

論 文

直立 防波堤 周圍에서 波浪의 反射및 回折의 混合

申 承 鎬* · 鞠 承 洪* · 廉 元 基* · 李 重 雨**

Combined Wave Reflection and Diffraction near the Upright Breakwater

Seung Ho Shin · Seung Gi Gug* · Won Gi Yeom* · Joong Woo Lee***

Key words : 반사(Relfection), 회절(Diffraction), 해석해(Analytical Solution), 불투과성(Impermeable), 반무한(Semi-infinite), 이안제(Detached Breakwater), 적분방정식(Integral Equation), 폐쇄경계(Closed Boundary)

Abstract

This study deals with the analytical and numerical solution for the combined wave reflection and diffraction near the impermeable rigid upright breakwater, subject to the excitation of a plane simple harmonic wave coming from infinity. Three cases are presented : a) the analytical solution near a thin semi-infinite breakwater, b) the analytical solution near the semi-infinite breakwaters of arbitrary edge angles, 30°, 45°, and 90°, c) the numerical solution near a detached thin breakwater. The results are presented in amplification factor and wave height diagrams. Moreover, the amplification factors near the structure(2 wavelength before and behind the structure) are compared for the given cases. A finite difference technique for the numerical solution was applied to the integral equation obtained for the wave potential.

1. 序 論

방파제와 같은 불투과성 구조물에 의해 파랑이 제약을 받는 경우 입사파의 일부는 반사하거나 쇄파하기도 하고 또한 일부는 구조물의 첨단부를 돌아 파봉선(Wave Crest Line)을 따라 파의 에너지가 전달되어 구조물의 후부까지 미치게 된다. 이러한 구조물 첨단에서 파랑의 변환은 에너지원이 첨단을 중심으로 구조물 후부의 영역에 동심원의 형태로 진폭이 지수적으로 감쇄하여 전파

하며 전부에서도 산란파가 유사한 형태를 보이는 데 이들의 파는 방사형으로 서로 상쇄되기도 하고 증가하기도 하여 그 주위 영역은 복잡한 양상을 나타낸다.

Penny & Price(1944, 1952)는 반무한 스크린의 가장자리에서 빛의 회절을 Sommerfeld 해석이 해수파의 회절의 해석에도 가능성을 보였고 임의의 항만 외곽구조물에서 쇄기형 첨단부에 의한 선형파의 반사 및 회절을 나타내는 경계치 문제는 과거 여러 학자중에서 Stoker(1957)가 잘 정식

* 定會員, 韓國海洋大學 大學院

** 定會員, 韓國海洋大學 港灣·運送工學科 教授

화해서 나타내었다. 문제에 대한 해석적해의 도출에 관한 기법도 이 책에서 소개하고 있는데 해석적해의 경우 薄形 半無限 防波堤(Thin Semi-infinite Breakwater), 즉 쇄기형 침단부에서 각이 0인 형구조물에 대한 것만 기술되고 있을 뿐이다. 이와 같은 반무한 선형방파제에 대한 해는 Wiegel (1964)이 무차원화 시킨 회절도(Diffraction Diagram)에도 나타나 있으며 이는 기초 공학적 설계에 특히 유용하게 사용되어져 왔고, 미국의 해안방재 지침서(Shore Protection Manual, 1984)에도 이를 실고 있다.

그러나 여기에서도 반사와 회절을 혼합시킨 해석은 표시하지 않았는데 이는 도면의 복잡성 때문에 계산과 그래프 처리에는 현대의 고속 컴퓨터를 사용하지 않으면 불가능하기 때문으로 지적하고 있다(Chen, 1987).

본 연구의 목적은 무한 외역에서 단일 평면표면파균이 진행해 와서 임의의 각을 갖는 직립 쇄기형 방파제 침단부에서 작용할 때 반사 및 회절이 혼합된 파를 해석적으로 구하고 이를 수치모델수립시 검증하기 위한 수단으로 사용하기 위함이다. 적용한 대상은 3가지 경우로 선형 반무한 방파제와 30°, 45°, 90°의 각을 갖는 쇄기형 방파제로 하였으며 실제의 경우로 이안제에 대한 해석을 위해서는 경계치문제의 기본방정식을 Green 함수를 도입한 Weber 적분방정식으로 변환하고, 유한차분법(FDM)으로 수치모델을 수립하여 비교하였다.

2. 境界值 問題

2. 1. 定式化

본 연구에서 주된 관심은 무한 외역에서 부터 미소 진폭의 단일파가 발생, 접근해 올 때, 수심 h로 일정한 해역에서 임의각의 수직 쇄기형 구조물에 작용하여 반사 및 회절을 일으키는 문제이다.

상방향을 z로 하여 z=0의 정온한 자유해면에서 실린더형 좌표계(r, θ, z)를 취하고 쇄기형 구조

물의 침단부를 좌표계의 중심으로 두어 Fig.1(a)에서 보는 바와 같이 $\theta=0$ 및 $\theta=\theta_0$ 의 두 수직벽이 접하는 것으로 한다. 실린더 좌표계 대신 직교좌표계(x, y, z)를 가끔 사용하게 되는데 이는 Fig.1(a)와 같은 그림에서 표기하는 바와 같다. 따라서 쇄기형 구조물 침단물 침단에서의 각은 $2\pi = \theta_0$ 이고 수평면으로 $0 \leq \theta \leq \theta_0$ 및 수직으로 자유해면하인 $-h \leq z \leq 0$ 이다.

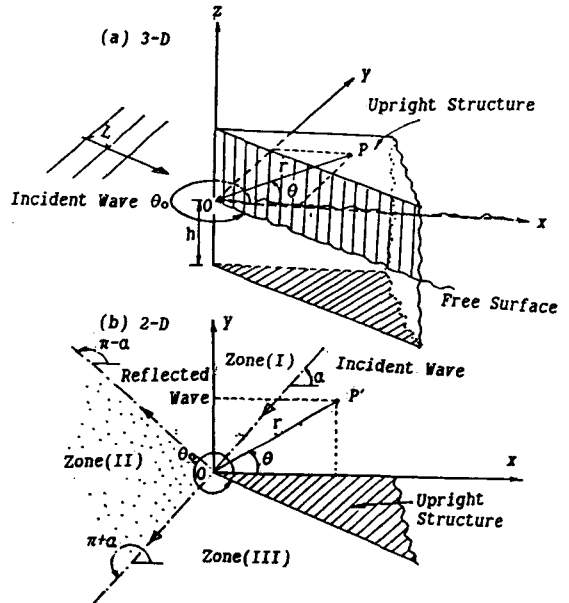


Fig.1 The Coordinate System and Three Zones near the Ocean Structure

이상 유체에서 파의 반사 및 회절을 포함한 속도장은 속도포텐셜함수 $\Phi(x, \theta, z, t)$ 로 나타낼 수 있는데 이는 Laplace 방정식을 만족시켜야 하며 이때 t는 시간좌표를 나타낸다.

파의 각주파수를 ω 로 한 sine파를, 수심이 일정하고 해저면이 불투과성 고체면으로 가정할 때 수직 및 시간성분을 변수분리법으로 분리하면 속도포텐셜은

$$\Phi(r, \theta, z, t) = \frac{-iga_0}{\omega} \frac{\cosh h(z+h)}{\cosh kh} \cdot \phi(r, \theta) \cdot \exp(i\omega t) \quad (1)$$

여기서 g는 중력가속도, a_0 는 입사파의 진폭, $i = \sqrt{-1}$, k 파수, ϕ 속도포텐셜의 수평방향성분을

나타낸다.

식(1)을 Laplace방정식에 대입하고 운동학적 경계조건 및 동력학적 경계조건을 도입하면 Laplace방정식은 극좌표계에서 식(2)와 같이 Helmholtz방정식으로 변환된다.

$$r^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + k^2 r^2 \phi = 0 \quad (2)$$

여기서 k는 실수이며 분산관계식 $\omega^2 = kg \tanh kh$ 를 만족하여야 한다.

평균해면 $z=0$ 로부터 해면의 상하이동 η 는 식(3)과 같이 선형파 이론의 자유해면 경계조건으로부터 구할 수 있다.

$$\eta(r, \theta, t) = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = a_0 \phi(r, \theta) \cdot \exp(i\omega t) \quad (3)$$

따라서 $0 \leq \theta \leq \theta_0$ 인 구역에서 식(2)의 해는 단지 수평방향의 속도포텐셜 함수 ϕ 와 불투과성 고체 썰기형 구조물의 벽면 경계조건 식(4)를 사용하여 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0 \quad \text{at } \theta = 0 \text{ and } \theta_0 \quad (4)$$

또한 무한구간에서의 경계조건으로 Sommerfeld의 방사조건을 도입하는데 산란된 파 ϕ_s 는 실린더형 좌표계에서 외측 무한구간으로 진행되는 파로 식(5)와 같이 나타내며 산란되어 외해로 향하는 파는 점차 그 진폭이 감소하여 무한대에 이르러서는 소멸된다.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} - ik \right] \phi_s = 0 \quad (5)$$

수평방향의 속도포텐셜함수 ϕ 는 입사파 ϕ_i , $\theta=0$ 인 구조물 벽면에서 반사된 파 ϕ_e , 구조물 첨단에서부터 산란된 파 ϕ_s 의 선형중첩으로 식(6)과 같이 표시할 수 있다.

$$\phi = \phi_i + \phi_e + \phi_s \quad (6)$$

구조물 첨단으로부터 원거리에서 입사되어 오는 파를 진폭 a_0 , 입사각이 x축에 대해 α 인 경우

$$\phi_i = e^{ikr \cos(\theta - \alpha)} \quad (7)$$

이고 결과적으로 $y=0$ 인 벽면에서 완전 반사할 경우 반사파는 식(8)과 같다.

$$\phi_e = e^{ikr \cos(\theta + \alpha)} \quad (8)$$

2.2 解析解

앞절에서 정식화한 문제의 해석하는 Stocker(1957)에 의한 기법을 사용하여 구할 수 있다. 여기서는 Fig. 1(b)와 같이 대상해역을 입사부에서 반사부역(I), 반사부에서 투과역(II), 투과부에서 회절역(III)의 3영역으로 나누어 다룬다.

영역 I에서 전체 파랑은 입사파, 반사파, 산란파의 합으로 나타나고, II에서는 반사파는 없이 입사파와 산란파의 합으로, III에서는 입사파와 반사파는 점차 약해져서 산란파만 존재하게 된다. 썰기형 구조물의 첨단각과 파의 입사각의 상호관계에 따라 어떤 조합에서는 영역 I와 III이 발생하지 않을 수도 있는데 일반적인 해석함수는 식(9)와 같이 나타난다.

$$\phi = \phi_0(r, \theta) + \phi_s(r, \theta) \quad (9)$$

여기서

$$\phi_0(r, \theta) = \begin{cases} \phi_i + \phi_e & 0 < \theta < \pi - \alpha \\ \phi_i & \pi - \alpha < \theta < \pi + \alpha \\ 0 & \pi + \alpha < \theta < \theta_0 \end{cases} \quad (10)$$

이며 산란파 ϕ_s 는 문제에서 결정되어야 할 미지함수이고 결과적으로 전체 파랑 θ 를 구해야 한다. θ 의 유한 cosine 변환을 ϕ^* 이라 하면

$$\phi^*(kr, n) = \int_0^{m\pi} \phi(kr, \theta) \cos \frac{n\theta}{m} d\theta \quad (11)$$

이때 n은 정수로 0, 1, 2, ...의 값을 나타내며, m은 실수로 구조물의 각 $\theta_0 = m\pi$ 에 관계한다. 유한 cosine 변환을 적용하고 불투과 고정구조물 경계조건 식(4)를 사용하여 지배방정식(2)를 정리하면 식(12)가 되고

$$r^2 \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial r^2} + r \frac{\partial \phi^*}{\partial r} + \left[(kr)^2 - \left(\frac{n}{m}\right)^2 \right] \phi^* = 0 \quad (12)$$

이를 제1종 Bessel 함수 $J_{n/m}(kr)$ 을 도입하면 식(13)

으로 요약된다.

$$\phi^*(kr, n) = 2\pi \cos \frac{m}{n\alpha} \cdot \exp(i \frac{n\pi}{2m}) J_{n/m}(kr) \quad (13)$$

그리고 식(13)의 양변에 $\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} (\frac{\partial}{\partial r} + ik)$ 를 취하여 Sommerfeld의 방사조건을 도입하고 cosine 시리즈 확장을 통해 해 ϕ_n 는

$$\phi(r, \theta) = \frac{1}{n\pi} \left[\phi^*(r, 0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \phi^*(r, n) \cos \frac{n\theta}{m} \right] \quad (14)$$

식(13)을 식(14)에 대입하여 다음 식(15)와 같이 해를 구할 수 있다.

$$\phi(r, \theta) = \frac{2}{m} \left[J_0(kr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{2m}) \cdot J_{n/m}(kr) \cdot \cos \frac{n\alpha}{m} \cdot \frac{n\theta}{m} \right] \quad (15)$$

식(15)는 박형 반무한 방파제에 대한 Stoker의 해로부터 확장하여 임의 썰기형 수직 구조물 주위에서 반사와 회절을 혼합한 파에 대한 해가 된다. 이를 풀이하기 위해서는 현대의 고속 컴퓨터를 사용하지 않으면 매우 어렵다. 여기서 원점에서의 해는 식(15)에서 $r=0$ 라 두면 $\phi(0, \theta) = 2/m$ 로 나타나며 결과는 썰기구조물 첨단각에만 관계되고 파의 입사각과는 무관함을 알 수 있다.

2.3 檢證

식(15)를 검증하기 위해 박형 반무한 방파제와 x 가 $-\infty$ 에서 ∞ 까지인 무한벽면의 2가지 특별한 경우를 고려한다.

수직 썰기형 구조물에 대해 첨단각을 θ 을 0으로 두면 얇은 반무한 방파제로 변환되므로 식(15)에 $m=2$, 즉 $\theta_0=2\pi$ 로 두어 식(16)과 같이 이 구조물 주위의 반사와 회절의 혼합형태를 구할 수 있으며 이는 Stoker(1957)가 구한 식과 같다.

$$\phi(r, \theta) = J_0(kr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{4}) \cdot J_{n/m}(kr) \cdot \cos \frac{n\alpha}{2} \cdot \frac{n\theta}{2} \quad (16)$$

썰기형 구조물에 $y>0$ 의 부분에만 물이 차 있다고 하면, 즉 썰기형 구조물의 첨단각을 180° 로 하면 단일 무한벽면의 경우가 된다. 이 경우 산란파 ϕ_s 는 해에서 없어지고 전체 파랑장은 입사파와 반사파의 합으로 되어 식(17)과 같이 된다.

$$\phi(r, \theta) = e^{ikr} \cos(\theta - \alpha) + e^{ikr} \cos(\theta + \alpha) \quad (17)$$

이를 Bessel함수의 형태로 지수함수 확장하면 (Abramowitz and Stegun, 1964 참조) 식(17)은 식(18)로 되는데 이는 식(15)에 $m=1$ 을 대입한 경우와 같아진다.

$$\phi(r, \theta) = 2 \left[J_0(kr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(kr) \cdot \cos n\alpha \cos n\theta \right] \quad (18)$$

2.4 數值모델

식(2), (4), (5)로 정의된 경계치 문제는 Green함수법에 의해 풀 수 있다. 이 해는 종종 식(2), (3)의 Helmholtz방정식에 대한 Weber해로 잘 알려져 있는데 Fig. 2에서 나타난 바와 같이 폐쇄경계 C의 외부점 P에 대해서 산란파의 속도포텐셜 $\phi_s(P_1)$ 은

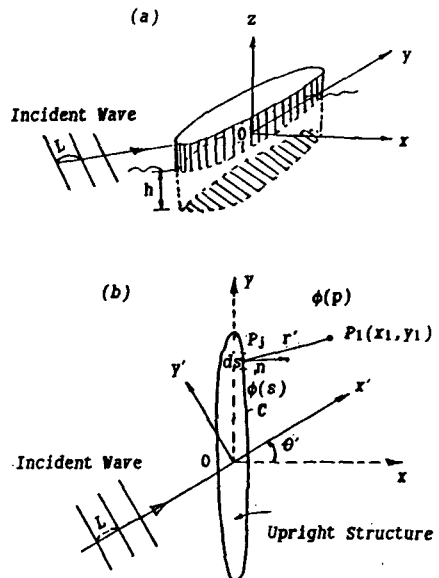


Fig. 2 Definition Sketch near the Upright Breakwater for the Numerical Model

$$\phi_s(P_1) = \frac{i}{4} \int_C \left[\phi_s(S) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(kr') - H_0^{(1)}(kr') \frac{\partial \phi_s}{\partial n} \right] ds \quad (19)$$

여기서 ds 는 경계 C 의 단위길이, n 은 구조물 경계물에서 외부로의 단위법선방향, $H_0^{(1)}(kr') = J_0(kr') + iY_0(kr')$ 로 제1종 0차 Hankel 함수, r' 은 관측점 P_1 로부터 구조물 어느점 P_j 까지의 거리, $\phi_s(s)$ 는 경계 C 상의 산란파 속도포텐셜을 나타낸다. 식(19)의 적분인자 중 Hankel 함수 $H_0^{(1)}(kr')$ 는 해가 Sommerfeld의 방사조건, 식(5)를 만족한다. 식(19)에 대한 세부계산기법은 Banaugh(1962) 및 Harms(1975)의 기법과 유사하며 Hankel 함수에 대한 수치해석은 Lee(1989)의 유도를 사용하였다.

3. 計算 및 結果

임의의 첨단각을 갖는 썰기형 구조물에 의해서 파의 반사 및 회절의 혼합에 대한 결과는 식(15)를 사용하여 계산할 수 있다. 계산에 사용된 구조물은 Fig. 3에서 보는 바와 같이 3개의 그룹으로 나누고 반무한 박판형 방파제와 반무한 썰기형 방파제를 해석해로, $9L \times 0.2L$ 의 박판형 직립 방파제를 수치해석으로 다루어 보았으며 박판형 방파제의 경우는 해석해와 수치해를 비교, 검토하였다. 이때 L 은 입사파의 파장을 나타낸다.

3.1 半無限 薄板形 垂直壁面에 對한 計算

Fig. 3(a)와 같이 x 가 0에서 ∞ 로 되는 박판형 반무한 방파제에 대한 계산을 위해 극좌표계를 취하였는데 이의 결과는 Wiegel(1964)이 $r/L \leq 10$ 에 대해 $\theta = \pi$ 에서 2π 까지의 입사각에 대해 계산한 바 있다.

본 연구에서는 θ 를 0에서 2π 까지로 확장하고 SPM이나 Wiegel이 나타내지 않은 부분도 계산하였다. 그래픽을 위해 좌표계를 직교좌표계로 변환하여 반파장간격으로 $-10L$ 에서 $10L$ 까지의 구간을 1600 절점으로 분할하였다. 결과는 전체 파고를 입사파고에 대한 비로 하여 증폭비를 계산하고 이를 2차원 및 3차원으로 표시하는 것으로

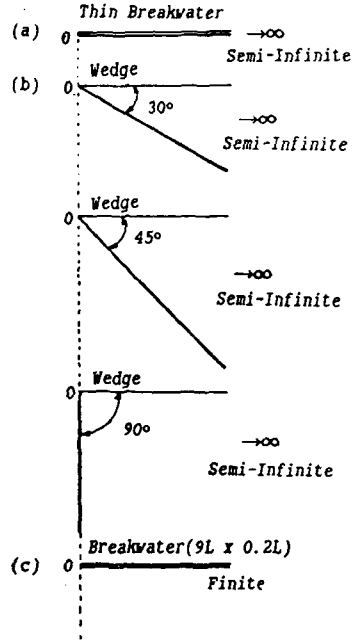


Fig. 3 Selected Structures for The Analytic and Numerical Solution

[(a) & (b) : Analytic, (c) : Numerical]

하였다.

Fig. 4는 구조물에 대해 90° 의 입사각을 갖는 파에 대한 반응으로 Fig. 4(a)와 (b)는 각각 파의 증폭비를 2차원, 3차원으로 나타낸 것이며 구조물 첨단에서부터 후면이 증폭비 0.5에서 0.0까지 점진적으로 감쇄함을 나타내며 구조물 전면에서는 증폭비가 2.0 부근인 증복파의 형태를 나타낸다. Fig. 4(c)는 외해로부터 실제 1m의 파가 입사해 올 때의 파고를 3차원으로 처리한 것이다. 또한 Fig. 4(d)는 구조물 전, 후로 2L 떨어진 지점에서의 증폭비를 비교한 것인데 방파제 후면의 회절현상이 뚜렷이 잘 나타나 있음을 알 수 있다.

결과는 Wiegel의 것과 동일하지만 영역 II에서는 차이를 보이는데 본 연구의 계산이 훨씬 복잡하게 나타나 Wiegel의 결과는 그 당시 계산 수단의 정도가 불충분한 상태에서 이루어 졌음을 유추할 수 있다.

Fig. 5(a)는 입사파의 각도가 45° 일 경우 방파제 전, 후부에서 2L 떨어진 곳에서의 파고 증폭비를

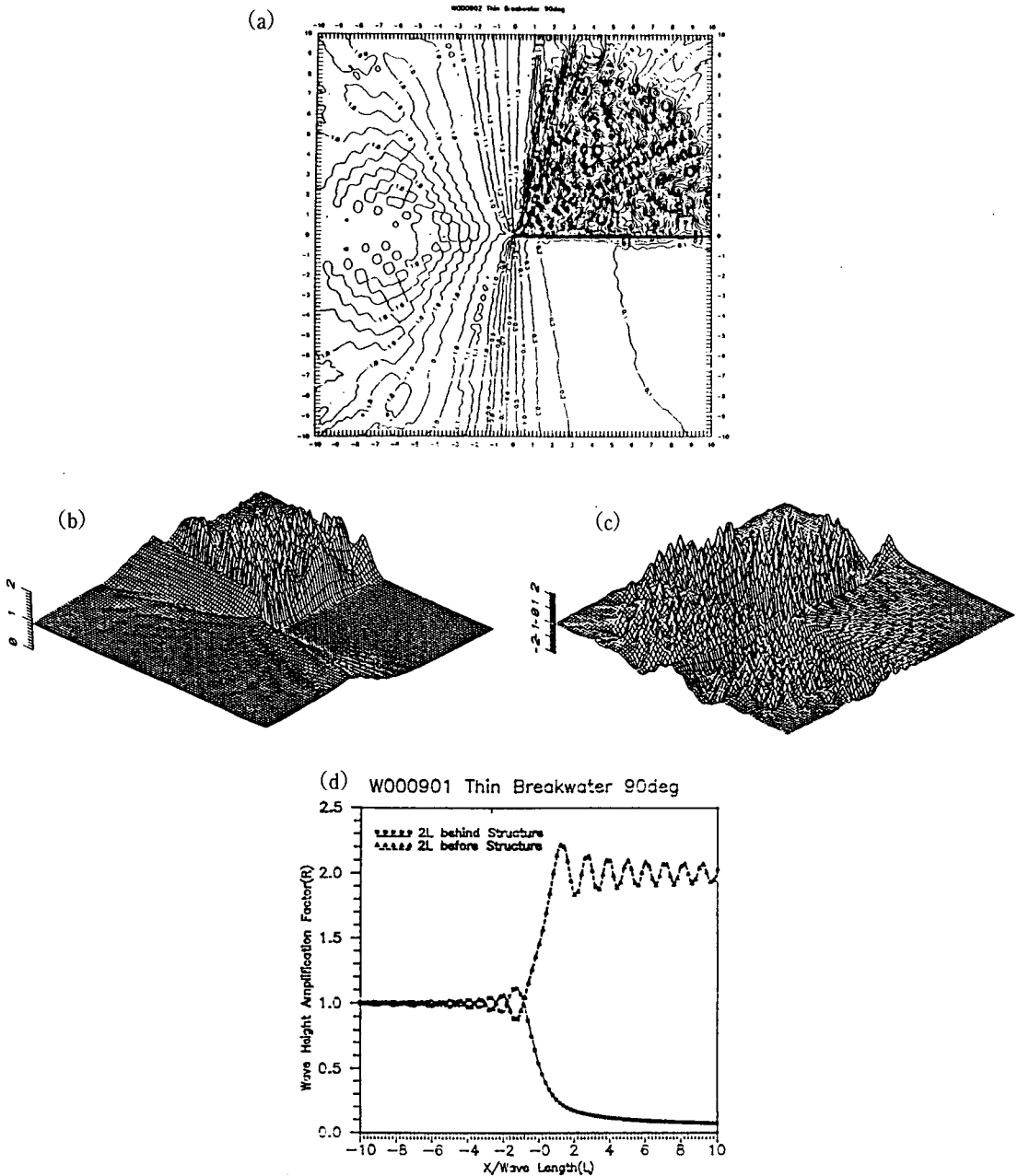


Fig.4 Result of Analytic Solution for the Semi-Infinite Thin Breakwater (Incident Wave direction 90°)
 (a), (b) : 2-D and 3-D Wave Height Amplification Factor (c) : 3-D Wave Height (Incident Wave height : 1m), (d) : Comparison of Amplification Factor.

비교한 것이다. 입사파가 45°가 됨으로, 입사파, 반사파, 산란파의 혼합영역인 제1영역의 폭이 넓어져 입사각 90°인 것에 비해 좌측 4L의 거리에

서 부터 1.2의 증폭비를 보이기 시작하지만, 방파제 전면에서는 1.9~1.6의 비교적 높은 증폭비를 보인다. 방파제 후면에서도 90°의 경우와는 달리

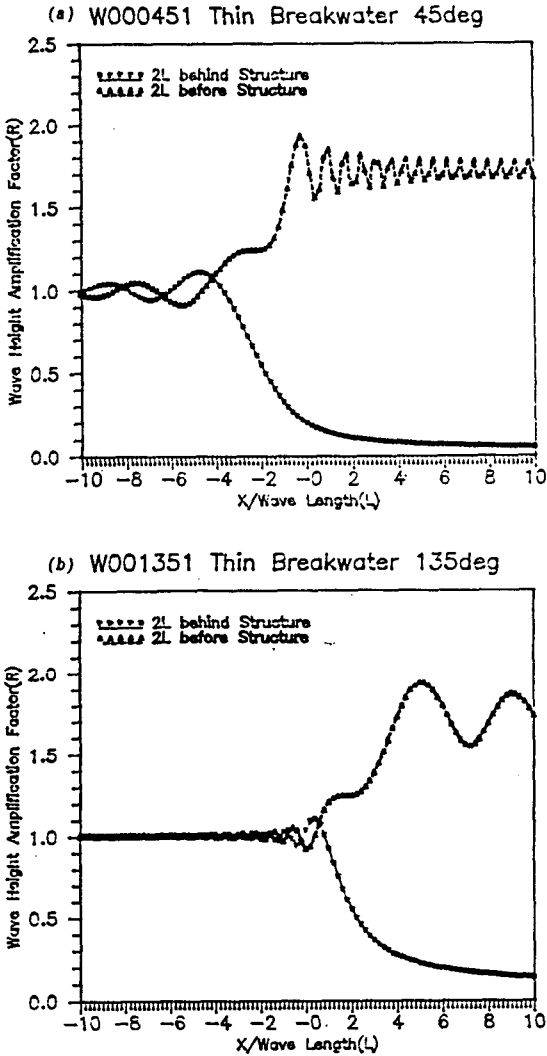


Fig. 5 Comparison of Amplification Factor for the Semi-Infinite Thin Breakwater, Incident Wave Direction 45°(a), 135°(b)

좌측부에서 비교적 낮은 증폭비를 보이고 있다.

Fig. 5(b)는 입사파의 각도가 135°의 경우 전, 후부 2L 거리에서의 증폭비이다. 방파제 전면의 영역 I에서의 2.0~1.7의 증폭비를 나타내며 비교적 단순한 형태를 나타내고 있고 후면에서는 입사파의 투과가 방파제의 후면까지 계속되어 첨단 우측 2L 거리까지 입사파의 파고를 유지하다가 0.0 가까이 감쇄함을 보인다.

3.2 半無限 쐐기형 壁面에 對한 計算

Fig. 3(b)의 구조물은 직각좌표계에서 제4상한을 부분적으로 또는 완전히 차지하게 되어 x축에 대해 시계방향으로 각각 30°, 45°, 90°의 첨단각을 갖는 쐐기형 직립구조물이다. 계산에 적용된 영역은 $\theta=0$ 에서 각각 $11\pi/6$, $7\pi/4$, $3\pi/2$ 까지 $\pi/36$

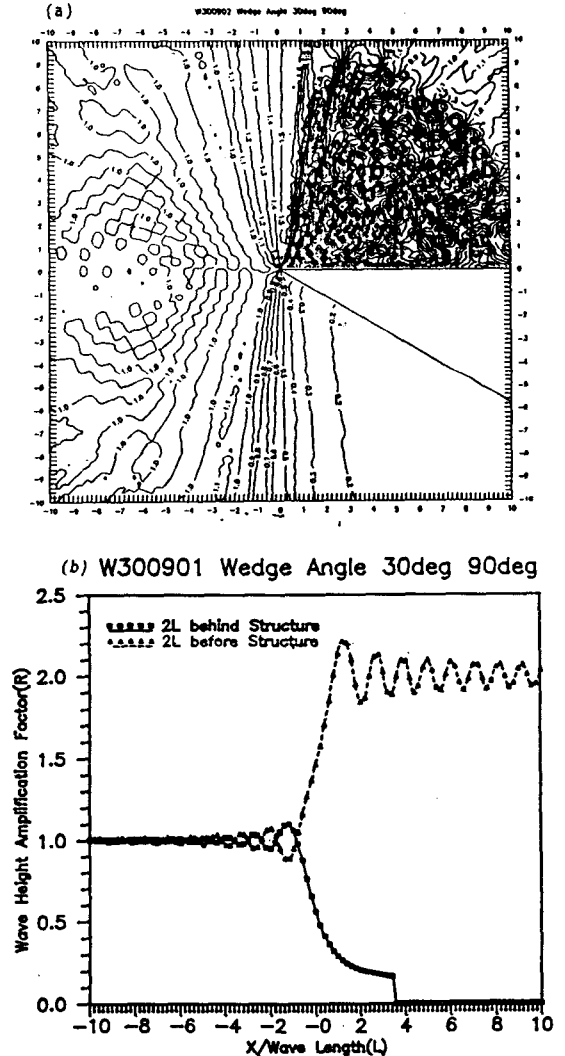


Fig. 6 Result of Analytic Solution for the Semi-Infinite Structure of Wedge Angle 30°(Incident Wave direction 30°), (a) : 2-D Wave height Amplification Factor, (b) : Comparison of Amplification Factor.

간격으로 변화하는 것으로 하였으나 그래픽 처리를 위해 3.1절에서와 같이 좌표변환을 실행하였다. Fig. 6은 여러 경우 중에서 쐐기형 구조물의 각이 30°의 경우에 입사각의 각도가 90°인 경우를 계산한 것으로 이는 Fig. 4와 비교해 볼 때, 구조물 후부의 경사된 경계면에서의 반사로 인한 약간의 증폭비 상승을 제외하면 거의 같은 양상을 띄고 있다. Fig. 7(a)는 구조물 각도 30°, 입사각 45°인 경우로써 역시 구조물 후부의 반사로

인한 미세한 증폭 이외는 거의 같은 양상이며 Fig. 7(b)의 입사각 135°의 경우는 후부의 반사로 인한 증폭이 뚜렷이 나타나 있다.

Fig. 8은 구조물 각도 45°, 입사각의 각 90°일 때의 계산 결과를 그래프로 처리한 것으로 구조물 전면에서는 Fig. 4와 비슷한 양상을 보이나, 구

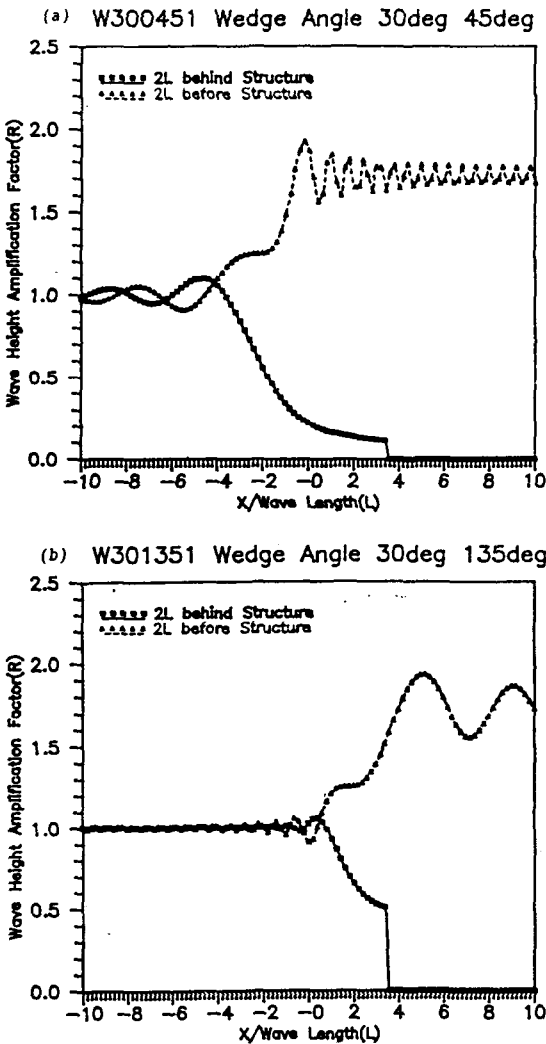


Fig. 7 Comparison of Amplification Factor for the Semi-Infinite Structure of Wedge Angle 30°, Incident Wave direction 45°(a), 135°(b)

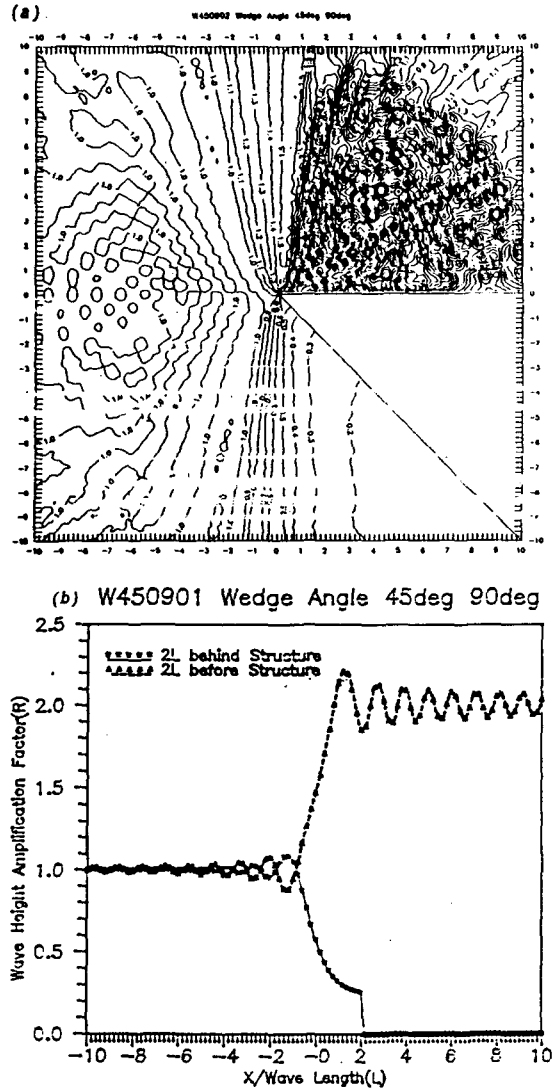


Fig. 8 Result of Analytic Solution for the Semi-Infinite Structure of Wedge Angle 45°(Incident Wave direction 90°) (a) : 2-D Wave Height Amplification Factor, (b) : Comparison of Amplification Factor.

조물 후부 경사 경계면에서의 반사가 30°인 경우에 비해 더욱 뚜렷이 나타나, 박판형 직립 방파제의 경우보다 다소 높은 증폭비를 보였다. Fig. 9의 (a), (b)는 각각 입사파의 각도가 45°, 135°인 경우이다. 마찬가지로 구조물 전면에서는 비슷한 양상을 띠지만 후면에서는 경사된 경계면에서의 반사로 인해 Fig. 5의 (a), (b)보다 다소 높은 증폭비가 나타났다.

Fig. 10, 11은 모두 쇄기형 구조물의 각이 90°인

경우 입사파의 각도가 각기 45°, 90°, 135°일 경우를 계산할 것이다.

특히 Fig. 10(c)에서 $X/\text{length}(L)$ 이 0인 지점에서 구조물 후부의 증폭비는 박판형 반무한 방파제의 경우(Fig. 4(d))와 쇄기형구조물 30°(Fig. 6(b)), 45°(Fig. 8(b))에 비해 높게 나타나는데 이는 구조물

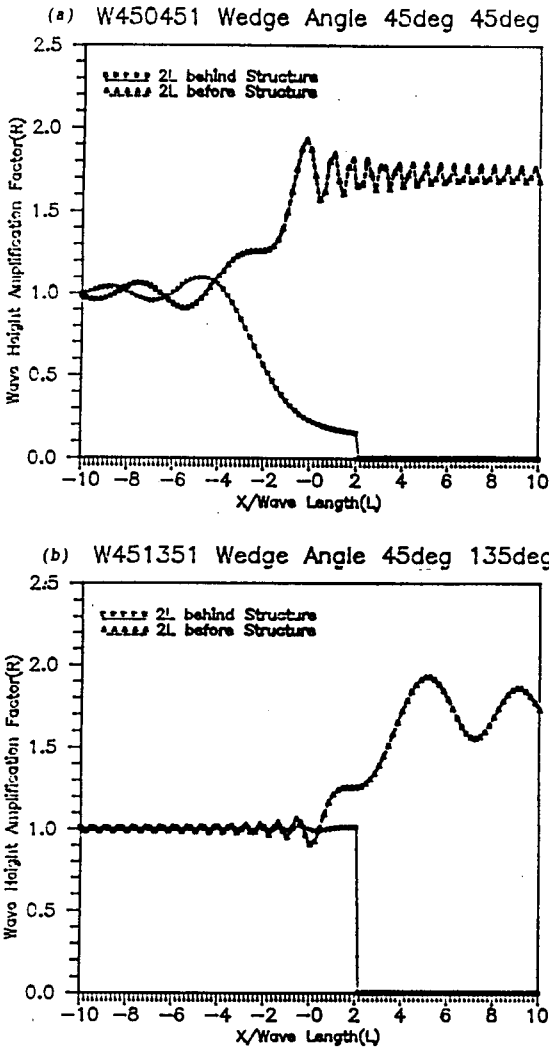


Fig. 9 Comparison of Amplification Factor for the Semi-Infinite Structure of Wedge Angle 45°, Incident Wave direction 45°(a), 135°(b)

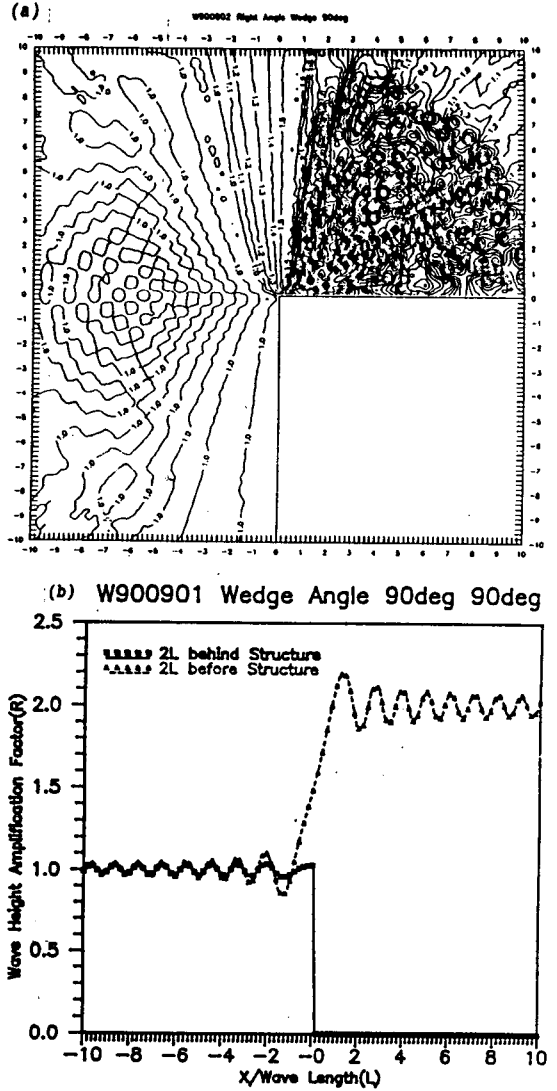


Fig. 10 Result of Analytic Solution for the Semi-Infinite Structure of Wedge Angle 90°(Incident Wave direction 90°) (a) : 2-D Wave Height Amplification Factor, (b) : Comparison of Amplification Factor.

후부에서 반사의 영향에 기인한 것이다. 한편 Fig. 11(b)에서 구조물 후부의 반응은 매우 독특한 양상을 보이거나 역시 후면으로부터 반사파의 영향으로 증폭파의 형태를 나타내기 때문에 해석할 수 있다.

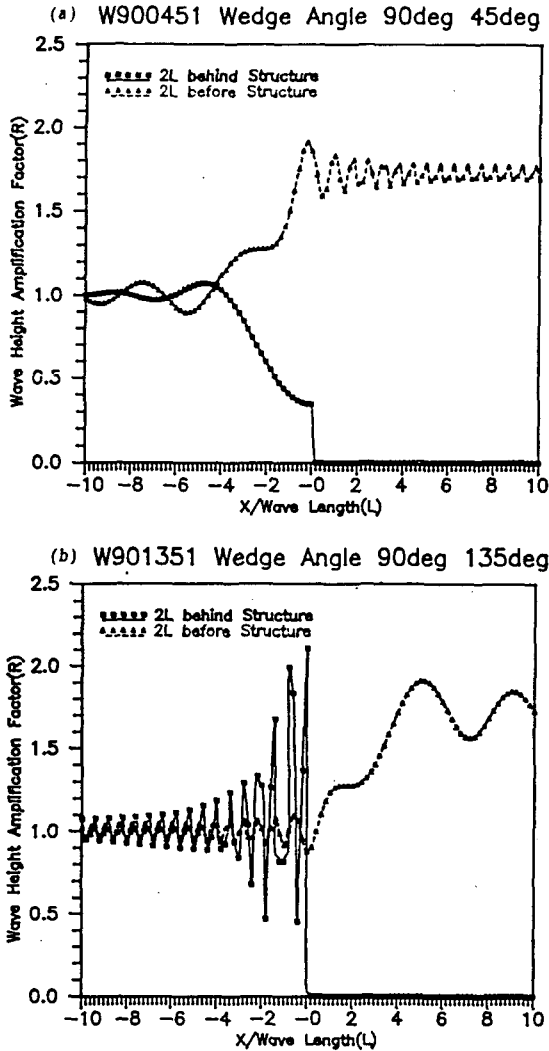


Fig. 11 Comparison of Amplification for the Semi-Infinite Structure of Wedge Angle 90° , Incident Wave direction 45° (a), 135° (b)

3.3 薄板形 直立 防波堤(9L×0.2L)에 대한 수치해석

Fig. 3(3)의 구조물에 대한 수치해석은 구조물의

경계면 구조물과 전후 10L의 영역에 대해 해석해와 같이 $ds=0.2L$ 간격으로 나누어 처리하였다.

계산결과중 구조물에 직각방향으로 파가 입사되는 경우만을 정리하면 Fig. 6과 같은데 전반적으로 Fig. 4의 반무한 방파제의 경우와 유사한 반응을 보여 수치모델을 검증해 주고 있다. 단, 여

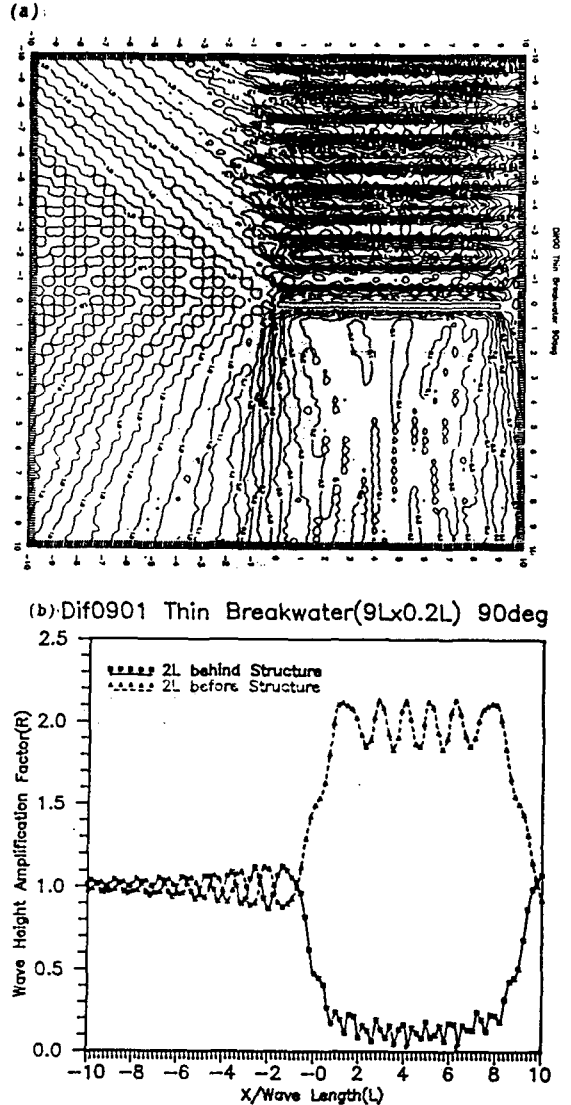


Fig. 12 Result of Numerical Solution for the Finite Thin Breakwater(9L×0.2L) (Incident Wave direction 90°), (a) : 2-D Wave Height Amplification Factor, (b) : Comparison of Amplification Factor.

기서는 유한 고립 방파제의 형태이므로 Fig. 6(a)와 같이 구조물 좌, 우단에서 회절이 일어나고 이는 구조물 전, 후부의 증폭비에 영향을 미치는데 구조물 전부에서는 Fig. 4(d)에 비해 다소 낮은 증폭비를, 구조물 후부에서는 다소 높은 증폭비를 나타내는 양상을 보였다.

4. 結 論

이상으로 식(15)로 정식화 된 임의의 쉐기형 수직구조를 주위에서 파의 반사와 회절이 혼합된 해석해 및 수치해를 구하였다. 비교를 위해 수직구조물의 침단각이 0°와 30°, 45°, 90°를 선택하여 파의 2, 3차원 증폭비도를 작성하였으며 구조물로부터 전후부 2파장의 거리에서 취한 증폭비를 그래프로 비교하였다. 그 결과 영역 I에서는 입사파, 반사파, 산란파 모두가 존재하여 증폭비 2.4~0.0으로 변화하는 매우 복잡한 형태를 보인 반면, 영역 II와 III은 증폭비가 감쇄하여 원점으로부터 반사되어 진행되는 방향으로 1.2, 구조물의 차단영역에서 0.0으로 변하는 비교적 단순한 형태를 나타내었다.

한편 수치해석의 결과를 해석해와 비교, 검토하였으며 실제의 고립 방파제에 대한 실험을 행하였다. 따라서 유도한 해석해는 여러 경우의 구조물에 대한 파의 반사 및 회절의 혼합반응을 그림으로 작성할 경우 공학실계의 표본으로 이용하거나 수치해석시 모델의 검증자료로 많이 이용될 것으로 본다.

앞으로 경사제 및 소파형 구조물에 대해 파의 산란 및 부분적인 에너지 흡수를 고려한 반응을 다루고자 한다.

참고문헌

- Abramowitz, M., and Stegun, I. A. (1964), "Handbook of Mathematical Functions," National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series 55, pp. 358-494.
- Banaugh, R. P. (1962), "The Scattering of Acoustic and Elastic Waves by Surfaces of Arbitrary Shape," Ph. D Thesis in Engineering Science, University of California.
- Chen, H. S. and C. C. Mei (1974), "Oscillations and Wave Forces in an Offshore Harbor," Ralph M. Parsons Laboratory, MIT, Report No. 190.
- Chen, H. S. (1987), "Combined Reflection and Diffraction by a Vertical Wedge," US Army Corps of Engineers, Tech. Report CERC-87-16.
- Harms, V. W. (1975), "Diffraction of Water Waves by Cylindrical Structure of Arbitrary Shape," University of California, Berkeley, Ph. D. Dissertation.
- Ippen, A. T. (1966), "Estuary and Coastline Hydrodynamics," McGraw-Hill Book Co., Inc., pp. 257-280.
- Lee, J. J. (1969), "Wave Induced Oscillations in Harbors of Arbitrary Shape," W. M. Keck Laboratory, California Institute of Technology, Report No. KH-R-20.
- Lee, J. W. (1989), "Hybrid Element Analysis of Water Waves for Harbor Design," University of Hawaii, ph. D. Dissertation.
- Penny, W. G. and A. T. Price (1944), "Diffraction of Sea Waves by Breakwaters," Directorate of Miscellaneous Weapons Development, TH No. 26, Artificial Harbors, Sec. 3D.
- Stoker, J. J. (1957), "Water Waves," Interscience Publishers, Inc., New York, pp. 109-133.
- Wiegel R. L. (1964), "Oceanographical Engineering," Prentice-Hall, Inc., N. J., pp. 180-194.