

파형의 왜도가 투과성 방파제 투과율에 미치는 영향

The Effect of Skewness of Nonlinear Waves on the Transmission Rate through a Porous Wave Breaker

조용준* · 강윤구**
Yong Jun Cho* and Yoon Koo Kang**

요지 : 쇄파역에서 흔히 관측되는 왜도된 비선형 파랑은 정현파에 비해 상대적으로 큰 관성력을 지니 투과율에 미치는 영향이 상당할 것으로 추정되어왔다. 본고에서는 이러한 추론을 확인하기 위해 왜도가 1.02에서 1.032에 분포하는 총 여섯 개의 파랑을 대상으로 한 수치모의를 수행하였다. 수치모의는 OpenFoam 기반 Tool box인 ihFoam을 사용하여 수행하였으며, 왜도된 비선형 파랑은 경사가 1:30인 천퇴를 이용하여 유도하였다. 투수층에서의 유동은 Navier Stokes Eq.에 추가 항력을 도입하여 해석하였으며, 모의결과 왜도된 비선형 파랑은 정현파에 비해 큰 관성력으로 인해 상대적으로 큰 투과율을 지니는 것으로 모의되었다. 또한 Porous층에서의 Damping으로 인한 파속변화 여부를 살펴 보기위해 Damping이 반영된 천수방정식으로부터 분산관계식을 새로이 유도하였으며, 그 결과 투과성 방파제에서의 파형과 마찰력 사이의 위상차가 파속에 영향을 미치는 것으로 보인다.

핵심용어 : 왜도된 강비선형 파랑, 투과성 방파제의 투과 특성, ihFoam, Cnoidal waves, VARANS

Abstract : It has been presumed that highly nonlinear skewed waves frequently observed in a surf zone could significantly influence the transmission behaviour via a porous wave breaker due to its larger inertia force than its nonlinear counterparts of zero skewness [Cnoidal waves]. In this study, in order to confirm this perception, a numerical simulation has been implemented for 6 waves the skewness of that range from 1.02 to 1.032. A numerical simulation are based on the Tool Box called as the ihFoam that has its roots on the OpenFoam. Skewed waves are guided by the shoal of 1:30 slope, and the flow in the porous media are analyzed by adding the additional damping term into the RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equation). Numerical results show that the highly nonlinear skewed waves are of higher transmitted ratio than its counterparts due to its stronger inertia force. In this study, in order to see whether or not the damping at the porous structure has an effect on the wave celerity, we also derived the dispersive relationships of Nonlinear Shallow Water Eq. [NSW] with damping at the porous structure being accounted. The newly derived dispersive relationships shows that the phase lag between the damping friction and the free surface elevation due to waves significantly influence the wave celerity.

Keywords : highly nonlinear skewed waves, transmitted waves via a porous wave breaker, ihFoam, Cnoidal waves, VARANS

1. 연구 배경

항 외곽시설과 잠제, 돌제, 이안제 등과 같은 연안 보호공의 상당부분은 사석 등으로 축조되나 투과성 구조체의 투과 특성에 관한 연구는 소홀히 다루어져 왔다. 이러한 현상은 해석상의 어려움에 기인하는 것으로 보이나, 전술한 투과율은 항 외곽시설, 잠제, 돌제, 이안제 배후수역에 상당한 영향을 미칠 수 있어 투과성 구조체를 통한 파랑 투과 특성은 시급히 해결되어야 할 과제로 보인다.

이와 더불어 쇄파역에서 흔히 관측되는 왜곡 혹은 왜도된 비

선형 파랑은 정현파에 비해 상대적으로 큰 관성력으로 인해 투과율에 미치는 영향이 작지 않을 것으로 예상되나 이에 관한 연구는 찾아볼 수 없다[Fig. 1 참조]. 잠제, 돌제, 이안제 등과 같은 연안 보호공은 쇄파역 언저리에 거치되는 경우가 상당하다는 사실을 상기하면 파랑의 비선형성이 투과 특성에 미치는 영향에 대한 정량적 평가는 상당한 공학적 가치를 지닌다.

최근 다공성 해안구조물과 파랑 간의 상호작용을 수치모의하려는 노력이 Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH) method을 기반으로 수행되어 일부 성과를 거둔 것으로 보인다. 그러나 SPH method는 시영역에서의 적분과정에 explicit method

*서울시립대 토목공학과(Corresponding author: Yong Jun Cho, Department of Civil Engineering, University of Seoul, Seoul 02504, Korea, Tel: +82-2-6490-2427, Fax: +82-2-6490-2424, young@uos.ac.kr)

** (주)세광종합기술단(Sekwang Engineering Consultants CO., LTD.)

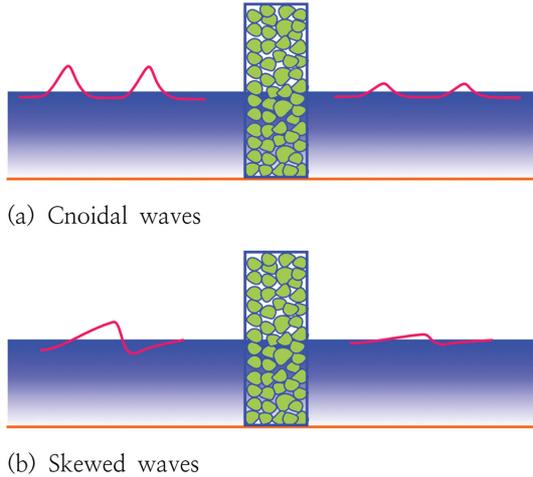


Fig. 1. Comparison of the Cnoidal waves with skewed waves.

만 가용하여 3D 모의시 계산량이 상당하다(Dalrymple and Rogers, 2006; Shao, 2006, 2010, Akbari and Namin, 2013).

현재 다공성 해안구조물에서의 흐름에 대한 수치해석은 Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS) 식에 기반 한 모형이 주류를 이룬다. RANS는 지난 수십 년간 wave generation and absorption(Higuera et al., 2013a; Jacobsen et al., 2012; Lara et al., 2011; Lin and Liu, 1999; Troch and De Rouck, 1999)에서부터 다공성 해안구조물과 파랑 간의 상호작용(del Jesus et al., 2012; Guanche et al., 2009; Higuera et al., 2013b; Lara et al., 2006, 2008, 2012; Losada et al., 2008; Luppés et al., 2010)까지 다양한 해안 공학 문제에 적용되며 발전하여 왔다.

그러나 다공성 해안구조물이 파랑에 노출되는 경우 항상 물에 잠기는 것은 아니므로 two-phase flow 해석이 필요해 보이나 현재 이러한 모형은 찾아볼 수 없다. 이와 더불어 제체를 구성하는 피복석은 내부로 갈수록 조밀하게 거치되기 마련이나 이러한 공극률 변화도 아직은 미지의 영역으로 보인다.

현재 RANS에서 다공성 해안구조물에서의 흐름을 처리하는 방법은 크게 두 가지로 분류할 수 있다(Lara et al., 2006). 그 중 가장 직관적인 방법은 제체를 구성하는 각 피복석과 사석을 격자망에 녹여내는 것으로 보이나, 현재 이처럼 다양 규모의 피복석과 사석을 동시에 격자망에 녹여내는 것은 거의 불가능해 보이며, 또한 다공성 해안구조물이 제체내 흐름에 미치는 거시적 효과가 제체내의 정확한 유동계 정보보다 더 큰 공학적 가치를 지닌다.

두 번째 방법은 격자를 구성하는 각 Cell의 통제 용적에 걸쳐 체적 평균된 유동정보를 다루는 것으로, 이렇게 체적평균 과정을 거친 Volume-averaged Reynolds-averaged Navier-Stokes(VARANS) 식에서 다공성 해안구조물은 연속체의 일부분을 구성하는 다공성 영역으로만 다루어진다. 각 다공성 영역은 다공성 해안구조물을 대표하는 투수계수, 일·이차 마찰계수와 관성력 계수와 같은 거시적 지표에 의해서만 구별된다.

VARANS에 기초한 모형 중 다공성 해안구조물에서의 흐름 해석에서 가장 회자되어온 것은 Hsu and Liu(2002)의 연구로, Hsu and Liu(2002)는 다공성 영역에 난류 모형중 k 모형을 차용하여 다공성 해안구조물 흐름 해석을 난류 영역으로 확대한 바 있으나, VARANS 유도과정에 투수계수를 상수로 취급하여 제체 내 투수계수의 변동성을 설명하지는 못하는 한계를 지닌다.

이런 유형의 해석에서 가장 최근의 성과는 del Jesus et al. (2012)에 의해 이루어졌으며, del Jesus et al.(2012)에 의해 제시된 IH-3VOF 모형은 제체내 흐름을 two-phase flow로 해석하였으며, VARANS 유도과정에 투수계수를 미분자 안에 유지하여 제체 내 투수계수의 변동성을 설명할 수 있다는 장점을 지닌다.

이상의 논의를 토대로 본고에서는 왜곡 혹은 왜도된 비선형성 파랑이 투과율에 미치는 영향을 해석하기 위한 수치모의가 이루어진다. 수치모의에는 OpenFoam 기반 Tool box인 ihFoam을 사용하며, 투수층에서의 유동은 Navier Stokes Eq.에 추가 항력을 도입하여 해석된다.

2. 수치모형

수치모의는 OpenFoam 기반 Tool box인 ihFoam을 사용하여 수행되며, ihFoam에서 파랑모형은 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes equation)와 질량 보존식으로 구성되며, 자유수면은 VOF(Volume Of Fraction) 법을 활용하여 추적된다.

2.1 파랑모형

ihFoam 파랑모형인 RANS, 질량 보존식, VOF식을 기술하면 다음과 같다.

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U U) - \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla U) = -\nabla p^* - g \cdot X \nabla \rho + \nabla U \cdot \nabla \mu_{eff} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \nabla \cdot U \alpha_1 + \nabla \cdot U_c \alpha_1 (1 - \alpha_1) = 0 \quad (3)$$

여기서 U 는 속도 벡터, g 는 중력가속도, ρ 는 밀도, $\mu_{eff} = \mu + \rho \nu_{turb}$ 는 동점성계수, p^* 는 유사 동적압력, X 는 위치벡터, α_1 는 각각의 단위 Cell에서 해수가 점유하고 있는 부분을 지칭하는 VOF 함수를 각각 나타낸다.

2.2 Porous media에서의 파랑모형[VARANS equations in ih-3VOF]

항 외곽시설과 잠제, 돌제, 이안제 등과 같은 연안 보호공의 상당부분은 사석층으로 구성되며, 이 경우 다공성 매질에서 발생하는 형상항력과 관성항력으로 인해 파랑모형은 수정

되어야한다. Darcy(1856)의 사질토 내부에서의 유체 흐름에 관한 연구가 알려진 후, 다공성 매질에서의 유체 해석을 형상항력으로 기술하려는 흐름은 이후 다공성 매질에서의 유동 해석에 큰 흐름을 형성한다. 층류의 경우 선형 형상항력만으로도 해석이 가능하나, Forcheimer(1901)는 큰 Reynolds수에서도 적용이 가능하도록 이차 형상 항력항을 추가하였으며, Polubarinova와 Kochina(1962)는 1901년에 Forcheimer가 제시한 식을 비정상류로 확장하기 위해 관성력을 추가하였다.

본고에서는 del Jesus et al.(2012)에 의해 제시된 VARANS [Volume Averaged Reynolds Averaged Navier Stokes Eq.]를 사용하였으며 이를 기술하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i n} = 0 \tag{4}$$

$$(1 + C) \frac{\partial \rho u_i}{\partial t n} + \frac{u_i}{n} \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j n} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j n} \right) - A \frac{u_i}{n} - B \frac{u_i |u_i|}{n} \tag{5}$$

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i n} \alpha_1 = 0 \tag{6}$$

여기서 u 는 평균유속 또는 Darcy 속도, n 은 공극율, A 와 B 는 형상항력 계수, α_1 은 VOF 계수, C 는 관성력 형상항력계수로 물성에 종속한다.

다공성 물질에서 비어있는 공간에 존재하는 유체의 속도를 의미하는 실제속도 U 는 평균유속 또는 Darcy 속도를 나타내는 u 와 다음과 같은 관계식을 추종하며

$$U = \frac{u}{n} \tag{7}$$

선형 형상항력계수 A , 비선형 형상항력 계수 B 는 다음과 같이 정의되며

$$A = \alpha \frac{(1-n)^3 \mu}{n^2 D_{50}^2} \tag{8}$$

$$B = \beta \left(1 + \frac{7.5}{KC} \right) \frac{1-n}{n^2} \frac{\rho}{D_{50}} \tag{9}$$

여기서 D_{50} 은 다공성 물질의 명목 직경, KC 는 Keulegan-Carpenter수를 각각 나타내며 KC 는 다음과 같이 정의되며

$$KC = \frac{T_o u_M}{D_{50} n} \tag{10}$$

, u_M 은 최대 진동 속도, T_o 는 진동주기를 나타내며, KC 는 vortex induced vibration으로 인한 추가적인 마찰을 고려하기 위해 도입되었다.

마찰 매개변수들과 연관되어 α 와 β 는 조정되며, 관성력 계수 C 값은 0.34로 유지된다.

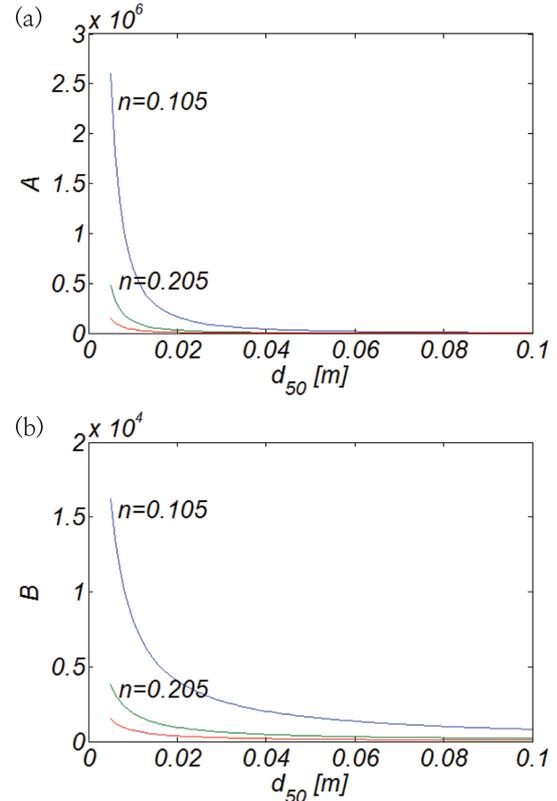


Fig. 2. Trajectories of damping coefficient A and B by varying d_{50} for specific void ratio.

Fig. 2에는 이해를 돕기 위해 d_{50} 에 따른 항력계수 A, B 의 변화를 표시하였다.

본고에서는 del Jesus et al.(2011)의 실험결과를 토대로, 방파제를 구성하는 사석의 명목직경 $D_{n50} = (M_{50}/\rho_s)^{1/3}$ 은 0.015 m, 투수계수는 0.41, 선형 형상항력계수 $A = 10,000$, 비선형 형상항력 계수 $B = 6$ 로 취하였으며, 여기서 M_{50} 는 누적분포에서 중앙에 해당되는 사석 질량, ρ_s 는 사석 밀도를 각각 나타낸다.

2.3 Energy absorbing Boundary condition

계산영역내부에서 반사되어 외해로 회귀하는 반사파가 개방경계에서 적절히 제어되지 않을 경우 수치모의 결과는 왜곡될 수 있다.

반사파를 제어하기 위한 방법으로는 passive wave absorbers 와 active wave absorption 등으로 구분된다.

Artificial beach, 다공성 물질, 다공성 판, 수치적으로 감소시키는 방법 등이 passive wave absorbers에 해당한다. 이러한 방법은 완벽히 과량 에너지를 소멸시키지 못하며 반사파가 발생할 수 있다. 특히, 장주기파의 경우 artificial beach로는 완벽히 소산되지 못해 반사파가 생성되는 것으로 알려진 바 있다(Pengzhi and Liu, 1999; Lara et al., 2006; Wei and Kirby, 1995; Losada et al., 2008).

Active wave absorption(Schaffer and Klopman, 2000; Torres et al., 2010; Lara et al., 2011)은 조파 피스톤의 움

직임을 측정된 강도에 맞게 조정하여 입사파의 재반사를 제어하는 것으로, 처음에는 수치모형실험을 위해 개발되었으나, 수치모형에서도 조파 경계와 개방 경계에서도 적용가능하며, 경계에 적절한 유속성분을 수치적으로 부과하여, 파랑을 흡수할 수 있다.

Active wave absorption systems 유도과정을 살펴보면 다음과 같다.

먼저 다음과 같이 정의되는 depth averaged mass conservation Eq.과

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(h\tilde{U}) = 0 \quad (11)$$

$\zeta = Ae^{i(kx-\omega t)}$, $\tilde{U} = U_0e^{i(kx-\omega t)}$ 로부터 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있으며, 여기서 A 는 진폭, U_0 는 유속 진폭, k 는 파수, ω 는 각 주파수를 나타낸다.

$$\tilde{U}h = c\zeta \quad (12)$$

상기식에서 \tilde{U} 는 depth averaged 유속, h 는 수심을 나타내며, h 와 ζ 는 관측치로 구한 지지 값, \tilde{U} 는 미지 값으로 취급한다.

파속 c 는 선형이론으로부터 다음과 같이 기술할 수 있으나

$$c = \sqrt{gh} \sqrt{\frac{\tanh(kh)}{kh}} \quad (13)$$

여기서 파수 k 는 관측치로부터 추정하기가 매우 어려우나, 최근 Wellens(2012)은 상기식을 다음과 같이 근사하여 전술한 어려움을 해결하였다.

$$c^* = \sqrt{gh} \frac{a_0 + a_1(kh)^2}{1 + b_1(kh)^2} \quad (14)$$

상기식에서, c 는 천해 지역에서 \sqrt{gh} 로 수렴한다.

반사파를 억제하기 위해서 경계에서는 입사하는 파랑의 반대방향으로 입사 파랑의 속도와 같게 조파를 시킨다. 식 (12)를 반사 파랑 ζ_R 을 중심으로 정리하는 경우 다음과 같으며

$$U_c = -\sqrt{\frac{g}{h}} \zeta_R \quad (15)$$

, 여기서 U_c 는 경계에서 수직하게 계산영역 내부로 향하는 방향으로의 correction velocity를 나타내며, 반사파 파고 ζ_R 는 다음과 같이 산출할 수 있다.

$$\zeta_R = \zeta_M - \zeta_T \quad (16)$$

여기서 ζ_M 는 관측 파고, ζ_T 는 목표파고를 나타낸다.

그러나 대부분의 경우 반사파랑은 개방경계 혹은 조파경계로 직각으로 접근하는 것은 아니므로, Schaffer와 Klopman (2000)은 상기식을 다음과 같이 일반화 하였으며,

$$U_c = -\cos(\nabla\beta) \sqrt{\frac{g}{h}} \zeta_R \quad (17)$$

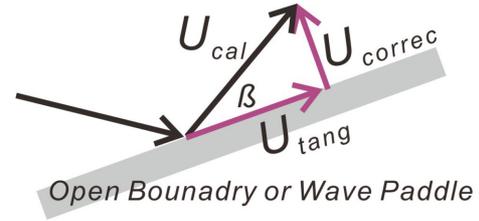


Fig. 3. Schematic sketch of the corrected velocity at the wave paddle or open boundary.

여기서 $\nabla\beta$ 는 반사 파랑의 입사각을 의미하나, 대부분의 경우, 반사 파랑의 입사각도를 미리 예측할 수 없다는 단점을 지닌다[Fig. 3 참조].

이러한 어려움은 각 조파관 전면수역에서 자유수면을 측정하고, 이를 토대로 digital filter를 사용하여 파랑의 진행방향을 산출한다.

이렇게 추정된 방향을 사용하여, 유속을 조파관 직각방향과 접하는 방향으로 다음과 같이 분해하면 파랑의 방향성은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$|U_{calc}| = \sqrt{\frac{g}{h}} \zeta_R \quad (18)$$

여기서 $|U_{calc}|$ 는 총 예상 유속의 절대 값을 나타낸다. 이 값을 두 가지 수평성분으로 나누면 다음과 같다.

$$U_{calc}^2 = U_{corr}^2 + U_{tg}^2 \quad (19)$$

여기서 U_{corr} 값을 제외하고는 지지 값이며, U_{corr} 값은 파랑을 흡수하기 위해 패달에 수직한 방향으로 적용되는 correction velocity으로 다음과 같이 정의된다.

$$U_{corr} = \sqrt{U_{calc}^2 - U_{tg}^2} \quad (20)$$

3. 수치결과

3.1 수치모형의 검증

2장에서 소개한 수치모형을 검증하기 위해 파향제어식 해안보호공의 주 구조물로 검토되고 있는 직립식 이안제와 잠제를 투과하는 파랑을 수치모의 하였으며, 이와 더불어 수치모형실험도 병행하여 수행하였다. 직립식 이안제와 잠제는 일정 수심부에 거치하였으며[Fig. 4 참조], 수치모형실험에서는 직접적인 조파가 어려운 상대적으로 큰 파고를 유도하기 위해 기울기가 1:30인 사면부를 구조물 전면 수역에 배치하였다.

Fig. 5에는 수치모의된 연안보호공 배후수역[Gauge 6, Fig. 4 참조]에서의 해수면 변위를 도시하였으며, 비교를 위해 수치모형실험에서 관측된 시계열자료도 함께 도시하였다.

파고가 상대적으로 적은 경우 연안보호공의 배후 수역에서 관측되는 투과파는 상당히 정확히 재현되는 것을 확인할 수 있다[Fig. 5(a), (b), (d), (e)]. 파고가 상대적으로 큰 경우에

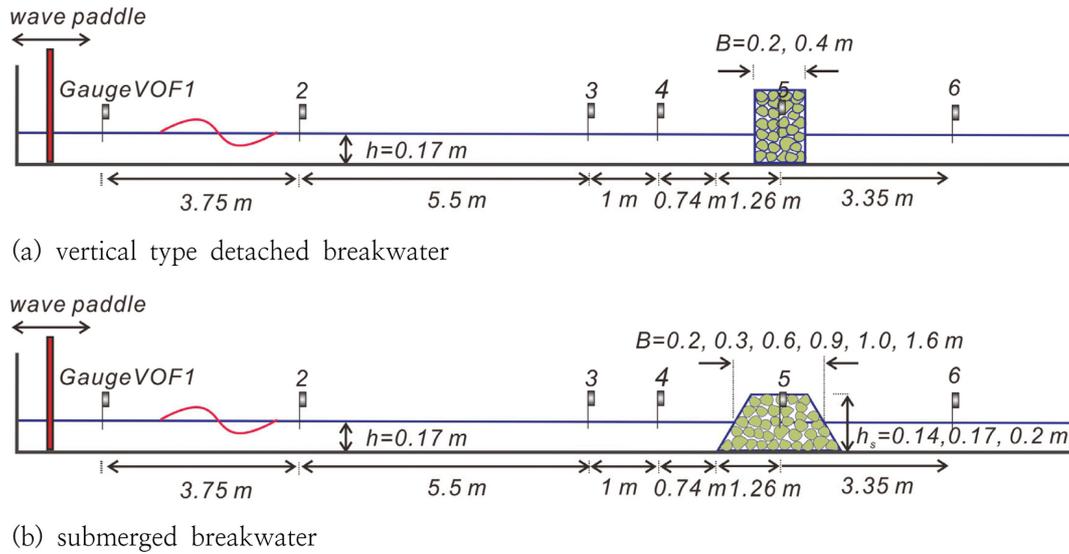


Fig. 4. Schematic sketch of the numerical wave flumes.

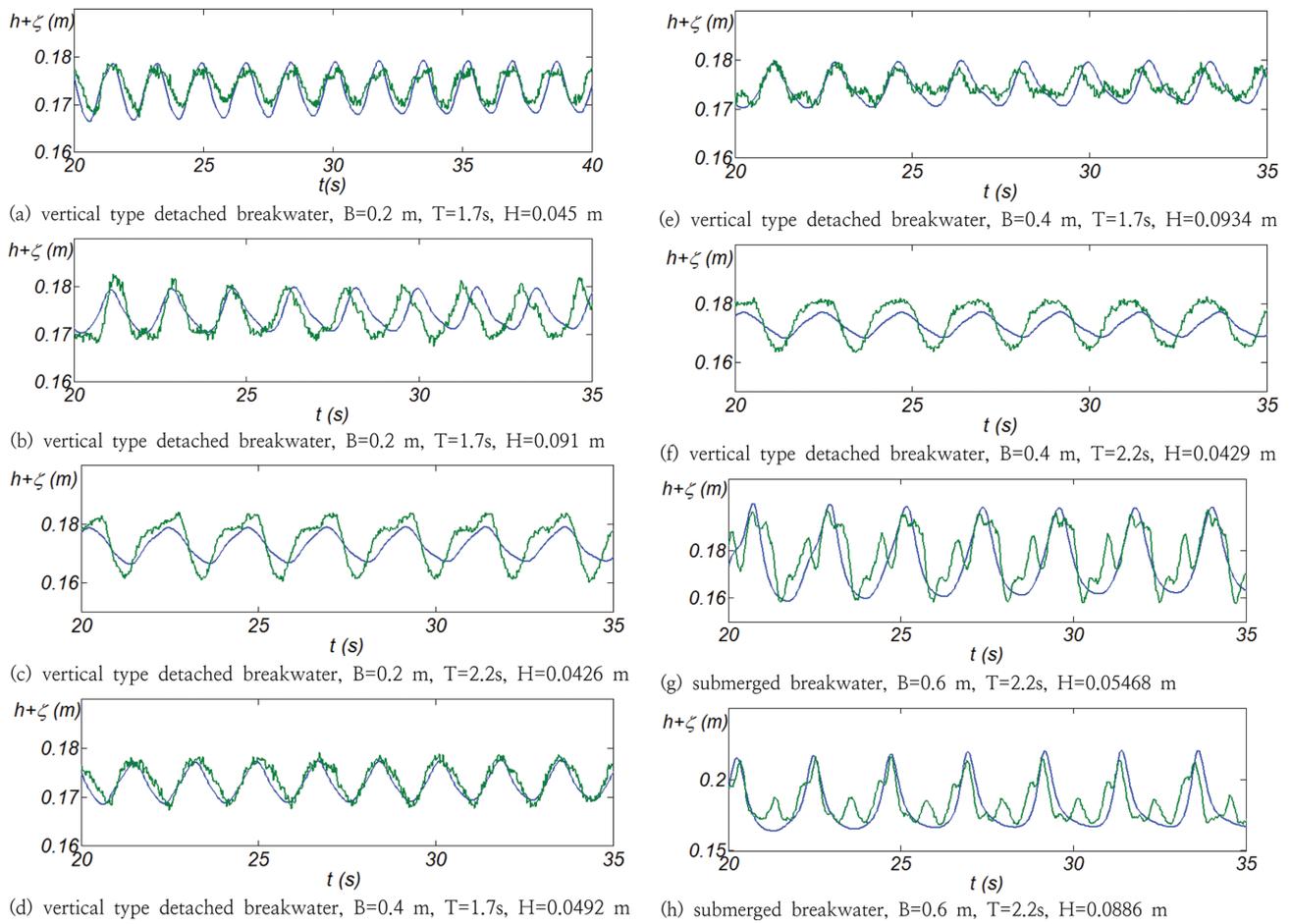


Fig. 5. Comparison of the numerically simulated transmitted waves with the measured one in the hydraulic model test [green solid line: hydraulic model test, blue solid line: openFoam].

도 비교적 정확히 재현되었으나, 미세한 위상차와 파고차가 발생하는 것을 알 수 있다. 이와 더불어 광폭 잠제가 거치된 경우 수리모형 결과에는 고차 조화성분이 관측되나, 수치모의 결과에서 고차 조화성분은 찾아볼 수 없다[Fig. 5(g), (h)].

이렇게 상이한 파형과 파고는 비선형 천수과정에서 생성된 bound mode의 고차 조화성분이 쇄파로 인해 구속이 해제되어 free mode로 전환되는 경우 발생하는 것으로 보이며 이를 정리하면 다음과 같다.

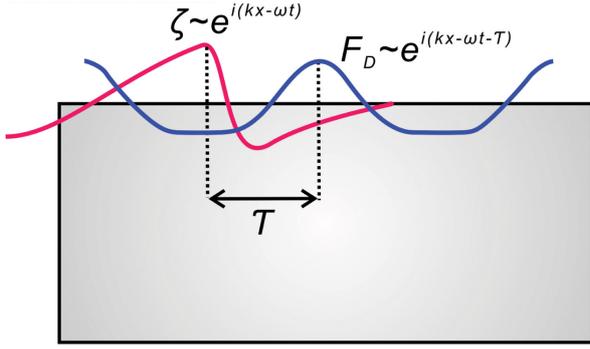


Fig. 6. Definition sketch of the phase lag between the damping friction and free surface elevation.

수치모의는 선형이론에 의해 조파된 파랑을 다루는 반면에 수리모형에서는 기울기가 1:30인 일정 사면부가 증폭을 위해 거치되어 있다. 이 경우 사면부에서의 비선형 천수과정과 이 과정에서 진행되는 성분 파랑간의 상호작용으로 bound mode의 고차 조화성분이 파동계에 출현한다. 이렇게 생성된 bound mode의 고차 조화성분은 잠제로 인해 쇠퇴되는 경우 구속이 해제되어 free mode로 전환되며, 이 경우 파동계를 구성하는 각각의 파랑은 위상차를 지니며, 이는 상쇄 간섭으로 이어져 파고는 감소한다. 이러한 추론은 고차 조화성분이 확연히 관측되는 Fig. 5(g), (h)에서 확인할 수 있다.

전술한 위상차를 설명하기 위해 잠제 혹은 이안제에서의 damping이 반영된 분산관계식을 새로이 유도하였으며 이는 3.2절에 자세히 다루나, 논의를 위해 유도결과를 미리 전하면 파속은 Damping으로 인해 $A' \sin \tau 2k \sqrt{gh}$ 만큼 감소되며 감소되는 양은 파형과 마찰력 간의 위상차 τ 에 비례한다[Fig. 6 참조].

3.2 Porous 층에서의 damping이 파속에 미치는 영향

Porous 층에서의 Damping으로 인한 파속변화 여부를 살펴 보기 위해 Damping을 반영한 천수방정식의 분산관계식을 새로이 유도하였으며 이를 정리하면 다음과 같다.

방파제가 천해역에 거치된다는 점을 고려하면 파랑모형은 다음과 같이 간결하게 근사할 수 있다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \frac{\partial \tilde{U}}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - A \tilde{U} - B \tilde{U}^2 \quad (22)$$

여기서 \tilde{U} 는 수심평균 유속으로 다음과 같이 정의되며

$$\tilde{U} = \frac{1}{h + \zeta} \int_{-h}^{\zeta} u dz \quad (23)$$

A와 B는 각각 선형 형상항력계수, 비선형 형상항력 계수를 나타내며, 식 (8), (9)에 기정의 한 바 있다. 해석의 편의를 위해 비선형 형상항력 항을 등가 선형화 기법[equivalent

linearization]을 사용하여 선형화하는 경우 식 (22)는 다음과 같이 기술될 수 있으며,

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - A' \tilde{U} \quad (24)$$

여기서 $A' = A + 8B/3\pi$.

식 (21), (24)에서 일방향 진행파라 가정하면 해수면 변위 ζ 와 유속 \tilde{U} 는 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$\zeta = A_D e^{i(kx - \omega t)} \quad (25)$$

$$\tilde{U} = U_D e^{i(kx - \omega t)} \quad (26)$$

여기서 식 (25), (26)을 식 (21), (24)에 대입하고 정리하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} -i\omega & ikh \\ ikg & A' - i\omega \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_D \\ U_D \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (27)$$

상기한 계에서 해가 존재하기 위해서는 행렬의 determinant가 영이 되어야 한다는 Solvability condition으로부터 다음과 같은 분산 관계식을 얻을 수 있다.

$$\omega^2 = k^2 gh - i\omega A' \quad (28)$$

식 (28)에서 $O(1)$ 에서 $\omega \approx k\sqrt{gh}$ 이므로 $O(\varepsilon = A_D/h)$ 에서 ω^2 는 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\omega^2 \approx k^2 gh - ik\sqrt{gh} A' \quad (29)$$

식 (29)의 양변을 $\omega_o^2 = k^2 gh$ 으로 나누어 정규화하고, 섭동법을 사용하여 근사하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\omega}{\omega_o} \approx 1 - i \frac{1}{2k\sqrt{gh}} A' \quad (30)$$

여기서 파형과 damping 항간의 위상차 $e^{-i\tau}$ [Fig. 6 참조]를 고려하는 경우, 상기식은 다음과 같이 전환된다.

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{\omega_o} &\approx 1 - i \frac{1}{2k\sqrt{gh}} A' e^{-i\tau} \\ &\approx 1 - \frac{A'}{2k\sqrt{gh}} \sin \tau - i \frac{A'}{2k\sqrt{gh}} \cos \tau \end{aligned} \quad (31)$$

식 (31)에 기초하여 주파수 ω 를 실수부와 허수부로 분리하여 다음과 같이 기술하고

$$\omega \approx \omega_R - i\omega_I \quad (32)$$

여기서

$$\omega_R \approx \omega_o \left(1 - \frac{A'}{2k\sqrt{gh}} \sin \tau \right) \quad (33)$$

$$\omega_I \approx \frac{\omega_o A'}{2k\sqrt{gh}} \cos \tau \quad (34)$$

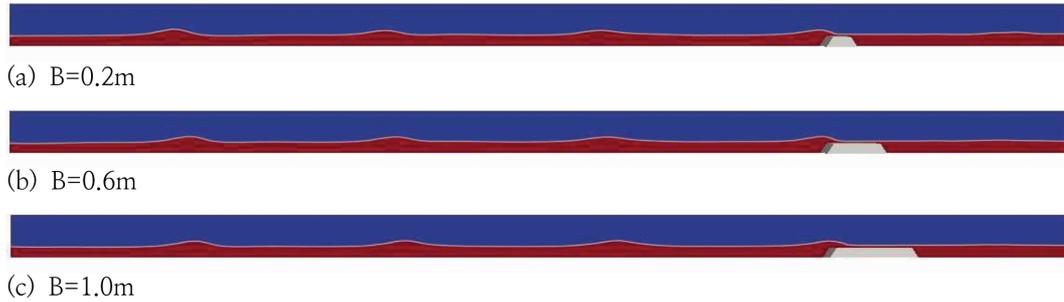


Fig. 7. Snapshots of numerically simulated wave field over the submerged wave breaker.

식 (32)을 식 (25)에 대입하고 정리하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\zeta = A_D e^{i(kx - \omega t)} = A_D e^{-\omega t} e^{i(kx - \omega_R t)} \quad (35)$$

따라서 식 (32)의 허수부는 Porous층에서의 Damping으로 인한 감쇄를 의미하며, 파속 c 는 다음과 같이 수정된다.

$$c = \frac{\omega_R}{k} \approx c_o \left(1 - \frac{A'}{2k\sqrt{gh}} \sin \tau \right) \quad (36)$$

여기서 $c_o = \omega_o/k$ 이며, 따라서 Damping으로 인해 파속은 $A' \sin \tau / 2k\sqrt{gh}$ 만큼 감소되는 것을 알 수 있다.

3.3 잠제 폭이 투과율과 set-up 량에 미치는 영향

상기한 검증과정을 통해 최적화된 수치모형을 활용하여 파향 제어식 연안보호공의 주 구조물인 잠제 인근 수역에서의 수리특성을 확인하기 위한 수치모의를 수행하였으며, Fig. 7에는 수치모의에서 얻은 자유수면 snapshots을 도시하였다.

Fig. 8에는 잠제폭에 따른 투과율 변화를 도시하였으며, 잠제 폭이 증가할수록 감소하는 투과율을 정량적으로 확인할 수 있다.

Fig. 9에는 잠제폭에 따른 잠제 배후수역에서의 수위 상승량 변화[set-up]를 도시하였다. 잠제가 쇄파역 내측에 거치되는 경우 처오름 정점에서 회귀하는 흐름은 이안수로로 집중

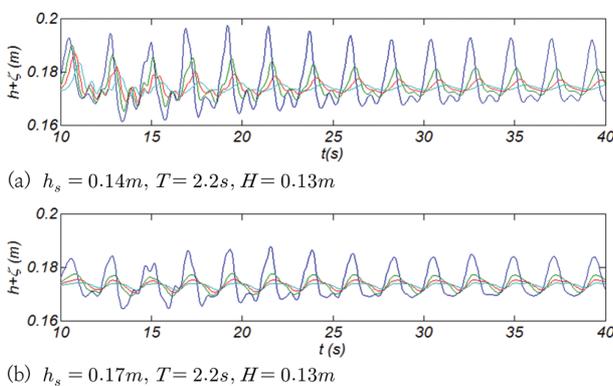
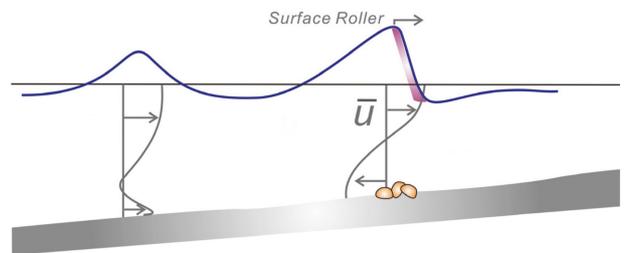


Fig. 8. Comparison of transmitted waves by varying the width of submerged breakwater [blue solid line: B = 0.2 m, green solid line: B = 0.6 m, red solid line: B = 1.0 m, green solid line: pale blue-green solid line: B = 1.6 m].

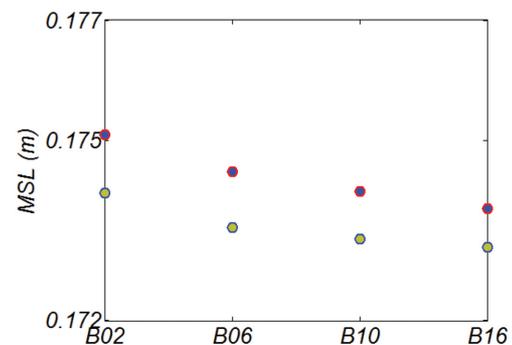
되어 이안수로 바깥쪽에는 자연해안에서 관측되는 저류는 형성되지 못한다. 이렇게 사라진 저류로 인해 잠제를 가로지르는 방향에서 주기 평균된 유동계의 유속방향은 연안을 향하며 [Stokes drift], 종국에는 잠제를 월류하여 배후지로 유입되며, 이는 배후수역 수위 상승으로 이어지는 것으로 판단된다 [Fig. 9(a) 참조].

3.4 왜도된 비선형성 파랑이 투과율에 미치는 영향

왜도된 비선형성 파랑이 투과율에 미치는 영향을 해석하기 위한 수치모의를 수행하였다. 현재 transfer function을 이용한 왜도된 파랑의 직접적인 조파는 불가능하며, 따라서 수치모의는 1:30의 기울기를 지나는 천퇴를 포함한 수치수조에서 수행하였다 [Fig. 10(a) 참조]. 수치모의는 먼저, 왜도된 비선형성 파랑의 조파여부를 확인하기 위해 방파제가 거치되지 않은 경우에 대해 수행하였다 [RUN1]. 이어 왜도된 비선형성 파

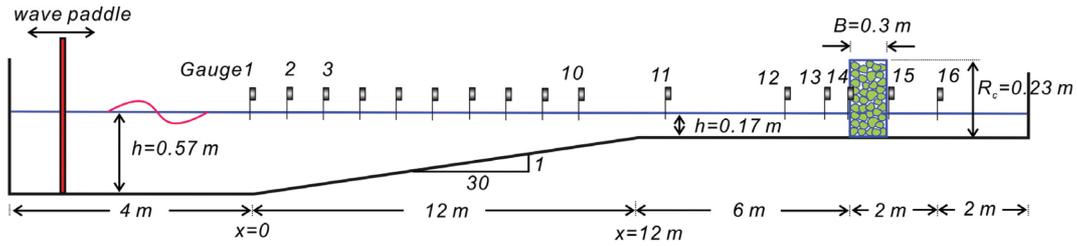


(a) definition sketches of Stokes drift, under-tow and boundary layer streaming

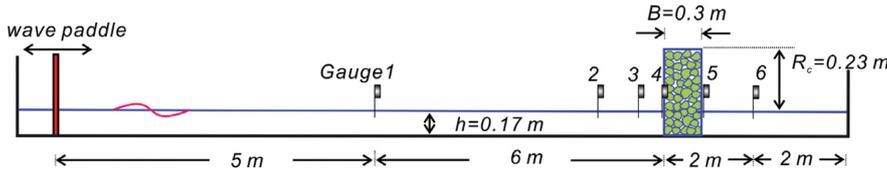


(b) Variation of set-up

Fig. 9. Definition sketches of under-tow and variation of set-up at the down wave side of submerged breakwater [blue circle: $h_s = 0.14$ m, gold circle: $h_s = 0.17$ m].



(a) channel with the shoal of uniform slope for highly nonlinear skewed waves



(b) flat channel for Cnoidal waves of zero skewness

Fig. 10. Schematic sketch of the numerical wave flumes.

랑이 투과율에 미치는 영향을 해석하기 위해 동일한 수치수조에서 방파제가 거치된 경우에 대해 수치모의를 수행하였다 [RUN2]. 또한 비교를 위해 RUN1에서 방파제 거치예정 구역에서 관측된 파고를 조파파고로 활용하여 수심이 일정한 수치수조를 대상으로 한 수치모의도 병행하여 수행하였다 [RUN3, Fig. 10(b) 참조].

RUN1과 2의 경우 입사파고와 주기는 각각 $H = 0.11, 0.13, 0.15$ m, $T = 1.7, 2.2$ 초로 선정하였으며, 파형은 수심[0.57 m]을 고려하여 Stokes I type으로 취하였다. RUN3의 경우에는 보다 정확한 비교를 위해 수심[0.17 m]을 고려하여 천해역에서의 대표적인 비선형 파랑 모형이나 왜도가 영인 Cnoidal wave로 취하였다. Korteweg-de Vries식의 해석해로 정의되는 Cnoidal wave를 기술하면 다음과 같다(Mei, 1989).

$$\zeta = H \left[\frac{1}{m} \left(1 - \frac{E_m}{K_m} \right) - 1 + Cn^2 \left[2K_m \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \right] \right] \quad (37)$$

$$c^2 = gh \left[1 + \frac{H}{mh} \left(-m + 2 - 3 \frac{E_m}{K_m} \right) \right] \quad (38)$$

$$L = 4K_m h \left(\frac{m}{3H/h} \right)^{1/2} \quad (39)$$

$$c = \frac{L}{T} \quad (40)$$

여기서 ζ 는 해수면 변위, H 는 파고, c 는 파속, L 은 파장, T 는 주기, m 은 0과 1 사이의 값을 지니는 elliptic parameter, K_m 은 제1종 완전 타원적분, E_m 은 제2종 타원적분을 각각 나타내며 이를 기술하면 다음과 같으며,

$$K_m = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{(1 - m \sin^2 \phi)^{1/2}} \quad (41)$$

$$E_m = \int_0^{\pi/2} (1 - m \sin^2 \phi)^{1/2} d\phi \quad (42)$$

K_m 과 E_m 은 값에 종속한다.

식 (37)에서 $Cn[\chi, m]$ 은 Jacobi elliptic function을 나타내며 다음과 같이 정의된다.

$$Cn[\chi, m] = \cos \Psi \quad (43)$$

여기서 χ 와 Ψ 는 다음과 같은 관계식을 충족하며

$$\chi = \int_0^{\Psi} \frac{d\phi}{(1 - m \sin^2 \phi)^{1/2}} \quad (44)$$

Cnoidal wave 파형은 m 이 0에 수렴하면 Stokes I 파형에, m 이 1에 수렴하면 Solitary wave 파형에 수렴하며, Cnoidal wave에서의 유속은 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$u = c \zeta \left(\frac{\zeta^2}{h^2} + \frac{\zeta^2}{h^2} \right) + \frac{1}{2} c h \left(\frac{1}{3} - \frac{z^2}{h^2} \right) \zeta_{xx} \quad (45)$$

Table 1. List of wave conditions used in the numerical simulation

	H & T	Wave type	Breaker	Slope
RUN1_A	0.11 m, 2.2 s	Stokes I	Undeployed	Sloped
RUN1_B	0.13 m, 2.2 s	Stokes I	Undeployed	Sloped
RUN1_C	0.15 m, 2.2 s	Stokes I	Undeployed	Sloped
RUN1_D	0.11 m, 1.7 s	Stokes I	Undeployed	Sloped
RUN1_E	0.13 m, 1.7 s	Stokes I	Undeployed	Sloped
RUN1_F	0.15 m, 1.7 s	Stokes I	Undeployed	Sloped
RUN2_A	0.11 m, 2.2 s	Stokes I	Deployed	Sloped
RUN2_B	0.13 m, 2.2 s	Stokes I	Deployed	Sloped
RUN2_C	0.15 m, 2.2 s	Stokes I	Deployed	Sloped
RUN2_D	0.11 m, 1.7 s	Stokes I	Deployed	Sloped
RUN2_E	0.13 m, 1.7 s	Stokes I	Deployed	Sloped
RUN2_F	0.15 m, 1.7 s	Stokes I	Deployed	Sloped
RUN3_A	0.0793 m, 2.2 s	Cnoidal	Deployed	Flat
RUN3_B	0.0859 m, 2.2 s	Cnoidal	Deployed	Flat
RUN3_C	0.0926 m, 2.2 s	Cnoidal	Deployed	Flat
RUN3_D	0.0680 m, 1.7 s	Cnoidal	Deployed	Flat
RUN3_E	0.0727 m, 1.7 s	Cnoidal	Deployed	Flat
RUN3_F	0.0773 m, 1.7 s	Cnoidal	Deployed	Flat

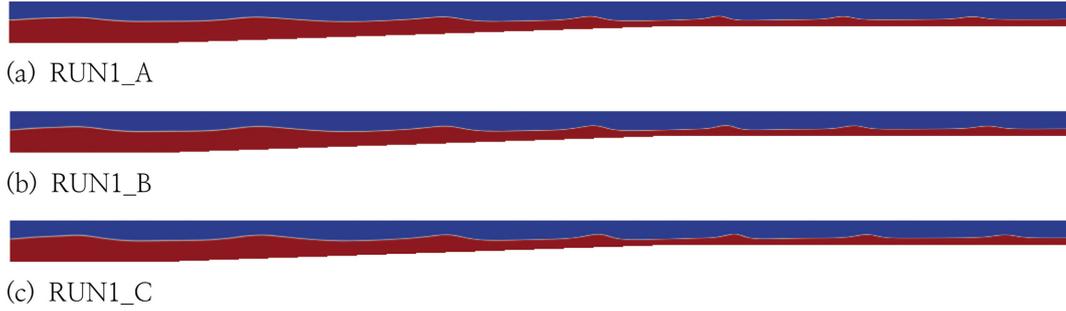


Fig. 11. Snapshots of numerically simulated wave field.

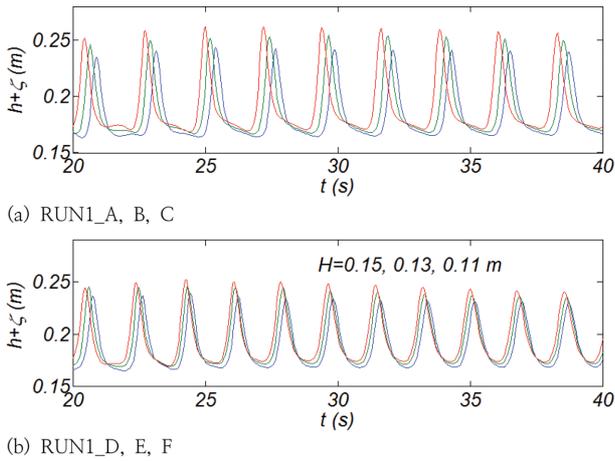


Fig. 12. Sample time series of the numerically simulated water surface displacement at Gauge 14.

$$w = -cz \left[\frac{\zeta_{xx}}{h} \left(1 - \frac{2\zeta}{h} \right) + \frac{1}{6} h \left(1 - \frac{\zeta^2}{h^2} \right) \zeta_{xxx} \right] \quad (46)$$

여기서 $\zeta_x, \zeta_{xx}, \zeta_{xxx}$ 는 x 에 대한 자유수면의 1차, 2차, 3차 derivatives를 각각 나타내며, $\bar{\cdot}$ 는 파랑 한 주기 동안의 평균 연산자를 나타낸다.

Fig. 11에는 방파제가 미 거처된 경우[RUN1_A, B, C]에 대해 수행한 세 번의 수치모의에서 얻은 snapshots을 도시하였다. 목표한 파고가 정확히 조파되어 정연하게 이행되는 것을 알 수 있다. 또한, 수치수조 down wave side의 개방경계에 적용된 Energy absorbing Boundary condition가 정확히 구현되어 접근하는 파랑이 수치적 반사 없이 자연스럽게 계산영역을 빠져나가는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 12에는 RUN1_A, B, C, D, E, F에서 방파제 위치 [Gauge 14, Fig. 10 참조]에서 관측된 수위 시계열 자료를 도시하였다. 우리의 예상대로 상당히 peaky하고 왜도된 파형이 관측된다. Hoefel과 Elgar (2003)에 준거하면, 정규화된 무차원 파랑 왜곡도[Skew]와 왜도[Assy]는 각각 다음과 같이 기술할 수 있으며

$$Skew = \frac{\langle \zeta^3 \rangle}{\zeta_{RMS}^3}, Assy = \frac{\langle \tilde{\zeta}^3 \rangle}{\zeta_{RMS}^3} \quad (47)$$

여기서 $\langle \cdot \rangle$ 는 Ensemble mean, $\tilde{\cdot}$ 는 Hilbert transform을

Table 2. List of the measured skewness and asymmetry of the numerically simulated wave field at Gauge 14

	H & T	Wave type	Measured skewness	Measured asymmetry
RUN1_A	0.11 m, 2.2 s	Stokes I	1.0266	-3.1325e-018
RUN1_B	0.13 m, 2.2 s	Stokes I	1.0304	8.6196e-018
RUN1_C	0.15 m, 2.2 s	Stokes I	1.0320	6.9366e-018
RUN1_D	0.11 m, 1.7 s	Stokes I	1.0201	-3.1325e-018
RUN1_E	0.13 m, 1.7 s	Stokes I	1.0215	-8.7034e-020
RUN1_F	0.15 m, 1.7 s	Stokes I	1.0234	-8.5429e-020

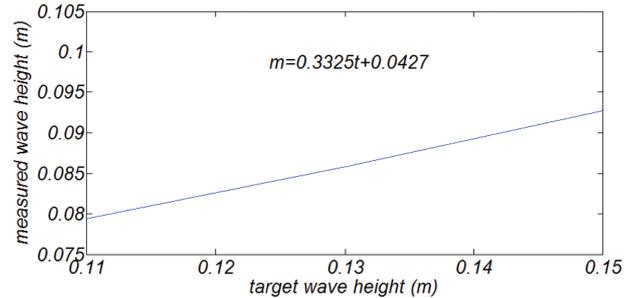


Fig. 13. Results of the regression analysis between the measured wave heights and target wave heights [RUN1_A, B, C].

각각 나타내며, ζ_{RMS} 는 다음과 같이 정의된다.

$$\zeta_{RMS} = \langle \zeta^2 \rangle^{1/2} \quad (48)$$

산출된 skewness와 asymmetry는 Table 2에 정리하였다.

Fig. 13에는 방파제 위치[Gauge 14]에서 관측된 파고와 목표한 파고 사이의 회귀 분석결과를 도시하였다. 1:30의 경사 부에서 진행되는 쇄파로 파고가 감쇄되는 것을 알 수 있으며 회귀 분석결과는 다음과 같다.

$$m = 0.3325t = 0.0427 [m] \quad (49)$$

여기서 m 는 관측파고, t 는 목표 파고를 각각 나타낸다.

Fig. 14에는 $t = 40$ s에서 RUN1_C, RUN2_C, RUN3_C에서 관측된 파랑 진행방향 유속성분의 등고선도를 도시하였다. 천수과정에서 증가한 강비선형성으로 인해 저면까지 상당한 유속이 유지되는 것을 알 수 있다. 또한 동일한 파고일 경우 Skewed waves의 경우에서 Cnoidal waves의 경우보다 상대적으로 빠른 유속이 관측된다.

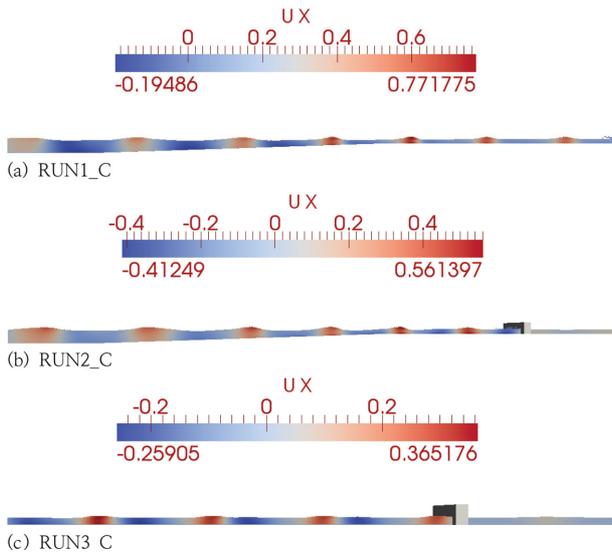


Fig. 14. Contour plots of the horizontal components of numerically simulated wave induced velocities in RUN1_C, RUN2_C, and RUN3_C.

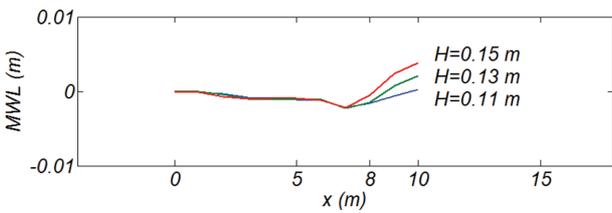


Fig. 15. Variation of mean water level [MWL] due to set-down and set-up [RUN1_A, B, C, see Table 1].

Fig. 15에는 RUN1_A, B, C에서 관측된 평균해면의 변화를 경사부를 중심으로 도시하였다. Radiation stress의 변화에 따라 평균해면이 set-down되고 set-up되는 것을 확인할 수 있

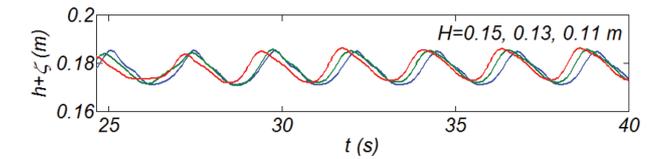
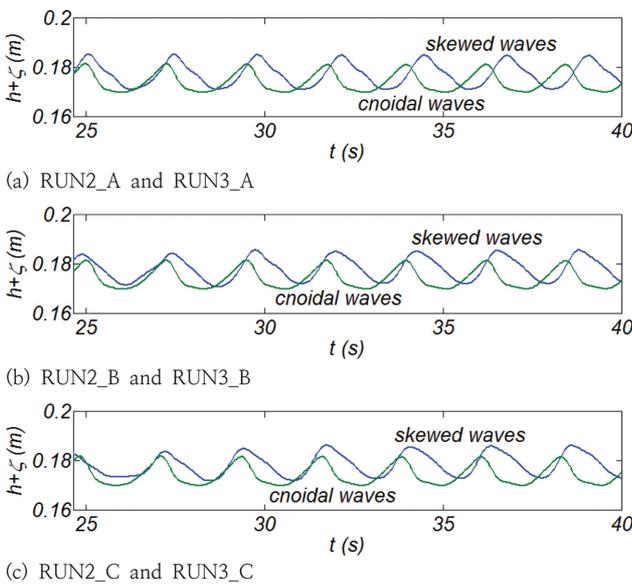


Fig. 17. Comparison of the transmitted waves at the down-wave side of breaker by skewed waves for varying wave heights [RUN2_A, B, C].

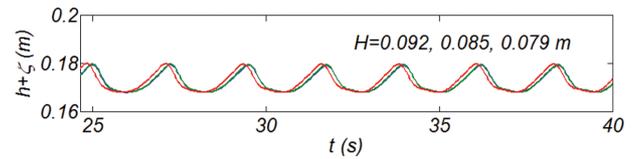


Fig. 18. Comparison of the transmitted waves at the down-wave side of breaker by Cnoidal waves of varying heights [RUN3_A, B, C].

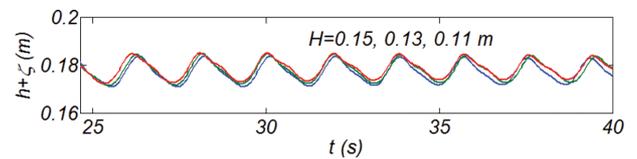


Fig. 19. Comparison of the transmitted waves at the down-wave side of breaker by skewed waves of varying heights [RUN2_D, E, F].

으며, 이러한 변화는 파고가 증가할수록 커지는 것을 알 수 있다.

Fig. 16에는 RUN2_A, B, C, D, E, F와 RUN3_A, B, C, D, E, F에서 방파제 배후 수역[Gauge 16]에서 관측된 자유수면 시계열 자료를 도시하였다.

Fig. 17, 18, 19, 20에는 파고가 투과율에 미치는 영향을

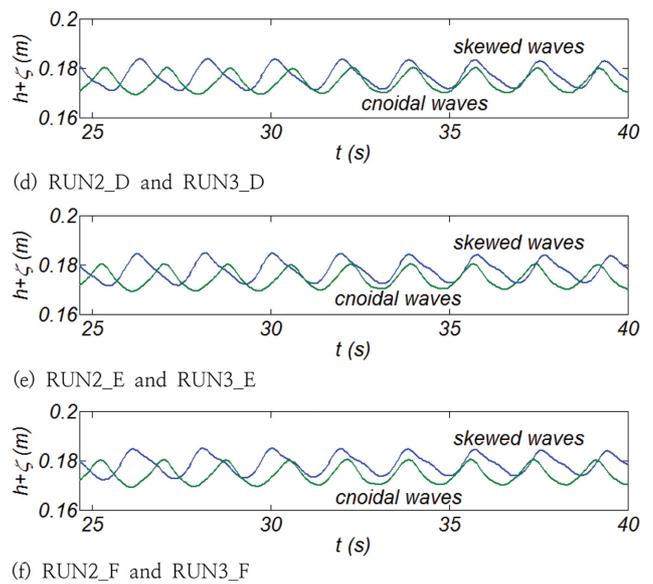


Fig. 16. Comparison of the transmitted waves at the down-wave side of breaker by skewed waves with the one by the corresponding Cnoidal waves.

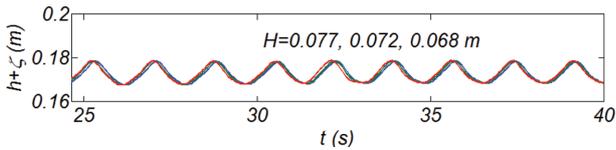


Fig. 20. Comparison of the transmitted waves at the down-wave side of breaker by Cnoidal waves for varying wave heights [RUN3_D, E, F].

확인하기 위해 RUN2_A, B, C, RUN3_A, B, C에서 방파제 배후 수역에서 관측된 자유수면 시계열 자료를, Fig. 21에는 투과율 [$K_t = H_t/H$]을 각각 도시하였다.

파고가 클수록 파속은 증가하는 것으로 보이며, 이는 진폭 분산에 기인한다[식 (32), Fig. 17, 18, 19, 20 참조]. Skewed waves가 Cnoidal wave에 비해 파속이 느려지는 현상은 Skewed waves의 경우 Cnoidal wave에 비해 파형과 마찰력간의 위상차가 상대적으로 커서 발생하는 것으로 보인다[3.2절 참조].

그 동안 추정되어왔듯이, $T=1.7$ s의 경우 왜도된 비선형 파랑이 큰 관성력으로 인해 상대적으로 큰 투과율을 보이는

것을 확인할 수 있으나, $T=2.2$ s의 경우 $H=0.15$ m를 제외하고는 Cnoidal waves가 Skewed waves에 비해 상대적으로 큰 투과율을 보였다. 이렇게 상이한 결과를 야기한 수리적 배경을 설명하면 다음과 같다.

방파제 전면 수역에서 Cnoidal waves와 Skewed waves가 동일한 파고를 지니도록 조절했으나, 천수과정을 통해 생성된 Skewed waves의 경우 작지 않은 set-up 양[Fig. 15 참조]에서 알 수 있듯 쇄파과정을 거친 것으로 보인다. 이는 Skewed waves의 경우 천수과정에서 파동계에 생성된 bound mode의 고차 조화성분이 free mode로 전환되었음을 의미하나, Cnoidal waves를 구성하는 고차 조화성분은 여전히 bound mode를 유지하며 진행된다. 전술한 현상은 이렇게 생성된 free mode의 고차 조화성분간에 진행되는 상쇄 간섭에 기인하는 것으로 추정되며, 이러한 가설과 주기가 길수록 천수과정이 상대적으로 일찍 시작된다는 사실에 기초하면 $T=1.7$ s와는 다르게 $T=2.2$ s에서 Cnoidal waves가 상대적으로 큰 투과율을 보이는 현상을 설명할 수 있다.

4. 결 론

최근 해안침식을 저감하려는 노력의 일환으로 상당한 양의 잠제가 거치되고 있다. 잠제는 쇄파 강제와 어느 정도의 투과를 허용함으로써 기능한다. 강제된 쇄파로 잠제 배후에서의 파랑은 미미해지며, 따라서 파랑의 표사 이송능력도 감소되어 침식이 우세한 수환경이 조성될 수 있다.

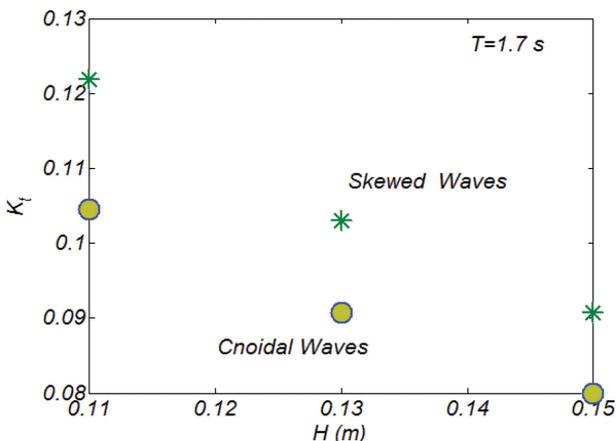
전술한 잠제는 수려한 자연 해안의 심미적 훼손을 최소화할 수 있으며, 소요되는 비용이 방파제에 비해 적다는 장점으로 선호되어 왔다.

그러나 잠제로는 내습하는 파랑의 부분적 차폐만 가능하며, 따라서 해안에서 진행될 수 있는 침식을 완전하게 제어할 수는 없다. 또한 잠제 표사제어효과를 결정하는 것은 잠제 마루에서의 free board로 조위차와 기상해일이 큰 수역에서는 잠제 표사제어효과는 현저하게 감소할 수 있다.

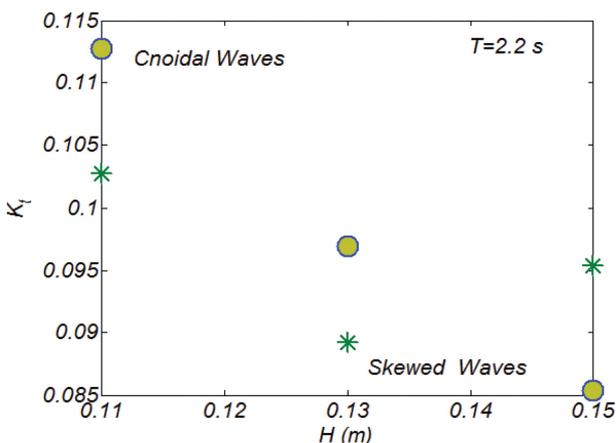
최근 이러한 운영경험과 해안침식을 야기하는 주 외력으로 인식되는 외중력파를 효과적으로 제어하기 위해 폭이 40 m 이상인 광폭잠제까지 등장하고 있는 실정이나 이는 방파제에 비해 경제적이라는 잠제 본연의 가치를 훼손하는 규모로 이 경우 잠제를 고집할 이유는 없어 보인다.

최근 이러한 맥락에서 폭이 광폭잠제보다 작은 이안제를 차용하되 마루높이는 자유수면을 미미하게 초과하는 범위로 상향조정하고, 해안을 따라서 진행되는 년 연안표사 이송량이 균형을 이룰 수 있도록 주 파향 쪽으로 방향을 튼 파향 제어방식을 이용한 해안침식대책 신공법이 제안된 바 있다 (Sekwang engineering consultants, 2016).

전술한 해안침식대책 신공법의 주류를 이루는 경사식 이안제[IIDB, Inclined Detached Breakwater]는 사석 혹은 TTP로 구성되며, 따라서 경사식 이안제를 관통하는 내습하는 파



(a) $T=1.7$ s [RUN2_D, E, F and RUN3_D, E, F]



(b) $T=2.2$ s [RUN2_A, B, C and RUN3_A, B, C]

Fig. 21. Comparison of the transmission rate of breaker by Cnoidal waves with the one by Skewed waves for varying wave heights.

랑의 투과율은 해안침식 제어 효과를 결정하는 중요한 설계 인자로 보인다.

또한 전술한 경사식 이안제[IDB, Inclined Detached Breakwater]는 쇄파역 언저리에 거치되는 경우가 상당하다는 사실과 쇄파역에서 흔히 관측되는 왜곡 혹은 왜도된 비선형 파랑은 정현파에 비해 상대적으로 큰 관성력으로 인해 투과율에 미치는 영향이 상당하다는 사실을 상기하면 파랑의 비선형성이 투과 특성에 미치는 영향에 대한 정량적 평가도 상당한 공학적 가치를 지니는 것으로 판단된다.

본고에서는 파랑제어방식을 이용한 해안침식대책 신공법개발사업의 일환으로 파랑의 비선형성이 투과 특성에 미치는 영향을 정량적으로 평가하기 위해 왜도가 1.02에서 1.032에 분포하는 총 여섯 개의 파랑을 대상으로 한 수치모의를 수행하였다. 수치모의는 OpenFoam 기반 Tool box인 ihFoam을 사용하여 수행되었으며, 왜도된 비선형 파랑은 경사가 1:30인 천퇴를 거치하여 유도하였다. 투수층에서의 유동은 Navier Stokes Eq.에 추가 항력을 도입하여 해석하였으며, del Jesus et al.(2011)의 실험결과에 준거하여, 방파제를 구성하는 사석의 명목직경은 0.015 m, 투수계수는 0.41, 선형 형상항력계수 $A = 10,000$, 비선형 형상항력 계수 $B = 6$ 로 취하였다.

모의결과 왜도된 비선형 파랑은 왜도가 영인 Cnoidal waves에 비해 큰 관성력으로 인해 상대적으로 큰 투과율을 지니는 것으로 모의되었으며, 투과성 방파제 투과시 Skewed waves가 Cnoidal wave에 비해 파속이 느려지는 것으로 모의되었다.

또한 Porous층에서의 Damping으로 인한 파속변화 여부를 살펴 보기위해 Damping이 반영된 천수방정식로부터 분산관계식을 새로이 유도하였다. 그 결과 투과성 방파제에서의 파형과 마찰력 사이의 위상차가 파속에 영향을 미치는 것으로 드러났으며, Skewed waves가 Cnoidal wave에 비해 파속이 느려지는 것은 파형과 damping 항간의 위상차가 상대적으로 커서 발행하는 것으로 규명되었다.

감사의 글

이 논문은 2017년 해양수산부 재원으로 해양수산과학기술진흥원의 지원[과제명: 파랑제어 방식을 이용한 해안침식대책 신공법 개발]을 받아 수행된 것으로 지원에 감사드립니다.

References

- Sekwang engineering consultants Co., LTD, 2016. Development of new construction method for coastal erosion with wave direction control system, The Ministry of Oceans and Fisheries, Korea.
- Akbari, H. and Namin, M.M. (2013). Moving particle method for modeling wave interaction with porous structures. *Coast. Eng.*, 74, 59-73.
- Dalrymple, R.A. and Rogers, B.D. (2006). Numerical modeling of water waves with the SPH method. *Coast. Eng.*, 53, 141-147.
- Darcy, H. (1856). Les fontaines publiques de la ville de Dijon.
- del Jesus, M., Lara, J.L. and Losada, I.J. (2012). Three-dimensional interaction of waves and porous structures. Part I: Numerical model formulation. *Coast. Eng.*, 64, 57-72.
- Forcheimer, P. (1901). Wasserbewegung durch Boden. *Z. Ver. Dtsch. Ing.*, 45, 1782-1788.
- Guanche, R., Losada, I.J. and Lara, J.L. (2009). Numerical analysis of wave loads for coastal structure stability. *Coast. Eng.*, 56, 543-558.
- Higuera, P., Lara, J.L. and Losada, I.J. (2013a). Realistic wave generation and active wave absorption for Navier-Stokes models: application to OpenFOAM. *Coast. Eng.*, 71, 102-118.
- Higuera, P., Lara, J.L. and Losada, I.J. (2013b). Simulating coastal engineering processes with OpenFOAM. *Coast. Eng.*, 71, 119-134.
- Hoefel, F. and Elgar, S. (2003). Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science*, 299, 1885-1886.
- Hsu, S.T. and Liu, T.P. (2002). A numerical model for wave motions and turbulence flows in front of a composite breakwater. *Coast. Eng.*, 46(1), 25-50.
- Jacobsen, N.G., Fuhrman, D.R. and Fredsøe, J. (2012). A wave generation toolbox for the opensource CFD library: OpenFOAM. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 70, 1073-1088.
- Lara, J.L., Garcia, N. and Losada, I.J. (2006). RANS modelling applied to random wave interaction with submerged permeable structures. *Coastal Engineering*, 53, 395-417.
- Lara, J.L., Losada, I.J. and Guanche, R. (2008). Wave interaction with low mound breakwaters using a RANS model. *Ocean Eng.*, 35, 1388-1400.
- Lara, J.L., Ruju, A. and Losada, I.J. (2011). Reynolds Averaged Navier-Stokes modelling of long waves induced by a transient wave group on a beach. *Proceedings of the Royal Society A*, 467, 1215-1242.
- Lara, J.L., Del Jesus, M. and Losada, I.J. (2012). Three-dimensional interaction of waves and porous structures. Part II: Model validation. *Coast. Eng.*, 64, 26-46.
- Lin, P. and Liu, P.F. (1999). Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, 125, 207-215.
- Losada, I.J., Gonzalez-Ondina, J.M., Diaz, G. and Gonzalez, E.M. (2008). Numerical simulation of transient nonlinear response of semi-enclosed water bodies: model description and experimental validation. *Coastal Engineering*, 55(1), 21-34.
- Luppes, R., Veldman, A.E.P. and Wellens, P.R. (2010). Absorbing boundary conditions for wave simulations around offshore structures. V European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECCOMAS CFD 2010), Lisbon.
- Mei, C.C. (1989). *The applied dynamics of ocean surface waves*, World Scientific.
- Pengzhi, L. and Liu, P.L.-F. (1999). Internal wave-maker for

- Navier-Stokes equations models. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 125, 207-215.
- Polubarinova-Kochina, P. (1962). *Theory of Ground Water Movement*. Princeton University Press.
- Schffer, H.A. and Klopman, G. (2000). Review of multidirectional active wave absorption methods. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 88-97 (March/April).
- Shao, S. (2006). Incompressible SPH simulation of wave breaking and overtopping with turbulence modelling. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 50, 597-621.
- Shao, S. (2010). Incompressible SPH flow model for wave interactions with porous media. *Coast. Eng.*, 57(3), 304-316.
- Torres, F.A., Lara, J.L. and Losada, I.J. (2010). Numerical modelling of short and long wave transformation on a barred beach. *Coastal Engineering*, 57, 317-330.
- Troch, P. and De Rouck, J. (1999). An active wave generating-absorbing boundary condition for VOF type numerical model. *Coast. Eng.*, 38, 223-247.
- Wei, G. and Kirby, J.T. (1995). Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 121(5), 251-261.
- Wellens, P. (2012). *Wave simulation in truncated domains for offshore applications*. Ph. D. thesis, Delft University of Technology.
-

Received 19 October, 2017

1st Revised 23 November, 2017

2nd Revised 23 December, 2017

Accepted 24 December, 2017