

경사지형에서 파군에 의해 생성된 장파의 Bragg 반사 Bragg Reflection of Long Waves Generated by Short Wave Groups on a Sloping Beach

정재상* / 조용식**

Jung, Jae-Sang / Cho, Yong-Sik

Abstract

Numerical analysis for the Bragg reflection due to sinusoidally varying seabeds lying on a sloping beach was performed by using a couple of ordinary differential equations derived from the Boussinesq equations. Incident waves were wave groups generated by two short waves with slightly different phases. Effects of the slope of a seabed to the reflection were investigated in detail. It is shown that the reflection of long waves enhanced by increasing the slope of a seabed. This phenomenon caused by increase of wave amplitude due to increase of nonlinearity and shoaling.

Keywords : Boussinesq equations, long waves, Bragg reflection

요 지

본 연구에서는 Boussinesq 방정식을 이용하여 유도된 장파를 지배하는 한쌍의 상미분방정식을 이용하여, 완만히 변하는 일정경사면의 정현파형 지형에서의 Bragg 반사를 해석하였다. 입사파는 위상이 다른 두 단파의 중첩에 의해 생성된 파군을 사용하였다. Bragg 반사 조건에서 해저지형의 경사가 장파의 반사에 미치는 영향에 대하여 검토하였으며, 해저지형의 경사가 클수록 반사는 크게 나타났다. 이는 수심의 감소로 인해 비선형성이 증가하였으며, 이로 인한 파랑의 천수효과로 입사파의 파고가 상승하여, 반사 역시 크게 나타난 것으로 판단된다.

핵심용어 : Boussinesq 방정식, 장파, Bragg 반사

* 한양대학교 공과대학 토목공학과 석사과정

Graduate Student, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea.

(E-mail : fingon@ihanyang.ac.kr)

** 교신저자, 한양대학교 공과대학 토목공학과 부교수

Associate Professor, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea.

(E-mail : ysc59@hanyang.ac.kr)

1. 서론

입사하는 파랑의 파장이 해저지형의 파장의 두 배가 될 때 공명현상(resonance)이 발생하며, 상당량의 파랑 에너지를 반사하게 되는데, 이를 Bragg 반사라 한다. 즉, 외해에서 주기성을 띄는 파랑이 입사해 올 때, 특정형태의 해저지형을 이용하면 인위적으로 상당량의 파랑에너지를 다시 외해로 반사시킬 수 있다.

Bragg 반사 개념을 수중방파제(submerged breakwater)에 적용하면, 항만이나 방파제 등의 해안구조물을 경제적으로 설계 및 보호할 수 있고, 불필요한 해안선의 침식 및 퇴적 등을 고려한 보다 효율적인 연안개발계획의 수립이 가능하다. 또한 해수욕장 등과 같은 편의시설의 경관을 보호할 수 있으며, 일반 중력식 방파제와는 달리 해수의 소통을 원활하게 하여 항내오염 문제의 해결에도 어느 정도 기여할 수 있을 것이다 (Baillard 등, 1990; 이종인 등, 1999).

Bragg 반사는 Heathershaw(1982)가 실험적인 연구를 수행한 이후 많은 학자들에 의해 이론적 및 실험적 연구가 수행되었다. Hara와 Mei(1987), Guazzelli 등(1992)은 수리모형실험을 통해 Bragg 반사를 연구하였으며, 이론적 연구 또한 활발히 수행되었다(Kirby, 1986; Yoon과 Liu, 1987; Liu와 Cho, 1993; Cho 등, 1995; Cho와 Lee, 2000). 그리고, 경계요소법이나 유한요소법 등 여러 가지 수치기법을 이용한 연구 역시 수행되고 있다(김영택 등, 2000; 조용식과 정우창, 2002). 특히, 최근에는 이와 같은 여러 연구성과들을 바탕으로 하여, Bragg 반사 개념을 실제 수중방파제나

수중트렌치 건설에 적용하기 위한 연구가 시도되고 있다(Baillard 등, 1990; Cho 등, 2001).

본 연구에서는 파랑의 약비선형(weakly nonlinear)과 약분산(weakly dispersive)을 동시에 고려한 Boussinesq 방정식으로부터 단파(short wave)의 파군과 장파(long wave)를 지배하는 상미분방정식을 유도하였다. 단파의 반사는 고려하지 않았으며, 파장이 매우 긴 장파의 반사에 관하여 해석하였다. 바람에 의해 생성된 단파에 비해 매우 긴 파장을 가진 파랑을 중의파(infragravity waves)라 하며, 자연현상에서 중의파는 단파의 파군에 의해 생성된다. 해안가 부근의 수심이 얇은 천해역에서 관측되는 중의파는 일반적으로 30초 ~ 수 분의 주기를 가진다. 이와 같은 장파의 Bragg 반사 조건에서 발생하는 반사파의 크기를 무시할 수 없음을 Liu와 Cho(1993)에 의해 밝혀진 바 있다.

본 연구에서는 해저지형의 경사가 파랑의 반사에 미치는 영향에 대하여 주로 검토하였다. 실제 자연현상에서 사면(rippled bed)은 경사가 0.005 이하인 천해역에서 주로 발생하며, 하나의 사면군은 3~17개의 사면으로 구성되어 있으며, 개개의 사면간의 간격은 10~480m인 것으로 보고되었다(Mei와 Liu, 1993). Yu와 Mei(2000)는 해저지형의 경사가 클 경우, 혹은 수직 암벽과 같은 장애물이 존재하는 경우 해안에서 발생하는 반사를 무시할 수 없으며, 이로 인해 Bragg 반사 조건임에도 불구하고 통과하는 파랑의 파고가 오히려 크게 증가하는 현상을 보고하였다. 따라서 해저지형의 경사는 약 0.01 이내의 매우 완만한 것으로 가정하였으며, 해안에서의 반사는 무시하였다. 그러므로 본 연구의

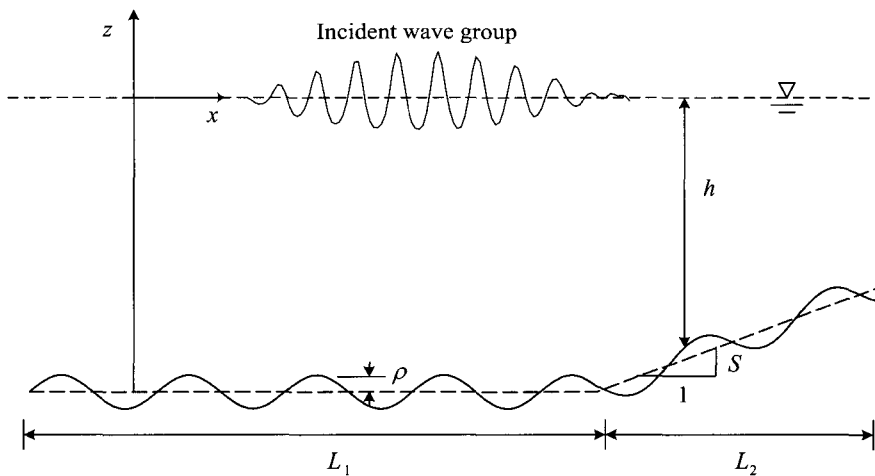


그림 1. 좌표 및 변수의 정의

결과는 해저경사가 비교적 매우 완만한 서해안이나 남해안에 적용 가능할 것으로 판단된다.

2. 지배방정식의 유도

그림 1과 같이 외해에서 생성된 파랑이 입사할 때, 파랑의 특성을 지배하는 방정식으로 Boussinesq 방정식을 사용하였다. Boussinesq 방정식은 선형 천수방정식에 약비선형, 약분산 그리고 동수압항을 동시에 포함한다. 처음 일정구간은 경사가 없으며, 나머지 구간에서는 일정한 경사를 가지는 해저지형을 가정하였다.

지배방정식을 무차원화하기 위하여 다음과 같은 무차원변수를 정의한다.

$$t = \omega_0 t', \quad x = \frac{\omega_0}{\sqrt{gh_0}} x', \quad h = \frac{1}{h_0} h' \quad (1)$$

$$u = \frac{h_0}{a_0 (gh_0)^{1/2}} u', \quad \zeta = \frac{1}{a_0} \zeta', \quad \omega = \frac{1}{\omega_0} \omega' \quad (1)$$

식 (1)에서 ω_0 는 단파의 각진동수, a_0 는 단파의 파고, h_0 는 수심을 의미한다.

무차원변수를 이용한 x 방향 무차원 Boussinesq 방정식은 다음과 같다(Peregrine, 1972).

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \varepsilon \zeta) u] = 0 \quad (2)$$

$$\frac{7\partial u}{\partial t} + \varepsilon u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \mu^2 \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{h}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (hu) - \frac{h^2}{6} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] + O(\varepsilon^2, \varepsilon\mu^2, \mu^4) \quad (3)$$

식 (2)와 식 (3)에서, ζ 는 자유수면변위, h 는 수심, u 는 x 방향의 유속을 의미한다. 식 (2)와 식 (3)의 유도 과정에서 $O(\varepsilon) \approx O(\mu^2) \ll 1$ 이 가정되었다. 식 (2)는 오차가 없는 연속방정식이며, 식 (3)은 절삭오차의 크기가 $O(\varepsilon^2, \varepsilon\mu^2, \mu^4)$ 인 운동량방정식이다. 또한, 식 (2)와 식 (3)에서, ε 과 μ^2 은 각각 비선형과 분산의 크기를 나타내며, 식 (4)와 같이 표현된다.

$$\varepsilon = \frac{a_0}{h_0}, \quad \mu^2 = \frac{\omega_0^2 h_0}{g} \quad (4)$$

장파의 길이와 시간에 대한 크기는 단파에 비해 매

우 긴 것으로 가정하였으며, 다음과 같이 새로운 변수를 도입한다.

$$X = \mu x, \quad T = \mu t \quad (5)$$

또한, 수심의 변화율은 다음과 같다고 가정한다.

$$O(|dh/dx|) \leq O(\varepsilon, \mu^2) \quad (6)$$

자유수면변위와 유속은 시간과 공간에 대하여 주기적인 것으로 가정하였으며, 식 (7)과 같이 Fourier 급수로 표현할 수 있다.

$$\zeta(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n \zeta_n(X, T) e^{in\theta}, \quad u(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n u_n(X, T) e^{in\theta} \quad (7)$$

식 (7)에서 θ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\theta = \int \frac{1}{\sqrt{h}} dx - t \quad (8)$$

식 (7)에서 $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ 이며, 음수 n 은 양수 n 의 켈레복소수를 의미한다. 여기서, θ 는 x 방향 위상속도를 나타내는 함수이다. 식 (7)을 식 (2)와 식 (3)에 대입하여 정리하면, ζ_n 과 u_n 에 대한 연속방정식과 운동량방정식을 얻을 수 있다.

장파 성분을 의미하는 $n=0$ 일 때, 연속방정식과 운동량방정식은 식 (9), 식 (10)과 같다.

$$\mu \frac{\partial \zeta_0}{\partial T} + \mu \frac{\partial}{\partial X} (hu_0) + \frac{\varepsilon\mu}{2} \frac{\partial}{\partial X} (\zeta_0 u_0) = -\frac{\varepsilon\mu}{2\sqrt{h}} \sum_{s \neq 0} \frac{\partial}{\partial X} (\zeta_s \zeta_{-s}) + O(\varepsilon^2, \varepsilon\mu^2, \mu^4) \quad (9)$$

$$\mu \frac{\partial u_0}{\partial T} + \mu \frac{\partial \zeta_0}{\partial X} + \frac{\varepsilon\mu}{4} \frac{\partial}{\partial X} (u_0 u_0) = -\frac{\varepsilon\mu}{2} \sum_{s \neq 0} \frac{\partial}{\partial X} (u_s u_{-s}) + O(\varepsilon^2, \varepsilon\mu^2, \mu^4) \quad (10)$$

단파를 구성하는 성분을 뜻하는 $n \neq 0$ 일 때, 연속방정식과 운동량방정식에서 u_n 을 제거한 후 ζ_n 에 대하여 정리하면 식 (11)과 같이 된다.

$$\begin{aligned}
& \mu^2 \left(h \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial X^2} - \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial T^2} \right) + \mu \left(2in\sqrt{h} + \mu \frac{\partial h}{\partial X} \right) \frac{\partial \zeta_n}{\partial X} \\
& + \mu \left(2in + \mu^2 \frac{4in^3 h}{3} \right) \frac{\partial \zeta_n}{\partial T} + \left(\mu \frac{in}{2\sqrt{h}} \frac{\partial h}{\partial X} + \mu^2 \frac{n^4 h}{3} \right) \zeta_n \\
& + \varepsilon \frac{in}{\sqrt{h}} \left[2\sqrt{h} \left(\mu \frac{\partial \zeta_n}{\partial X} + \frac{in}{2\sqrt{h}} \zeta_n \right) u_0 + \mu \frac{\partial}{\partial X} (\zeta_0 \eta_n) \right. \\
& \left. - \frac{2}{\sqrt{h}} \left(\mu \frac{\partial \eta_n}{\partial T} - \frac{in}{4} \zeta_0 \right) \zeta_n \right] \\
& = \varepsilon \frac{3n}{4h} \sum_{s=0, n} \left[n \zeta_s \zeta_{n-s} + \mu 2i \frac{\partial}{\partial T} (\zeta_s \zeta_{n-s}) \right] \\
& + O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4)
\end{aligned} \tag{11}$$

파군은 시간과 공간에 대하여 주기적인 것으로 가정하였다. 여기서 새로운 변수인 $\mu\Omega$ 가 도입되는데, $\mu\Omega$ 는 입사하는 파군의 초기진동수를 의미하며, $\mu\Omega \ll 1$ 이 가정되었다. 따라서 ζ_n 과 유속 u_0 는 식 (12)와 같이 표현된다.

$$\zeta_n = \sum_m \Psi_n^m(X) e^{-im\Omega T}, \quad u_0 = \sum_m U_0^m(X) e^{-im\Omega T} \tag{12}$$

식 (12)에서, $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ 이다. 식 (12)를 식 (9)와 식 (10)에 대입하면, Ψ_0 에 대한 방정식이 유도된다. 장파를 구성하는 파랑 성분은 $\pm x$ 방향으로 진행하며, $1/\sqrt{h}$ 의 위상속도를 가진다.

$$\begin{aligned}
& \mu^2 \left[\frac{d}{dX} \left(h \frac{d\Psi_0^m}{dX} \right) + m^2 \Omega^2 \Psi_0^m \right] \\
& = -\frac{\varepsilon \mu^2}{2} \sum_{p \neq 0, m} \frac{m}{m-p} \frac{d}{dX} \left(\Psi_0^p \frac{d\Psi_0^{m-p}}{dX} \right) \\
& + \frac{\mu^2 \varepsilon h}{4\Omega^2} \sum_{p \neq 0, m} \frac{1}{p(m-p)} \frac{d^2}{dX^2} \left(\frac{d\Psi_0^p}{dX} \frac{d\Psi_0^{m-p}}{dX} \right) \\
& - \frac{\varepsilon \mu^2}{4} \sum_{s \neq 0} \sum_p \frac{d^2}{dX^2} (\Psi_s^p \Psi_{n-s}^{m-p}) - \frac{\varepsilon \mu^2 m \Omega i}{2\sqrt{h}} \\
& \sum_{s \neq 0} \sum_p \frac{d}{dX} (\Psi_s^p \Psi_{n-s}^{m-p}) + O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^3, \mu^5)
\end{aligned} \tag{13}$$

식 (12)를 식 (11)에 대입하여 정리하면, 단파를 지배하는 방정식인 식 (14)를 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned}
& \mu^2 \frac{d}{dX} \left(h \frac{d\Psi_n^m}{dX} \right) + \mu 2in\sqrt{h} \frac{d\Psi_n^m}{dX} \\
& + \left[\mu \frac{in}{2\sqrt{h}} \frac{dh}{dX} + \mu^2 \frac{n^3 h}{3} (n + 4m\mu\Omega) + m\mu\Omega (2n + m\mu\Omega) \right] \Psi_n^m \\
& = -\varepsilon \mu \frac{in}{\sqrt{h}} \sum_{p \neq 0} \left[\frac{d}{dX} (\Psi_0^p \Psi_n^{m-p}) - \frac{2in\sqrt{h}}{p\mu\Omega} \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left. \left(\mu \frac{d\Psi_n^{m-p}}{dX} + \frac{in}{2\sqrt{h}} \Psi_n^{m-p} \right) \frac{d\Psi_0^p}{dX} \right] \\
& + \varepsilon \frac{n}{2h} \sum_{p \neq 0} (n + 4p\mu\Omega) \Psi_0^p \Psi_n^{m-p} + \varepsilon \frac{3m(n + 2m\mu\Omega)}{4h} \\
& \sum_{s \neq 0} \sum_p \Psi_s^p \Psi_{n-s}^{m-p} + O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4)
\end{aligned} \tag{14}$$

장파는 진행방향에 따라 식 (15)와 같이 두가지 성분으로 분리하였다.

$$\Psi_0^m = \Psi_0^{m+} + \Psi_0^{m-} \tag{15}$$

단파에 의해 생성된 파군은 매우 긴 길이를 갖는 변수 \bar{X} 의 함수로 표현할 수 있다. 장파는 시간과 공간에 대하여 주기를 가지며, x 방향으로 μ^3 의 크기를 갖는 것으로 가정하였다.

$$\begin{aligned}
\Psi_0^{m+} &= A_0^m(\bar{X}) e^{im\Theta}, \quad \Psi_0^{m-} = B_0^m(\bar{X}) e^{-im\Theta} \\
\Theta &= \Omega \int \frac{1}{\sqrt{h}} dX, \quad \bar{X} = \mu^2 X
\end{aligned} \tag{16}$$

단파의 파군 역시 시간과 공간에 대한 주기성을 가지며, 식 (17)과 같이 정의된다.

$$\Psi_n^m = A_n^m(\bar{X}) e^{im\Theta} \tag{17}$$

식 (15)~(17)을 식 (13)에 대입하여 정리하면, 장파를 지배하는 한쌍의 상미분방정식이 유도되며, 식 (18)과 식 (19)로 표현된다(Liu와 Cho, 1993).

$$\begin{aligned}
& \mu^3 \frac{dA_0^m}{d\bar{X}} + \mu \frac{1}{4h} \frac{dh}{dX} A_0^m - \mu \frac{1}{4h} \frac{dh}{dX} e^{-i2m\Theta} B_0^m \\
& = -\varepsilon \frac{3im\mu\Omega}{8h\sqrt{h}} \left[\sum_{p \neq 0, m} (A_0^p A_0^{m-p} + B_0^p B_0^{m-p} e^{-i2m\Theta}) \right. \\
& + \sum_{s \neq 0} \sum_p A_s^p A_{n-s}^{m-p} \left. \right] - \varepsilon \frac{i\mu\Omega}{8h\sqrt{h}} \sum_{p \neq 0, m} \frac{m^2 - 4p^2}{m} \\
& (B_0^p A_0^{m-p} e^{-ip\Theta} + A_0^p B_0^{m-p} e^{-i2(m-p)\Theta}) + O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4)
\end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned}
& \mu^3 \frac{dB_0^m}{d\bar{X}} + \mu \frac{1}{4h} \frac{dh}{dX} B_0^m - \mu \frac{1}{4h} \frac{dh}{dX} e^{i2m\Theta} A_0^m \\
& = \varepsilon \frac{3im\mu\Omega}{8h\sqrt{h}} \left[\sum_{p \neq 0, m} (B_0^p B_0^{m-p} + A_0^p A_0^{m-p} e^{i2m\Theta}) \right. \\
& + \sum_{s \neq 0} \sum_p A_s^p A_{n-s}^{m-p} e^{i2m\Theta} \left. \right] + \varepsilon \frac{i\mu\Omega}{8h\sqrt{h}} \sum_{p \neq 0, m} \frac{m^2 - 4p^2}{m} \\
& (A_0^p B_0^{m-p} e^{ip\Theta} + B_0^p A_0^{m-p} e^{i2(m-p)\Theta}) + O(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4)
\end{aligned} \tag{19}$$

식 (15)~(17)을 식 (14)에 대입하여 정리하면, 단파의 지배방정식인 식 (20)이 유도된다.

$$\begin{aligned} & \mu^3 \frac{dA_n^m}{dX} + \left[\mu \frac{1}{4h} \frac{dh}{dX} - \mu^2 \frac{in^3 \sqrt{h}}{6} \left(1 + \frac{4m\mu\Omega}{n} \right) \right] A_n^m \\ &= -\epsilon \frac{i(n+2m\mu\Omega)}{8k\sqrt{h}} \left(\sum_{p=0}^n 6A_0^p A_n^{m-p} + \sum_{s=0, n} \sum_p A_s^p A_{n-s}^{m-p} \right) \\ &+ \epsilon \frac{i}{4k\sqrt{h}} \sum_{p=0}^n [n+2m-2p\mu\Omega] B_0^p A_n^{m-p} e^{-i2p\theta} \\ &+ O(\epsilon^2, \epsilon\mu^2, \mu^4) \end{aligned} \quad (20)$$

장파와 단파에 의한 자유수면변위는 식 (18)~식 (20)의 해석에 의해 구한 값을 식 (7)과 식 (12)에 대입함으로써 얻을 수 있으며, 각각 식 (21), 식 (22)와 같이 표현된다.

$$\zeta = \frac{1}{2} \sum_m (A_0^m(\bar{X})e^{im\theta} + B_0^m(\bar{X})e^{-im\theta})e^{-im\Omega T} \quad (21)$$

$$\zeta = \frac{1}{2} \sum_n \sum_m [A_n^m(\bar{X})e^{im\theta} e^{-im\Omega T}] e^{in\theta} \quad (22)$$

3. 수치 해석

본 연구에서는 단파의 파군에 의해 생성된 장파의 Bragg 반사를 해석하였다. 수심은 식 (23)과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} h &= 1 - \rho \sin(\delta x), & 0 \leq x \leq L_1 \\ h &= 1 - Sx - \rho \sin(\delta x), & L_1 \leq x \leq L_2 \end{aligned} \quad (23)$$

식 (23)에서, ρ 는 해저지형의 진폭, δ 는 해저지형의 파수, S 는 해저지형의 경사를 나타낸다. ρ 의 크기는 $O(\epsilon)$ 으로 가정하였다. 수심에 대한 x 방향 1차 도함수는 식 (24)와 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \mu \frac{dh}{dX} &= -\rho\delta \frac{e^{i\delta x} + e^{-i\delta x}}{2}, & 0 \leq x < L_1 \\ \mu \frac{dh}{dX} &= -S - \rho\delta \frac{e^{i\delta x} + e^{-i\delta x}}{2}, & L_1 \leq x \leq L_2 \end{aligned} \quad (24)$$

장파 및 단파의 지배방정식은 1차 상미분 방정식이며, Fourth-order Runge-Kutta 방법을 사용하여 해석하였다. 경계조건으로 평면파형 지형이 끝나는 지점

에서의 반사는 0으로 가정하였다. 본 연구에서 사용된 수치해석 기법은 입사파에 관한 초기 조건을 결정한 후, 왼쪽에서 오른쪽으로 입사하는 단파 및 장파의 지배방정식을 해석한다. 그 후 다시 입사하는 단파 및 장파의 해를 이용하여, 오른쪽에서 왼쪽으로 반사된 장파를 계산하며, 식 (25)의 수렴조건을 만족할 때까지 이 과정을 반복한다. 위상속도를 나타내는 θ 는 사다리꼴 방법을 사용하여 수치적으로 적분하였으며, 계산 격자간격은 $\pi/10$ 을 사용하였다.

$$\frac{|A_0^{mk} - A_0^{m(k-1)}|}{|A_0^{m(k-1)}|} < 10^{-4}, \quad \frac{|B_0^{mk} - B_0^{m(k-1)}|}{|B_0^{m(k-1)}|} < 10^{-4} \quad (25)$$

입사파는 위상이 다른 두 개의 단파를 중첩시켜 파군을 생성하였다. 본 연구에서 입사파의 초기조건으로 식 (26)이 사용되었다.

$$A_0^0 = 1.0, \quad A_0^1 = 1.0 \quad (26)$$

4. 해저경사의 변화에 따른 Bragg 반사 검토

본 장에서는 해저지형의 경사가 Bragg 반사 조건에서 파랑에 미치는 영향에 관하여 검토하였다. 장파의 Bragg 반사는 Liu와 Cho(1993)가 밝힌 바와 같이 $\delta \approx 2m\mu\Omega$ 일 때 발생한다. 그림 2는 일정한 해저경사가 있으며, Bragg 반사 조건일 때 입사하는 파랑의 자유수면변위를 표현한 것이다. 입사하는 단파에 의한 파군의 생성을 명확히 볼 수 있으며, 각 파랑 성분 사이의 에너지 교환과 비선형성에 의해 파랑이 불규칙하게 진행함을 볼 수 있다. Liu 등(1992)은 본 연구에서 사용한 기법과 동일한 기법을 사용하여 파랑의 천수효과와 장파의 생성에 관하여 기존 연구와 비교하였으며, 만족할 만한 결과를 보인 바 있다.

그림 3과 그림 4는 $t=0$ 일 때, 경사가 증가함에 따른 파랑의 변화를 나타내며, 파군을 구성하는 장파와 단파를 모두 포함한다. x 축의 범위는 해저경사가 적용된 50π 에서 60π 까지를 나타내었으며, 역시 Bragg 반사 조건일 때를 가정하였다. 해저 경사가 증가함에 따라 천수효과에 의해 파고는 증가하며, 파장은 감소하는 현상을 볼 수 있다. 그림 4의 경우, 비선형성이 0.09로 비교적 크게 주어졌기 때문에, 그림 3에 비해 자유수면

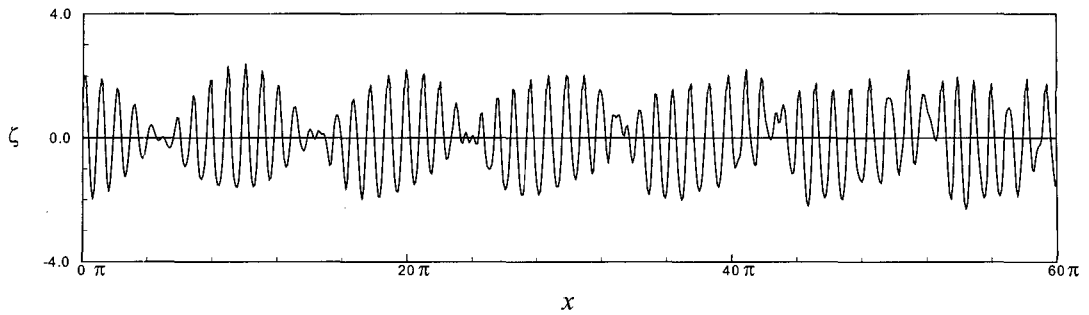


그림 2. 정현파형 지형을 통과하는 파랑의 자유수면변위

($n=4, m=4, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08, S=0.005$)

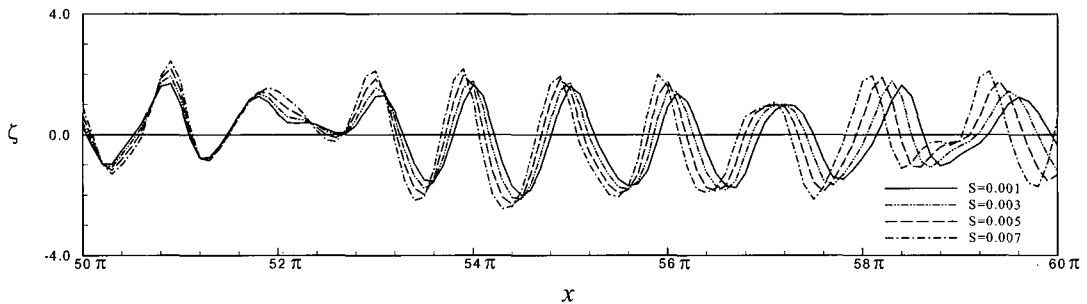


그림 3. 해저경사의 변화에 따른 자유수면변위 비교

($n=4, m=4, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08$)

변위의 형태는 더욱 불규칙하다. 그리고 본 모형은 쇄파현상을 모의할 수 없으며, $x=56\pi$ 이후의 파고 감소 현상은 쇄파현상이 아닌 다양한 성분의 파랑의 중첩에 의해 나타난 것으로 판단된다.

그림 5와 그림 6은 경사의 변화에 따른 입사하는 장파와 반사하는 장파의 크기를 비교한 것이다. 해저지형의 경사가 증가할수록 입사하는 장파의 파고는 천수효과에 의해 증가하였으며, 그 결과 반사하는 장파의 파고 역시 증가하였다. 즉, 초기 입사하는 단파의 에너지가 입사하는 장파성분으로 이동하였으며, 입사하는 장파의 파고 증가에 의해 반사된 장파의 파고 역시 증가하였다. 이와 같이 경사가 증가함에 따라 단파 성분에서 장파 성분으로 에너지의 이동이 증가하는 이유는 식 (18)에서 단파와 장파사이의 에너지 교환을 의미하는

$$\epsilon \frac{3im\mu Q}{8kh} \sum_{p=0}^m 6A_s^p A^{m-p}$$
 항이 수심 h 의 감소로 인해 증가함에 있다.

그림 7과 그림 8은 경사가 없을 경우와 일정한 경사가 있는 경우에 대하여, 입사하는 단파, 입사하는 장파, 반사된 장파의 크기를 비교 도기한 것이다. 경사가 없을 경우 단파성분의 파고는 상당히 감소하였으며, 새로운 장파 성분이 생성되었다. 그리고 여기서 생성된 x 축 양의 방향으로 진행하는 장파성분에 의해 다시 상당량의 반사된 장파가 생성됨을 볼 수 있다. 경사가 있는 경우는 천수효과에 의해 입사파 성분의 크기가 전반적으로 증가하였으며, 이로인해 반사파의 파고 역시 증가하였다.

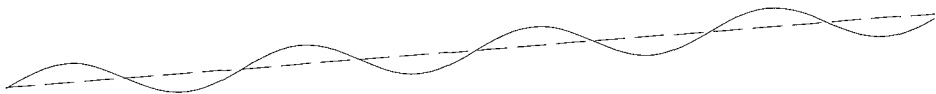
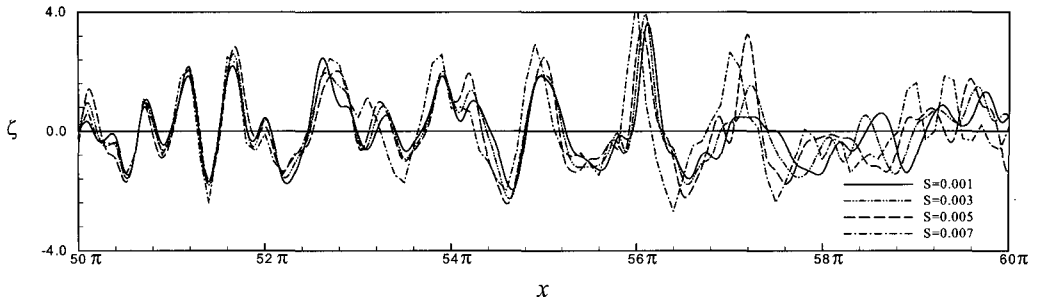


그림 4. 해저경사의 변화에 따른 자유수면변위 비교
 ($n=4, m=4, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi, \epsilon=0.08, \mu^2=0.1$)

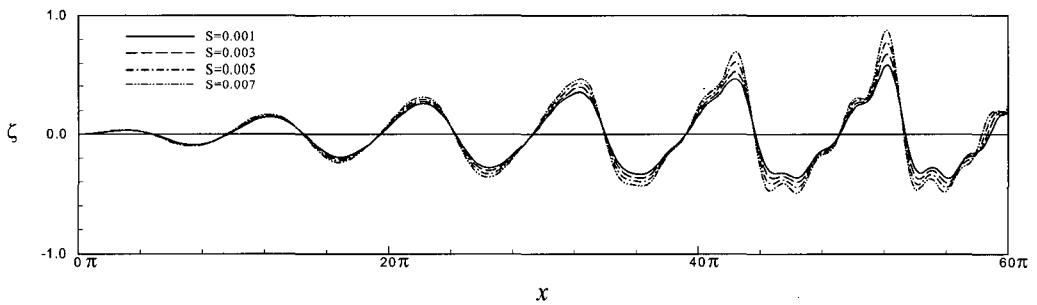


그림 5. 해저경사의 변화에 따른 입사하는 장파의 자유수면변위
 ($n=4, m=4, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08$)

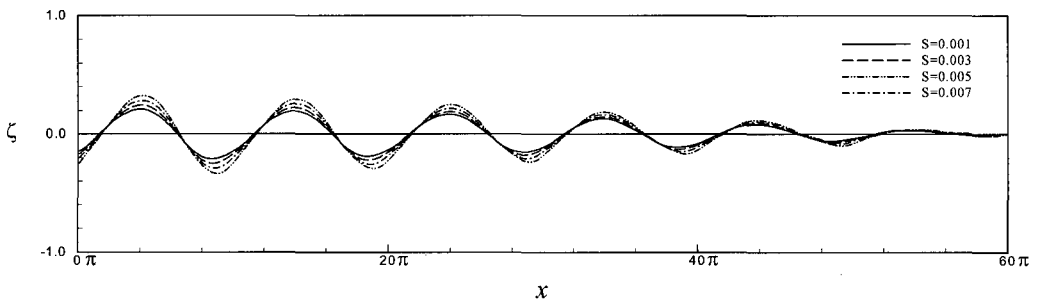


그림 6. 해저경사의 변화에 따른 반사된 장파의 자유수면변위
 ($n=4, m=4, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08$)

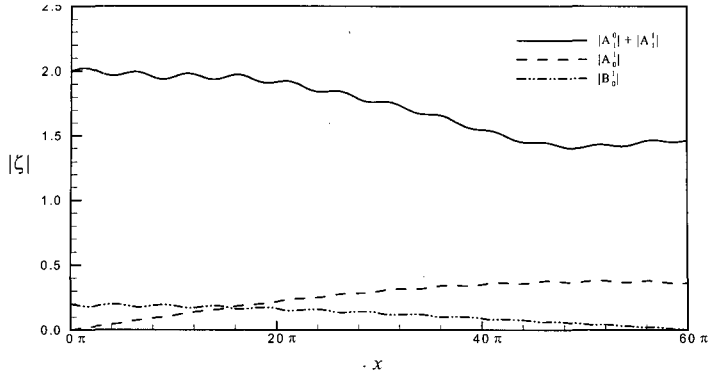


그림 7. 경사가 없을 경우 각 파랑 성분의 파고 변화

($n=4, m=4, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi$)

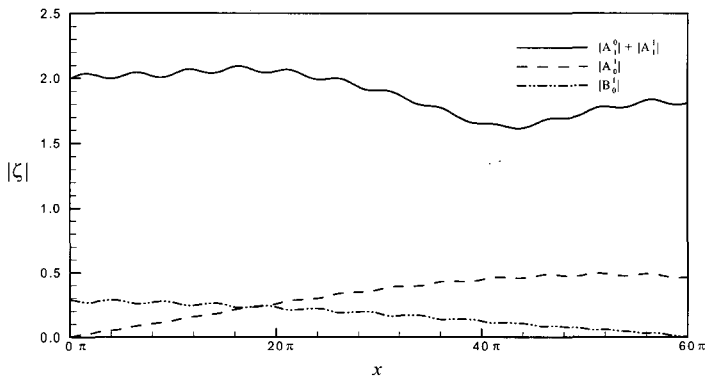


그림 8. 일정 경사면에서 각 파랑 성분의 파고 변화

($n=4, m=4, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi, S=0.005$)

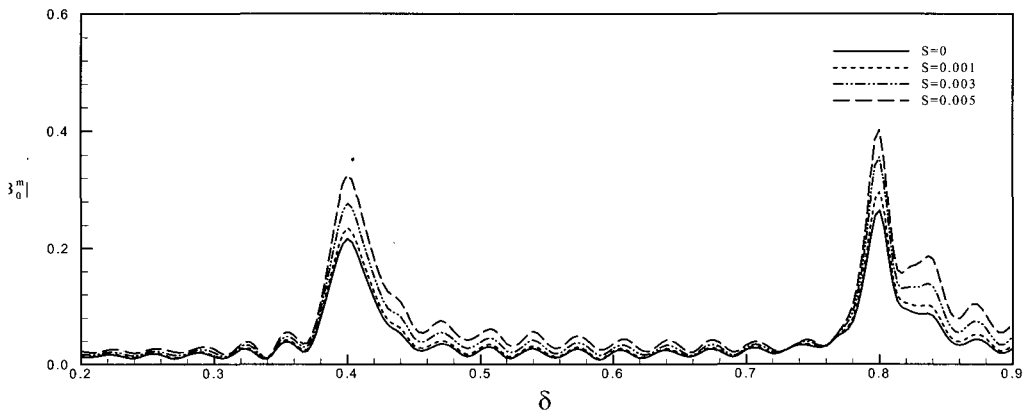


그림 9. 정현파형 지형의 경사 변화에 따른 장파의 반사

($n=4, m=2, \epsilon=0.02, \mu^2=0.08, \rho=0.08, \mu Q=0.2, L_1=50\pi, L_2=10\pi$)

그림 9는 해저지형의 파수의 변화에 따른 반사율의 변화를 도시한 것이다. 이 때, $\delta=0.4$ 와 $\delta=0.8$ 에서 Bragg 반사 지점이 나타나는데, 이는 $m=1$ 일 때 $\delta=0.4$ 에서, $m=2$ 일 때 $\delta=0.8$ 에서 Bragg 반사 조건을 만족하기 때문이다. 장파의 반사율은 Bragg 반사 조건에서, 해저경사가 0.005인 경우가 해저경사가 존재하지 않는 경우에 비해 약 1.5배 가량 크게 계산되었다. 그리고, 그림 9의 두 Bragg 반사 지점 중, 해저지형의 파수가 큰 Bragg 반사 지점에서 반사율이 더욱 크게 나타나는데, 이는 해저지형의 파수 증가에 따른 사면수의 증가에 의한 것으로 판단된다.

4. 결 론

본 연구에서는 Boussinesq 방정식을 지배방정식으로 사용하였다. 그리고 해저지형의 경사가 단파의 파수에 의해 생성된 장파의 반사에 미치는 영향에 대하여 연구하였다. 해저지형의 경사는 0.01 이내로 매우 완만하게 가정하였다. 그 결과, 입사하는 파군과 장파의 파고는 천수효과에 의하여 증가하였으며, 파장은 감소하였다. 이로 인해 반사된 장파 역시 파고가 증가하였다. 이종인 등(1999)의 연구에서는 단파의 경우 경사가 있을 때 반사율은 매우 작은 크기이지만 감소한다고 보고하였다. 그러나, 이종인 등의 연구결과와는 반대로, 장파의 경우는 상당히 완만한 경사가 있을 때 반사율이 오히려 증가함을 알 수 있었다.

본 연구에서는 파군에 의해 생성된 장파의 반사만을 고려하였다. 하지만, 정현파형 지형의 파수가 증가할 경우 파군을 구성하는 단파의 반사율 역시 무시할 수는 없다. 그러므로 단파와 장파의 반사를 동시에 고려할 수 있는 지배방정식의 유도와, 단파의 반사조건에서 장파와 단파성분 사이의 상호작용에 대한 추가 연구가 필요할 것이다.

감사의 글

본 연구는 한양대학교 교내학술연구비 (연구제목: 해저지형의 변화에 따른 파군의 발생)에 지원되었기에 이에 사의를 표합니다.

참 고 문 헌

김영택, 조용식, 이정규 (2000). "2차원 경계요소법을 이용한 Bragg 반사 해석." **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제33권, 제6호, pp. 805-814.
 이종인, 조용식, 이정규 (1999). "경사지형에서의 Bragg

반사." **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제32권, 제 4호, pp. 447-455.
 조용식, 정우창 (2002). "2차원 유한요소법을 이용한 파랑의 Bragg 반사 해석." **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제35권, 제6호, pp. 677-684.
 Baillard, J.A., Devries, J.W., Kirby, J.T. and Guza, R.T. (1990). "Bragg reflection breakwater: A new shore protection method?." *Proc. of the 22nd International Conference on Coastal Engineering*, Delft, pp. 757-768.
 Cho, Y.-S., Lee, J.I., Lee, J.K. and Yoon, T.H. (1995). "Bragg reflection of shallow-water waves." **대한토목학회논문집**, 대한토목학회, 제 15권, 제 6호, pp. 1823-1832.
 Cho, Y.-S. and Lee, C.H. (2000). "Resonant reflection of waves over sinusoidally varying topographies." *J. Coastal Res.*, Vol. 16, No. 3, pp. 870-876.
 Cho, Y.-S., Yoon, S.B., Lee, J.I. and Yoon, T.H. (2001). "A concept of beach protection with submerged breakwaters." *J. Coastal Res.*, Vol. 34, pp. 671-678.
 Guazzelli, E., Rey, V. and Belzons, M. (1992). "Higher-order bragg reflection of gravity surface waves by periodic beds." *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 301-317.
 Hara, T. and Mei, C.C. (1987). "Bragg scattering of surface waves by periodic bars: Theory and experiment." *J. Fluid Mech.*, Vol. 178, pp. 221-241.
 Heathershaw, A.D. (1982). "Seabed-wave resonance and sand bar growth." *Nature.*, Vol. 296, pp. 343-345.
 Kirby, J.T. (1986). "A general wave equation for waves over rippled bed." *J. Fluid Mech.*, Vol. 162, pp. 171-186.
 Liu, P.L.-F., Yoon, S.B. and Cho, Y.-S. (1992). "Shoaling of wave groups in shallow water." in *Nonlinear Dispersive Wave Systems*, edited by L. Debnath, pp. 41-56, World Scientific, Singapore.
 Liu, P.L.-F. and Cho, Y.-S. (1993). "Bragg reflection of infragravity waves by sandbars." *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, pp. 22733-22741.
 Mei, C.C. and Liu, P.L.-F. (1993). "Surface waves and

coastal dynamics." *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 25, pp. 215-240.

Peregrine, D.H. (1972). "Equations for water waves and the approximation behind them." in *Waves and Beaches*, edited by R.E. Meyer, pp. 95-121, Academic Press, USA.

Yoon, S.B. and Liu, P.L.-F. (1987). "Resonant reflection of shallow-water waves due to

corrugated boundaries." *J. Fluid Mech.*, Vol. 180, pp. 451-469.

Yu, J. and Mei, C.C. (2000). "Do longshore bars shelter the shore?." *J. Fluid Mech.*, Vol. 404, pp. 251-268.

(논문번호:03-12/접수:2003.02.10/심사완료:2003.04.16)