c(P; Q) - \sigma_{ms}(Q) \bar{G}_s(P; Q) \right\} ds(Q), \quad (2-9)$$

$$\phi_{ms}(P) = \int_{C_L+C_R} \left\{ \sigma_{mc}(Q) \bar{G}_s(P; Q) + \sigma_{ms}(Q) \bar{G}_c(P; Q) \right\} ds(Q), \quad (m=1, 2, 3)$$

과 같이 σ_{mc} 와 σ_{ms} 를 구하기 위한 연립 적분 방정식으
 로 된다.

해상구조물 또는 쌍동선의 경우 그 단면현상이 y 축
 에 관해 좌우 대칭이므로, 선밀도 $\sigma_m(a, b)$ 는

$$\sigma_m(a, b) = \begin{cases} + \\ - \end{cases} \sigma_m(-a, b); \quad m = \begin{cases} 2 \\ 1, 3 \end{cases} \quad (2-10)$$

의 관계가 있고, 이 관계를 이용하던

$$\int_{C_L+C_R} \sigma_m \bar{G}_s ds = \begin{cases} + \\ - \end{cases} \frac{4\pi}{2k_0H + \sinh 2k_0H} \begin{cases} \sin k_0x \\ \cos k_0x \end{cases} \quad (2-11)$$

$$\cdot \int_{C_L+C_R} \sigma_m \cosh k_0(H-b) \cdot \begin{cases} \cos k_0a \\ \sin k_0a \end{cases} ds(a, b); \quad m = \begin{cases} 2 \\ 1, 3 \end{cases}$$

과 같이 바꾸어 쓸 수 있다.

또

$$f(y) = 4\pi \frac{\sinh k_0(H-y)}{2k_0H + \sinh 2k_0H} \quad (2-12)$$

$$\left. \begin{aligned} N_{2c} \\ N_{2s} \end{aligned} \right\} = \int_{C_L+C_R} \begin{cases} \sigma_{2c} \\ \sigma_{2s} \end{cases} \sinh k_0(H-b) \cos k_0a ds(a, b), \quad (2-13)$$

$$\left. \begin{aligned} N_{mc} \\ N_{ms} \end{aligned} \right\} = \int_{C_L+C_R} \begin{cases} \sigma_{mc} \\ \sigma_{ms} \end{cases} \cosh k_0(H-b) \sin k_0a ds(a, b), \quad (m=1, 3)$$

과 같이 $f(y)$ 와 N_m 을 정의하자.

그리던 연립적분 방정식 (2-9)는 각 동요의 형태의

따라

$$B_m + f(y) \begin{cases} \sin k_0x \\ -\cos k_0x \end{cases} N_{ms} + C_{mc} = \int_{C_L+C_R} \sigma_{mc} \bar{G}_c ds \quad (2-14)$$

$$f(y) \begin{cases} -\sin k_0x \\ \cos k_0x \end{cases} N_{mc} + C_{ms} = \int_{C_L+C_R} \sigma_{ms} \bar{G}_s ds; \quad m = \begin{cases} 2 \\ 1, 3 \end{cases}$$

로 정리할 수 있으며, 이식으로부터 특이점의 선밀도
 σ_{mc} 와 σ_{ms} 가 구해진다.

따라서 경계치 문제의 해인 속도 포텐셜 ϕ_m 은 위
 에서 구한 선밀도 σ_m 을 식 (2-4)에 대입하던 된다.

베르누이의 압력 방정식으로 부터 변동압탄을 생각
 하여 이를 $p_m e^{i\omega t}$ 라고 하면

$$p_m = i\rho\omega\phi_m \quad (2-15)$$

로 표시되고, ρ 는 유체의 밀도이다. 단위 속도 진폭을
 갖는 m 방향동요 ($m=1, 2, 3$)로 인한 k 방향 ($k=1, 2, 3$)
 으로의 유체력을 $F_{mk} e^{i\omega t}$ 라고 하면

$$F_{mk} = i\rho\omega \int_{C_L+C_R} \phi_m \frac{\partial \phi_k}{\partial n} ds = i\rho\omega f_{mk} \quad (2-16)$$

이며, f_{mk} 를 실수부와 허수부로 나누어서

$$f_{mk} = f_{mk}^c + i f_{mk}^s \quad (2-17)$$

로 표기하기로 하자.

m 과 k 가 같은 경우에 각 동요의 형태에 따라 가속
 도에 비례하는 항을

$$\left. \begin{aligned} M_S &= -\rho f_{11}^c \\ M_H &= -\rho f_{22}^c \\ M_R &= -\rho f_{33}^c \end{aligned} \right\} \quad (2-18)$$

로 M_S 또는 M_H 는 수평동요 또는 상하동요 때의 부가
 질량 (Added mass) 그리고 M_R 은 횡동요때의 부가관
 성모우먼트 (Added mass moment of inertia)를 나타
 낸다.

또 속도에 비례하는 항도

$$\left. \begin{aligned} N_S &= \rho\omega f_{11}^s \\ N_H &= \rho\omega f_{22}^s \\ N_R &= \rho\omega f_{33}^s \end{aligned} \right\} \quad (2-19)$$

과 같이 정의하면, N_S 와 N_H 는 각 수평동요와 상하동
 요때의 감쇠력계수 (Damping force coefficient)를, N_R
 은 횡동요 때의 감쇠모우먼트계수 (Damping moment
 coefficient)를 나타낸다.

또 단면의 단위 속도 진폭의 동요를 가정하였으므로
 식(2-1)로 표시된 동요진폭 l_m 은

$$l_m = \frac{1}{i\omega} \quad (2-20)$$

이므로, 발산파의 진폭과 동요진폭과의 비 \bar{A} 은 아래와 같이 바꾸어 쓸 수 있다.

$$\begin{pmatrix} N_S \\ N_H \\ N_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_S^2 \\ A_H^2 \\ A_R^2 \left(\frac{2P+B}{2}\right)^2 \end{pmatrix} \left\{ \frac{\rho g}{\omega k_0} \left(1 + \frac{2k_0 H}{\sinh 2k_0 H}\right) \right. \quad (2-21)$$

여기서 B 는 쌍동체의 한쪽 단면에서의 폭이다.

3. 수치 계산

적분 방정식 (2-9)를 풀기 위해서는, 이에 앞서 식 (2-5)로 표시된 그린 함수를 계산해야만 된다. 본 논문에서는 이 그린함수 G 와 이에 공액함수인 \bar{G} 를 x 가 a 근처에서의 수렴도를 높이기 위하여 아래와 같이 변형을 하여 사용하였다.

$$\begin{aligned} G(x, y; a, b) = & -\frac{2\pi i}{k_0 H} \cdot \frac{(k_0 H)^2 - (KH)^2}{(k_0 H)^2 - (KH)^2 + KH} \cosh k_0 H \left(1 - \frac{b}{H}\right) \cdot \cosh k_0 H \left(1 - \frac{y}{H}\right) e^{ik_0 H \left|\frac{x-a}{H}\right|} \\ & - 2\pi KH \sum_{n=1}^{\infty} e^{-k_n H \left|\frac{x-a}{H}\right|} \cdot \frac{\cos k_n H \left(1 - \frac{b}{H}\right) \cos k_n H \left(1 - \frac{y}{H}\right)}{k_n H \{ (k_n H)^2 + (KH)^2 - KH \}} - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\pi}{k_n H} \cos k_n H \left(2 - \frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) e^{-k_n H \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right. \\ & - \frac{1}{n} \cos n\pi \cdot \left(\frac{b}{H} + \frac{y}{H}\right) e^{-n\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\pi}{k_n H} \cos k_n H \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) e^{-k_n H \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right\} \right. \\ & - \frac{1}{n} \cos n\pi \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) e^{-n\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \\ & \left. + \frac{1}{2} \log \left\{ 1 - 2e^{-\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \cos \pi \left(\frac{b}{H} + \frac{y}{H}\right) + e^{-2\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right\} + \frac{1}{2} \log \left\{ 1 - 2e^{-\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \cos \pi \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) + e^{-2\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right\} \right. \end{aligned} \quad (3-1)$$

그리고

$$\begin{aligned} \bar{G}(x, y; a, b) = & \operatorname{sgn}(x-a) \left[-\frac{2\pi}{k_0 H} \cdot \frac{(k_0 H)^2 - (KH)^2}{(k_0 H)^2 - (KH)^2 + KH} \cdot \cosh k_0 H \left(1 - \frac{b}{H}\right) \sin k_0 H \left(1 - \frac{y}{H}\right) e^{ik_0 H \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right. \\ & - 2\pi KH \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_n H \left(1 - \frac{b}{H}\right) \sin k_n H \left(1 - \frac{y}{H}\right)}{k_n H \{ (k_n H)^2 + (KH)^2 - KH \}} \cdot e^{-k_n H \left|\frac{x-a}{H}\right|} \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\pi}{k_0 H} \sin k_n H \left(2 - \frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) e^{-k_n H \left|\frac{x-a}{H}\right|} + \frac{1}{n} \sin n\pi \left(\frac{b}{H} + \frac{y}{H}\right) e^{-n\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right\} \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\pi}{k_n H} \sin k_n H \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) e^{-k_n H \left|\frac{x-a}{H}\right|} - \frac{1}{n} \sin n\pi \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right) e^{-n\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \right\} \\ & \left. + \tan^{-1} \frac{e^{-\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \sin \pi \left(\frac{b}{H} + \frac{y}{H}\right)}{1 - e^{-\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \cos \pi \left(\frac{b}{H} + \frac{y}{H}\right)} - \tan^{-1} \frac{e^{-\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \sin \pi \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right)}{1 - e^{-\pi \left|\frac{x-a}{H}\right|} \cos \pi \left(\frac{b}{H} - \frac{y}{H}\right)} \right. \end{aligned} \quad (3-2)$$

또 식 (2-18)과 식(2-19)로 표시된 2차원 유체력 계수들은 아래와 같이 무차원화 하였다.

$$\begin{aligned} \bar{M}_S &= M_S / \rho V \\ \bar{M}_H &= M_H / \rho V \\ \bar{M}_R &= M_R / \rho V \left(\frac{B}{2}\right)^2 \end{aligned} \quad (3-3)$$

그리고

$$\begin{aligned} \bar{N}_S &= N_S / \rho \omega V \\ \bar{N}_H &= N_H / \rho \omega V \\ \bar{N}_R &= N_R / \rho \omega V \left(\frac{B}{2}\right)^2 \end{aligned} \quad (3-4)$$

한편 감쇠력과 발산파의 진폭과의 관계를 이용하면

$$\rho \omega f_{mm}^s = 8\pi^2 \rho \omega \frac{N_{2m}^2 + N_{ms}^2}{2k_0 H + \sinh 2k_0 H}, \quad (m=1, 2, 3) \quad (3-5)$$

의 관계식을 얻을 수 있으며, 이 관계식을 사용하므로써 2차원 유체력 계수 값들의 수치 계산상의 상대오차 δ_m 을

$$\delta_m = 100 \times \left\{ \left| \frac{(2k_0 H + \sinh 2k_0 H) f_{mm}^s}{2\pi^2 (N_{2m}^2 + N_{ms}^2)} - 1 \right| \right\} \quad (3-6)$$

로써 나타낼 수 있다.

4. 계산결과 및 고찰

본 방법에 의한 계산결과를 검토하기 위하여, 두개의 반원형 단면으로 이루어진 쌍동체에 대한 계산을 수행하였다. 이 단면에 대해서는 Ohkusu[6,7]가 무한깊이의 물에 대한 2차원 유체력계수들을 계산한 바

있다. 본 계산에서는 쌍동체에서 두 단면의 중심선간 거리 ($2P$)와 한쪽 단면의 반경(A)과의 비가 3.0, 6.0인 2가지 경우가 택해졌으며, 각 쌍동체에 대해서 수심과 단면의 반경과의 비(H/A)를 1.2, 3.0, 5.0으로 변화시켜 보았다.

또 한쪽 단면에 분포된 특이점의 수는 식(3-6)으로 표시된 상대오차 δ_m 이 1%이내에 들도록 하였으며 본 계

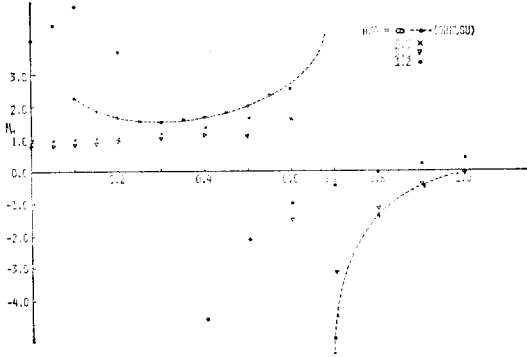


Fig. 2. Heave Added Mass Coeff. of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=3.0$)

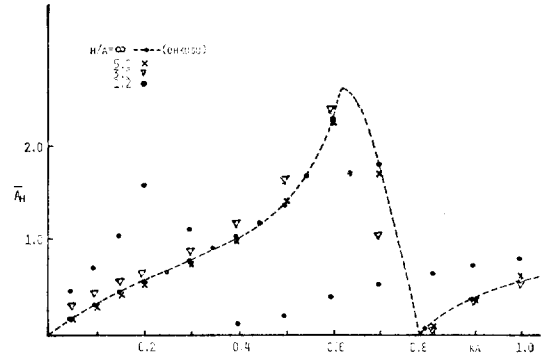


Fig. 3. Amplitude Ratio for Heave of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=3.0$).

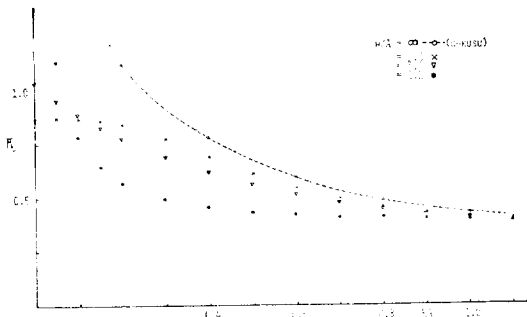


Fig. 4. Sway Added Mass Coeff. of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=3.0$).

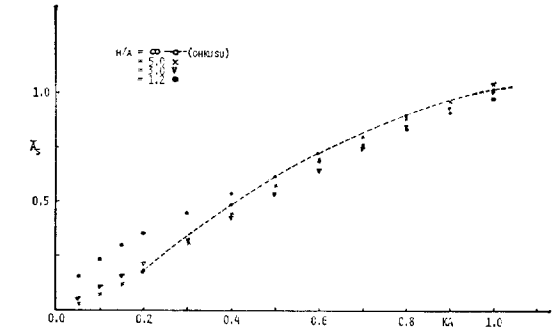


Fig. 5. Amplitude Ratio for Sway of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=3.0$).

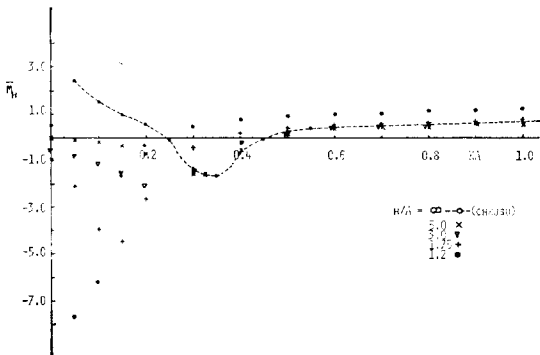


Fig. 6. Heave Added Mass Coeff. of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=6.0$).

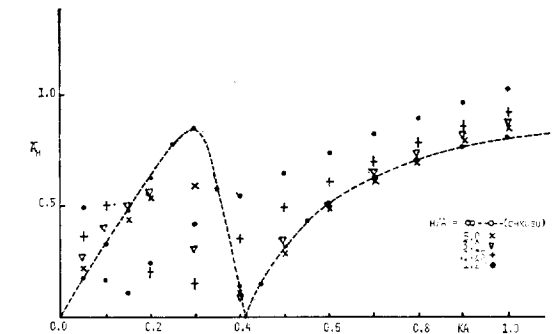


Fig. 7. Amplitude Ratio for Heave of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=6.0$).

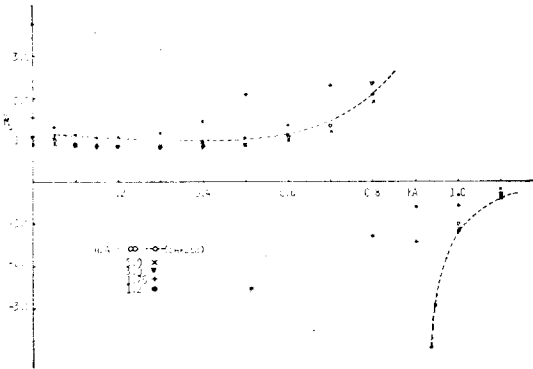


Fig. 8. Sway Added Mass Coeff. of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=6.0$).

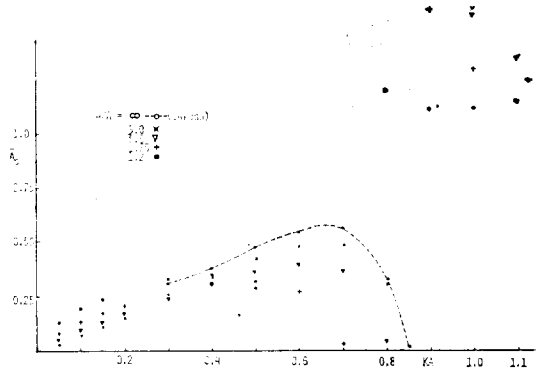


Fig. 9. Amplitude Ratio for Sway of a Twin-Circular Cylinder ($2P/A=6.0$)

산에서는 13개가 사용되었다.

4.1 상하동요

쌍동체에서 두 단면의 중심선간의 거리와 한 단면의 반경과의 비 ($2P/A$)가 3.0과 6.0인 경우에 상하동요시 부가 질량계수 (\bar{M}_H)와 진폭비 (\bar{A})를 Fig. 2, 3, 6, 7에 각각 도시하였다.

부가질량계수(\bar{M}_H)의 경우, Ohkusu의 무한수심에 대한 계산결과와는 달리 무차원파수(KA)가 0에 수렴함에 따라 유한한 값을 갖게 됨을 볼 수 있으며, 이는 단동체에서도 동일한 현상이 밝혀진 바 있다. 또 수심의 변화에 따른 \bar{M}_H 의 변화는 대체적으로 무한 수심에서의 동일한 경향을 보이고 있으나, H/A 가 1.2인 경우에는 그 변화량이 급격히 커지고 있다. 특히 단동체와는 달리 음의 값을 갖는 파수의 범위가 넓게 나타나고 있으며, 음에서 양으로, 또는 양에서 음으로 변하는 파수가 수심이 얇아짐에 따라 작아짐을 알 수 있다 또 쌍동체에서 두 단면의 중심선간 거리 ($2P/A$)도 \bar{M}_H 에 커다란 영향을 주고 있으며, $2P/A$ 가 3.0인 경우가 6.0인 경우보다 음에서 양으로 급격하게 변하고 있다.

진폭비 (\bar{A}_H)에서도 단동체와는 달리 발산파의 진폭이 0으로 되는 무차원파수가 존재하게 되며, 이 때의 무차원파수는 수심이 얇아짐에 따라 작은 값을 갖게 된다. 또 이 무차원파수는 쌍동체의 두 단면의 중심선간 거리($2P/A$)에도 큰 영향을 받고 있으며, $2P/A$ 가 3.0일때 보다 6.0일때에 더 작은 파수에서 0으로 됨을 알 수 있다.

4.2 수평동요

수평동요에서의 부가질량계수(\bar{M}_S)는 상하동요에서의 부가질량계수 (\bar{M}_H)처럼 수심의 변화에 따른 영향이 크지는 않다. 그러나 무한 수심에서의 결과와 마찬가지로 $2P/A$ 가 6.0인 경우에 \bar{M}_S 가 음수가 되는 무차원 파수가 존재하며, 이 때에 양에서 음으로 변화하는 무차원 파수는 수심이 얇아짐에 따라 작은 값을 갖고 있다. (Fig. 4, 8)

수평동요에서의 진폭비 (\bar{A}_S)의 경우 $2P/A$ 가 3.0일 때에는 무차원파수가 작은 지역을 제외하고는 수심의 변화에 따른 영향이 그리 크게 나타나지 않고 있다. 그러나 $2P/A$ 가 6.0일때는 무한수심에 대한 계산결과와 동일하게 발산파의 진폭이 0으로 되는 무차원 파수가 존재하고, 이 파수는 수심이 얇아짐에 따라 작은 값을 갖게 된다. 또한 수심의 변화에 따른 \bar{A}_S 값의 변화량도 커지고 있다. (Fig. 5, 9)

5. 결 론

본 논문에서는 유한깊이의 물의 자유표면에서 쌍동체가 강제동요를 할때에 단면에 작용하는 2차원 유체력을 특이점 분포방법으로 계산하였으며, 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 특이점 분포방법에 의해서 2차원 유체력을 계산할 때에 상하동요의 경우가 수평동요보다 상대오차가 작다.
- (2) 쌍동체의 두 단면의 중심선간 거리가 클수록 2차원 유체력계수는 물 깊이의 영향을 많이 받는다.
- (3) 유한깊이의 물에서와 무한깊이의 물에서의 유체력계수들은 그 값의 차이가 크다. 특히 수심과 단면의 홀수와의 비가 1.2인 경우에는 실험에 의해 그 결과를 검증할 필요가 있는것 같다. 본 연구는 한국과학재단의 지원에 의해서 수행되었으며, 한국과학재단내 여러 분께 감사를 드립니다.

또한 본 연구의 수행과정에서 많은 조언을 하여 주신 서울대학교 공과대학 조선공학과와 황종홍교수, 김효철교수 그리고 최항순 교수께 감사를 드리며, 본 논문의 그림작성에 도움을 준 공인영군에게도 감사를 드립니다.

참 고 문 헌

[1] Chung, J.S., "Motions of Semi-submersible Drilling Rigs in Deep Water", J.S.N.A.K., Vol. 11, No. 2, 1974.

[2] Kim, C.H., "Motions and Loads of a Catamaran Ship of Arbitrary Shape in a Seaway", J. of Hydronautics, Vol. 10, No. 1, 1976.

[3] Lee, C.M., Jones, H.D. and Curphey, R.M., "Prediction of Motion and Hydrodynamic Loads of Catamarans" Report of David T. Naval Ship R&D Center, 1973.

[4] Pien, P.C. and Lee, C.M., "Motion and Resistance of a Low-Waterplane Catamaran", 9th Symposium on Naval Hydrodynamics.

[5] Tasai, F., "Investigation of Seakeeping of Catamarans", Draft for the Scientific Methodological Seminar on Ship Hydrodynamics in Varna, 1974.

[6] Chkusu, M., "On the Heaving Motion of Two Circular Cylinders on the Surface of a Fluid", Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. 17, No. 58, 1969.

[7] Ohkusu, M., "On the Motion of Multihull Ships in Waves (I)", Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. 18, No. 60, 1970.

[8] Takezawa, S. et al, "On the Hydrodynamic Force of a Catamaran Ship", J. of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 131, 1972.

[9] Thorne, R.C., "Multipole Expansions in the Theory of Surface Waves", Roc. Cambridge Phil. Soc. 49, 1953.

[10] Wehausen, J.V. and Laitone, E.V., "Surface Waves", Handbuch der Physik, Vol. 9, 1960.

[11] Frank, W., "Oscillation of Cylinders in or below the Free Surface of Deep Water", Naval Research Center Report No. 2375, 1967.

[12] Maeda, H., "Wave Excitation Forces on Two Dimensional Ship of Arbitrary Sections", J. of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 126, 1969.

[13] Rhee, K.P., "2-dimensional Hydrodynamic Forces of Heaving, Swaying and Rolling Cylinders on a Free Surface of a Water of Finite Depth", J.S.N.A.K., Vol. 14, No. 3, 1977.