

반잠수압기형부방과제의 비선형과랑변형 및 동적거동에 관한 연구

김 도 삼*

Nonlinear Wave Transformation and Dynamic Behaviors of Semi-Submerged Air-Chamber Floating Breakwater

D. S. Kim*

Key Words : 압기형부방과제(Air-Chamber Floating Breakwater), 주파수영역해석법(Frequency-Domain Method), 비선형과랑변형(Nonlinear Wave Transformation), 비선형동적거동(Nonlinear Dynamic Behaviors), 계류선의 장력(Tensile Force of Mooring Line).



Generally, it is pointed out that a nonlinear analysis is needed to estimate accurately the water surface fluctuation and dynamic responses of a floating structure in case of large wave reflection. In this study, a frequency-domain method is applied and newly developed to analyze the nonlinear characteristics of the air-chamber floating breakwater. The air-chamber floating breakwater in this study can control well the wave transformation, motions of the structure and its natural frequency by adjusting the air depth in the chamber. Experiments are carried out to verify the numerical results. It is appeared that the mean water level is setup in the anti-node and setdown in the node, while the nonlinearity in wave profile is larger in the node than in the anti-node. Because of vertical mooring system, the sway, especially the time-independent nonlinear component, plays predominant role in the motion. On the other hand, the time-dependent component, as well as the time-independent one to the tensile force of mooring line contributes greatly, and the time averaged value presents tensional force oriented to the onshore side due to drift force.

1. 서 론

일반적으로 부체의 운동과 반사률이 크게 되면 부체의 각 운동사이에 비선형간섭과 정상표류력에 의한 정성운동성분이 크게 되기 때문에 부체의 비선형해석이 필요하게 된다. 부체의

비선형해석법에는 여러 가지의 해석법이 제안되어 있지만, 크게 시간영역해석법(Isaccson et al., 1991)과 주파수영역해석법(Massel, 1983 ; McIver et al., 1990 ; Palm, 1991 ; Vata, 1987 ; 井島 등, 1982 ; 吉田 등, 1989 ; 吉田 등, 1991 ; 喜岡 등, 1993)으로 대별된다. 시간영역

* 정회원, 한국해양대학교 해양토목공학과

해석법은 불규칙파랑중에 부체의 운동과 비선형파랑변형이 해석되는 장점을 가지는 반면에 파와 구조물의 운동이 정상상태에 도달하기까지 계산시간이 길어지는 단점을 가진다. 반면에 주파수영역해석법은 파와 구조물의 각 운동성분에 있어서 그의 변화특성과 그의 기여특성을 정확히 평가할 수 있으며, 정상상태의 파와 구조물의 운동을 기술하기 때문에 상대적으로 계산시간이 짧다는 장점을 가지는 반면에 불규칙파랑에 있어서의 해석이 어렵다는 단점이 있다.

본 연구는 일정수심의 2차원파동장에 놓인 반잠수압기형부체에 의한 비선형파의 변형과 구조물의 파랑응답을 이론과 실험으로부터 그의 특성을 살펴본다. 이론해석에 있어서는 유한진폭파(Stokes의 2차파)의 주파수영역해석법(吉田 등, 1989)을 사용하는 것으로 한다.

본 연구에서 대상으로 하는 압기형구조물(Fig. 1 참조)은 압기실내의 내부공기압을 조절함으로써 파랑변형과 구조물의 동적거동 및 구조물의 공진주기를 인위적으로 조절할 수 있고 계류선에 작용하는 장력을 감소시킬 수 있을 뿐만 아니라 구조물 저면의 대부분에는 공기압이 양력으로 작용하고 그의 분포가 동일하므로 안정된 구조물이라는 큰 장점을 가진다.

2. 이론해석

2.1 경계조건

Fig. 1에 나타내고 있는 바와 같은 반잠수압기형부체에 대해서 x 의 (+)방향으로부터 유한진폭파가 입사하는 경우를 고려한다. 이 때 섭동파라메트 ε 에 대한 1차의 입사파에 있어서 진폭, 파수 및 각주파수를 각각 η_0 , $k^{(1)}$ 및 σ 라고 하고, 감쇠정상파의 영향이 없어지는 $x = \pm b$ 에 가상개경계면을 두면 유체영역은 3개로 분리되고 계산영역인 $R^{(0)}$ 는 자유수면, 저면, 가상개경계면, 구조물 및 압기실의 수면에 의해 구성된다. 여기서 경계면에 대한 외향법선을 ν , 속도포텐셜을 $\Phi(x, z, t)$, 자유수면에서의 수면변동을

$\eta(x, t)$, 압기실내의 수면변동을 $\xi(x, t)$ 로 표기하면, 각각의 경계면에서 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

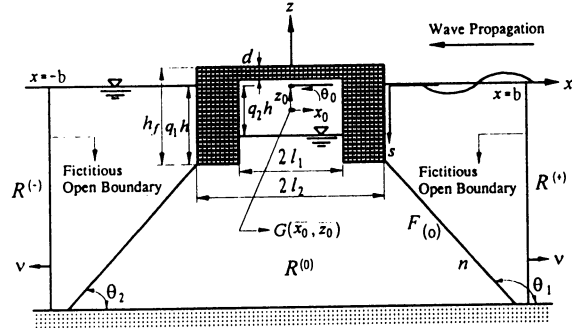


Fig. 1 Definition sketch of semi-submerged air-chamber floating structure

$$\xi_t + \Phi_{x\xi} - \Phi_{z\xi} |_{z=\xi} = 0 \quad (1)$$

$$\Phi_t + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_z^2) + g\xi + \frac{P_a}{\rho} |_{z=\xi} = Q \quad (2)$$

$$\Phi_{z\xi} |_{z=-h} = 0 \quad (3)$$

$$\{\Phi_x - (x_{o,t} - (\bar{z} - z_o)\theta_{o,t})\} \ell + \quad (4)$$

$$\{\Phi_z + (z_{o,t} - (\bar{x} - x_o)\theta_{o,t})\} m |_{on \ structure} = 0$$

여기서, ρ 는 유체밀도, ξ 는 자유수면의 경우는 $\xi = \eta$, 압기실내수면의 경우는 $\xi = -q_2 h + \xi$, g 는 중력가속도, P_a 는 공기압으로 자유수면의 경우는 영이다. Q 는 Bernoulli상수, x_o , z_o 및 θ_o 는 부체의 swaying, heaving 및 rolling운동, $\ell = dz/ds$, $m = -dx/ds$, $\bar{x} = x_s - \bar{x}_o$, $\bar{z} = z_s - \bar{z}_o$, x_s 및 z_s 는 부체표면의 좌표, \bar{x}_o 와 \bar{z}_o 는 부체중심의 초기위치를 나타낸다. 그리고 첨자 t, x, z 는 각 변수에 대한 편미분을 나타낸다.

속도포텐셜 $\Phi(x, z, t)$, 수면변동 $\xi(x, t)$, 공기압 P_a , Bernoulli상수 Q , 부체의 운동 $x_o(t)$, $z_o(t)$ 및 $\theta_o(t)$ 가 미소섭동파라메트 $\varepsilon (= k^{(1)} \eta_0)$ 에 의

해 다음과 같은 급수전개가 가능하다고 가정한다.

$$\phi = \varepsilon \phi^{(1)} e^{i\alpha t} + \varepsilon^2 \{ \phi^{(2)} e^{2i\alpha t} + \phi_0^{(2)} \} + \dots \quad (5)$$

$$\xi = \xi^{(0)} + \varepsilon \xi^{(1)} e^{i\alpha t} + \varepsilon^2 \xi^{(2)} e^{2i\alpha t} + \dots \quad (6)$$

$$Q = \varepsilon Q^{(1)} + \varepsilon^2 Q^{(2)} + \dots \quad (7)$$

$$P_a(t) = P^{(0)} + \varepsilon P^{(1)} e^{i\alpha t} + \varepsilon^2 (P^{(2)} e^{2i\alpha t} + P_0^{(2)}) + \dots \quad (8)$$

$$x_o = \varepsilon \alpha^{(1)} e^{i\alpha t} + \varepsilon^2 \{ \alpha^{(2)} e^{2i\alpha t} + \alpha_0^{(2)} \} + \dots \quad (9)$$

$$z_o = \varepsilon \beta^{(1)} e^{i\alpha t} + \varepsilon^2 \{ \beta^{(2)} e^{2i\alpha t} + \beta_0^{(2)} \} + \dots \quad (10)$$

$$\theta_o = \varepsilon \omega^{(1)} e^{i\alpha t} + \varepsilon^2 \{ \omega^{(2)} e^{2i\alpha t} + \omega_0^{(2)} \} + \dots \quad (11)$$

여기서, $\xi^{(0)}$ 는 압기실내의 초기수위로서 $-g_2 h$, $\phi_0^{(2)}$, $P_0^{(2)}$, $\alpha_0^{(2)}$, $\beta_0^{(2)}$ 및 $\omega_0^{(2)}$ 는 시간에 관계하지 않는 2차의 속도포텐셜, 공기압 및 부체의 운동을 나타낸다.

이후의 이론전개에서는 ε 의 1차에 관한 수식 전개가 기본적으로 기왕의 논문(井島 등, 1982; 吉田 등, 1989)에 기술되어 있으므로 ε 에 관한 2차성분에 대해서만 수행하는 것으로 한다.

식(2)를 전미분한 결과로부터 식(1)을 g 배한 결과를 빼면 수면경계조건식이 얻어진다. 더욱이 그 수면경계조건식을 정수면근처에 대해서 Taylor급수전개하고 식(5)~(8)을 대입하면 ε 에 관한 1차 및 2차의 수면경계조건식이 얻어진다. 여기서 ε 에 관한 2차의 수면경계조건식을 2배주파수성분(이하에서 시간항 $e^{2i\alpha t}$ 를 생략하여 기술)과 시간에 관계하지 않는 정상성분으로 나누어 표기하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \phi_z^{(2)} - 4\Gamma \phi^{(2)} + \frac{2i\sigma}{\rho g} P^{(2)} &= -\frac{i\sigma}{g} (\phi_x^{(1)2} + \phi_z^{(1)2}) \\ &+ \frac{\xi^{(1)}}{2} (\Gamma \phi_z^{(1)} - \phi_{zz}^{(1)}) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\phi_{0,z}^{(2)} = \frac{\xi^{(1)}}{2} (\Gamma \phi_{*,z}^{(1)} - \phi_{*,zz}^{(1)}) \quad (13)$$

여기서, $\Gamma = \sigma^{(2)}/g$, 침자*는 공액복소수를 나타낸다. $\phi_0^{(2)}$ 는 ε 에 관한 2차의 수면파형과 압력 변화에는 기여하지 않으므로 이에 대한 논의는 본 논문에서 생략하는 것으로 한다.

여기서 가상개경계면에서 경계조건은 유체영역 R^+ 및 R^- 에서 수면경계조건, 해저경계조건, Sommerfeld 방사경계조건 및 Laplace방정식을 만족하는 속도포텐셜의 일반해로부터 산정할 수 있다. 이의 결과만을 기술하면 다음과 같다.

• 유체영역 R^+ 에서 속도포텐셜

$$\begin{aligned} \phi^{(2)}(x, z) &= \frac{g}{k^{(1)}\sigma} B^{(2)} e^{-ik^{(2)}x} Z(k^{(2)}z) \\ &+ ia_s (e^{2ik^{(1)}x} + B^{(1)2} e^{-2ik^{(1)}x}) Z(2k^{(1)}z) \\ &+ ib_s B^{(1)} \end{aligned} \quad (13)$$

• 유체영역 R^- 에서 속도포텐셜

$$\begin{aligned} \phi^{(2)}(x, z) &= \frac{g}{k^{(1)}\sigma} I^{(2)} e^{ik^{(2)}x} Z(k^{(2)}z) \\ &+ ia_s I^{(1)2} e^{2ik^{(1)}x} Z(2k^{(1)}z) \end{aligned} \quad (14)$$

• $x = \pm b$ 에서 경계조건

$$\begin{aligned} \phi^{(2)} &= \frac{gB^{(2)}}{k^{(1)}\sigma} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) \\ &+ ia_s (e^{2ik^{(1)}b} + B^{(1)2} e^{-2ik^{(1)}b}) Z(2k^{(1)}z) \\ &+ ib_s B^{(1)} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \nu} &= -\frac{igk^{(2)}B^{(2)}}{k^{(1)}\sigma} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) \\ &- 2k^{(1)} a_s (e^{2ik^{(1)}b} - B^{(1)2} e^{-2ik^{(1)}b}) Z(2k^{(1)}z) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \phi^{(2)} &= \frac{gI^{(2)}}{k^{(1)}\sigma} e^{-k^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) \\ &+ ia_s I^{(1)2} e^{-2ik^{(1)}b} Z(2k^{(1)}z) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \nu} = -\frac{igk^{(2)}I^{(2)}}{k^{(1)}\sigma} e^{-ik^{(2)}b} Z(k^{(2)}z) + 2k^{(1)}a_s I^{(1)^2} e^{-ik^{(1)}b} Z(2k^{(1)}z) \quad (18)$$

여기서,

$$a_s = -\frac{3\sigma \cosh 2k^{(1)}h}{gk^{(1)^2} \sinh^4 k^{(1)}h}$$

$$b_s = \frac{g(3\Gamma^2 + k^{(1)^2})}{4k^{(1)^2} \sigma \Gamma}$$

$$4\Gamma = k^{(2)} \tanh k^{(2)}h$$

$$Z(k^{(2)}z) = \frac{\cosh k^{(2)}(h+z)}{\cosh k^{(2)}h}$$

그리고 $B^{(2)}$ 와 $I^{(2)}$ 는 구조물과 입사파의 상호간섭에 의해 발생하는 비선형자유파에 대한 속도포텐셜의 복소계수, $B^{(1)}$ 과 $I^{(1)}$ 는 ϵ 에 대한 1차의 반사율과 투과율을 나타낸다.

구조물표면에 대한 경계조건은 식(4)를 정지상태에 대해서 Taylor급수전개를 수행하고 각 변수에 대한 섭동전개결과를 대입하면 ϵ 에 대한 2차의 경계조건식을 다음과 같이 얻는다.

$$\begin{aligned} \phi_\nu^{(2)} &= 2i\sigma\{\ell\alpha^{(2)} + m\beta^{(2)} + (m\bar{x} - \ell\bar{z})\omega^{(2)}\} \\ &+ \frac{\alpha^{(1)}}{2}(\ell\phi_{ss}^{(1)} + m\phi_{vs}^{(1)}) - \frac{\beta^{(2)}}{2}(\ell\phi_{vs}^{(1)} - m\phi_{ss}^{(1)}) \\ &- \frac{\omega^{(1)}}{2}\{\phi_s^{(1)} + i\sigma(m\alpha^{(1)} - \ell\beta^{(1)}) \\ &+ (\ell\bar{x} + m\bar{z})\phi_{vs}^{(1)} - (m\bar{x} - \ell\bar{z})\phi_{ss}^{(1)}\} \end{aligned} \quad (19)$$

여기서, 첨자 ν, s 는 각 변수에 대한 편미분을 나타낸다.

이상과 같이 폐유체영역의 각 경계면에서 주어진 경계조건식을 사용하여, Fig. 1에 나타내고 있는 폐영역에 있어서 어떤 점 X 에서의 속도포텐셜에 관해서 다음식과 같은 Green공식을 적용할 수 있다.

$$\phi(X) = \int_s \{\phi(X_b)G_\nu(r) - G(r)\phi_\nu(X_b)\} ds \quad (20)$$

$$G(r) = \frac{1}{\pi} \log r$$

여기서, r 은 경계상의 점 X_b 와 X 와의 거리이고, 적분은 경계면 s 에 따라 반시계방향으로 수행된다.

2.2 압기실내의 압축공기모델

부체의 운동과 압기실내의 수면변동에 의한 공기의 체적변화 ΔV 는 다음 식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \Delta V &= 2\ell_1(h_f - q_1h + q_2h - d) \\ &+ 2\ell_1z_o - \ell_1(f_w + g_w) \\ &- \int_{-\ell_1+x_o+\tau_2}^{\ell_1+x_o+\tau_1} (\xi - \xi^{(0)}) dx \end{aligned} \quad (21)$$

여기서, f_w, g_w, τ_1 및 τ_2 는 회전운동에 의한 변화량으로 다음식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} f_w^2 &= m_a^2 - m_b^2 + m_d^2 + 2m_a m_d \cos \theta_o \\ &+ (m_d \sin \theta_o + m_b)^2 / \cos^2 \theta_o \\ &+ 2m_a(m_d \sin \theta_o + m_b) \tan \theta_o \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g_w^2 &= m_a^2 - m_c^2 + m_d^2 + 2m_a m_d \cos \theta_o \\ &+ (m_d \sin \theta_o - m_b)^2 / \cos^2 \theta_o \\ &+ 2m_a(m_d \sin \theta_o - m_b) \tan \theta_o \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_1 &= (m_d \sin \theta_o - \ell_1 \cos \theta_o \\ &+ m_b + \bar{x}_o \cos \theta_o) / \cos \theta_o \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_2 &= (m_d \sin \theta_o + \ell_1 \cos \theta_o \\ &- m_c + \bar{z}_o \cos \theta_o) / \cos \theta_o \end{aligned}$$

여기서, $m_a = h_f - q_1h - d - \bar{z}_o$, $m_b = \ell_1 - \bar{x}_o$, $m_c = \ell_1 + \bar{x}_o$, $m_d = q_2h + \bar{z}_o$ 이다.

식(21)를 정지상태에 대해서 Taylor급수전개하고, Leibniz적분정리를 이용하여 적분을 수행하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} \Delta V = & 2\ell_1(\beta + \overline{x_o}\theta_o) - \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \zeta dx \\ & - \ell_1 m_d \theta_o^2 - 2x_o(\zeta|_{x=-\ell_1}^{x=\ell_1}) \\ & - m_d(\zeta|_{x=-\ell_1}^{x=\ell_1}) + \dots \end{aligned} \quad (22)$$

압기실내의 공기압은 Boyle법칙에 의한 단열변화를 가정하면 다음과 같은 상태방정식을 얻는다.

$$P_a = P^{(0)} \left\{ \frac{V^{(0)}}{V^{(0)} + \Delta V} \right\}^\gamma, \quad \gamma = 1.4 \quad (23)$$

여기서, $V^{(0)}$ 는 압기실내에 공기의 초기체적이다. 식(23)을 급수전개한 결과에 식(22)를 대입하고, 각 변수에 대한 섭동전개결과를 사용하면 공기압변화에 관한 비선형상태방정식이 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} P^{(2)} = & -\frac{2\ell_1 \rho g \gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2\ell_1 \gamma P^{(0)}} \left[\beta^{(2)} + \overline{x_o} \omega^{(2)} \right. \\ & - \frac{m_d^2}{4} \omega^{(1)2} + \frac{1}{2\ell_1 g} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \{2i\sigma \phi^{(2)} \\ & + \frac{1}{4}(\phi_x^{(1)2} + \phi_z^{(1)2}) + \frac{1}{2} \Gamma \phi^{(1)} \phi_z^{(1)} \\ & - \frac{i\sigma}{2\rho g} P^{(1)} \phi_z^{(1)} \} dx + \frac{i\sigma}{4\ell_1 g} \{2\alpha^{(1)} \\ & + m_d \omega^{(1)} \} \phi^{(1)}|_{x=-\ell_1}^{x=\ell_1} \\ & + \frac{\gamma(1+\gamma)\rho g \ell_1^2 P^{(0)}}{V^{(0)}(\rho g V^{(0)} + 2\ell_1 \gamma P^{(0)})} \left[\beta^{(1)2} \right. \\ & + \overline{x_o}^2 \omega^{(1)2} + \frac{i\sigma}{g\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx \\ & \left. \left\{ \frac{i\sigma}{4g\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx + \frac{1}{\rho g} P^{(1)} + \beta^{(1)} \right. \right. \\ & \left. \left. + \overline{x_o} \omega^{(1)} \right\} + \frac{1}{\rho g} \left\{ \frac{1}{\rho g} P^{(1)2} + 2\overline{x_o} \omega^{(1)}(\rho g \beta^{(1)} + P^{(1)}) + 2\beta^{(1)} P^{(1)} \right\} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} P^{(2)} = & -\frac{2\ell_1 \rho g \gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2\ell_1 \gamma P^{(0)}} \left[\beta_o^{(2)} \right. \\ & + \overline{x_o} \omega_o^{(2)} - \frac{m_d^2}{4} |\omega^{(1)}|^2 + \frac{1}{2\ell_1 g} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \\ & \left\{ \frac{1}{4} (|\phi_x^{(1)}|^2 + |\phi_z^{(1)}|^2) - \frac{1}{2} \Gamma \phi_*^{(1)} \phi_z^{(1)} \right. \\ & \left. + \frac{i\sigma}{2\rho g} P^{(1)} \phi_{*,z}^{(1)} - Q^{(2)} \right\} dx - \frac{i\sigma}{4\ell_1 g} \{2\alpha^{(1)} \\ & + m_d \omega^{(1)} \} \phi_*^{(1)}|_{x=-\ell_1}^{x=\ell_1} \\ & + \frac{\gamma(1+\gamma)\rho g \ell_1^2 P^{(0)}}{V^{(0)}(\rho g V^{(0)} + 2\ell_1 \gamma P^{(0)})} \\ & \left[|\beta^{(1)}|^2 + \overline{x_o}^2 |\omega^{(1)}|^2 - \frac{i\sigma}{g\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi_*^{(1)} dx \left\{ \frac{i\sigma}{4g\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{\rho g} P^{(1)} + \beta^{(1)} + \overline{x_o} \omega^{(1)} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\rho g} \left\{ \frac{1}{\rho g} |P^{(1)}|^2 + 2\overline{x_o} \omega^{(1)}(\rho g \beta_*^{(1)} + P_*^{(1)}) + 2\beta^{(1)} P_*^{(1)} \right\} \right] \end{aligned} \quad (25)$$

2.3 부방과제의 운동방정식

부체의 질량을 M , 관성모멘트를 I , 부체에 작용하는 유체압력과 압기실내의 공기압의 수평, 연직합력 및 중심에 관한 회전모멘트를 각각 P_{fx} , P_{fz} , T_{fr} 과 P_{ax} , P_{az} , T_{ar} , 계류선의 반력을 각각 F_x , F_z 및 M_r 로 하면, 부체의 운동방정식은 다음과 같이 구성된다.

$$M\dot{x}_{o,n} = P_{fx} + P_{ax} + F_x \quad (26)$$

$$M\dot{z}_{o,n} = P_{fz} + P_{az} + F_z \quad (27)$$

$$I\dot{\theta}_{o,n} = T_{fr} + T_{ar} + M_r \quad (28)$$

여기서,

$$P_{fx} = \int_s \tilde{P} \ell ds$$

$$P_{fz} = \int_s \tilde{P} m ds$$

$$T_{fr} = \int_s \tilde{P} \{ (\bar{x} - x_o) m - (\bar{z} - z_o) \ell \} ds$$

$$P_{ax} = 2 \ell {}_1 P_a \sin \theta_o$$

$$P_{az} = 2 \ell {}_1 P_a (1 + \tan \theta_o \sin \theta_o)$$

$$T_{ar} = 2 \ell {}_1 P_a m_a \sin \theta_o$$

$$\frac{\tilde{P}}{\rho} = Q - \phi_t - \frac{1}{2} \{ \phi_x^2 + \phi_z^2 \} - gz$$

2본의 계류색중에 offshore측의 계류색에 대해서 계류색의 초기길이를 m_o , 스프링상수를 K , 초기장력을 F_o , x 축과의 초기각도를 θ_1 으로 하고, 부채운동시의 계류색의 길이와 각도를 각각 $m_o + \Delta m_o$ 과 $\theta_1 + \Delta \theta_1$ 으로 하면, 그의 반력 F_{x1} , F_{z1} 및 M_{r1} 은 다음과 같이 표현된다.

$$F_{x1} = F_o \cos \theta_1 - (F_o + K \Delta m_o) \cos(\theta_1 + \Delta \theta_1) \quad (29)$$

$$F_{z1} = F_o \sin \theta_1 - (F_o + K \Delta m_o) \sin(\theta_1 + \Delta \theta_1) \quad (30)$$

$$\begin{aligned} M_{r1} = & (F_o + K \Delta m_o) [\{ \tilde{x} \cos \theta_o + \tilde{z} \sin \theta_o \} \\ & \sin(\theta_1 + \Delta \theta_1) + \{ \tilde{x} \sin \theta_o - \tilde{z} \cos \theta_o \} \cos(\theta_1 \\ & + \Delta \theta_1)] - F_o [\tilde{x} \sin \theta_1 - \tilde{z} \cos \theta_1] \quad (31) \end{aligned}$$

여기서, $\tilde{x} = \bar{x}_o - \ell {}_2$, $\tilde{z} = \bar{z}_o + q_1 h$. onshore측의 계류색에 대해서도 같은 방법으로 구할 수 있다. 따라서, 계류색의 반력은 offshore측과 onshore측의 합이 주어진다. 지금, 부채 및 계류색이 z 축에 대해서 대칭으로 하고, 식(26) ~ (28)를 정지상태에 관해서 Taylor급수전개하여 각각의 변수에 대한 섭동전개의 결과를 사용하면 ε 에 관한 2차의 운동방정식이 구해진다. 2배주

파수성분의 수평, 연직 및 회전운동방정식은 각각 식(32) ~ (34)와 같고, 정상표류력에 의한 각운동방정식은 각각 식(35) ~ (37)과 같다.

$$\begin{aligned} -4\sigma^2 M \alpha^{(2)} = & -\rho \int_s \{ [C^{(2)}] \ell - \frac{i\sigma}{2} \phi^{(1)} \omega^{(1)} m \} ds \\ & + E_{x\omega\rho} \omega^{(1)} P^{(1)} - E_{x\omega\omega} \omega^{(1)2} \\ & + [R_\rho^{(2)}] |_{\rho=x} \quad (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -4\sigma^2 M \beta^{(2)} = & -\rho \int_s \{ [C^{(2)}] m + \frac{i\sigma}{2} \phi^{(1)} \omega^{(1)} \ell \} ds \\ & + E_{z\rho} P^{(2)} - E_{z\beta} \beta^{(2)} - E_{z\omega} \omega^{(2)} \\ & + E_{z\beta\beta} \beta^{(1)2} + E_{z\omega\omega} \omega^{(1)2} + E_{z\beta\omega} \beta^{(1)} \omega^{(1)} \\ & + [R_\rho^{(2)}] |_{\rho=z} \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -4\sigma^2 I \omega^{(2)} = & -\rho \int_s [C^{(2)}] (\bar{x} m - \bar{z} \ell) ds \\ & + E_{\omega\rho} \omega^{(1)} P^{(1)} - E_{\omega\omega\omega} \omega^{(1)3} \\ & - E_{\omega\beta\omega} \beta^{(1)} \omega^{(1)} + [R_\rho^{(2)}] |_{\rho=r} \quad (34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -K_{x,x} \alpha_o^{(2)} - K_{x,z} \beta_o^{(2)} - K_{x,r} \omega_o^{(2)} = & \\ -\rho \int_s \{ [C_o^{(2)}] \ell + \frac{i\sigma}{2} \phi_*^{(1)} \omega^{(1)} m \} ds & \\ + E_{x\omega\rho} \omega^{(1)} P_*^{(0)} - E_{x\omega\omega} \omega^{(1)2} + [R_{\rho,o}^{(2)}] |_{\rho=x} & \quad (35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -K_{z,x} \alpha_o^{(2)} - K_{z,z} \beta_o^{(2)} - K_{z,r} \omega_o^{(2)} = & \\ -\rho \int_s \{ [C_o^{(2)}] m - \frac{i\sigma}{2} \phi_*^{(1)} \omega^{(1)} \ell \} ds & \\ + E_{z\rho} P_o^{(2)} - E_{z\beta} \beta_o^{(2)} - E_{z\omega} \omega_o^{(2)} + E_{z\beta\beta} \beta^{(1)2} & \\ + E_{z\omega\omega} \omega^{(1)2} - E_{z\beta\omega} \beta^{(1)} \omega_*^{(1)} + [R_{\rho,o}^{(2)}] |_{\rho=z} & \quad (36) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -K_{r,x} \alpha_o^{(2)} - K_{r,z} \beta_o^{(2)} - K_{r,r} \omega_o^{(2)} = & \\ -\rho \int_s [C_o^{(2)}] (\bar{x} m - \bar{z} \ell) ds + E_{\omega\rho} \omega_*^{(1)} P^{(1)} & \\ - E_{\omega\omega\omega} \omega^{(1)3} - E_{\omega\beta\omega} \beta_*^{(1)} \omega^{(1)} + [R_{\rho,o}^{(2)}] |_{\rho=r} & \quad (37) \end{aligned}$$

여기서,

$$[C^{(2)}] = 2i\sigma\phi^{(2)} + \frac{1}{4}(\phi_s^{(1)^2} + \phi_v^{(1)^2}) + i\sigma\{\alpha^{(1)}(\ell\phi_v^{(1)} - m\phi_s^{(1)}) + \beta^{(1)}(m\phi_v^{(1)} + \ell\phi_s^{(1)}) + \omega^{(1)}\{(\overline{x}m - \overline{z}\ell)\phi_v^{(1)} + (\overline{x}\ell + \overline{z}m)\phi_s^{(1)}\}\}$$

$$[C_o^{(2)}] = \frac{1}{4}\{|\phi_s^{(1)}|^2 + |\phi_v^{(1)}|^2\}$$

$$[R_p^{(2)}] |_{p=x,z,r} =$$

$$K_{p,x}\alpha^{(2)} + K_{p,z}\beta^{(2)} + K_{p,r}\omega^{(2)} + \frac{1}{2}(K_{p,xx}\alpha^{(1)^2} + K_{p,zz}\beta^{(1)^2} + K_{p,rr}\omega^{(1)^2}) + K_{p,xz}\alpha^{(1)}\beta^{(1)} + K_{p,zr}\beta^{(1)}\omega^{(1)} + K_{p,rx}\omega^{(1)}\alpha^{(1)}$$

$$[R_{p,o}^{(2)}] |_{p=x,z,r} =$$

$$\frac{1}{2}(K_{p,xx}|\alpha^{(1)}|^2 + K_{p,zz}|\beta^{(1)}|^2) + K_{p,rr}|\omega^{(1)}|^2 + K_{p,xz}\alpha^{(1)}\beta^{(1)} + K_{p,zr}\beta^{(1)}\omega^{(1)} + K_{p,rx}\omega^{(1)}\alpha^{(1)}$$

$$K_{x,x} = -2K\cos^2\theta_2 - 2f_o\sin^2\theta_2$$

$$K_{x,z} = K_{z,x} = K_{z,r} = K_{r,z} = 0$$

$$K_{x,r} = K_{r,x} = -2Kz_t\cos^2\theta_2 - 2f_o z_c\sin^2\theta_2$$

$$K_{z,z} = -2K\sin^2\theta - 2f_o\cos^2\theta_2$$

$$K_{r,r} = -2Kz_t^2\cos^2\theta_2 - 2f_o z_c^2\sin^2\theta_2 - 2f_o m z_c\sin\theta_2$$

$$K_{x,xx} = K_{x,zz} = K_{x,rr} = K_{x,rx} = 0$$

$$K_{x,xz} = -2[K] \sin\theta_2(3\sin^3\theta_2 - 2)/m_o$$

$$K_{x,zr} = [K] (z_t\cos\theta_2\sin 2\theta_2 + 2z_c\sin\theta_2\cos 2\theta_2)/m_o$$

$$K_{z,xx} = 0.5K_{x,xz}$$

$$K_{z,zz} = -3[K] \sin\theta_2\cos^2\theta_2/m_o$$

$$K_{z,rr} = -Kz_c\sin^2\theta_2 - f_o z_t\cos^2\theta_2 - [K] z_c^2\sin^3\theta_2/m_o + 2[K] z_c z_t\sin\theta_2\cos^2\theta_2/m_o$$

$$K_{z,rx} = K_{x,zr}$$

$$K_{r,xz} = K_{x,zr}$$

$$K_{r,zr} = 2K_{z,rr}$$

$$K_{z,xr} = K_{z,zr} = K_{r,xx} = K_{r,zz} = K_{r,rx} = K_{r,rr} = 0$$

$$E_{x\omega p} = \ell_1$$

$$E_{x\omega\omega} = \overline{x_o}e_a$$

$$E_{z\beta} = 2e_a$$

$$E_{z\beta} = 2\ell_1$$

$$E_{z\omega} = 2\overline{x_o}e_a$$

$$E_{z\beta\beta} = e_b$$

$$E_{z\omega\omega} = \ell_1 P^{(0)} + \overline{x_o}^2 e_b + 0.5m_d e_a$$

$$E_{z\beta\omega} = 2\overline{x_o}e_b$$

$$E_{\omega\omega p} = m_d \ell_1$$

$$E_{\omega\omega\omega} = m_d \overline{x_o}e_a$$

$$E_{\omega\beta\omega} = m_d e_a$$

$$z_c = (\tilde{z} + h_j) + \ell_2 \cot\theta_2$$

$$z_t = (\tilde{z} + h_j) - \ell_2 \tan\theta_2$$

$$f_o = F_o/m_o$$

$$[K] = K - f_o$$

$$e_a = 2\gamma\ell_1^2 P^{(0)}/V^{(0)}$$



$$e_b = 2\gamma(1+\gamma)\ell \sqrt[3]{P^{(0)}/V^{(0)}}$$

2.4 계류선의 장력

offshore측의 계류선에 작용하는 장력 $\vec{F}(t)$ 는 후크의 법칙을 사용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{F} = K\Delta m_o \quad (38)$$

여기서 \vec{F} 는 미소섭동파라메트 ϵ 에 관해서 다음과 같은 급수전개가 가능하다고 가정한다.

$$\vec{F} = F_o + \epsilon F^{(1)} e^{i\omega t} + \epsilon^2 (F^{(2)} e^{2i\omega t} + F_o^{(2)}) + \dots \quad (39)$$

여기서, $F_o^{(2)}$ 는 시간에 관계하지 않는 정상성분이다. 운동방정식에 대해 사용된 방법과 동일한 과정을 수행하면 다음과 같은 계류선에 대한 비선형장력의 표현식을 얻는다.

$$\frac{F^{(2)}}{K} = \alpha^{(2)} f_x + \beta^{(2)} f_z + \omega^{(2)} f_r + [L^{(2)}] \quad (40)$$

$$\frac{F_o^{(2)}}{K} = \alpha_o^{(2)} f_x + \beta_o^{(2)} f_z + \omega_o^{(2)} f_r + [L_o^{(2)}] \quad (41)$$

여기서,

$$[L^{(2)}] = \frac{1}{4} \{ \alpha^{(1)2} f_{xx} + \beta^{(1)2} f_{zz} + \omega^{(1)2} f_{rr} \} \\ + \frac{1}{2} \{ \alpha^{(1)} \beta^{(1)} f_{xz} + \beta^{(1)} \omega^{(1)} f_{zr} \\ + \omega^{(1)} \alpha^{(1)} f_{rx} \}$$

$$[L_o^{(2)}] = \frac{1}{4} \{ |\alpha^{(1)}|^2 f_{xx} + |\beta^{(1)}|^2 f_{zz} + |\omega^{(1)}|^2 f_{rr} \} \\ + \frac{1}{2} \{ \alpha_*^{(1)} \beta^{(1)} f_{xz} + \beta_*^{(1)} \omega^{(1)} f_{zr} \\ + \omega_*^{(1)} \alpha^{(1)} f_{rx} \}$$

$$f_x = -\cos \theta_2$$

$$f_z = -\sin \theta_2$$

$$f_r = -\ell_2 \sin \theta_2 - \ell_z \cos \theta_2$$

$$f_{xx} = \sin^2 \theta_2 / m_o$$

$$f_{zz} = \cos^2 \theta_2 / m_o$$

$$f_{rr} = -\ell_2 \cos \theta_2 + \ell_z \sin \theta_2 \\ + (-\ell_2 \cos \theta_2 + \ell_z \sin \theta_2)^2 / m_o$$

$$f_{xz} = -\sin \theta_2 \cos \theta_2 / m_o$$

$$f_{zr} = -(-\ell_2 \cos \theta_2 + \ell_z \sin \theta_2) \cos \theta_2 / m_o$$

$$f_{rx} = (-\ell_2 \cos \theta_2 + \ell_z \sin \theta_2) \sin \theta_2 / m_o$$

$$\ell_z = q_1 h + \bar{z}_o$$

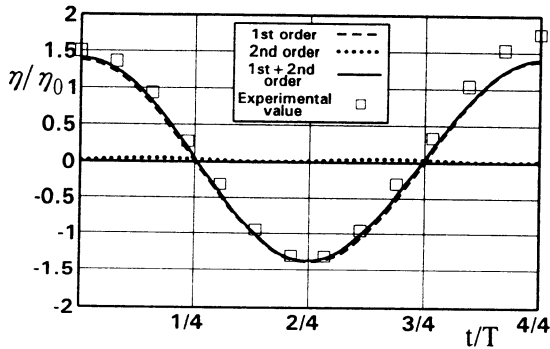
3. 수리실험

수리실험은 $20 \times 0.9 \times 0.6m$ 의 2차원수조를 사용하였다. 정수심을 $50cm$ 로 일정하게 유지하고 입사파의 주기를 3종류(0.8, 1.0, 1.2 s), 입사파의 파형경사를 0.02 ~ 0.05의 범위에서 변화시켰다. 구조물의 모형을 아크릴판(밀도: $1.238gf/cm^2$)으로 제작하였으며 구조물은 체인(수중중량: $125gf/m$, 영률: $2.1 \times 10^4 kgf/mm^2$)으로 연결된 장계류시켰다. 홀수심을 2종류, 압기실내의 초기공기압을 2종류 변화시켰다. 수면파형은 구조물로부터 각각 반파장 떨어진 곳으로부터 1파장내에 18점에서 용량식파고계로 측정하였다. 부체의 운동은 비디오로 촬영하여 중심의 변화로부터 산정하였다. 그리고 계류선의 장력과 공기압의 변화는 각각 장력계와 압력계를 설치하여 측정하였다.

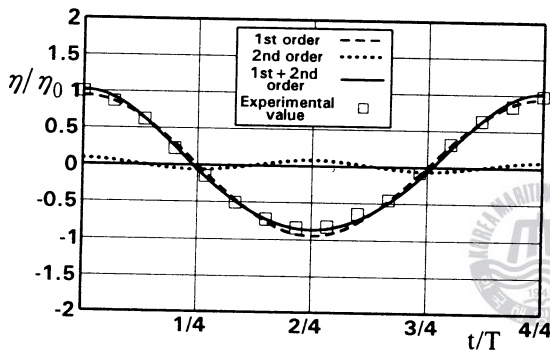
4. 해석결과

4.1 파랑변형

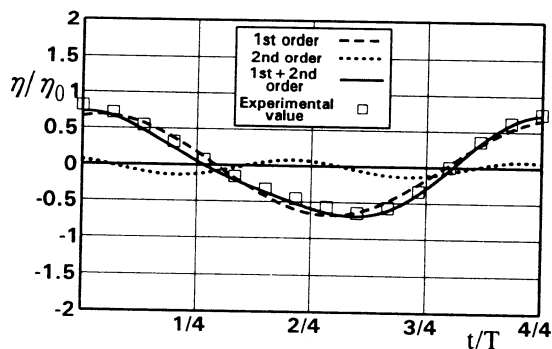
Fig. 2는 구조물의 전면(offshore side)에서 시간파형을 나타낸 예이다. Fig. 2(a)가 부분중복파의 복(anti-node)부근에서, Fig. 2(c)가 절(node)부근에서, Fig. 2(b)는 절과 복사이에서의



(a) $x/L=1.22$



(b) $x/L=1.10$



(c) $x/L=0.97$

Fig. 2. Time variation of water surface
($q_1=0.22$, $q_2=0.16$, $2\eta_0/L=0.031$, $2l_b/L=0.45$)

시간과형을 각각 나타내고 있다. 그림을 보면 알 수 있는 바와 같이, 북에서보다도 절에서 파

의 비선형성이 현저히 크게 되는 경향을 나타내고 있으며 북에서 평균수위가 상승(setup)하고 절에서 평균수위가 하강(setdown)하는 결과를 나타내고 있다. 이와 같은 결과는 부분중복파의 일반해석결과(富田, 1992)와 일치한다. 비선형파의 진폭은 비교적 적고 전체파형의 변화는 선형파와 비선형파의 파속의 상이에 따른 위상차에 의해 변화되며 이론해석결과와 실험결과는 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

4.2 부방파제의 운동

부방파제의 운동은 큰 영률의 계류색으로 인적긴장계류되었기 때문에 1차와 2차의 연직 및 회전운동은 대단히 적으므로 여기서는 운동진폭이 큰 수평운동만에 대해서 논하는 것으로 한다.

Fig. 3은 수평운동의 시간과형을 나타낸 것으로 Fig. 3(a)와 (b) 및 (c)와 (d)는 각각 동일한 흡수심에 대해서 초기공기압을 변화시켰을 경우의 예이다. 계산치와 실험치의 대응성은 Fig. 3(d)의 경우에 그의 차가 있지만, 전체적으로 잘 일치하는 것으로 인정된다. 그림을 보면 2차의 2배주파수성분은 대단히 적고 시간에 관계하지 않는 2차의 정상표류력에 의한 정상운동성분이 크다는 것을 알 수 있다. 이것은 부체의 전후에서 구조물에 작용하는 2배주파수성분의 유체압력에 대한 계류색의 반력 및 구조물의 중량에 의한 저항이 크기 때문으로 판단된다.

Fig. 3(a)와 (b)의 경우를 비교하면 (b)의 경우가 1차의 반사률((a)의 경우: $K_R=0.34$, (b)의 경우: $K_R=0.43$)이 크기 때문에 큰 정상표류력이 작용한다고 판단되지만, 반면에 (a)의 경우가 초기공기압에 의한 계류색의 저항이 보다 적으므로 그의 차이는 별로 나타나지 않는다.

Fig. 3(c)와 (d)를 비교하면 각각의 경우에 1차의 반사률((c)의 경우: $K_R=0.40$, (d)의 경우: $K_R=0.41$)이 거의 차이가 없기 때문에 비선형성분의 차도 적고 전반적으로 (a) 및 (b)와 동일한 결과를 나타내고 있음을 알 수 있다.

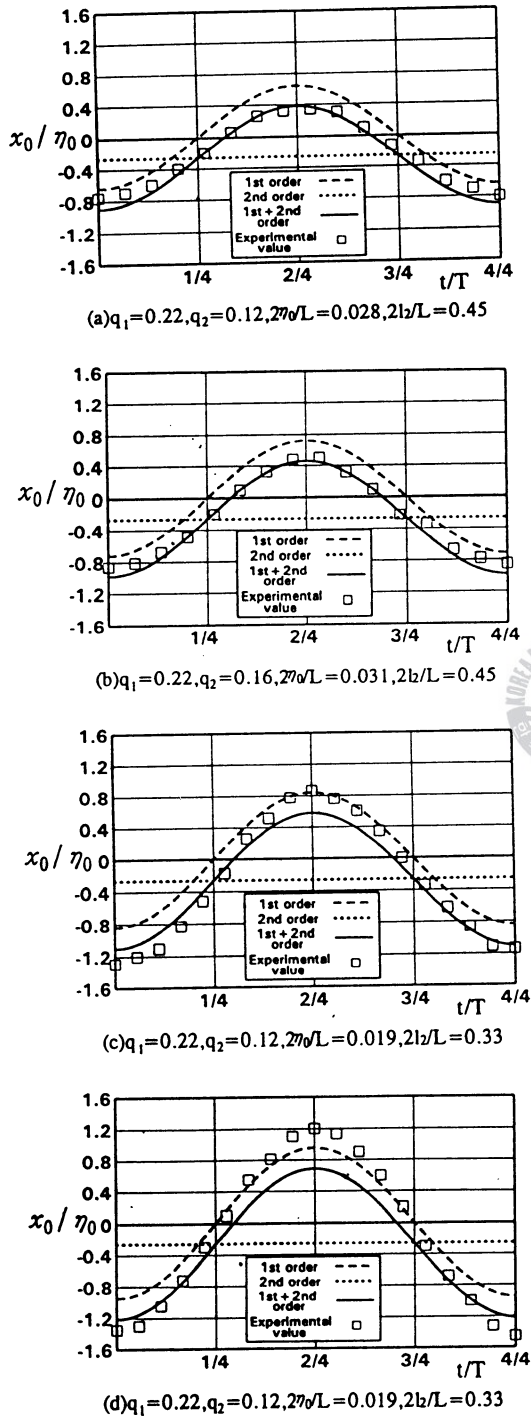


Fig. 3. Time variation of horizontal motion of structure

4.3 계류색의 장력

Fig. 4는 $q_1=0.216$ 의 경우에 계류색의 무차원장력 $\bar{F}/\rho g \eta_0 l^2$ 의 시간변화를 나타낸 일례이다. 그림에 있어서 종축의 (+), (-)값은 초기장력을 기준으로하여 계류색의 인장력 및 압축력을 각각 나타낸다. Fig. 4(a)와 (b) 및 (c)와 (d)는 각각 동일한 초기공기압에 대해서 입사파의 주기를 변화시킨 경우의 예를 나타낸다. 전반적인 경향은 2차의 2배주파수성분과 1차성분과의 위상차로 인해 장력의 시간변동이 비대칭한 파형으로 되고, 또한 2차의 정상성분, 1차성분 및 2차의 2배주파수성분사이의 위상차에 의해 계류색에는 최대압축력보다는 최대인장력이 크다.

동일한 홀수심 ($q_1=0.22$)와 동일한 입사파의 주기 ($2l_2/L=0.45$)에 대해서 초기공기압이 상이한 Fig. 4(a)와 (c)를 비교하면 Fig. 4(c)(계산결과에서는 $|\alpha^{(1)}|/\eta_0=0.707, |\alpha^{(2)}|/\eta_0=0.015, |\alpha_0^{(2)}|/\eta_0=0.238$)의 경우가 Fig. 4(a)(계산결과에서는 $|\alpha^{(1)}|/\eta_0=0.632, |\alpha^{(2)}|/\eta_0=0.010, |\alpha_0^{(2)}|/\eta_0=0.287$)보다 큰 부방파제의 수평운동을 주고 있음에도 불구하고 Fig. 4(a)의 경우가 약간 큰 계류색의 장력을 가지고 있음을 알 수 있다. 이것은 계류색이 연직긴장계류되어 있기 때문에 계류색에 대해서 $\alpha^{(1)}, \alpha^{(2)}$ 및 $\alpha_0^{(2)}$ 에 의한 기여는 대단히 적고, 주로 부방파제의 연직운동과 회전운동에 의해 크게 좌우되기 때문이다. 즉 연직운동과 회전운동은 대단히 적지만, Fig. 4(a)의 경우가 보다 큰 연직운동과 회전운동의 값을 가지기 때문이다. 그러나 장력의 정상성분은 1차의 수평운동성분에 대한 비선형간섭이 크게 되기 때문에 Fig. 4(c)가 보다 큰 값을 갖는다. Fig. 4(b)와 (d)의 사이에도 상술한 결과와 동일한 결과를 갖는다.

동일한 홀수심 ($q_1=0.22$)와 동일한 초기공기압 ($q_2=0.12$)을 갖고 입사파의 파장이 상이한 Fig. 4(a)와 (b)(Fig. 4(b)는 이론상, $|\alpha^{(1)}|/\eta_0=0.880, |\beta_0^{(2)}|/\eta_0=0.0081$) 및 (c)와 (d)(Fig. 4(d)는 이론상, $|\alpha^{(1)}|/\eta_0=0.972, |\beta_0^{(2)}|/\eta_0=0.0093$)의 경우에 장력의 시간변화에 대해서 입사파장이 길어짐에 따라 2차의 2배주파수성분 및 정상성분은 크게 되고 장력의 변동파형도 보다 비대

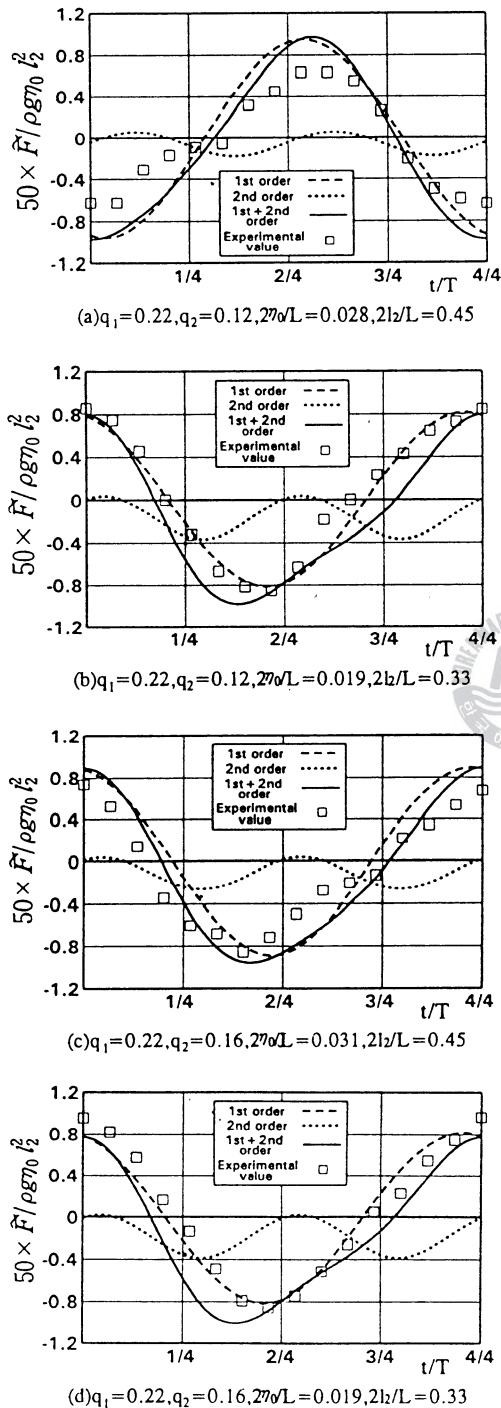


Fig. 4. Time variation of tensile force acting on offshore side mooring line

침으로 된다. 이것은 전술한 바와 같이 각 오더의 장력성분에 있어서 비선형간섭이 파장이 길어짐에 따라서 크게 되기 때문이다.

5. 맺음말

본 연구에서는 압기형부방파제의 비선형파랑변형 및 비선형동적거동을 해석하기 위해서 섭동법(Stokes의 2차파)과 경계요소법을 병행하는 비선형주파수영역해석법을 채용하여 기존의 이론을 부방파제에 확장적용하였다. 얻어진 수치해석결과를 검증하기 위해서 수리실험을 수행하였고, 파랑, 운동 및 계류선의 장력의 시간변동에 대해 두 결과의 비교분석으로부터 본 해석법의 타당성을 입증할 수 있었다. 따라서 본 연구에서 논하는 해석법은 일반 부방파제 및 부체의 비선형해석에 적용할 수 있고, 그의 정도가 매우 높다고 추찰된다.

사 사

본 연구는 1995년도 한국과학재단(핵심전문과제, 과제번호:KOSF 951-1201-020-1)의 연구비 지원으로 수행되었으며, 지원에 감사드립니다.

참고문헌

- 1) Isaccson, M. and Cheung, K. F.(1991) : Second Order Wave Diffraction Around Two-Dimensional Bodies by Time-Domain Method, Applied Ocean Res., Vol. 13, No. 4, pp. 175-186.
- 2) Massel, S. R. (1983) : Harmonic Generation by Waves Propagation over a Submerged Step, Coastal Eng., Vol. 7, pp. 357-380.
- 3) McIver, M. and McIver, P. (1990) : Second-Order Wave Diffraction by a Submerged Circular Cylinder, J. of Fluid Mech., Vol. 29, pp. 519-529.

- 4) Palm, E. (1991) : Nonlinear Wave Reflection from a Submerged Circular Cylinder, J. of Fluid Mech., Vol. 233, pp. 519-529.
- 5) Vata, T. (1987) : A Numerical Solution of the Second-Order Wave Diffraction Problem for a Submerged Cylinder of Arbitrary Shape, J. of Fluid Mech., Vol. 174, pp. 23-37.
- 6) 井島武士, 永田修一, 小山文男(1982) : 水中係留浮體の非定常有限振幅運動の解析, 第29回海岸工学講演會論文集, pp. 525-529.
- 7) 吉田明德, 村上啓介, 小島治幸, 鶴本良博(1989) : グリーン公式による有限振幅波の定常境界値問題解析法, 海岸工学論文集, 第36卷, pp. 469-473.
- 8) 吉田明德, 小島治幸, 鶴本良博(1991) : ポテンシャル接続法(選点解法)によるストークス波と構造物の非線形波動境界値問題解析法, 土木學會論文集, No. 434/II-16, pp. 57-66.
- 9) 富田孝史(1992) : 有限振幅部分重複波の特性に関する基礎的研究, 博士學位論文, pp. 34-41.
- 10) 喜岡涉, 石田啓(1993) : グリーン函數法による断面2次元構造物と波の弱非線形干渉問題の解析, 土木學會論文集, No. 461/II-22, pp. 59-65.

