

## 불규칙 파랑장에서 해빈류 수치모형

### A Numerical Model of the Wave-induced Current in Irregular Wave Fields

이영권<sup>1</sup>, 양해용<sup>2</sup>, 박일흠<sup>3</sup>, 이종섭<sup>4</sup>

Young Kweon Lee<sup>1</sup>, Hae Yong Yang<sup>2</sup>, Il Heum Park<sup>3</sup> and Jong Sup Lee<sup>4</sup>

#### 1. 서 론

불규칙적인 파랑변형 특성을 해석하는 문제가 해안선 부근에서 해안선과 수직한 방향으로의 표사이동을 파악하는데 필요하다면, 해빈류의 정확한 예측은 연안방향으로의 표사이동을 해석하는데 있어 필수적이라 하겠다(Bailard, 1981). 쇄파대 부근에서 강하게 형성되는 해빈류의 해석은 연안의 표사이동에 의하여 발생하는 해빈변형을 예측하는데 중요하기 때문에 오래전부터 해빈류에 대한 지속적인 연구가 계속되어오고 있다. 해빈류를 수학적 모형으로 예측하기 위하여 Bowen (1969)과 Longuet-Higgins(1964, 1970a,b) 및 Thornton(1970)에 의해서 이론적으로 제시되었다. 이것은 해빈류가 파랑에 기인한 잉여응력(radiation stress)에 의해서 형성된다는 개념으로부터 시작되었으며, Sonu(1972)는 대규모 현저관측을 실시하여 현지해안에서의 실질적인 해빈류의 정략적인 평가를 시도하였다.

따라서 본 연구에서는 연안의 쇄파대 부근에서 규칙파와 불규칙파랑에 의한 파랑변형과 해빈류의 단면분포를 해석하는 것이다. 파랑변형은 해저지형에 의한 굴절과 회절모형으로 잘 알려진 REF/DIS S 모형을 이용하였으며, 주어진 입사조건 및 지형조건에 따라 발생하는 해빈류를 계산하기 위해서 조석·조류의 계산에 적합하도록 개발된 기존의 수심적분된 DIVAST(Depth Integrated Velocity and Solute Transport) 수치모형(Falconer, 1976; Falconer and

Owens, 1987; Falconer, 1991; Park et al., 1998)을 해빈류 계산에 적합하도록 재구성한 WICU-DIVAST (Wave Induced Current-DIVAST) 해빈류 모형을 사용하였다. 본 모형의 기본방정식은 ADI법으로 풀리며, 공간적으로 엇갈린격자 체계를 사용하였다. 계산 영역에서 육상부의 경계는 수위의 변화에 따른 폐경계의 위치가 변하는 이동경계를 취하고 있으며, 개경계부에서의 경계조건은 수위나 유속에 의한 부여가 가능하도록 구성되었다. 또한 하천유출수 및 온배수 취수와 같은 sink/ source 항을 표현할 수도 있다.

#### 2. 파랑변형모형(REF/DIF S)

##### 2.1 포물형 근사식

Booij(1981)는 라그랑지 근사를 사용하여 주위의 강한 흐름의 영향을 고려한 환경사방정식을 개발하였으며, Kirby (1984)는 환경사방정식의 보정된 형태를 제시하였다. 이 형태의 포물선 근사는 Kirby와 Darlymple (1986b)에 의해서 적용되었고, 흐름과 파랑의 상호작용에 관한 결과는 다음과 같은 방정식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} & (C_g + U)A_x + VA_y + i(\bar{k} - k)(C_g + U)A \\ & + \frac{\sigma}{2} \left\{ \left( \frac{C_g + U}{\sigma} \right)_x + \left( \frac{V}{\sigma} \right)_y \right\} A \\ & - \frac{i}{2\sigma} ((p - V^2)_y)_y + i\sigma \frac{k^2}{2} D|A|^2 A = 0 \quad (1) \end{aligned}$$

여기서,

1 부경대학교 토목공학과 박사과정  
 2 여수대학교 해양시스템공학전공 석사과정  
 3 여수대학교 해양시스템공학전공 교수  
 4 부경대학교 토목공학과 교수

$$D = \frac{(\cosh 4kh + 8 - 2 \tanh^2 kh)}{8 \sinh^4 kh} \quad (2)$$

이며,  $\sigma = \omega - kU$ 는 고유주파수( $p = CC_g$ )의 주성분요소,  $U, V$ 는 각각  $x$ 축 방향과  $y$ 축 방향의 평균유속이다. 식(1)의 5번째 항에 포함된  $D$ 는 파랑의 비선형항을 고려한 항으로 식(2)와 같이 정의된다. Kirby(1986a)는 위의 방정식을 입사각이 넓은 포물형근사에 대한 방정식으로 다시 유도하였으며, 이 방정식은 minimax 근사를 포함하여 확장되었다(Kirby, 1986b). 따라서, 분산파성분  $n$ 의 굴절, 회절, 및 천수에 관한 지배방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} & (C_{gn} + U)(A_n)_x - 2 \Delta_1 V(A_n)_y \\ & + i(\bar{k}_n - a_0 k_n)(C_{gn} + U)A_n \\ & + \left\{ \frac{\sigma_n}{2} \left( \frac{C_{gn} + U}{\sigma_n} \right)_x - \Delta_1 \sigma_n \left( \frac{V}{\sigma_n} \right)_y \right\} A_n \\ & + i \Delta_n \left[ \left( (CC_g)_n - V^2 \right) \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_{y,y} \right] \\ & - i \Delta_1 \left\{ \left[ UV \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right) \right]_{y,x} + \left[ UV \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right) \right]_{x,y} \right\} \\ & + \frac{\omega_n}{2} A_n + \alpha A_n - \frac{-b_1}{k_n} \left[ \left( (CC_g)_n - V^2 \right) \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_{y,xy} \right] \\ & + 2i \left( \sigma_n V \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_{y,x} \right) \\ & + b_1 \beta_n \left\{ 2i \omega_n U \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_x + 2i \sigma_n V \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_y \right. \\ & \left. - 2UV \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_{xy} - \left[ \left( (CC_g)_n - V^2 \right) \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_{y,y} \right] \right\} \\ & - \frac{i}{k_n} b_1 \{ (\omega_n V)_y + 3(\omega_n U)_x \} \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_x \\ & - \Delta_2 \left\{ \omega_n U \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right)_x + \frac{1}{2} \omega_n U_x \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right) \right\} \\ & + ik \omega_n U (a_0 - 1) \left( \frac{A_n}{\sigma_n} \right) = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

여기서,

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{(k_n)_x}{k_n^2} + \frac{(k_n((CC_g)_n - U^2))_x}{2k_n^2((CC_g)_n - U^2)} \\ \Delta_1 &= a_1 - b_1 \\ \Delta_2 &= 1 + 2a_1 - 2b_1 \\ \Delta_n &= a_1 - b_1 \frac{\bar{k}_n}{k_n} \end{aligned}$$

$U, V$ 는  $x, y$ 방향의 평균유속,  $\omega$ 는 소산계수,  $\bar{k}$ 는  $y$ 축에 따른 평균파수이다.  $a_0, a_1, b_1$ 의 값은 고려되는 각의 범위에 의존하는 minimax 근사치값을 사용하였다. 또한 계수가  $a_0 = 1, a_1 = -0.5, b_1 = 0$ 인 경우 Radder(1979)의 근사치와 동일하게 되고,  $a_0 = 1, a_1 = -0.75, b_1 = 0.25$ 인 경우는 Booij(1981)의 근사식이 된다. 아래의 값이 사용되면, 최대각의 범위가  $70^\circ$ 까지 가능하게 된다. 여기서, 본 모형에 사용된 모형계수 값은  $a_0 = 0.994733, a_1 = -0.890065, b_1 = -0.451641$ 이다. 이전의 2차원 방정식에서, 파랑, 수심 및 파수의 각주파수에 관련되는 고유주파수는 흐름에 기인한 Doppler shift 반사로 변형된다. 따라서, 새로운 형태의 분산방정식은 다음과 같다.

$$\omega_n^2 = (\omega_n - k_n U)^2 = g k_n \tanh k_n h \quad (4)$$

여기서, 절대 주파수  $\omega_n$ 는 다음과 같은 식으로 고유 주파수  $\sigma_n$ 과 관련이 있다.

$$\omega_n = \sigma_n + k_n U \quad (5)$$

파는 실질적으로  $x$  방향으로 진행한다고 가정한다. 본 모형에 사용된 굴절방정식은 Mei와 Tuck(1980)가 제안한 포물형방정식을 사용한다.

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \quad (6)$$

여기서,  $A$ 는 식(5)에서와 같이 수위변위에 관계되는 복소수 진폭(complex amplitude)이다.

$$\eta = A e^{kx - \omega t} \quad (9)$$

쇄파에 관해서는 Dally 등(1985)이 제안한 분산모형이 사용되었고 쇄파를 결정하기 위하여 쇄파지수  $H > 0.78h$ 를 사용한다. 본 모형의 입력조건으로 등간격을 가지는 수심 데이터와 입사파고, 주기 및 파향이 필요하며, 모든 격자에 대한 선형, 비선형, 및 Stokes 비선형의 방정식을 사용하여 파랑을 해석할 수 있다.

## 2.2 TMA 스펙트럼

실제 해양에서의 파랑은 수많은 성분파의 합으로 구성되어 있으며, 파에너지는 주파수와 파향에 대한 분포함수이다. 파의 방향스펙트럼 에너지밀

도  $E(f, \theta)$ 는 다음과 같다.

$$E(f, \theta) = S(f)D(\theta) \quad (10)$$

여기서,  $f$ 는 주파수,  $\theta$ 는 파의 진행방향,  $S(f)$ 는 일차원 주파수 스펙트럼 함수,  $D(\theta)$ 는 방향분산함수(directional spreading function)이다. 본 모형은 TMA 스펙트럼(Hughes, 1984)을 사용하였으며, TEXEL, MARSEN, 그리고 ARSLOE 등의 현장 자료를 종합하여 만든 것으로 TMA 스펙트럼은 주파수  $f$ 에 관한 에너지밀도로 주어진다.

$$E(f) = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} \exp\left\{-1.25\left(\frac{f_m}{f}\right)^4 + (\ln \gamma) \exp\left[\frac{-(f-f_m)^2}{2\sigma^2 f_m^2}\right]\right\} \phi(f, h) \quad (11)$$

여기서,  $\alpha$ 는 Phillips 상수,  $f_m$ 은 첨두주파수,  $\gamma$ 는 첨두에너지 향상인자,  $\sigma$ 는 스펙트럼 폭에 관련된 매개변수이다.  $\phi(f, h)$ 는 수심  $h$ 의 효과를 포함하기 위한 계수이며, 방향분포함수  $D(\theta)$ 는 Wrapped normal function(Borgman, 1984)이 사용되었다.

$$D(\theta) = \frac{1}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^L \exp\left[-\frac{(j\sigma_m)^2}{2}\right] \cos j(\theta - \theta_m) \quad (12)$$

여기서,  $\theta_m$ 은 주파수  $f$ 에서의 평균파향,  $\sigma_m$ 은 방향분산계수,  $L$ 은 임의 상수이다.

### 3. 해빈류 모형

Navier-Stokes 방정식을 저면에서 수면까지 수직적분하면 다음의 연속방정식과 운동방정식은 식(13)-식(15)과 같다(Falconer, 1994; Horikawa, 1998).

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial UH}{\partial x} + \frac{\partial VH}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial UH}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\beta U^2 H) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta UVH) - fVH + gH \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\gamma \rho_a W_x W_s}{\rho} + F_x - M_x + R_x = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial VH}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\beta UVH) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta V^2 H) + fUH$$

$$+ gH \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\gamma \rho_a W_y W_s}{\rho} + F_y - M_y + R_y = 0 \quad (15)$$

운동량 보정계수  $\beta$ 는 유속의 연직방향에 대한 현지 조사가 없는 경우에 1.0으로 사용하거나, logarithmic 속도분포를 고려하여 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\beta = 1 + \frac{g}{C^2 \kappa^2} \quad (16)$$

여기서,  $C$ 는 Chezy 계수,  $\kappa$ 는 von Karman 상수(=0.4)이다. 파와 흐름이 공존하는 곳에서 해저마찰항은 정상류의 경우에 다음 식과 같이 표현된다.

$$F_x = \frac{C_f}{h + \eta} \sqrt{(U + u_b)^2 + (V + v_b)^2} \quad (17)$$

$$F_y = \frac{C_f}{h + \eta} \sqrt{(V + v_b)^2 + (U + u_b)^2} \quad (18)$$

여기서,  $C_f$ 는 파와 흐름이 공존하는 곳에서의 마찰계수(Jonsson, 1966; Grant and Madsen, 1979; Tanaka and Shuto, 1981)이며, 일반적으로 이 값은 0.01을 취한다. 파의 제적운동에 관한 저면근처속도  $u_b, v_b$ 는 시간의 함수이므로 바(bar)를 붙여 평균치로 표현한다. 선형 파이론에 의한 저면 근방에서 속도성분은 다음 식을 이용한다.

$$u_b = \frac{\pi}{2} \cos \alpha \cos \sigma t \quad (19)$$

$$v_b = \frac{\pi}{2} \sin \alpha \sin \sigma t \quad (20)$$

$$w_b = \frac{\sigma H}{\pi \sinh k(h + \eta)} \quad (21)$$

$\alpha$ 는 파의 진행방향이  $x$ 축과 이루는 각이다. 연안류에서 난류가 등방적이고 난류에 의한 전단력이 평균 유속경사에 따라서 기술되어지면 수평확산항은 다음 식과 같이 정의될 수 있다.

$$M_x = \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (22)$$

$$M_y = \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (23)$$

쇄파대 내에서 강한 난류유동 특성에 의해서 결정되는 운동량 교환계수  $\epsilon$ 는 Longuet-Higgins (1970)가 제

안한 식을 사용한다.

$$\epsilon = Nl\sqrt{g(h+\eta)} \quad (24)$$

여기서  $N$ 은 정수로서 0.016이하의 값을 취한다. 마지막으로 파랑장에서 잉여응력의 경사에 비례하는 평균적인 외력이 해수에 작용하여 연안류 및 수위 변화(Bowen, 1969; Longuet-Higgins, 1970)를 일으킨다. 해빈류를 직접적인 외력으로 작용하는 잉여응력은 파랑이 존재하기 때문에 생기는 플럭스(flux)로 정의된다.

$$R_x = \frac{1}{\rho(h+\eta)} \left( \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \quad (25)$$

$$R_y = \frac{1}{\rho(h+\eta)} \left( \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \quad (26)$$

Larson과 Kraus(1991)는 바람에 의한 영향이 해빈류에 미치는 영향이 무시할 수 있을 정도로 작다고 제시하였다. Smith 등(1993)은 난류 운동에너지의 확산효과가 해빈류에 미치는 영향이 매우 작다는 결과를 제시하였다. 본 연구에서는 유한차분기법을 사용하여 해석하였다. 전방차분과 중앙차분을 이용하여 식(13)~식(15)를 차분화하고 삼중대각행렬을 풀이하여 Thomas 해법을 사용하면 문제를 쉽게 풀 수 있다. 음해법과 양해법을 번갈아 사용하여 풀이한다. 대상해역에서 경계조건을 부여하는데 있어 조간대 처리부분에서 주의가 필요하다.

## 4. 모형의 검증 및 적용

### 4.1 파랑변형

타원형·천퇴가 있는 곳에서 Vincent and Briggs(1989)는 불규칙 파랑의 전파변형에 관한 수치실험을 수행하였다. Fig. 1은 일정 수심에 있는 타원형 천퇴의 형상을 나타내며, 주축반경 3.96m, 종축반경 3.05m, 중앙부의 최대 높이는 0.3048m이다. 불규칙파에 대한 실험조건은 Table 1과 동일하며, 쇄파 전과 쇄파 후의 경우 경우로 나누어 계산하였으며, 횡단면 2의 수치실험 결과와 비교하였다. 수치모형실험을 위한 영역은  $x$ -축으로 25m,  $y$ -축으로 27.43m로 설정하였고 격자간격은 0.1m인 정방형 격자로 구성되었다. 불규칙 파랑의 수치실험은 TMA 스펙트럼을 사용하여 10개의 성분파와 주기 1.3sec로 설정하였다.

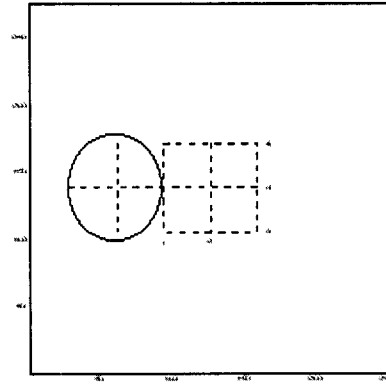


Fig. 1. Vincent and Briggs's Elliptic Shoal.

Table 1. Irregular wave conditions.

Test type	Case ID	$T_p$ (sec)	$H_{1/3}$ (cm)	$\alpha$	$\gamma$	$\sigma_m$
Non breaking	N4	1.3	2.54	0.00047	20	10
breaking	B4	1.3	2.54	0.00047	20	30
breaking	B5	1.3	19.0	0.08565	2	30

규칙파와 불규칙파의 경우 파고등고선은 큰 차이를 보이지 않았지만 쇄파되지 않은 경우에는 타원형 천퇴 배후에서 파고가 집중하며, 뒤 쪽으로 전진하면서 파고등고선이 규칙파의 경우가 불규칙파의 경우에 비해서 약간 넓게 분포되었다. 이는 규칙파의 경우가 불규칙파의 경우보다 파고가 약간 크기 때문으로 판단된다. 이와 반대로 쇄파되는 경우 불규칙 파랑에 의한 파고등고선이 약간 넓게 분포되어 있음을 보였다. Fig. 2~Fig. 4는 수치모형실험과 REF/DIFS 모형의 규칙 및 불규칙 파랑조건에 따른 선형파 비선형의 수치모형실험 결과를 단면 2에서의 상대파고를 도시하였다. 그림에서 볼 수 있는 것처럼 규칙파와 불규칙파의 변형 특성이 확실히 다르다는 것을 알 수 있었다. Fig. 2에서 보면 불규칙파의 선형보다 비선형이 실험결과와 더 잘 일치함을 보여주고 있다. 이는 주기별 파랑이 합성된 것과 여러 방향을 갖기 때문에 파에너지의 집중도가 규칙파에 비해 다소 낮기 때문으로 판단되지만 규칙파의 경우는 원형 천퇴의 배후를 중심으로 파에너지가 불규칙파보다 더 많이 집중되어 규칙파의 경우는 불규칙파보다 상당한 차이가 있음을 보여주고 있다. 이는 실제의 파랑은 규칙적이지 않고 대부분이 불규칙으로 작용한다는 것을 보여주고 있다.

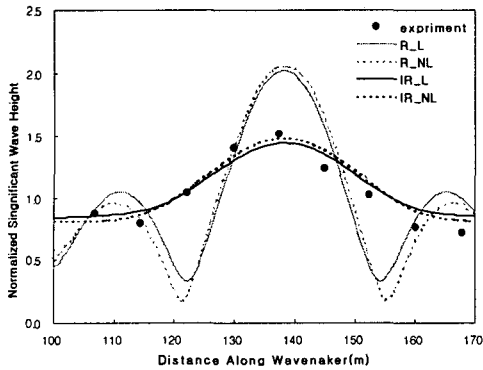


Fig. 2. Compare with data and result at transect at section 2(Case N4).

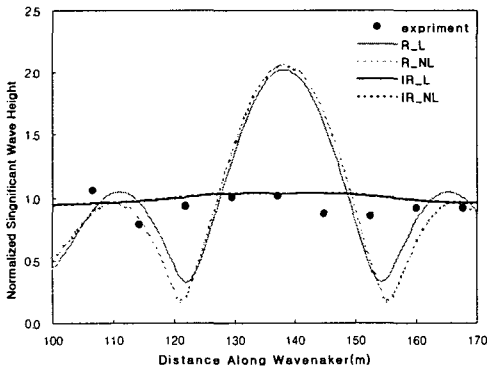


Fig. 3. Compare with data and result at transect at section 2(Case B4).

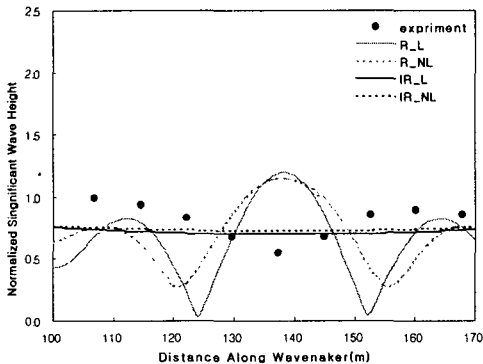


Fig. 4. Compare with data and result at transect at section 2(Case B5).

Fig. 3과 Fig. 4는 불규칙파의 경우는 선형과 비선형이 크게 다르지 않았지만 규칙파의 경우는 선형과 비선형이 다소 차이가 있을 수 있다. 불규칙파의 경우에 있어서도 실험값과 그 평균치 정도로 제시하고

있지만, 실험 데이터의 경향은 아직까지 정확히 반영하지 못하고 있는게 사실이다. 이는 우리가 앞으로 파랑 모형에 있어 더욱 개선해야할 문제점으로 남아 있다. 하지만 전반적으로 선형변보다 비선형이 더 좋은 경향을 보이고 있고 규칙파보다는 불규칙의 경우가 실험데이터와 잘 일치하고 있다. 그러므로 해저지형으로 인한 회절과 굴절이 강한 해역에서는 파랑의 비선형성을 고려하고 불규칙파랑에 의한 모형을 사용하여 파고변형을 계산하는게 타당하다.

#### 4.2 해빈류모형

불규칙 파랑에 의한 해빈류변형 모형이 수립되었으므로, 이 모형에 대한 검증 절차가 필요하다. 본 모형은 조간대 처리가 원활하며, 바람, 하천 유출수와 같은 sink/source 항을 처리할 수 있다. 파랑변형 모형의 결과로부터 나온 파고, 파향 및 주기를 입력조건으로 하여 해빈류 모형을 실행한다. 먼저, 바람의 효과를 고려하기 위해서 Leon(1997)의 Circular bowl 형태에서의 수치실험 결과를 비교하였다. 입력조건은  $\Delta x = \Delta y = 10m, x = y = 400m$ 이다. 영역의 수심은 원형의 끝에서 0.5m이고 중앙으로 갈수록 0.9m까지 일정하게 증가한다. 풍속은 서쪽 방향에서 10m/s로 일정하게 주었다. Fig. 5에서와 같이 두 모형의 예측 결과는 매우 잘 일치함을 보이고 있다. eddy가 양쪽에서 대칭하게 형성되었으며, 영역의 중앙은 바람의 역방향으로 회전하고 있고 있다. 계산시간 50분 후에 중앙부의 유속은 0.1m/s 정도로 Leon의 예측모형의 결과와 동일하게 나타났다.

다음은 현장관측 자료가 있는 지역에 적용하기 위하여 Sonu(1972)의 자료와 비교하였다. Sonu는 Fig. 6에서와 같은 지형을 같은 현장에서 해빈류를 관측하여 이를 정량적으로 제시하려고 노력하였다. 본 모형에 사용된 격자는 220x140으로 하고 격자 간격은 0.5m로 구성하였으며, 여기에서 사용된 파고는 0.3m, 주기는 3.77sec, 파향은 해안선에 직각으로 입사하도록 하였다. 또한 규칙파와 불규칙 파랑을 입사하여 두 결과를 비교하였다. Fig. 7은 해안방향으로 직각으로 입사하는 규칙파랑을 입력조건으로 부여한 경우의 해빈류를 나타낸다. Fig. 8는 불규칙 파랑을 입사조건으로 하며, 10개의 주파수 성분과 20개의 파향성분을 합성한 경우이다. 해저지형의 협곡부분에서 이안류 형태로 외해쪽으로 빠져나가는 경향이 관측치와 잘 일치하고 있다. 또한 왼쪽 지형의 능선부로 해빈류가 집중하면서 해안선 방향으로 진행해 가서 협곡부분으로 되돌아 나오는 형태를 취하고 있다.

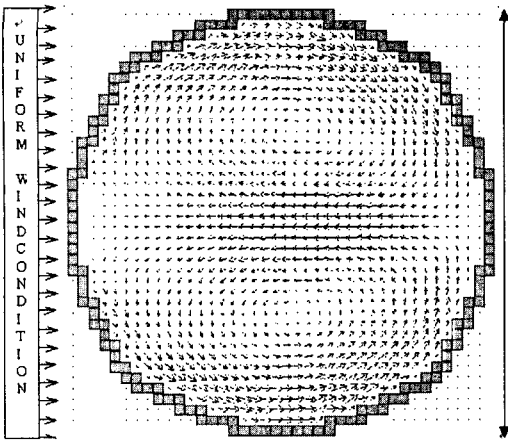


Fig. 5. Wind induced circulation(Model, Leon(1997)).

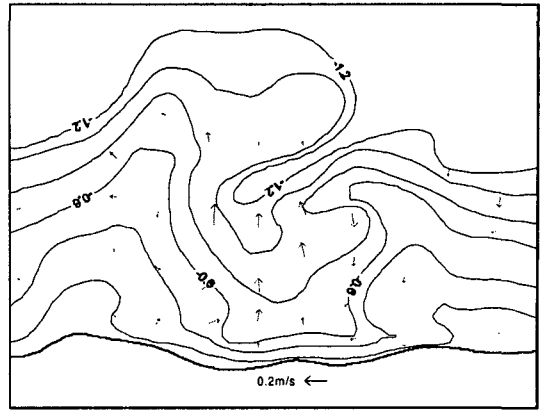
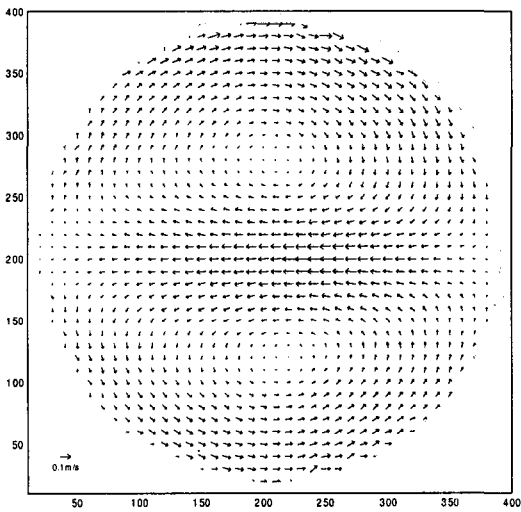


Fig. 6. Nearshore current patterns observed by sonu(1972).

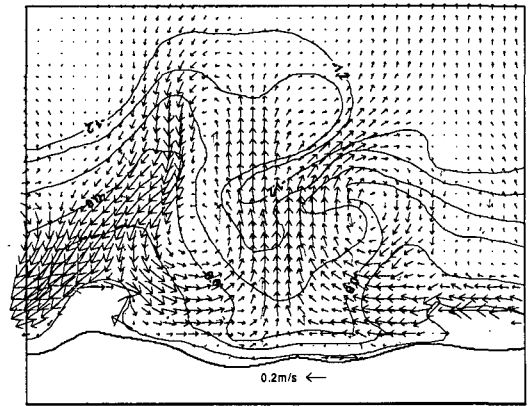


Fig. 7. Result of computed in regular wave condition.

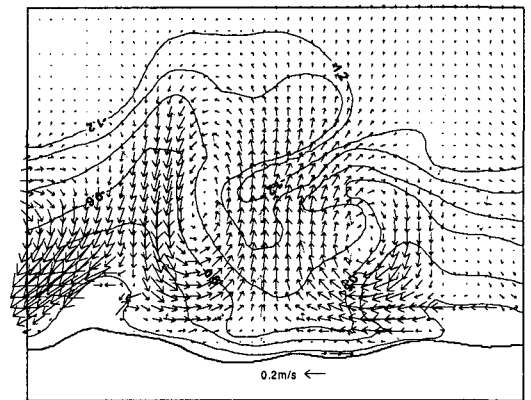


Fig. 8. Result of computed in irregular wave condition.

오른쪽의 작은 능선부도 마찬가지로 회전하는 형태를 보인다. 그러나 왼쪽에서의 현장 관측치는 상당히 작은 반면 모형에서는 능선을 따라 해빈류가 집중하면서 비교적 큰 경향을 보이고 있다. 연안사주와 협곡 사이에서 난류 운동에너지의 효과를 고려하지 못했기 때문에 크기가 약간 작게 나오는 것으로 사료된다. 따라서 이러한 지형을 고려하기 위해 연안사주 사이에 존재하는 현장 관측치와 비교하기 위하여 미국의 North Carolina의 Duck 해안에서 관측된 자료와 비교하였으며 이 지역에서의 해빈류의 계산 결과를 Fig. 9에 제시하였다. 입사파고의 조건으로  $H_0 = 0.94m$ ,  $T_p = 9.7sec$ ,  $\theta = 32^\circ$  로 주었으며 격자 간격은 smith(1993) 조건과 같은 1m로 정하였다.

연안사주가 존재하는 해안의 특징처럼 연안사주의 전면에서 일차적으로 쇄파된 파랑이 연안사주의 꼭대기에서 재형성되었다가 해안선 부근에서 다시 쇄파되는 일반적인 파랑 특성을 보여주고 있다. 그림에서 점선은 해수위 변동을 나타내며 수위의 변동은 해안선 부근에서 발생하고 있다. 파선으로 형성되어 있는 해빈류 속도를 보면 일반적인 경향은 관측치와 비교할 때 잘 나타내고 있다. 그러나 외해에서 연안사주의 언덕(crest)부까지 잘 일치함을 보여주고 있으나 연안 사주를 지나 꼭대기에서 작게 나타나는 경향을 보이고 있 전반적인 경향은 매우 만족스러운 결과를 나타내고 있다.

## 5. 결 론

연안의 쇄파대 부근에서 중요한 외력으로 작용하는 파랑에 대해서 규칙파와 불규칙파로 나누어 파고 변형과 해빈류의 거동특성을 해석하였다. 파랑변형 모형은 회절과 굴절을 모의할 수 있는 REF/DIFS 모형을 이용하였다. 이 파랑변형 예측모형을 검증하기 위하여 Vincent and Briggs(1989)의 타원형 천퇴가 있는 수심에서 규칙파와 불규

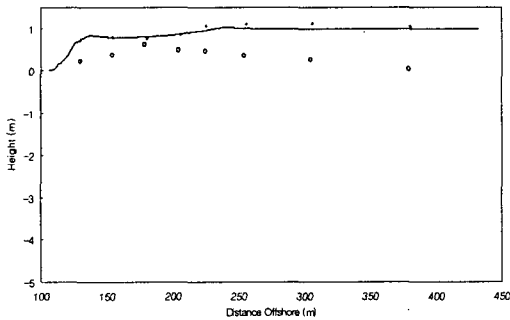


Fig. 9. Result of computed in irregular wave condition.

칙파를 해안선으로 진행하는 입사파를 입력조건으로 주고 선형과 비선형성을 고려하였으며 수리실험에 의한 자료와 비교하였다. 비교 결과를 보면 쇄파대 부근에서 발생하는 불규칙파랑의 파고가 규칙파에 의한 파랑자료보다 더 잘 일치하였다. 또한 선형보다 비선형이 수리실험 자료에 더 좋은 경향을 보였다. 타원형 천퇴 배후에서 파고가 집중하여 입사파고의 2배 정도로 커짐을 알 수 있었다.

해빈류를 예측하기 위하여 해빈류 모형(WICU-

DIVAST)을 개발하였고 이 모형을 사용하여 규칙파와 불규칙파랑에 대한 해빈류를 계산하였다. 해빈류 바람에 의한 검증과 현장 자료가 있는 두 곳에서 검증되었다. 전반적으로 본 연구에서 수립된 해빈류모형은 쇄파대 부근에서 불규칙 파랑에 의해서 유발되는 해빈류 경향을 올바르게 예측하고 있다. 그러나, 현장의 관측자료와 비교에 있어서 해빈류의 거동특성은 쇄파대 내에서 해빈류의 속도가 약간 작게 나타나고 있다. 이는 본 모형에서 개선해야 할 부분으로 남아있으며 이에 대한 연구가 계속적으로 이루어져야 한다.

## 참고문헌

- 박정철, 김재중 (1997). 파랑과 흐름의 상호작용을 고려한 완경사 해역에서 파랑변형, 동아대학교 해양자원연구소 연구논문집, 10, 1-10.
- 이종인, 이정옥 (2002). 타원형 수중천퇴상의 규칙파 및 불규칙파의 전파변형 실험(I): 비쇄파조건, 한국해양해양공학회지, 14(3), 240-246.
- 이철웅 (1995). 쇄파대 영역에서 불규칙파랑에 의한 파고변형 및 해빈류 예측, 한국해양해양공학지, 19(3), 329-343.
- 윤성범, 이정옥, 연영진, 최병호 (2001). 포물형 파랑 모형을 이용한 수중천퇴상 불규칙파의 수치모의, 한국해양해양공학회지, 13(2), 158-168.
- 정신태, 채장원 (?). 불규칙파의 변형에 대한 수리 및 수치모형실험 비교, 427-430.
- Bailard, J. A. (1981). An energetics total load sediment transport model for a plane beach, *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, No. C11, 10938-10954
- Booij, N. (1981). Gravity Waves on Water with Non-uniform Depth and Current, Doctoral dissertation, Technical University of Delft, The Netherlands, 131.
- Borgman, L. E. (1984). Directional spectrum estimation for the  $S_{xy}$  gages, Technical Report, Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, 104.
- Bowen, A. J. (1969). The generation of longshore currents on a plane beach, *J. Mar. Res.*, Vol. 27, No. 1, 206-215.
- Dally, W. R. (1990). Random breaking waves: A closed form solution for planar beaches, *Coastal Engineering*, Vol. 14, 233-236.
- Falconer, R. A. (1994). An introduction to nearly-horizontal flows, *Coastal, Estuarial and Harbour Engineers' Reference Book*, Edited by M. B. Abbott and W. A. Rince, E & FN Spon, 27-36.
- Falconer, R. A. and Owens, P. H. (1987). Numerical simulation of flooding and drying and wind stress effects in a two-dimensional tidal numerical model. *Proc. Inst. of Civil Engrg.*, 83(Part 2), Mar., 161-180.

- Horikawa, K. (1988). Nearshore dynamics and coastal processes, Univ. of Tokyo Press, 529.
- Jonsson, I. G. (1990). Wave-current interactions. The sea. 9(Part A, B).
- Hughes, S. A. (1984). The TMA shallow-water spectrum description and applications, Tech. Rept. CERC-84-7, Coastal Engineering Research Center, Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss.
- Kirby, J. T. (1986a). Higher-order approximations in the parabolic equation method for water waves, *J. Geophys. Res.*, 91, 933-952.
- Kirby, J. T. (1986b). Rational approximations in the parabolic equation method for water waves, *Coastal Engineering*,
- Kirby, J. T., and Dalrymple, R. A. (1984). Verification of a parabolic equation for propagation of weakly-nonlinear waves. *Coast. Engrg.*, 8, 219-232.
- Larson, M., and Kraus, N. C. (1991). Numerical model of longshore current for bar and trough beaches, *J. Waterway, Port, Coast. and Ocean Engrg.*, Vol. 117, No. 4, ASCE, 326-347.
- Leon, S.C. (1997). Numerical Solution of the Shallow Water Equations on Quadtree Grids, PhD. Thesis, University of Oxford.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970a). Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, No. 33, 778-6789.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970b). Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 2, *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, No. 33, 790-6801.
- Mei, C. C. and E. O. Tuck (1980). Forward scattering by thin bodies, *SIAM J. Appl. Math.*, 39, 178-191.
- Meng, S. J. C. (2001). Numerical Modelling of Tidal Flows around Headland and Islands, PhD. Thesis, University of Oxford.
- Park, I. H., Lee, J. S. and Lee, M. O. (1998). A numerical model of large scale grid for two-dimensional wake behind bodies, *J. Korean Soc. of Coastal and ocean Engrg.*, 10(2), 83-92(in Korean).
- Radder, A. C. (1979). On the parabolic Equation method for Water-Wave Propagation, *J. of Fluid of Mech.*, Vol. 95, part 1, 159-176.
- Smith, J. M., Larson, M., and Kraus, N. C. (1993). Longshore current on a barred beach: Field measurements and calculation, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, No. C12, 22717-22731.
- Sonu, E. J., Field Observation of Nearshore Circulation and Meandering Currents, *J. of Geophys. Res.*, Vol. 77, No. 18, 3232-3247.
- Tanaka, H., and Shuto, N. (1981). Friction coefficient for a wave-current coexistent system, *Coastal Engrg. in Japan*, 24, 105-128.
- Thornton, E. B. (1970). Variation of longshore current across the surf *Engrg.*, Proc. 12th Int. Conf. on Coast. Engrg., ASCE, 291-308.
- Vincent, C. L. and Briggs, M. J. (1989). Refraction-diffraction of irregular waves over a mound, *J. Waterway, Port, Coast. and Ocean Eng.*, Vol. 115(2), 269-284.