

## 오일러형 해빈류 모형의 파랑응력 비교 Comparison of Wave Stresses in the Eulerian Nearshore Current Models

안경모\* · 서경덕\*\* · 천후섭\*\*\*

Kyungmo Ahn\*, Kyung-Duck Suh\*\* and Hwusub Chun\*\*\*

**요 지 :** 오일러형 해빈류 모형은 계산된 질량흐름에 파랑질량흐름이 포함되어 있지 않기 때문에 수치모의된 계산 결과를 정점 관측결과와 직접 비교할 수 있다. 또한 포물선형 연직분포를 가진 연안류를 재현할 수 있음으로 인해 라그랑지형 해빈류 모형보다 장점이 있다. 그러나 오일러형 해빈류 모형에서 파랑에 의한 응력인 파랑응력이 해빈류 모형에 따라 형태가 달라, 서로 다른 계산 결과가 나타나게 된다. Newberger and Allen(2007)의 파랑응력은 연직방향으로 수심의 함수가 아닌 상수인 반면에 Chun(2012)의 파랑응력은 수심의 함수로 표현된다. 이러한 차이는 해빈류 계산 결과에 직접적인 영향을 미치고 있어 본 논문에서는 이들 파랑응력의 차이를 해석적으로 비교하였다. 각 파랑응력에 대한 해빈류 모형을 Hamilton et al.(2001)의 LSTF(Large-scale Sediment Transport Facility) 수리모형 실험에 적용하여 차이를 비교함으로써 파랑응력항의 차이에 따른 해빈류 계산 결과의 특성을 검토하였다.

**핵심용어 :** 오일러형 해빈류 모형, 라그랑지형 해빈류 모형, 파랑질량흐름, 질량흐름, 파랑응력, 잉여응력

**Abstract :** The Eulerian nearshore current model is more advantageous than the Lagrangian model in the way that numerical results from the Eulerian model can be directly compared with the measurements by the stationary equipment. It is because the wave mass flux is not included in the computed mass flux of Eulerian nearshore current model. In addition, the Eulerian model can simulate the longshore currents with depth varying parabolic profile. However, the numerical models proposed by different researcher have different forms of the wave stress terms. For example, wave stresses in Newberger and Allen's (2007) model is constant over the depth, while those of Chun (2012) are vertically distributed. In the present study, these wave stress terms were compared against Hamilton et al.'s (2001) laboratory experiments to see the effects of different wave stress terms performed on the computation of nearshore currents.

**Keywords :** Eulerian nearshore currents model, Lagrangian nearshore currents model, wave mass flux, mass flux, wave stress, radiation stress

### 1. 서 론

해빈류는 파랑에 의한 비선형 현상이며(Dean and Dalrymple, 1991), 쇄파대에서 평균 수위 상승(wave setup), 해저저류(undertow), 연안류(longshore current), 이안류(rip current) 등의 형태로 나타난다. 해빈류가 파랑 비선형 현상으로 발생되기 때문에 비선형 파랑 모형을 이용하여 해빈류를 직접 모의하기도 한다(Sørensen et al., 1998). 그러나 천수방정식(shallow water equation)에 파랑응력(wave stress)을 더하는 방법으로 해빈류를 계산하는 경우가 더 일반적이다. 특히 수심적분형 천수방정식을 이용하여 해빈류를 계산하는 경우, 천수방정식에 포함되어 있는 파랑에 의한 응력을 잉여응력(radiation stress)이라고 부른다. 잉여응력은 Longuet-Higgins and Stewart(1964)에 의해 처음 제안되었으며, 수심적분형 천

수 파랑방정식을 파랑 주기에 대해 평균화하는 방법으로도 구할 수 있다(Svendsen, 2006). 또한 수심적분형 천수방정식 외에도 다양한 형태의 해빈류 모형이 존재하는데 이들 모형에 포함된 파랑에 의한 응력은 잉여응력과 그 형태가 다르다. 많은 문헌에서 수심적분형 천수 파랑방정식의 해빈류 모형의 파랑응력만을 잉여응력이라고 부르기 때문에(Holthuijsen, 2007; Svendsen, 2006), 본 논문에서는 잉여응력과 구별되게 잉여응력과 다른 형태를 가진 파랑에 의한 응력을 파랑응력이라고 정의한다.

해빈류 모형은 질량흐름(mass flux)에 파랑질량흐름(wave mass flux)의 포함유무에 따라 라그랑지형(Lagrangian) 또는 오일러형(Eulerian) 해빈류 모형으로 나눌 수 있다(Chun, 2012). 이 중 라그랑지형 해빈류 모형의 사용 빈도가 비교적 높은 편인데, 파랑질량흐름이 계산 질량흐름에 포함되어 있

\*한동대학교 공간환경시스템공학부(School of Spatial Environment System Engineering, Handong Global University)

\*\*서울대학교 건설환경종합연구소(Institute of Construction and Environmental Engineering, Seoul National University)

\*\*\*삼성전자(주)(Corresponding author: Hwusub Chun, Memory Manufacturing Technology Center, Samsung Electronics Co. Ltd., 1 Samsungjeonjaro, Hwaseong-si, Gyeonggi-do 18448, Korea, Tel: +82-10-6544-6623, eulia01@hotmail.com)

는 특징이 있다. 이 때문에 라그랑지형 해빈류 모형이 물질 이동 계산에 유리하지만, 계산 유속을 ADCP(Acoustic Doppler Current Profiler)와 같은 정적 관측 장비에서 관측된 해빈류 유속과 비교할 시에는 계산 질량흐름에서 파랑질량흐름을 빼야만 한다(Haas and Warner, 2009). 그러나 Nam et al. (2009)은 라그랑지형 2차원 해빈류 모형을 LSTF(Large-scale Sediment Transport Facility) 수리모형 실험에 적용하여 해빈류를 계산한 후, 파랑질량흐름을 빼지 않고도, 성공적으로 유속을 계산한 바 있다. 이는 LSTF 수리모형실험처럼 해저면이 해안선에 대해 평행할 경우에는 2차원 라그랑지형 해빈류 모형과 2차원 오일러형 해빈류 모형이 서로 일치하기 때문이다(Chun and Suh, 2017).

한편, 오일러형 해빈류 모형의 계산 질량흐름에 파랑질량흐름이 포함되어 있지 않아, 오일러형 해빈류 계산 결과 유속은 해저면 형상에 관계없이 정적 관측 결과와 비교시 별도의 후처리 과정이 필요 없다. 그리고 오일러형 해빈류 모형은 포물선형 연직분포를 가지는 연안류도 계산할 수 있다(Chun and Suh, 2017). 이러한 점에서 오일러형 해빈류 모형이 라그랑지형 해빈류 모형보다 유리한 면이 있다. 이 외에 오일러형 해빈류 모형에서는 계산 질량흐름이 파랑질량흐름과 분리되어 있는 탓에 2차원 오일러형 해빈류 모형의 파랑응력은 잉여응력과 형태가 서로 다르다. 잉여응력은 파랑 에너지 및 파주기로 정의되어 있는 반면에 2차원 오일러형 해빈류 모형의 파랑응력은 파랑-흐름 상호작용, 파랑 주기에 대해 평균화된 해저면에서의 파랑 유속 제곱의 경사항, 파랑 에너지 감쇠항등으로 구성되어 있다(Smith, 2006). 이처럼 2차원 오일러형 해빈류 모형의 형태가 라그랑지형 해빈류 모형과 그 형태가 다르지만, 이의 운동방정식에 파랑질량흐름 이동방정식(transport equation of wave mass flux)을 더하면, 라그랑지형 해빈류 모형의 운동 방정식을 얻을 수 있다(Chun and Suh, 2017). 라그랑지형 해빈류 모형과 마찬가지로 오일러형 해빈류 모형에도 3차원 해빈류 모형이 있다(Chun, 2012; Newberger and Allen, 2007). 이들 해빈류 모형을 수심에 대해서 적분하면, 동일하게 Smith(2006) 모형으로 유도된다. 하지만, 앞서 기술한 바와 같이 해빈류 모형에 따라 파랑응력의 형태는 서로 다른데, 다른 형태의 파랑응력은 난류점성계수와 마찬가지로 계산 유속의 연직 분포에 영향을 미친다. 이에 본 연구에서는 Chun(2012)과 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력을 비교하였다. 그리고 각각의 파랑응력에 대한 해빈류 모형을 LSTF 수리모형 실험에 적용하여 이에 따른 해빈류 계산 결과를 서로 비교 검토하였다.

## 2. 지배 방정식

### 2.1 오일러형 3차원 해빈류 모형

오일러형 해빈류 모형의 3차원 파랑응력을 소개하기에 앞서, 이의 지배방정식을 식 (1)~(4)에 나타내었다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_{-1}^0 U D d\sigma \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \int_{-1}^0 V D d\sigma \right) + \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\partial U D}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\partial V D}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \sigma^2} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U D}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial U V D}{\partial y} + \frac{\partial U \Omega}{\partial \sigma} = -g D \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_{t,h} D \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu_{t,h} D \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\nu_{t,v}}{D} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) + F_x \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V D}{\partial t} + \frac{\partial U V D}{\partial x} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + \frac{\partial V \Omega}{\partial \sigma} = -g D \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_{t,h} D \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu_{t,h} D \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\nu_{t,v}}{D} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) + F_y \end{aligned} \quad (4)$$

여기서,  $x, y$  : 해안선 법선 및 평행 방향

$U, V$  :  $x$  및  $y$  방향의 3차원 유속

$\Omega$  : 가 연직속도(pseudo vertical velocity)

$M_x, M_y$  :  $x$  및  $y$  방향의 파랑질량흐름

$\bar{\eta}$  : 평균 해수면

$h$  : 정수위(still water depth)

$D$  : 전체수심,  $D = \bar{\eta} + h$

$\nu_{t,h}, \nu_{t,v}$  : 수평 및 연직 방향 난류점성계수

$F_x, F_y$  :  $x$  및  $y$  방향의 파랑응력

앞서 언급한 바와 같이, 오일러형 해빈류 모형의 계산 질량흐름은 파랑질량흐름과 분리되어 있어, 식 (1)의 평균 해수면은 질량흐름 및 파랑질량흐름의 경사에 의해 계산된다. Xie (2011)는 Xia et al.(2004)의 3차원 해빈류 모형을 오일러형 해빈류 모형으로 분류하였지만, Xia et al.(2004)의 모형에서는 질량흐름과 파랑질량흐름이 구분되지 않아, 라그랑지형 해빈류 모형이라고 보는 것이 타당하다. 이 외에 Xia et al. (2004)의 파랑응력은 실제 물리적 현상을 잘 반영하지 않는 경우가 있어 해빈류 계산에 적합하지 않는 부분이 있는데, 이를 부록에 기술하였다.

평균 해수면( $\sigma = 0$ ) 및 해저면( $\sigma = -1$ )에서의  $U, V, \Omega$ 의 경계조건을 식 (5)와 식 (6)에 나타내었다.

$$\Omega = \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y}, \frac{\nu_{t,v}}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} = \tau_{\bar{\eta},x}, \frac{\nu_{t,v}}{D} \frac{\partial V}{\partial \sigma} = \tau_{\bar{\eta},y} \text{ on } \sigma = 0 \quad (5)$$

$$\Omega = 0, \frac{\nu_{t,v}}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} = \tau_{b,x}, \frac{\nu_{t,v}}{D} \frac{\partial V}{\partial \sigma} = \tau_{b,y} \text{ on } \sigma = -1 \quad (6)$$

여기서,  $\tau_{\bar{\eta},x}$ 와  $\tau_{\bar{\eta},y}$ 는  $x$  및  $y$  방향의 평균 해수면 응력을 나타내며,  $\tau_{b,x}$ 와  $\tau_{b,y}$ 는  $x$  및  $y$  방향의 바닥응력을 나타낸다.

### 2.2 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력

Newberger and Allen(2007)는 천수 선형파랑을 가정한 다음, 척도분석(scaling analysis)을 통해 파랑응력을 유도하였다. Newberger and Allen(2007)의 파랑응력은 평균 해수면 응력

및 운동방정식의 체적력(body force)으로 주어지는데, 이를 식 (7)~(10)에 각각 나타내었다.

$$\tau_{\bar{\eta},x} = \frac{D_{br}k_x}{\omega_r} \quad (7)$$

$$\tau_{\bar{\eta},y} = \frac{D_{br}k_y}{\omega_r} \quad (8)$$

$$F_x = -\frac{D}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{E}{D} \right) + M_y \left( \frac{\partial V_0}{\partial x} - \frac{\partial U_0}{\partial y} \right) \quad (9)$$

$$F_y = -\frac{D}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{E}{D} \right) - M_x \left( \frac{\partial V_0}{\partial x} - \frac{\partial U_0}{\partial y} \right) \quad (10)$$

여기서,  $k_x, k_y$  :  $x$  및  $y$  방향의 파수

$\omega_r$  : 상대 각주파수(relative angular frequency)

$E$  : 파랑 에너지

$D_{br}$  : 쇄파 에너지

$U_0, V_0$  : 평균 해수면에서의 유속

식 (7), (8)은 평균 해수면 응력을 나타내며, 파랑질량흐름 이동방정식과 평균 해수면에서 파랑주기 평균화된 Navier-Stokes 방정식으로부터 이들을 각각 유도하였다. 식 (7), (8)은 파의 쇄파 에너지항으로만 구성되어 있기 때문에 쇄파 대내에서 파랑 진행 방향과 동일한 방향으로 작용하는 특성이 있다. 이를 바꾸어 말하자면, 쇄파대 외에서는 파랑에 의한 평균 해수면 응력은 작용하지 않음을 의미한다. 즉, Newberger and Allen(2007)의 모형에서는 쇄파대 외에서의 평균해수면 응력이 0이기 때문에 평균 해수면 근처에서의 유속의 연직 경사는 0이라고 할 수 있다. 한편,  $y$  방향의 평균 해수면 응력인 식 (8)은 해저면이 해안선에 대해 수평일 경우, 이를 잉여응력으로 나타낼 수 있다. 먼저, 해저면이 해안선에 대해서 수평일 경우, 에너지 평형 방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial c_{g,x}E}{\partial x} = -D_{br} \quad (11)$$

여기서,  $c_{g,x}$ 는  $x$  방향의 군속도를 나타낸다. 식 (11)의 양변에  $k_y/\omega_r$ 을 곱하면, 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{k_y}{\omega_r} \frac{\partial c_{g,x}E}{\partial x} = -\frac{D_{br}k_y}{\omega_r} \quad (12)$$

해저면이 해안선에 대해서 평행할 경우에는 Snell의 법칙,  $\partial k_y/\partial x = 0$ 가 성립하므로, 식 (12)을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{c_{g,x}k_y}{\omega_r} E \right) = -\frac{D_{br}k_y}{\omega_r} \quad (13)$$

식 (13)에서  $(E c_{g,x} k_y)/\omega_r$ 은 잉여응력  $S_{xy}$ 과 같다. 따라서 해저면이 해안선에 대해서 수평일 경우에는 쇄파대 내에서 잉여

응력과 동일한 평균 해수면 응력이 작용한다고 볼 수 있다.

### 2.3 Chun(2012)의 파랑응력

Chun(2012)의 해빈류 모형 역시, 평균 해수면 응력과 체적력에 파랑응력이 포함되어 있다. 먼저 평균 해수면 응력을 다음에 나타내었다.

$$\tau_{\bar{\eta},x} = M_y \left( \frac{\partial V_0}{\partial x} - \frac{\partial U_0}{\partial y} \right) - D \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Ek}{\sinh 2kD} \right) + \frac{D_{br}k_x}{\omega_r} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial x} + \rho \langle \tilde{w}_0^2 \rangle \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \quad (14)$$

$$\tau_{\bar{\eta},y} = -M_x \left( \frac{\partial V_0}{\partial x} - \frac{\partial U_0}{\partial y} \right) - D \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Ek}{\sinh 2kD} \right) + \frac{D_{br}k_y}{\omega_r} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial y} + \rho \langle \tilde{w}_0^2 \rangle \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \quad (14)$$

여기서,  $\tilde{w}_0$  : 평균해수면에서의 연직방향에 대한 파랑 물입자 속도

$\langle \rangle$  : 파랑 주기에 대한 평균 연산자

$S_{xx}, S_{xy}, S_{yy}$  : 잉여응력

식 (14), (15)는 식 (7), (8)과 마찬가지로 파랑질량흐름 이동방정식과 평균 해수면에서의 파랑 평균된 Navier-Stokes 방정식에서 유도되었다. 그러나 Chun(2012)의 해빈류 모형에서는 Wave-induced Reynolds stress가 0이 아니라고 보기 때문에 식 (14), (15)와 식 (7), (8)은 그 형태가 서로 다르다. 여기서 Wave-induced Reynolds stress는 Garcez Faria et al.(2000)에 의해 처음 제안되었으며  $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ ,  $\langle \tilde{v}\tilde{w} \rangle$ 와 같이 표시하는데, 이의 형태가 Reynolds stress와 유사하여 Wave-induced Reynolds stress라고 부른다. 이 항의 수식은 연구자들마다 서로 다른데, 본 연구의 해빈류 모형에서는 Chun(2012)의 식을 사용하였다. 이의 자세한 유도과정은 Chun(2012), Chun and Suh(2016)에 기술되어 있어 본 논문에서는 이에 대한 기술을 생략한다. 식 (7), (8)과 식 (14), (15)는 형태 뿐만 아니라 물리적으로도 서로 다르게 작용하는데, 대표적으로 식 (7), (8)이 쇄파대 외에서는 0이 되는 반면에 식 (14), (15)는 쇄파대외에서 0이 아니다. 특히 쇄파대외에서 식 (15)가 0이 아니기 때문에 본 연구의 수치모형은 포물선형 연직 분포를 가지는 연안류를 재현할 수 있다(Chun and Suh, 2017). 연안류의 포물선형 연직분포는 Garcez Faria et al. (1998)가 DUCK94 현장실험으로부터 처음 제시하였는데, Chun and Suh(2017)이 수치모의 실험에서 이를 성공적으로 재현한 바 있다. 특히 해저면이 해안선에 평행할 때, 이 현상을 명확하게 볼 수 있는데, 해저면이 해안선에 대해서 평행할 경우에는  $\partial/\partial y = 0$ 와 같이 쓸 수 있다. 이를 식 (15)에 대입해 정리하면, 다음과 같다.

$$\tau_{\bar{\eta},y} = -M_x \frac{\partial V_0}{\partial x} \quad (16)$$

식 (16)의  $M_x$ 의 작용방향은 해안선에 법선방향이므로 항상  $M_x > 0$ 을 만족한다. 따라서 식 (16)는 연안류가 해안선 방향으로 증가할 때에는 연안류의 반대 방향으로 평균 해수면 응력이 작용함을 의미한다. 한편 0이 아닌 해안선 평행 방향의 평균 해수면 응력으로 인해 평균 해수면에서의 연안류의 법선방향 경사는 0이 아니다. 이 외에 천해역 파랑이 해안선에 대해서 법선방향으로 입사할 경우, 식 (16)은 다음과 같은 식으로 쓸 수 있다.

$$\tau_{\eta, x} = -\frac{D}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{E}{D} \right) + \frac{D_{br} k_x}{\omega_r} + \frac{\partial E}{\partial x} \quad (17)$$

또한, Wave-induced Reynolds stress항은 평균 해수면 응력 외에 체적력에도 포함되어 있는데, Chun(2012)의 파랑응력은 다음과 같은 형태로 최종 정리된다(Chun and Suh, 2017).

$$F_x = -\frac{\partial(D\langle \tilde{u}^2 \rangle)}{\partial x} + D \frac{\partial \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial x} - \left( \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial \sigma} - \frac{\partial(D\langle \tilde{u}\tilde{v} \rangle)}{\partial y} \quad (18)$$

$$F_y = -\frac{\partial(D\langle \tilde{v}^2 \rangle)}{\partial y} + D \frac{\partial \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial y} - \left( \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial \sigma} - \frac{\partial(D\langle \tilde{u}\tilde{v} \rangle)}{\partial x} \quad (19)$$

여기서  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$ ,  $\tilde{w}$ 는  $x$ ,  $y$ ,  $z$  방향의 파랑 물입자 속도를 나타낸다. 식 (18)과 식 (19)를 연직 방향에 대해서 적분하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\int_{-1}^0 F_x d\sigma = -\frac{\partial(E n(\cos^2 \theta + 1) - E)}{\partial x} - \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \langle \tilde{w}_0^2 \rangle - \frac{\partial E n \sin \theta \cos \theta}{\partial y} \quad (20)$$

$$\int_{-1}^0 F_y d\sigma = -\frac{\partial(E n(\sin^2 \theta + 1) - E)}{\partial y} - \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \langle \tilde{w}_0^2 \rangle - \frac{\partial E n \sin \theta \cos \theta}{\partial x} \quad (21)$$

여기서,  $\theta$ 는 파향을 나타내며, 파랑 진행 방향에 대해 반시계 방향을 기준으로 하였다.  $n$ 은 군속도와 파속의 비를 나타낸다. 식 (14), (15)에서 식 (20), (21)을 각각 빼면 Smith (2006) 해빈류 모형과 동일한 파랑응력을 얻을 수 있다(Chun and Suh, 2016). 천해역 파랑이 해안선에 법선 방향으로 입사할 때, 식 (20)은 식 (22)와 같은 형태로 쓸 수 있다.

$$F_x \approx -\frac{\partial E}{\partial x} \quad (22)$$

여기서 수심의 경사도 크기를 무시할 수 있을 정도로 작다고 가정한 다음, 식 (17), (22)을 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력인 식 (7), (9)와 비교하면, Chun(2012)의 평균 해수

면 응력은  $1/2\partial E/\partial x$  만큼 더 큰 반면에, 체적력의 파랑응력은 반대로  $1/2\partial E/\partial x$  만큼 작다. 그러나, 쇄파대 내에서는 파랑에너지가 감소하기 때문에 Chun(2012)의 해안선 법선방향으로의 평균 해수면 크기는 실제로  $1/2\partial E/\partial x$  만큼 작은 반면에, 체적력의 파랑응력 크기는  $1/2\partial E/\partial x$  만큼 더 크다.

### 3. 수치모의 실험

#### 3.1 수치 모의 실험 개요

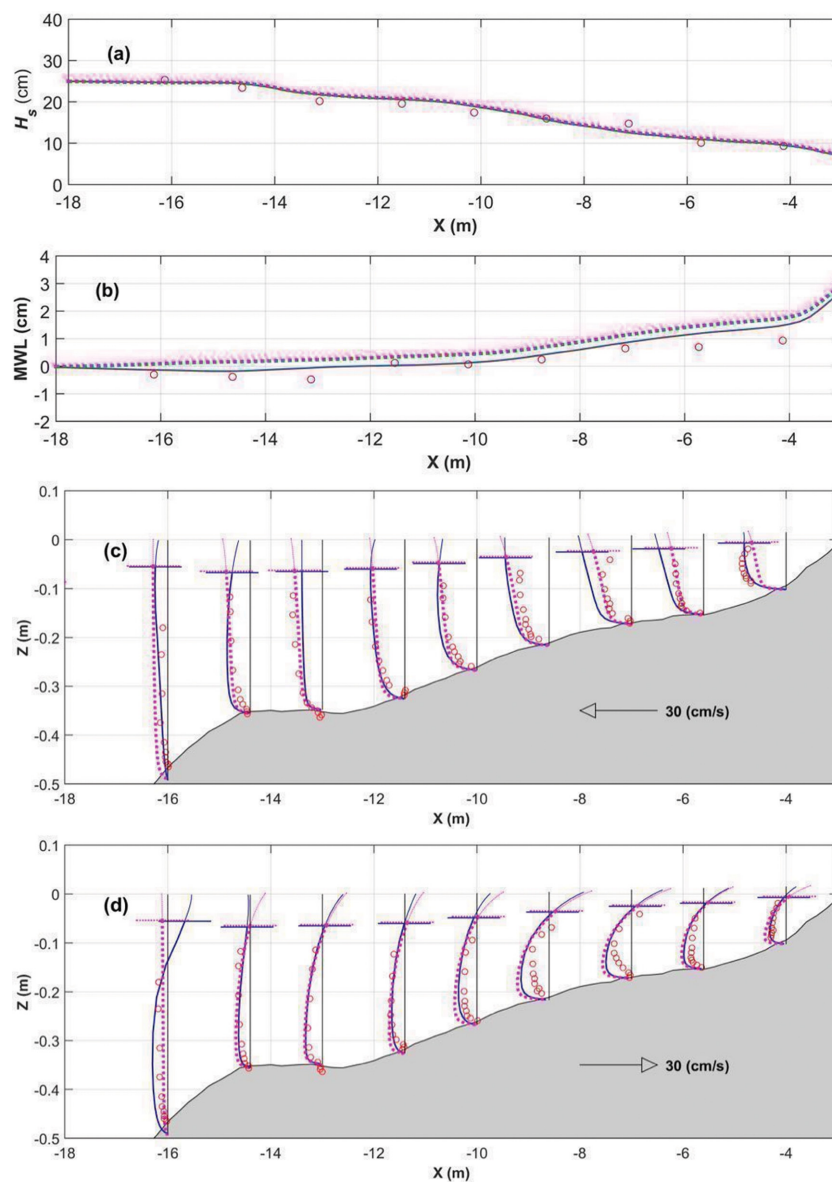
Hamilton et al.(2001)의 LSTF(Large-scale Sediment Transport Facility) 수리모형 실험은 파랑 조건에 따른 해저 지형 변동에 관한 수치모의 실험으로, 본 수치모형 실험이 해저 지형 변동에 초점이 맞춰져 있었지만, 수리모형 실험 당시 파랑 및 해빈류도 관측되었다. 이 때의 파랑 및 해빈류 관측 자료는 해저지형 변동을 고려하지 않는 3차원 해빈류 모형의 검증 자료로도 활용된 바 있다(Johnson, 2003; Svendsen et al., 2003). 이에 따라 본 연구에서도 해저 지형 변동을 고려하지 않고 3차원 해빈류 계산을 수행하였다. 여기서 Chun(2012) 및 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력을 Chun(2012)의 해빈류 모형에 적용하여, 각각의 파랑응력에 따른 해빈류 계산결과를 비교하였다. LSTF 수리모형 실험에서는 다양한 파랑 조건을 가진 수치모형 실험이 수행되었으나, 본 연구에서는 불규칙파 조건을 적용한 Case 1, Case 3, Case 8에 대해서만 해빈류 계산을 수행하였다. 각 수치모형 실험의 입사파 조건으로 단방향 TMA(TEXEL, MARSEN, ARSLOE) 파랑 스펙트럼이 사용되었다. 여기서 입사파 파랑 스펙트럼 형상은 동일하지만, 실험 조건에 따라 유의파고 및 침두주기는 서로 다르다. Case 1, Case 3, Case 8의 입사파 유의파고는 0.25 m, 0.23 m, 0.225 m이다. 그리고 각각에 대한 입사파의 침두주기는 1.5 s, 3 s, 2.5 s이다. 반면에 입사파 파향은  $10^\circ$ 로 동일하다. 이 외에 모든 실험 조건에서 모래 입자의 크기로  $D_{50} = 0.15$  mm가 사용됨에 따라, 본 연구의 수치모의 실험에서도 바닥 마찰계수 계산 시에 이를 적용하였다. 그러나 Case 1과 Case 3가 이동상(moveable bed) 조건에서 수리실험이 수행되었기 때문에 이들 수리모형 실험의 해저면에서는 파랑 및 유동 조건에 따라 잔물결(ripple)이 관측 된다. 일반적으로 해저면에서의 잔물결은 바닥응력을 강화시키는 효과를 보이는데, 본 연구에서는 Wikramanayake and Madsen (1994)의 모형을 본 수치모형에 이용하여 바닥 조도 계수(bottom roughness height)를 산정하였다. 이 외에 고정상(non-moveable bed) 조건에서 수행된 Case 8에 대한 수치모의 실험에서는 바닥 잔물결을 고려하지 않았다. 그러나, Case 1 및 Case 3에서와 마찬가지로 겉보기 조도높이(apparent roughness height)를 고려하여 계산을 수행하였다. Chun(2012)의 수치모형에서는 Madsen(1994)의 모형을 이용하여 겉보기 조도높이를 산정하였다. 이 외에 본 연구의 수치모의 실험에서 해안선에 평행 및 법선방향의 계산 격자 크기로 각각

1.0 m, 0.2 m를 사용하였으며, 시간 격자 간격은 0.3초를 사용하였다. 또한 수면변위 계산에서 외해 경계 조건으로 관측값을 사용한 반면에, 해안선 평행 및 법선방향의 유량 조건

으로 Neumann 형의 경계 조건을 사용하였다. 또한 본 연구의 수치모의 실험에서 사용된 Chun(2012)의 해빈류 모형은 동적결합형 파랑-해빈류 모형으로 평균 해수면, 연안류, 이

**Table 1.** Accuracy of numerical results with the wave stress of Newberger and Allen (2007) and Chun (2012) for Case 1 of LSTF laboratory experiment

Wave stress	Physical quantity	bias	RMSE	SI	$r$
Chun (2012)	$H_s$	0.69 cm	1.33 cm	0.07	0.98
	$\bar{\eta}$	-0.21 cm	0.29 cm	1.41	0.94
	$V$	2.19 cm/s	3.46 cm/s	-0.14	0.89
	$U$	2.12 cm/s	2.94 cm/s	-0.10	0.71
Newberger and Allen (2007)	$H_s$	0.56 cm	1.27 cm	0.07	0.98
	$\bar{\eta}$	-0.46 cm	0.52 cm	1.68	0.92
	$V$	1.10 cm/s	3.13 cm/s	-0.15	0.89
	$U$	2.59 cm/s	3.70 cm/s	-0.13	0.63



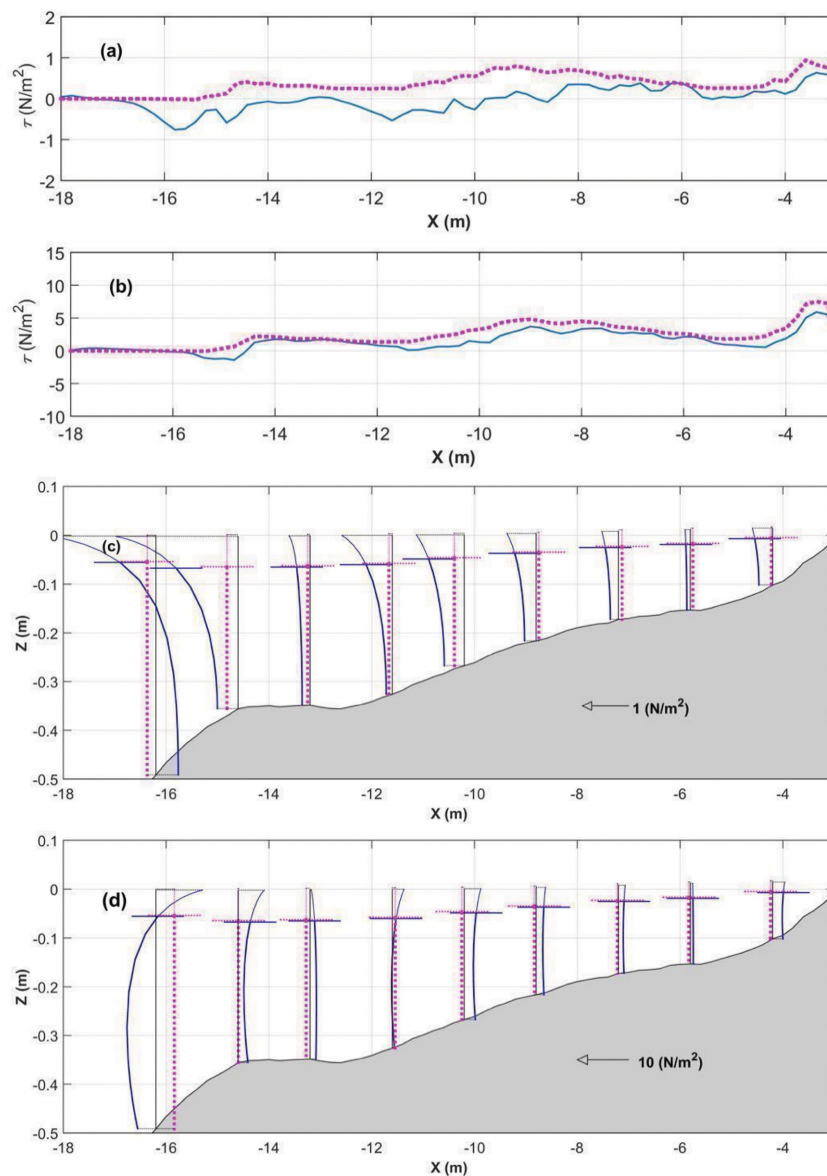
**Fig. 1.** Comparison among measurements (circle), numerical results with Chun's (2012) wave stress (solid line), and numerical results with Newberger and Allen's (2007) wave stress (dotted line) for Case 1 of LSTF laboratory experiment: (a) significant wave heights; (b) mean water level; (c) longshore currents; (d) cross-shore currents.

안류 외에 유의파고가 계산결과로 주어진다. 여기서의 파랑모형에 대한 기술은 Chun(2012)에서 제시되고 있어, 본 논문에서는 파랑 모형 부분에 대한 기술은 생략한다. 수치모의 실험 이후, 계산 결과의 정확도를 bias, RMSE, SI,  $r$  등의 통계량을 이용하여 정량적으로 나타내고 이를 비교하였다. 각각의 정의는 Chun et al.(2014)에 기술되어 있어 본 논문에서는 이를 별도로 제시하지 않았다. 해빈류 계산 결과의 정확도를 이와 같은 통계량으로 나타내는 사례가 많지 않지만, 본 연구 외에 Rusu and Guedes Soares(2010)와 Xie(2011) 등도 이들 통계량으로 해빈류 계산결과와 정확도를 나타낸 바 있다.

### 3.2 Case 1 수치모의 실험 결과

Case 1에 대한 3차원 해빈류 계산결과와 이의 정확도를

Fig. 1과 Table 1에 각각 나타내었다. Fig. 1(a)에 의하면, 유의파고 계산결과는 파랑응력 모형에 관계없이 대체로 유사한 것으로 나타나고 있다. 그러나 Table 1에 의하면, Chun(2012)의 유의파고에서 수치오차(numerical error)가 0.6 mm 정도 더 큰 것으로 파악되고 있다. 반면에 Fig. 1(b)를 보면, 파랑응력 모형에 따라 평균 해수면 계산 결과가 확연하게 다른 것으로 나타나고 있다. 특히, Newberger and Allen(2007)의 계산결과에서는 wave set-down이 잘 나타나지 않으며, Newberger and Allen(2007)의 평균 해수면이 과대 계산되는 경향이 있다. 실제로 Table 1을 보면, Newberger and Allen(2007)의 평균 해수면 계산 결과의 수치오차가 Chun(2012)의 경우보다 2.6 mm 정도 더 큰 것으로 나타나고 있다. Newberger and Allen(2007)의 모형에서 평균 해수면이 과대산정된 것은



**Fig. 2.** Comparison of Chun's (2012) wave stress (solid line) and Newberger and Allen's (2007) wave stress (dotted line) for Case 1 of LSTF laboratory experiment: (a) alongshore surface stress; (b) cross-shore surface stress; (c) alongshore body stress; (d) cross-shore body stress.

앞에서 예측한 바와 같이 평균 해수면 응력이 상대적으로 크기 때문인데, Chun(2012)와 Newberger and Allen(2007)의 해안선의 법선방향의 평균 해수면 응력은 Fig. 2(b)에 제시되어 있다. 또한 Fig. 1(c)를 보면, 평균 해수면과 달리 연안류는 거의 차이가 없는 것으로 확인된다. 이러한 특징으로 인해 Table 1의 Pearson 상관 계수는 서로 동일한 것으로 나타나고 있다. 다만, Chun(2012)의 해안선 평행 방향의 파랑응력의 크기가 상대적으로 더 큰 탓에, Chun(2012)의 파랑 계산 결과의 수치오차가 0.33 cm/s 정도 더 큰 것으로 파악되고 있다.

Fig. 1(c)를 보면, Chun(2012)의 해안선 평행 방향의 평균 해수면 응력이 연안류 반대 방향으로 작용한 결과, Chun(2012)의 연안류 계산 결과에서 포물선형 연직분포를 성공적으로 재현되고 있다. 이러한 해안선 방향의 평균 해수면 응력의 방향은 식 (16)에서도 보여진 바 있다. 이와 달리 Newberger and Allen(2007)의 연안류 계산결과에서는 로그형 연직분포를 보이고 있다. 이는 해안선 평행 방향의 평균 해수면의 응력이 연안류와 같은 방향으로 작용되어 나타나는 결과이다. 이와 같은 평균해수면 응력의 방향 차이는 Fig. 2(a)에서 확인되는데, Chun(2012)과 Newberger and Allen(2007)의 해안선 평행 방향의 평균 해수면 응력이 서로 반대 방향으로 작용하고 있다. 한편 파랑응력의 차이는 해향저류 계산 결과에서도 차이를 나타내는데, 해향저류와 해안선의 법선방향의 파랑응력의 차이는 Fig. 1(d)와 Fig. 2(d)에서 볼 수 있다. Fig. 1(d)를 보면 최외해 지점에서의 해향저류가 매우 다르게 나타나는 경향이 있는데, 이는 해당 지점에서의 파랑응력 차이로 보여진다. 해당 지점에서의 파랑응력 차이는 Fig. 2(d)에서 확인된다. 이 외에 해향저류 계산 결과에서는 Chun(2012)의 계산 결과의 수치 오차가 0.66 cm/s 더 작은 탓에 Pearson 상관 계수도 더 높은 것으로 나타나고 있다.

Fig. 2(c)와 Fig. 2(d)를 보면, Newberger and Allen(2007)의 파랑응력은 천해역 파랑을 가정한 탓에 수심에 따라 일정하게 분포하고 있다. 반면에 Chun(2012)의 파랑응력은 수심에 따라 다르게 분포하고 있는데, Chun(2012)의 Wave-induced Reynolds stress의 영향으로 수심에 따른 영향이 크게 나타나고 있다. 그리고 파랑응력의 크기 또한 더욱 크게 나타나고

있다. 특히 해안선에 대해서 법선방향으로 작용하는 파랑응력인 Fig. 2(d)를 보면 이러한 경향이 더욱 두드러지는데, 이는 식 (9), (22)의 비교로도 뒷받침된다. 이 외에 Chun(2012)에서 Wave-induced Reynolds stress를 고려한 탓에 평균해수면 근처에서의 파랑응력 경사가 큰 편이다.

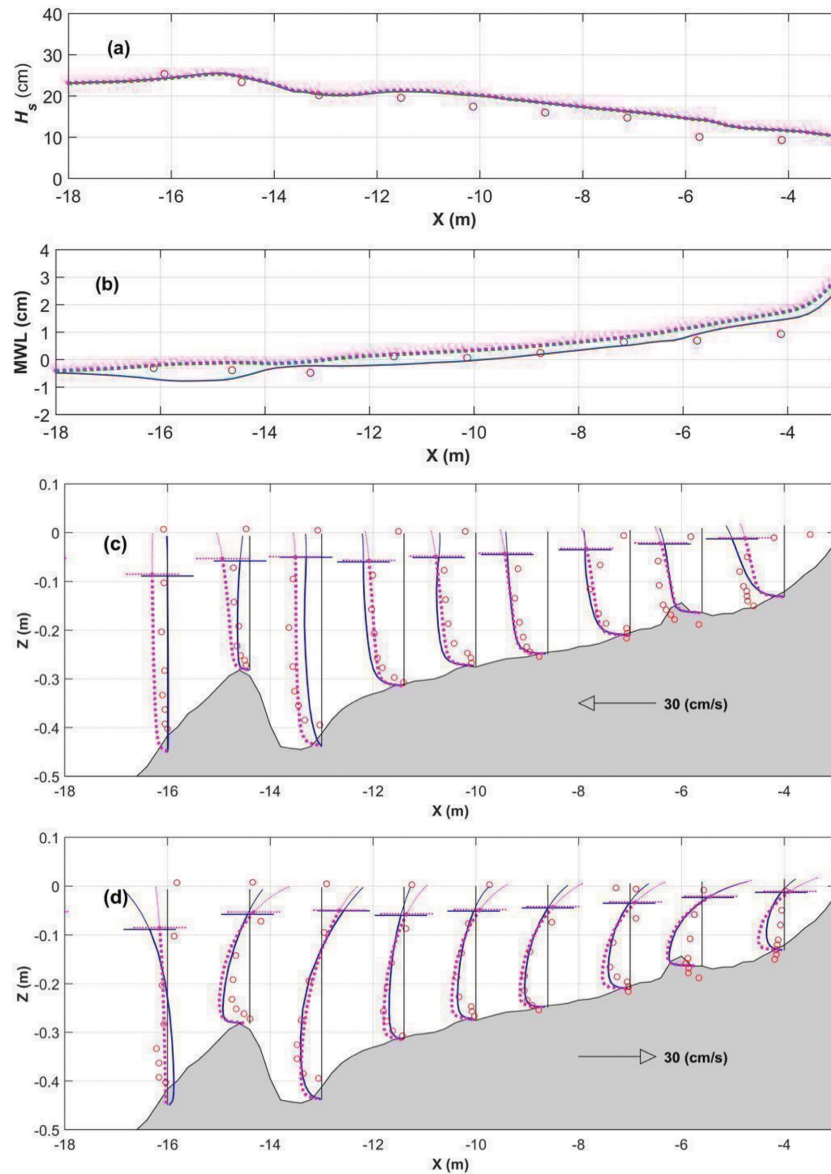
### 3.2 Case 3 수치모의 실험

Case 3에 대한 계산결과 및 이의 정확도를 Fig. 3와 Table 2에 정리하여 나타내었다. Fig. 3(a)를 보면 Chun(2012)과 Newberger and Allen(2007)의 유의파고 계산 결과는 서로 유사한 것으로 확인된다. 다만 Chun(2012)의 파랑응력을 포함한 경우, 유의파고의 수치 오차가 0.3 mm 정도 더 큰 편이며, 이로 인해 Chun(2012)의 유의파고의 Pearson 상관계수가 상대적으로 더 낮게 나타나고 있다. 한편, Fig. 3(b)를 보면, Fig. 1(b)와 마찬가지로 Newberger and Allen(2007)의 평균 해수면이 과대 산정되는 경향이 있다. 그러나, Newberger and Allen(2007)의 파랑응력에 의한 평균해수면의 정확도가 더 높은 것으로 나타나고 있다. 이는 Chun (2012)의 해빈류 계산 결과, 쇄파 지점 인근에서 평균해수면 응력이 외해역 방향으로 다소 과대 산정되어, wave set-down이 관측치보다 낮게 계산되어 나타난 결과로 보인다. 실제로 Chun(2012)의 평균해수면 수치오차가 0.6 mm 정도 더 크게 계산되었으며, 이로 인해 Pearson 상관계수 역시 낮게 나타나고 있다. 연안류 역시 Chun(2012)의 경우에서 수치오차가 0.17 cm/s 정도 더 크게 나타나, Pearson 상관계수 역시 더 낮은 것으로 나타났다. 이 외에 Case 1과 마찬가지로 Case 3에서도 연안류 반대 방향으로 평균 해수면 응력이 작용해 포물선형 연직분포를 가지는 연안류가 나타나 있는 것을 볼 수 있다. 그러나 지역적인 수심 경사의 영향으로 Case 1보다 포물선형 분포를 가지는 연안류가 더 적게 나타나는 경향이 있다. 또한, 연안류 계산 결과와 달리 해향저류 계산 결과에서는, Chun(2012)의 파랑응력을 적용한 해향저류 계산 결과의 정확도가 더 높다. Table 2에 따르면, Chun(2012)의 파랑응력을 도입한 경우의 해향저류의 수치오차가 더 작운데, 이는 Newberger and Allen(2007)의 평균 해수면 응력이 상대적으로 크게 작용한 결과로 평균 해수면 인근에서의 해향저류가 크게 계산

**Table 2.** Accuracy of numerical results with the wave stress of Newberger and Allen (2007) and Chun (2012) for Case 3 of LSTF laboratory experiment

Wave stress	Physical quantity	bias	RMSE	SI	$r$
Chun (2012)	$H_s$	0.03 cm	2.26 cm	0.14	0.90
	$\bar{\eta}$	0.17 cm	0.36 cm	0.98	0.89
	$V$	0.74 cm/s	4.51 cm/s	-0.22	0.80
	$U$	1.75 cm/s	4.02 cm/s	-0.18	0.71
Newberger and Allen (2007)	$H_s$	0.12 cm	2.23 cm	0.13	0.91
	$\bar{\eta}$	-0.11 cm	0.30 cm	0.86	0.91
	$V$	1.60 cm/s	4.34 cm/s	-0.20	0.83
	$U$	3.11 cm/s	4.69 cm/s	-0.17	0.39





**Fig. 3.** Comparison among measurements (circle), numerical results with Chun's (2012) wave stress, and numerical results with Newberger and Allen's (2007) wave stress for Case 3 of LSTF laboratory experiment: (a) significant wave heights; (b) mean water level; (c) long-shore currents; (d) cross-shore currents.

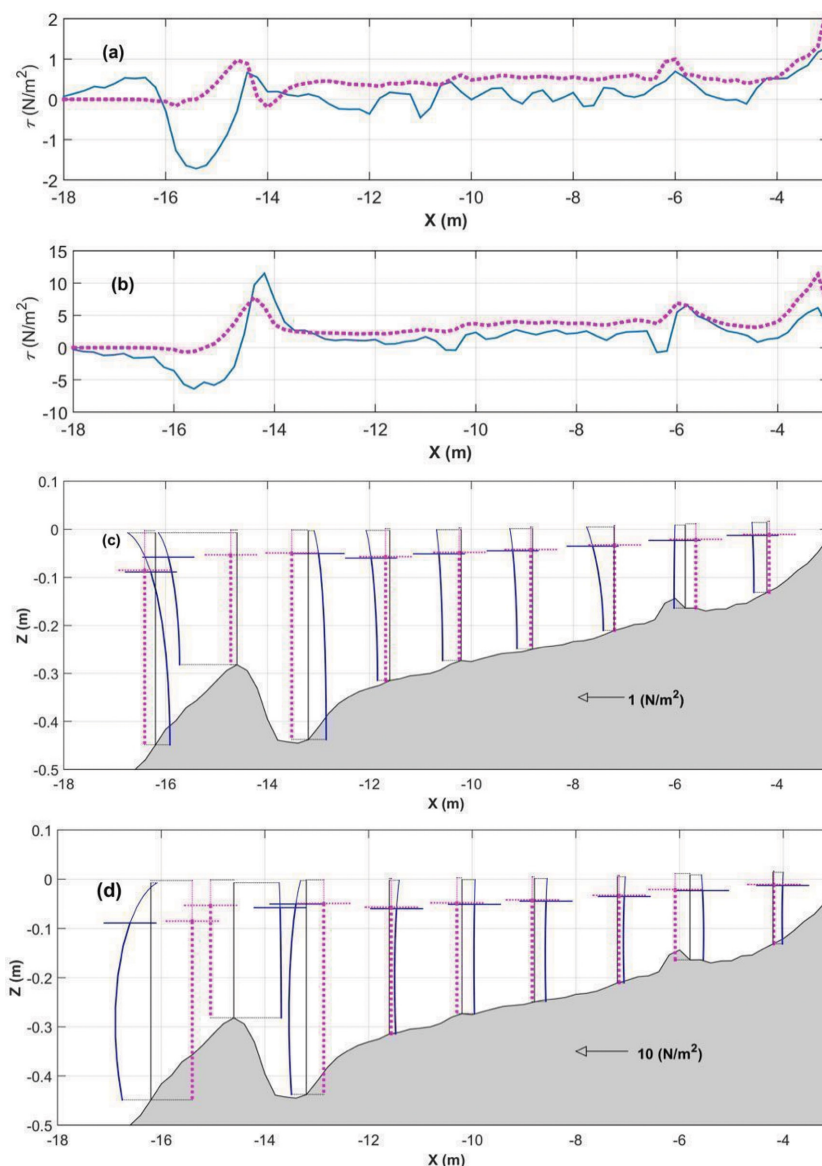
되어 수치오차가 크게 나타나고 있는 것으로 파악된다. 한편 Newberger and Allen(2007)의 해향저류의 Pearson 상관 계수가 매우 낮는데, 관측치 및 계산치 사이의 선형적인 관계 정도가 낮아 나타나는 결과로 보여진다. 이에 본 연구에서는 Newberger and Allen(2007)의 해향저류 계산결과에 대해 two-sample *t*-test를 수행하였는데, 이에 따르면 유의수준 0.05에서 Newberger and Allen(2007)의 해향저류 계산결과가 관측치와 일치하는 것으로 파악되었다. 한편, Chun(2012) 및 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력을 비교하여 Fig. 4에 나타내었다. Fig. 2와 마찬가지로 Chun(2012)과 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력은 확연히 다른 연직분포 경향을 가지고 있다. 여기서, Chun (2012)의 파랑응력은 수심에 따라 파랑응력이 다르지만, 파랑 특성때문에 수심 약 0.2 m 이

하인 경우에는 수심에 따라 파랑응력이 거의 일정한 것으로 나타나고 있다.

### 3.4 Case 8 수치모의 실험

Case 8 수치모형 실험은 Case 1과 Case 3와 달리 일정한 경사를 가지며, 고정상에서 수행되었다. 그러나 Case 8에 대한 수치모의 실험 결과는 연안류를 제외하고, Case 1 및 Case 3에 대한 수치모의 실험 결과와 대체로 유사한 것으로 나타나고 있다. 우선 Table 3와 Fig. 5(a)를 보면, 이전 결과들과 동일하게 Chun(2012)의 유의파고의 수치 오차가 0.8 mm 정도 더 큰 편이나, 유의파고 계산 결과는 대체로 유사하다. 이 외에 Fig. 5(b)의 평균 해수면 계산결과를 보면, Newberger and Allen(2007)의 wave set-down이 잘 나타나





**Fig. 4.** Comparison of Chun's (2012) wave stress and Newberger and Allen's (2007) wave stress for Case 3 of LSTF laboratory experiment: (a) alongshore surface stress; (b) cross-shore surface stress; (c) alongshore body stress; (d) cross-shore body stress.

**Table 3.** Accuracy of numerical results with the wave stress of Newberger and Allen (2007) and Chun (2012) for Case 8 of LSTF laboratory experiment

Wave stress	Physical quantity	bias	RMSE	SI	$r$
Chun (2012)	$H_s$	1.20 cm	1.30 cm	0.03	1.00
	$\bar{\eta}$	0.04 cm	0.15 cm	3.40	0.99
	$V$	-0.49 cm/s	4.18 cm/s	-0.32	0.48
	$U$	0.66 cm/s	2.85 cm/s	-0.21	0.75
Newberger and Allen (2007)	$H_s$	1.10 cm	1.22 cm	0.03	1.00
	$\bar{\eta}$	-0.13 cm	0.19 cm	3.41	0.99
	$V$	-3.16 cm/s	10.03 cm/s	-0.73	0.28
	$U$	2.26 cm/s	3.47 cm/s	-0.20	0.89

지 않으며, 평균해수면은 과대 산정되었다. 이로 인해 수치오차는 0.4 mm 더 크게 나타나고 있다.

이 역시 Newberger and Allen(2007)의 해안선의 법선방향의 평균 해수면 응력이 더욱 크게 나타난 결과로, Chun

(2012)과 Newberger and Allen(2007)의 해안선 방향의 평균 해수면 응력 크기는 Fig. 6(b)에서 볼 수 있다. 하지만, Case 8의 연안류 계산 결과는 Case 1 또는 Case 3와 달리 과량응력 모형에 따라 확연한 차이를 보이고 있다. 특히, Newberger

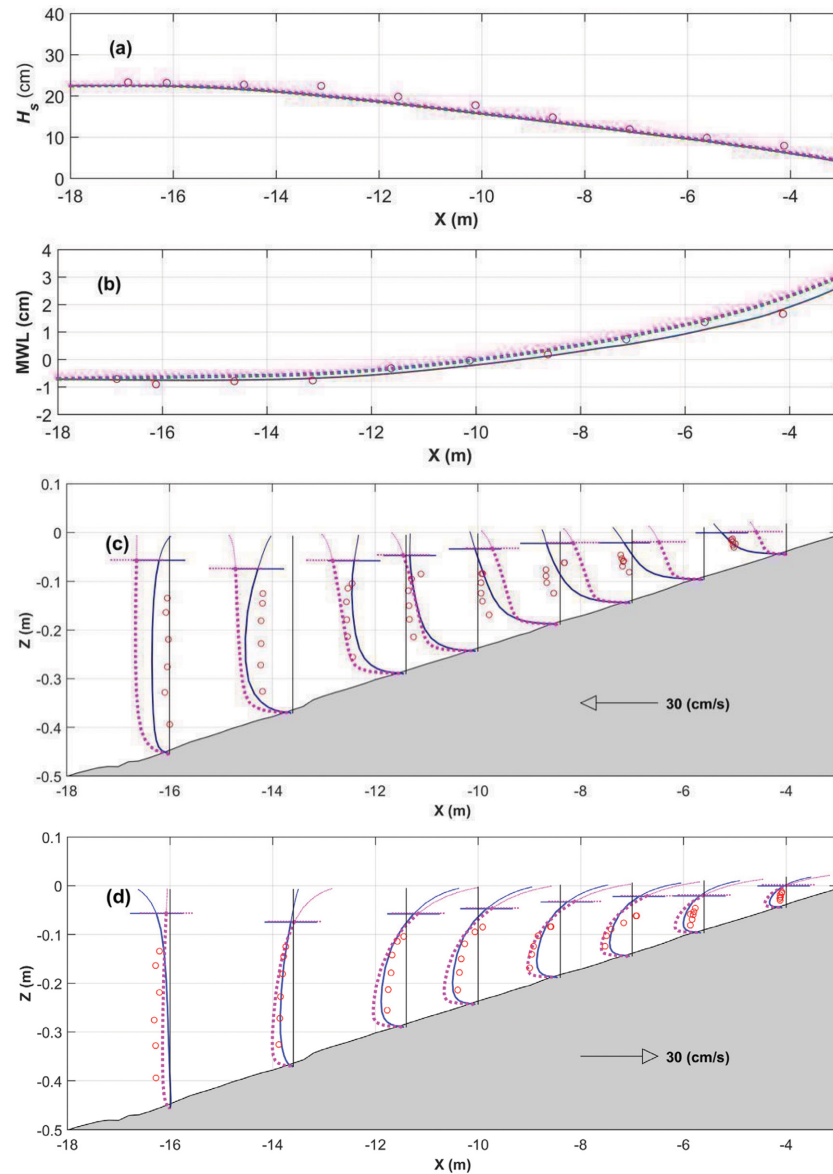


Fig. 5. Comparison among measurements (circle), numerical results with Chun's (2012) wave stress, and numerical results with Newberger and Allen's (2007) wave stress for Case 8 of LSTF hydraulic experiment: (a) significant wave heights; (b) mean water level; (c) long-shore currents; (d) cross-shore currents.

and Allen(2007)의 연안류 계산결과가 관측치와 크게 차이 나는데, Fig. 5(c)를 보면 해안선 근처에서는 연안류가 과소산정하고 있는 반면에 외해역에서는 과대산정되고 있다. 이는 연안류 운동 방정식에 포함되어 있는 대류항이 외해역 방향으로 연안류를 이송시키는 역할을 수행하고 있는 반면에, Newberger and Allen(2007)의 파랑응력이 상대적으로 작아 나타난 결과로 파악된다. 이로 인해 Newberger and Allen (2007)의 연안류 계산 결과의 정확도 역시 낮은 것으로 나타나고 있다. 반면에 Chun(2012)의 연안류 계산 결과는 상대적으로 관측치와 잘 일치하고 있다. 그리고 Case 8 역시 외해역을 중심으로 포물선형의 연직분포를 잘 재현하고 있다. 한편 해향저류 계산 결과는 파랑응력 모형에 관계없이 대체로 유사한 편인데, Chun(2012)의 파랑응력 모형을 적용한 경우

의 수치 오차가 0.62 cm/s 더 큰 탓에 이의 Pearson 상관 계수 역시 다소 낮은 편이다.

Fig. 6의 파랑응력은 이전 수리모형실험 조건들에 비해서 상대적으로 작는데, 이는 파랑응력이 파랑 에너지의 크기보다는 파랑에너지의 경사에 결정되는데, 앞서의 경우에 비해서 Case 8의 수심 경사가 완만해, 파랑 에너지의 경사 역시 완만해 나타나는 결과로 파악된다. 이는 Fig. 5(a)의 유의파고 분포도에서도 확인된다.

한편, Fig. 6의 파랑응력을 보면, 파랑응력의 크기가 전체적으로 작은 가운데, Newberger and Allen(2007)의 파랑응력이 Chun(2012)의 파랑응력보다 더욱 작은 것으로 나타나고 있다. 이러한 경향은 Case 1 및 Case 3에서 동일하게 나타나고 있다.

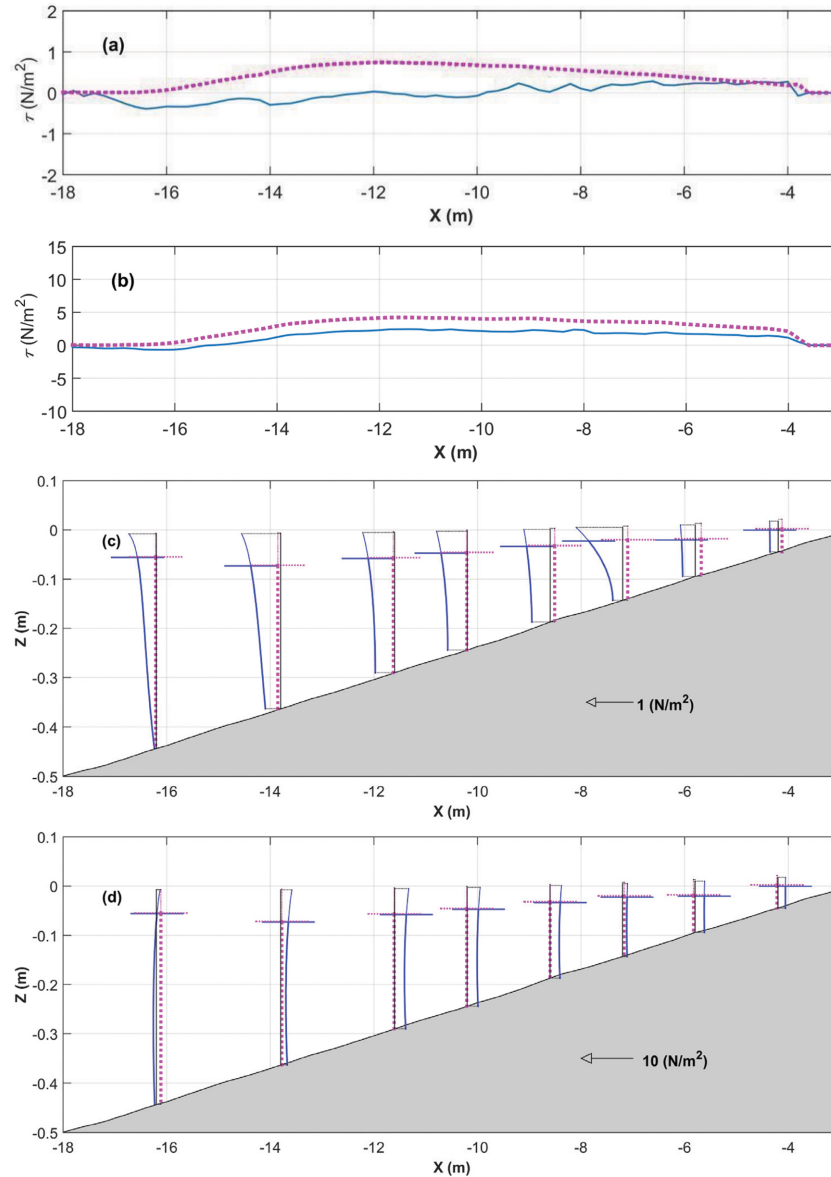


Fig. 6. Comparison of Chun's (2012) wave stress and Newberger and Allen's (2007) wave stress for Case 8 of LSTF laboratory experiment: (a) alongshore surface stress; (b) cross-shore surface stress; (c) alongshore body stress; (d) cross-shore body stress.

#### 4. 결 론

해빈류 모형은 파랑질량흐름의 계산 질량흐름 포함 유무에 따라 라그랑지형 해빈류 모형 또는 오일러형 해빈류 모형으로 나뉘어진다. 오일러형 해빈류 모형의 계산 질량흐름에 파랑질량흐름이 포함되어 있지 않기 때문에 이의 계산 유속을 정적 관측 결과와 직접적인 비교가 가능하며, 오일러형 해빈류 모형에서는 포물선형 연직 분포를 재현할 수 있어 라그랑지형 해빈류 모형보다 유리한 면이 있다. 그러나 오일러형 해빈류 모형의 파랑응력이 해빈류 모형마다 달라, 본 연구에서는 Chun(2012) 및 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력을 비교하고, 각각에 따른 해빈류 계산 결과의 차이를 제시 하였다.

Chun(2012)과 Newberger and Allen(2007)의 파랑응력은 평균 해수면 응력과 체적력의 형태로 주어지는데, 이의 수심

적분 형태는 Smith(2006)의 오일러형 2차원 해빈류 모형과 일치한다. 그러나 Chun(2012)과 달리, Newberger and Allen (2007)에서는 Wave-induced Reynolds stress를 없다고 보고, 천해역 파랑을 가정한 결과, 각각의 파랑응력의 형태는 서로 다르다. 특히 Newberger and Allen(2007)의 평균 해수면 응력은 쇄파 에너지 향으로만 구성되어 있는 반면에, Chun (2012)의 평균 해수면 응력은 쇄파에너지향 외에 잉여응력, 해저면 유속의 경사, 파랑에너지의 경사, 파랑-흐름의 상호 작용항 등으로 구성되어 있다. 이 때문에 쇄파대 외에서도 평균 해수면 응력이 0이 아니다. 특히 해저면이 해안선에 대해서 평행할 경우, Chun(2012)의 해안선 방향 평균 해수면 응력은 해안선 법선방향의 파랑질량흐름과 연안류의 해안선 법선방향 경사의 곱으로 표현되는데, 이의 방향이 연안류와 반대 방향으로 작용하여 포물선형 연직분포를 가지는 연안류를

재현할 수 있다. 이 외에 체적력의 파랑응력도 서로 다른데, Newberger and Allen(2007)의 파랑응력은 연직방향으로 일정한 반면에 Chun(2012)는 천해역 파랑을 가정하지 않아 수심에 따라 파랑응력이 일정하지 않다. 천해역 파랑이 해안선에 대해서 법선방향으로 입사할 경우, 쇄파대내에서 Chun (2012)의 해안선 법선방향의 평균 해수면 응력의 크기가 Newberger and Allen(2007)보다  $1/2\partial E/\partial x$  만큼 작은 반면에, 해안선 법선방향의 파랑응력의 크기는  $1/2\partial E/\partial x$  만큼 더 크다.

본 연구에서는 파랑응력에 따른 해빈류 계산 결과의 차이를 보기 위해 LSTF 수리모형 실험에 2가지 파랑응력을 가진 3차원 해빈류 모형을 적용하고, 각각에 따른 계산 결과를 서로 비교하였다. 본 연구의 계산결과에 따르면, Case 8의 연안류 계산 결과를 제외하고는 파랑응력에 관계없이 유의파고, 연안류, 해양저류등의 계산 결과는 대체로 유사한 것으로 파악되었다. 특히 유의파고 계산 결과가 매우 유사한데, Chun (2012)의 수치오차가 Newberger and Allen(2007)의 계산결과보다 다소 큰 것으로 나타나고 있다. 그러나 Newberger and Allen(2007)의 평균 해수면 계산 결과가 전체적으로 과대 계산되는 경향이 있으며, wave set-down이 거의 나타나지 않는 특성이 있었다. 이는 앞서 언급한 바와 같이 해안선 법선방향의 평균 해수면 응력이 과대계산되어 나타나는 결과로 판단된다. 반면에 3차원 연안류 계산결과에서는 Newberger and Allen(2007)의 계산결과와의 수치 오차가 적어 다소 정확한 편이었다. 그러나, 단일 경사를 가진 Case 8에서는 반대로 해양저류에 의한 이송의 영향으로 Newberger and Allen(2007)의 연안류 계산 결과가 부정확하게 나타났다. 한편, 해양저류 계산에서는 Case 8을 제외하고 Chun(2012)의 파랑응력을 적용한 경우가 더 정확한 편이나, 큰 차이는 없는 것으로 나타났다.

## 감사의 글

해양수산부 해양과학조사 및 예보기술개발사업의 일환인 “연안 이상현상(이상고파, 이안류) 발생원인 규명 및 대응체계 구축”(No. 20140057) 연구비 지원으로 수행되었습니다.

## References

- Chun, J. (2012). 3D Numerical Model of Nearshore Currents Considering Wave-Current Interaction. Ph.D dissertation, Seoul National University.
- Chun, J., Ahn, K. and Yoon, J.T. (2009). Development of the Combined Typhoon Surge-Tide-Wave Numerical Model 2. Verification of the Combined Model for the Case of Typhoon Maemi. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 21(1), 79-90 (in Korean).
- Chun, H. and Suh, K.-D. (2016). Wave-Induced Reynolds Stress In Three-Dimensional Nearshore Currents Model. *Journal of Coastal Research*, 32(4), 898-910.
- Chun, H. and Suh, K.-D. (2017). Analysis of Longshore Currents with an Eulerian Nearshore Currents Model. *Journal of Coastal Research*, doi:10.2112/JCOASTRES-D-16-00180.1.
- Chun, H., Kang, T.-S., Ahn, K., Jeong, W.M., Kim, T.-R. and Lee, D.-H. (2014). A Study on the Statistical Characteristics and Numerical Hindcasts of Storm Waves in the East Sea. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 26(2), 81-95 (in Korean).
- Dean, R.G. and Dalrymple, R.A. (1991). *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World-Scientific Inc.
- Garcez Faria, A.F., Thornton, E.B., Stanton, T.P., Soares, C.V. and Lippmann, T.C. (1998). Vertical Profiles of Longshore Currents and Related Bed Shear Stress and Bottom Roughness. *Journal of Geophysical Research*, 103(c2), 3217-3232.
- Garcez Faria, A.F., Thornton, E.B., Lippmann, T.C. and Stanton, T.P. (2000). Undertow over a Barred Beach. *Journal of Geophysical Research*, 105(c7), 16999-17010.
- Haas, K.A. and Warner, J.C. (2009). Comparing a Quasi-3D to Full 3D Nearshore Circulation Model: SHORECIRC and ROMS. *Ocean Modelling*, 26(1), 91-103.
- Hamilton, D.G., Ebersole, B.A., Smith, E.R. and Wang, P. (2001). *Development of a Large-Scale Laboratory Facility for Sediment Transport Research*, U.S. Army Corps and Engineers.
- Holthuijsen, L.H. (2007). *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. Cambridge University Press.
- Lee, Y.K. (2008). Development and Application for a Layer-integrated Three-dimensional Numerical Model of Wave-induced Currents. Ph.D dissertation, Pukyong National University.
- Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W. (1964). Radiation Stress in a Water Waves; A Physical Discussion, with Applications. *Deep-Sea Research*, 11(4), 529-562.
- Madsen, O.S. (1994). Spectral Wave-Current Bottom Boundary Layer Flows. *Proc. 24<sup>th</sup> Int'l Conf. Coastal Eng., Kobe, Japan.*, 384-398.
- Johnson, B. (2003). Model for the Computation of Time-Steady Nearshore Currents. ERDC/CHL CHETN-VI-39. U.S. Army Corps of Engineers.
- Nam, P.T., Larson, M., Hanson, H. and Hoan, L.X. (2009). A Numerical Model of Nearshore Waves, Currents, and Sediment Transport. *Coastal Engineering*, 56(11-12), 1084-1096.
- Newberger, P.A. and Allen, J.S. (2007). Forcing a Three-Dimensional, Hydrostatic, Primitive-Equation Model for Application in the Surf Zone: 1. Formulation. *Journal of Geophysical Research*, 112, doi:10.1029/2006JC003472.
- Rusu, E. and Guedes Soares, C. (2010). Validation of Two Wave and Nearshore Current Models. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 136(1), 27-45.
- Smith, J.A. (2006). Wave-Current Interaction in Finite Water Depth. *Journal of Physical Oceanography*, 36(7), 1403-1419.
- Sørensen, O.R., Schaeffer, H.A. and Madsen, P.A. (1998). Surf Zone Dynamics Simulated by a Boussinesq Type Model. III. Wave-Induced Horizontal Nearshore Circulations. *Coastal Engineering*, 33(2-3), 155-176.
- Svendsen, I.A. (2006). *Introduction to Nearshore Hydrodynamics*. World-Scientific Inc.

- Svendsen, I.A., Qin, W. and Ebersole, B.A. (2003). Modelling Waves and Currents at the LSTF and Other Laboratory Facilities. *Coastal Engineering*, 50(1), 19-45.
- Xia, H., Xia, Z. and Zhun, L. (2004). Vertical Variation in Radiation Stress and Wave-Induced Current. *Coastal Engineering*, 51(4), 309-321.
- Xie, L., Liu, H. and Peng, M. (2008). The Effect of Wave-Current Interactions on the Storm Surge and Inundation in Charleston Harbor during Hurricane Hugo 1989. *Ocean Modelling*, 20(3), 252-269.
- Xie, M. (2011). Establishment, Validation and Discussions of a Three-Dimensional Wave-Induced Current Model. *Ocean Modelling*, 38(2), 230-243.
- Wikramanyake, P.N. and Madsen, O.S. (1994). Calculation of Moveable Bed Friction Factors. Technical Report DACW-39-88-K-0047, Coastal Engineering Research Center, UACE.

### 부록. Xia et al.(2004) 파랑응력 검토

Xia et al.(2004)은 Navier-Stokes 방정식을 파랑주기에 대해 평균화하는 방법으로 3차원 파랑응력을 구하였는데, 본 단원에서는 이의 특성을 검토하고자 한다. 국내에서는 Lee (2008)가 해빈류 계산에서 이를 이용한 바 있다. 그리고 Xie et al.(2008)은 폭풍해일 계산에 이를 이용하였고, 이를 따라 Chun et al.(2009)도 폭풍해일 계산에 이를 도입한 바 있다. 먼저, Xia et al.(2004)의 파랑응력에서 해안선 법선방향의 파랑응력은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$S_{xx, X04}(\sigma) = \frac{Ek}{\sinh 2kD} (\cosh 2kD(1 + \sigma) + 1) \cos^2 \theta - \frac{Ek}{\sinh 2kD} (\cosh 2kD(1 + \sigma) - 1) - E \frac{\sigma}{D} + \frac{Ek}{\cosh kD} ((1 + \sigma) \sinh kD(1 + \sigma)) - E \left( 1 - \frac{\cosh kD(1 + \sigma)}{\cosh kD} \right) \quad (A.1)$$

이의 심해역 근사( $kD \rightarrow \infty$ )는 다음과 같은 형태로 쓸 수 있다.

$$S_{xx, X04}(\sigma) = -Ek \exp(2kD\sigma) \sin^2 \theta - \frac{E(1 + \sigma)}{D} + Ek(1 + \sigma) \exp(kD\sigma) + \frac{E}{D} \exp(kD\sigma) \quad (A.2)$$

파랑이 해안선에 대해 법선방향으로 접근할 때, 식 (A.2)의 바닥에서의 연직방향 경사는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial S_{xx, X04}}{\partial \sigma} = -\frac{E}{D} + Ek \exp(-kD) + Ek^2 D(1 + \sigma) \exp(-kD) + 2Ek \exp(-kD) \quad (A.3)$$

심해역 근사에서는  $kD \rightarrow \infty$  이므로, 식 (A.3)는 다음과 같은 식으로 근사된다.

$$\frac{\partial S_{xx, X04}}{\partial \sigma} = -\frac{E}{D} \quad (A.4)$$

심해역 파랑은 수심 방향에 대해 파장의 1/2 되는 지점 아래부터는 거의 무시할 정도로 작아짐에도 불구하고(Dean and Dalrymple, 1991), 식 (A.4)에 의하면 파랑응력의 경사가 0이 아니기 때문에 물리적 현상과 잘 맞지 않는 부분이 있다. 하지만 심해역 폭풍해일 계산에서는 파랑에너지에 비해서 수심이 매우 깊기 때문에 파랑응력의 연직 경사는 결국 0이 된다. 이 외에 해빈류 현상이 보통 천해역에서 발생하기 때문에 위의 같은 현상이 크게 의미 없어 보인다. 그러나, 불규칙 파랑에 대한 해빈류를 계산할 때에는 고주파 성분의 파랑에 의한 파랑응력은 심해역 조건으로 계산되는 경우도 있어 이것이 문제되기도 한다.

한편, 천해역 파랑이 해안선에 대해 법선방향으로 입사할 경우, 식 (A.1)의 네 번째 항은 다음과 같이 근사된다.

$$\frac{Ek}{\cosh kD} ((1 + \sigma) \sinh kD(1 + \sigma)) \approx \frac{E(kD)^2}{D} \approx 0 \quad (A.5)$$

식 (A.5)의 관계를 고려하면, 천해역 파랑( $kD \rightarrow 0$ )에서의  $S_{xx, X04}$ 는 다음과 같이 근사된다.

$$S_{xx, X04}(\sigma) = \frac{E}{D} (1 - \sigma) \quad (A.6)$$

식 (A.6)를 이용하여 천해역 파랑이 해안선에 법선방향으로 입사할 때에 대한 해향저류에 대한 운동방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial U_L D}{\partial t} + \frac{\partial U_L^2 D}{\partial x} + \frac{\partial U_L \Omega_L}{\partial \sigma} = -gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial D S_{xx, X04}}{\partial x} \quad (A.7)$$

여기서,  $U_L$ : 라그랑지형 해안선 방향의 유속,  $\Omega_L$ : 라그랑지형 해빈류 모형의 가연직속도

식 (A.7)에 따르면, 천해역 파랑 조건에서 해향저류에 대한 파랑의 힘은  $-\partial E / \partial x (1 - \sigma)$ 과 같다. 쇄파대내에서는 파랑에너지가 감소하므로, 파랑에 의한 힘은 해안선 방향으로 작용한다. 여기서 주목할 것은 이 힘은 평균 해수면보다 해저면에서 크게 되는데, 이는 해향저류의 연직 분포와 반대된다. 실제로 Xia et al.(2004)에 제시된 해향저류 계산은 실제 물리적 현상과 반대 방향으로 작용하고 있는데, 식 (A.6)의 수직 분포로 볼 때, Xia et al.(2004)의 실제 계산된 결과를 그대로 반영하고 있는 것으로 보인다. 즉, Xia et al.(2004)의 계산결과는 단순한 착오가 아닌 것으로 보이며 해빈류 계산에 사용하지 않는 것이 타당해 보인다.

Received 18 November, 2017

Revised 21 December, 2017

Accepted 22 December, 2017