

## 수리/수치파동수조에서 안정적인 쓰나미 조파를 위한 고찰

이우동\* · 박종률\*\* · 전호성\*\*\* · 허동수\*\*\*\*

Lee, Woo-Dong\*, Park, Jong-Ryul\*\*, Jeon, Ho-Seong\*\*\*, Hur, Dong-Soo\*\*\*\*

### A Study on Stable Generation of Tsunami in Hydraulic/Numerical Wave Tank

#### ABSTRACT

This study considered the existing approximation theories of solitary wave for stable generation of it with different waveforms in a hydraulic/numerical wave tank for coping with the tsunami. Based on the approximation theory equations, two methods were proposed to estimate various waveforms of solitary wave. They estimate different waveforms and flow rates by applying waveform distribution factor and virtual depth factor with the original approximate expressions of solitary wave. Newly proposed estimation methods of solitary wave were applied in the wave generation of hydraulic/numerical wave tank. In the result, it was able to estimate the positional information signal of wave generator in the hydraulic wave tank and to find that the signal was very similar to an input signal of existing hydraulic model experiment. The waveform and velocity of solitary wave was applied to the numerical wave tank in order to generate wave, which enabled generate waveform of tsunami that was not reproduced with existing solitary wave approximation theory and found that the result had high conformity with existing experiment result. Therefore, it was able to validate and verify the two proposed estimation methods to generate stable tsunami in the hydraulic/numerical wave tank.

**Key words :** Tsunami, Solitary wave, Wave generation method, Waveform distribution factor, Virtual depth factor

#### 초 록

본 연구에서는 쓰나미에 대응할 수 있는 다양한 파형의 고립파를 수리/수치파동수조에서 안정적으로 생성시키기 위하여 기존의 고립파 근사이론에 관한 검토를 수행하였다. 그리고 이 근사이론식을 토대로 다양한 고립파의 파형을 추정할 수 있는 두 가지 방법을 제안하였다. 이 방법들은 기존의 고립파 근사식들을 토대로 파형분포조절계수와 가상수심계수를 적용하여 다양한 파형 및 유속을 추정하는 절차를 거친다. 새롭게 제안한 고립파 추정방법들을 수리/수치파동수조의 조파에 적용하였다. 그 결과, 수리파동수조에서는 조파기의 위치정보신호를 추정할 수 있을 뿐만 아니라, 기존의 수리모형실험의 입력신호와 매우 유사한 것을 확인할 수 있었다. 수치파동수조에서는 파랑을 생성하기 위하여 고립파의 파형 및 유속을 적용하였다. 그리고 기존의 고립파 근사이론으로는 재현할 수 없었던 쓰나미의 파형을 조파할 수 있었고, 기존 실험결과와 높은 일치도를 나타내는 것을 확인할 수 있었다. 이로써 수리/수치파동수조에서 안정적인 쓰나미를 생성하기 위하여 제안한 두가지 추정방법의 타당성 및 유효성을 확인할 수 있었다.

**검색어 :** 쓰나미, 고립파, 조파방법, 파형분포조절계수, 가상수심계수

\* 종신회원 · 국립경상대학교 해양산업연구소 선임연구원 (Gyeongsang National University · leewoodong@gnu.ac.kr)

\*\* 국립재난안전연구원 연구원 (National Disaster Management Research Institute · parkjr82@korea.kr)

\*\*\* 한국건설기술연구원 연구원 (Korea Institute of Civil Engineering and Building Technology · jhyoo202@kict.re.kr)

\*\*\*\* 종신회원 · 교신저자 · 국립경상대학교 해양토목공학과 교수 (Corresponding Author · Gyeongsang National University · dshur@gnu.ac.kr)

Received February 3, 2016/ revised April 14, 2016/ accepted July 12, 2016

## 1. 서론

지진해일(이하 쓰나미)은 일반적으로 해저의 급격한 지각변동에 의해 해수면이 크게 요동하여 발생하게 된다. 이때의 해수위 변동은 장파의 형태로 진파되고, 연안에서는 천수효과에 의해 진폭이 크게 증가하여 해안지역에서는 엄청난 피해가 발생시킨다. 2000년 이후에 발생한 2004년 인도양 지진 그리고 2011년 동일본 대지진에 의해 발생한 쓰나미에 의해 헤아릴 수 없는 사상자와 수만 명의 실종자를 발생하였고, 재산피해는 집계조차 어려운 천문학적인 규모일 뿐만 아니라 일본의 동북지방에서는 5년이 지난 지금까지도 피해복구가 진행되고 있다.

과거부터 많은 연구자들에 의해 쓰나미의 발생, 전파, 해일고 등을 예측하는 연구가 수행되어 있다. 하지만 쓰나미에 의한 직접적인 인명피해를 줄이기 위해서는 쓰나미에 의한 저오름, 충격파력, 침수 등의 특성을 밝히기에는 부족한 점이 있다. 따라서 이 같은 쓰나미에 의한 직접적인 수리특성을 파악하기 위하여 수리파동수조 또는 수치파동수조를 이용하고 있다.

한편 수리파동수조 또는 수치파동수조에서는 거의 대부분 쓰나미를 고려하기 위하여 파형이 유사한 근사이론에 의한 고립파형을 이용하고 있다. 하지만 실제 쓰나미 발생지역에서 측정된 파형과는 다소 차이를 보인다. 특히 근사이론에 의한 시간파형이 실제 쓰나미 보다 상당히 좁은 분포를 나타낸다. 이렇게 되면 쓰나미에 의해 이동하는 유체량의 차이가 커져서 수리특성(저오름, 충격파력, 침수 등)에 큰 영향을 미칠 뿐만 아니라 나아가 양질의 결과를 도출해 낼 수 없게 된다. 이에 수리모형실험에서는 쓰나미에 가까운 파형을 재현하기 위하여 조파기의 스트로크와 이동속도를 조절(Park et al., 2013), 붕괴파(Nouri et al., 2010; Aguiñiga et al., 2013; Liu et al., 2014) 그리고 압축공기에 의한 조파방법(Rossetto et al., 2011)을 이용하기도 한다. 하지만 이와 같은 조파방법들은 형태의 쓰나미를 생성하기 위해서는 여러 번의 반복과정을 거쳐야 할 뿐만 아니라, 추가적인 실험장치가 요구된다.

또한 최근에는 국내에서도 N-S방정식 기반의 수치파동수조에서 고립파를 적용한 쓰나미의 수리특성 해석이 증가하는 추세이다(Lee et al., 2008; Ha et al., 2010; Lee and Cho, 2013; Lee et al., 2015). 이 수치파동수조에서 고립파를 만들어내기 위해서는 기존의 근사이론에 의한 파형 및 유속을 이용하여야 안정적인 조파가 가능하다(Lee et al., 2014). 역으로 살펴보면, 근사이론이 뒷받침 되지 않는 파형은 안정적으로 생성할 수 없다는 것이다. 따라서 수치해석의 경우에서도 붕괴파(O'Donoghue et al., 2010; Kim and Lynett, 2011; St-Germain et al., 2014) 그리고 압축공기를 이용하는 조파방법(Allsop et al., 2014)을 적용하여 쓰나미를 조파한다. 하지만 이것들은 근사이론에 의한 것이 아니기 때문에

목표로 하는 입사파형을 조파하기 위해서는 많은 반복계산을 수행해야 한다.

따라서 본 연구에서는 기존의 고립파 근사이론(Fenton, 1972; Goring, 1979; Dean and Dalrymple, 1984)을 검토한 후에 근사이론을 토대로 다양한 형태의 고립파를 수리/수치파동수조에서 안정적으로 조파할 수 있는 추정방법을 제안한다. 나아가 기존 수리모형실험결과와의 비교·검토를 통하여 제안하는 추정방법의 타당성 및 유효성을 확인한다.

## 2. 고립파 근사이론

고립파는 Scott Russell (1844)에 처음 발견되었으며, 수면변위가  $x = -\infty$ 에서  $x = \infty$ 까지 분포하고,  $x = 0$ 을 기준으로 대칭적인 파형을 가진다. 그리고 Laitone (1963), Boussinesq (1872), McCowan (1891)에 의해 근사이론들이 제안되었다. 이 중에서 Boussinesq (1872)는 비선형 파동방정식, KdV(Korteweg-de Vries) 방정식을 토대로 근사식 Eq. (1)을 유도하였다.

$$\eta = H \operatorname{sech}^2 k(x - Ct) \quad (1)$$

여기서,  $\eta$ 는 수면형,  $H$ 는 파고,  $C$ 는 파속,  $t$ 는 시간이다. 그리고  $k$ 는 통합매개변수로서 비선형성과 분산성의 균형을 나타낸다. KdV방정식에서 고립파의 비선형항과 분산항이 균형적일 때는  $k = \sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{h^3}}$ , 비선형항이 클 때는  $k < \sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{h^3}}$  그리고 분산항이 클 때는  $k > \sqrt{\frac{3}{4} \frac{H}{h^3}}$  을 가진다.

현재 제안된 몇몇의 근사이론들은 고립파의 비선형성과 분산성이 균형적 상태를 기준으로 제안되었다. 본 연구에서는 수리 및 수치모형실험에서 고립파의 조파에 주로 적용되고 있는 근사식에 대하여 고찰한다. 그리고 고립파를 생성하기 위해 필요한 시간파형과 유속에 대해 검토한다.

### 2.1 파형 특성

고립파의 시간파형에 관한 근사이론식들에 대하여 검토를 수행한다. Eq. (2)는 Fenton (1972)이 제안한 3차 근사이론이고, Eq. (3)은 Goring (1979)이 제안한 근사식으로 수심적분모델과 피스톤식 수리파동수조에서 주로 사용되고 있다. 그리고 Eq. (3)은 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식과 동일한 형태이지만, 적용되는 파속( $C$ )의 차이가 존재한다.

$$\eta = h \left\{ \epsilon s^2 \hat{t} + \epsilon^3 \left( \frac{5}{8} s^2 \hat{t}^2 - \frac{101}{80} s^4 \hat{t}^3 \right) \right\} \quad (2)$$

$$\eta = H_i \operatorname{sech}^2 \left[ \sqrt{\frac{3}{4} \frac{H_i}{h^3}} (x_s - Ct) \right] \quad (3)$$

여기서,  $\epsilon$ 는 입사파고( $H_i$ )와 수심( $h$ )과의 비( $= H_i/h$ ),  $s$ 와  $\hat{t}$ 는 위상항으로 다음의 Eqs. (4)-(7)으로 정의된다. 그리고 Eq. (3)에서 파속  $C$ 를  $\sqrt{g(h+H_i)}$ 으로 대입하면 Goring (1979)의 근사식 그리고  $\sqrt{gh}(1+H_i/2h)$ 를 대입하면 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식이 된다. 또한 Fenton (1972)의 근사식에 적용되는 파속 ( $C$ )은 Eq. (8)과 같다.

$$s = \operatorname{sech} \kappa \hat{x} \quad (4)$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{3}{4} \epsilon} \left( 1 - \frac{5}{8} \epsilon + \frac{71}{128} \epsilon^2 \right) \quad (5)$$

$$\hat{x} = \frac{x_s - Ct}{h} \quad (6)$$

$$\hat{t} = \tanh \kappa \hat{x} \quad (7)$$

$$C = \sqrt{gh} \left( 1 + \frac{1}{2} \epsilon - \frac{3}{20} \epsilon^2 + \frac{3}{56} \epsilon^3 \right) \quad (8)$$

Fig. 1은 파고( $H_i$ ) 0.1 m, 수심( $h$ ) 1 m의 경우에 대한 근사이론 식들의 시간파형을 나타내고 있다. 여기서 실선은 Fenton (1972), 점선은 Goring (1979) 그리고 일점쇄선은 Dean and Dalrymple (1984)에 의한 결과이다.

Fig. 1으로부터  $H_i = 0.1$  m,  $h = 1$  m의 조건에서 근사한 파형들은 큰 차이를 나타내고 있지 않다. 특히 동일한 형태의 근사식을 사용하는 Goring (1979)과 Dean and Dalrymple (1984)은 거의

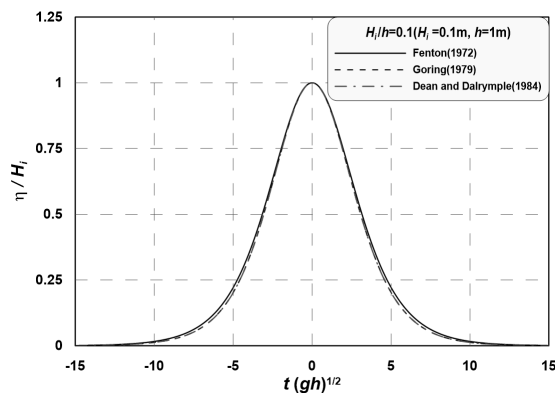


Fig. 1. Comparison of Time-Domain Waveform of Solitary Waves Due to Theoretical Equations

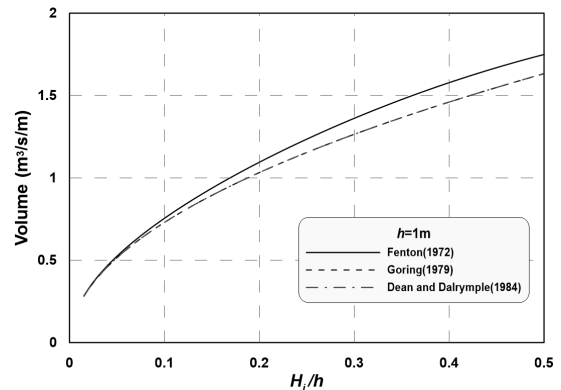
같은 파형을 가진다. 하지만 3차 근사이론에 의한 Fenton (1972)은 전자들을 보다 조금 넓은 파형분포를 가지는 것을 알 수 있다.

이에 본 연구에서는 근사식에 따른 파형의 체적을 Eq. (9)과 같이 계산하여 Fig. 2에 나타내며, 고립파의 체적은 입사파고와 수심과의 비( $H_i/h$ )에 따라 분포이다. 그리고 (a)는 수심( $h$ )을 1 m로 고정하고 파고( $H_i$ )변화를 준 경우, (b)는 파고( $H_i$ )를 0.1 m로 고정하고 수심( $h$ )변화를 준 경우의 결과들이다. Fig. 2에서 실선은 Fenton (1972), 점선은 Goring (1979) 그리고 일점쇄선은 Dean and Dalrymple (1984)의 경우에 각각 대응한다.

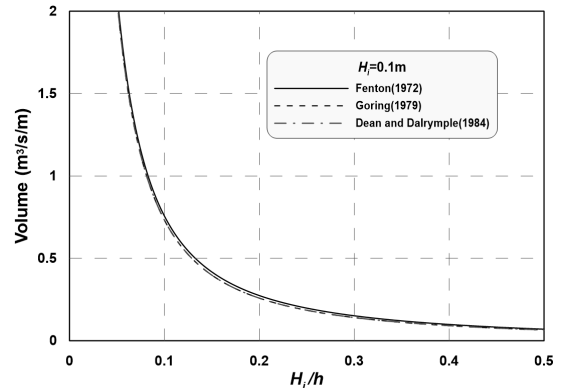
$$Volume = 2 \sum_{n=0}^m \Delta l \eta(n) \quad (9)$$

여기서,  $\Delta l$ 는 ( $= C\Delta t$ ) 1 시간스텝의 이동거리,  $n$ 는 시간스텝,  $m$ ( $= T/2\Delta t$ ;  $T$ ( $= L/C$ )는 입사주기에 해당하는 시간스텝,  $\Delta t$ 는 파형계산 시간간격)는 1/2 파장( $L = 2\pi/k$ )이 생성되는 시간스텝,  $\eta$ 는 정수면을 기준으로 하는 수면변위이다.

Fig. 2로부터 전술한 파형특성에서 확인한 바와 같이 Fenton (1972)의 3차 근사이론에 의한 파형이 더 큰 체적을 가지는 것을 알



(a) Effect of Wave Height Variation



(b) Effect of Water Depth Variation

Fig. 2. Comparison of Fluid Volume of Solitary Waves Due to  $H_i/h$

수 있다. 특히 (a)의 파고변화에 따른 파형의 체적변화에서  $H_i/h$ 가 증가할수록 Goring (1979)과 Dean and Dalrymple (1984)과의 차이가 증가하는 경향을 보인다. 그리고 (b)의 수심변화에 따른 체적변화에서 근사식에 따른 차이가 그다지 크지 않다. 게다가 (b)로부터 알 수 있듯이 동일한 파고에서 수심이 증가할수록 파형의 체적이 증가하는 것으로 나타났다. 이것은 수심이 증가할수록 고립파의 파형분포가 넓어지고, 이동하는 유체량이 증가하는 것을 의미한다.

이상의 검토로부터 근사식에 따른 고립파의 파형 및 체적은 매우 유사한 특성을 가지고 있다. 따라서 수리 또는 수치파동수조에서는 이상에서 검토한 어떠한 근사이론을 적용할 경우에도 유사한 결과를 얻을 수 있을 것으로 판단된다.

## 2.2 유속분포 특성

수치파동수조에서 고립파를 생성하기 위해서는 앞서 검토한 파형뿐만 아니라 각 수심 층의 유속을 적용해야 한다. 따라서 본 연구에서는 수평유속에 관한 근사이론식에 대하여 검토를 수행한다. 여기서 Ep. (10)은 Grimshaw (1971)에 의해 유도된 3차 근사식이고, Ep. (12)는 Dean and Dalrymple (1984)이 제안한 근사식이다.

$$V = C_0 [\epsilon s^2 - \epsilon^2 K_1 + \epsilon^3 (K_2 + K_3)] \quad (10)$$

$$K_1 = -\frac{1}{4}s^2 + s^4 + z_h^2 \left( \frac{3}{2}s^2 - \frac{9}{4}s^4 \right) \quad (11a)$$

$$K_2 = \frac{19}{40}s^2 + \frac{1}{5}s^4 - \frac{6}{5}s^6 + z_h^2 \left( -\frac{3}{2}s^2 - \frac{15}{4}s^4 + \frac{15}{2}s^6 \right) \quad (11b)$$

$$K_3 = z_h^2 \left( -\frac{3}{8}s^2 + \frac{45}{16}s^4 - \frac{45}{16}s^6 \right) \quad (11c)$$

여기서,  $C_0$ 는 장파의 파속( $=\sqrt{gh}$ ) 그리고  $z_h$ 는 수립자의 연직거리와 수심과의 비( $=\bar{z}/h$ ;  $\bar{z}$ 는 바닥으로부터 수립자의 연직거리)이다.

$$V = C [K_1 - K_2] \quad (12)$$

$$K_1 = \lambda \left\{ \epsilon + 3\epsilon^2 \left( \frac{1}{6} - \frac{z_h^2}{2} \right) \right\} \quad (13a)$$

$$K_2 = \lambda^2 \epsilon^2 \left( \frac{7}{4} - \frac{9z_h^2}{4} \right) \quad (13b)$$

여기서,  $C$ 는 Dean and Dalrymple (1984)가 제안한 파속( $=\sqrt{gh}$ )

( $1 + H_i/2h$ ) 그리고  $\lambda$ 는 Eq. (3)에서 근사한 파형( $\eta$ )과 입사파고( $H_i$ )와의 비( $=\eta/H_i$ )이다.

Fig. 3은  $H_i = 0.1m$ ,  $h = 1m$ 의 조건에서 정수면 한 지점의 수평유속분포를 비교하여 나타낸 것으로 실선과 일점쇄선은 Grimshaw (1971)와 Dean and Dalrymple (1984)이 각각 제안한 근사식에 의한 결과이다.

Fig. 3으로부터 전체적으로 매우 유사한 유속분포를 나타내고 있다. 그러나 파봉( $t = 0s$ ) 부근에서는 Dean and Dalrymple (1984)의 근사유속이 조금 크고, 그 밖의 영역에서는 Grimshaw (1971)의 근사유속이 조금 큰 값을 가지는 것을 알 수 있다.

Fig. 4는 고립파의 최대 수위가 발생하는 파봉( $t = 0s$ )일 때, 수평유속의 연직분포이다. 여기서 실선은 Grimshaw (1971), 일점쇄선은 Dean and Dalrymple (1984)이 제안한 근사식에 의한 값이다.

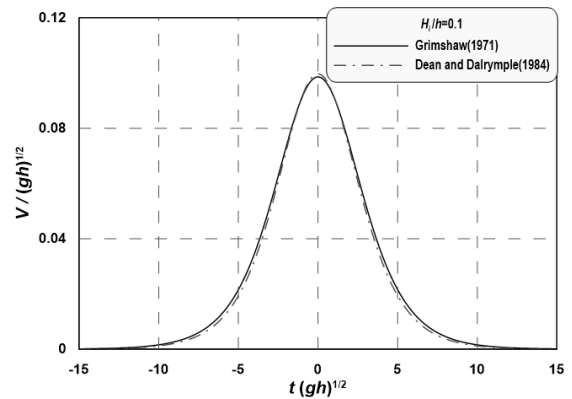


Fig. 3. Comparison between Time-Domain Velocities of Solitary Waves at Still Water Level

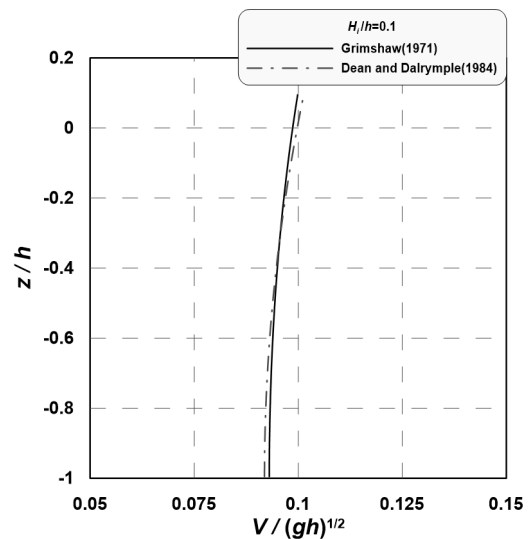


Fig. 4. Comparison between Vertical Distributions of Horizontal Velocities of Solitary Waves for Maximum Water Level ( $t = 0s$ )

Fig. 4로부터 Fig. 3에서 확인한 것과 같이 파봉( $t = 0s$ )에서 Grimshaw (1971)와 Dean and Dalrymple (1984)의 근사유속이 전반적으로 유사한 형태를 보인다. 하지만 바닥 부근에서는 Grimshaw (1971) 그리고 수면부근에서는 Dean and Dalrymple (1984)의 근사유속이 조금 큰 값을 나타내는 것을 알 수 있다. 이것은 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식이 Grimshaw (1971)의 근사식보다 연직방향으로 더 큰 경도를 가지기 때문이다.

이상에서 확인한 바와 같이 근사이론에 따른 유속분포 또한 큰 차이를 나타내지 않고, 유사한 형태를 가지는 것을 확인할 수 있다. 따라서 조파에 유속을 이용하는 수치파동수조에서 고립파를 생성하는 데 이상의 어떠한 근사이론을 이용하더라도 유사한 결과가 도출될 것으로 사료된다.

### 3. 쓰나미 파형 및 유속의 추정방법 제안

앞서 검토한 고립파근사식에서 통합매개변수  $k$ 는 파형분포에 관한 상수( $3/4$ )를 가지고 있다. 따라서 이 상수를 조절할 수 있는 계수 ( $\alpha$ )를 도입하여 고립파의 비선형성과 분산성을 조절, 다양한 파형의 고립파를 만들어 낼 수 있다. 그리고 Fig. 2 (b)에서 고찰한 것과 같이 동일한 파고( $H_i$ )에서 수심( $h$ )이 깊어질수록 고립파의 체적이 증가하는 경향을 나타낸다. 따라서 파고를 고정하고, 가상수심계수( $\beta$ )를 적용하여 고립파의 비선형성과 분산성을 조절 다양한 형태의 파형을 만들어 낼 수 있다.

#### 3.1 분포조절계수( $\alpha$ )

이상의 파형 근사식에서 파형분포를 결정짓는 상수( $3/4$ )의 강도를 조절할 수 있는 분포조절계수,  $\alpha$ 를 기존의 근사식에 적용하면 Eq. (14) 및 Eq. (15)와 같이 나타낼 수 있다. 여기서 Eq. (13)은 Fenton (1972)의 파형에 관한 근사식에 대입하면 되고, Eq. (14)는 Goring (1979)과 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식에 분포조절계수 ( $\alpha$ )가 적용된 것이다. 그리고 기존 파형에 비해  $\alpha$ 가 1보다 작아지면 넓은 파형 그리고 1보다 커지면 좁은 파형을 얻을 수 있다.

$$\kappa = \sqrt{\frac{3\alpha}{4}} \epsilon \left( 1 - \frac{5}{8} \epsilon + \frac{71}{128} \epsilon^2 \right) \quad (14)$$

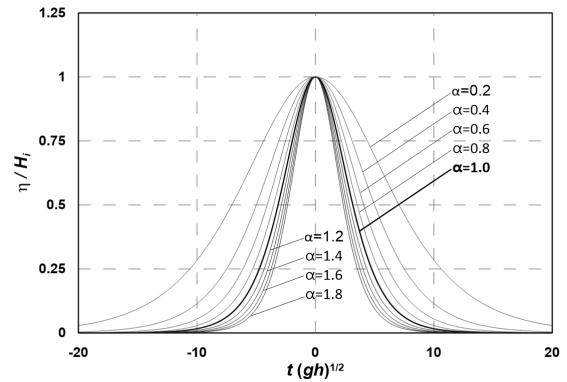
$$\eta = H_i \operatorname{sech}^2 \left[ \sqrt{\frac{3\alpha}{4}} \frac{H_i}{h^3} (x_s - Ct) \right] \quad (15)$$

Fig 5는  $H_i = 0.1 \text{ m}$ ,  $h = 1 \text{ m}$ 의 조건 하에서 분포조절계수( $\alpha$ )를 0.2~1.8의 범위로 분포시켜 구해진 파형으로 (a)는 Fenton (1972), (b) Goring (1979) 그리고 (c)는 Dean and Dalrymple (1984)의

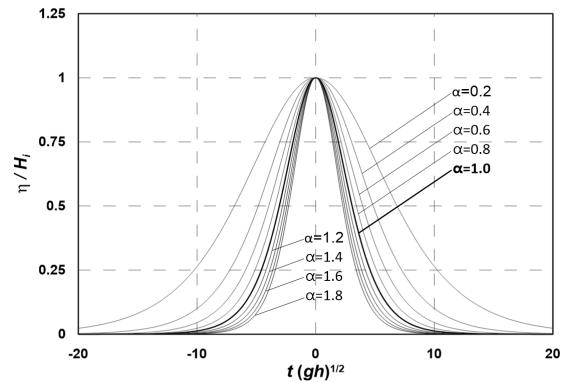
근사식을 토대로 한 결과이다. 여기서  $\alpha = 1.0$ 은 기존의 근사식에 의한 파형을 의미한다.

Fig. 5로부터 분포조절계수( $\alpha$ )를 조절하여 다양한 파형의 고립 파가 만들어 지는 것을 확인할 수 있으며,  $\alpha < 1.0$ 의 경우에는 기존 보다 넓은 파형,  $\alpha > 1.0$ 의 경우에는 기존보다 좁은 파형이 생성되는 것을 알 수 있다.

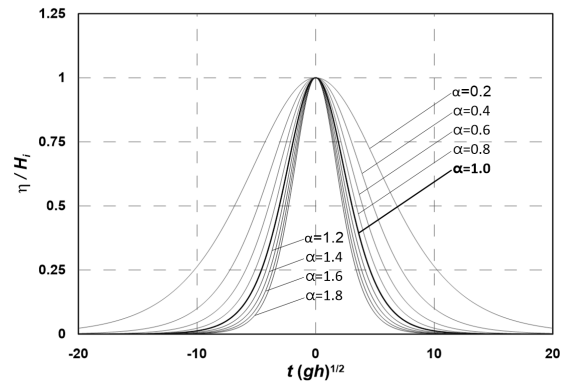
Fig. 6은 Fig. 5와 동일한 조건( $H_i = 0.1 \text{ m}$ ,  $h = 1 \text{ m}$ ,  $\alpha = 0.2 \sim 1.8$ )을 적용하여 얻어진 유속분포이며, 유속은 정수면 한 지점의



(a) Based on Fenton's Theory



(b) Based on Goring's Theory



(c) Based on Dean and Dalrymple's Theory

Fig. 5. Waveform Characteristics of Solitary Waves Due to Distribution Factor( $\alpha$ )

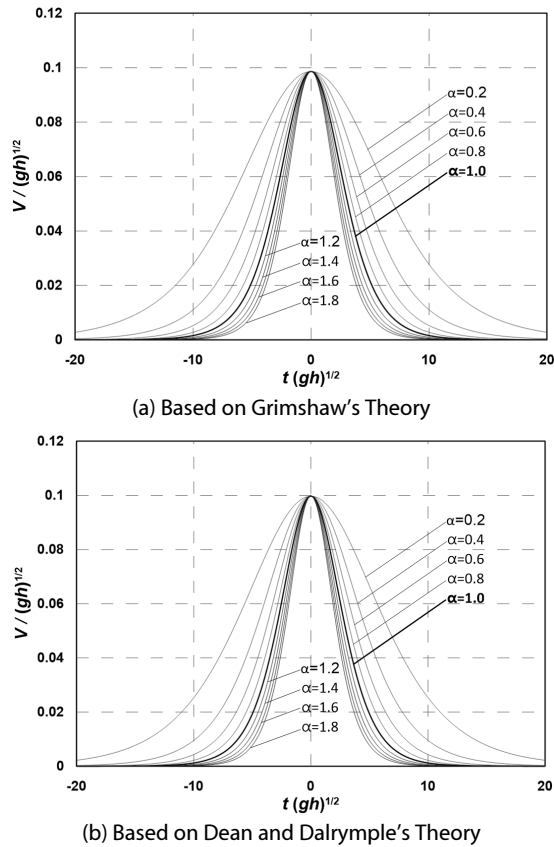


Fig. 6. Time-Domain Characteristics of Horizontal Velocity of Solitary Waves Due to Distribution Factor ( $\alpha$ ) at Still Water Level

수평유속 값이다. 여기서 (a)는 Grimshaw (1971) 그리고 (b) Dean and Dalrymple (1984)의 근사식을 토대로 하고 있다.

Fig. 6으로부터 알 수 있듯이 두 고립파의 유속근사식을 토대로 분포조절계수( $\alpha$ )의 도입에 의해 다양한 파형의 고립파에 대응할 수 있는 유속을 생성시킬 수 있다. 또한  $\alpha < 1.0$ 의 경우에는 기존보다 넓은 분포의 유속,  $\alpha > 1.0$ 의 경우 기존보다 좁은 분포의 유속이 나타나는 것을 알 수 있다.

### 3.2 가상수심계수( $\beta$ )

동일한 파고( $H_i$ )에서  $H_i/h$ 가 증가할수록 넓은 파형분포가 나타나는 것을 앞서 확인하였다. 이에 고립파근사식에 가상수심을 적용할 수 있는 가상수심계수( $\beta$ )를 도입하여 Eqs. (16) and (17)에 나타낸다. 여기서 Eq. (16)은 Fenton (1972)의 파형근사식과 Grimshaw (1971)의 유속근사식에 대입되는 위상항이고, Eq. (17)은 가상수심계수( $\beta$ )가 적용된 Goring (1979)과 Dean and Dalrymple (1984)의 파형근사식이다. 그리고 기존의 각 근사식에 의한 파형에 비하여  $\beta$ 가 1보다 커지면 넓은 파형 그리고 1보다 작아지면 좁은 파형이 생성된다.

$$\hat{x} = \frac{x_s - Ct}{\beta h} \tag{16}$$

$$\eta = H_i \operatorname{sech}^2 \left[ \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{H_i}{(\beta h)^3} (x_s - Ct) \right] \tag{17}$$

가상수심계수( $\beta$ ) 적용에 따른 각 수심층의 유속은 이하와 같이 추정할 수 있다. Grimshaw (1971)의 유속근사식 Eq. (11)에서는 수정된 위상항(Eq. (16))을 그대로 대입하여 유속을 추정한다. 그리고 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식 Eq. (13)에서는 가상수심계수( $\beta$ )를 고려한 Eq. (17)의 파형( $\eta$ )에 따라 유속강도 계수  $\lambda (= \eta/H_i)$ 가 정해지기 때문에 새로운 파형에 상응하는 유속을 직접 추정할 수 있다.

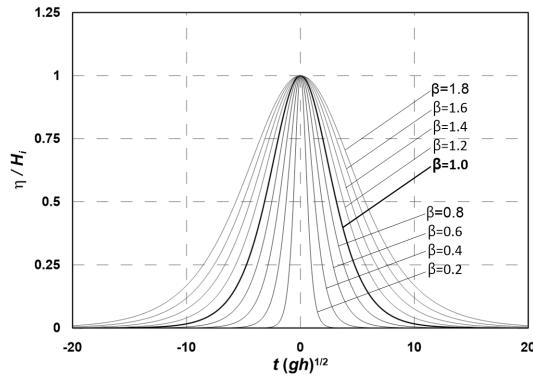
Fig. 7은  $H_i = 0.1$  m,  $h = 1$  m의 입사조건 하에서 가상수심계수( $\beta$ )를 0.2~1.8의 범위로 분포시켜 얻어진 파형으로 (a)는 Fenton (1972), (b) Goring (1979) 그리고 (c)는 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식을 토대로 구한 것이다. 여기서 각각의  $\beta = 1.0$ 은 기존 근사식에 의한 파형을 나타낸다.

Fig. 7로부터 가상수심계수( $\beta$ ) 변화에 따른 다양한 파형이 생성되는 것을 확인할 수 있으며, 전술한 분포조절계수( $\alpha$ )의 영향에 비해 선형적인 증감을 나타내는 것을 확인할 수 있다. 기존의 근사식( $\beta = 1.0$ )에서는 Fenton (1972)의 파형이 상대적으로 조금 넓은 파형분포를 나타내지만, 가상수심계수( $\beta$ )에 따른 파형분포는 (b)와 (c)의 Goring (1979), Dean and Dalrymple (1984)의 파형이 조금 더 넓게 변화하는 것을 알 수 있다. 또한  $\beta > 1.0$ 의 경우에는 기존보다 넓은 파형,  $\beta < 1.0$ 의 경우는 기존보다 좁은 파형을 나타낸다.

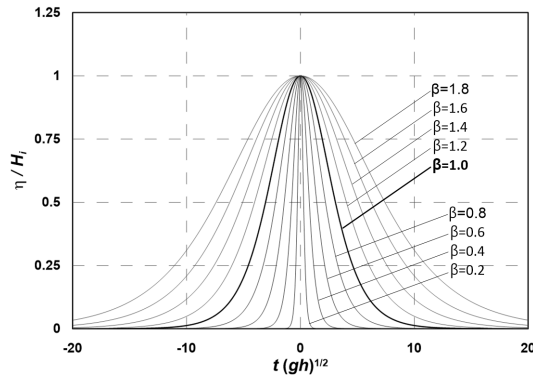
Fig. 8은 역시 Fig. 7의 경우와 동일한 조건( $H_i = 0.1$  m,  $h = 1$  m,  $\beta = 0.2 \sim 1.8$ ) 하에서 근사한 유속분포이고, 유속은 정수면 한 지점에서 얻어진 것이다. 여기서 (a)는 Grimshaw (1971) 그리고 (b) Dean and Dalrymple (1984)의 근사식에 가상수심계수( $\beta$ )를 대입하여 산정된 결과를 각각 나타내고 있는 그림이다.

Fig. 8부터 기존의 근사유속분포 특성에 근거하면 가상수심계수( $\beta$ )에 따른 고립파의 변화된 유속특성을 잘 보여주고 있으며, 앞서 논의한 파형에 상응하는 유속값을 가지는 것을 알 수 있다. (a)는 Grimshaw (1971)의 근사식을 토대로  $\beta$ 를 적용한 것으로 상대적으로 변화폭이 좁은 유속분포를 가진다. 이것은 전술한 3차근사 이론에 의한 Fenton (1972)의 파형(Fig. 7(a))에 대응하기 위한 유속이기 때문이다. 또한 (b)는 Dean and Dalrymple (1984)의 근사식을 기반으로 추정된 유속들이 파형(Fig. 7(c))과 잘 대응하고 있는 것을 알 수 있다.

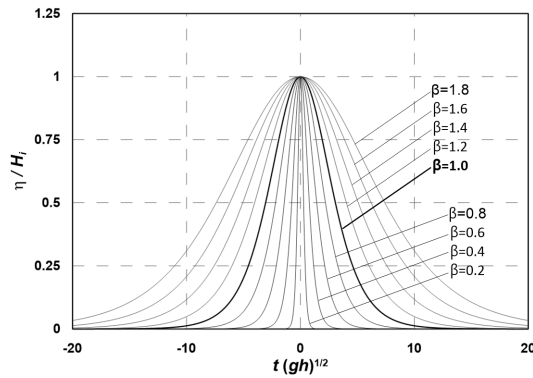
이상의 논의에 근거하여 분포조절계수( $\alpha$ ) 및 가상수심계수( $\beta$ )를 적용할 경우, 기존의 고립파근사식을 기반으로 다양한 형태의 고



(a) Based on Fenton's Theory



(b) Based on Goring's Theory



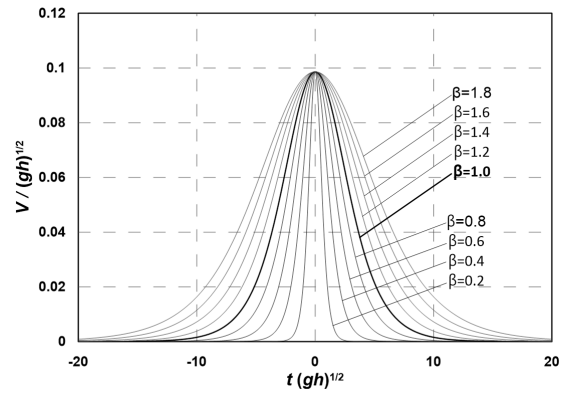
(c) Based on Dean and Dalrymple's Theory

Fig. 7. Waveform Characteristics of Solitary Waves Due to Virtual Depth Factor( $\beta$ )

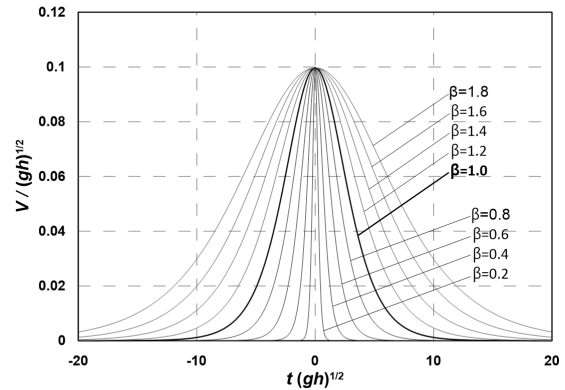
립파파형 그리고 이것에 상응하는 유속을 추정할 수 있는 것을 확인할 수 있다. 따라서 이와 같은 두 가지의 추정방법을 수리/수치파동수조에 적용하여 쓰나미에 대응할 수 있는 다양한 파형의 고립파를 조파할 수 있을 것으로 판단된다.

#### 4. 제안한 추정방법의 적용

수리/수치파동수조에서 쓰나미를 대응할 수 있는 두 가지의 고립



(a) Based on Grimshaw's Theory



(b) Based on Dean and Dalrymple's Theory

Fig. 8. Time-Domain Characteristics of Horizontal Velocity of Solitary Waves Due to Virtual Depth Factor( $\beta$ )

파 조파방법을 제안하였다. 여기서는 이 방법들을 실질적으로 수리/수치파동수조에 적용하기 위한 검토를 수행한다.

#### 4.1 수리파동수조

수리파동수조에 고립파를 조파하기 위해서는 목표 파형에 대한 조파기의 위치정보신호를 입력하여야 한다. 그리고 목표 파형에 대한 위치정보신호가 정확하지 않을 시에는 반복적인 조정과정을 거쳐야 하며, 많은 시간이 소비될 수 있다. 따라서 목표 파형에 대한 정확한 위치정보신호를 얻을 수 있다면, 실험에 큰 도움이 될 것이다.

##### 4.1.1 조파시스템

Eq. (19)는 Goring (1979)이 제안한 고립파에 대한 조파기의 위치정보신호에 관한 산정식이다.

$$P_0 = S_t \tanh 7.6 \left( \frac{t}{\tau} - \frac{1}{2} \right) \quad (19)$$

여기서,  $S_t$ 는 조파기의 스트로크로서 Eq. (20)과 같다. 그리고

$\tau$ 는 조파기의 움직임에 나타내는 항으로서 Eq. (21)과 같다.

$$S_t = 4\sqrt{\frac{H_i h}{3}} \quad (20)$$

$$\tau = \frac{4}{\alpha \sqrt{g(h+H_i)}} \sqrt{\frac{\alpha(\beta h)^3}{3H_i}} [\tanh^{-1}(0.999) + \epsilon] \quad (21)$$

다양한 파형의 고립파를 조파하기 위하여 이상의 Eq. (21)에 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )를 적용한다.

Figs. 9 and 10은 수리파동수조에서 다양한 파형의 고립파를 조파하기 위하여 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )를 적용하여 추정된 조파기의 위치정보신호들이다. 여기서 Fig. 9는 분포조절계수( $\alpha$ ) 그리고 Fig. 10은 가상수심계수( $\beta$ ) 변화에 따른 결과를 각각 나타내고 있다.

Figs. 9 and 10은 분포조절계수( $\alpha$ ) 및 가상수심계수( $\beta$ )의 변화에 따른 파형(Fig. 5와 7 참조)으로부터 조파기의 위치정보신호를 Eq. (18)로 추정할 수 있다는 것을 보여주고 있다. 이와 같이 추정된 조파

기의 위치정보신호를 이용할 경우, 수리파동수조에서 목표 파형을 생성하는 데 큰 도움이 될 것으로 판단된다.

#### 4.1.2 적용성 검토

이상에서 다양한 파형의 고립파를 수리파동수조에서 조파할 수 있게 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )를 Goring (1979)의 근사이론에 적용하여 조파기의 위치정보신호를 추정할 수 있는 방법을 제안하였다. 이에 본 연구에서 제안한 방법의 타당성 및 유효성을 검증하기 위하여 Park et al. (2013)이 수행한 수리모형실험결과와 비교한다. Park et al. (2013)은 대형 수리파동수조에서 쓰나미를 고려하기 위하여 기존의 고립파 근사이론보다 상당히 넓은 파형을 조파하였다.

Figs. 11 and 12는 Park et al. (2013)의 수리파동수조에서 측정된 파형을 재현하기 위하여 새롭게 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )를 조절하여 얻어진 유사한 파형 및 위치정보신호를 각각 나타내고 있다. 여기서 Fig. 11은  $\alpha$ , Fig. 12는  $\beta$ 를 조정하여 얻어진 결과이며, (a)는 파형 비교 그리고 (b)는 조파기의 위치정보신호 비교이다. 그리고 원(O)은 Park et al. (2013)의 실험값 그리고 실선(—)은  $\alpha$  또는  $\beta$ 를 조절하여 추정된 값이다.

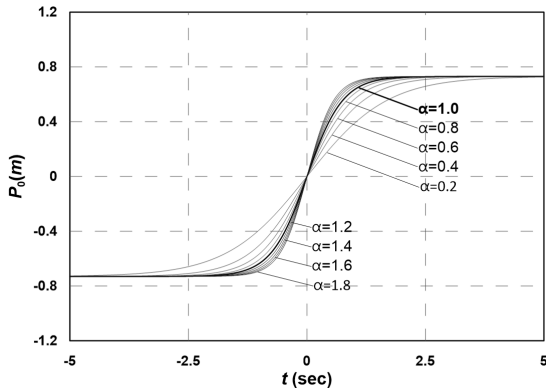


Fig. 9. Comparison of Theoretical Signals for Wave Generator Due to Distribution Factors( $\alpha$ )

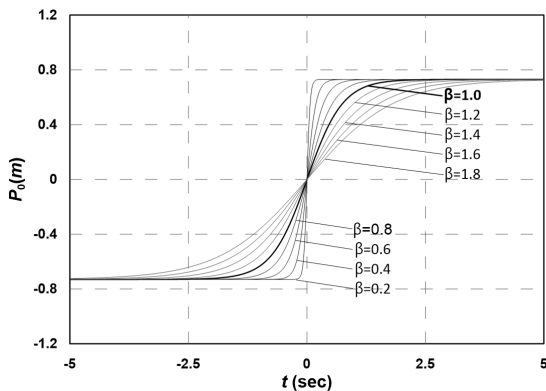
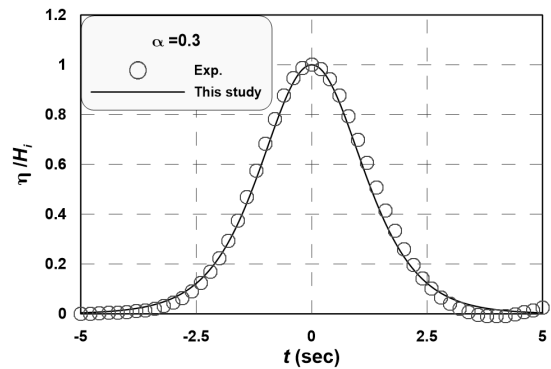
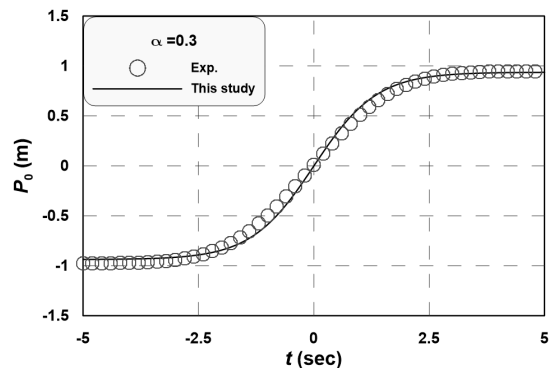


Fig. 10. Comparison of Theoretical Signals for Wave Generator Due to Virtual Depth Factors( $\beta$ )



(a) Time-Domain Waveform



(b) Signal for Wave Generator

Fig. 11. Comparison between Experimental and Theoretical Waveform and Signal Considering Distribution Factor( $\alpha$ )



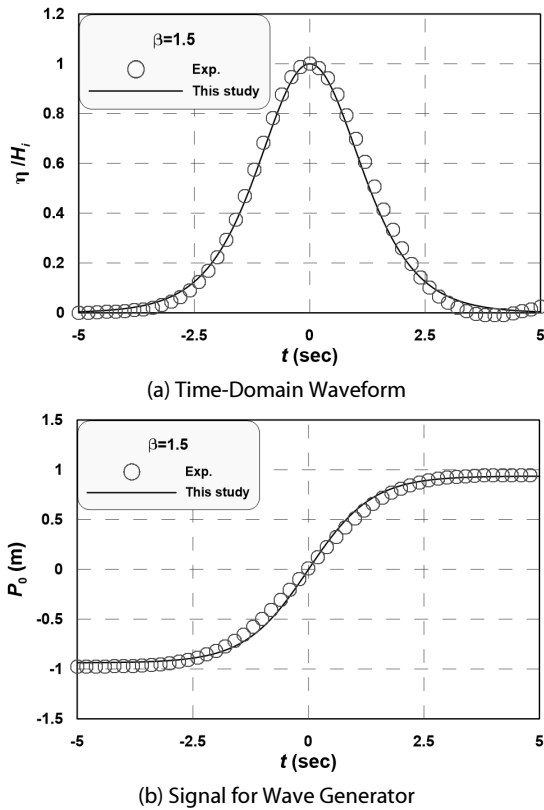


Fig. 12. Comparison between Experimental and Theoretical Waveform and Signal Considering Virtual Depth Factor ( $\beta$ )

Figs. 11 and 12로부터 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )를 각각 0.3, 1.5로 할 경우, Park et al. (2013)의 파형 및 조파기의 위치정보신호와 매우 유사한 것을 확인할 수 있다. 이것은 본 연구에서 제안한 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )가 타당성 및 유효성을 가지기에 충분하다는 것으로 이해될 수 있다.

제안한 조파방법에 대한 적용성 검토결과를 토대로 수리파동수조에서 목표 파형에 대한 조파기의 위치정보신호를 고정도로 추정할 수 있는 것을 확인하였다. 또한 이것을 수리모형실험에 적용할 경우에는 목표 파형을 조파하기까지 소요되는 시간을 상당히 줄일 수 있을 것으로 판단된다.

#### 4.2 수치파동수조

대부분의 수치파동수조는 N-S 방정식을 토대로 VOF법을 적용하고 있다. 그리고 파랑을 생성하기 위하여 source와 sink 개념을 적용한 조파소스를 채택하고 있다. 여기서 조파하기 위해서는 입사 파랑에 대한 시간파형과 각 격자점의 유속을 알아야 한다. 따라서 파랑에 관한 각종 근사이론(Airy, Stokes, Stream Function, Cnoidal, Solitary)으로부터 시간파형과 각 격자점의 유속을 근사하여 수치파동수조에 적용한다. 하지만 근사이론에서 벗어나는

파형에 대해서는 안정적인 조파가 사실상 불가능하다.

본 연구에서는 고립파에 관한 근사이론을 기반으로 분포조절계수( $\alpha$ )와 가상수심계수( $\beta$ )를 도입하여 고립파의 다양한 파형 및 유속을 추정할 수 있는 방법을 제안하였다. 따라서 제안한 방법을 수치파동수조(LES-WASS-3D ver. 2.0; Lee and Hur, 2014)의 조파시스템에 적용하여 기존의 수리모형실험결과와 비교·검토를 수행한다.

#### 4.2.1 지배방정식

지배방정식은 3차원 비압축성·점성유체에서 무반사로 파랑을 생성시킬 수 있는 소스항이 포함된 연속방정식 Eq. (22)와 투과성 구조물 내부의 유체저항을 고려한 수정된 Navier-Stokes 운동량 방정식 Eq. (23)으로 구성된다.

$$\frac{\partial(\gamma_i v_i)}{\partial x_i} = q^* \quad (22)$$

$$\frac{\partial(\gamma_v v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_i v_i v_j)}{\partial x_j} = -\frac{\gamma_v}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial(\gamma_i \nu_T D_{ij})}{\partial x_j} + S_i - Q_i - R_i - \gamma_i g_i - E_i \quad (23)$$

여기서,  $v_i$ 는  $x, y, z$ 방향의 유속,  $q^*$ 는 조파소스의 유량밀도,  $\gamma_v$ 는 체적 공극률,  $\gamma_i$ 는  $x, y, z$ 방향의 면적 공극률,  $t$ 는 시간,  $\rho_m$ 는 온도, 염분, 부유사 농도를 고려한 물의 밀도,  $p$ 는 압력,  $\nu_T$ 는 물의 동점성계수( $\nu$ )와 외동점성계수( $\nu_i$ )의 합이다.

$D_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ 는 변형률속도텐서,  $S_i$ 는 CSF (Continuum Surface Force)모델(Brackbill et al., 1992)을 기반으로 한 표면장력항,  $Q_i$ 는 파랑의 소스항,  $R_i$ 는 투과성 매체에 의한 유체저항항,  $g_i$ 는 중력가속도항,  $E_i$ 는 에너지 감쇠항을 나타낸다.

$$\gamma_v \frac{\partial F}{\partial t} + \gamma_i v_i \frac{\partial F}{\partial x_i} = F q^* \quad (24)$$

VOF함수  $F$ 는 각 격자에서 유체가 차지하고 있는 체적비율을 나타내며, 연속방정식 Eq. (22)에 고려하고 있는 비압축성 유체 및 PBM (Porous Body Model)에 기초하여 유체의 보존형식으로 나타내면 Eq. (24)과 같다.

나머지 투과성 매체의 유체저항, 난류모델, 표면장력 등에 대해서는 Lee and Hur (2014) 그리고 상세한 수치해석방법에 대해서는 Hur et al. (2012)을 참조하기 바란다.

### 4.2.2 조파시스템

Bronsen and Larsen (1987)가 제안한 무반사 조파가 가능한 조파소스는 계산영역의 양쪽방향( $x$ 의  $\pm$  방향)으로 파랑이 전달되기 때문에 Eq. (25)와 같은 조파소스 강도  $q$ 를 가진다. 또한 입사파와 반사파가 중첩될 경우에 목표 파형을 제대로 생성할 수 없기 때문에 Ohyama and Nadaoka (1991)가 제안한 조파소스 강도식 Eq. (24)을 적용한다. 여기서  $(\eta+h)/(\eta_s+h)$ 은 반사파가 존재하는 경우와 존재하지 않는 경우의 수면형이 상사되도록 고안되었다.

$$q = 2V \frac{\eta+h}{\eta_s+h} \quad (25)$$

여기서,  $V$ 는 근사된 수평유속성분, 조파소스에서 발생하는 파랑은  $\pm$ 양쪽으로 전달되기 때문에 상수 2가 적용된다.  $\eta$ 는 근사된 수면형,  $\eta_s$ 는 조파소스 셀의 수면형을 나타낸다.

수치파동수조 LES-WASS-3D는 엇갈림 격자체계(staggered mesh system)를 채택하고 있기 때문에 Eq. (26)과 같이 조파소스 셀의 격자길이( $\Delta x_s$ )에 따른 조파소스 강도( $q$ )의 영향을 없애기 위해 유량밀도  $q^*$ 를 부여한다. 따라서 목표 파형을 정확하게 조파할 수 있다. 또한 유량밀도  $q^*$ 는 조파소스셀( $x_s$ )을 제외한 나머지 셀에서 0 값이 주어진다.

$$q^* = \begin{cases} q(y,z,t)/\Delta x_s & : x = x_s \\ 0 & : x \neq x_s \end{cases} \quad (26)$$

Table 1. Approximation Theory Conditions for Generation of Tsunami

Cal.	Approximation theory		Factor	
	Waveform ( $\eta$ )	Velocity ( $V$ )	$\alpha$	$\beta$
1-A	Fenton (1972)	Grimshaw (1971)	0.35	1.0
1-B			1.0	1.55
2-A	Dean and Dalrymple (1984)		0.3	1.0
2-B			1.0	1.5

본 연구에서 제안한 분포조절계수( $\alpha$ ) 및 가상수심계수( $\beta$ )를 고려하여 추정된 파형( $\eta$ )과 유속( $V$ )을 조파소스 강도식 Eq. (25)에 대입함으로써 다양한 파형의 고립파를 수치파동수조에서 안정적으로 조파할 수 있게 된다.

### 4.2.3 적용성 검토

본 연구에서 수치파동수조 LES-WASS-3D에서 쓰나미에 대응할 수 있는 고립파를 안정적으로 조파하기 위해서 기존의 근사식을 토대로 Table 1과 같은 분포조절계수( $\alpha$ ) 및 가상수심계수( $\beta$ )를 고려하여 4가지 경우에 대한 추정값( $\eta, V$ )을 적용한다. 여기서 Cal. 1은 Fenton (1972)과 Grimshaw (1971)의 수면형 및 유속 근사식을 적용하며, A는  $\alpha = 0.35$ 과  $\beta = 1.0$ , B는  $\alpha = 1.0$ 과  $\beta = 1.55$ 를 각각 고려한다. 그리고 Cal. 2는 Dean and Dalrymple (1984)의 수면파형 및 유속 근사식을 이용하고, A는  $\alpha = 0.3$ 과  $\beta = 1.0$ , B는  $\alpha = 0.3$ 과  $\beta = 1.5$ 를 각각 적용한다.

Fig. 13은 Park et al. (2013)을 기초로 하여 구성한 수치파동수조

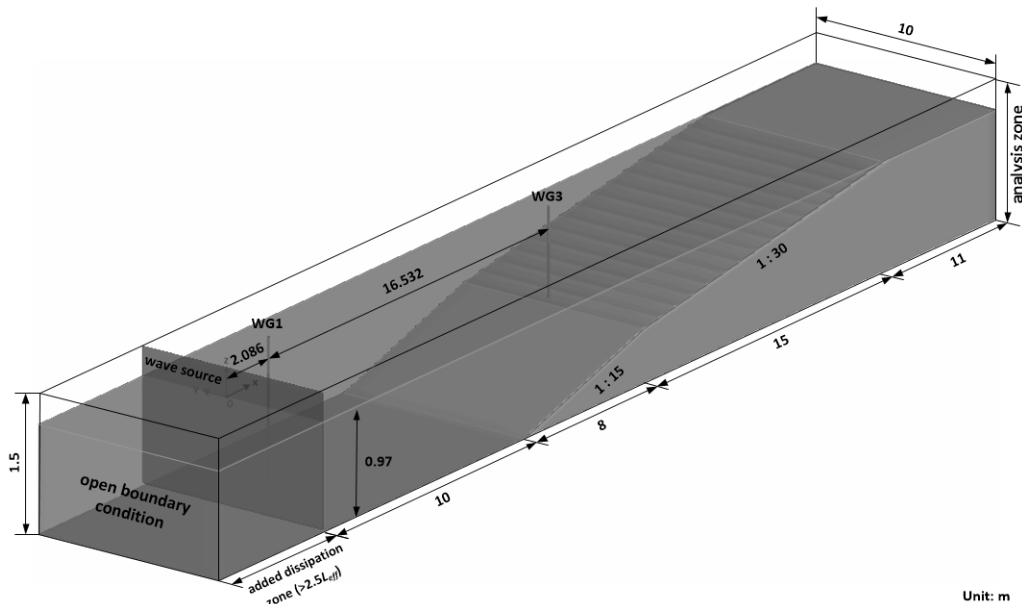
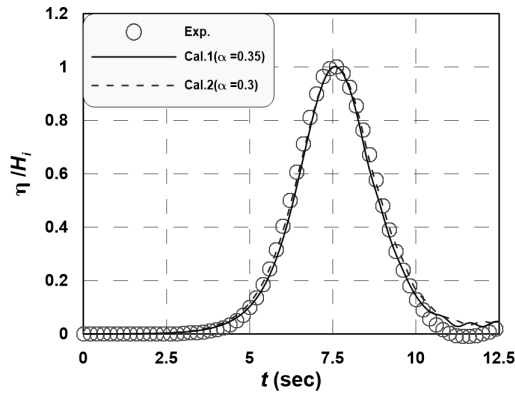


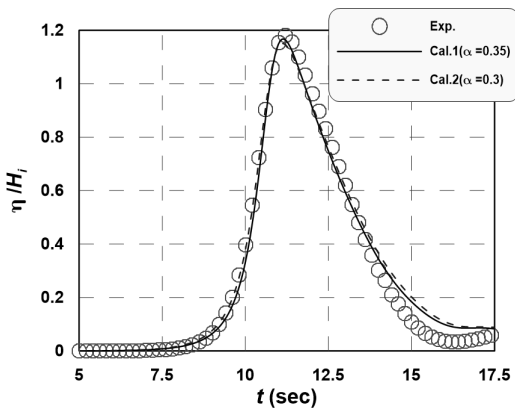
Fig. 13. Schematic Diagram of Numerical Wave Tank based on Park et al. (2013)'s Experiment

이며, 제안한 다양한 파형의 고립파 추정방법을 검증하기 위한 것으로 육상 구조물은 고려하지 않는다. 수심( $h$ )인 0.97 m의 해석영역에는 1:15과 1:30의 해저지반이 각각 8 m, 15 m 영역에 구성되어 있다. 또한 경계에서의 반사를 배제하기 위하여 조파소스의 배후에는 부가감쇠영역과 개경계조건을 고려한다. 입사파고는 Park et al. (2013)이 WG1 지점에서 측정된 0.17 m를 기준하며, 파고측정지점 WG1과 WG3은 조파소스로부터 각각 2.086 m, 18.618 m 떨어져 있다. 여기서 제안한 추정방법들의 검증을 위한 수치시물레이션은 계산격자크기  $\Delta x = 5$  cm,  $\Delta y = 5$  cm,  $\Delta z = 2$  cm 그리고  $\Delta t = 2 \times 10^{-3}$  s의 계산시간간격으로 실시한다.

Fig. 14는 앞서 제안한 기존 고립파 근사식에 분포조절계수( $\alpha$ )만을 고려하여 구해진 파형 및 유속을 수치파동수조의 조파소스에 대입하여 얻어진 수면형이다. (a)와 (b)는 조파소스로부터 각각 2.086 m와 18.618 m 떨어진 WG1, WG3 지점에서 측정된 값이다(Fig. 13 참조). 여기서 원은 Park et al. (2013)의 실험값 그리고 실선과 점선은 계산값으로 Table 1 나타낸 Cal.1과 Cal.2의 결과값이며, 분포조절계수( $\alpha$ )를 각각 0.35와 0.3을 적용하고 있다.



(a) WG1

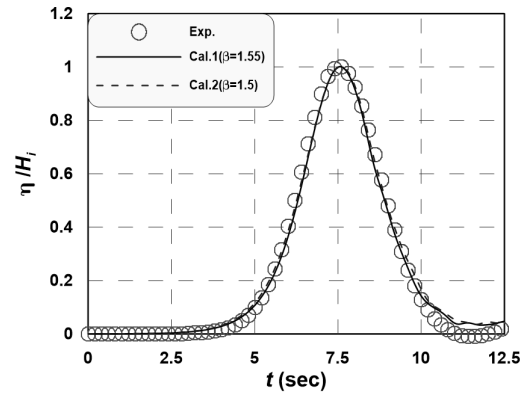


(b) WG3

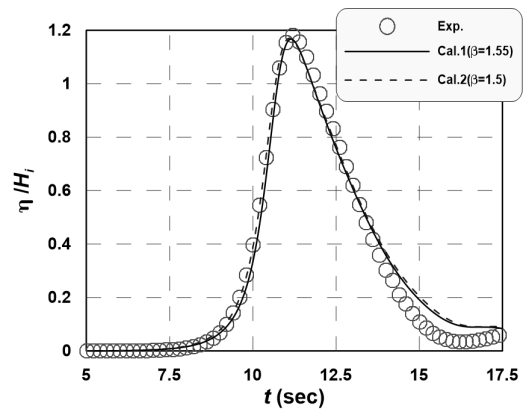
Fig. 14. Comparison between Measured and Simulated Waveform Considering Distribution Factor( $\alpha$ )

Fig. 14로부터 전체적으로 기존 고립파 근사식들을 토대로 분포조절계수( $\alpha$ )를 고려하여 조파소스에 대입한 파형 및 유속에 의한 수면형이 Park et al. (2013)의 실험결과를 잘 재현하고 있다. (a) WG1 지점의 수면형은 Park et al. (2013)에서의 실험에서 얻어진 파형을 수치수조의 입사파조건으로 이용하였기 때문에 두 파형의 일치도가 상당히 높은 것을 알 수 있다. 그리고 (b) WG3 지점에서 15s 전후에서 계산결과가 수면형을 조금 과대평가 하고 있는 경향이 있다. 하지만 해저경사에 따른 쓰나미의 천수효과에 의해 발생하는 수면형태를 매우 잘 나타내고 있다. 또한 WG1에서 WG3까지 16.55 m를 전파하는 과정에서의 쓰나미의 위상까지 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 15는 역시 앞서 제안한 기존 고립파 근사식에 가상수심계수( $\beta$ )만을 적용하여 추정된 파형 및 유속을 수치파동수조의 조파소스에 적용하여 얻어진 수면형이다. (a)와 (b)는 조파소스로부터 각각 2.086 m와 18.618 m 떨어진 WG1, WG3 지점에서 측정된 수면형이다(Fig. 13 참조). 그래프에서 원은 Park et al. (2013)의 실험결과 그리고 실선과 점선은 Table 1에 나타낸 Cal.1과 Cal.2의 계산결과이다. 여기서 Cal.1과 Cal.2의 가상수심계수( $\beta$ )를 각각 1.55 및 1.5를



(a) WG1



(b) WG3

Fig. 15. Comparison between Measured and Simulated Theoretical Waveform Considering Virtual Depth Factor( $\beta$ )

적용하고 있다.

Fig. 15로부터 기존 고립파 근사식들을 토대로 가상수심계수( $\beta$ )를 적용한 경우, 역시 분포조절계수( $\alpha$ )를 적용한 경우와 마찬가지로 전체적으로 Park et al. (2013)의 수면형을 높은 정도로 나타내고 있다. 그리고 천수효과에 따른 쓰나미의 비선형적인 수면형을 잘 재현하고 위상까지 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다.

이상의 검증결과부터 기존의 고립파 근사이론으로는 수치과동수조에서 넓은 파형을 가진 쓰나미의 조파가 불가능하였으나, 본 연구에서 제안한 두 가지 추정방법을 고려할 경우에는 안정적으로 조파가 가능한 것을 확인하였다. 그리고  $\alpha$ 와  $\beta$ 를 조절하는 것은 결론적으로 고립파의 비선형성과 분산성을 나타내는 Eq. (1)의 통합매개변수( $k$ )를 직접 조절하는 것과 같다. 그러므로 계수값 변화에 따른 파형 및 유속분포가 선형적이지 않은  $\alpha$ 보다는 선형적인 특성을 나타내는  $\beta$ 를 조절하는 것이 목표로 하는 쓰나미를 조파하기에 용의할 것이다.

## 5. 결론 및 고찰

본 연구에서는 수리 또는 수치과동수조에서 쓰나미에 대응할 수 있는 고립파를 안정적으로 조파하기 위하여 기존의 근사이론(Fenton, 1972; Goring, 1979; Dean and Dalrymple, 1984)을 검토하였다. 그리고 이것에 근거하여 다양한 형태의 고립파를 생성할 수 있는 두 가지의 추정방법을 제안하였다. 또한 기존 수리모형 실험결과와의 비교·검토를 통하여 제안하는 추정방법의 타당성 및 유효성을 확인하였다. 그 주요한 결과들을 아래와 같이 기술한다.

- (1) 수리/수치과동수조에서 고립파를 조파하기 위하여 주로 사용하는 고립파 근사이론들에 대한 검토를 수행하였다.
- (2) 기존의 고립파 근사이론을 토대로 분포조절계수( $\alpha$ ) 및 가상수심계수( $\beta$ )를 도입하여 다양한 파형의 고립파를 생성할 수는 두 가지 추정방법을 제안하였다.
- (3) 제안한 추정방법을 이용하여 수리과동수조에서 조파기의 위치 정보신호를 추정하였으며, 기존의 수리모형 실험에 적용된 입력 신호와 비교하여 높은 일치도를 나타내는 것을 확인하였다.
- (4) 수치과동수조에서도 제안한 추정방법에 의한 고립파의 파형 및 유속을 적용하여 다양한 파형의 고립파가 생성되는 것을 확인하였다. 그리고 기존의 수리모형 실험결과와 비교·검토하여 제안한 추정방법들의 타당성 및 유효성을 확보하였다.
- (5) 이로써 고립파 근사이론의 틀에서 쓰나미를 고려할 수밖에 없었던 수리/수치과동수조에서도 본 연구에서 제안한 방법을 이용할 경우에는 실제처럼 넓은 분포의 쓰나미를 조파할 수 있음을 확인하였다.

이상의 배경에 근거하여 본 연구에서 제안한 두 가지 고립파 추정방법을 수리 또는 수치과동수조에 적용할 경우 쓰나미에 대응할 수 있는 다양한 파형의 고립파를 생성해 낼 수 있을 것이다. 향후, 본 연구에서 제안하는 추정방법을 적용하면 안정적인 쓰나미의 조파가 가능할 뿐만 아니라 다양한 측면에서의 수치검토가 가능할 것이며, 쓰나미에 의한 재해를 저감시키기 위한 기술개발 및 저감대책 마련 등의 논의에 크게 이바지할 것으로 기대된다.

## 감사의 글

이 논문은 2013년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 연구임(No. 2013-0549).

## References

- Allsop, W., Chandler, I. and Zaccaria, M. (2014). "Improvements in the physical modelling of tsunamis and their effects." *Proc. 5th Int. Conf. on the Application of Physical Modelling to Port and Coastal Protection*, HRPP656.
- Boussinesq, J. (1872). "Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond." *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, pp. 55-108 (in French).
- Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C. (1992). "A continuum model for modeling surface tension." *J. Comp. Phys.*, Vol. 100, pp. 335-354.
- Brorsen, M. and Larsen, J. (1987). "Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method." *Coastal Eng.*, Vol. 11, pp. 93-113.
- Dean, R. G. and Dalrymple, R. A. (1984). "Water wave mechanics for engineers and scientists." Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Fenton, J. (1972). "A ninth-order solution for the solitary wave: Part2." *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, pp. 257-271.
- Goring, D. G. (1978). "Tsunamis-the propagation of long waves onto a shelf." Rep. KH-R-38, California Institute of Technology.
- Grimshaw, R. (1971). "The solitary wave in water of variable depth: Part 2." *J. Fluid Mech.*, Vol. 46, pp. 611-622.
- Ha, T. M., Kim, H. J. and Cho, Y. S. (2010). "Numerical simulation of solitary wave run-up with an internal wave-maker of navier-stokes equations model." *J. Korea Water Resources Association*, Vol. 43, No. 9, pp. 801-811 (in Korean).
- Hur, D. S., Lee, W. D. and Cho, W. C. (2012). "Three-dimensional flow characteristics around permeable submerged breakwaters with open inlet." *Ocean Eng.*, Vol. 44, pp. 100-116.
- Kim, D. H. and Lynett, P. J. (2011). "Dispersive and nonhydrostatic pressure effects at the front of surge." *J. Hydraul. Eng.* Vol. 137, No. 7, pp. 754-765.

- Laitone, E. V. (1963). "Higher order approximation to nonlinear waves and the limiting heights of Cnoidal, Solitary and Stokes' waves." Beach Erosion Board, U.S. Department of the Army, Corps of Engineers, Technical Memorandum No. 133.
- Lee, J. W. and Cho, Y. S. (2013). "Run-up heights of solitary with a hydrodynamic pressure model." *J. the Korean Society of Hazard Mitigation*, Vol. 13, No. 1, pp. 347-352 (in Korean).
- Lee, K. H., Kim, C. H., Jeong, S. H. and Kim, D. S. (2008). "Wave control by submerged breakwater under the solitary wave(tsunami) action." *J. Korean Society of Civil Engineers, KSCE*, Vol. 28, No. 3B, pp. 323-334 (in Korean).
- Lee, W. D. and Hur, D. S. (2014). "Development of 3-d hydrodynamical model for understanding numerical analysis of density current due to salinity and temperature and its verification." *J. Korean Society of Civil Engineers, KSCE*, Vol. 34, No. 3, pp. 859-871 (in Korean).
- Lee, W. D., Hur, D. S. and Goo, N. H. (2014). "Numerical study on tsunami run-up height on impermeable/permeable slope." *J. Korean Society of Coastal Disaster Prevention*, Vol. 1, No. 1, pp. 1-9 (in Korean).
- Lee, W. D., Hur, D. S. and Jang, B. J. (2015). "A numerical simulation on delay time of tsunami propagation due to permeable submerged breakwater." *J. Korean Society of Coastal Disaster Prevention*, Vol. 2, No. 4, pp. 197-205 (in Korean).
- Liu, H., Sakashita, T. and Sato, S. (2014). "An experimental study on the tsunami boulder movement." *Proc. 34th int. Conf. Coastal Eng., ASCE*.
- McCowan, J. (1891). "On the solitary wave." *London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Vol. 32, No. 5, pp. 45-58.
- Nouri, Y., Nistor, I. and Palermo, D. (2010). "Experimental investigation of tsunami impact on free standing structures." *Coastal Eng. Journal, JSCE*, Vol. 52, No. 1, pp. 43-70.
- O'Donoghue, T., Pokrajac, D. and Hondebrink, L. J. (2010). "Laboratory and numerical study of dambreak-generated swash on impermeable slopes." *Coastal Eng.*, Vol. 57, pp. 513-530.
- Ohyama, T. and Nadaoka, K. (1991). "Development of a numerical wave tank for analysis of non-linear and irregular wave field." *Fluid Dynamics Research*, Vol. 8, pp. 231-251.
- Park, H. S., Cox, T. D., Lynett, P. J., Wiebe, D. M. and Shin, S. W. (2013). "Tsunami inundation modeling in constructed environments: A physical and numerical comparison of free-surface elevation, velocity, and momentum flux." *Coastal Eng.*, Vol. 79, pp. 9-21.
- Rossetto, T., Allsop, W., Charvet, I. and Robinson, D. (2011). "Physical modelling of tsunami using a new pneumatic wave generator." *Coastal Eng.*, Vol. 58, pp. 517-527.
- Scott Russell, J. (1844). "On waves." *Reports to the British Association*, pp. 311-390.
- St-Germain, P., Nistor, I., Townsend, R. and Shibayama, T. (2014). "Smoothed-particle hydrodynamics numerical modeling of structures impacted by tsunami bores." *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng., ASCE*, Vol. 140, No. 1, pp. 66-81.