

## 흐름효과를 고려한 확장형 시간의존 파랑변형모형 A Time-Dependent Wave-Current Interacted Wave Deformation Model Based on Extended Mild Slope Equation

이동수<sup>1</sup>, 편종근<sup>2</sup>

Dong Soo Lee<sup>1</sup> and Chong Kun Pyun<sup>2</sup>

### 1. 서 론

항만 및 해안의 이용과 개발 그리고 연안해역공간에서 발생하는 각종 재해를 예방하는 측면에서 볼 때 해안에서 형성되는 여러 물리적인 현상들을 정확하게 이해하고 해석하여 필요에 따라 적절히 활용할 수 있는 것이 무엇보다도 중요한 과제이다. 특히 우리나라의 동해안과 같이 대부분의 해안이 사질로 형성되어 있고 이러한 사질의 해역에 해안 구조물이 계획되고 있으며, 동계 계절풍의 영향과 하계 태풍에 거의 노출되어 빈번히 발생하는 황천시의 파랑 영향을 지배적으로 받고 있는 해역에서는 정확한 파랑의 변형을 해석하는 것은 대단히 중요한 외력의 하나를 파악하여 설계 및 파랑제어에 적극적으로 활용할 수 있다는 것을 의미하는 것이다. 또한 사질 해안 특성 중 하나인 황천시 급격한 해저의 지형변화는 보다 정확한 파랑변형 해석을 필요로 하며, 해빈류의 영향을 고려할 수 있는 것 또한 중요하게 된다.

본 연구에서는 지금까지 많이 이용되어 오고 있는 쌍곡선형 모형에서 그동안 모형화 되지 못하고 있던 흐름과의 간섭효과를 고려할 수 있도록하여 우리나라의 남서해안과 같이 조석류가 탁월한 해역이나 동해안에서와 같이 연안류가 크게 발달하는 해역에 적용가능하고 급격한 수심변화가 발생하는 사질해안의 해저지형에서 보다 정확하게 파랑장을 재현할 수 있도록 새로운 쌍곡선형 방정식을 유도하고 이를 근간으로 수치모형을 개발하여

모형의 타당성과 범용성을 검토하였다.

개발된 모형은 에너지 감쇠항을 추가하여 저면 마찰과 쇄파에 의한 변형을 고려할 수 있도록 함과 동시에, 비선형 효과를 고려할 수 있도록 경험적 분산 관계식을 포함하여 실제 해역에서의 범용성과 적용성을 향상시키고자 하였다. 본 모형을 수리모형실험 결과와 비교하고, 연안류가 크게 발달하는 동해안의 사질해안 주변의 해역을 선정하여 연안류와의 상호간섭에 따른 파랑장의 변화 정도를 검토하여 그 적용성을 확인하였다.

### 2. 확장형 방정식의 고찰

Luke(1967)에 의하면 비회전유체운동에 대한 변분원리는 식 (1)과 같다.

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \int_V L(x, y, t, \phi, \nabla \phi, \phi_t, \eta) dx dy dt = 0 \quad (1)$$

식 (1)은 모든 공간과 시간에 대한 Lagrangian L의 적분을 종속변수의 미소변화에 대해서 정상적임을 나타낸다.

Lagrangian L은 식 (2)와 같다.

$$L = \int_{-h}^{\eta} \frac{\rho}{\rho} dz = -\frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\eta} \left[ \phi_t + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2} (\phi_z)^2 + gz \right] dz \quad (2)$$

여기서,  $\nabla$ 은 수평방향 미분연산자 ( $i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}$ )

1 씨 테크놀로지 (Sea Technology, Seoul 121-040, Korea)

2 명지대학교 토목환경공학과 (Civil & Environmental Engineering, Myongji University, Yongin 449-728, Korea)

이며,  $h_0$  는 정지수면(S.W.L.) 에 대한 국지적 중심, 그리고  $\eta$  는 총 수위변화이다.

흐름의 영향을 받는 곳에서의 속도 포텐셜은 식 (3)과 같이 정의할 수 있다.

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_0(x, y) + \varepsilon \bar{\phi}(x, y, t) f(z) \quad (3)$$

여기서,  $\phi_0(x, y)$ 는 평균류에 대한 속도포텐셜이며,  $\bar{\phi}$  는 평균해면에서의 속도 포텐셜,  $f(z) = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}$  이다.

식 (3)을 식 (2)에 대입하여 정리하면 식 (4)와 같이 된다.

$$\begin{aligned} -\rho L = & \int_{-h}^0 f \bar{\phi} dz + \int_0^{\eta_1} f \bar{\phi} dz + \int_{-h}^{\eta_1} \frac{1}{2} (\nabla \phi_0)^2 dz \\ & + \int_{-h}^{\eta_1} \nabla \phi_0 (f \nabla \bar{\phi} + \nabla f \bar{\phi}) dz + \frac{1}{2} (\nabla \bar{\phi})^2 \int_{-h}^{\eta_1} f^2 dz \\ & + \int_{-h}^{\eta_1} f \nabla f dz \bar{\phi} \nabla \bar{\phi} + \frac{1}{2} \int_{-h}^{\eta_1} (\nabla f)^2 dz \bar{\phi}^2 \\ & + \frac{1}{2} \int_{-h}^{\eta_1} (f_z)^2 dz \bar{\phi}^2 + \int_{-h}^{\eta_1} g z dz \end{aligned} \quad (4)$$

Lagrangian L 에서  $\bar{\phi}$  와  $\eta_1$  에 대해 2차항으로 정리한 뒤 미지중속 매개변수  $\eta_1$ 으로 미분하여 선형역학적 자유표면경계조건인 식 (5)를 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial L}{\partial \eta_1} = 0 ; \bar{\phi}_t + \nabla \phi_0 \nabla \bar{\phi} + g \eta_1 = 0 \quad (5)$$

식 (5)는  $U(x, y, z) = \nabla \phi_0$ 를 이용하면 식 (6)과 같은 동일한 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{D \bar{\phi}}{Dt} + g \eta_1 = 0 \quad (6)$$

다음으로  $\bar{\phi}$  에 대해 변화하는 식 (7)로부터 부분적분한 뒤

$$\begin{aligned} -\rho \delta \int_{-h}^0 \int_{-h}^0 \int_{-h}^0 L dx dy dt = & \int_{-h}^0 \int_{-h}^0 \int_{-h}^0 [\eta_1 \delta(\bar{\phi}_t) \\ & + \eta_1 U \delta(\nabla \bar{\phi}) + G_1 \nabla \bar{\phi} \delta(\nabla \bar{\phi}) \\ & + G_2 \bar{\phi} \delta \bar{\phi} + \int_{-h}^0 (\nabla f)^2 dz \bar{\phi} \delta \bar{\phi} \\ & + \int_{-h}^0 f \nabla f dz (\bar{\phi} \delta(\nabla \bar{\phi}) + \nabla \bar{\phi} \delta \bar{\phi})] dx dy dt = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Leibnitz 법칙과 발산정리를 이용하여 정리하면 식 (8)을 얻게 된다.

$$\begin{aligned} \eta_{1t} + \nabla \cdot (U \eta_1) + \nabla \cdot (-\frac{CC_x}{g} \nabla \bar{\phi}) - \frac{\sigma^2 - k^2 CC_x}{g} \bar{\phi} \\ + \frac{\sigma^2}{g} (R_1 (\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h) \bar{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

식 (8)의 좌변 마지막항은 수심에 대한 고차항을 의미한다.

식 (5)와 식 (8)은  $\bar{\phi}$  와  $\eta_1$  에 대한 한쌍의 시간의존 확장형 환경사 방정식으로 흐름(U)과 수심고차항 ( $O(\nabla h)^2$  과  $O(\nabla^2 h)$ ) 을 무시하면 Radder 와 Dingemans(1985)이 제안한 식과 같으며, 식 (5)와 (8) 그리고 식 (9)를 이용하여 정리하면

$$\frac{D^2 \bar{\phi}}{Dt^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + U \cdot \nabla \frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla \frac{\partial}{\partial t} + (U \cdot \nabla)(U \cdot \nabla) \quad (9)$$

식 (10)과 같은 확장형 환경사 방정식을 얻을 수 있으며, 이 식은 Lee(1998)가 유도한 식과 동일하다.

$$\begin{aligned} \frac{D^2 \bar{\phi}}{Dt^2} + (\nabla \cdot U) \frac{D \bar{\phi}}{Dt} - \nabla \cdot (CC_x \nabla \bar{\phi}) \\ + (\sigma^2 - k^2 CC_x) \bar{\phi} + \sigma^2 (R_1 (\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h) \bar{\phi} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

### 3. 지배방정식 및 계산방법

#### 3.1 지배방정식의 유도

선유량 Q와 속도포텐셜  $\phi$ 의 관계로부터 식 (11)을 얻을 수 있으며, 연직함수의 적분에 의하여 선유량 Q는 식 (12)와 같이 된다.

$$Q = \int_{-h}^0 \nabla \phi dz = \bar{\phi} \int_{-h}^0 \nabla f dz + \nabla \bar{\phi} \int_{-h}^0 f dz \quad (11)$$

여기서,  $\int_{-h}^0 f dz = \frac{1}{k} \tanh kh = \frac{C^2}{g}$ 이며,

$R_0 = \int_{-h}^0 \nabla f dz$ 로 정의한다.

$$Q = \frac{C^2}{g} \nabla \bar{\phi} + R_0 \bar{\phi} \quad (12)$$

속도 포텐셜  $\bar{\phi}$  의 정의를 속도 포텐셜의 진

폭  $\overline{\phi}$  와 위상  $\chi$  로 표현하면 식 (13)과 같다.

$$\overline{\phi} = \overline{\phi} e^{i\chi} \quad (13)$$

여기서,  $\chi = kx - \omega t$  이고,  $\omega$  는 절대각주파수 ( $\frac{2\pi}{T}$ )로써  $\omega = \sigma + \vec{k} \cdot \vec{U}$ 이며,  $\sigma$ 는 상대각주파수 ( $\sigma^2 = gk \tanh kh$ ) 이다.

속도 포텐셜  $\overline{\phi}$  에 전미분을 취한 후 위상의 변화율에 비해 진폭의 변화율이 충분히 작다고 가정하면 다음 식 (14)를 얻을 수 있다.

$$\frac{D\overline{\phi}}{Dt} = \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial t} + U \cdot \nabla \overline{\phi} = -i\sigma \overline{\phi} \quad (14)$$

식 (14)를 선형역학적 자유표면 경계조건 식에 대입하면  $\overline{\phi}$  와  $\eta$  의 관계인 식 (15)가 얻어지며, 다시 식 (12)에 대입한 후 에너지 감쇠의 총화인 F를 대입하여 정리하면 선유량 Q에 관한 식 (16)이 얻어진다.

$$\overline{\phi} = -\frac{ig}{\sigma} \eta \quad (15)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + C^2 \omega \nabla \left( \frac{\eta}{\sigma} \right) + g \omega R_o \left( \frac{\eta}{\sigma} \right) + FQ = 0 \quad (16)$$

식 (12)를  $\nabla \overline{\phi}$  로 정리하고 선형역학적 자유표면 경계조건 식에 대입하면 식 (17)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{D^2 \overline{\phi}}{Dt^2} &= \frac{\partial}{\partial t} (-g\eta) + U \cdot \nabla (-g\eta) \\ &= -g \frac{\partial \eta}{\partial t} - gU \cdot \nabla \eta \end{aligned} \quad (17)$$

식 (15)에서  $\eta$  를  $t$  로 미분하면 속도포텐셜  $\overline{\phi}$  는 식 (18)과 같다. 구해진  $\frac{D^2 \overline{\phi}}{Dt^2}$ ,  $\overline{\phi}$ ,  $\nabla \overline{\phi}$  경계조건을 식 (10)에 대입하여 수면변위  $\eta$  에 관한 식 (19)를 얻게 된다.

$$\overline{\phi} = \frac{g}{\sigma \omega} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \left\{ 1 + \frac{\sigma}{\omega} (n-1-\delta) \right\} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot (U\eta) \\ + \nabla \cdot (nQ) - nkgR_o \left( \frac{\eta}{\sigma} \right) = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

여기서,  $\delta = R_1 (\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h$  이다.

본 연구에서는 유도된 식 (16)과 식 (19)를 지배방정식으로 하여 흐름과의 간섭과 수심 급경사 해역에서의 파랑 변형을 해석할 수 있도록 수치모형을 구성하였다.

### 3.2 계산방법

본 연구에서 유도한 지배방정식을 수치해석하기 위하여 지배방정식 식 (16)과 식 (19)를 유한차분 양해법으로 차분화하며, 계산격자체계는 식 (20)과 같은 staggered mesh 격자체계를 이용하였다.

$$\begin{aligned} \eta_{i,j}^m &= \eta \{ i\Delta x, j\Delta y, m\Delta t \} \\ Q_{x,i,j}^m &= Q_x \{ (i+1/2)\Delta x, j\Delta y, (m+1/2)\Delta t \} \\ Q_{y,i,j}^m &= Q_y \{ i\Delta x, (j+1/2)\Delta y, (m+1/2)\Delta t \} \end{aligned} \quad (20)$$

지배방정식 (19)에는 이류항  $\nabla \cdot (U\eta)$  가 포함되어 있어 수치적 진동과 수치점성항이 부가되지 않도록하여 수치해의 안정성을 고려할 필요가 있으므로 이류항의 차분은 Ohnaka 등(1988)이 검토하여 적용한 바 있는 양해법을 이용하였다. 이 방법은  $(i, m+1)$  의 값을 구할 때 필요한  $(i-1)$  번째 값을 직전에 계산된  $(i-1, m+1)$  의 값이 이용하여 순차적으로 계산을 수행해가는 양해법적 방법이다.

이류항에 대한 차분식은 식 (21)과 같다.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (U\eta) &= \frac{(u\eta)_{i+1/2,j}^{m+1/2} - (u\eta)_{i-1/2,j}^{m+1/2}}{\Delta x} \\ &\quad + \frac{(v\eta)_{i,j+1/2}^{m+1/2} - (v\eta)_{i,j-1/2}^{m+1/2}}{\Delta y} \\ (u\eta)_{i+1/2,j}^{m+1/2} &= \frac{1}{2} \left\{ (u\eta)_{i,j}^{m+1} + (u\eta)_{i+1,j}^m \right\} \\ (u\eta)_{i-1/2,j}^{m+1/2} &= \frac{1}{2} \left\{ (u\eta)_{i-1,j}^{m+1} + (u\eta)_{i,j}^m \right\} \\ (v\eta)_{i,j+1/2}^{m+1/2} &= \frac{1}{2} \left\{ (v\eta)_{i,j}^{m+1} + (v\eta)_{i,j+1}^m \right\} \\ (v\eta)_{i,j-1/2}^{m+1/2} &= \frac{1}{2} \left\{ (v\eta)_{i,j-1}^{m+1} + (v\eta)_{i,j}^m \right\} \end{aligned} \quad (21)$$

#### 4. 수심급경사항의 비교

본 연구에서 유도된 파랑변형식에 포함된 수심 급경사항에 대한 해석 정도를 검토하기 위해 기존의 식들과 상호 비교하면 다음과 같다. 검토를 하기 위해 이용된 식은 Berkhoff(1972)의 환경사 방정식 (22), 수심변화를 보다 엄밀하게 나타내기 위하여 연속식을 적분하여 구한 Watanabe 와 Maruyama(1986)의 식 (23), Masse(1993)의 확장형 환경사 방정식인 식 (24) 이다.

$$\nabla \cdot (CC_g \nabla \phi) + k^2 CC_g \phi = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{C^2}{n} \nabla(n\eta) = 0 \quad (23)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot Q = 0$$

$$\nabla \cdot (CC_g \nabla \phi) + k^2 CC_g \phi - \sigma^2 \{R_1(\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h\} \phi = 0 \quad (24)$$

각 식을 비교하기 위하여 수면변위  $\eta$  에 관한 식으로 변환하면 Table 1 과 같다.

선유량을 이용하여 Berkhoff(1972)식을 쌍곡선형으로 표현하면 Nishimura 등(1983)의 식과 동일한 식이 됨을 알 수 있으므로 Berkhoff(1972) 식과

Nishimura(1983) 식에서의 수심고차항의 효과는 동등하게 나타나게 되므로 비교하지 않았다.

본 연구에서 유도된 식은 흐름효과와 에너지 감쇠항을 무시하여 수심고차항에 대한 비교만이 될 수 있도록  $\eta$  에 대해 재정리하였다.

Watanabe 와 Maruyama(1986)의 식으로부터 얻은 수면변위  $\eta$  에 관한 식은 Berkhoff(1972)의 식에 비해 좌변 제4항이 추가된 형태로서 수심곡률 항  $\nabla^2 h$  항이 고려되어 있으므로 해저수심이 급경사를 이루거나 수심변화가 심한 곳에서 환경사 방정식보다 다소 향상된 해석결과를 기대할 수 있다.

Massel(1993)의 식은 Watanabe 와 Maruyama (1986)의 식에 비해 좌변 제4항이 다소 상이한 형태로 남아 있는데, 큰 특징으로는 추가된 항에 수심경사의 제곱항인  $(\nabla h)^2$  이 존재하는 것이다.

본 연구에 의한 식은 Massel(1993)의 식에 좌변 제5항과 제6항이 다시 추가된 형태로서 제5항은 수면변위의 속도성분이 수심경사  $\nabla h$  에 관여하고 있으며, 제6항은 수면변위의 경사가 수심곡률 항  $\nabla^2 h$  에 관여함으로써 나타는 항으로 판단된다.

Table 1. Classification of the wave deformation equation

Author	original eqn.	eqn. of $\eta$	hyperbolic type eqn.
Berkhoff (1972)	$\nabla \cdot (CC_g \nabla \phi) + k^2 CC_g \phi = 0$	$\nabla \cdot (C^2 \nabla \eta) + \sigma^2 \eta + \frac{\nabla n}{n} C^2 \nabla \eta = 0$	$\frac{\partial Q}{\partial t} + C^2 \nabla \eta = 0$ $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{n} \nabla \cdot (nQ) = 0$
Watanabe & Maruyama (1986)	$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{C^2}{n} \nabla(n\eta) = 0$ $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot Q = 0$	$\nabla \cdot (C^2 \nabla \eta) + \sigma^2 \eta + \frac{\nabla n}{n} C^2 \nabla \eta$ $+ \nabla \cdot (-\frac{\nabla n}{n} C^2) \eta = 0$	original eqn.
Massel (1993)	$\nabla \cdot (CC_g \nabla \phi) + k^2 CC_g \phi$ $- \sigma^2 \{R_1(\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h\} \phi = 0$	$\nabla \cdot (C^2 \nabla \eta) + \sigma^2 \eta + \frac{\nabla n}{n} C^2 \nabla \eta$ $- \frac{1}{n} \{R_1(\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h\} \sigma^2 \eta = 0$	$\frac{\partial Q}{\partial t} + C^2 \nabla \eta = 0$ $[n - \{R_1(\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h\}]$ $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot (nQ) = 0$
This Study	$\frac{\partial Q}{\partial t} + C^2 \omega \nabla(\frac{\eta}{\sigma}) + g\omega R_o$ $(\frac{\eta}{\sigma}) + FQ = 0$ $\left\{1 + \frac{\sigma}{\omega}(n-1-\delta)\right\} \frac{\partial \eta}{\partial t}$ $+ \nabla \cdot (U\eta) + \nabla \cdot (nQ)$ $- nkgR_o(\frac{\eta}{\sigma}) = 0$ $\delta = R_1(\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h$	$\nabla \cdot (C^2 \nabla \eta) + \sigma^2 \eta + \frac{\nabla n}{n} C^2 \nabla \eta$ $- \frac{1}{n} \{R_1(\nabla h)^2 + R_2 \nabla^2 h\} \sigma^2 \eta$ $- \frac{n}{c} gR_o \frac{\partial \eta}{\partial t} - g \nabla \cdot (R_o \eta) = 0$	original eqn.

## 5. 모형의 검증

### 5.1 급경사 천퇴

본 모형에서 수립된 수심고차항에 대한 검토를 위하여 Williams(1980)의 급경사형 수중천퇴의 제원을 이용하고 수리모형실험 결과와 비교하였다.

Fig. 1은 수리모형실험과 본 모형의 실험결과를 비교·검토하기 위해 사용된 수중천퇴의 모식도를 나타낸 것으로  $b/R=0.4$ ,  $b/h_o=0.807$ ,  $kh_o=3.0$  을 이용하고 천퇴의 반경  $R=240\text{ m}$  로 설정하여 실험하였으며, 실험에 이용한 제원은 입사파 진폭(a) :  $1.0\text{ m}$ , 입사파 주기( $T$ ) :  $12.64\text{ sec}$ , 수중천퇴높이(b) :  $96\text{ m}$ , 일정수심( $h_o$ ) :  $118.96\text{ m}$ , 격자간격( $\Delta X=\Delta Y$ ) :  $5\text{ m}$ , 계산시간간격( $\Delta t$ ) :  $0.11\text{ sec}$  이다.

Fig. 2는 5개 비교 단면에 대한 본 모형의 계산결과와 Williams(1980)의 수리모형실험 결과를 함께 도시한 것으로 실선은 수심고차항을 고려한 경우이며, 점선은 수심고차항을 고려하지 않은 경우의 결과로써 원형점은 수리모형실험 결과를 나타낸 것이다. 파랑의 진행방향으로 검토한 section ③의 경우  $x/R=1.0$  부근에서 두 계산결과 모두 파고가 가장 크게 증가하며, 그 배후로는 파고가 감소하고 있음을 알 수 있다. 수심고차항을 고려하지 않은 경우가 수심고차항을 고려한 경우보다 중앙 종단면상에서 전반적으로 약간 크게 나타난 반면 횡단면에서는  $y/R=0.5\sim 1.0$  사이에서는 오히려 수심고차항을 고려한 결과가 약간 높은 파고분포를 나타내고 있다. 전반적으로 볼 때 수심고차항을 고려하였을 경우 오히려 파고가 약간 낮아지는 경향을 보이고 있다. 수심고차항을 고려할 경우 전면 반사에너지가 전파에너지를 감소시키므로 파고의 증가치가 약간 낮게 나타나며, 이 영향이 천퇴좌우의 에너지 분포에도 영향을 미치기 때문인 것으로 판단된다.

### 5.2 경사에 따른 반사율

사면경사에 따른 수심고차항의 영향을 검토하기 위하여 Booij(1983)가 실험한 실험제원을 이용하여 본 모형을 적용하였으며 Berkhoff(1972), Watanabe와 Maruyama(1986), Massel(1993)의 식도 동시에 적용하여 각 파랑식에 의한 수심급경사의 영향도 동시에 비교·검토하였다.

Fig. 3은 실험수조를 나타낸 것으로 의해 입사역에서의 수심은  $0.6\text{ m}$  이며, 수조 중앙에 경사부를 두고 가장 얇은 수심은  $0.2\text{ m}$  로 일정하게 설정하였다. 실험시 수조 중앙부의 경사부의 길이

(b)를  $0.1\text{ m}\sim 10\text{ m}$  까지 변화시키면서 실험을 수행하며 이 때 경사부의 높이는  $0.4\text{ m}$  로 일정하게 하였다. 실험파랑의 주기( $T$ )는  $2.0\text{ sec}$  를 사용하였으며, 입사파랑의 파고( $H$ )는  $2\text{ cm}$  이다.

Fig. 4에 나타내었다. 각 파랑식에 의한 결과경사가 급할수록 반사율이 커지는 경향이 있으며 각 식들간의 반사율 차이 또한 크게 나타난다. 동일한 경사에서 볼 때 Berkhoff(1972)의 완경사 방정식이 가장 낮은 반사율을 나타낸 반면 Watanabe와 Maruyama(1986)의 식이 가장 높은 반사율 특성을 보이고 있음을 알 수 있다. Massel(1993)의 식에 의한 반사율은 이 두 식에 의한 반사율의 평균값 정도로 나타난다. 본 연구에 의한 반사율은 Watanabe와 Maruyama(1986)의 결과값과 거의 유사한 경향을 보이거나 약간 낮은 값으로 계산되고 있다. 경사면 길이(b)가  $1.0\text{ m}$  이상으로 증가하면 반사율이 낮아졌다가 다시 높아지는 현상을 반복하며 증가하는 경우는  $b=2.6, 4.4, 6.2, 8.0$  부근에서 발생하고 있다. 반사율의 증감이 발생하는 경향은 4개의 파랑식 모두에서 공통적으로 나타난다.

### 5.3 이안류에 대한 검토

실험영역은 파의 진행방향( $x$ )으로  $1200\text{ m}$ , 직각방향( $y$ )으로  $800\text{ m}$  이며, 식 (25)와 같은 일정한 경사를 갖는 수심장으로 구성하였다.

$$h(x, y) = 24 - x/50 \quad (m) \quad (25)$$

이러한 수심장에 식 (26)과 같이 주어지는 임의의 이안류를 형성하였으며, Fig. 5는 계산된 이안류를 나타낸 것이다.

$$\begin{aligned} u &= -0.0721(1200-x)F\left(\frac{1200-x}{250}\right)F\left(\frac{y-400}{25}\right) \\ v &= -1.8\left\{2 - \left(\frac{1200-x}{250}\right)^2\right\}F\left(\frac{1200-x}{250}\right) \\ &\quad \times \int_0^{(y-400)/25} F(a)da \\ F(a) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-a^2/2) \quad (m/\text{sec}) \end{aligned} \quad (26)$$

실험에서 입사파랑의 진폭을  $1.0\text{ m}$  로 하고, 주기는  $6\text{ sec}, 8\text{ sec}, 10\text{ sec}$  로 하였으며, 계산격자간격 및 계산시간간격은 각각  $\Delta x=5\text{ m}$ ,  $\Delta y=5\text{ m}$ ,  $\Delta t=0.2\text{ sec}$  로 하였다.

Fig. 6 ~ Fig. 8은 이안류에 대한 주기를 달리 한 계산 결과를 나타낸 것으로  $6\text{ sec}$  의 경우 유

속에 비해 파의 전파속도가 상대적으로 작기 때문에 파랑의 증가가 가장 크게 나타나고 있으며, 이 안류가 존재하는 해역중앙부를 따라 파랑의 집중 현상이 뚜렷하고, 파랑의 증가부분 측면으로는 반대로 파고의 감소가 현저하게 나타난다. 8 sec의 계산결과 880 m ~ 900 m 사이에서 약 2.5배의 파고 증가현상이 나타나며 이후 쇄파에 의해 감소하는 것으로 나타나고 있다.

Fig. 9는 각 주기에 대한 계산 결과 중 이안류가 가장 큰  $y=400m$  위치에서 거리에 따라 진폭비를 나타낸 것으로 주기가 짧은 경우가 주기가 긴 경우보다 앞쪽에서 먼저 파고가 크게 증가하여 나타나는 것을 알 수 있다.

#### 5.4 모형의 현장 적용

본 연구에서 개발된 모형의 현장 적용성을 검토하기 위하여 우리나라 동해안을 대상으로하여 모형을 적용하였다. 모형의 검증을 위한 입사파랑은 외해에서 4.4 m의 파고, 8.0sec의 주기로 NE 파랑의 조건을 최근 10년간의 파랑자료로부터 선정하였다.

실험은 먼저 광역의 개념으로 외해 내습파랑을 연안 가까이까지 계산한 후 이를 외력으로 연안류장을 재현하고 다시 이를 외력으로 하여 상세역 개념의 본 모형을 연안류와 상호간섭시켜 계산을 수행한 후 결과를 비교하였다.

Fig. 10은 외해 내습파랑에 대한 계산 결과이며, Fig. 11은 이에 대한 연안류 계산 결과를 나타낸 것이다.

본 모형의 적용은 광역의 실험영역 중 연안류가 강하게 발생하는 해역을 중심으로 하여 외해방향( $x$ )으로 2.5 km, 연안방향( $y$ )으로 2.5 km의 범위를 설정하였으며, 입사경계역에서의 파고는 4.0 m 이고 파향은 NE 그리고 주기는 외해입사파 주기인 8 sec를 사용하였다. 계산시간 간격은 0.2 sec이다.

Fig. 12는 연안류를 적용하지 않은 결과로써 입사역에서 해안 가까이까지 입사파고의 0.9배 정도로 파랑이 큰 변형없이 진행되는 것을 알 수 있으며, 해안 가까이에서 쇄파하면서 서서히 파고가 감소하는 것으로 나타나고 있다.

Fig. 13은 연안류의 계산결과를 본 모형에 적용하여 파-흐름 상호간섭에 의한 파랑변형을 수치실험한 결과로써 흐름의 영향을 받지 않은 경우에 비하여 다소 복잡한 변형 양상

을 보이는데 지형 및 구조물에 의한 영향이 아닌 흐름의 영향으로만 나타난 현상이다. 북서쪽 측면경계에 남동쪽 연안 해역 그리고 해안 가까이 쇄파대 부근에서 많은 차이가 나타나는데 Fig. 14는 연안류를 고려하였을 경우와 고려하지 않았을 경우에 대한 실험결과를 비교한 것으로 파고의 증감율을 나타낸 것이다. (+) 부호의 경우 흐름을 고려함으로 인하여 파고가 증가하는 비율을 나타낸 것으로 흐름이 없는 상태에 대한 비율값이다. 반대로 (-) 부호는 흐름을 고려함으로써 파고가 감소함을 뜻하게 된다.

해빈류 cell 이 발생하는 북서쪽 경계에서는 파고의 증가와 감소가 동시에 발생하여 최대 14%의 증가와 7% 정도의 감소가 나타나고 있다. 또한 해안을 따라 남향류가 전반적으로 발생하는 수산리 전면에서는 대부분 파고가 감소하며 약 5%~40%의 범위이다. 비록 쇄파대 안쪽으로 파고가 낮게 분포하여 증감의 비율에 비해 파고의 절대값은 크지 않더라도 높은 차이가 남을 알 수 있다. 해빈류가 동쪽 해역의 외해로 향하는 남쪽 해역에서는 파랑의 진행방향과 반대방향의 흐름으로 인하여 높은 파고의 증가가 나타나며 약 5%~80%에 이른다.

## 6. 결 론

본 연구에는 조석류나 연안 가까이에서 해빈류 등이 뚜렷하게 나타나는 해역에 적용가능하며, 해저지형이 복잡하게 발달하여 급격한 해저경사가 존재하는 해역의 파랑변형을 보다 정도 높게 해석할 수 있는 확장형 환경사방정식으로부터 시간의존형 쌍곡선형 방정식을 유도한 후 파랑변형 모형을 개발하였다. 개발된 모형은 쇄파 및 해저면 마찰에 의한 에너지 감소를 고려할 수 있도록 에너지 감쇠항을 도입하였으며 파랑의 비선형성을 재현할 수 있도록 비선형항을 고려하였다. 본 연구에서 개발된 모형을 흐름에 의한 변형특성, 수심고차항 ( $\nabla^2 h, (\nabla h)^2$ )의 효과, 해저경사면에 따른 반사특성 등을 기존의 수리모형실험 자료를 이용하여 검토한 후 본 모형의 적용성과 해석의 타당성을 검증할 수 있었다.

현지적용 실험결과 해안 가까이에서 연안류의 영향을 받은 진행파랑은 흐름을 고려하지 않았을 경우에 비해 변화가 상당히 크게 나타났으며, 입사파고의 10%~20% 이상의 증감이 발생하는 해역도 존재함을 알 수 있었다.

### 참고문헌

- Booij, N. (1983) : A note on the accuracy of the mild-slope equation, Coastal Eng., Vol. 7, pp. 191-203.
- Berkhoff, J. C. W. (1972) : Computation of combined refraction-diffraction, Proc. 13th Int. Conf. Coastal Eng., Vancouver, pp. 471-490.
- Lee, C., Park, W. S., Cho, Y.-S. and Suh, K. D. (1998) : Hyperbolic mild-slope equations extended to account for rapidly varying topography., Coastal Eng., 34, 243-257.
- Luke, J. C. (1967) : A variational principle for a fluid with a free surface. J. Fluid Mech. 27(2), 395-397.
- Massel, S. R. (1993) : Extended refraction-diffraction equation for surface waves, Coastal Eng., 18, pp. 183-204.
- Nishimura, H., Maruyama, K. and Hiraguchi, H. (1983) : Wave analysis by direct numerical integration, Proc. 30th Japanese Conf. on Coastal Eng., pp. 123-127.
- Ohnaka, S., Watanabe, A., Isobe, M. (1988) : Numerical modeling of wave deformation with a current, Coastal Eng., Vol. 12, pp. 393-407.
- Radder, A. C. (1979) : On the Parabolic Equation Method for Water-Wave Propagation, J. Fluid Mech., Vol. 95, pp. 159-176.

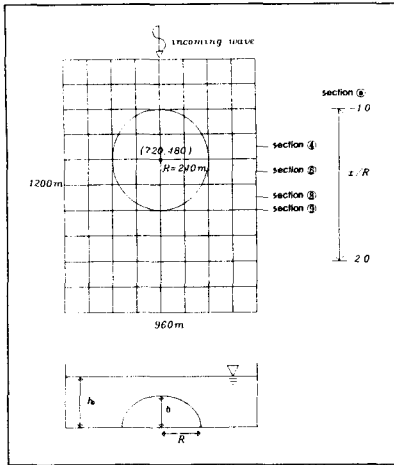


Fig. 1. Schematic sketch of experimental setup of Williams et al. (1980) ( $b/R=0.40$  and  $b/h_o=0.807$ ).

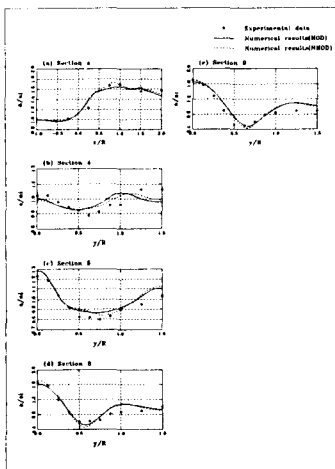


Fig. 2. Comparison of present model results with experimental results of Williams et al. (1980).

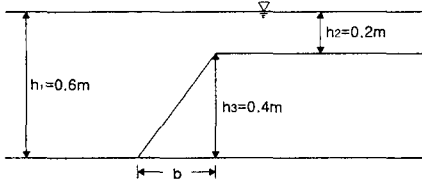


Fig. 3. Computational basin for reflection as bottom slope.

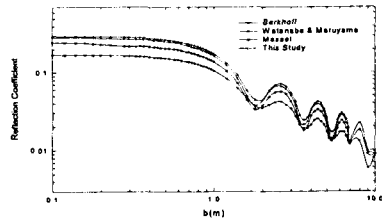


Fig. 4. Reflection coefficient versus horizontal length of a plane slope.

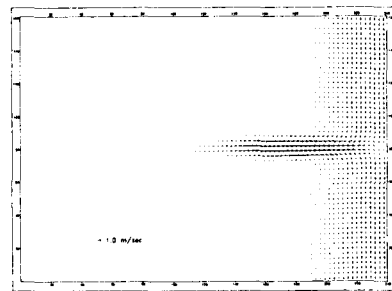


Fig. 5. Pattern of rip current.

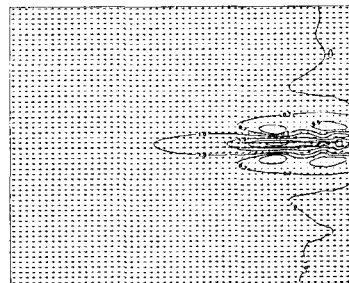


Fig. 6. Distribution of wave height ratios with rip current ( $T=6$  sec).

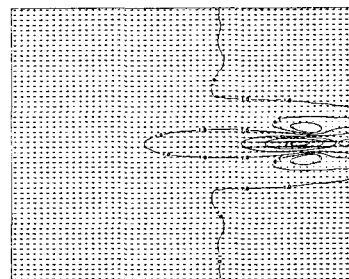


Fig. 7. Distribution of wave height ratios with rip current ( $T=8$  sec).



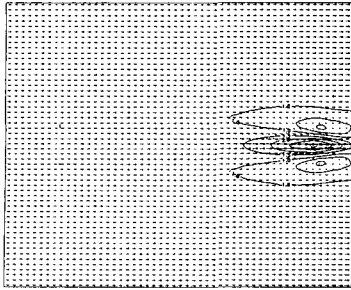


Fig. 8. Distribution of wave height ratios with rip current ( $T = 10$  sec).

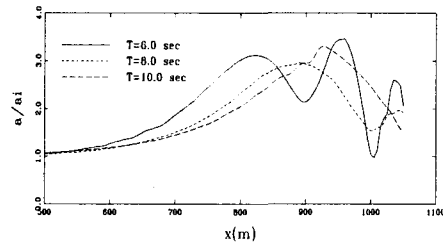


Fig. 9. Wave height ratios on-offshore distance ( $y = 400$  m).

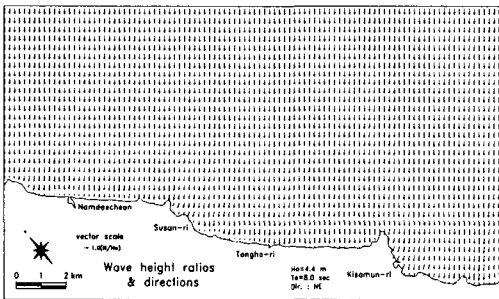


Fig. 10. Distribution of wave height ratio.

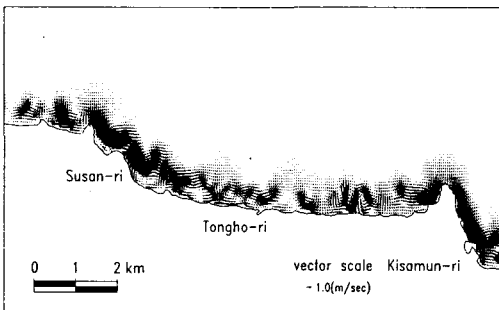


Fig. 11. Wave induced current near Susan-ri coast.

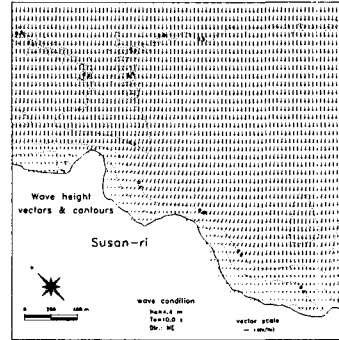


Fig. 12. Distribution of wave height ratio without current.

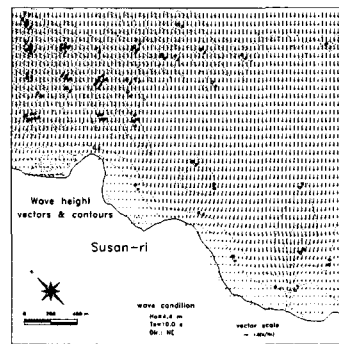


Fig. 13. Distribution of wave height ratio with current.

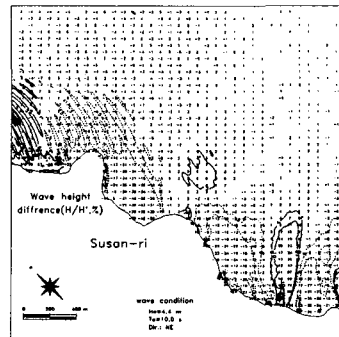


Fig. 14. Difference of wave height by current interacted and no current.