

工學碩士 學位論文

말뚝계류된 浮防波堤의
3次元波浪變形 및 動的應答에 관한 數值解析

Numerical Analysis of Three-Dimensional
Wave Transformation and Dynamic Response
of Floating Breakwater Moored by Pier

指導教授 金 度 三

2002年 8月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科 尹 熙 冕

Numerical Analysis of Three-Dimensional Wave Transformation and Dynamic Response of Floating Breakwater Moored by Pier

by

Hee-Myun Yoon

Department of Civil and Environment Engineering
Graduate School of Korea Maritime University

ABSTRACT

In general, the salient features of the floating breakwater have excellent regulation of sea-water keeping the marine always clean, up and down free movement with the incoming and outgoing tides, capable of installing without considering the geological condition of sea-bed, and capable of installing at any water depth. This study discussed the three dimensional wave transformation of the floating breakwater moored by pier, and its dynamic response numerically. Numerical method is based on the boundary integral method and eigenfunction expansion method. It is known that pier mooring system. Pier mooring system permits only vertical motion (heaving motion) of floating breakwater, other motions restricted. It was assumed in present study that a resistant force as friction between pier and floating pontoon was not applied for the vertical motion of the floating breakwater. So, the floating breakwater moves freely for vertical direction. According to the numerical results, draft and width of the floating breakwater affected on the wave transformations greatly, and incident wave of long period was well transmitted to the rear of the floating breakwater. And the vertical motion came to be large for the short wave period.

말뚝계류된 浮防波堤의 3次元波浪變形 및 動的應答에 관한 數値解析

尹 熙 冕

한국해양대학교 대학원
토목·환경공학과

요 약

일반적으로 부방파제의 주요한 특징으로 해수교환이 우수하고, 조차에 따라 상·하로 자유롭게 운동하며, 연약지반과 대수심역에도 설치될 수 있다는 것을 들 수 있다. 본 연구는 말뚝계류된 부방파제에 의한 3차원파랑제어와 동적인 거동을 수치해석적으로 논의하였다. 적용하는 수치해석법은 경계적분과 고유함수 전개법을 병용하는 수치기법이다. 여기서, 말뚝계류시스템은 체인계류시스템보다도 파랑에너지의 흡수가 많다. 그리고, 말뚝계류의 경우는 단지 연직운동만이 허용되고, 다른 운동성분들은 모두 구속된다. 말뚝계류에 있어서 말뚝과 본체인 폰툰과의 사이에 작용하는 마찰력과 같은 저항력은 본 연구에서는 무시하였다. 따라서, 본 연구의 부방파제는 연직방향으로 자유운동을 하는 것을 가정하였다. 수치해석결과에 따르면, 흡수와 부방파제의 폭의 변화는 파랑제어에 큰 영향을 미쳤고, 입사파의 주기가 길면 부방파제를 통한 전달파가 크다는 것을 알 수 있었다. 그리고, 부방파제의 연직운동은 단기파에 대해 크게 나타났다.

目 次

ABSTRACT	i
요약	ii
1. 서론	1
1.1 본 연구의 배경과 목적	1
1.2 본 연구의 구성	4
2. 이론적인 해석	5
2.1 기본가정 및 경계조건	5
2.2 속도포텐셜의 전개	8
2.3 Green함수에 의한 $f_1, f_2^{(n)}$; φ_0, φ_s ; ψ_0, ψ_v 의 표시	10
2.4 부방과제에 작용하는 유체력	18
2.5 부방과제의 운동방정식	20
2.6 D, D_1, D_2 에 있어서 연속조건	22
2.6.1 부방과제 I에 대해서	23
2.6.2 부방과제 II에 대해서	27
2.7 제랑의 결정	32
3. 수치해석의 결과	36
3.1 수치해석의 조건	36
3.2 수치해석의 결과	36
3.2.1 파랑변형	36
(a) 흘수심의 변화	36
(b) 입사주기의 변화	37
(c) 입사파향각의 변화	38
(d) 폭의 변화	38
(e) 개구폭의 변화	39
3.2.2 연직운동	55
4. 결론	58

《참고문헌》 59

1. 서론

1.1 본 연구의 배경과 목적

수심이 상대적으로 얇은 근해역에서의 해역공간은 항만과 해수욕장을 비롯한 여러 목적으로 이미 고밀도로 개발·이용되고 있어서 현재 경제활동에 의한 수출입화물의 증가에 대처하기 위한 신항만건설과 해상의 여가활동을 위한 해상레크레이션공간 등의 추가적인 여유공간의 확보가 매우 어려운 실정에 있다. 따라서, 금후의 해역공간개발은 많은 경우가 지반여건이 나쁜 연약지반상 혹은 대수심해역에서 진행될 수밖에 없을 것으로 판단된다.

일반적으로 연약지반해역의 경우에는 지반개량에 대한 건설비가 막대하게 소요되어 기존의 중력식방파구조물로서는 많은 어려움이 있고, 또한 20 m를 초과하는 대수심해역에서도 경사사석방파제나 혼성방파제와 같은 기존의 방파구조물로서는 역시 건설비가 과대하게 소요된다. 따라서, 일본을 위시한 외국의 경우에는 부체식구조물도 도입하여 선박계류를 위한 항만시설물로 파랑을 제어하는 그림1-1과 같은 파랑제어구조물[浮防波堤]을 많이 건설하여 왔고, 국내의 경우에는 처음으로 원전어항에 부방파제의 건설을 위한 설계를 수행하고 있는 단계에 있다(中村 과 水谷, 2001). 일반적으로 부체구조물은 저면의 유수역을 통한 해수교환성이 뛰어나고, 조석간만차에 따라 상하로 운동을 하고, 연약지반에도 설치가능하며, 또한 대수심역에서도 설치가능하다는 등의 많은 장점을 가지고 있다.

본 연구에서는 선박계류를 위한 부체식계선안[浮防波堤+浮棧橋] 혹은 파랑제어구조물로서의 적용을 대상으로 부체구조물에 의한 3차원파랑제어기능과 그의 동적인 거동을 수치해석적으로 검토하고자 하며, 여기서는 말뚝계류시스템의 부방파제 연직운동에 대해 계류저항 및 본체와 말뚝과의 마찰저항이 없는 자유운동으로 하고 다른 운동을 구속한 횡방향 2基의 부방파제를 대상으로 한다. 부체식계선안의 경우에는 前面에서 파랑을 반사시켜 항내로 진입하는 파랑을 제어하고 부체의 후면에 선박을 계류시키는 시스템으로 되므로 부체구조물의 운동이 제한될 필요가 있다. 따라서, 다음의 그림1-2에서 볼 수 있는 바와 같이 연직운동만을 허용하는 말뚝계류시스템의 일종인 돌핀계류시스템으로 되는 경우가 많으며, 이와 같은 말뚝계류시스템은 체인계류시스템보다는 큰 파랑에너지를 흡수할 수 있으며, 해수면상에 있기 때문에 유지·관리상에 많은 이점이 있다.

수치해석법으로서 Green정리에 기초한 경계적분방정식법과 고유함수전개법을 병용하는 기법을 적용하여(井島 등, 1975; 김 등, 2001(a); 김 등, 2001(b)), 부방파제의 동적거동으로서 연직운동의 변화특성과 부방파제 주변의 파랑제어기능을 입사파랑특성과 구조물의 크기 등의 변화와 결부시켜 검토하고자 한다.



그림1-1 부방파제의 건설예(일본의 福山港浮消波堤)

크 기 : $70m \times 10m \times 3m \times 2m$ (2基),

$60m \times 10m \times 3m \times 2m$ (2基)

구조설계파 : $H_{\max} = 2.7m$, $T = 5.6\text{sec}$

소파대상파 : $H_{1/3} = 1.3m$, $T = 3.6\text{sec}$

수 심 : $15m$

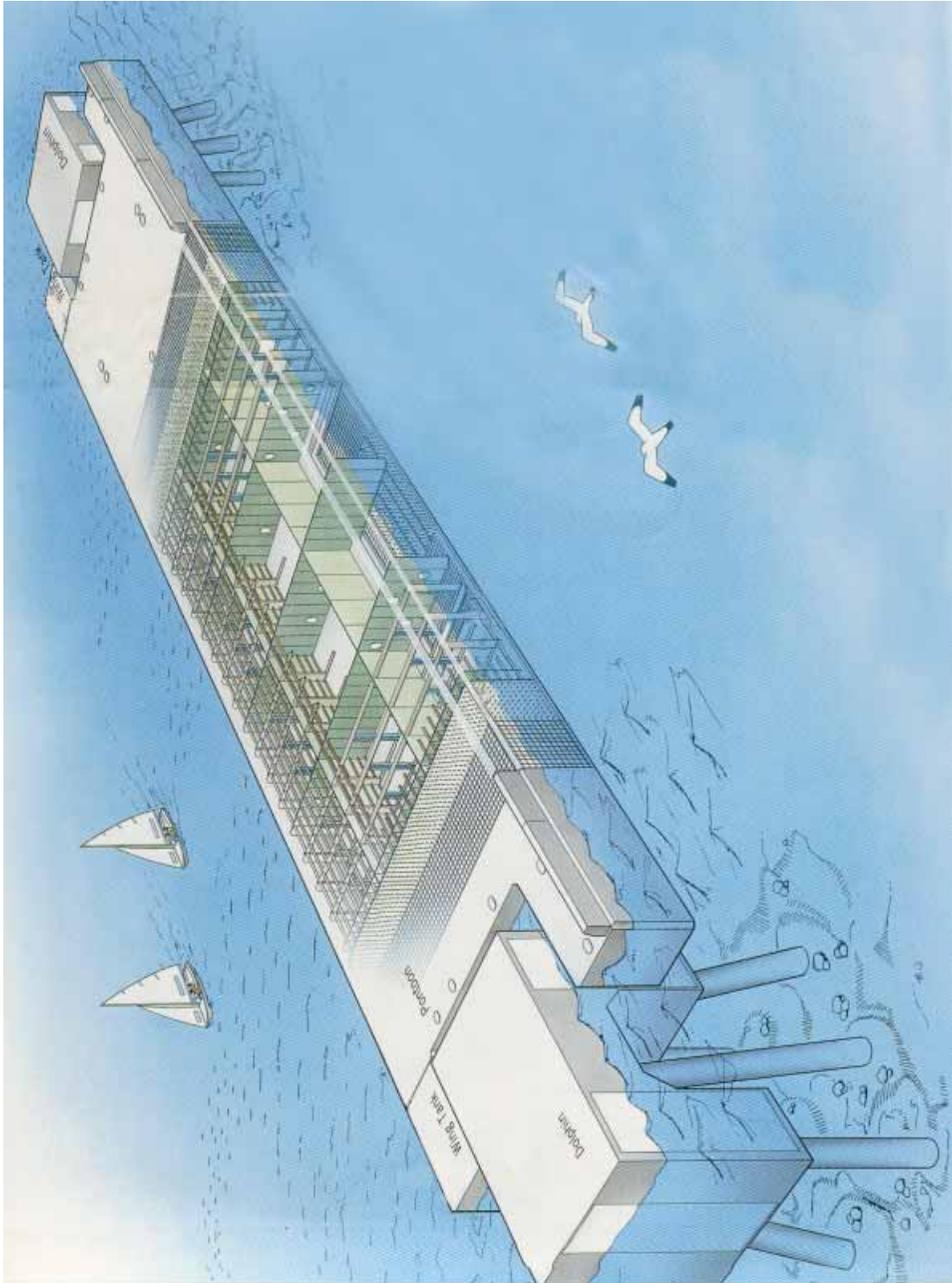


그림1-2(a) Dolphin계류된 부체식계선안의 개념도(일본의 廣島港)



그림1-2(b) Dolphin계류된 부체식계선안의 배치도(일본의 廣島港)

1.2 본 연구의 구성

본 연구에서는 총 4장으로 구성되며, 제 1장에서는 본 연구의 배경과 목적에 대해서 서술하고, 다음으로 본 연구의 구성에 대해서 간단히 기술한다. 제 2장에서는 횡방향 2基의 부방과제에 의한 3차원파랑변형과 부방과제의 운동을 해석하기 위한 수치해석법의 이론적인 내용을 서술한다. 제 3장에서는 수치해석결과를 기술하며, 흡수, 주기, 입사파향각, 부방과제의 폭 등에 따른 파랑변형의 특성을 검토한다. 다음으로 주기의 변화에 따른 부방과제의 연직운동의 특성을 언급한다. 제 4장에서는 이상의 검토로부터 중요한 사항을 요약하여 본 연구의 결론을 얻는다. 마지막으로 본 연구에 있어서 참고하고 인용한 주요한 문헌을 제시한다.

2. 이론적인 해석

2.1 기본가정 및 경계조건

그림2-1에 나타내는 바와 같이, 수심 h 의 해역에 말뚝계류되어 연직운동만이 허용되고 다른 운동은 구속되어 있는 직사각형의 횡방향 2基의 부방과제를 고려한다(우측의 부방과제를 부방과제 I, 좌측의 부방과제를 부방과제 II로 칭한다). 이 때, 주파수 $\sigma (= 2\pi/T : T$ 는 주기)의 입사파에 의해 부방과제가 연직방향으로 주기적인 미소운동을 하는 것으로 한다. 부방과제 I과 부방과제 II 사이의鉛直中心軸上에 원점 o 을 두고 그림과 같은 좌표계를 취하는 것으로 한다. 부방과제 I의 장축 및 단축의 길이를 부방과제 II와 동일하게 고려하고 각각 $2a, 2b$, 개구폭을 $2c$, 흘수를 $qh(0 < q < 1)$, 정지시의 重心위치를 부방과제 I의 경우는 $G(c+a, 0, \bar{z}_0)$, 부방과제 II의 경우는 $G(-c-a, 0, \bar{z}_0)$ 로 한다. 운동중의 임의시각 t 에서 重心은 부방과제 I의 경우에 $G(c+a, 0, z_1)$ 로, 부방과제 II의 경우에 $G(-c-a, 0, z_2)$ 로 이동하며, 이의 변위를 각각 ζ_1^*, ζ_2^* 로 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{cases} z_1 - \bar{z}_0 = \zeta_1^* e^{-i\sigma t} \\ z_2 - \bar{z}_0 = \zeta_2^* e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (1)$$

유체를 비압축·비점성의 완전유체로, 더욱이 파랑운동을 미소진폭파의 운동으로 가정하고, 부방과제 I과 II의 측면으로부터 외측의 외역 I과 부방과제 I과 II의 저면하의 내역 II, III에서 속도포텐셜을 각각 $\phi_1(x, y, z)e^{-i\sigma t}$, $\phi_2(x, y, z)e^{-i\sigma t}$, $\phi_3(x, y, z)e^{-i\sigma t}$ 로 하면 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 는 다음의 Laplace방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad (j=1, 2, 3) \quad (2)$$

$\phi_j(j=1, 2, 3)$ 에 대한 부방과제측면과 저면에서의 운동학적 경계조건식은 다음과 같이 표현된다.

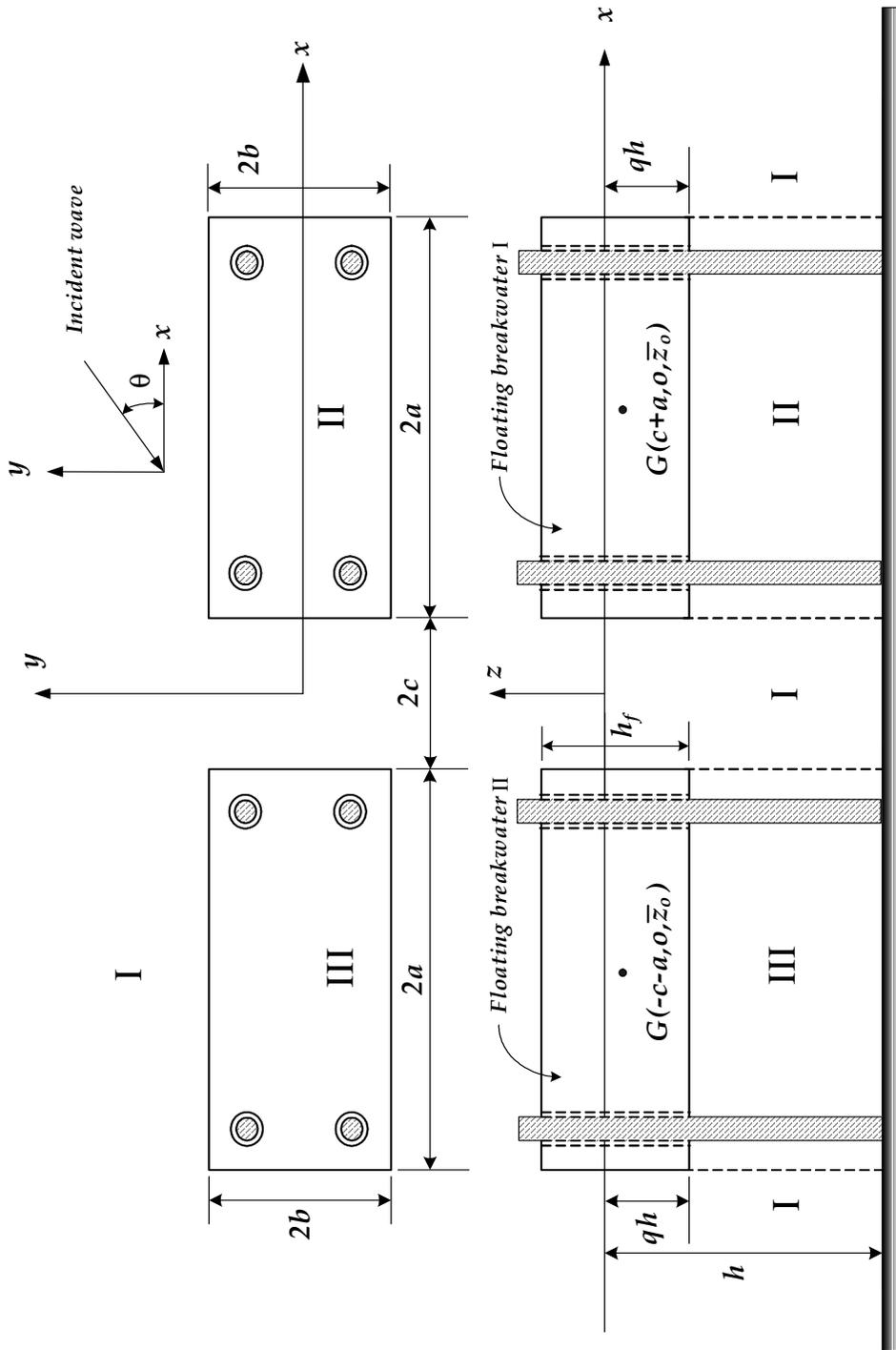


그림2-1 말뚝계류된 부방파제의 좌표계 및 유체영역의 분할

부방파제의 측면에서

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = 0 & \text{at } x = \pm c, \pm(c+2a) \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial y} = 0 & \text{at } y = \pm b \end{cases} \quad (3)$$

부체저면에서

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = -i\sigma\zeta_1^* & \text{at } z = -qh \\ \frac{\partial \phi_3}{\partial z} = -i\sigma\zeta_2^* & \text{at } z = -qh \end{cases} \quad (4)$$

해저면에서 불투과경계조건은 다음의 식으로 표현된다.

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = -h \quad (j=1,2,3) \quad (5)$$

외역 I 에서 자유수면경계조건은 다음의 식으로 주어진다.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_1 \quad \text{at } z = 0 \quad (6)$$

입사파는 다음 식의 실수부분으로 표현되는 파수 k , 진폭 ζ_0 를 갖고, x 축과 θ 의 각도로 입사하는 여현파로 한다.

$$\zeta = \zeta_0 \exp\{-i(kx \cos \theta + ky \sin \theta + \sigma t)\} \quad (7)$$

2.2 속도포텐셜의 전개

자유표면에서 경계조건식(6)과 해저에서의 경계조건식(5)를 만족하는 외역 I 의 속도포텐셜 ϕ_1 은 다음의 식으로 표현된다.

$$\phi_1(x, y, z) = \begin{cases} \frac{g\xi_0}{\sigma} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \end{cases} \quad (8)$$

여기서, g 는 중력가속도, k 및 k_n 은 다음의 식으로 주어지는 근이다.

$$k h \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \frac{\sigma^2 h}{g} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (9)$$

또한, $f_0(x, y)$ 는 식(7)의 입사파에 대응하는 것으로 다음의 식(10)으로 주어질 수 있고, $f_1(x, y)$ 은 진행회절산란과성분을, $f_2^{(n)}(x, y)$ 은 정지회절산란과성분을 각각 나타낸다.

$$f_0(x, y) = -i \exp \{ -ik(x \cos \theta + y \sin \theta) \} \quad (10)$$

부방파제의 저면에서 조건식(4)와 해저에서의 경계조건식(5)를 만족하는 내역 II, III 에서의 속도포텐셜 ϕ_2, ϕ_3 은 Fourier 변환을 적용하여 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$\phi_2(x, y, z) = \begin{cases} \frac{g\xi_0}{\sigma} \left[\varphi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \cos \bar{s}(z+qh) \right. \\ \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\xi_1^*}{\xi_0} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{x^2 + y^2}{h^2} \right) - \left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right\} \right] \end{cases} \quad (11)$$

$$\phi_3(x, y, z) = \begin{cases} \frac{g\xi_0}{\sigma} \left[\phi_0(x, y) + \sum_{v=1}^{\infty} \phi_v(x, y) \cos \bar{v}(z + qh) \right. \\ \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{x^2 + y^2}{h^2} \right) - \left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right\} \right] \end{cases} \quad (12)$$

여기서, s, v 는 정수, $\bar{s} = s\pi/qh$, $\bar{v} = v\pi/qh$, $\bar{q} = 1 - q$.

식(8), (11), (12)에서 $f_1(x, y)$, $f_2^{(n)}(x, y) (n=1, 2, 3, \dots)$; $\varphi_0(x, y)$, $\varphi_s(x, y)$ ($s=1, 2, 3, \dots$); $\phi_0(x, y)$, $\phi_v(x, y) (v=1, 2, 3, \dots)$ 는 각각의 속도포텐셜을 식(2)에 대입함으로 다음의 Helmholtz의 방정식을 만족하여야 하는 미지함수로 주어진다.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_2^{(n)} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial y^2} - \bar{s}^2 \varphi_s = 0 \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 \phi_v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_v}{\partial y^2} - \bar{v}^2 \phi_v = 0 \end{cases} \quad (15)$$

2.3 Green함수에 의한 $f_1, f_2^{(n)}$; φ_0, φ_s ; ψ_0, ψ_v 의 표시

그림2-2(a), (b), (c)와 같이 경계선을 D, D_1, D_2 로 하고, 각각 경계선상의 점을 $(\xi, \eta), (\xi_1, \eta_1), (\xi_2, \eta_2)$, 외역 I 과 내역 II, III 의 임의점을 각각 (x, y) 로 나타내고, 각각 경계선상과 영역상의 두 점간의 거리 $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$, $r_1 = \sqrt{(x - \xi_1)^2 + (y - \eta_1)^2}$, $r_2 = \sqrt{(x - \xi_2)^2 + (y - \eta_2)^2}$ 를 사용하여 각각 $r \rightarrow 0, r_1 \rightarrow 0, r_2 \rightarrow 0$ 에서 $\log r, \log r_1, \log r_2$ 오더의 특이성을 갖고, 각각 $r \rightarrow \infty, r_1 \rightarrow \infty, r_2 \rightarrow \infty$ 에서 Sommerfeld의 radiation condition을 만족하는 식(13), (14), (15)의 특해로서의 Green함수는 $f_1, f_2^{(n)}$; φ_0, φ_s ; ψ_0, ψ_v 에 대해서 각각 $H_0^{(1)}(kr), K_0(k_n r)$; $\log(1/kr_1), K_0(sr_1)$; $\log(1/kr_2), K_0(vr_2)$ 로 주어진다. 여기서, $H_0^{(1)}$ 은 제1종Hankel함수, K_0 는 변형Bessel함수이다. 따라서, 영역 I, II, III 상의 임의점 (x, y) 에서 미지함수는 Green정리에 의하여 각각 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$\begin{cases} f_1(x, y) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \int_D \left[f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{i}{2} k H_0^{(1)}(kr) \right) \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \right] ds \\ f_2^{(n)}(x, y) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \int_D \left[f_2^{(n)}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k_n r)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{k K_0(k_n r)}{\pi} \right) \frac{\partial f_2^{(n)}(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \right] ds \end{cases} \end{cases} \quad (16)$$

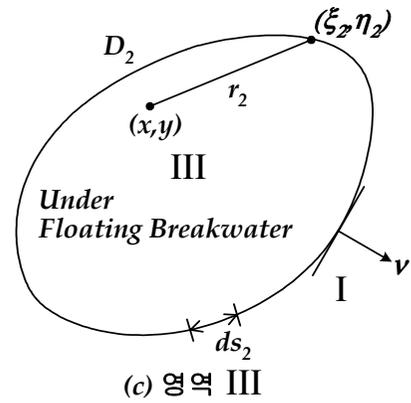
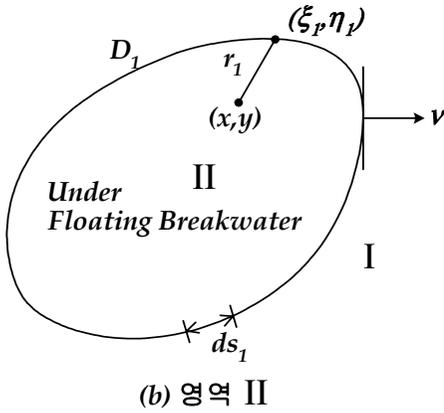
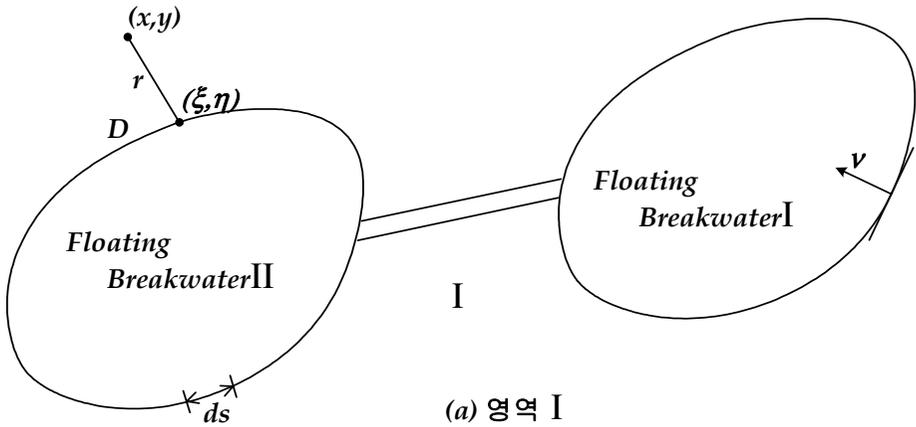


그림2-2 경계선 D, D_1, D_2 상에서의 좌표

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_0(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \int_{D_1} \left[\varphi_0(\xi_1, \eta_1) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kr_1)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{k \log(1/kr_1)}{\pi} \right) \frac{\partial \varphi_0(\xi_1, \eta_1)}{k \partial \nu} \right] ds_1 \\ \\ \varphi_s(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \int_{D_1} \left[\varphi_s(\xi_1, \eta_1) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(\bar{s}r_1)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{kK_0(\bar{s}r_1)}{\pi} \right) \frac{\partial \varphi_s(\xi_1, \eta_1)}{k \partial \nu} \right] ds_1 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_0(x, y) = \left[\frac{1}{2} \int_{D_2} \left[\phi_0(\xi_2, \eta_2) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kr_2)}{\pi} \right) \right. \right. \\ \left. \left. - \left(-\frac{k \log(1/kr_2)}{\pi} \right) \frac{\partial \phi_0(\xi_2, \eta_2)}{k \partial \nu} \right] ds_2 \right. \\ \\ \phi_\nu(x, y) = \left[\frac{1}{2} \int_{D_2} \left[\phi_\nu(\xi_2, \eta_2) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(\bar{\nu}r_2)}{\pi} \right) \right. \right. \\ \left. \left. - \left(-\frac{kK_0(\bar{\nu}r_2)}{\pi} \right) \frac{\partial \phi_\nu(\xi_2, \eta_2)}{k \partial \nu} \right] ds_2 \right. \end{array} \right. \quad (18)$$

여기서, ν 는 경계선 D, D_1, D_2 에 대한 외향법선을 나타낸다.

외역 I 및 내역 II, III 상의 (x, y) 를 각각 경계상의 고정점 (ξ', η') , (ξ'_1, η'_1) , (ξ'_2, η'_2) 로 근접시키면 위의 식(16), (17), (18)는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1(\xi', \eta') = \left[- \int_D \left[f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \right) \right. \right. \\ \left. \left. - \left(-\frac{i}{2} kH_0^{(1)}(kR) \right) \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \right] ds \right. \\ \\ f_2^{(n)}(\xi', \eta') = \left[- \int_D \left[f_2^{(n)}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k_n R)}{\pi} \right) \right. \right. \\ \left. \left. - \left(-\frac{kK_0(k_n R)}{\pi} \right) \frac{\partial f_2^{(n)}(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \right] ds \right. \end{array} \right. \quad (19)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_0(\xi'_1, \eta'_1) = \left\{ \begin{array}{l} \int_{D_1} \left[\varphi_0(\xi_1, \eta_1) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kR_1)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{k \log(1/kR_1)}{\pi} \right) \frac{\partial \varphi_0(\xi_1, \eta_1)}{k \partial \nu} \right] ds_1 \\ \\ \varphi_s(\xi'_1, \eta'_1) = \left\{ \begin{array}{l} \int_{D_1} \left[\varphi_s(\xi_1, \eta_1) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(\bar{s}R_1)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{kK_0(\bar{s}R_1)}{\pi} \right) \frac{\partial \varphi_s(\xi_1, \eta_1)}{k \partial \nu} \right] ds_1 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (20)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_0(\xi'_2, \eta'_2) = \left\{ \begin{array}{l} \int_{D_2} \left[\psi_0(\xi_2, \eta_2) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kR_2)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{k \log(1/kR_2)}{\pi} \right) \frac{\partial \psi_0(\xi_2, \eta_2)}{k \partial \nu} \right] ds_2 \\ \\ \psi_v(\xi'_2, \eta'_2) = \left\{ \begin{array}{l} \int_{D_2} \left[\psi_v(\xi_2, \eta_2) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(\bar{v}R_2)}{\pi} \right) \right. \\ \left. - \left(-\frac{kK_0(\bar{v}R_2)}{\pi} \right) \frac{\partial \psi_v(\xi_2, \eta_2)}{k \partial \nu} \right] ds_2 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (21)$$

여기서, $R = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2}$, $R_1 = \sqrt{(\xi_1 - \xi'_1)^2 + (\eta_1 - \eta'_1)^2}$, $R_2 = \sqrt{(\xi_2 - \xi'_2)^2 + (\eta_2 - \eta'_2)^2}$.

$f_1, f_2^{(n)}$; φ_0, φ_s ; ψ_0, ψ_v 의 경계 D, D_1, D_2 에 있어서 범선미분치를 다음과 같이 둔다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{f}_1(\xi, \eta) = \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{k\partial\nu} \\ \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) = \frac{\partial f_2^{(n)}(\xi, \eta)}{k\partial\nu} \\ \bar{\varphi}_0(\xi_1, \eta_1) = \frac{\partial \varphi_0(\xi_1, \eta_1)}{k\partial\nu} \\ \bar{\varphi}_s(\xi_1, \eta_1) = \frac{\partial \varphi_s(\xi_1, \eta_1)}{k\partial\nu} \\ \bar{\psi}_0(\xi_2, \eta_2) = \frac{\partial \psi_0(\xi_2, \eta_2)}{k\partial\nu} \\ \bar{\psi}_v(\xi_2, \eta_2) = \frac{\partial \psi_v(\xi_2, \eta_2)}{k\partial\nu} \end{array} \right. \quad (22)$$

또한, D 를 N 개의 점 $(\xi_j, \eta_j)(j=1, 2, 3, \dots, N)$ 으로 N 개의 소요소 $\Delta s_j = \sqrt{(\xi_{j+1} - \xi_{j-1})^2 + (\eta_{j+1} - \eta_{j-1})^2}/2$ 으로, D_1 을 L 개의 점 $(\xi_j^{(1)}, \eta_j^{(1)})$ ($j=1, 2, 3, \dots, L$; $(\xi_1, \eta_1) \equiv (\xi^{(1)}, \eta^{(1)})$)으로 L 개의 소요소 $\Delta s_j^{(1)} = \sqrt{(\xi_{j+1}^{(1)} - \xi_{j-1}^{(1)})^2 + (\eta_{j+1}^{(1)} - \eta_{j-1}^{(1)})^2}/2$ ($\Delta s_1 \equiv \Delta s^{(1)}$)으로, D_2 를 D_1 과 동일하게 L 개의 점 $(\xi_j^{(2)}, \eta_j^{(2)})$ ($j=1, 2, 3, \dots, L$; $(\xi_2, \eta_2) \equiv (\xi^{(2)}, \eta^{(2)})$)으로 L 개의 소요소 $\Delta s_j^{(2)} = \sqrt{(\xi_{j+1}^{(2)} - \xi_{j-1}^{(2)})^2 + (\eta_{j+1}^{(2)} - \eta_{j-1}^{(2)})^2}/2$ ($\Delta s_2 \equiv \Delta s^{(2)}$)으로 각각 분할하고, 각각 (ξ', η') , (ξ'_1, η'_1) , $(\xi'_2, \eta'_2) \rightarrow (i)$ 로 동일하게 표기하고, 각각 (ξ, η) , (ξ_1, η_1) , $(\xi_2, \eta_2) \rightarrow (j)$ 로 동일하게 표기하여 이산화하면 식(19), (20), (21)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1(i) = - \sum_{j=1}^N [f_1(j) \bar{A}_{ij} - \bar{f}_1(j) A_{ij}] \\ f_2^{(n)}(i) = - \sum_{j=1}^N [f_2^{(n)}(j) \bar{B}_{ij} - \bar{f}_2^{(n)}(j) B_{ij}] \end{array} \right. \quad (23)$$

$$\begin{cases} \varphi_0(i) = \sum_{j=1}^L [\varphi_0(j) \bar{C}_{ij} - \bar{\varphi}_0(j) C_{ij}] \\ \varphi_s(i) = \sum_{j=1}^L [\varphi_s(j) \bar{D}_{ij} - \bar{\varphi}_s(j) D_{ij}] \end{cases} \quad (24)$$

$$\begin{cases} \psi_0(i) = \sum_{j=1}^L [\psi_0(j) \bar{E}_{ij} - \bar{\psi}_0(j) E_{ij}] \\ \psi_v(i) = \sum_{j=1}^L [\psi_v(j) \bar{F}_{ij} - \bar{\psi}_v(j) F_{ij}] \end{cases} \quad (25)$$

여기서,

$$\begin{cases} A_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right) k ds \\ \bar{A}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right) ds \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} B_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{K_0(k_n R_{ij})}{\pi} \right) k ds \\ \bar{B}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k_n R_{ij})}{\pi} \right) ds \end{cases} \quad (27)$$

$$\begin{cases} C_{ij} = \int_{\Delta s_j^1} \left(-\frac{\log(1/kR_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) k ds_1 \\ \bar{C}_{ij} = \int_{\Delta s_j^1} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kR_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) ds_1 \end{cases} \quad (28)$$

$$\begin{cases} D_{ij} = \int_{\Delta s_j^1} \left(-\frac{K_0(\bar{s}R_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) k ds_1 \\ \bar{D}_{ij} = \int_{\Delta s_j^1} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(\bar{s}R_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) ds_1 \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{cases} E_{ij} = \int_{\Delta s_j^2} \left(-\frac{\log(1/kR_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) k ds_2 \\ \bar{E}_{ij} = \int_{\Delta s_j^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{\log(1/kR_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) ds_2 \end{cases} \quad (30)$$

$$\begin{cases} F_{ij} = \int_{\Delta s_j^2} \left(-\frac{K_0(\bar{v}R_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) k ds_2 \\ \bar{F}_{ij} = \int_{\Delta s_j^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(\bar{v}R_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) ds_2 \end{cases} \quad (31)$$

$$\begin{cases} R_{ij} = \sqrt{(\xi_i - \xi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2} \\ R_{ij}^{(1)} = \sqrt{(\xi_i^{(1)} - \xi_j^{(1)})^2 + (\eta_i^{(1)} - \eta_j^{(1)})^2} \\ R_{ij}^{(2)} = \sqrt{(\xi_i^{(2)} - \xi_j^{(2)})^2 + (\eta_i^{(2)} - \eta_j^{(2)})^2} \end{cases} \quad (32)$$

식(23), (24), (25)의 결과로부터 경계선 D, D_1, D_2 상에 있어서 다음의 대수연립방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^N \{ a_{ij}^{(0)} f_1(j) - A_{ij} \bar{f}_1(j) \} = 0 \\ \sum_{j=1}^N \{ a_{ij}^{(n)} f_2^{(n)}(j) - B_{ij} \bar{f}_2^{(n)}(j) \} = 0 \end{cases} \quad (33)$$

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^L \{ \beta_{ij}^{(0)} \varphi_0(j) - C_{ij} \bar{\varphi}_0(j) \} = 0 \\ \sum_{j=1}^L \{ \beta_{ij}^{(s)} \varphi_s(j) - D_{ij} \bar{\varphi}_s(j) \} = 0 \end{cases} \quad (34)$$

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^L \{ \omega_{ij}^{(0)} \psi_0(j) - E_{ij} \bar{\psi}_0(j) \} = 0 \\ \sum_{j=1}^L \{ \omega_{ij}^{(v)} \psi_v(j) - F_{ij} \bar{\psi}_v(j) \} = 0 \end{cases} \quad (35)$$

여기서, 다음과 같이 정의한다.

$$\begin{cases} \alpha_{ij}^{(0)} = \delta_{ij} + \bar{A}_{ij} \\ \alpha_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} + \bar{B}_{ij} \\ \beta_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{C}_{ij} \\ \beta_{ij}^{(s)} = -\delta_{ij} + \bar{D}_{ij} \\ \omega_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij} \\ \omega_{ij}^{(v)} = -\delta_{ij} + \bar{F}_{ij} \end{cases} \quad (36)$$

Green공식으로부터 외역 I , 내역 II, III 의 임의점 (x, y) 에 있어서 $f_1, f_2^{(n)}$; φ_0, φ_s ; ψ_0, ψ_v 의 값은 각각 D, D_1, D_2 상의 값 $f_1, f_2^{(n)}$; φ_0, φ_s ; ψ_0, ψ_v 과 $\bar{f}_1, \bar{f}_2^{(n)}$; $\bar{\varphi}_0, \bar{\varphi}_s$; $\bar{\psi}_0, \bar{\psi}_v$ 의 값으로부터 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{cases} f_1(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{A}_{xj} f_1(j) - A_{xj} \bar{f}_1(j)] \\ f_2^{(n)}(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{B}_{xj} f_2^{(n)}(j) - B_{xj} \bar{f}_2^{(n)}(j)] \end{cases} \quad (37)$$

$$\begin{cases} \varphi_0(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{C}_{X_j} \varphi_0(j) - C_{X_j} \bar{\varphi}_0(j)] \\ \varphi_s(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{D}_{X_j} \varphi_s(j) - D_{X_j} \bar{\varphi}_s(j)] \end{cases} \quad (38)$$

$$\begin{cases} \psi_0(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{E}_{X_j} \psi_0(j) - E_{X_j} \bar{\psi}_0(j)] \\ \psi_v(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{F}_{X_j} \psi_v(j) - F_{X_j} \bar{\psi}_v(j)] \end{cases} \quad (39)$$

여기서, $A_{X_j}, \bar{A}_{X_j}, \dots$ 등은 식(26)-(31)의 $A_{ij}, \bar{A}_{ij}, \dots$ 등에 있어서 (ξ_j, η_j) 의 대신에 (x, y) 로 둔 것을 나타내고, 또한 $f_1(j), f_2^{(n)}(j), \dots$ 등은 $f_1(\xi_j, \eta_j), f_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j), \dots$ 등을 나타내는 것으로 한다.

2.4 부방파제에 작용하는 유체력

내역 II, III에서 부방파제의 저면에 작용하는 유체압력 $p_j(j=2, 3)$ 는 Bernoulli 정리를 적용하면 속도포텐셜 $\phi_j(j=2, 3)$ 에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{cases} p_2 = i\rho\sigma\phi_2(x_p, y_p, -qh)e^{-i\sigma t} \\ p_3 = i\rho\sigma\phi_3(x_q, y_q, -qh)e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (40)$$

여기서, (x_p, y_p) 는 내역 II에서 좌표를, (x_q, y_q) 는 내역 III에서 좌표를 나타낸다.

위의 식에 식(11), (12)를 대입하면 다음을 얻는다.

$$\frac{p_2}{\rho g \zeta_0} = \begin{cases} i \left[\varphi_0(x_p, y_p) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x_p, y_p) \right. \\ \left. + i \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \left(\frac{x_p^2 + y_p^2}{2q^2 h^2} - 1 \right) \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (41)$$

$$\frac{p_3}{\rho g \zeta_0} = \begin{cases} i \left[\psi_0(x_q, y_q) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(x_q, y_q) \right. \\ \left. + i \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \left(\frac{x_q^2 + y_q^2}{2q^2 h^2} - 1 \right) \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (42)$$

부방파제 I, II의 저면을 각각 M 개의 미소면적 $\Delta\alpha_p (p=1, 2, \dots, M)$, $\Delta\alpha_q (q=1, 2, \dots, M)$ 으로 분할하고, 면적요소의 중심점을 각각 (x_p, y_p) , (x_q, y_q) 로 하여 식(38), (39)를 사용하면 $\varphi_0(x_p, y_p)$, $\varphi_s(x_p, y_p)$ 는 D_1 상의 $\varphi_0(j)$, $\varphi_s(j)$; $\bar{\varphi}_0(j)$, $\bar{\varphi}_s(j)$ 에 의해, 그리고 $\psi_0(x_q, y_q)$, $\psi_v(x_q, y_q)$ 는 D_2 상의 $\psi_0(j)$, $\psi_v(j)$; $\bar{\psi}_0(j)$, $\bar{\psi}_v(j)$ 에 의해 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{cases} \varphi_0(x_p, y_p) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{C}_{pj} \varphi_0(j) - C_{pj} \bar{\varphi}_0(j)] \\ \varphi_s(x_p, y_p) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{D}_{pj} \varphi_s(j) - D_{pj} \bar{\varphi}_s(j)] \end{cases} \quad (43)$$

$$\begin{cases} \psi_0(x_q, y_q) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{E}_{qj} \psi_0(j) - E_{qj} \bar{\psi}_0(j)] \\ \psi_v(x_q, y_q) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{F}_{qj} \psi_v(j) - F_{qj} \bar{\psi}_v(j)] \end{cases} \quad (44)$$

따라서, 부방파제에 작용하는 유체압력 p_2 , p_3 의 z 방향의 각각 합력 P_{Z2} , P_{Z3} 는 다음의 결과로 주어질 수 있다.

$$\frac{P_{Z_2}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \begin{cases} -\frac{i}{2} \sum_{p=1}^M \sum_{j=1}^L [\bar{C}_{pj} \varphi_0(j) - C_{pj} \bar{\varphi}_0(j)] \\ + \sum_{s=1}^{\infty} \{ \bar{D}_{pj} \varphi_s(j) - D_{pj} \bar{\varphi}_s(j) \} \frac{\Delta \alpha_p}{h^2} \\ - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{h^2} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \int_c^{c+2a} \int_{-b}^b \left(\frac{x_p^2 + y_p^2}{2q^2 h^2} - 1 \right) dx_p dy_p \end{cases} \quad (45)$$

$$\frac{P_{Z_3}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \begin{cases} -\frac{i}{2} \sum_{q=1}^M \sum_{j=1}^L [\bar{E}_{qj} \psi_0(j) - E_{qj} \bar{\psi}_0(j)] \\ + \sum_{v=1}^{\infty} \{ \bar{F}_{qj} \psi_v(j) - F_{qj} \bar{\psi}_v(j) \} \frac{\Delta \alpha_q}{h^2} \\ - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{h^2} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \int_{c-2a}^c \int_{-b}^b \left(\frac{x_q^2 + y_q^2}{2q^2 h^2} - 1 \right) dx_q dy_q \end{cases} \quad (46)$$

2.5 부방파제의 운동방정식

부방파제 I, II의 질량을 각각 동일하게 M' 로 하면 다음과 같이 주어진다.

$$M' = 4\rho' abh_f \quad (47)$$

여기서, ρ' 는 부방파제의 밀도, h_f 는 부방파제의 높이이다.

부방파제 I, II의 각 운동방정식은 유체력 P_{Z_2} , P_{Z_3} , 복원력 W_{Z_2} , W_{Z_3} 및 부방파제의 질량 M' 로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} M' \frac{d^2 z_1}{dt^2} = P_{Z_2} + W_{Z_2} & \text{for floating breakwater I} \\ M' \frac{d^2 z_2}{dt^2} = P_{Z_3} + W_{Z_3} & \text{for floating breakwater II} \end{cases} \quad (48)$$

여기서, W_{Z2} , W_{Z3} 는 연직운동에 대한 정수압적 복원력성분으로 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} W_{Z2} = -\rho g(4ab)\zeta_1^* \\ W_{Z3} = -\rho g(4ab)\zeta_2^* \end{cases} \quad (49)$$

따라서, 운동방정식(48)은 식(45), (46), (47) 및 (49)로부터 다음과 같이 정리될 수 있을 것이다.

for floating breakwater I

$$\begin{cases} i \sum_{j=1}^L \sum_{p=1}^M [\bar{C}_{pj} \varphi_0(j) - C_{pj} \bar{\varphi}_0(j) \\ + \sum_{s=1}^{\infty} \{ \bar{D}_{pj} \varphi_s(j) - D_{pj} \bar{\varphi}_s(j) \}] \frac{\Delta \alpha_p}{h^2} \\ + \left[8 \frac{\rho'}{\rho} \frac{ab}{h^2} \frac{\sigma^2 h_f}{g} - \frac{\sigma^2 h}{q} \frac{g}{g} \left\{ \frac{b \{ (c+2a)^3 - c^3 + 2ab^2 \}}{3q^2 h^4} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4ab}{h^2} \right\} - \frac{8ab}{h^2} \right] \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0 \end{cases} \quad (50)$$

for floating breakwater II

$$\begin{cases} i \sum_{j=1}^L \sum_{q=1}^M [\bar{E}_{qj} \psi_0(j) - E_{qj} \bar{\psi}_0(j) \\ + \sum_{v=1}^{\infty} \{ \bar{F}_{qj} \psi_v(j) - F_{qj} \bar{\psi}_v(j) \}] \frac{\Delta \alpha_q}{h^2} \\ + \left[8 \frac{\rho'}{\rho} \frac{ab}{h^2} \frac{\sigma^2 h_f}{g} - \frac{\sigma^2 h}{q} \frac{g}{g} \left\{ \frac{b \{ (c+2a)^3 - c^3 + 2ab^2 \}}{3q^2 h^4} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4ab}{h^2} \right\} - \frac{8ab}{h^2} \right] \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} = 0 \end{cases} \quad (51)$$

2.6 D, D_1, D_2 에 있어서 연속조건

부채측면에서는 식(3)에 나타낸 운동학적인 경계조건이 성립하고, 또한 외역 I 과 내역 II, III 의 유체운동에 대해서는 경계 D, D_1, D_2 에 있어서 동역학적인 연속성, 즉 질량프럭스와 에너지프럭스의 연속이 성립되지 않으면 안된다. 따라서, 다음의 조건식이 성립된다.

부방과제 I에 대해서

$$\frac{\partial \phi_1(\xi, \eta, z)}{\partial \nu} = \begin{cases} 0 & (-qh \leq z \leq 0) \\ = \frac{\partial \phi_2(\xi_1, \eta_1, z)}{\partial \nu} & (-h \leq z \leq -qh) \end{cases} \quad (52)$$

$$\phi_1(\xi, \eta, z) = \phi_2(\xi_1, \eta_2, z) \quad (-h \leq z \leq -qh) \quad (53)$$

부방과제 II에 대해서

$$\frac{\partial \phi_1(\xi, \eta, z)}{\partial \nu} = \begin{cases} 0 & (-qh \leq z \leq 0) \\ = \frac{\partial \phi_3(\xi_2, \eta_2, z)}{\partial \nu} & (-h \leq z \leq -qh) \end{cases} \quad (54)$$

$$\phi_1(\xi, \eta, z) = \phi_3(\xi_2, \eta_2, z) \quad (-h \leq z \leq -qh) \quad (55)$$

위의 관계식에 식(3)의 운동학적인 경계조건식, 식(8), (11), (12)의 속도포텐셜 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 을 대입하고 함수계 $\cosh k(z+qh), \cos k_n(z+h)$ 가 $-h \leq z \leq 0$ 에서 직교함수계를 이루고, $\bar{\cos} s(z+qh), \bar{\cos} v(z+qh)$ 가 각각 $-h \leq z \leq -qh$ 에서 자기직교함수계를 이룬다는 고유함수의 특성을 이용하여 다음에서 제시되는 구성방정식을 유도한다.

2.6.1 부방파제 I에 대해서

[1] $x = c + 2a$ 에서

이의 경우에는 ν 의 방향과 x 의 방향이 동일하므로 식(52)은 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial f_0}{\partial \nu} + \frac{\partial f_1}{\partial \nu} \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial f_2^{(n)}}{\partial \nu} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ & = \begin{cases} \cdot 0, & -qh \leq z \leq 0 \\ \cdot \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\frac{\partial \varphi_0}{\partial \nu} + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\partial \varphi_s}{\partial \nu} \cos s(z+qh) \right. \\ \quad \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{c+2a}{h^2} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \right], & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (56)$$

식(56)에 $\cosh k(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\varphi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & - i \frac{c+2a}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (57)$$

여기서, $\lambda_0 = kh$, $N_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_0}{\sinh 2\lambda_0} \right)$, $\bar{\lambda}_0 = kh \bar{q}$.

식(56)에 $\cos k_n(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\varphi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & + i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{c+2a}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0, \quad n=1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (58)$$

여기서, $\lambda_n = k_n h$, $N_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_n}{\sin 2\lambda_n} \right)$, $\bar{\lambda}_n = k_n h \bar{q}$.

[2] $x=c$ 에서

이의 경우는 ν 의 방향과 x 방향은 서로 반대방향이므로 식(40)은 다음과 같이 표기된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial f_0}{\partial \nu} + \frac{\partial f_1}{\partial \nu} \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial f_2^{(n)}}{\partial \nu} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ & = \begin{cases} \cdot 0, & -qh \leq z \leq 0 \\ \cdot \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\frac{\partial \varphi_0}{\partial \nu} + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\partial \varphi_s}{\partial \nu} \cos \bar{s}(z+qh) \right. \\ \left. - i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{c}{h^2} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \right], & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (59)$$

[1]의 경우와 동일한 계산과정을 수행하면 다음과 같이 주어진다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\varphi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & + i \frac{c}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (60)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\varphi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & - i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{c}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0, \quad n=1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (61)$$

[3] $y = +b$ 에서

ν 의 방향과 y 의 방향이 동일하므로 식(52)은 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial f_0}{\partial \nu} + \frac{\partial f_1}{\partial \nu} \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial f_2^{(n)}}{\partial \nu} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ & = \begin{cases} \cdot 0, & -qh \leq z \leq 0 \\ \cdot \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\frac{\partial \varphi_0}{\partial \nu} + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\partial \varphi_s}{\partial \nu} \cos \bar{s}(z+qh) \right. \\ \quad \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{b}{h^2} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \right], & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (62)$$

위의 식(62)에 $\cosh k(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\varphi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & - i \frac{b}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (63)$$

식(62)에 $\cos k_n(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\varphi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & + i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{b}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0, \quad n=1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (64)$$

[4] $y = -b$ 에서

이의 경우는 ν 의 방향이 $-y$ 방향과 동일하므로 [3]의 경우와 동일하게 수행하여 다음의 결과식을 얻을 수 있다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\varphi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & - i \frac{b}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (65)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\varphi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\varphi}_s(j) \\ & + i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{b}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} = 0, \quad n=1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (66)$$

다음으로 압력의 연속조건식(53)으로부터 다음의 관계를 얻는다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\bar{\zeta}_0}{\sigma} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \\ = & \left\{ \begin{aligned} & \frac{g\bar{\zeta}_0}{\sigma} \left[\varphi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \cos \bar{s}(z+qh) \right. \\ & \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\bar{\zeta}_1^*}{\bar{\zeta}_0} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{x^2+y^2}{h^2} \right) - \left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right\} \right], \quad -h \leq z \leq -qh \end{aligned} \right. \end{aligned} \right. \quad (67)$$

위의 식(67)을 그대로 주어진 z 구간에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 계산된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\bar{\lambda}_0 \cosh \lambda_0} (f_0(j) + f_1(j)) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} f_2^{(n)}(j) \\ & - \varphi_0(j) - i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{(\bar{\xi}_j^{(1)})^2 + (\eta_j^{(1)})^2}{h^2} \right) - \frac{\bar{q}^2}{3} \right\} \frac{\bar{\zeta}_1^*}{\bar{\zeta}_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (68)$$

식(67)에 $\cos \bar{s}(z+qh)$ 를 곱하고 주어진 z 영역에 대해서 적분하면 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\bar{\lambda}_0 \cosh \lambda_0} \frac{1}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_0)^2} (f_0(j) + f_1(j)) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} \frac{1}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} f_2^{(n)}(j) \\ & - \frac{1}{2} \varphi_s(j) + i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\bar{q}}{(s\pi)^2} \frac{\bar{\zeta}_1^*}{\bar{\zeta}_0} = 0, \quad s = 1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (69)$$

2.6.2 부방파제 II에 대해서

[1] $x = -c$ 에서

이의 경우에는 ν 의 방향과 x 의 방향이 동일하므로 식(54)는 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\xi_0}{\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial f_0}{\partial \nu} + \frac{\partial f_1}{\partial \nu} \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial f_2^{(n)}}{\partial \nu} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ & = \begin{cases} \cdot 0, & -qh \leq z \leq 0 \\ \cdot \frac{g\xi_0}{\sigma} \left[\frac{\partial \psi_0}{\partial \nu} + \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\partial \psi_v}{\partial \nu} \cos \bar{v}(z+qh) \right. \\ \left. - i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{c}{h^2} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} \right], & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (70)$$

식(70)에 $\cosh k(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\psi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (v\pi/\lambda_0)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ & + i \frac{c}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (71)$$

식(70)에 $\cos k_n(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\psi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (v\pi/\lambda_n)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ & - i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{c}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (72)$$

[2] $x = -c - 2a$ 에서

이의 경우는 ν 의 방향과 x 방향은 서로 반대방향이므로 식(54)는 다음과 같이 표기된다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{g\xi_0}{\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial f_0}{\partial \nu} + \frac{\partial f_1}{\partial \nu} \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial f_2^{(n)}}{\partial \nu} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ \\ = \left\{ \begin{array}{l} \cdot 0, \quad -qh \leq z \leq 0 \\ \\ \cdot \frac{g\xi_0}{\sigma} \left[\frac{\partial \psi_0}{\partial \nu} + \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\partial \psi_v}{\partial \nu} \cos \bar{\nu}(z+qh) \right. \\ \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{c+2a}{h^2} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} \right], \quad -h \leq z \leq -qh \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (73)$$

[1]의 경우와 동일한 계산과정을 수행하면 다음과 같이 주어진다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\psi}_0(j) \\ \\ - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (v\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ \\ - i \frac{c+2a}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0 \end{array} \right. \quad (74)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\psi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (v\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ \\ + i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{c+2a}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \infty \end{array} \right. \quad (75)$$

[3] $y = +b$ 에서

ν 의 방향과 y 의 방향이 동일하므로 식(54)는 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\xi_0}{\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial f_0}{\partial \nu} + \frac{\partial f_1}{\partial \nu} \right) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial f_2^{(n)}}{\partial \nu} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right\} \\ & = \begin{cases} \cdot 0, & -qh \leq z \leq 0 \\ \cdot \frac{g\xi_0}{\sigma} \left[\frac{\partial \psi_0}{\partial \nu} + \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\partial \psi_v}{\partial \nu} \cos \bar{\nu}(z+qh) \right. \\ \quad \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{b}{h^2} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} \right], & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (76)$$

위의 식(76)에 $\cosh k(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\psi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (v\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ & - i \frac{b}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (77)$$

식(76)에 $\cos k_n(z+h)$ 를 곱하고 $-h \leq z \leq 0$ 에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 정리된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\psi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (v\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ & + i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{b}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0, \quad n=1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (78)$$

[4] $y = -b$ 에서

이의 경우는 ν 의 방향이 $-y$ 방향과 동일하므로 [3]의 경우와 동일하게 수행하여 다음의 결과식을 얻을 수 있다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_0(j) + \bar{f}_1(j) - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \bar{\psi}_0(j) \\ & - \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (v\pi/\bar{\lambda}_0)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ & - i \frac{b}{h} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{2qN_0 \cosh \lambda_0} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (79)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)}(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \bar{\psi}_0(j) - \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{1 - (v\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \bar{\psi}_v(j) \\ & + i \frac{\lambda_n}{2q\lambda_0 N_n} \frac{b}{h} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (80)$$

다음으로 압력의 연속조건식(55)로부터 다음의 관계를 얻는다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \\ & = \left\{ \begin{aligned} & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\psi_0(x, y) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(x, y) \cos \bar{v}(z+qh) \right. \\ & \left. + i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{x^2 + y^2}{h^2} \right) - \left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right\} \right], \quad -h \leq z \leq -qh \end{aligned} \right. \end{aligned} \right. \quad (81)$$

위의 식(81)을 그대로 주어진 z 구간에 대해서 적분을 수행하면 다음과 같이 계산된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\bar{\lambda}_0 \cosh \lambda_0} (f_0(j) + f_1(j)) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} f_2^{(n)}(j) \\ & - \psi_0(j) - i \frac{1}{2q} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{(\xi_j^{(2)})^2 + (\eta_j^{(2)})^2}{h^2} \right) - \frac{\bar{q}^2}{3} \right\} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0 \end{aligned} \right. \quad (82)$$

식(81)에 $\cos \bar{v}(z + qh)$ 를 곱하고 주어진 z 영역에 대해서 적분하면 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\bar{\lambda}_0 \cosh \lambda_0} \frac{1}{1 + (v\pi/\bar{\lambda}_0)^2} (f_0(j) + f_1(j)) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} \frac{1}{1 - (v\pi/\bar{\lambda}_n)^2} f_2^{(n)}(j) \\ & - \frac{1}{2} \psi_v(j) + i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\bar{q}}{(v\pi)^2} \frac{\xi_2^*}{\xi_0} = 0, \quad v=1, 2, 3, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (83)$$

2.7 제량의 결정

$f_0(j)$, $\bar{f}_0(j)$ 는 다음의 식과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} f_0(j) &= -i \exp \{ -i(k\xi_j \cos \omega + k\eta_j \sin \omega) \} \\ \bar{f}_0(j) &= \frac{\partial f_0(j)}{k \partial \nu} \\ &= \frac{\Delta \xi_j \sin \omega - \Delta \eta_j \cos \omega}{\Delta s_j} \exp \{ -i(k\xi_j \cos \omega + k\eta_j \sin \omega) \} \\ \Delta \xi_j &= \frac{\xi_{j+1} - \xi_{j-1}}{2} \\ \Delta \eta_j &= \frac{\eta_{j+1} - \eta_{j-1}}{2} \\ \Delta s_j &= \sqrt{\Delta \xi_j^2 + \Delta \eta_j^2} \end{aligned} \right. \quad (84)$$

이상으로부터 미지수의 수는 경계면 D 를 N 개, D_1 과 D_2 를 각각 L 개의 절점으로 나누면 f_1 에서 N 개, \bar{f}_1 에서 N 개, $f_2^{(n)}$ 에서 $N \times n$ 개, $\bar{f}_2^{(n)}$ 에서 $N \times n$ 개, φ_0 에서 L 개, $\bar{\varphi}_0$ 에서 L 개, φ_s 에서 $L \times s$ 개, $\bar{\varphi}_s$ 에서 $L \times s$ 개, ψ_0 에서 L 개, $\bar{\psi}_0$ 에서 L 개, ψ_v 에서 $L \times v$ 개, $\bar{\psi}_v$ 에서 $L \times v$ 개, ξ_1^* 에서 1개, ξ_2^* 에서 1개로 되어 총 $4N + 4L + 2\{Nm + L(s + v)\} + 2$ 로 되고, 방정식의 수는 식(33)에서 $N \times (1 + n)$ 개, 식(34)에서 $L \times (1 + s)$ 개, 식(35)에서 $L \times (1 + v)$ 개, 식(50)에서 1개, 식(51)에서 1개, 식(57), (60), (63), (65), (71), (74), (77), (79)에서 N 개, 식(58), (61), (64), (66), (72), (75), (78), (80)에서 $N \times n$ 개, (68)에서 L 개, 식(69)에서 $L \times s$ 개, 식(82)에서 L 개, 식(83)에서 $L \times v$ 개, 식(84)에서 $2N$ 개로 총 $4N + 4L + 2\{Nm + L(s + v)\} + 2$ 로 되므로 이로부터 구성되는 대수연립방정식을 해석함으로써 전 미지수는 산정될 수 있다. 여기서, f_0, \bar{f}_0 는 식(84)과 같이 기지로 주어진다.

수치계산에서 식(26)-(31) 등의 산정은 다음과 같이 수행된다.

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{ij} = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij})k\Delta s_j \\ A_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{k\Delta s_i}{4} - i\frac{\pi}{2} \right) k\Delta s_i \\ \bar{A}_{ij} = \frac{i}{2} H_1^{(1)}(kR_{ij}) \left(\frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} k\Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} k\Delta \xi_j \right) \\ \bar{A}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (85)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij})k\Delta s_j \\ B_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{k_n \Delta s_i}{4} \right) k\Delta s_i \\ \bar{B}_{ij} = \frac{1}{\pi} K_1(k_n R_{ij}) \left(\frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} k_n \Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} k_n \Delta \xi_j \right) \\ \bar{B}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (86)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{ij} = \frac{1}{\pi} \log(kR_{ij}^{(1)}) k\Delta s_j^{(1)} \\ C_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\log \frac{k\Delta s_i^{(1)}}{2} - 1 \right) k\Delta s_i^{(1)} \\ \bar{C}_{ij} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{kR_{ij}^{(1)}} \left(\frac{\xi_i^{(1)} - \xi_j^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} k\Delta \eta_j^{(1)} - \frac{\eta_j^{(1)} - \eta_i^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} k\Delta \xi_j^{(1)} \right) \\ \bar{C}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (87)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{s}R_{ij}^{(1)}) k\Delta s_j^{(1)} \\ D_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{\bar{s}\Delta s_i^{(1)}}{4} \right) k\Delta s_i^{(1)} \\ \bar{D}_{ij} = \frac{1}{\pi} K_1(\bar{s}R_{ij}^{(1)}) \left(\frac{\xi_i^{(1)} - \xi_j^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} \bar{s}\Delta \eta_j^{(1)} - \frac{\eta_j^{(1)} - \eta_i^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} \bar{s}\Delta \xi_j^{(1)} \right) \\ \bar{D}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (88)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{ij} = \frac{1}{\pi} \log(kR_{ij}^{(2)}) k\Delta s_j^{(2)} \\ E_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\log \frac{k\Delta s_i^{(2)}}{2} - 1 \right) k\Delta s_i^{(2)} \\ \bar{E}_{ij} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{kR_{ij}^{(2)}} \left(\frac{\xi_i^{(2)} - \xi_j^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} k\Delta \eta_j^{(2)} - \frac{\eta_j^{(2)} - \eta_i^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} k\Delta \xi_j^{(2)} \right) \\ \bar{E}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (89)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{v}R_{ij}^{(2)}) k\Delta s_j^{(2)} \\ F_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{\bar{v}\Delta s_i^{(2)}}{4} \right) k\Delta s_i^{(2)} \\ \bar{F}_{ij} = \frac{1}{\pi} K_1(\bar{v}R_{ij}^{(2)}) \left(\frac{\xi_i^{(2)} - \xi_j^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} \bar{v}\Delta \eta_j^{(2)} - \frac{\eta_j^{(2)} - \eta_i^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} \bar{v}\Delta \xi_j^{(2)} \right) \\ \bar{F}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (90)$$

$$\begin{cases} \Delta\xi_j^{(1)} = \frac{\xi_{j+1}^{(1)} - \xi_{j-1}^{(1)}}{2} \\ \Delta\eta_j^{(1)} = \frac{\eta_{j+1}^{(1)} - \eta_{j-1}^{(1)}}{2} \\ \Delta s_j^{(1)} = \sqrt{(\Delta\xi_j^{(1)})^2 + (\Delta\eta_j^{(1)})^2} \end{cases} \quad (91)$$

$$\begin{cases} \Delta\xi_j^{(2)} = \frac{\xi_{j+1}^{(2)} - \xi_{j-1}^{(2)}}{2} \\ \Delta\eta_j^{(2)} = \frac{\eta_{j+1}^{(2)} - \eta_{j-1}^{(2)}}{2} \\ \Delta s_j^{(2)} = \sqrt{(\Delta\xi_j^{(2)})^2 + (\Delta\eta_j^{(2)})^2} \end{cases} \quad (92)$$

또한, 외역의 임의점 (x, y) 에 있어서 파의 진폭과 입사파의 진폭의 비 K_d 는 다음의 식으로 표현된다.

$$K_d = \left| f_0(x, y) + f_1(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \right| \quad (93)$$

3. 수치해석의 결과

3.1 수치해석의 조건

본 연구의 수치해석에서 적용한 수심, 주기, 입사파향각, 부방파제의 밀도 및 치수는 다음의 표와 같다.

표-1 수치계산의 Case

구분	크기
$h(cm)$	60
$a(cm)$	180
$b(cm)$	20, 30, 40
$c(cm)$	10, 20, 30
$h_f(cm)$	30
$\theta(^{\circ})$	90, 60, 45
$T(sec)$	0.8, 1.0, 1.2
ρ'/ρ	0.9, 0.7, 0.5

위의 표에서 흘수심 qh 는 ρ'/ρ 의 값으로부터 알 수 있으며, 실제적으로는 $qh = h_f \times \rho'/\rho$ 로 표현된다.

3.2 수치해석의 결과

3.2.1 파랑변형

(a) 흘수심의 변화

그림3-1(a),(b),(c)는 흘수심이 각각 $qh = 27cm, 21cm, 15cm$ 인 경우에 있어서 회절계수(입사파고에 대한 무차원파고분포)의 공간분포를 나타낸 결과이다. 모든 그림에서 부방파제에 의한 입사파의 반사로 인한 부분중복파의 형성을 볼 수 있으며, 이는 부방파제의 바로 前面에서 가장 명확하게 나타나고 부방파제에서 멀어질수록(y

축의 正의 방향으로) 파랑에너지의 수평분산(회절현상)에 의해 좌우로 확산된다. 따라서, 부방과제로부터 멀어질수록 무차원파고는 node에서 작아지고 anti-node에서 크져 입사파고에 근접하여 가는 현상을 확인할 수 있다. 여기서, 흘수심이 깊을수록 부방과제에 의한 반사파의 변화는 크지 않고, 개구부에서 파랑이 더욱 집중되는 현상을 볼 수 있으며, 이로부터 개구부를 통해 배후해역으로 보다 큰 파랑에너지가 전파된다. 이와 같은 현상은 흘수심이 깊을수록 부방과제 저면을 통한 에너지 전달이 작아지고 상대적으로 개구부를 통한 에너지 전달이 많아지기 때문으로 판단된다. 그리고, 부방과제 배후해역에서 정온도를 살펴보면 전술한 바와 같이 반사파의 변화가 작기 때문에 정온도의 차이는 크게 발생하지 않지만 그림3-1(b)의 경우가 본 계산의 범위내에서는 가장 정온도가 좋은 경우에 상당한다. 이로부터 일반적으로 흘수심이 깊은 경우에 부방과제 저면을 통한 파랑에너지가 많이 차단되므로 정온도가 향상될 것으로 여겨지지만, 반대로 개구부로 통한 에너지전달이 상대적으로 커지기 때문에 오히려 정온도가 나빠지는 경우가 있다는 것을 알 수 있다.

부방과제의 설계에 있어서 흘수심은 부방과제의 상부에서 주어지는 하중의 조건 및 부방과제의 재료의 특성에 의해 일반적으로 고정되는 값으로, 부방과제의 계획에서 ballast로 흘수심을 변화시킬 수 있는 범위는 매우 적다. 따라서, 입사파랑조건에 따라 최적의 단면형상을 얻기 위해서는 후술하는 부방과제의 폭과 흘수심을 동시에 고려하여 판단할 필요가 있을 것이다.

(b) 입사주기의 변화

그림3-2(a),(b),(c)는 입사주기가 각각 $T=0.8\text{sec}$, 1.0sec , 1.2sec 인 경우에 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 전체적으로는 전술한 그림3-1과 동일한 공간적인 분포형태를 가지지만 주기가 길어질수록 반사파가 작아지고, 그로부터 부방과제의 前面에서 형성되는 부분중복파의 형성이 작아져 부방과제의 배후해역에서 파고치가 커지는, 즉 정온도가 나빠지는 결과를 초래한다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 결과는 잘 알려져 있는 부방과제의 일반적인 결과로서 주기가 긴 파랑일수록 부방과제의 파랑제어효과가 떨어진다는 것을 3차원해석에 의해서도 확인할 수 있다. 개구부에서 파랑집중현상은 그림3-2(a)와 (b)의 경우가 보다 긴 주기의 그림3-2(c)보다 크다는 것을 확인할 수 있다. 따라서, 그림3-2(c)의 정온도가 다른 경우보다 나쁘다는 것은 개구부를 통한 파랑에너지의 전달이 많다는 것에 기인하는 것이 아니라고 판단된다.

기존의 부방과제의 설계예를 살펴보면 설계과랑의 주기가 대략 5초 전후의 과랑이 대부분을 차지하며, 보다 긴 주기에 대해서는 폰툰이외의 형상으로 한다든지, 아니면 초과장치를 갖춘 부방과제를 도입하는 경우가 많다.

(c) 입사과향각의 변화

그림3-3(a),(b),(c)는 입사과향각을 각각 $\theta=90^\circ$, 60° , 45° 로 변화시킨 경우에 있어서 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 그림으로부터 $\theta=90^\circ$ 인 직각입사의 경우에는 입사과향에 대해서 동일한 각도로 반사파가 형성되므로 무차원과고분포가 y 축에 대해서 좌우 대칭으로 형성되지만, $\theta=60^\circ$, 45° 의 경우에는 입사과랑이 경사지게 우측상방에서 입사하고 부방과제에서 반사파는 동일한 각도로 좌측상방으로 반사되므로 부방과제의 전면에서 부분중복파는 좌측에서 형성될 것이며, 이러한 현상은 입사과향각이 작을수록 보다 좌측으로 이동할 것이다. 따라서, $\theta=60^\circ$ 보다는 $\theta=45^\circ$ 의 경우에 부분중복파의 형성이 좌측으로 쏠려있다는 것을 알 수 있다. 배후역의 과고분포를 살펴보면 입사과향각이 작을수록 우측으로부터 유입되는 입사과랑 에너지가 많기 때문에 상대적인 정온역이 보다 좌측으로 치우쳐 있으며, 그의 범위는 좁아진다는 것을 확인할 수 있을 것이다.

이로부터 부방과제의 배치는 일반적으로 입사과향에 대해서 직각으로 배치하는 것이 과랑제어효과라는 측면에서는 유리할 것으로 판단된다. 그러나, 해역에 따라서 정온해역 위치의 차이 및 해안시설물의 보호 및 선박의 접안능력 등을 고려하여 최적의 배치안을 도출할 필요가 있을 것이며, 이와 같은 부방과제의 배치계획은 부방과제의 설계에 있어서 가장 중요한 문제 중에 하나이다.

(d) 폭의 변화

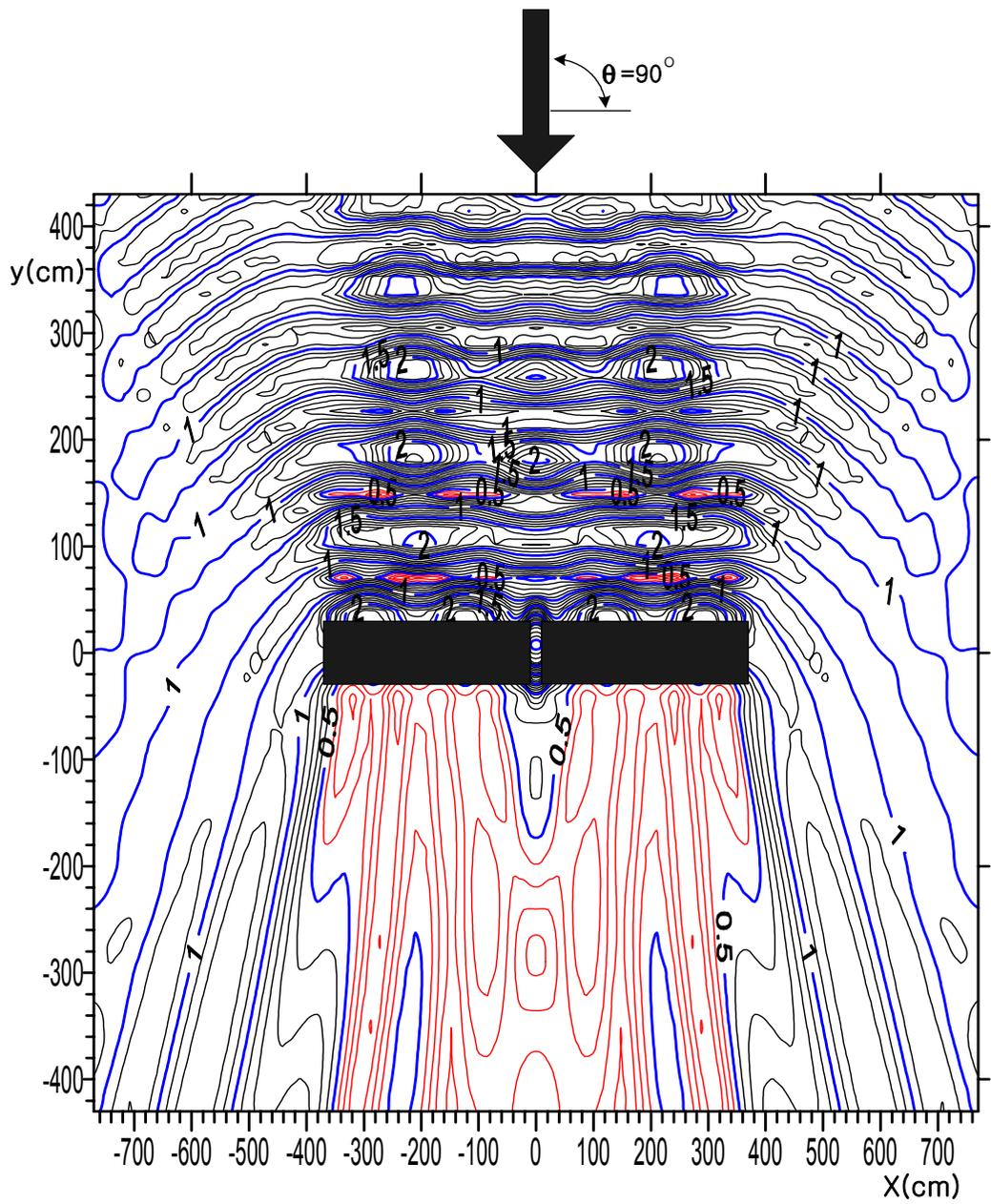
그림3-4(a),(b),(c)는 부방과제의 폭 ($2b$)을 각각 $2b=40cm$, $60cm$, $80cm$ 로 변화시킨 경우에 있어서 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 수치해석결과를 살펴보면 무차원과고분포의 특성으로서 폭이 증가함에 따라 반사특성이 상이함으로서 부방과제의 前面에 형성되는 부분중복파의 양상이 다르다. 본 계산의 범위내에서는 그림3-4(a)의 경우가 반사율이 매우 크고, 개구부를 통한 과랑에너지의 전달이 적어서 배후해역의 정온도가 세 경우 중에 가장 좋은 것으로 나타난다. 여기서, 그림3-4(c)의

경우는 세 경우 중에 부방과제의 폭이 가장 넓은 경우이지만, 반사율이 적고, 또한 개구부에서 높은 파랑이 형성됨에 따라 정온도가 가장 나쁜 것으로 판단된다. 이로부터 정온도의 향상을 위하여 부방과제의 폭만을 넓히는 것은 경우에 따라서는 정온도를 더욱 악화시킬 수 있다는 것을 알 수 있다.

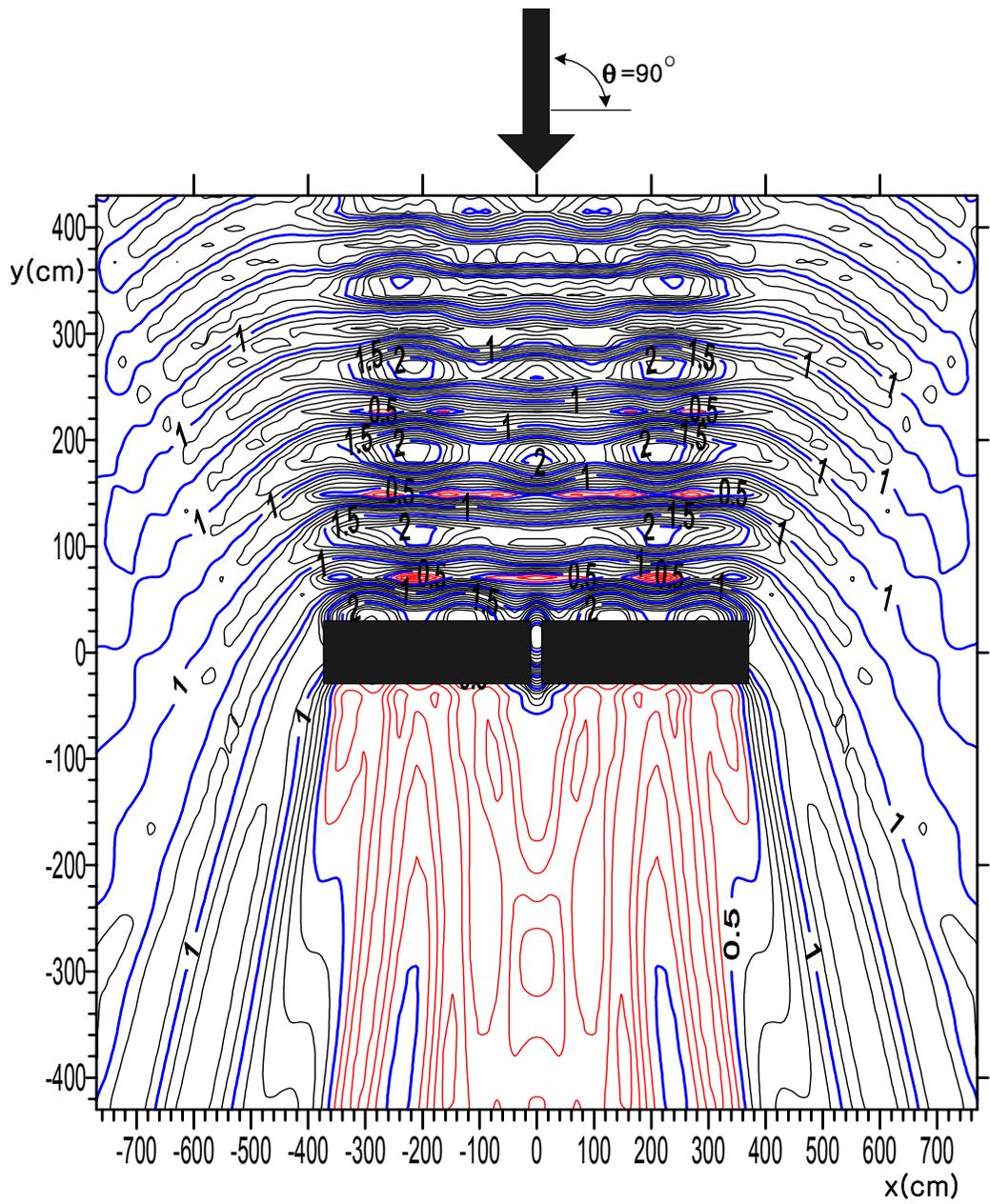
이상과 같이 부방과제의 폭의 변화는 일반적으로 입사파랑의 파장과 깊은 연관을 가지고 있으며, 폭이 넓을수록 파랑제어능력이 탁월하다고는 말할 수 없다. 따라서, 입사파장과 폭과의 관계를 2차원해석으로부터 가장 적절한 폭을 산정한 후에 3차원적인 파랑변형을 검토하는 것이 타당할 것이다. 그리고 부방과제의 설계에서 가장 유의하여야 할 것 중에 하나인 입사파장과 부방과제의 폭과의 관계로부터 발생할 수 있는 공진문제를 검토하여야 하며, 가능하면 공진현상이 발생하지 않도록 설계가 되어야 한다.

(e) 개구폭의 변화

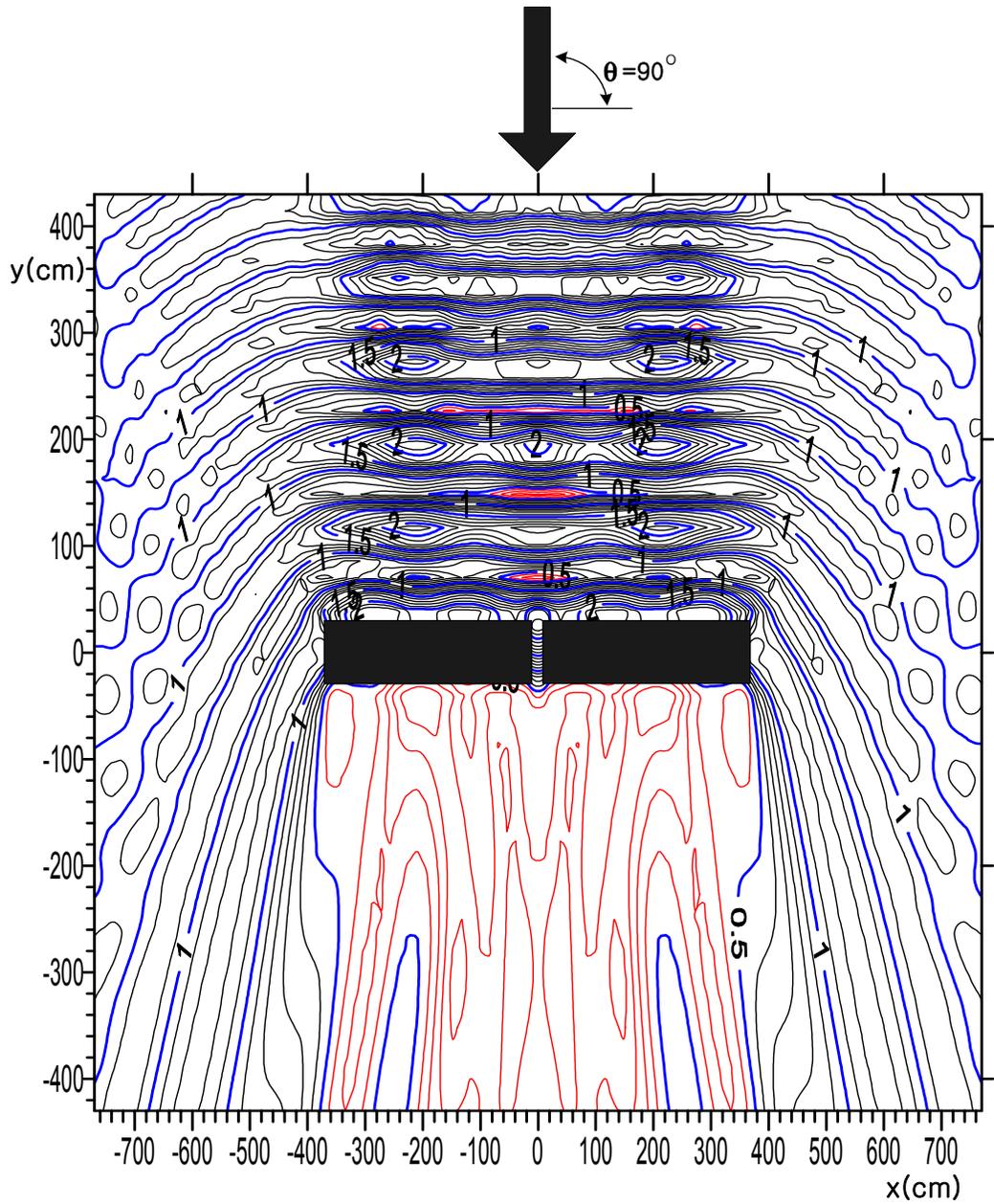
그림3-5(a),(b),(c)는 부방과제의 개구폭 ($2c$)을 각각 $2c = 20cm, 40cm, 60cm$ 로 변화시킨 경우에 있어서 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 주어진 결과로부터 개구폭이 넓을수록 개구부에서 파고의 집중현상이 적어지고, 동시에 부방과제 배후해역으로의 파랑에너지 전달이 많아진다는 것을 알 수 있다. 이러한 개구부를 통한 파랑에너지가 많을수록 충분히 예측할 수 있는 바와 같이 배후역의 정온도가 상대적으로 나빠진다는 것을 알 수 있다. 그리고, 개구폭을 충분히 넓게 한 경우에는 횡방향 1기의 부방과제에 의한 파랑변형의 양상으로 접근한다는 것도 예측할 수 있다. 이상으로부터 가능한 한 개구부의 폭을 줄일 수 있는 것이 정온도의 확보라는 차원에서는 유리하겠지만, 일반적인 3차원부방과제의 경우에는 6모드의 운동이 나타나며, 이로 인하여 인접한 부방과제 끼리의 상호충돌에 의하여 부방과제의 안전성에 문제가 발생할 수도 있으므로, 운동성분을 예측하여 상호충돌이 발생하지 않는 이상의 개구폭을 갖도록 할 필요가 있을 것이다. 그러나, 본 연구와 같은 말뚝계류의 경우에는 연직운동만을 허용하고 다른 운동성분은 구속되어 있으므로 개구폭을 상당히 적게 할 수 있으므로 이로 인한 정온도 향상을 도모할 수 있는 장점이 있다.



(a) $qh = 27 \text{ cm}$



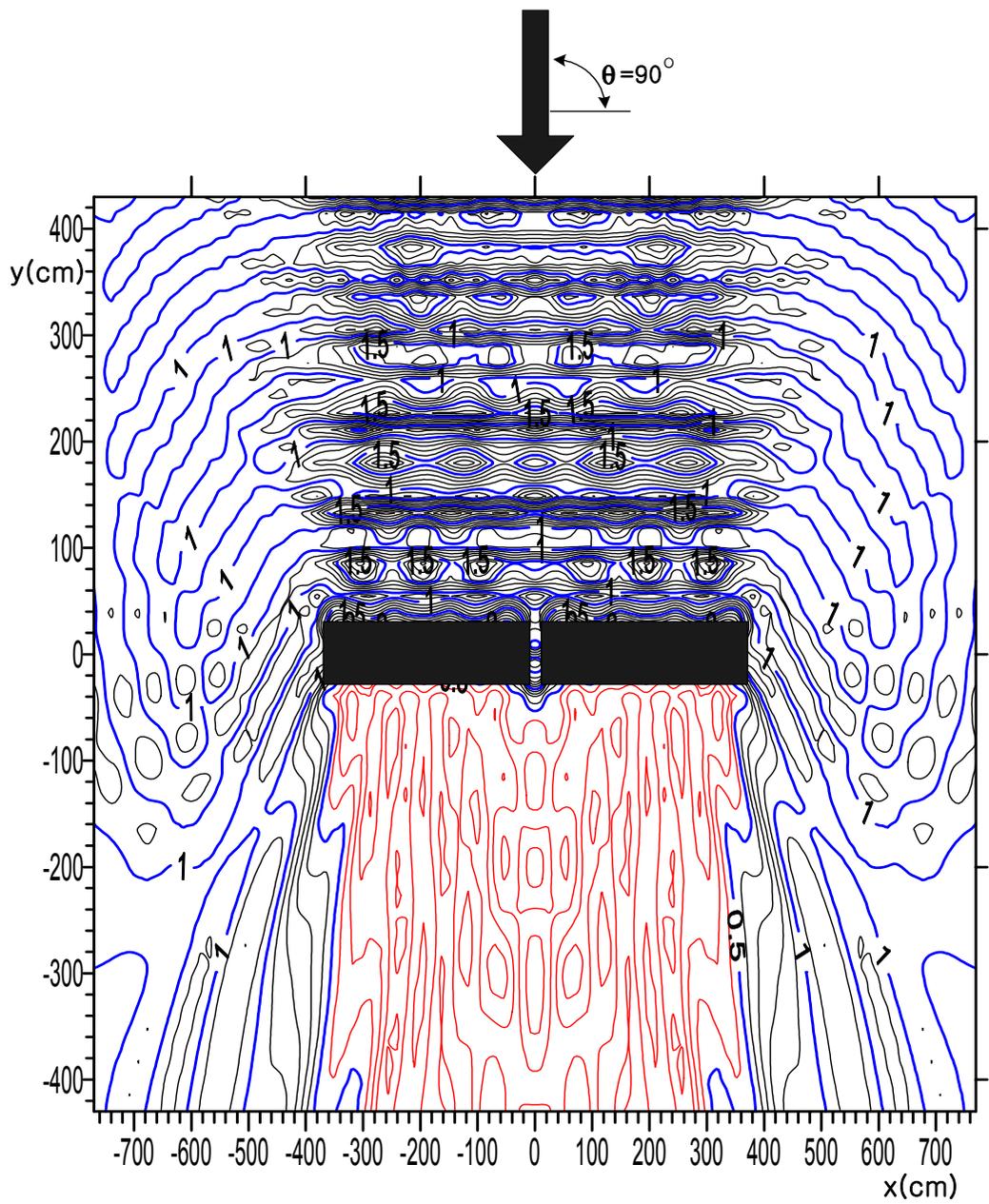
(b) $qh = 21\text{cm}$



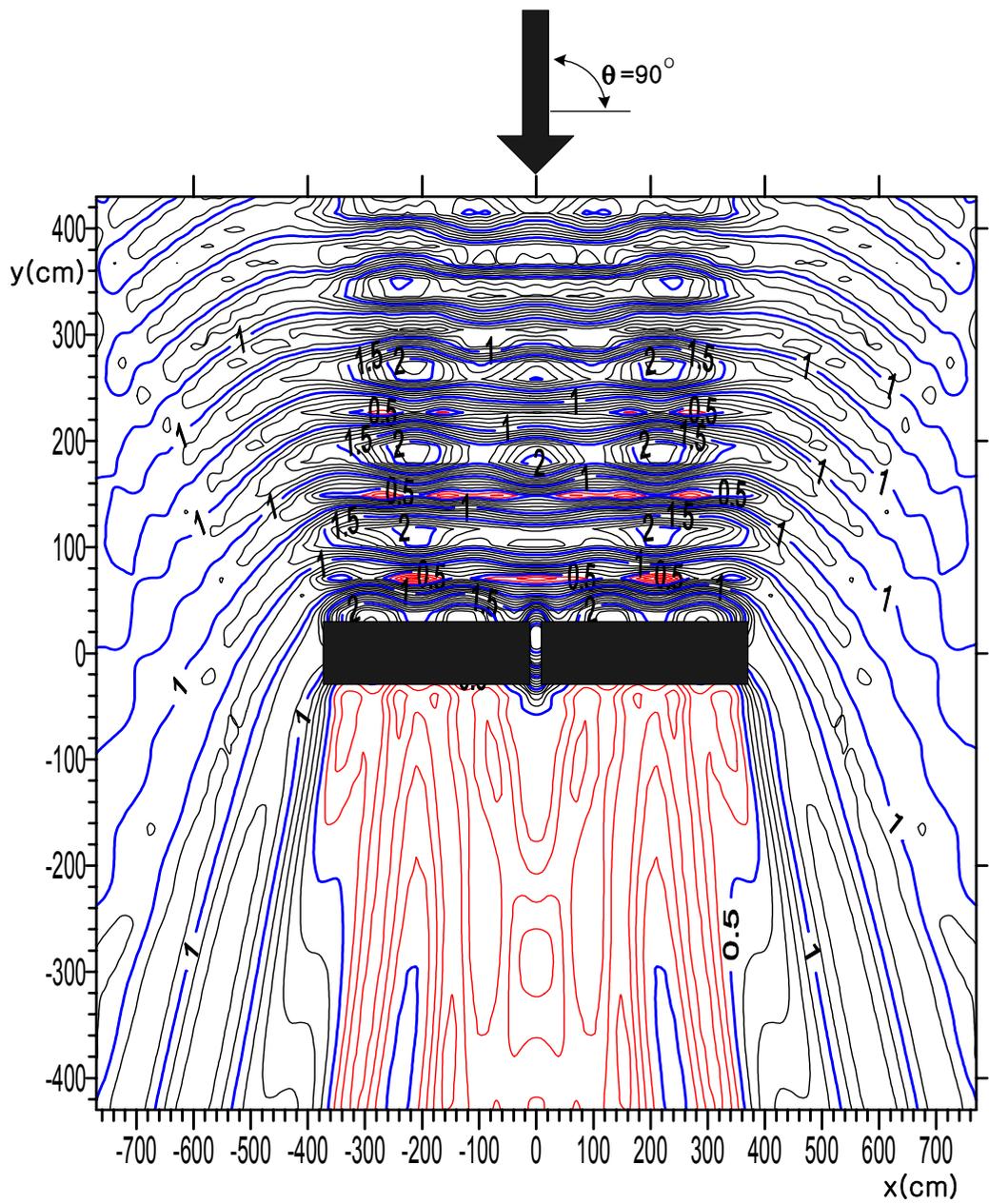
(c) $qh = 15\text{ cm}$

그림3-1 출수심의 변화에 따른 무차원파고분포도

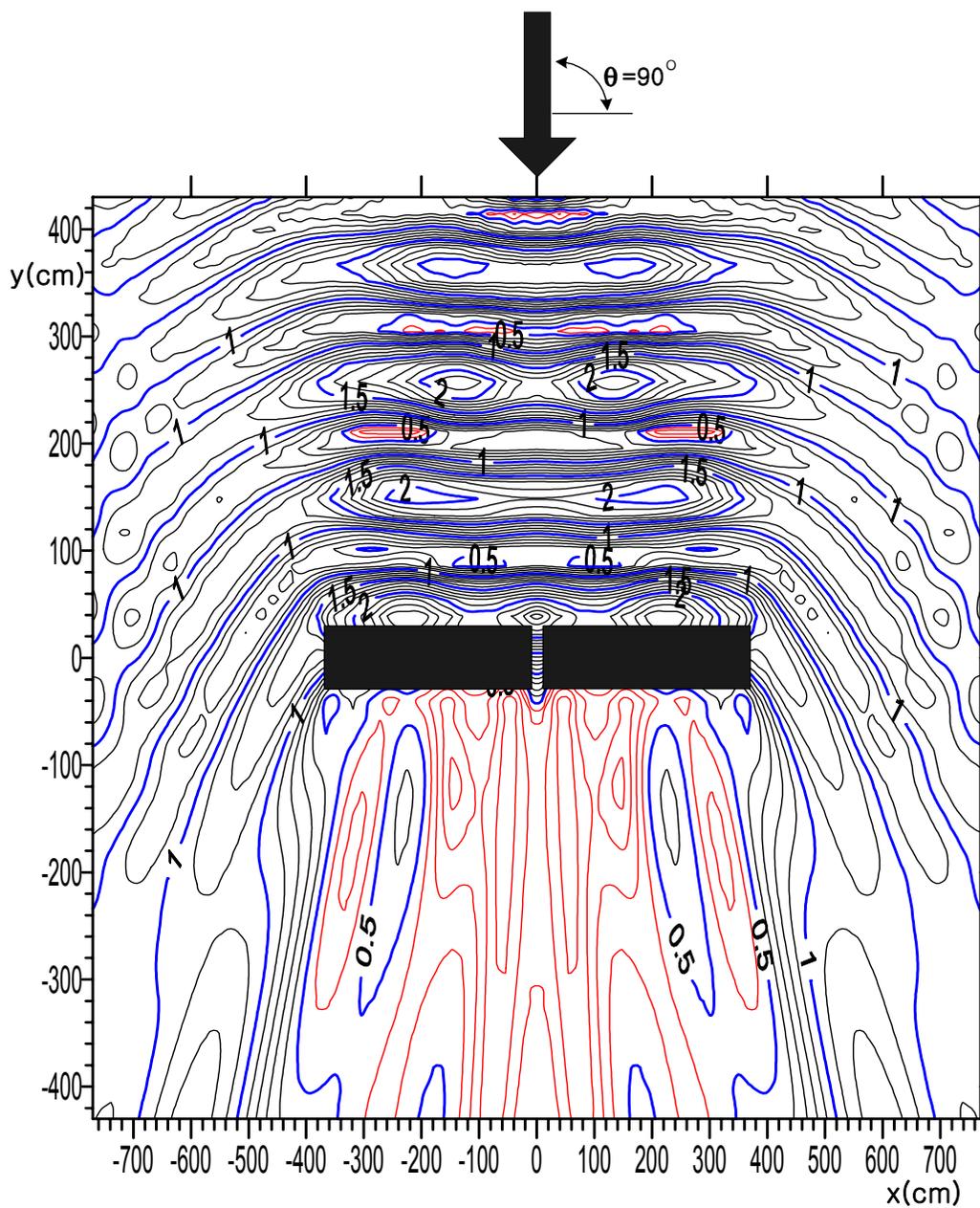
$$\left\{ \begin{array}{l} h = 60\text{ cm}, 2a = 360\text{ cm}, 2b = 60\text{ cm}, 2c = 20\text{ cm}, \\ h_f = 30\text{ cm}, \theta = 90^\circ, T = 1.0\text{ sec} \end{array} \right\}$$



(a) $T = 0.8 \text{ sec}$



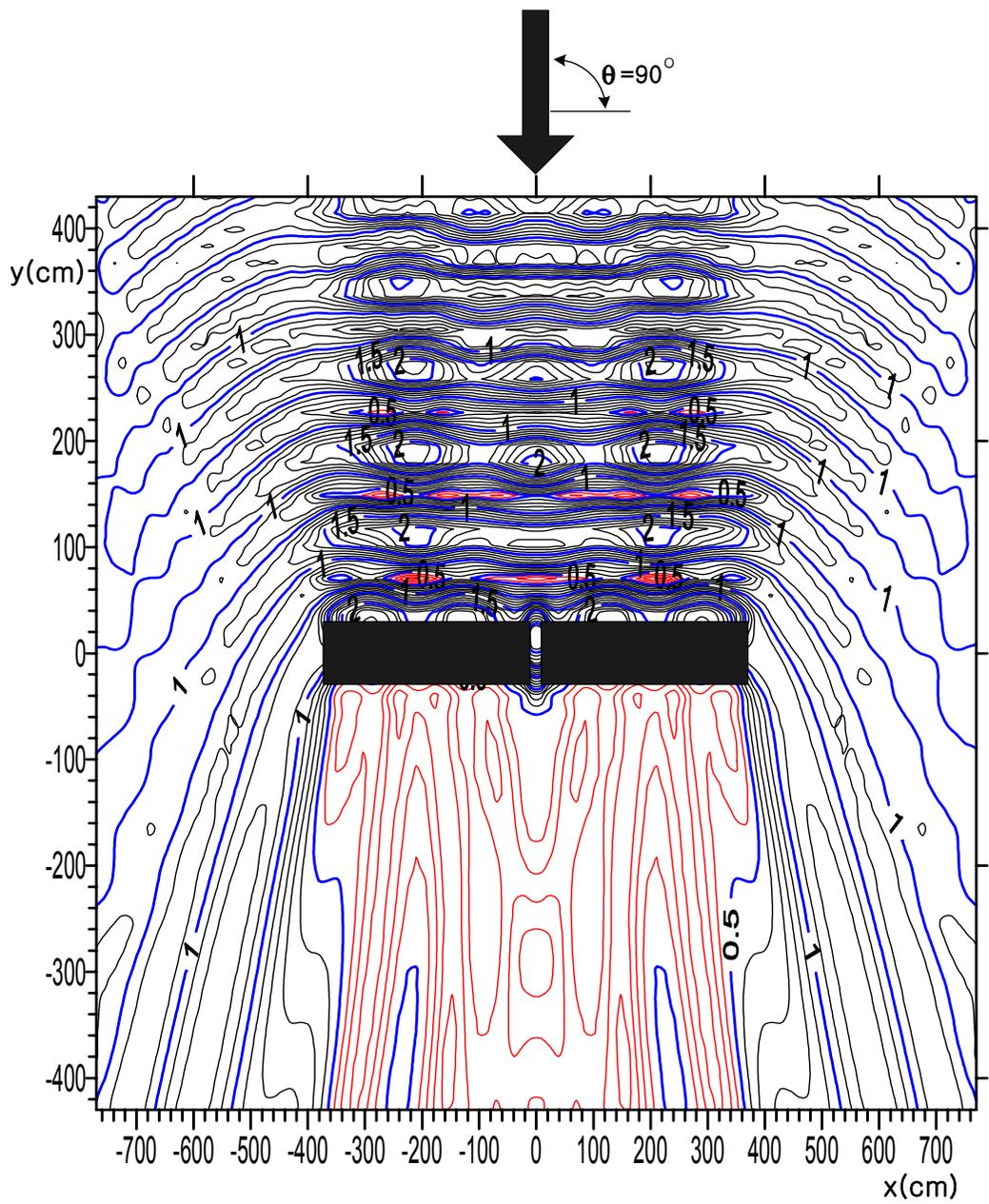
(b) $T = 1.0 \text{ sec}$



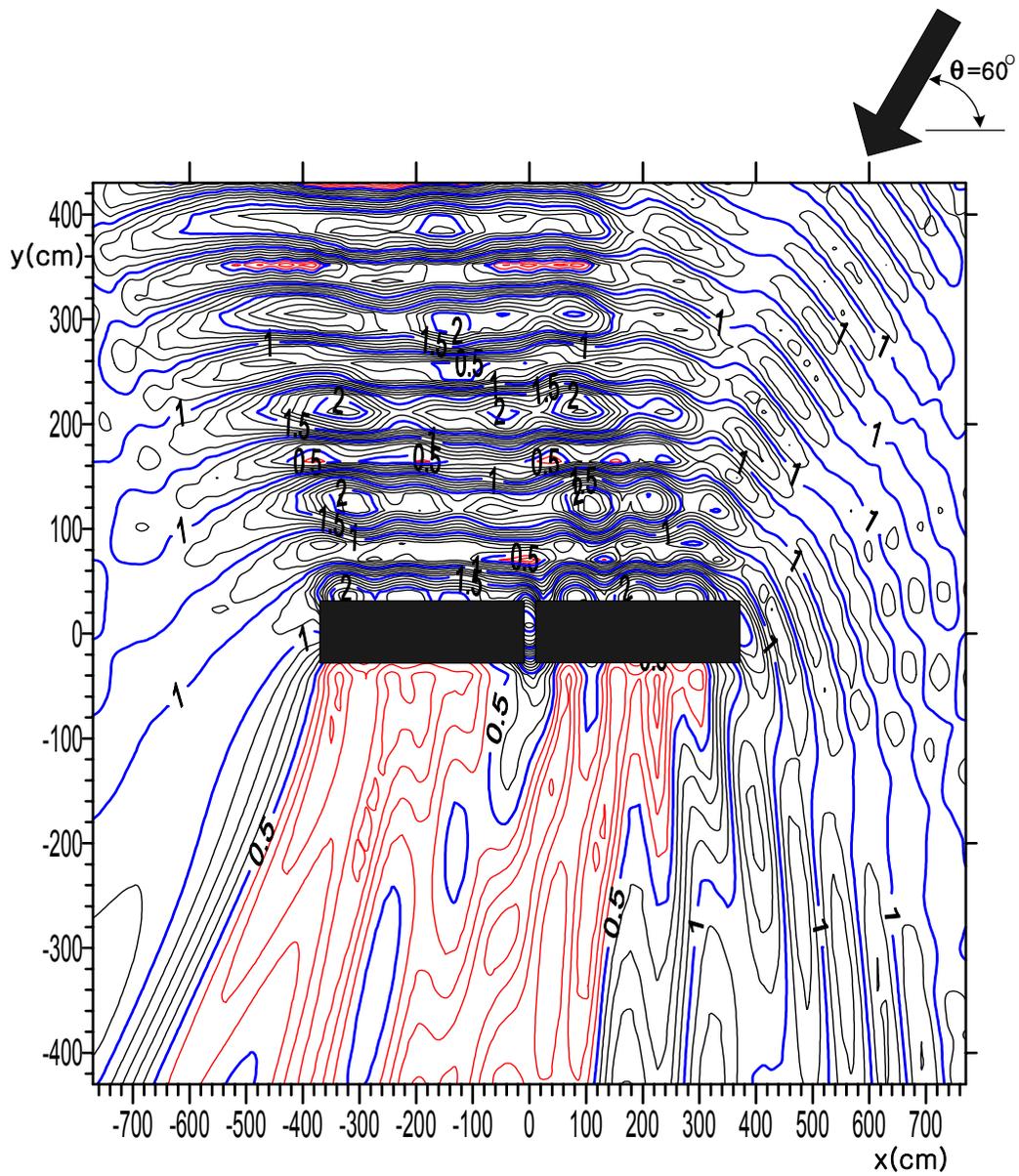
(c) $T = 1.2 \text{ sec}$

그림3-2 입사주기의 변화에 따른 무차원파고분포도

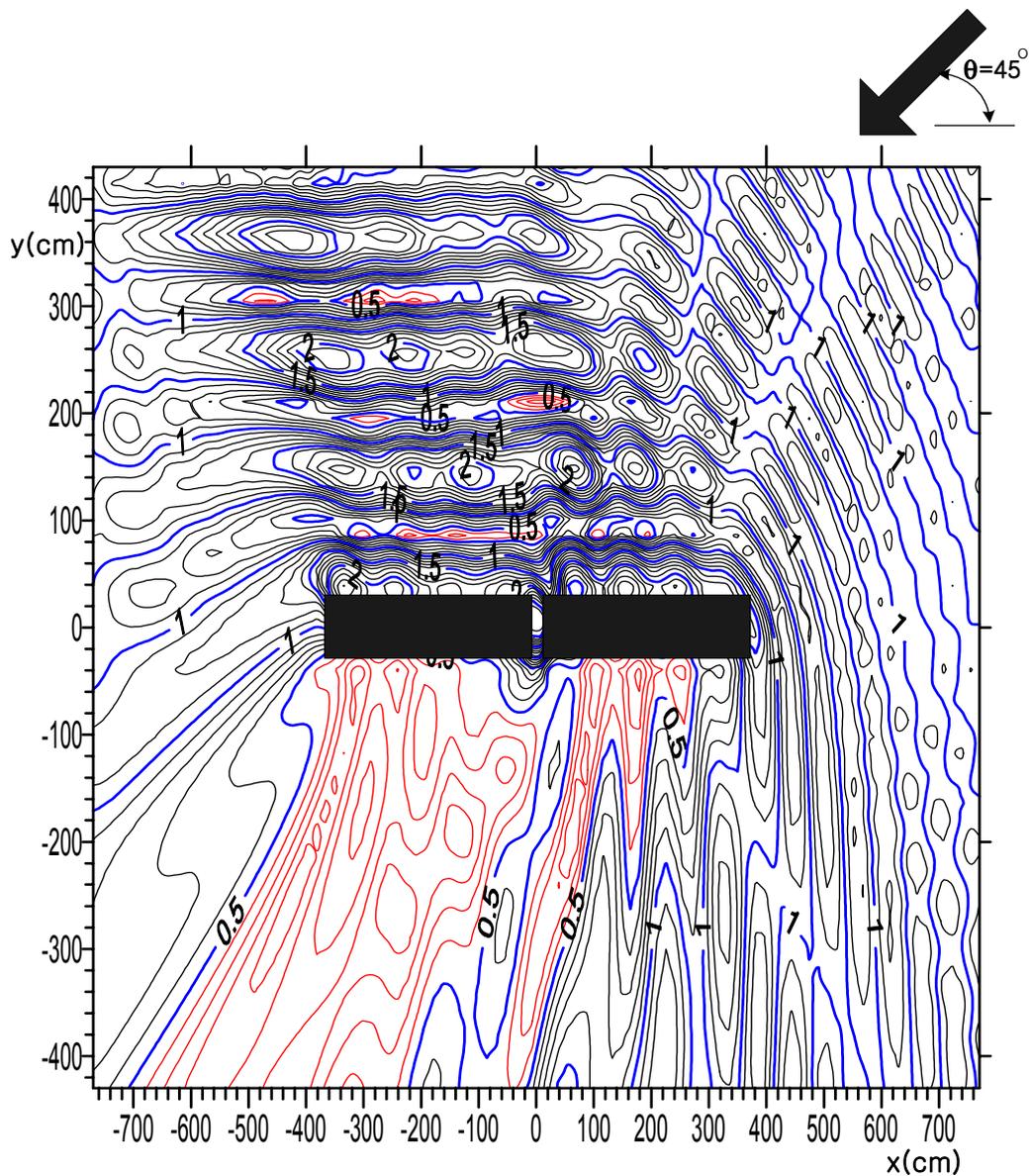
$$\left\{ \begin{array}{l} h = 60 \text{ cm}, \quad 2a = 360 \text{ cm}, \quad 2b = 60 \text{ cm}, \quad 2c = 20 \text{ cm}, \\ h_f = 30 \text{ cm}, \quad \theta = 90^\circ, \quad qh = 21 \text{ cm} \end{array} \right\}$$



(a) $\theta = 90^\circ$



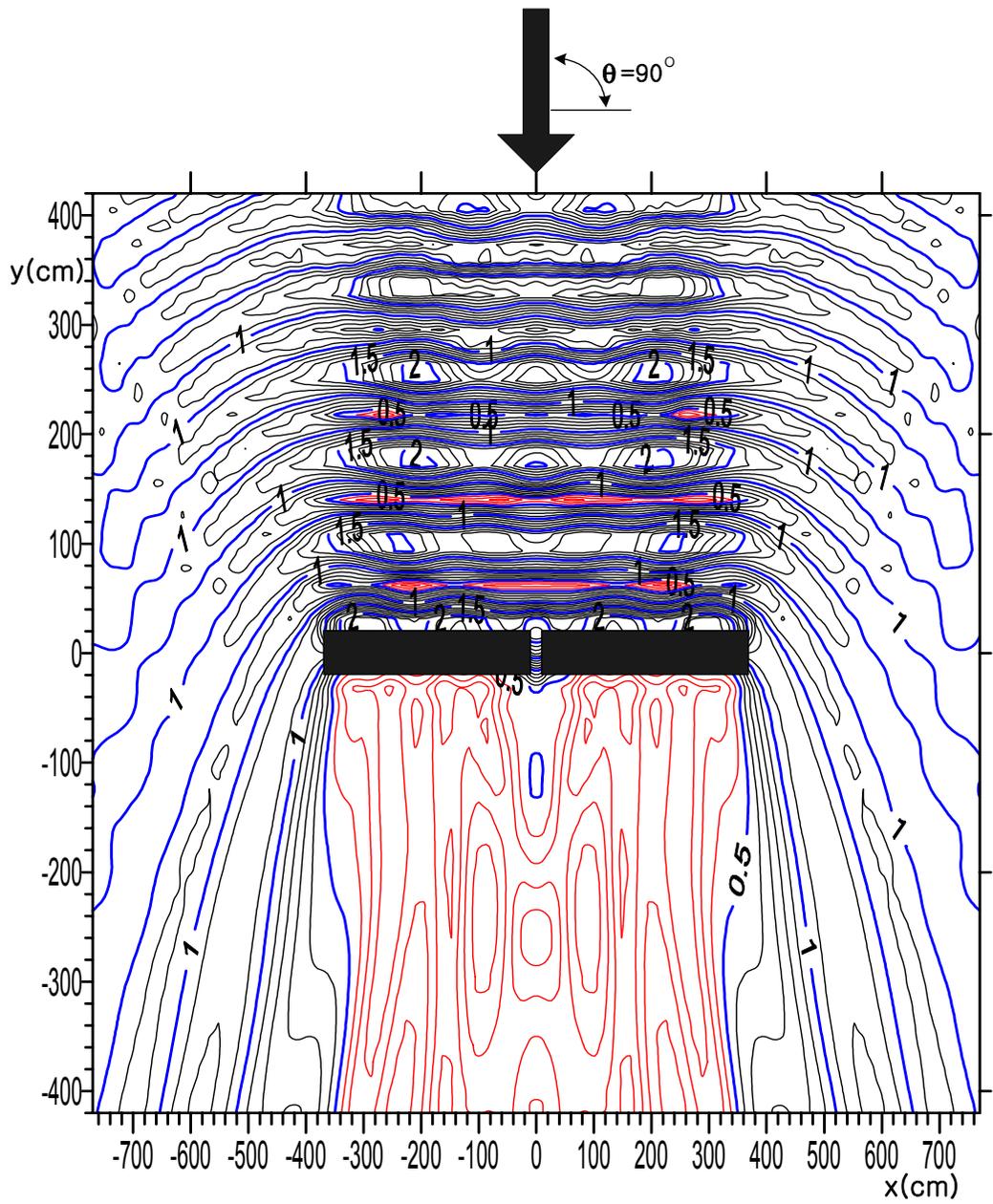
(b) $\theta = 60^\circ$



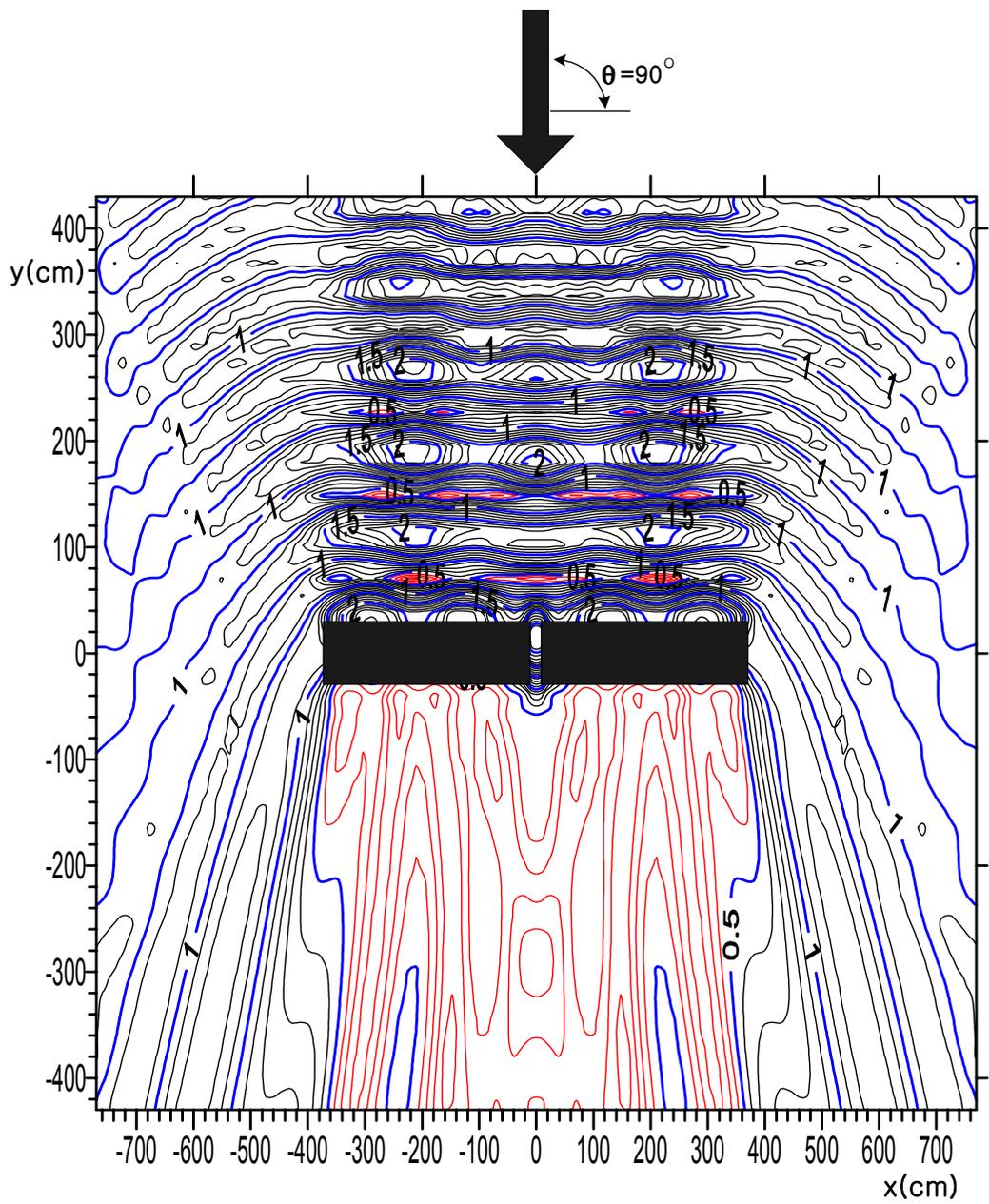
(c) $\theta = 45^\circ$

그림3-3 입사파향각의 변화에 따른 무차원파고분포도

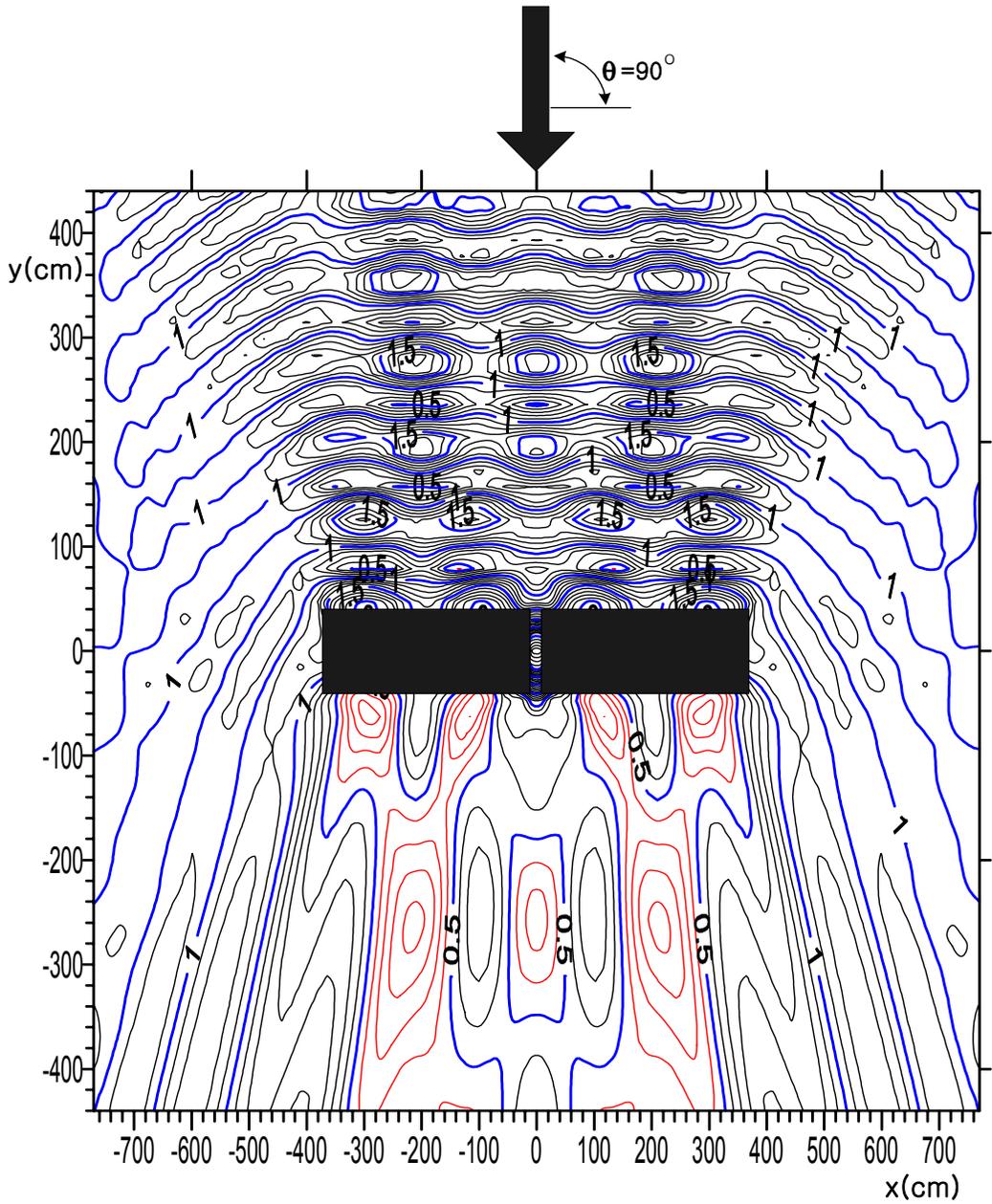
$$\left\{ \begin{array}{l} h = 60\text{cm}, 2a = 360\text{cm}, 2b = 60\text{cm}, 2c = 20\text{cm}, \\ h_f = 30\text{cm}, T = 1.0\text{sec}, qh = 21\text{cm} \end{array} \right\}$$



(a) $2b = 40\text{ cm}$



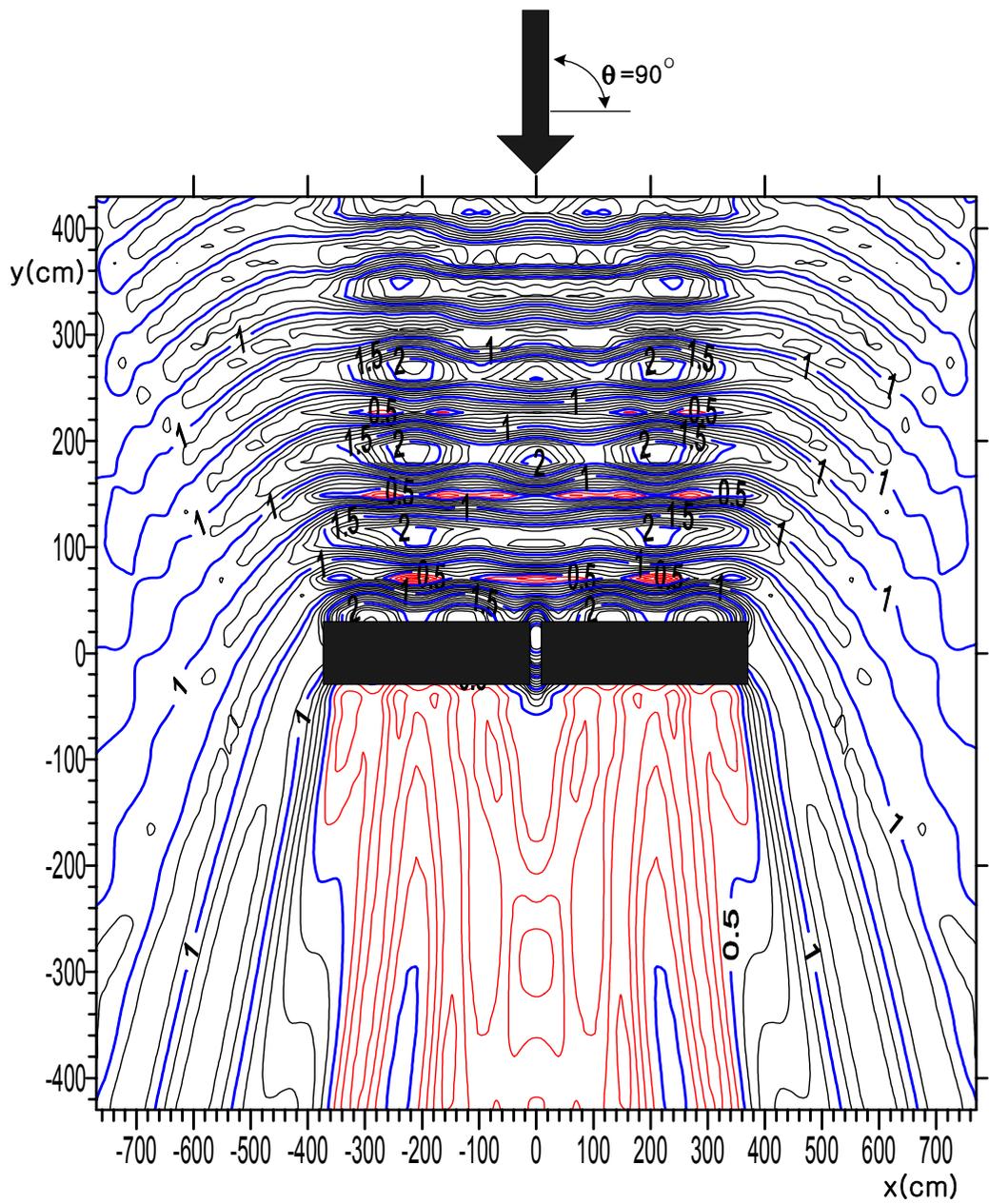
(c) $2b = 60\text{ cm}$



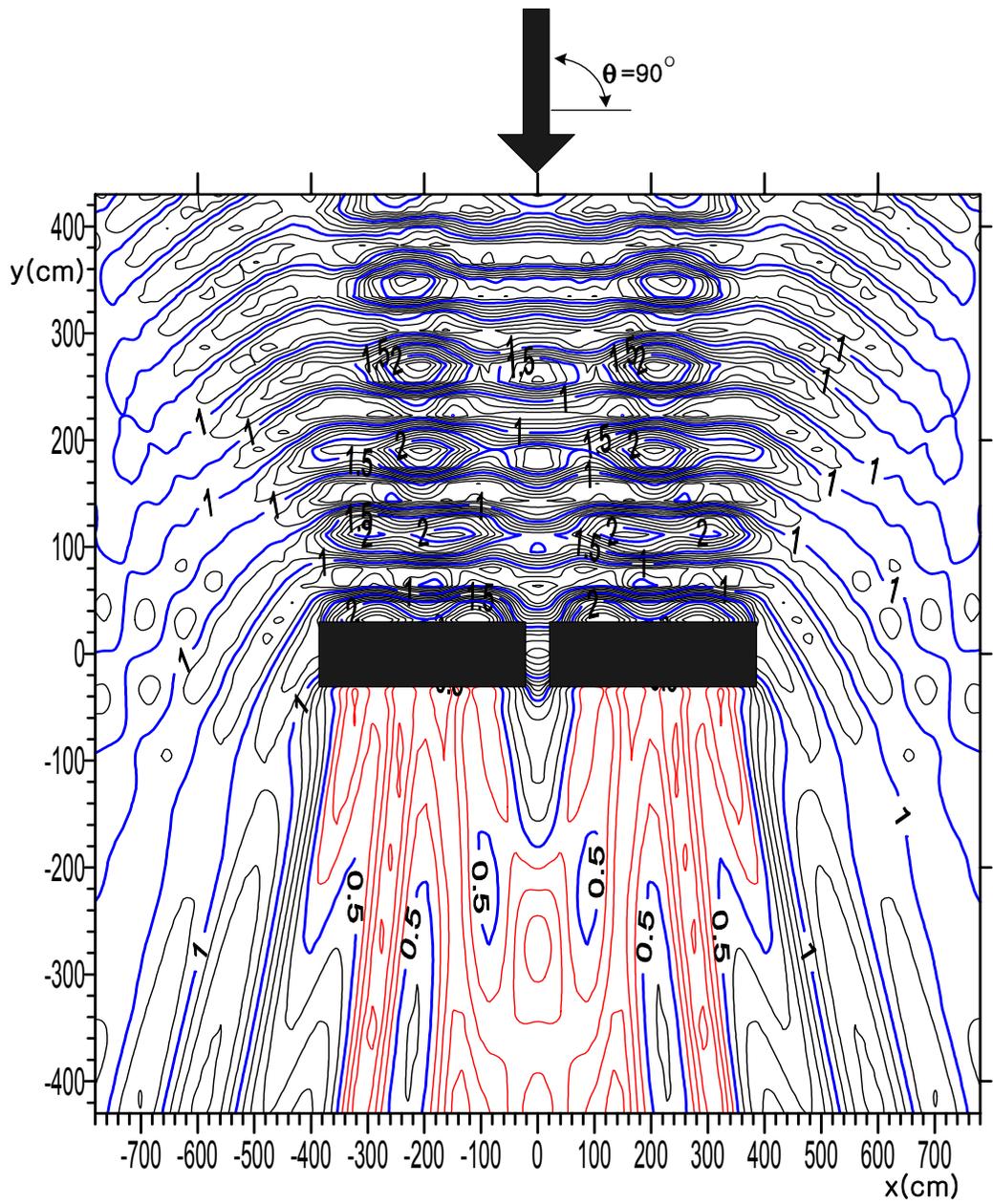
(c) $2b = 80\text{ cm}$

그림3-4 폭의 변화에 따른 무차원파고분포도

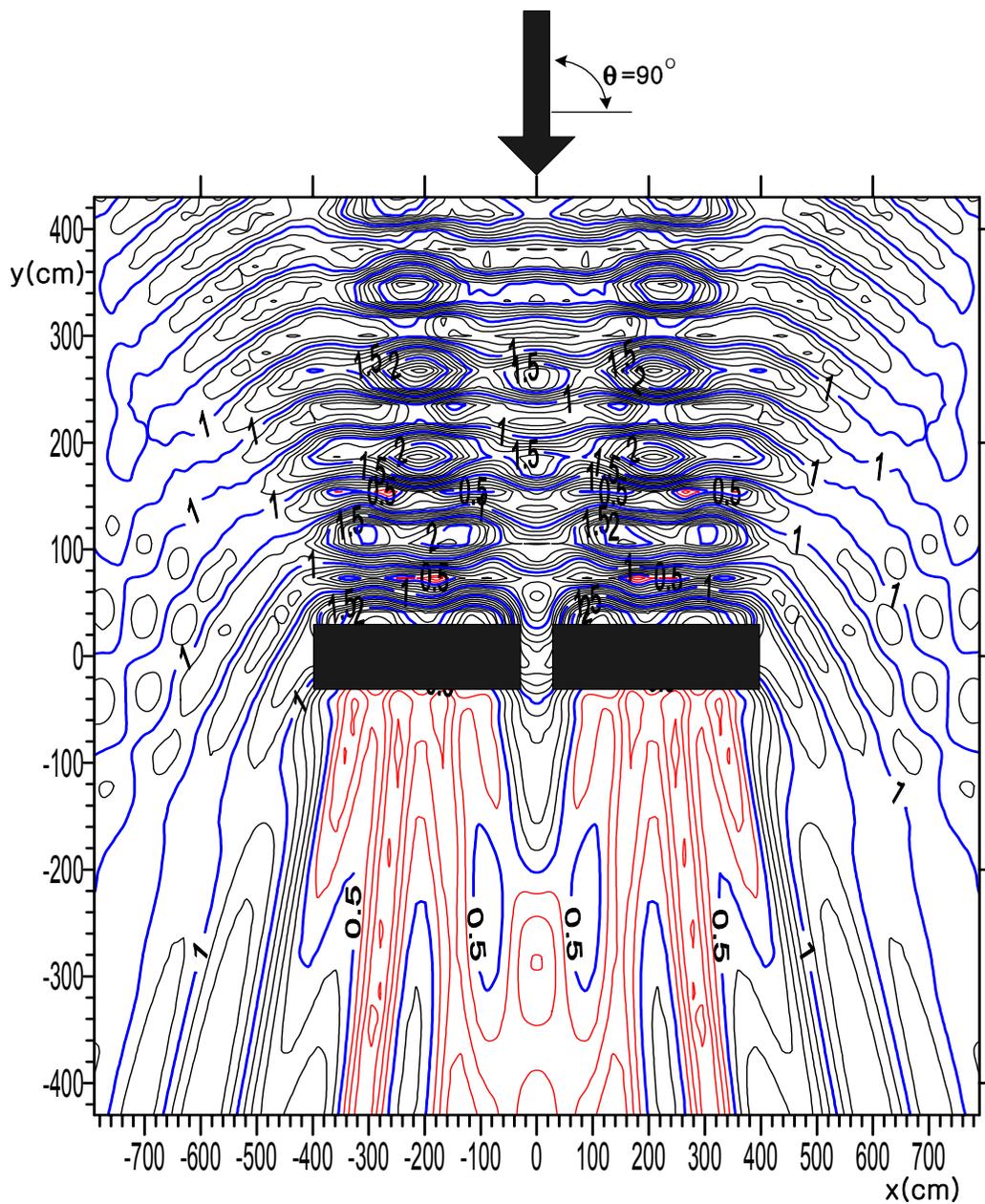
$$\left\{ \begin{array}{l} h = 60\text{ cm}, 2a = 360\text{ cm}, 2c = 20\text{ cm}, \\ h_f = 30\text{ cm}, \theta = 90^\circ, T = 1.0\text{ sec}, qh = 21\text{ cm} \end{array} \right\}$$



(a) $2c = 20\text{ cm}$



(b) $2c = 40\text{ cm}$



(c) $2c = 60\text{ cm}$

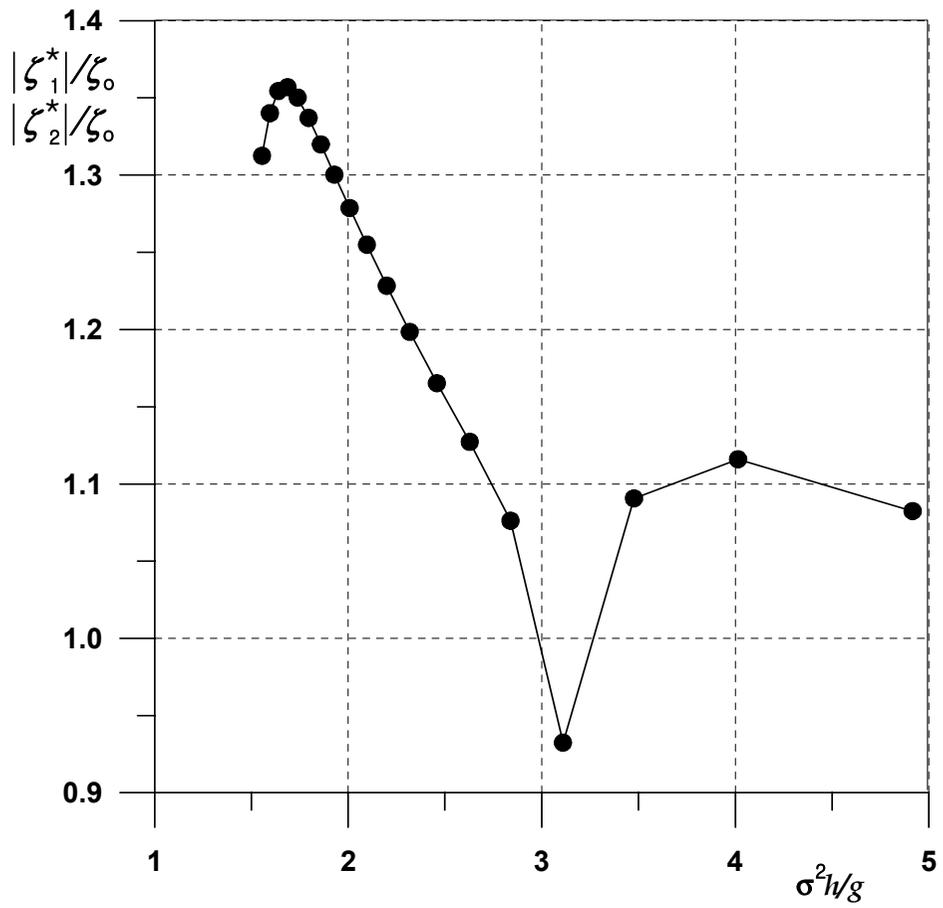
그림3-5 개구폭의 변화에 따른 무차원파고분포도

$$\left\{ \begin{array}{l} h = 60\text{ cm}, 2a = 360\text{ cm}, 2b = 60\text{ cm}, \\ h_f = 30\text{ cm}, \theta = 90^\circ, T = 1.0\text{ sec}, qh = 21\text{ cm} \end{array} \right\}$$

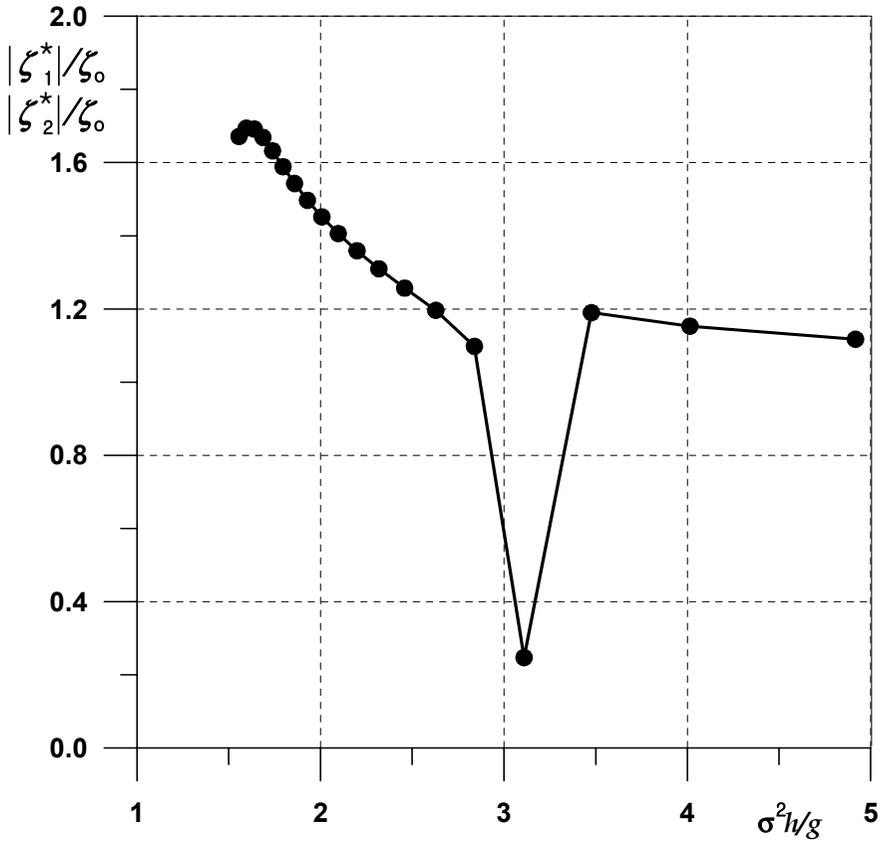
3.2.2 연직운동

그림3-6은 직각입사파랑에 대해 무차원주기의 변화에 따른 무차원연직운동량을 나타낸 수치해석결과이다. 여기서, 부방과제 I과 II의 연직운동은 입사파랑에 대해서는 동일한 연직운동을 나타내므로 부방과제 I의 경우만을 나타내며, 그림3-6(a)는 $b/h=0.6667$ 의 경우를, 그림3-6(b)는 $b/h=0.5$ 의 경우를 각각 나타낸다.

그림3-6(a)의 경우는 $\sigma^2 h/g \approx 1.7$ 에서 극대치를 갖고 주기의 감소와 더불어 연직운동량의 감소를 나타내다가 $\sigma^2 h/g \approx 3.2$ 에서 급격히 떨어지며 이후에는 다시 급격히 상승하여 $\sigma^2 h/g \approx 4.0$ 에서 극대를 다시 나타내고 감소하는 경향을 나타낸다. 또한, 그림3-6(b)의 경우도 주기의 감소에 따른 연직운동량의 변화는 동일한 경향을 나타낸다는 것을 알 수 있다. 그러나, 연직운동량의 크기를 비교하면 부방과제의 폭이 상대적으로 작은 그림3-6(b)의 경우가 더 큰 값을 나타낸다. 이와 같은 결과는 그림3-6(b)의 경우가 부방과제의 중량이 더 무겁기 때문인 것으로 판단된다.



(a) $b/h = 0.6667$



(b) $b/h=0.5$

그림3-6 폭의 변화에 따른 연직운동량

$$\left\{ \begin{array}{l} h=60\text{cm}, 2a=360\text{cm}, 2c=20\text{cm}, \\ h_f=30\text{cm}, \theta=90^\circ, T=1.0\text{sec}, qh=21\text{cm} \end{array} \right\}$$

4. 결론

본 연구에서는 연직운동만이 고려되는 말뚝계류시스템하의 횡방향 2基의 부방과제에 대해 경계적분방정식법과 고유함수전개법을 적용하여 3차원적인 과량제어기능과 연직운동특성들을 입사과량조건, 부방과제의 치수와 배치등을 변화시켜 검토하였다. 이로부터 얻어진 중요한 사항을 아래에 기술하여 본 연구의 결론으로 한다.

- 1) 횡방향 1基의 부방과제와는 달리 횡방향 2基의 부방과제의 경우에는 흘수심이 깊을수록 반드시 과량제어 능력이 향상되는 것이 아니고 개구부를 통한 과량에너지의 전달이 상대적으로 커져 배후의 정온도가 악화되는 경우도 있으므로 흘수심과 개구폭을 동시에 고려하여 판단할 필요가 있다.
- 2) 주기가 길어질수록 반사파가 작아지고, 그로부터 부방과제의 전면에서 형성되는 부분중복파의 형성이 작아져 부방과제의 배후해역에서 파고치가 커지는 결과를 나타낸다..
- 3) 부방과제의 폭의 변화는 일반적으로 입사과량의 파장과 깊은 연관을 가지지만, 폭이 넓을수록 과량제어능력이 탁월하다고는 말할 수 없다.
- 4) 개구폭이 넓어질수록 정온도는 나빠진다.
- 5) 부방과제의 폭이 넓을수록 연직운동의 크기는 작아지며, 일반적으로 단주기일수록 연직운동량이 작아진다.

《參考文獻》

- [1] 井島武士, 吉田明德, 湯村やす : 有限水深域の波による橢圓および矩形浮体の運動と波の變形, 土木學會論文報告集, 第244号, pp. 91-105, 1975.
- [2] 김도삼, 배은훈, 이봉재(a) : 3차원파동장에 있어서 복수열불투과성잠체에 의한 파랑제어에 관한 연구, 한국해양공학회지, 제15권, 제3호, pp. 107-113, 2001.
- [3] 김도삼, 이재석, 이봉재(b) : 수면부근에 설치된 이열고정부방과제에 의한 파랑제어의 해석, 한국해양공학회지, 제15권, 제4호, pp. 1-7, 2001.
- [4] 中村孝幸, 水谷法美 : 浮防波堤による港内波浪の靜穩化とその耐波設計法, 災害科學研究所, 195p., 2001.

감사의 글

大學院 석사학위 논문을 탈고하면서 부끄러움과 죄송함 그리고 만남의 소중함이 이렇게 아름다울 수 있음을 짧은 기간동안에 체험할 수 있음에 감사를 드립니다. 23년의 세월동안 陸上구간 건설실무분야와 접하면서 부족함이 너무나 많기에 “자신에게 부끄럽지 않은 기술인이 되고 싶었던 것”이 평소의 소망이랄까? 희망이랄까?

釜山아시아경기대회를 준비하는 과정에서 美國 애틀랜타 올림픽 경기시설 참관과 中國상해. 황주등 항만시설건축을 위하여 機內에서 광활한 태평양을 바라다보면서 陸上和 海岸 및 海洋을 연계한 체계적인 지식을 습득할 수 있다면 진정한 건설 기술인이 되지 않을까? 하는 방향을 설정한 계기가 되었으며

그래서 우선 기술사자격을 취득했고 다음으로 체계적인 공학적 논리를 연구코자 뜻을 두고 있던 차에 박대석 영도구청장님의 배려로 한국해양대 대학원에 입학. 해안 및 해양공학분야의 최고의 권위자이신 김도삼 교수님을 스승으로 모시고 공부할 수 있는 기회를 가짐은 대단한 영광으로 여겨집니다.

불비한 논문을 세밀하게 검토·지도해 주신 김태곤 교수님, 조효제 교수님, 경갑수 교수님과 대학원 생활중 도움을 주신 고성철 교수님께 감사를 드리며, 직장의 선후배, 친구, 친지분 등 주변의 도움주신 많은 분들께 진심으로 감사를 드립니다.

특히나 **해안공학연구실**의 이광호 실장, 염승현, 이재석, 배은훈, 유현상, 김창훈, 최낙훈, 천재영씨와 대학원동기생인 海洋水産部の 유동훈씨. 만학도로서 학문에 대한 열정이 대단하신 김노국. 김영수 선배님. 박사과정의 이봉재. 김정수 선배님께 고마움을 전합니다.

직장에서 **한팀**으로써 공부할 수 있는 환경을 마련해 준 도시계획분야의 최고의 엘리트인 안배운, 박주석씨와 김판섭, 손종주 사무관님, 권기옥 국장님과 평소 正道로 인도해주시는 서재갑. 박해양 사무관님을 비롯한 建設課 직원분들과 업무의 고비고비 때마다 용기를 주신 이경훈 환경국장님께 감사를 드립니다.

마지막으로 오늘이 있기까지 지켜주신 어머니와 박봉의 어려운 환경에도 불구하고 결혼 후 현재까지 학교와 학원에서 공부할 수 있는 여건을 마련해 주고 환한 미소와 힘찬 박수로 응원해 주는 나의 부인 경희씨께 감사와 사랑한다는 말을 전하면서, 언제나 든든하고 믿음직한 두 아들 원재, 항재에게 이 논문을 전합니다.