
 論 文

大韓造船學會誌
 第26卷 第2號 1989年 6月
 Journal of the Society of
 Naval Architect of Korea
 Vol. 26, No. 2, June 1989

규칙과중에서의 주상체의 대진폭 운동에 관한 연구

김 용 직*

On Two-Dimensional Large-Amplitude Motions in Regular Wave

by

Yong Jig Kim*

요 약

정규칙파 중에서의 이차원 주상체의 대진폭 운동이 시간영역 수치계산법에 의해 다루어졌다. 물체표면 경계조건을 각 순간의 실제 물체표면에서 적용하므로 대진폭 운동에서 고려되어야 하는 물체 위치변화 및 형상변화 등에 의한 비선형효과가 고려되고 있으며, 자유표면에서의 비선형 효과는 고려되지 않는다. 단순강제동요 및 자유동요문제에 적용된 바 있는 물체표면 소오스 분포와 자유표면 스펙트럴 표현방법이 입사파의 강제력을 포함하도록 확장·적용되었고 물체의 운동응답은 시간적분법에 의해 계산되었다.

잠수 및 부유주상체의 대진폭 운동이 시간영역에서 직접 시뮬레이션되어 비선형 효과들이 보여지고 있으며, 대진폭 운동시 파강제력에 미치는 비선형 효과가 고찰되어, 물체와 유체입자의 상대운동이 수평 및 수직방향 시간평균력들에 상당한 영향을 미침이 보여지고 있다.

Abstract

Two-dimensional large-amplitude motions in regular harmonic wave are treated in time domain, by satisfying the exact body boundary condition and the linear free surface condition. For the present numerical calculation, the method of free-surface spectral representation with simple source distribution on the instantaneous body surface has been extended to include the effect of the incident wave.

Calculations of the wave exciting force are performed for a submerged circular cylinder fixed or oscillating with large amplitude. Especially, nonlinear effects on the time-mean forces are studied in detail. It is shown that relative motion between the body and the fluid particle gives a significant effect on the lift and drift forces.

Also, large-amplitude motion of a submerged circular cylinder and that of a floating Lewis-form cylinder are directly simulated in time domain. In the calculation results, some nonlinear effects are shown.

 본 논문은 대한조선학회 1987년도 춘계연구발표회에서 발표된 논문임.

접수일자: 1987년 12월 7일, 재접수일자: 1988년 8월 17일

* 정희원, 부산수산대학 선박공학과

1. 서 언

자유 수면을 다루는 운동문제들에 있어, 실제 현상을 직접 시간영역에서 시뮬레이션(simulation)하는 해석방법은 다른 방법들에 비해 광범위한 적용성을 갖는 강력한 수단으로서, 이에 대한 관심이 매우 커지고 있다.

이와 관련된 수치계산법으로는 선형해를 주로 다루는 시간영역 Green 함수를 이용한 방법이 있고, 물체표면 경계조건과 자유표면 경계조건 모두 비선형으로 다룰 수 있는 semi-Lagrangian time-stepping method 등이 있다. 이 외에, 물체표면에 소오스를 분포시키고 자유표면을 스펙트럴 방법(spectral method)을 써서 나타내는 수치 계산법 [1, 2, 3, 4]이 있는데, 이 방법은 선형 자유표면 경계조건과 정확한 물체표면 경계조건을 만족시키는 중간적 경계치 문제를 다룰 수 있으며, 수치 계산시 기억용량, 계산 소요시간, 안정성 등에서 다른 방법들보다 우수한 것으로 생각된다.

본 저자는 후자의 물체표면 특이점 분포와 자유표면 스펙트럴 방법을 써서 전진 속도를 갖는 주상체의 대진폭 운동 문제와, 부유체의 경우 계산방법상의 난점인 불규칙 파수현상(irregular frequency phenomenon)의 억제 방법을 다룬 바 있다[3, 4]. 본 논문에서는 이러한 방법을 파중에서의 강제력 계산과 운동 응답 계산에 확장하였다.

잠수 주상체에 작용하는 파 강제력에 관한 연구로서 주파수 영역에서 2차 섭동법(2nd-order perturbation method)에 의한 Ogilvie[5], Inoue & Kyojuka[6] 등의 연구가 있으나, 이들은 경계조건을 운동 평균위치에 적용하므로 대진폭 운동시 고려되어야 하는 물체 위치변화 효과를 다룰 수 없는 제약이 있다. 또한 파중에서의 대진폭 운동을 직접 시뮬레이션하는 수치 계산법의 개발은 전복문제등, 거치된 파랑중에서의 선박의 대진폭 운동응답의 이론적 추정을 위한 기초 연구로서 중요하다.

본 논문에서는 대진폭 운동시 물체의 운동진폭, 위상 등이 파 강제력에 미치는 영향을 다루었고, 입사파중에서의 대진폭 운동응답도 다루어졌다. 계산결과로부터 유체입자와 물체와의 상대운동이 표류력 및 부양력에 큰 영향을 미칠 수 있었고, 운동응답에서의 비선형 효과도 볼 수 있었다.

2. 문제의 정식화 및 수치계산

2.1. 문제의 정식화

본 논문에서는 정규칙파(regular harmonic wave)중에서의 시간영역 이차원 경계치 문제의 해를 선형 자유표면 경계조건과 정확한 물체표면 경계조건을 만족하도록 구한다. 이로부터 대진폭 운동에 따른 물체의 위치 변화 및 정수면 아래의 물체형상 변화 등을 고려하여 파강제력 및 운동응답을 해석하였다.

수심은 무한하며 표면장력은 무시하고, 자유표면 경계조건의 선형화를 위해 파의 진폭 및 기울기는 작다고 가정한다. 유체는 비점성, 비압축성 유체이며, 유체입자의 비회전운동을 가정하여 속도 포텐셜이 존재한다. 편의상 속도 포텐셜 ϕ 는 입사파의 포텐셜 ϕ_I 와 이에 대한 응답 포텐셜(response potential) ϕ_r 의 합으로 다음과 같이 나타낸다.

$$\phi = \phi_I + \phi_r. \tag{1}$$

또한, 수면변위 η 는 입사파의 수면변위 η_I 와 응답 포텐셜에 의한 수면변위 η_r 의 합으로 다음과 같다.

$$\eta = \eta_I + \eta_r. \tag{2}$$

좌표계는 Fig. 1에서의 같이 x 축을 정수면에 두고 y 축을 아래 방향으로 하는 공간고정 좌표계이며, 회전 방향은 시계방향울 양으로 한다. 자유표면 변위 η 는 수면의 상승을 양으로 삼았다.

입사파의 포텐셜 ϕ_I 는 정규칙파의 속도 포텐셜로서 미리 주어지고, 응답 포텐셜 ϕ_r 에 대한 시간영역에서의 경계치 문제는 다음과 같이 나타내어진다.

$$\nabla^2 \phi_r = 0, \quad y \geq 0, \quad t \geq 0, \tag{3}$$

$$\eta_r = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi_r}{\partial t}, \quad y = 0, \quad t \geq 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \eta_r}{\partial t} = -\frac{\partial \phi_r}{\partial y}, \quad y = 0, \quad t \geq 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = \vec{V} \cdot \vec{n} - \frac{\partial \phi_I}{\partial n}, \quad \text{at the instantaneous body surface, } t \geq 0, \tag{6}$$

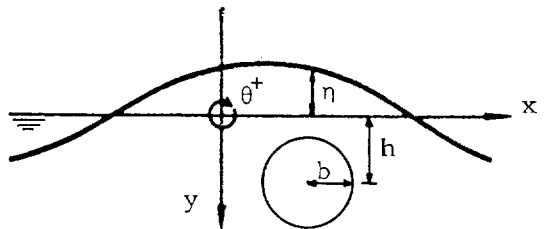


Fig. 1 Coordinate system and a submerged circular cylinder

$$\phi_r = \frac{\partial \phi_r}{\partial t} = 0, \quad y \geq 0, \quad t < 0, \quad (7)$$

여기에서 \vec{V} 는 물체 운동으로부터 계산되는 물체표면 각질에서의 속도벡터이며, g 는 중력가속도, \vec{n} 는 유체 안으로 향한 단위 법선벡터이다. 식 (7)의 초기조건은 물체의 존재 및 운동이 $t=0$ 에서부터 시작됨을 나타낸다. 위의 ϕ_r 에 관한 경계치 문제는 무한 원방에서의 포텐셜과 그 미분이 유한하다고 가정하던 유일해를 갖는다.

2.2. 해의 일반적 형태

응답 포텐셜 ϕ_w 을 각 순간의 물체의 존재 또는 운동의 영향을 나타내는 물체 포텐셜(body potential) ϕ_b 와 파 필드(wave field)를 나타내는 파 포텐셜(wave potential) ϕ_w 의 합으로 다음과 같이 나타내기로 한다.

$$\phi_r = \phi_b + \phi_w, \quad (8)$$

여기서 물체 포텐셜 ϕ_b 는 각 순간에서 다음의 경계조건을 만족하는 포텐셜이다.

$$\phi_b = 0, \quad y = 0, \quad t \geq 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \phi_b}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_l}{\partial n} - \frac{\partial \phi_w}{\partial n} + \vec{V} \cdot \vec{n}, \quad \text{at the}$$

$$\text{instantaneous body surface, } t \geq 0. \quad (10)$$

식 (9)로부터 ϕ_b 는 $y=0$ 에 대해 역대칭(skew symmetric)이며, 경수면 x 축상에 법선속도를 유발한다. 이상방향의 법선속도를 다음과 같이 Fourier 적분으로 표현할 수 있다고 가정한다.

$$-\left(\frac{\partial \phi_b}{\partial y}\right)_{y=0} = \int_0^\infty I(t', k) e^{ikx} dk, \quad (11)$$

여기에서 물체운동의 영향을 나타내는 함수(body-influence function) $I(t', k)$ 는 복소값을 가지며, 식 (11)의 우변에서와 같은 표현에서는 앞으로 실수부만을 취하는 것으로 한다. 위 표현은 물체의 운동속도와 입사파의 입자속도가 유한하다면 항상 존재한다.

식 (11)에 의해 표현되는 매 순간의 물체운동의 영향을 잘 알려져 있는 Cauchy-Poisson problem의 해법을 응용하여 시간에 따라 적분하면 다음과 같은, 파 포텐셜 ϕ_w 과 이에 의한 자유표면 변위 η_r 의 표현을 얻는다[3, 4].

$$\phi_w = -\int_0^t dt' \int_0^\infty dk \frac{g}{\omega} I(t', k) \cdot \sin \omega(t-t') e^{k(ix-y)}, \quad (12)$$

$$\eta_r = \eta_w = \int_0^t dt' \int_0^\infty dk I(t', k) \cdot \cos \omega(t-t') e^{ikx}, \quad (13)$$

여기에서, $\omega^2 = gk$ 이다. 이와 같이 하여 응답 포텐셜 ϕ_r 을 이루는 물체 포텐셜 ϕ_b 와 파 포텐셜 ϕ_w 의 일반적인

형태를 얻을 수 있고, 이들이 식 (3)~(7)의 시간영역 경계치 문제의 해가 됨은 대입하여 확인할 수 있다. 이러한 해의 표현은 수치계산에 그대로 이용된다.

응답포텐셜의 수치계산은 물체표면 경계조건이 식 (6)과 식 (10)으로 표현됨을 제외하고는 강제동요문제에서와 같다. 강제동요문제에서의 수치계산 과정은 문헌 [3]과 [4]에 소개되어 있으므로 여기에서는 응답포텐셜의 수치계산 과정에 관한 자세한 언급은 생략한다.

물체표면에서의 입사파의 영향을 포함한 전압력은 다음의 Bernoulli 방정식으로부터 계산된다.

$$P = -\rho \frac{D\phi}{Dt} + \frac{1}{2} \rho [\vec{V}^2 - (r\phi - \vec{V})^2] + \rho gy, \quad (14)$$

여기에서, ρ 는 유체밀도이며, D/Dt 는 물체표면에 고정되어 물체와 함께 움직이는 점에서의 시간에 대한 미분이다. 물체에 작용하는 유체력은 이 압력을 직접 수치적분하여 계산된다.

2.3. 운동 방정식의 수치계산

물체의 운동은 무게중심 G 의 x, y 방향 선형 변위(linear displacement) 및 G 를 회전 중심으로 한 θ 방향의 각변위(angular displacement)로 나타내고, 이를 각각 $X_j (j=1, 2, 3)$ 로 표현하며, 편이상 유체력 및 질량 행렬의 표현도 이에 준하기로 한다. 물체질량의 행렬(body mass matrix) M_j^b 는 물체의 자체질량을 m_b , G 에 관한 질량 관성모멘트(mass moment of inertia)를 I_b 라고 할 때 다음과 같다.

$$M_{11}^b = M_{22}^b = m_b, \quad (15)$$

$$M_{33}^b = I_b, \quad (16)$$

$$M_{ij}^b = 0, \quad i \neq j. \quad (17)$$

각 순간에서의 임펄스 운동에 관한 유체역학적 질량의 행렬(impulsive hydrodynamic mass matrix)을 M_{ij}^h 로 나타내면, 각 순간에서의 유효질량의 행렬(effective mass matrix) M_{ij} 는 다음과 같다.

$$M_{ij} = M_{ij}^b + M_{ij}^h \quad (i=1, 2, 3; j=1, 2, 3). \quad (18)$$

M_{ij}^h 는 j 를 운동방향, i 를 유체력방향으로 하는 동요주파수 무한대에서의 부가질량(added mass for infinite frequency)과 같으므로 이의 계산에 관해서는 생략한다. 수치계산상 M_{ij}^h 는 물체 포텐셜 ϕ_b 의 계산과정을 수정하여 용이하게 계산되어 진다.

\ddot{X}_j 를 변위 X_j 의 시간에 대한 2계 미분, 즉 가속도라 할 때 각 순간에서의 물체 운동방정식은 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^3 M_{ij}(t) \ddot{X}_j(t) = F_i^*(t) \quad (i=1, 2, 3), \quad (19)$$

여기에서, M_{ij}^* 에 의한 관성력이 좌변에 포함되어 있으므로 우변의 F_i^* 는, 식 (14)의 압력에 의한 각 방향의 유체력에서 M_{ij}^* 에 의한 관성력을 제외한 유체력이며, F_2^* 는 중력 $\rho g m_b$ 를 포함한다. 식 (19)의 운동 방정식으로부터 각 방향의 가속도 \ddot{X}_j 가 계산되며, 속도 \dot{X}_j 및 변위 X_j 는 가속도 \ddot{X}_j 의 시간적분으로부터 얻어진다.

가속도의 시간적분방법으로는 선형해석에서 무조건 안정성이 증명되어 있는 Newmark method[7]를 사용하였다. 속도 및 변위는 다음과 같이 계산된다.

$$\dot{X}_j(t+\Delta t) = \dot{X}_j(t) + \ddot{X}_j(t+\Delta t/2) \cdot \Delta t, \quad (20)$$

$$X_j(t+\Delta t) = X_j(t) + \dot{X}_j(t) \cdot \Delta t + \frac{1}{2}(\Delta t)^2 \cdot \ddot{X}_j(t+\Delta t/2). \quad (21)$$

수치계산에서 $\ddot{X}_j(t+\Delta t/2)$ 는 그전 계산단계의 3값으로부터 외삽법을 이용하여 계산하였다.

3. 계산결과 및 고찰

3.1. 파 강제력

파 강제력의 계산은 Fig. 1의 잠수 원형주상체(반폭 b , 잠수깊이 h)에 대해 대진폭 운동시 물체의 운동진폭 및 위상에 의한 영향을 고찰하였고, 계산의 검증 및 다른 결과와의 비교를 위해 고정상태에서의 계산도 수행되었다. 물체위치가 고정된 경우의 파강제력 계산에 있어 식 (6), (10), (14)의 \vec{V} 는 영으로 되며, 고정상태가 아닌 경우의 계산에서는 식 (6), (10)의 \vec{V} 는 영으로 되나 식 (14)는 그대로 쓰여진다.

수치계산은 과도효과가 충분히 소멸되도록 파 주기 T_w 의 3배의 시간까지 수행되었다. 계산된 동유체력에서 3번째 주기의 유체력을 Fourier 변환하여 시간 평균력(time-mean force) 및 입사파 원주파수 ω 의 경우 매 주파수를 갖는 조화 성분력들(harmonic force components)을 계산하였다.

물체가 고정된 경우의 파 강제력은 그 시간 평균력과 1차 조화성분력이 주파수 영역에서의 2차 섭동법(2nd-order perturbation method)에 의한 것과 이론상 동일하므로[6], 이 성분력들을 2차 섭동법에 의한 계산결과와 비교하였다. 1차 조화성분력은 섭동법의 결과와 대체로 잘 일치함을 확인하였고, 수평방향 시간평균력 즉 표류력은 나타나지 않음도 확인하였다. Fig. 2에는 수직방향 시간 평균력의 계산결과가 Inoue

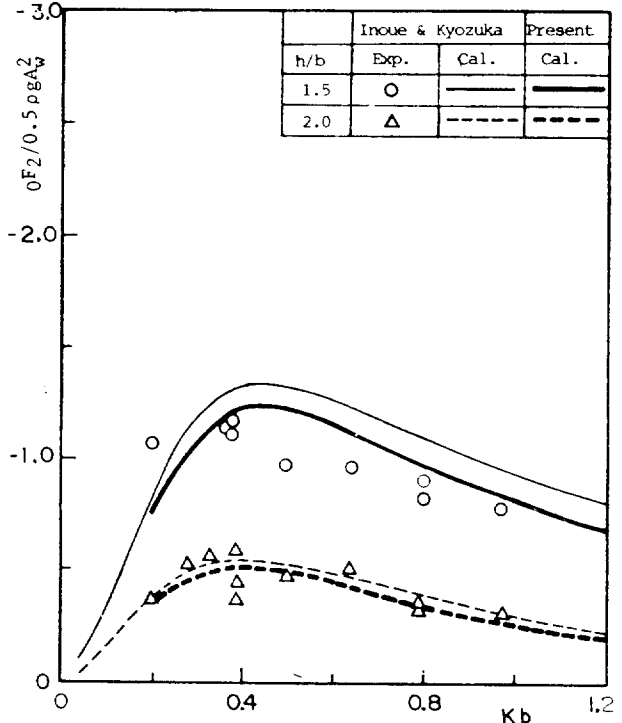


Fig. 2 Comparison of vertical time-mean forces with the results of Inoue & Kyoizuka—wave exciting force for a fixed circular cylinder (submerged)

& Kyoizuka[6]의 계산 및 실험결과와 비교되어 있다.

Kb 는 입사파의 무차원화된 파수 $\frac{\omega^2}{g} b$ 이다. 이들에서 본 계산결과가 Inoue et al.의 계산결과보다 다소 작음을 볼 수 있으며, 실험결과와의 일치도에 있어 본 계산결과가 Inoue et al.의 계산보다 대체로 더 좋다고 할 수 있다.

물체가 고정상태가 아닌 경우의 계산에 있어 입사파의 수면변위를 다음과 같이 여현 위상으로 주었고,

$$\eta_1 = A_w \cos(Kx - \omega t), \quad (22)$$

물체의 운동은 주상체의 중심점이 $(0, h)$ 점을 중심으로 진폭 A_m , 위상 ϕ 의 원운동을 하는 것으로 가정하여 x, y 방향의 운동변위를 각각 다음과 같이 주었다.

$$X_1(t) = A_m \sin(\omega t + \phi), \quad (23)$$

$$X_2(t) = -A_m \cos(\omega t + \phi). \quad (24)$$

Fig. 3에는 고정상태가 아닌 경우에 대한 수평방향 시간평균력, 즉 표류력의 계산 결과가 보여지고 있다. A_p 는 깊이 h 에서의 유체입자 운동진폭으로서 $A_w e^{-Kh}$ 이며, ϕ 는 물체운동과 유체입자 운동과의 위상차이다.

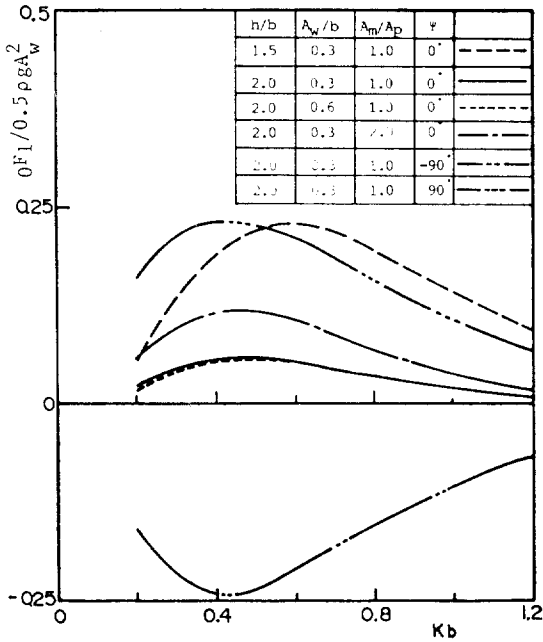


Fig. 3 Horizontal time-mean force—wave exciting force for a submerged circular cylinder oscillating with large amplitude

여기에서 $\psi=0^\circ$ 인 경우, 표류력은 물체 운동진폭에 비례하여 증가함을 볼 수 있고, 운동위상이 표류력에 미치는 영향은 $A_m=A_p$ 인 경우, 물체 운동이 유체입자 운동에 대해 앞설수록 표류력이 증가하며, 그 반대일 때 감소하여 음의 표류력도 나타남을 볼 수 있다.

Fig. 4에는 원형 주상체에 대한 상하방향 시간 평균력, 즉 부양력의 계산 결과가 보여지고 있다. $\psi=0^\circ$ 인 경우, 물체 운동진폭이 증가함에 따라 부양력은 역비례하여 감소하고 있다. 운동 위상의 영향은 물체 운동과 유체입자 운동의 위상차가 클수록 부양력이 증가함을 볼 수 있는데, $Kb=0.4$ 에서의 별도 계산을 통해 물체운동이 뒤지는 경우 대략 30° 이내의 범위에서는 부양력에 큰 변화가 없다가 그후 증가해 가는 것을 확인하였다. 물체와 유체입자가 같은 운동을 하는 경우 ($A_m=A_p, \psi=0^\circ$), 입사파고의 변화가 무차원화된 시간 평균력에 미치는 영향은 매우 작다.

Fig. 5에는 원형 주상체에 작용하는 파강제력에 있어서의, 2차 조화성분력의 진폭이 보여지고 있다. 이 성분력의 수평방향과 수직방향 유체력에서의 차이는 무시할 수 있을 정도로 작았다. $\psi=0^\circ$ 인 경우, 물체 운동 진폭에 비례하여 2차 조화성분력은 증가함을 볼

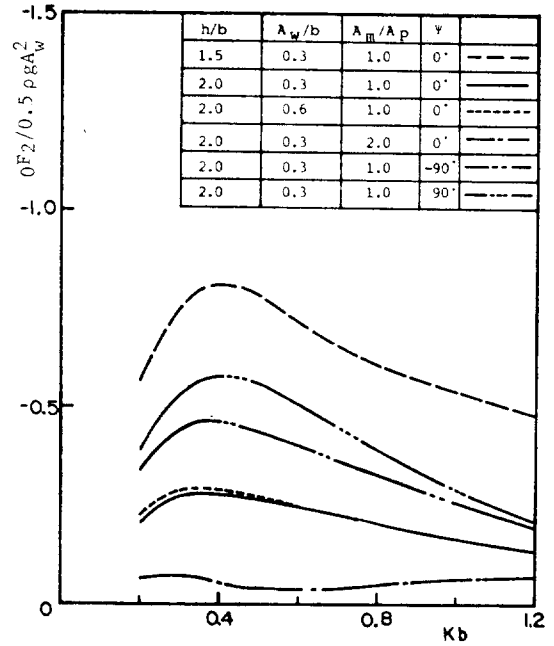


Fig. 4 Vertical time-mean force—wave exciting force for a submerged circular cylinder oscillating with large amplitude

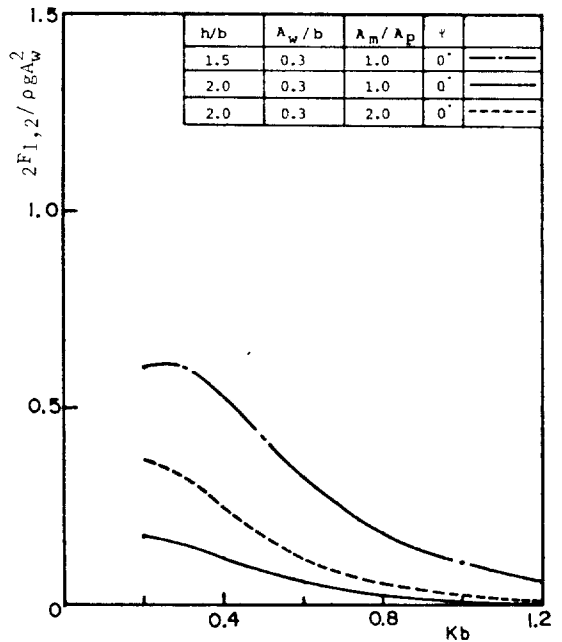
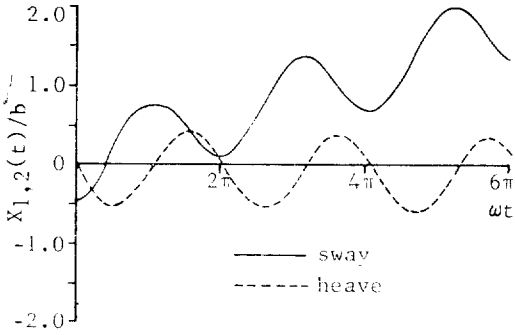


Fig. 5 Second-harmonic force amplitude—wave exciting force for a submerged circular cylinder oscillating with large amplitude



(a) sway and heave displacements

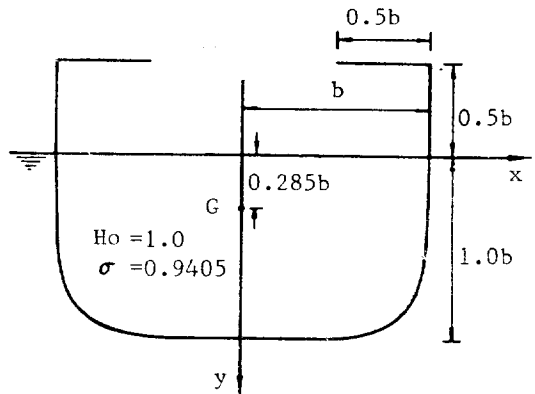
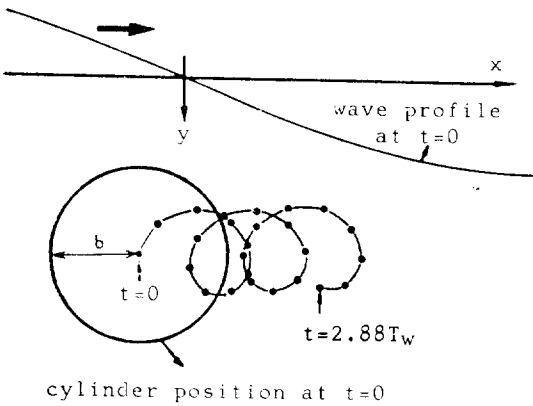


Fig. 7 Floating cylinder with Lewis-form cross-section



(b) instantaneous body positions for $t=0, 0.12T_w, \dots, 2.88T_w$

Fig. 6 Motion response of a submerged circular cylinder (neutrally buoyant, $h=2.0b, A_w=1.0b, Kb=0.4$)

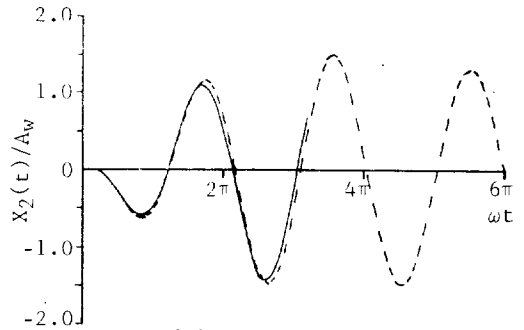
수 있다. 운동위상 ψ 의 변화는 2차 조화성분력의 진폭에 거의 영향을 주지 않았다. 이밖에, 파 강제력의 1차 조화성분력에 있어 대진폭 운동에 의한 비선형 효과는 매우 작았음을 밝혀 둔다.

3.2. 대진폭 운동 응답

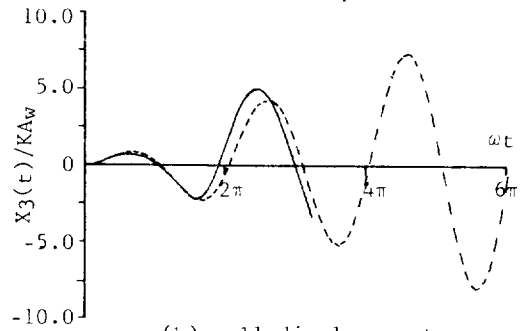
파중에서의 운동응답의 계산으로서 잠수 원형주상체의 운동과 Lewis 단면을 갖는 부유주상체의 운동이 다루어졌다. 입사파는 다음과 같이 정현위상으로 주어 계산하였다.

$$\eta_I = -A_w \sin(Kx - \omega t) \quad (25)$$

운동방정식 계산의 검증을 위해 다른 계산결과가 있는 자유 감쇠운동에 대한 계산도 수행되었으며, Chapman[1]과 동일 모델에 대한 계산에서 Chapman의 계산결과와 잘 일치함을 확인하였다.



(a) heave displacements



(b) roll displacements

Fig. 8 Motion response of a floating Lewis-form cylinder (sway restricted, $Kb=0.4, \text{---} A_w=0.3b, \text{----} A_w=0.1b$)

Fig. 6에는 초기 잠수 깊이가 $h=2.0b$ 로 주어지고, $A_w=1.0b, Kb=0.4$ 인 경우의 원형 주상체의 운동 응답이 보여지고 있다. 중립부양(neutrally buoyant) 상태이고, 주상체 중심의 초기위치는 $(-0.449b, 2.0b)$ 이며, 초기속도는 상방향 $1.425b/\text{sec}$ 로 하였다. 현저한 표류현상과 약간의 상방향 부양현상이 나타남을 볼 수 있다. 횡방향 표류현상에는 Fig. 6(b)에서 볼 수

있듯이 수면에 접근했을 때와 내려갔을 때의 횡방향 유체속도의 차에 의한 효과가 크게 작용한 것으로 생각된다.

부유 주상체의 운동응답의 계산에는 Fig. 7에 보여진 반쪽 흡수비 $Ho=1.0$, 단면적 계수 $\sigma=0.9405$ 인 Lewis 단면을 갖는 주상체가 다루어졌다. 수치계산시의 난점인 불규칙파수 현상은 물체 내부수선면에 고체벽 경계조건(rigid wall condition)을 부과하여 억제하였으며, 표류현상 등에 의한 곤란을 피하기 위해 sway 운동은 구속하였고, roll 공진파수에 가까운 $Kb=0.4$ 에서의 운동을 다루었다. 물체의 초기 변위 및 속도는 모두 영으로 주었다. G 에 관한 질량 판성 모델트는 $I_b/\zeta b^4=0.6772$ 로 주었다.

Fig. 8에는 A_w 가 0.3b와 0.1b인 두 경우의 운동응답이 비교되어 있다. 두 경우의 일반적인 운동경향은 유사하나, 위상차가 나타나는 등의 차이를 볼 수 있다. $A_w=0.3b$ 인 경우, 시간 $\omega t=3.2\pi$ 에서 감관상의 끝점이 경수면 아래로 내려감으로써 계산은 중단되었다.

4. 결 론

주상체의 대진폭 운동응답과 파 강제력이 시간영역 해법으로 다루어졌다. Chapman[1]과 Kim & Hwang [3]에 의해 자유 감쇠동요 및 강제동요 문제에 적용되었던 수치 계산법을 입사파중에서의 운동응답 및 파 강제력 계산에 확장하였다.

파 강제력의 계산은 잠수 원형주상체와 사각형주상체에 대해 수행되었고 대진폭 운동시 파강제력에 미치는 물체의 운동진폭 및 위상의 영향을 고찰하였다. 이때 시간평균력에 있어서의 경향은 다음과 같았다.

(1) 물체가 유체입자와 같은 위상의 원운동을 할때, 부양력(상방향 시간평균력)은 고정상태에서 최대이고 물체 운동진폭이 증가할수록 감소한다.

(2) (1)과 같은 조건에서, 표류력(수평방향 시간평균력)은 고정상태에서 영이고 물체 운동진폭이 증가할수록 비례하여 증가한다.

(3) 물체가 유체입자와 같은 진폭의 원운동을 할때, 부양력은 위상차가 클수록 대체로 증가한다.

(4) (3)과 같은 조건에서, 표류력은 물체 운동위상이 유체입자 운동보다 앞설수록 증가하고, 뒤질수록 감소하여 음의 표류력도 나타난다.

규칙파중에서의 물체의 대진폭 운동을 직접 시뮬레이션할 수 있는 프로그램이 개발되었고, 계산예로서 중립 부양상태(neutrally buoyant)인 잠수 원형주상체

의 자유수면 근처에서의 대진폭 운동응답과 Lewis 단면을 갖는 부유주상체의 대진폭 운동응답이 계산되었다. 잠수 원형주상체의 계산에서 표류현상이 매우 두드러지게 나타남을 볼 수 있었다. 부유주상체의 경우 비선형 효과가 클 것으로 예상되는 roll 공진상태에서의 운동이 다루어졌고, 운동위상등에서 입사파의 파고에 따른 비선형 특성을 파악하기 위해서는 앞으로 다양한 모델 및 조건에 대한 체계적인 계산이 더 있어야 하리라고 생각된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 연구비 지원으로 수행되었으며, 이 기회에 동 재단측에 감사의 뜻을 표한다.

참 고 문 헌

- [1] Chapman, R.B., "Large-Amplitude Transient Motion of Two-Dimensional Floating Bodies", *J. of Ship Res.*, Vol. 23, 1979.
- [2] Chapman, R.B., "Time-Domain Method for Computing Forces and Moments Acting on Three-Dimensional Surface-Piercing Ship Hulls with Forward Speed", *Proc. of the 3rd Intl. Conf. on Num. Ship Hydrodyn.*, 1981.
- [3] Kim, Y.J. and Hwang, J.H., "Two-Dimensional Transient Motions with Large Amplitude by Time-Domain Method", *Proc. of the 16th Symp. on Naval Hydrodyn.*, 1986.
- [4] Kim, Y.J., "On Two Dimensional Transient Motions with Large Amplitude by Time Domain Method", *Dissertation*, Seoul National University, 1985.
- [5] Ogilvie, T.F., "First- and Second-Order Forces on a Cylinder Submerged Under a Free Surface", *J. of Fluid Mech.*, Vol. 16, 1963.
- [6] Inoue, R. and Kyozuka, Y., "On the Nonlinear Wave Forces Acting on Submerged Cylinders," *Autumn Lecture*, the Soc. Naval Arch. of Japan, 1984.
- [7] Bathe, K.J. and Wilson, E.L., "Numerical Methods in Finite Element Analysis", Prentice-Hall INC, 1976.