

# 3차원파동장에 있어서 대형연직케이슨에 작용하는 선형 및 비선형의 파압분포특성에 관한 연구

김도삼\* · 신동훈\*\* · 이봉재\*\*

\*한국해양대학교 토목환경공학부 부교수, \*\*한국해양대학교 대학원 토목환경공학과

## Linear and Nonlinear Wave Pressure Distributions Acting on Vertical Caisson of Large Size in 3-Dimensional Wave Fields

DO-SAM KIM\*, DONG-HOON SHIN\*\* AND BONG-JAE LEE

\*Division of Civil & Environmental Eng., Korea Maritime Univ., Yeongdoku, Busan 606-791, Korea

\*\*Graduate School of Civil & Environmental Eng., Korea Maritime Univ., Yeongdoku, Busan 606-791, Korea

**KEY WORDS:** large size caisson 대형케이슨, Goda formula 고다공식, linear and nonlinear wave pressures distributions 선형 및 비선형파압분포

**ABSTRACT:** Goda formula (Goda, 1973) has been used in the determination of wave pressures acting on a large size caisson such as the pier of the cable stayed bridge at sea. Goda formula, however, is to evaluate the wave pressures acting the infinite vertical caisson of composite breakwater so that it can't be applied to a large caisson with finite width and length because of diffraction effects. In the present study, three dimensional nonlinear frequency domain method based on perturbation method and boundary integral method is applied to the computation of the linear and nonlinear wave pressures acting on the front of a large size caisson under the variation of its width and length, and angle of incident wave. The numerical results are compared to Goda's ones, and then the characteristics of wave pressure distributions acting on a large size caisson are discussed.

### 1. 서 론

해안공간의 이용·개발을 목적으로 방파제와 안벽을 위시한 이안제, 돌제 등과 같은 여러 형태의 해안 및 항만구조물이 연안역에 건설되어 왔고, 특히 최근에는 증가되는 물동량의 원활한 수송을 위하여 해상에 현수교나 사장교와 같은 장대교량이 건설·계획되는 추세에 있다. 여기서, 방파제와 같은 해안 및 항만구조물의 경우에는 많은 시공, 설계, 피해사례의 규명 및 연구로부터 작용파력의 산정법이 대부분 확립되었으며(Takahashi 등, 1994), 주로 습田 공식(습田, 1973)이 적용되어 오고 있다. 그러나, 해상장대교량의 경우에 교각부(주탑부와 앵커블록부)는 주로 대형연직케이슨형식으로 설계되며, 이 때 교량의 안정성의 측면에서 케이슨에 작용하는 파압을 정확히 추정하는 것은 대단히 중요하지만, 일반적으로 혼성방파제의 직립케이슨에 작용하는 파압산정식인 전술의 습田 공식을 적용하고 있다. 습田 공식은 혼성방파제에 있어서 길이가 무한으로 길고, 회절파랑의 영향이 없는 경우에 적용될 수 있는 파압추정식이다. 따라서, 대형연직케이슨의 경우는 구조물에 의한 회절파랑의 영향이 무시될 수 없고, 또한 유한의 폭과 길이를 가지므로 습田 공식의 적용성에 문제가 발생할 수도 있을 것으로 판단된다.

본 연구에서는 村上 등(1993) 및 김도삼 등(1999)이 제안하고 있는 Hankel 함수를 Green 함수로 사용하는 3차원 비선형 회절

파력산정법을 적용하여 직립케이슨의 폭과 길이의 변화 및 입사파랑의 파향각의 변화에 따른 선형 및 비선형파압분포의 특성을 검토하며, 이와 더불어 습田 공식으로부터 얻어진 파압분포의 결과와 비교·검토한다. 또한, 직립케이슨이 복수(2개)로 설치된 경우에 대해서도 파력의 변화특성을 논의한다.

### 2. 경계적분법에 의한 수치해석

Fig. 1에서 나타내고 있는 바와 같이 일정수심  $h$ 의 3차원파동장에 놓인 직사각형단면의 연직케이슨에 Stokes 2차파가  $x$ 축에 대해 입사파향각  $\theta$ 의 각도로 입사하는 경우를 고려한다. 유체를 비점성 및 비압축성으로, 유체운동을 비회전으로 가정하면, 속도포텐셜  $\Phi(x, y, z, t)$ 를 도입할 수 있고, 이는 다음의 식 (1)로 주어지는 Laplace 방정식을 만족하여야 한다. 또한, 자유수면  $z = \zeta(x, y, t)$ 에서 만족되어야 하는 운동학적 및 동역학적 자유수면경계조건은 식 (2)와 (3)으로, 해저면의 경계조건과 구조물의 표면에서 경계조건은 식 (4)와 (5)로 각각 주어진다.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (in \Omega) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \quad (z = \zeta) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\zeta + \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\} = Q \quad (3)$$

( $z = \zeta$ )

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (\text{on } S_H) \quad (5)$$

여기서,  $\zeta$ 는 정지수면에 대한 자유수면의 변동량,  $Q$ 는 Bernoulli상수,  $g$ 는 중력가속도,  $n$ 은 구조물표면에서 수직방향,  $x, y, z$ 는 Fig. 1에 정의된 공간의 좌표,  $t$ 는 시간을 나타낸다.

속도포텐셜  $\Phi$ , 수면변동  $\zeta$ , Bernoulli상수  $Q$ 를 미소섭동매개 변수(parameter)  $\epsilon$  ( $\epsilon = k^{(1)}\zeta_0$ ,  $k^{(1)}$ 는 선형파의 파수,  $\zeta_0$ 는 Stokes 1차파의 입사진폭으로  $\zeta_0 = H/2$ ,  $H$ 는 Stokes 1차파의 입사파고)에 관하여 다음과 같이 섭동전개한다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{g}{k^{(1)}\sigma} [\epsilon\phi_1(x, y, z, t) + \epsilon^2\phi_2(x, y, z, t) + \dots] \quad (6)$$

$$\zeta(x, y, t) = \frac{1}{k^{(1)}} [\epsilon\eta_1(x, y, t) + \epsilon^2\eta_2(x, y, t) + \dots] \quad (7)$$

$$Q = \frac{g}{k^{(1)}} \{\epsilon Q_1 + \epsilon^2 Q_2 + \dots\} \quad (8)$$

여기서,  $\sigma$ 는 각주파수 ( $= 2\pi/T$ ,  $T$ 는 주기)이다.

식 (6)과 (7)에서  $O(\epsilon)$ 의 포텐셜함수  $\phi_1$ 와 수면변동  $\eta_1$ 은 기본주파수  $\sigma$ 의 변동량이고,  $O(\epsilon^2)$ 의 포텐셜함수  $\phi_2$ 와 수면변동  $\eta_2$ 는 기본주파수의 2배성분인  $2\sigma$ 의 변동성분과 시간에 관계없는 정상성분을 포함하고 있으며, 이는 다음과 같이 공간함수와 시간함수로 분리될 수 있다.

$$\Phi_1(x, y, z, t) = \phi_1^{(1)}(x, y, z)e^{-i\sigma t} \quad (9)$$

$$\Phi_2(x, y, z, t) = \phi_2^{(1)}(x, y, z) + \phi_2^{(2)}(x, y, z)e^{-2i\sigma t} \quad (10)$$

$$\eta_1(x, y, t) = \eta_1^{(1)}(x, y)e^{-i\sigma t} \quad (11)$$

$$\eta_2(x, y, t) = \eta_2^{(1)}(x, y) + \eta_2^{(2)}(x, y)e^{-2i\sigma t} \quad (12)$$

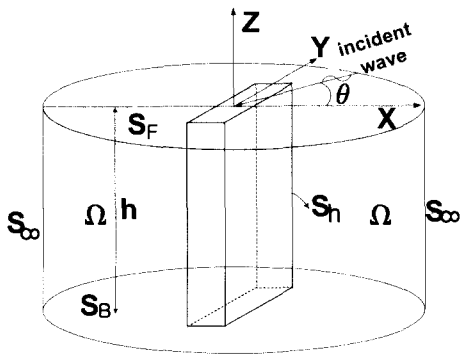


Fig. 1 Definition sketch

여기서,  $i = \sqrt{-1}$ 이다.

식 (2)와 (3)을 정지수면  $z=0$ 에 대해 Taylor급수전개한 결과 식에 식 (6)-(8)을 대입하고,  $O(\epsilon)$ ,  $O(\epsilon^2)$ 에 관하여 정리하여, 각 오더(order)에 해당하는 수면변동량을 소거하면, 복합자유수면경계조건을 얻는다. 이의 결과에 식 (9)-(12)를 대입하면,  $O(\epsilon)$  및  $O(\epsilon^2)$ 에 관한 복합자유수면경계조건을 각각 얻을 수 있다. 그리고, 식 (4)와 (5)에 식 (9)-(12)를 대입하면,  $O(\epsilon)$  및  $O(\epsilon^2)$ 에 관하여 상당하는 경계조건을 얻을 수 있다. 이상의 결과들은 다음과 같이 주어진다.

$O(\epsilon)$ :

$$\frac{\partial^2 \phi_1^{(1)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1^{(1)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_1^{(1)}}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (13)$$

$$\frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_1^{(1)} = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad (14)$$

$$\frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad (15)$$

$$\frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial n} = 0 \quad (\text{on } S_H) \quad (16)$$

$O(\epsilon^2)$ :

$$\frac{\partial^2 \phi_2^{(2)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_2^{(2)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_2^{(2)}}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (17)$$

$$\frac{\partial \phi_2^{(2)}}{\partial z} - 4 \frac{\sigma^2}{g} \phi_2^{(2)} = \frac{i}{k^{(1)}} \left\{ \left( \frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right\} + \frac{\eta_1^{(1)}}{2k^{(1)}} \left\{ \frac{\sigma^2}{g} \frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \phi_1^{(1)}}{\partial z^2} \right\} \quad (\text{on } S_F) \quad (18)$$

$$\frac{\partial \phi_2^{(2)}}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad (19)$$

$$\frac{\partial \phi_2^{(2)}}{\partial n} = 0 \quad (\text{on } S_H) \quad (20)$$

$O(\epsilon)$ 의  $\phi_1^{(1)}$ 은 입사파성분  $\phi_I^{(1)}$ 과 산란파성분  $\phi_S^{(1)}$ 으로 각각 구성되며 ( $\phi_1 = \phi_I^{(1)} + \phi_S^{(1)}$ ),  $z$ 축의 변화는  $\cosh k^{(1)}(z+h)$ 로 주어지기 때문에(Sabuncu et al., 1985) 미지수인 산란파의 지배방정식은 Helmholtz 방정식으로 표현된다. 또한,  $O(\epsilon^2)$ 의  $\phi_2^{(2)}$ 는 입사파성분  $\phi_I^{(2)}$ , 구속파(bounded wave)성분  $\phi_L^{(2)}$  및 자유파(free wave)성분  $\phi_F^{(2)}$ 으로 각각 구성되며 ( $\phi_2^{(2)} = \phi_I^{(2)} + \phi_L^{(2)} + \phi_F^{(2)}$ ), 구속파성분의  $z$ 축의 변화는  $\cosh 2k^{(1)}(z+h)$ 으로, 자유파성분의  $z$ 축의 변화는  $\cosh k^{(2)}(z+h)$  ( $k^{(2)}$ 는  $O(\epsilon^2)$ 의 자유파의 파수)으로 주어지기 때문에 각각의 지배방정식은 역시 Helmholtz 방정식으로 귀착된다. 따라서,  $z$ 함수가 생략된  $O(\epsilon)$ 의 산란파성분  $\phi_S^{(1)}$ ,

$O(\varepsilon^2)$ 의 구속파성분  $\varphi_L^{(2)}$  및 자유파성분  $\varphi_F^{(2)}$ 는 Green 함수로 Sommerfeld 방사조건을 만족하는 0차 1종 Hankel 함수  $H_0^{(1)}$ 를 적용하여 각각 다음의 Green 공식으로 산정될 수 있다.

$$\varphi_S^{(1)}(x, y) = \alpha \int_S \left\{ \varphi_S^{(1)}(\zeta, \eta) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(k^{(1)} r) - H_0^{(1)}(k^{(1)} r) \frac{\partial}{\partial n} \varphi_S^{(1)}(\zeta, \eta) \right\} ds \quad (21)$$

$$\varphi_L^{(2)}(x, y) = \alpha \int_S \left\{ \varphi_L^{(2)}(\zeta, \eta) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(2k^{(1)} r) - H_0^{(1)}(2k^{(1)} r) \frac{\partial}{\partial n} \varphi_L^{(2)}(\zeta, \eta) \right\} ds \quad (22)$$

$$\varphi_F^{(2)}(x, y) = \alpha \int_S \left\{ \varphi_F^{(2)}(\zeta, \eta) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(k^{(2)} r) - H_0^{(1)}(k^{(2)} r) \frac{\partial}{\partial n} \varphi_F^{(2)}(\zeta, \eta) \right\} ds \quad (23)$$

여기서,  $(\zeta, \eta)$ 는 구조물표면상의 임의점,  $\alpha$ 는 점  $(x, y)$ 가 구조물의 표면에 존재할 때는  $\alpha = -i/2$ , 유체영역의 내부에 존재할 때는  $\alpha = -i/4$ 로 주어지며,  $S$ 는 구조물표면에 따른 적분경로,  $r$ 은  $(x, y)$ 와  $(\zeta, \eta)$ 의 거리이다.

### 3. 수면파형 및 파압분포

$O(\varepsilon)$ 와  $O(\varepsilon^2)$ 의 수면파형은 동역학적 자유수면경계조건식 (3)으로부터 산정될 수 있으며,  $O(\varepsilon)$ 의 수면파형은 다음의 식으로 된다.

$$\eta_1^{(1)} = i\varphi_1 \quad (z=0) \quad (24)$$

$O(\varepsilon^2)$ 의 수면파형을 기본주파수의 2배성분과 시간에 관계없는 정상성분으로 나누어서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\eta_2^{(2)} = 2i \left\{ \varphi_F^{(2)} + \varphi_L^{(2)} + \gamma \varphi_L^{(2)} \right\} - \frac{g}{4k^{(1)}\sigma^2} \left\{ \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \right)^2 \right\} - \frac{3\sigma^2}{4k^{(1)}g} \varphi_1^2 \quad (z=0) \quad (25)$$

$$\eta_2^{(0)} = -\frac{g}{4k^{(1)}\sigma^2} \left\{ \left| \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \right|^2 \right\} + \frac{\sigma^2}{4k^{(1)}g} |\varphi_1|^2 - \frac{g}{4k^{(1)}\sigma^2} \left\{ \left( \frac{\sigma}{g} \right)^2 - (k^{(1)})^2 \right\} \quad (z=0) \quad (26)$$

여기서,  $\gamma = \frac{i}{2(k^{(1)})^2} \frac{1}{\tanh 2k^{(1)}h - 2 \tanh k^{(1)}h}$ 이다.

케이스의 前面에 파봉이 위치할 때의  $O(\varepsilon)$ 와  $O(\varepsilon^2)$ 의 파압분포는 정수면 아래에서 해져면까지, 그리고 정수면에서 수면까지로 나누어 고려한다. 먼저, 정수면에서 해져면까지  $O(\varepsilon)$

및  $O(\varepsilon^2)$ 의 파압은 Bernoulli 식으로부터 다음과 같이 산정될 수 있다.

$O(\varepsilon)$ :

$$p_1^{(1)} = i\varphi_1 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (-h \leq z \leq 0) \quad (27)$$

$O(\varepsilon^2)$ :

$$p_2^{(2)} = 2i \left\{ \varphi_F^{(2)} \frac{\cosh k^{(2)}(z+h)}{\cosh k^{(2)}h} + (\varphi_L^{(2)} + \gamma \varphi_L^{(2)}) \frac{\cosh 2k^{(1)}(z+h)}{\cosh 2k^{(1)}h} \right\} - \frac{g}{4k^{(1)}\sigma^2} \left\{ \left( \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\cosh^2 k^{(1)}(z+h)}{\cosh^2 k^{(1)}h} + \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{1}{2k^{(1)}} \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \quad (-h \leq z \leq 0) \quad (28)$$

$$p_2^{(0)} = -\frac{g}{4k^{(1)}\sigma^2} \left\{ \left( \left| \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \right|^2 \right) \frac{\cosh^2 k^{(1)}(z+h)}{\cosh^2 k^{(1)}h} + \left| \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right|^2 + \frac{1}{2k^{(1)}} \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \frac{g}{4k^{(1)}\sigma^2} \left( \left( \frac{\sigma}{g} \right)^2 - (k^{(1)})^2 \right) \right\} \quad (-h \leq z \leq 0) \quad (29)$$

여기서,  $\varphi_{1*}$ 는  $\varphi_1$ 의 공액복소수이다.

다음으로 정수면과 수면사이의  $O(\varepsilon)$  및  $O(\varepsilon^2)$ 의 파압은 다음과 같이 된다.

$O(\varepsilon)$ :

$$p_1^{(1)}(z_1) = \eta_1^{(1)} - z_1 \quad (0 \leq z_1 \leq \eta_1^{(1)}) \quad (30)$$

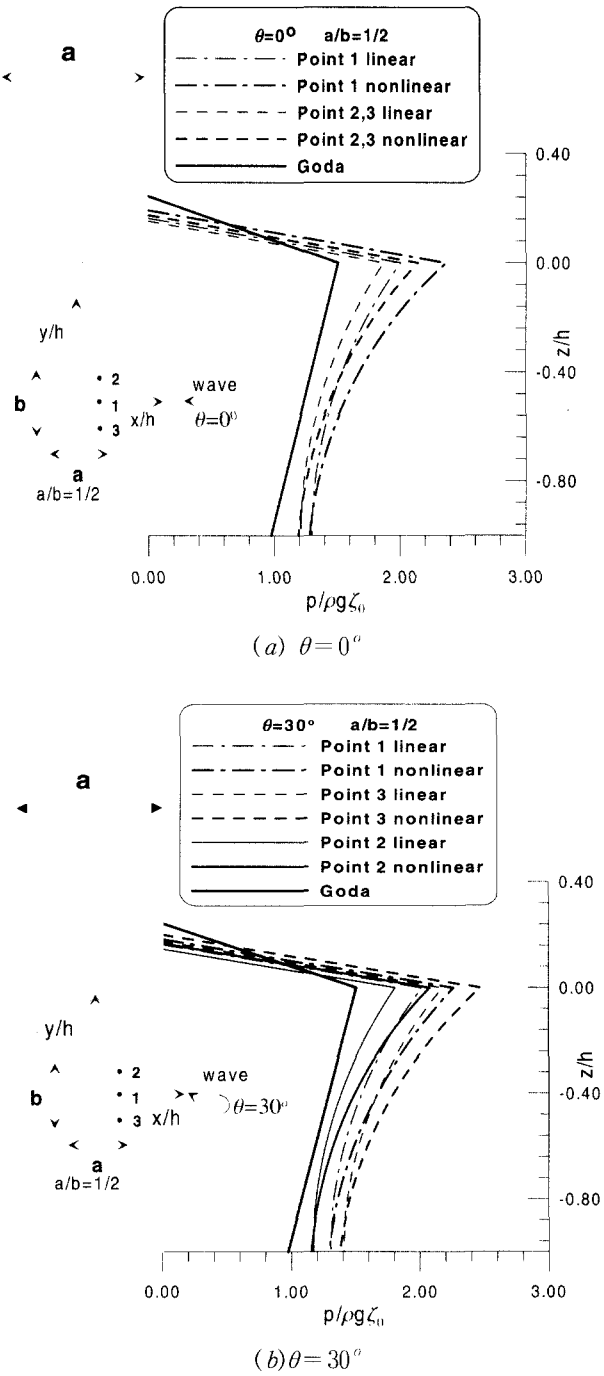
$O(\varepsilon^2)$ :

$$p_2(z_2) = \eta_2 - z_2 \quad (0 \leq z_2 \leq \eta_2) \quad (31)$$

여기서,  $z_1, z_2$ 는  $O(\varepsilon)$ 와  $O(\varepsilon^2)$ 에 있어서 정수면과 수면사이의 연직높이이다.

### 4. 해석결과

Fig. 2는  $k^{(1)}h=1.0$ ,  $k^{(1)}H=0.162$ ,  $a/b=1/2$ ,  $b/h=15/2$ 의 경우에 직사각형 연직케이스에 작용하는 선형 및 비선형파압분포를 나타낸 결과로, Fig. 2(a)는 입사파향각이  $\theta=0^\circ$ 인 경우이고, Fig. 2(b)는  $\theta=30^\circ$ 인 경우이다. 그림에서 지점 1은 케이스 前面의 중앙에서, 지점 2와 3은 케이스 前面의 양끝단에서  $b/8$ 의 위치에서 파압분포를 나타낸 것이다. 지점 2와 3은  $\theta=0^\circ$ 의 경우에  $x$ 축에 대해 대칭이므로 파압분포가 동



**Fig. 2** Linear and nonlinear wave pressure distributions acting on vertical rectangular caisson

$(k^{(1)}h = 1.0, k^{(1)}H = 0.162, a/b = 1/2, b/h = 15/2)$

일하게 나타난다. 지점 1, 2 및 3에서는 파의 위상차가 나타나지만, 본 연구에서는 이러한 파의 위상차를 고려하지 않은, 즉 고려하는 지점에 파봉이 존재할 때의 파압분포를 나타낸 것이다. 먼저, Fig. 2(a)의  $\theta = 0^\circ$ 의 경우에 전체적인 파압분포를 살펴보면, 파랑에너지가 집중되는 정수면부근에서 가장 큰 값을 나타내고 상하로 갈수록 감소하는 분포특성을 나타낸다. 이는 습田

공식에 의한 결과도 동일한 경향을 나타낸다는 것을 알 수 있다. 각 지점별의 파압분포를 비교하면, 회절에 의한 파랑에너지의 분산이 상대적으로 큰 지점 2와 3보다 지점 1에서 큰 파압분포를 나타내는 것을 알 수 있다. 따라서, 동일한 케이슨의 前面에서도 위치에 따라 파압분포가 상이하다는 것을 알 수 있고, 특히 지점 1의 파압분포를 대표치로하여 작용파력을 산정하는 경우에는 과대설계가 될 수 있고, 반면에 지점 2와 3으로부터 작용파력을 산정하는 경우에는 과소설계로 될 수도 있다는 것을 알 수 있다. 그리고, 본 연구에 의한 결과치가 습田 공식에 의한 결과치보다도 전반적으로 큰 값을 나타내고 있다. 그 이유의 하나로 습田 공식의 경우에 실험데이터, 현장관측 및 이론해석에 기초한 결과로부터 마찰 등에 의한 에너지손실부분을 고려한 반사율을 들 수 있다. 그리고, 유사한 연구로서 혼성방파제의 파압분포 및 작용파력을 수치모델링하고 있는 김 등(2000)의 연구결과 및 Franco 등(1998)의 현지관측과 모형실험결과에서도 보여주는 바와 같이 습田 공식이, 특히 정수면 부근에서 실제의 작용파압을 과소평가하는 경향이 있는 것으로 판단된다.

선형 및 비선형파압분포의 크기를 비교하면, 비선형의 경우가 전체적으로 크게 나타나며, 이러한 경향은 특히 정수면부근에서 현저하고, 해저로 갈수록 점점 감소한다는 것을 알 수 있다.

다음으로, Fig. 2(b)의  $\theta = 30^\circ$ 의 경우를 보면, 지점 1과 2의 파압은 Fig. 2(a)의 경우보다 전반적으로 작은 파압이 작용하지만, 입사파랑에 가장 근접한 지점 3에서는 직각 입사파랑의 Fig. 2(a)보다 다소 큰 파압이 작용한다는 것을 알 수 있다.

Fig. 3은  $k^{(1)}h = 1.0, k^{(1)}H = 0.162, a/b = 1/20, b/h = 20$ 인 경우로 Fig. 2의 경우보다도 케이슨의 폭이 좁고, 상대적으로 길이가 긴 경우이다. 지점 1은 Fig. 2와 동일한 케이슨 前面의 중앙에서, 지점 2와 3은 양끝단에서  $b/20$ 의 위치를 나타낸다. 전반적으로 Fig. 2의 결과와 유사한 경향을 나타내지만, 습田 공식에 의한 결과와 비교하면, 상대적으로 해저근방에서 잘 일치하는 경향을 낸다. 그러나, 정수면부근에서는 본 결과가 큰 값을 나타내며, 특히 이러한 경향은 지점 1에서 현저하다. 입사파랑각  $\theta = 30^\circ$ 의 경우는 정수면부근에서 약간의 차이를 나타내지만, 전반적으로 습田 공식에 의한 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 따라서, 상대적으로 폭이 좁고, 길이가 긴 방파체와 같은 형상에 가까워질수록 본 해석결과는 습田 공식에 의한 결과에 보다 근접한다는 것을 알 수 있다. 선형 및 비선형 파압분포의 차이는 전술한 Fig. 2의 경우와 같이 전반적으로 정수면근방에서 큰 차이를 나타내는 것을 알 수 있다.

Fig. 4는  $k^{(1)}h = 1.0, k^{(1)}H = 0.162, a/b = 1/1, b/h = 15/2, \theta = 0^\circ$ 인 경우에 있어서 복수(2개)로 설치된 케이슨에 작용하는 파압분포를 나타낸 것으로, 비교를 위하여 Fig. 4(a)에 단수의 케이슨에 대한 경우도 동시에 나타내고 있다. 지점 1, 2 및 3의 위치는 Fig. 2의 경우와 동일하다. Fig. 4(b)의 경우와 Fig. 4(a)를 비교하면, Fig. 4(b)의 경우가 정수면 부근에서 지점 1과 2에서 파압이 상대적으로 크게 나타나지만, 해저부근에서는 동일한 정도의 크기로 나타난다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 현상은 복수구조물의 경우에 있어서 구조물 상호간의 간섭에 의한 것으로 판단된다. 그러나, Fig. 4(c)의 경우는 구조

물간의 離隔거리가 4(b)보다 큰 경우로, 전술한 바와같이 구조물 상호간의 간섭이 작아지므로 Fig. 4(b)보다는 정수면근방에서 파압이 작게 나타난다는 것을 알 수 있다. 선형 및 비선형파압분포치를 비교하면, 전술한 경우와 동일하게 정수면근방에서 큰 차이를 나타내고, 해저근방에서는 동일한 정도의 크기를 나타내

는 것을 알 수 있으며, 항상 비선형파압이 선형의 경우보다 크게 나타난다는 것을 알 수 있다. 습田 공식의 경우는 구조물간의 상호간섭영향을 고려하는 것이 현실적으로 어렵기 때문에 입사파 고만의 함수로 하여 습田 공식에 의해 파압분포를 산정하는 경우에는 실제 작용파압을 과소평가할 수도 있을 것으로 판단된다.

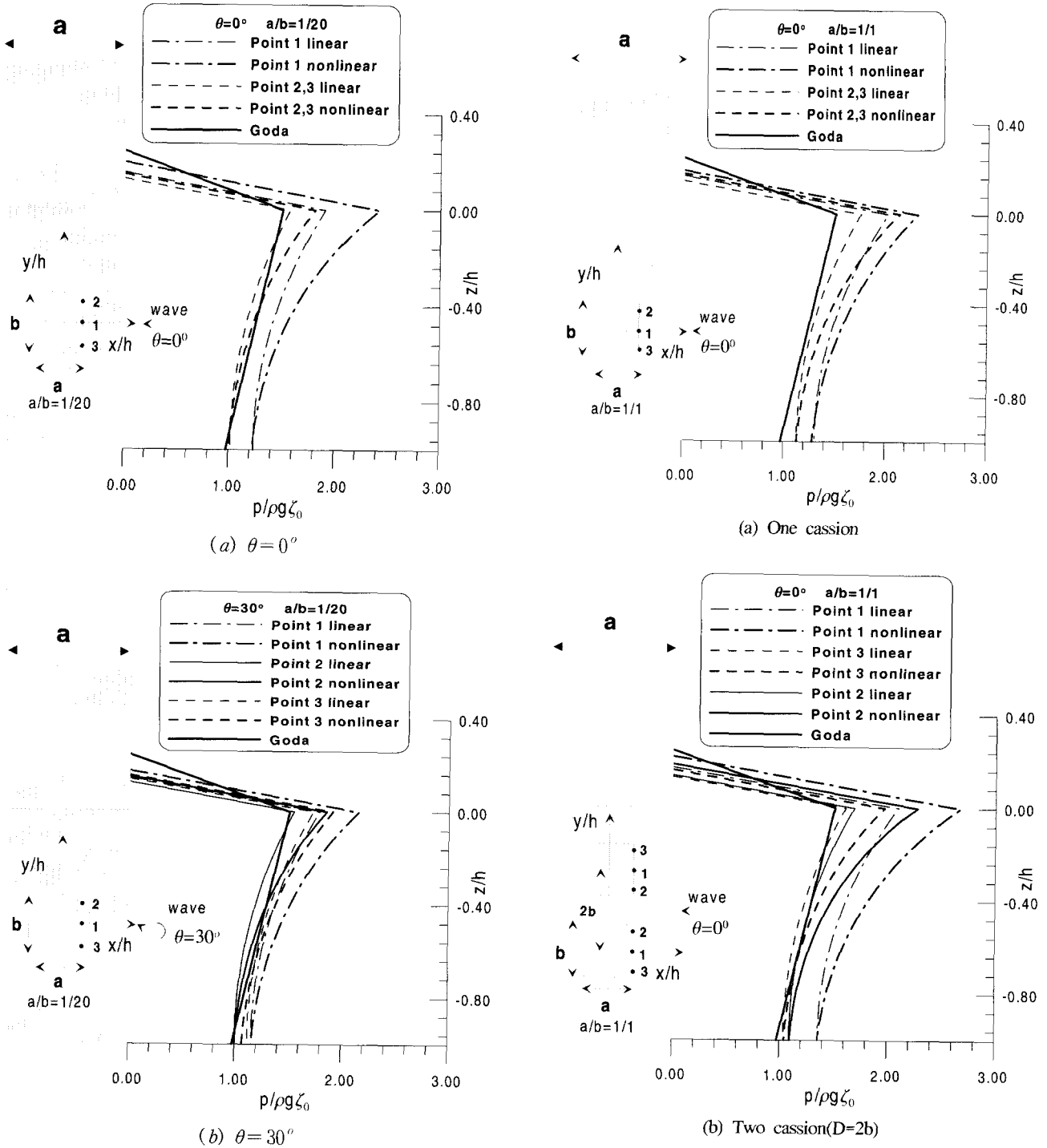
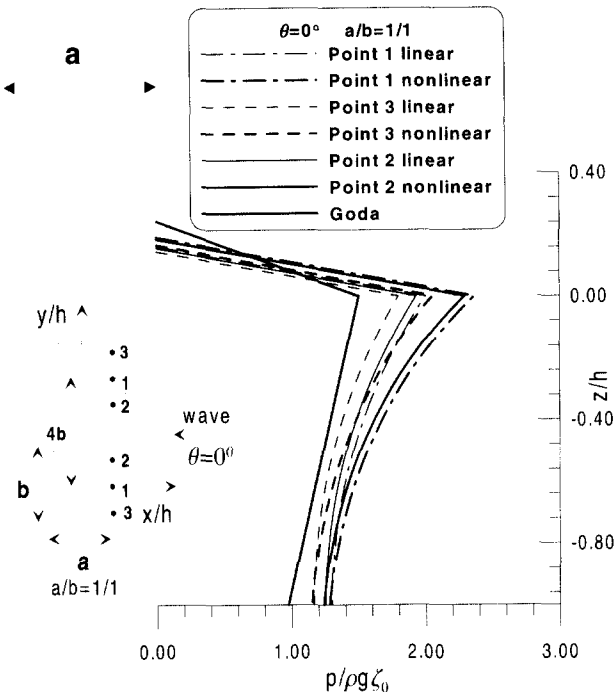


Fig. 3 Linear and nonlinear wave pressure distributions acting on vertical rectangular caisson ( $k^{(1)}h = 1.0$ ,  $k^{(1)}H = 0.162$ ,  $a/b = 1/20$ ,  $b/h = 20$ )



(c) Two caisson(D=4b)

Fig. 4 Linear and nonlinear wave pressure distributions acting on two vertical rectangular caisson

$$(k^{(1)}h = 1.0, k^{(1)}H = 0.162, a/b = 1/1, b/h = 15/2, \theta = 0^\circ)$$

### 5. 결 론

본 연구에서는 0차 1종 Hankel 함수를 Green 함수로 사용하는 경계적분법과 섭동전개법을 병용하는 3차원 비선형 주파수영역 해석법을 적용하여 단수 및 복수(2개)의 연직대형케이슨에 대해 케이슨 前面의 중앙부 및 양끝단의 부근에서 선형 및 비선형파압 분포를 수치해석에 의해 산정하여 그의 변화특성을 살펴보고, 습田 공식에 의한 결과와 비교·검토하였다. 급후에 수리모형 실험을 통하여 본 연구의 타당성을 검증 및 보완할 계획에 있다.

이상에서 얻어진 중요한 사항을 요약하여, 본 연구의 결론으로 한다.

(1) 케이슨 前面의 파의 처오름높이는 습田 공식의 결과가 크게

나타나지만, 파압분포는 본 해석결과가 전반적으로 습田 공식의 경우보다 크게 나타난다. 이러한 경향은 정수면 부근에서 현저하다.

(2) 케이슨의 폭과 길이에 따라 파압분포결과가 상이하며, 폭이 좁고 길이가 길수록 본 연구에 의한 해석결과치는 습田 공식에 의한 산정치에 근접한다.

(3) 경사입사파의 경우에 파압분포는 직각입사파랑의 경우와는 상이한 결과를 나타내고, 전반적으로는 직각입사파랑의 경우보다 감소하는 경향이 있지만, 경사입사파랑에 가장 근접한 위치에서는 파압이 증가하는 경우도 있다.

(5) 비선형파압은 선형의 경우보다 항상 크게 나타나며, 정수면 근방에서 그의 차이가 크게 나타나고, 해저근방에서 감소한다.

### 참 고 문 헌

김도삼, 홍승호, 김정수, 정연태(2000). “혼성방파제의 직립케이슨에 작용하는 선형 파압분포, 파력 및 반사율과 전달율”, 대한토목학회논문집, 제20권, 제5-b호, pp 747~754.

村上啓介, 吉田明德, 入江 功(1993). “任意斷面形狀の鉛直柱體と波の非線形干渉解析法”, 日本海岸工學論文集, 日本土木學會, 第40卷, pp 846~850.

合田良實(1973). “防波堤の設計波壓に關する研究”, 港灣技術研究所報告, 第12卷, 第3號, pp 31~69.

Franco, L., Gerloni, M., Passoni, G. and Zacconi, D.(1998). “Wave forces on solid and perforated caisson breakwaters”: Comparison of field and laboratory measurements, Proc. 26th Int. Conf. on Coastal Engrg., ASCE, pp 1945~1958.

Sabuncu, T. and O. Goren(1985). “Second-order vertical and horizontal wave forces on a circular dock”, Ocean Eng., Vol. 12, No. 4, pp 341~361.

Takahashi, S., Tanimoto, K. and Shimosako, K.(1994). “A proposal of impulsive pressure coefficient for design of composite breakwaters”, Proc. of International Conference on Hydro-Technical Engrg. for Port and Harbor Construction, Port and Harbor Res. Inst., 85pp.

2001년 5월 14일 원고 접수

2001년 6월 20일 수정본 채택