

경사지형에서의 Bragg반사 Bragg Reflection on a Sloping Beach

이 종 인* / 조 용 식** / 이 정 규***

Lee, Jong-In / Cho, Yong-Sik / Lee, Jong-Kyu

Abstract

In this study, the Bragg resonant reflection of cnoidal waves propagating over a sinusoidally varying topography lying on a uniformly sloping beach is investigated. The governing equations derived from the Boussinesq equations are numerically integrated. The effects of fast varying terms and nonlinearity in reflection coefficients are also examined. Variation of reflection coefficient for different sloping beaches is studied. It is found that reflection coefficients are not strongly dependent on slopes of beaches.

Keywords: Bragg reflection, Boussinesq equations, sinusoidally varying topography, cnoidal wave

요 지

본 연구에서는 Boussinesq 방정식으로부터 유도한 지배방정식을 수치 적분하여 정현파형 지형이 일정한 경사에 놓여 있는 해저지형을 통과하는 크노이드파의 Bragg 반사를 해석하였다. 지배방정식에 포함된 급변항의 효과와 비선형성의 크기에 따른 Bragg 반사를 해석하였다. 또한, 다양한 경사에 따른 반사율의 변화를 계산하여 반사율은 경사에 따라 크게 변화하지 않음을 밝혀냈다.

핵심용어 : Bragg 반사, Boussinesq 방정식, 정현파형 지형, 크노이드파

-
- * 한국건설기술연구원 수자원환경연구부 위촉선임연구원
Senior Researcher, Water Resources and Environmental Research Div., Korea Institute of Construction Technology, Koyang, Kyonggi 411-410, Korea
 - ** 세종대학교 공과대학 토목환경공학과 조교수
Assistant professor, Dept. of Civil and Environmental Engineering, Sejong University, Seoul 143-747, Korea
 - *** 한양대학교 공과대학 지구환경건설공학부 교수
Professor, School of Geosystem, Environmental and Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea

1. 서론

Bragg 반사는 해저지형이 정현파의 형상을 갖는 지형(sinusoidally varying topography)을 통과하는 파랑의 파장이 해저지형 파장의 두 배가 될 때 공명현상(resonance)에 의해 입사파의 반사율이 매우 커지는 물리적 현상을 말한다. 자연상태의 해저지형에서 Bragg 반사가 발생하면 외해로부터 입사하는 파랑이 보유한 에너지의 상당량이 외해로 반사될 수 있다. 따라서, Bragg 반사는 입사파의 특성을 변형시키는 동시에 해저지형의 형태와 길이에 따라 파랑에너지의 상당량을 반사시킬 수 있기 때문에 이 현상을 이용하면 해안구조물의 설계 및 항만 시설물 보호 등에 효과적으로 이용될 수 있다. 즉, 방파제와 항만시설과 같은 해안 구조물은 물론 해수욕장 등과 같은 편의시설을 위한 해안선 보호 및 불필요한 표사의 퇴적과 침식 등을 고려한 연안개발계획의 효율적인 수립을 위해서는 Bragg 반사 현상을 연구할 필요가 있다.

Bragg 반사에 관한 국내의 연구는 거의 없는 상태였으나, 최근 Cho 등 (1995)에 의해 이론적인 연구가 시작되었다. Cho 등은 Boussinesq 방정식을 이용하여 일정수심에서 크노이드파(cnoidal wave)와 정현파(sinusoidal wave)를 입사파로 하여 천해역에서의 Bragg 반사에 관한 연구를 수행하였다. 미국과 일본 등에서는 Bragg 반사에 관한 연구가 매우 활발하여 미국의 오대호 연안과 일본의 천해지역에서 많이 발견되는 정현파형 지형의 형성과정과 지형에 의한 파랑의 특성변화를 규명하기 위한 많은 이론적 및 실험적 연구가 수행되었다 (Katoh, 1984; Hara와 Mei, 1987; Liu와 Cho, 1993). 이와 같이 발견되는 사례의 군은 3~17개의 사례으로 구성되어 있으며, 인접한 사례간의 간격은 대략 10~400m로 알려져 있다 (Mei와 Liu, 1993). 특히, 최근에는 Bragg 반사 개념을 이용한 잠제(submerged breakwater)에 관한 연구가 활발히 진행중이다 (Lamberti와 Mancinelli, 1997; Tomasicchio, 1997; 조용식과 이창훈, 1998). Bragg 반사를 응용한 잠제를 수중에 건설하게 되면 외해로부터 입사하는 파랑에너지를 상당량 반사시킬 수 있으므로 해안구조물을 보다 효과적으로 보호할 수 있을 뿐만 아니라 잠제를 수중에 건설함으로써 해수욕장과 같은 해안 편의시설의 경관을 보호할 수 있다.

본 연구에서는 기존의 Bragg 반사 연구에서 다루어 지지 않았던 일정 경사면에서의 Bragg 반사에 대해 연

구한다. 일반적으로 자연지형에서 수심이 일정한 지역은 많지 않으므로 자연지형에 더욱 근사한 지형을 고려하기 위해서는 경사지형을 고려하는 것이 바람직하다. 따라서, 본 연구의 목적은 Cho 등 (1995)의 연구를 확장하여 Boussinesq 방정식으로부터 한 쌍의 지배방정식을 유도하여 보다 일반적이고 실제 자연지형에 부합되는 일정 경사면에 대해 수치적으로 Bragg 반사를 규명하여 해안구조물의 설계시에 기초자료를 제공하는데 있다.

다음 장에서는 지배방정식의 유도에 대해 간략히 서술하며, 3장에서는 일정경사면에 놓인 정현파형 지형을 지나는 크노이드파의 Bragg 반사를 연구한다. 특히, 몇 개의 다른 경사를 사용하여 경사변화에 따른 반사율을 계산하여 비교한다. 마지막으로, 4장에서는 결론을 기술한다.

2. 지배방정식

본 장에서는 Boussinesq 방정식으로부터 외해에서 입사한 파랑이 Fig. 1과 같은 경사진 지형과 정현파형 지형을 결합한 지형을 통과할 때 파랑의 특성을 지배하는 지배방정식의 유도과정을 간략히 서술하기로 한다. Boussinesq 방정식은 약비선형효과와 약분산효과를 동시에 포함하며, 비선형 천수방정식에 동수압항을 일부 포함시킨 것이다. 본 연구에서는 보다 간편한 해석을 위해 수평방향은 x 축 방향만을 고려한다. 따라서, 무차원 Boussinesq 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다 (Cho 등, 1995).

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \varepsilon \zeta)u] = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \varepsilon u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ = \mu^2 \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{h}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (hu) - \frac{h^2}{6} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, ζ 는 수면변위, h 는 수심, u 는 x 방향 유속이다. 그리고 식 (1)과 (2)를 유도하는 과정에서 $O(\varepsilon) \approx O(\mu^2) \ll 1$ 이 가정되었으며, ε 과 μ^2 은 각각 비선형과 분산의 크기를 나타내며, 다음과 같이 주어진다.

$$\varepsilon = \frac{a}{h}, \quad \mu^2 = (kh)^2 \quad (3)$$

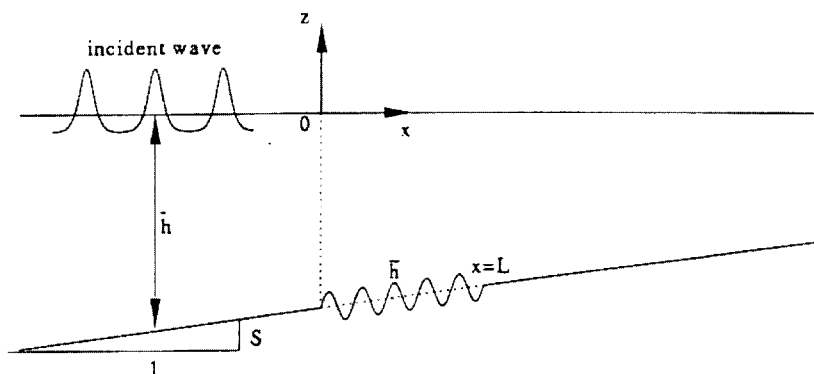


Fig. 1. Definition sketch of a sinusoidal seabed lying on a sloping beach

여기서, a 는 진폭이고 k 는 파수이다. 식 (1)은 오차가 없는 연속방정식인 반면에 식 (2)는 질삭오차의 크기가 $O(\epsilon^2, \epsilon\mu^2, \mu^4)$ 인 운동량방정식이다.

해안경사 지형을 통과하는 파랑의 반사와 천수(shoaling)를 연구하기 위해 수심은 다음과 같이 두 성분이 결합되어 있는 것으로 가정한다 (Fig. 1 참조).

$$h(x, y) = \bar{h}(x) + \hat{h}(x) \quad (4)$$

식 (4)에서 $\bar{h}(x)$ 는 일정한 경사를 갖는 지형을 나타내는 것으로 매우 완만하게 변화하는(slowly varying) 항(이하 완변항으로 기술한다)으로 가정하며, $\hat{h}(x)$ 는 정현파형 지형을 나타내며 매우 빠르게 변화하는(fast varying) 항(이하 급변항으로 기술한다)으로 가정한다. 또한, 수심성분 각각의 크기는 다음과 같이 가정한다.

$$\bar{h}(x) \sim O(1), \quad \hat{h}(x) \sim O(\mu^2) \quad (5)$$

따라서, 지형의 공간적인 변화율은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\left| \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \right| \sim O(\mu^2), \quad \left| \frac{\partial \hat{h}}{\partial x} \right| \sim O(\mu^2) \quad (6)$$

$$\frac{dA_n}{dx} + \left[\frac{in\hat{h}}{2\bar{h}\sqrt{\bar{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx}(\ln \bar{h}) + \frac{1}{2\bar{h}} \frac{d\hat{h}}{dx} - \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\bar{h}} \right] A_n = FVT_1 + NLT_1 \quad (8)$$

$$\frac{dB_n}{dx} + \left[-\frac{in\hat{h}}{2\bar{h}\sqrt{\bar{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx}(\ln \bar{h}) + \frac{1}{2\bar{h}} \frac{d\hat{h}}{dx} + \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\bar{h}} \right] B_n = FVT_2 + NLT_2 \quad (9)$$

Cho 등(1995)에서와 같이 자유수면변위와 유속은 시간에 대하여 주기를 갖는 것으로 가정한다. 즉,

$$\zeta(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n \zeta_n(x) e^{-int}, \quad u(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n u_n(x) e^{-int} \quad (7)$$

식 (7)에서 $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 이며, 음수의 n 은 양수의 켈레복소수를 의미한다.

식 (1)과 (2)에서 u 를 소기한 다음에 식 (4)~(7)을 대입한 후 다소 복잡한 수학적인 절차를 거치면 파랑의 진행과정을 지배하는 다음과 같은 한 쌍의 상미분방정식을 유도할 수 있다.

식 (8)과 (9)는 각각 오른쪽(+x) 방향과 왼쪽(-x) 방향으로 진행되는 파랑을 지배하는 식이며, A_n 과 B_n 은 진폭함수이다. 식 (8)과 (9)에서 []안의 두 번째 항은 천수효과, 세 번째 항은 사런의 효과이며, 네 번째 항은 분산효과를 나타낸다. 식 (8)과 (9)의 상세한 유도과정은 Cho 등 (1995)을 참조할 수 있으며, 급변항을 의미하는 FVT₁과 FVT₂는 각각 다음과 같이 주어진다.

식 (10)은 모두 지수함수를 포함하고 있기 때문에 수학적으로 급변항이어서 완변항과 비교하여 그 효과

$$\text{FVT}_1 = \left[-\frac{i n \hat{h}}{2 \hat{h} \sqrt{\hat{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx} (\ln \bar{h}) + \frac{1}{2 \hat{h}} \frac{d \hat{h}}{dx} + \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\hat{h}} \right] B_n e^{-2 i n \theta} \quad (10a)$$

$$\text{FVT}_2 = \left[\frac{i n \hat{h}}{2 \hat{h} \sqrt{\hat{h}}} + \frac{1}{4} \frac{d}{dx} (\ln \bar{h}) + \frac{1}{2 \hat{h}} \frac{d \hat{h}}{dx} - \frac{i}{6} \mu^2 n^3 \sqrt{\hat{h}} \right] A_n e^{2 i n \theta} \quad (10b)$$

$$\begin{aligned} \text{NLT}_1 = & -\frac{i \epsilon}{4 \hat{h} \sqrt{\hat{h}}} \sum_{s \neq 0, n} (n+s) \left[(A_s A_{n-s} + \frac{n-2s}{n} B_s A_{n-s} e^{-2 i s \theta}) \right] \\ & -\frac{i \epsilon}{4 \hat{h} \sqrt{\hat{h}}} \left[\sum_{s \neq 0, n} (n+s) (B_s B_{n-s} + \frac{n-2s}{n} A_s B_{n-s} e^{2 i s \theta}) \right] e^{-2 i n \theta} \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \text{NLT}_2 = & \frac{i \epsilon}{4 \hat{h} \sqrt{\hat{h}}} \sum_{s \neq 0, n} (n+s) \left[(B_s B_{n-s} + \frac{n-2s}{n} A_s B_{n-s} e^{2 i s \theta}) \right] \\ & + \frac{i \epsilon}{4 \hat{h} \sqrt{\hat{h}}} \left[\sum_{s \neq 0, n} (n+s) (A_s A_{n-s} + \frac{n-2s}{n} B_s A_{n-s} e^{-2 i s \theta}) \right] e^{2 i n \theta} \end{aligned} \quad (11b)$$

는 크지 않다. 그러나 사런 지형과의 상호작용에 의해 일부 항은 완변항으로 변할 수 있으므로 주의해야 한다. 식 (8)과 (9)에서 비선형항을 의미하는 NLT_1 와 NLT_2 는 각각 다음과 같이 주어진다.

식 (11a)에서 오른쪽 방향으로 진행하는 파랑간의 상호작용에 의한 영향은 완변항으로 표시되며, 나머지 항들은 모두 급변항임을 알 수 있다. 반면에, 식 (11b)에서는 왼쪽 방향으로 진행하는 파랑간의 상호작용에 의한 영향은 완변항으로 표시되며, 나머지 항들은 역시 모두 급변항이다. 식 (10)의 경우와 같이, 식 (11)에서도 지수함수를 포함하는 항의 일부는 해저사런과의 상호작용, 즉 공명현상에 의해 완변항이 될 수 있다. 이에 관한 상세한 설명은 다음 장에서 기술한다.

식 (8)과 (9)로부터 진폭함수 A_n 과 B_n 를 구한 후 다음 식을 대입하여 자유수면변위를 구할 수 있다.

$$\zeta(x, t) = \frac{1}{2} \sum_n [A_n e^{i n \theta} + B_n e^{-i n \theta}] e^{-i n t} \quad (12)$$

식(12)에서 θ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\theta = \int \frac{1}{\sqrt{\hat{h}}} dx \quad (13)$$

3. 수치계산

본 장에서는 2장에서 서술한 지배방정식을 이용하여 Fig. 1과 같은 해저지형에 입사하는 코노이드파의 Bragg반사를 연구한다. 식 (8)과 (9)는 모두 1차 상미분방정식이므로 Runge-Kutta 방법을 이용하여 적분

할 수 있으며, 적분방법과 수렴조건에 관한 보다 상세한 설명은 Cho 등(1995)을 참조할 수 있다. 본 연구에서는 특히 경사와 해저지형 진폭의 변화에 따른 Bragg반사의 변화를 중점적으로 검토한다.

먼저, 식 (4)로 주어진 해저지형을 다음과 같이 정의한다.

$$\begin{aligned} h &= 1 - Sx, & L_1 > x \\ h &= 1 - Sx - \rho \sin(\delta x), & L_1 \leq x \leq L_2 \\ h &= 1 - Sx, & x > L_2 \end{aligned} \quad (14)$$

식 (14)에서 S 는 해저지형의 경사를 의미하며, $Sx \sim O(1)$ 이며, $|S| \sim O(\mu^2)$ 이다. 또한, L 은 정현파형 지형의 길이, ρ 와 δ 는 각각 해저지형의 진폭과 파수를 나타낸다. 식 (14)에서 $S=0$, 즉 해저경사를 무시하면 Cho 등(1995)의 식과 일치한다. 따라서, 본 연구는 Cho 등의 연구에 비하여 좀 더 일반적이라 할 수 있다.

식 (8)과 (9)에 식 (14)를 대입하면 정현파형의 형상을 갖는 해저지형에 관한 다음과 같은 관계식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2 \hat{h}} \frac{d \hat{h}}{dx} e^{2 i n \theta} \\ & \approx \frac{1}{2(1-Sx)} (-\rho \delta) \frac{e^{i \delta x} + e^{-i \delta x}}{2} e^{2 i n x} \quad (15) \\ & = -\frac{\rho \delta}{4(1-Sx)} [e^{i(\delta+2n)x} + e^{i(-\delta+2n)x}] \end{aligned}$$

식 (15)의 우변 첫째 항과 둘째 항은 모두 급변항이나 $n=1, 2, 3, 4, \dots$ 일 때 $\delta \approx 2, 4, 6, 8, \dots$ 이면 둘째 항은 완변항이 되며, 특히 $n=1, \delta \approx 2$ 일 때 공명현상이 발생하는 Bragg 반사의 조건이 된다. 또한, $n=2, 3, 4, \dots, \delta \approx 4, 6, 8, \dots$ 일 때 부공명현상(sub-resonance)이 발생할 수 있다.

본 장에서는 Fig. 1과 같이 주어진 해저지형을 통과하는 크노이드파의 거동을 검토하였다. 식 (8)과 (9)는 모두 1차 상미분방정식이므로 Runge-Kutta 4차 방법을 사용하여 적분할 수 있다. 본 연구에서는 $A_1=0.8923, A_2=0.4198, A_3=0.1568, A_4=0.0522, A_5=0.0163$ 의 5개 성분(즉, 식 (7)에서 $n=5$)으로 크노이드파를 재현한 후 이를 입사파로 사용하였으며, 해석에 사용된 입사파의 파장은 2π 이다.

먼저, 경사를 무시한 해저지형을 지나는 크노이드파의 반사를 검토한다. Fig. 2와 3은 각각 $L=6\pi, \rho=0.1$ 과 $L=10\pi, \rho=0.1$ 로 주어진 해저지형을 통과하는 $\epsilon=0.1, \mu^2=0.1067$ 인 크노이드파의 반사를 해석한 결과이다. 그림에서 $|B_1|$ 과 $|B_2|$ 는 각

각 반사파의 첫 번째와 두 번째 성분의 진폭을 의미하며, 첫 번째 성분이 두 번째 성분에 비해 매우 큰 것을 알 수 있다. 그림에서는 또한 급변항의 영향을 조사하기 위해 급변항을 포함시킨 것과 제외시킨 것을 비교하였다. 전체적으로 거의 비슷한 경향을 보여주고 있으며 급변항을 포함시킬 경우 $|B_1|$ 을 기준으로 Fig. 2와 3에서 각각 약 5%와 14% 정도 감소하는 것으로 나타났다. 따라서, 급변항을 포함하여 계산하는 것이 바람직함을 알 수 있다. Fig. 2와 비교하여 Fig. 3의 반사파의 진폭이 큰 것은 사런(ripple)의 수가 증가했기 때문이다.

비선형성에 따른 Bragg 반사의 변화를 검토하기 위해 Fig. 4에서는 $\epsilon=0.050, 0.075$ 및 0.100 이며, $\mu^2=0.1067$ 인 크노이드파가 $L=10\pi, \rho=0.1$ 인 사런지형을 통과할 때의 $|B_1|$ 의 크기를 비교한 것이다. 예상하였던 것과 같이 비선형성이 증가할수록 최대 진폭, 즉 Bragg 반사의 크기가 감소함을 알 수 있다. 이는 비선형성이 증가할수록 식 (11)에 나타난 것과 같이 진폭성분($n=1, 2, 3, 4, 5$)간의 상호작용이 활발해져 고차성분으로 더욱 많은 파랑에너지가 이동

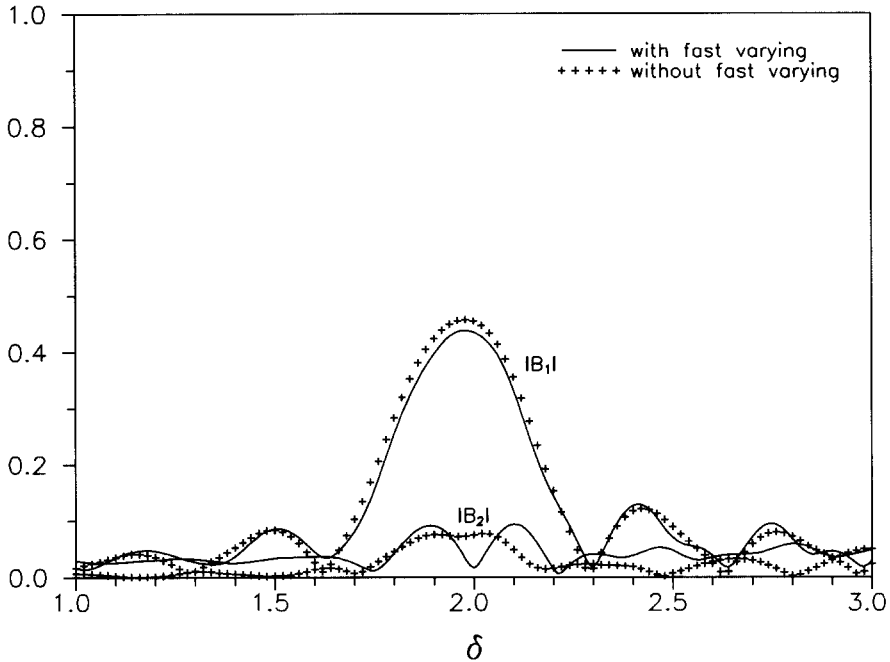


Fig. 2. Reflected first and second harmonics amplitude of uniform cnoidal wave ($L=6\pi, \epsilon=0.10, \mu^2=0.1067, \rho=0.10, S=0.0$)

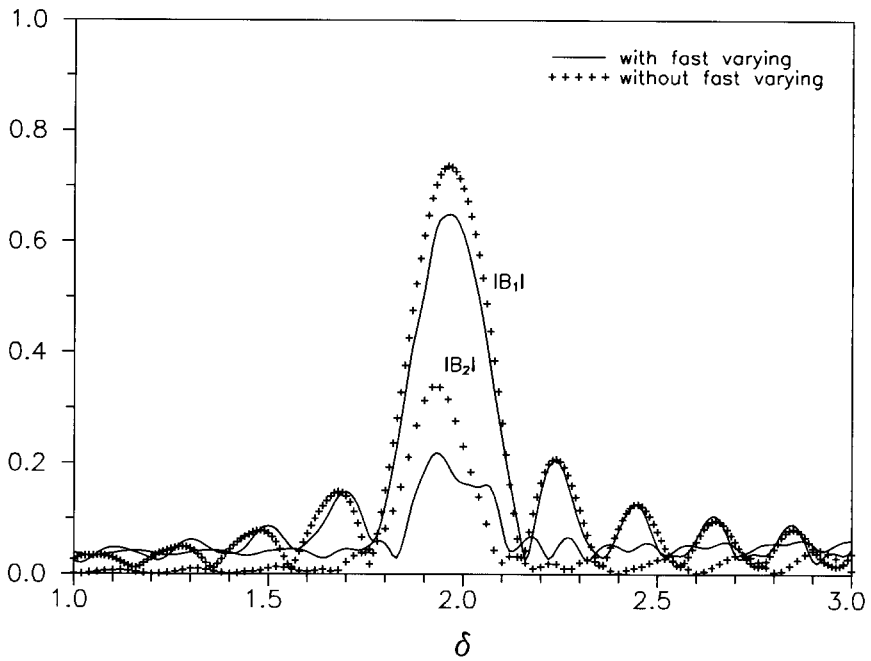


Fig. 3. Reflected first and second harmonics amplitude of uniform cnoidal wave
 ($L = 10\pi$, $\varepsilon = 0.10$, $\mu^2 = 0.1067$, $\rho = 0.10$, $S = 0.0$)

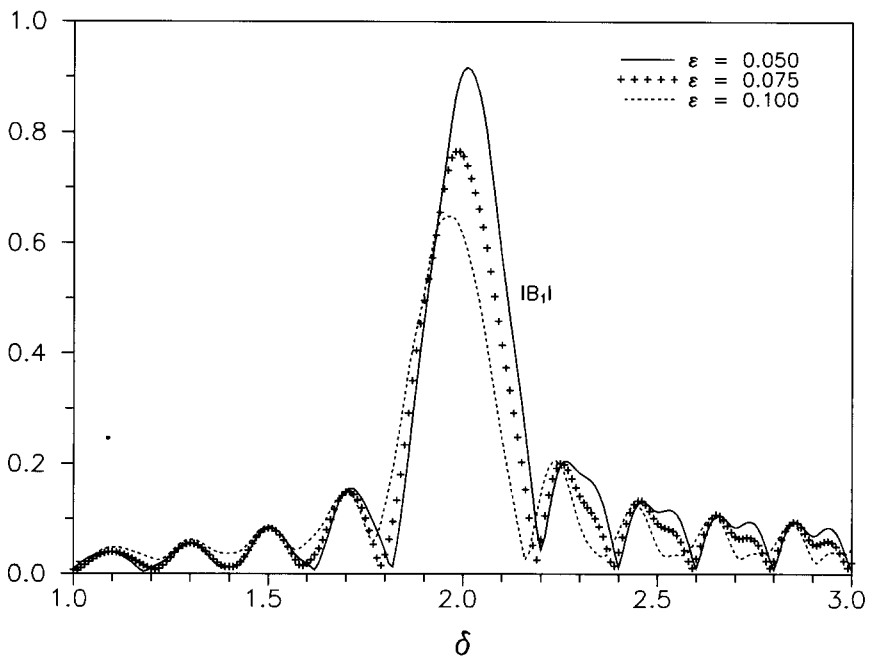


Fig. 4. Reflected first harmonic amplitude of uniform cnoidal wave
 ($L = 10\pi$, $\mu^2 = 0.1067$, $\rho = 0.10$, $S = 0.0$)

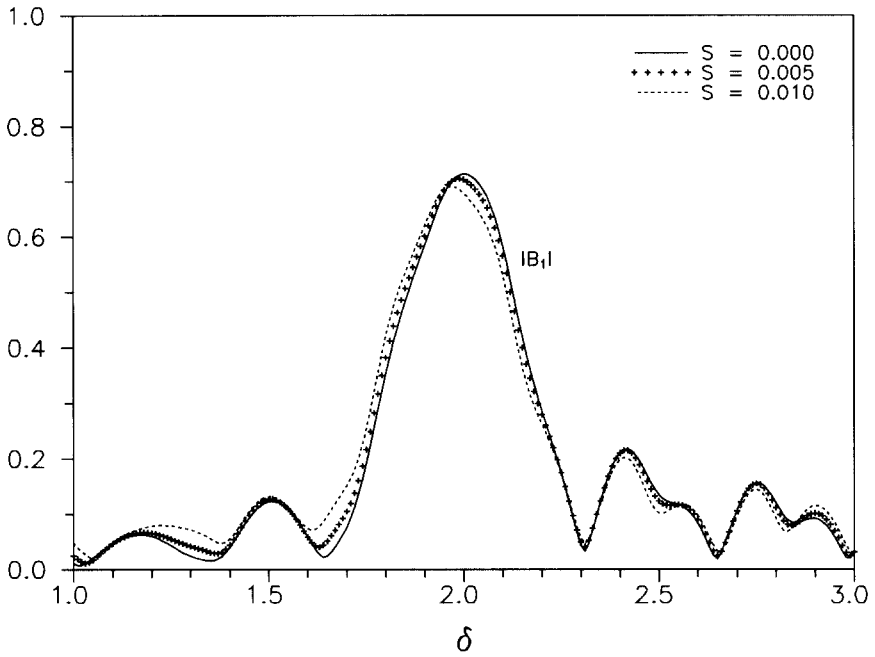


Fig. 5. Reflected first harmonic amplitude of uniform cnoidal wave
 ($L = 6\pi$, $\varepsilon = 0.0881$, $\mu^2 = 0.1067$, $\rho = 0.15$)

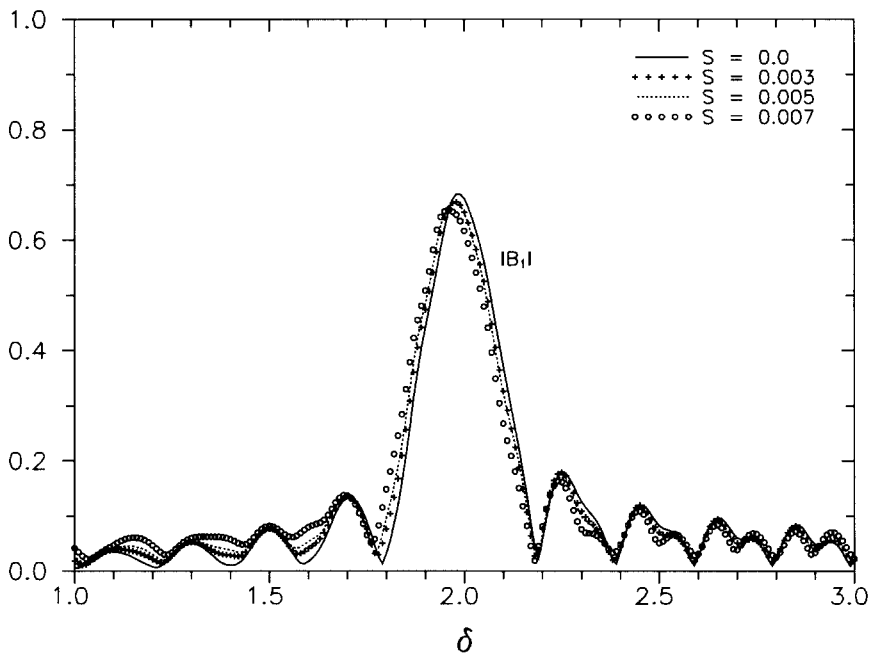


Fig. 6. Reflected first harmonic amplitude of uniform cnoidal wave
 ($L = 10\pi$, $\varepsilon = 0.075$, $\mu^2 = 0.10$, $\rho = 0.10$)

하였기 때문이다. 또한, ϵ 이 커질수록 Bragg반사가 발생하는 해저지형의 파수가 작아짐을 알 수 있다. 즉, 최대반사율을 제공하는 δ 값이 왼쪽으로 이동하고 있다.

Fig. 5는 $\epsilon = 0.0881$, $\mu^2 = 0.1067$ 인 크노이드파가 $L = 6\pi$, $\rho = 0.15$ 이며 경사가 각각 0.005 와 0.010 인 해저지형을 지날 때의 Bragg반사를 계산하여 경사가 없는 일정수심을 지나는 파랑의 Bragg 반사와 비교한 것이다. 경사가 커질 경우 최대 반사가 발생하는 사면의 파수가 약간 작아지며, 반사파의 진폭 또한 약간 감소함을 알 수 있다. 그러나, 전체적으로 반사율에 경사의 영향이 명확하게 나타나지는 않음을 알 수 있는데 이는 경사의 크기의 차수가 작게 가정되었기, 즉 $O(S) \approx O(\mu^2)$ 때문인 것으로 판단된다. 그러나, Mei와 Liu(1994)가 밝힌 것과 같이 대부분의 사면은 $S \leq 0.005$ 보다 작은 지형에서 발견되므로 실제 자연에 있어서도 경사의 영향은 크지 않을 것으로 사료된다.

마지막으로, Fig. 6은 $\epsilon = 0.075$, $\mu^2 = 0.1000$ 인 크노이드파가 $L = 10\pi$, $\rho = 0.10$ 이며 경사가 0.003, 0.005 및 0.007 인 해안에 정형파형 지형이 놓인 지형을 지날 때의 Bragg 반사를 해석하여 일정수심에 놓인 정형파형 지형을 지나는 크노이드파의 Bragg반사와 비교한 것이다. Fig. 5의 경우와 비슷한 경향을 보이고 있으며 경사 변화에 따른 최대반사율의 감소는 매우 작음을 알 수 있으며, 경사가 급해지면 Bragg반사가 발생하는 해저지형의 파수는 작아짐을 알 수 있다. 경사의 영향이 크게 부각되지 않은 것은 전체적으로 본 연구에서 사용된 경사의 크기가 상대적으로 작기 때문인 것으로 판단된다.

4. 결 론

본 연구에서는 Boussinesq방정식으로 유도한 한 쌍의 상미분방정식을 이용하여 경사면 위에 존재하는 정형파형 지형을 지나는 크노이드파의 Bragg반사에 대하여 연구하였으며, 급변항의 존재에 따른 Bragg반사의 크기 변화와 비선형성의 크기에 따른 Bragg반사의 변화를 검토하였다. 아울러, 일정한 경사지형 위에 존재하는 정형파형 지형을 통과하는 크노이드파의 Bragg반사를 해석하였다.

비록 여러 경사에 따른 Bragg반사율의 변화는 크지는 않지만 비선형성, 분산성, 해저지형의 진폭 등의 다

양한 조합에 따른 Bragg반사의 크기에 대해서는 좀 더 연구해야 할 것으로 판단된다. 아울러, 본 연구에서는 제외되었으나 천해역에서 바닥마찰은 매우 중요한 역할을 할 수 있으므로 추후 이를 포함한 상세한 연구가 수행되어야 한다. 특히, Bragg반사 개념을 잠재에 이용할 경우 매우 경제적인 방파제 설계가 가능하므로 Bragg반사에 관한 광범위한 수리 및 수치모형실험이 수행되어야 할 것으로 생각된다.

감사의 글

본 연구는 한국과학재단의 연구비(과제번호: 981-1204-012-2)를 지원받아 수행하였기에 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- 조용식, 이창훈 (1998). "수심이 변하는 지형을 통과하는 파랑의 반사율과 통과율 산정." 대한토목학회 논문집, 대한토목학회, 제18권, 제2-4호, pp. 351-358.
- Cho, Y.S., Lee, J.I., Lee, J.K., and Yoon, T.H. (1995). "Bragg reflection of shallow-water waves." 대한토목학회논문집, 대한토목학회, 제 15권, 제6호, pp. 1823-1832.
- Hara, T., and Mei, C.C. (1987). "Bragg reflection of surface waves by periodic bars: Theory and experiment." *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 178, pp. 221-241.
- Katoh, K. (1984). *Multiple longshore bars formed by long period standing waves* (in Japanese). Report, Port Harbor Res. Inst., Min. of Trans., Japan, pp. 1-46.
- Lamberti, A., and Mancinelli, A., (1997). "Italian experience on submerged barriers as beach defence structures." *Proceedings, 25th International Conference on Coastal Engineering*, U.S.A., pp. 2352-2365.
- Liu, P.L.-F., and Cho, Y.S. (1993). "Bragg reflection of infragravity waves by sandbars." *Journal of Geophys. Res.*, Vol. 98, C12, 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.

Tomasicchio, U., (1997). "Submerged breakwaters for the defence of the shoreline at Ostia Field experiences, comparison." *Proceedings, 25th International Conference*

on Coastal Engineering, U.S.A., pp. 2404-2417.

(논문번호:99-015/접수:1999.02.26/심사완료:1999.06.17)