

## 불규칙파에 의한 연안류

## Coastal Currents Driven by Irregular Waves

유 동 훈\*  
Yoo, Dong Hoon

## Abstract

Various factors may contribute on the mixing processes in the surf zone formed by irregular waves. The turbulence motion driven by wave breaking may be one of the major causes, the effect due to spatial variation on current velocity be a secondary one, and the additional process may result from the irregular superposition of radiation stresses or wave breaking dissipation incurred by random breaking waves in a broadened surf zone. In the present study a numerical model of spectral waves and induced currents was developed using a superposition technique with  $\kappa-\epsilon$  closure for mixing process and applied to a field situation of longshore current generated by spectral waves on a uniform beach. It was found from the application that the surf-zone mixing processes formed by irregular waves can be well described by using  $\kappa-\epsilon$  equations if the source of  $\kappa$  is properly represented. The nonlinear energy transfer was also found to have some influence on the velocity profile of longshore current particularly in very shallow water region near coast.

## 要 旨

불규칙파에 의하여 형성된 쇄파대에서의 확산은 여러가지 요인에 기인한다고 볼 수 있다. 개개파의 쇄파에너지로 발생되는 난류현상, 유속의 공간변화에 의한 영향, 쇄파대 폭의 확장과 함께 나타나는 잉여과응력(Excess Momentum Fluxes or Radiation Stresses)의 불규칙 중첩에 의한 영향 등이며 이로 인하여 연안류는 보다 완만한 곡선을 나타낼 것이다. 본 연구에서는 단순파를 중첩시켜 표현하는 스펙트럼파 모델을  $\kappa-\epsilon$  모델과 연안류 모델에 접속시켜 운용할 수 있는 모델시스템을 개발하여 현장 관측자료에 적용하였다. 적용결과,  $\kappa-\epsilon$  모델은 쇄파대 확산에 있어 난류확산의 영향과 불규칙한 응력중첩의 영향 모두를 잘 재현할 수 있음을 알 수 있었다. 또한, 본 수치모형에서는 고려치 못하였지만, 파 스펙트럼간 에너지의 비선형 전도효과도 연안류분포에, 특히 수심이 작은 연안 가까이에서, 무시할 수 없을 정도의 영향을 미치는 것으로 나타났다.

\*정회원 · 아주대학교 공과대학 토목공학과 조교수

## 1. 서 론

쇄파대에서 파랑에 의하여 연안류가 생성되면서 상당한 크기의 확산이 일어나며, 이는 연안류 곡선의 완만성에 크게 기여한다. 다른 확산문제에서와 같이 확산계수를 사용하여 이의 영향을 재현하여 왔는데, 차원해석에 따라 확산특성을 나타내는 속도와 길이의 곱으로 표현하는 데에는 이견의 여지가 없다. 그러나 특성속도와 특성길이 선정에 있어 많은 이견이 있었으며, 아직도 여러 다른 관계식을 사용하고 있는 실정이다.

가장 올바른 접근방법으로는 Battjes(1975)가 제안한 것으로 사료되며, 그는 특성 속도를 쇄파에너지의 삼승근으로 취하였으며 특성길이는 수심으로 택하여 쇄파대 확산이 쇄파에너지와 밀접한 상관관계가 있음을 보여주었다. 이후 Yoo and O'Connor(1988)는 쇄파에너지를 난류에너지의 Source항으로 취하여 난류에너지 보존식( $\kappa-\epsilon$  방정식)을 수치해법으로 풀어 해를 구하였으며 이때 얻어진  $\kappa$ 와  $\epsilon$ 를 사용하여 확산계수를 산정하였다. 연안선이 일정하고 정상류상태인 경우  $\kappa-\epsilon$  방정식으로부터 얻어진 관계식은 Battjes의 관계식과 같아지며, 이때 사용되는 상수들은 실험 조건이나 현장조건에 관계없이 거의 일정한 값을 갖기 때문에 수치모형의 재현성에 신뢰를 주는 것으로 판단된다.

불규칙파가 해안으로 전파될 때, 큰 파고의 파도는 먼저 깊은 수심에서 쇄파되며 작은 파고의 파도는 해안선에 접근하여 더 작은 수심에서 쇄파된다. 따라서 쇄파선이 넓은 폭에 걸쳐 생기면서 잉여파동력(Radiation stresses)의 급격한 변화가 중복되어 이에 의하여 발생하는 연안류는 결과적으로 곡선이 더 완만하고 이에 따라 강도도 약해진다. Thornton and Guza(1986)와 Yamaguchi(1988)는 이러한 현상에 관심을 갖고 수치 모형 실험을 하였는데, 특히 전자는 현장관측 자료에 비교검토하여 몇가지 흥미있는 사실들을 발표하였다. Thornton and Guza는 불규칙파를 재현하는데 있어 파고는 Rayleigh 분포를 갖고 입사각과 주기는 단일치를 갖는 것으로 가정하였다. 따라서 이에 의하여 생성되는 잉여파동력도 에너지에 관하여 Rayleigh 분포를 갖게 된다. 난류 영향에 의한 확산은 Longuet-Higgins(1970)의 관계식을 사용

하였는데, 이의 영향을 포함치 않고도 이미 충분히 완만한 연안류 곡선을 얻었다. 그들은 이러한 실험 결과로서 응력의 불규칙 증첩에 의한 확산은 난류에 의한 확산을 압도하므로, 불규칙파에 의한 연안류 계산에는 난류확산 계수를 포함할 필요가 없을 것으로 주장하였다. 그러나 파고의 Rayleigh 분포 가정으로 이미 상당량의 확산이 인위적으로 발생되었던 것으로 판단되어 이러한 주장에 대한 재고가 요청된다.

본 연구에서는 스펙트럼파를 재현하기 위하여 단순파에 사용된 수치모형을 수정하였으며 스펙트럼파의 잉여파동력은 단순파의 잉여파동력을 스펙트럼 합성하여 구하였다. 확산계수 산정을 위하여는 난류운동에너지방정식( $\kappa-\epsilon$  equation)을 사용하였는데 난류에너지원으로는 각 스펙트럼파의 쇄파에너지를 총합한 것을  $\kappa$ 의 Source항으로 취하고  $\kappa$ 와  $\epsilon$ 를 구하여 확산계수를 산정하였으며, 이로써 난류에 의한 확산영향을 보다 정확히 효과적으로 재현할 수 있으리라 본다. Thornton and Guza가 적용하였던 현장자료에 적용하여 스펙트럼 모형과  $\kappa-\epsilon$  모형에 사용되는 제 상수들의 값의 범위를 판별하고 본 수치모형의 현장적용 가능성과 예측성의 증진을 꾀하였다.

## 2. 스펙트럼파와 연안류의 기본식

스펙트럼파 수치모형은 단순파 수치모형의 결과를 증첩기법을 사용하여 대표치를 산정하는데, 연안선을 따라 조건이 일정한 해변(Uniform Beach)에서는 다음과 같은 기본식을 이용한다(O'Connor and Yoo, 1987; Phillips, 1977).

$$\frac{\partial P}{\partial t} + R \frac{\partial P}{\partial x} + S_n \frac{\partial d}{\partial x} + Q \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + R \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial E(K)}{\partial t} + R \frac{\partial E(K)}{\partial x} + M_{r,}(K) \frac{\partial V}{\partial x} + f_s E(K) = 0 \quad (3)$$

여기서  $x$ 좌표는 연안선에 직각인 방향,  $y$ 좌표는 연안선에 나란한 방향에 놓이며,  $P$ 와  $Q$ 는 각각  $x$ ,  $y$ 방향의 파수벡터,  $R$ 는 파의  $x$ 방향 군속도,  $d$ 는 수심,  $V$ 는  $y$ 방향의 흐름 즉 연안류의 유속 (이때  $V$ 는 파스펙트럼 장주기의 평균

값으로 가정하여 각 성분파에 작용하는 값이나 뒤에 (12)식으로 계산되는  $V$  또는 난류운동에너지보존식 (17)과 (18)에 사용되는  $V$ 는 동일하다고 가정),  $S_h = G\sigma_0/2d$ ,  $G = 2Kd/\sinh(2Kd)$ ,  $K$ 는 파수, 즉  $K = \sqrt{P^2 + Q^2}$ ,  $\sigma_0$ 는 해류에 의해 변형된 각주파수,  $E(K)$ 는 파수벡터 스펙트럼,  $f_s$ 는 마찰계수,  $M_{xy}$ 는 각 성분파에 의한 잉여파용력 스펙트럼이다. 스펙트럼파에 의한 연안류 계산에는 스펙트럼파용력을 산정하여야 하는데, 진동수에 관한 스펙트럼인 경우 파용력스펙트럼  $M_{xy}(K)$ 는

$$M_{xy}(K) = \frac{1}{2} (1+G) \frac{P}{K} \frac{Q}{K} E(K) \quad (4)$$

으로 산정된다.

상기 식 (1), (2), (3)은 각 성분파가 서로 독립적으로 변이한다고 가정, 반복하여 사용될 수 있으며 스펙트럼파의 대표치 또는 평균치들은 주파수스펙트럼을 사용하여 다음과 같이 계산한다.

$$H_{rms} = 2\sqrt{2} m_0^{1/2} \quad (5)$$

$$T_z = (m_0/m_2)^{1/2} \quad (6)$$

동이며 여기서

$$m_n = \int_0^\infty \int_0^\infty E(f) df \quad (7)$$

$E(f)$ 는 주파수 스펙트럼으로서 단위입사각이 전방향을 대표한다고 가정하고 각 성분파의 비선형성을 무시하면  $E(K)$ 와는 다음과 같은 관계식이 성립한다.

$$E(f) = \frac{2\pi}{R} E(K) \quad (8)$$

또한 쇄파에너지손실률  $D_b$ 는

$$D_b = \rho g \int_0^\infty [E(f) - E_b(f)] df / \Delta t \quad (9)$$

여기서  $\Delta t$ 는 계산시간간격,  $\rho$ 는 물의 밀도,  $g$ 는 중력가속도,  $E(f)$ 는 식 (3)과 (8)로 계산되는 파스펙트럼이며  $E_b(f)$ 는 쇄파한계치로 산정되는 파스펙트럼으로서 Kitaigorodskii 등 (1975)에 의하면

$$E_b(f) = \beta \rho \omega^{-1} K^{-2} (1+G)^{-1} \quad (10)$$

여기서  $\beta$ 는 상수이며 Kitaigorodskii 등은  $\beta = (4 \pm 2) \times 10^{-3}$ 을 제시하였다.

파도에 의한 연안류가 Uniform Beach 상에 생성될 때, 이의 운동량 보존식은

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho d} \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{f_v}{d} |V| V = \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (12)$$

으로 유속을 산정하며, 평균해수위  $\eta$ 의 변화는

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

로 계산된다. 여기서  $f_v$ 는 유속  $V$ 에 관한 마찰계수,  $\nu$ 는 확산계수이며,  $U$ 는 Cross-Shore 방향의 유속 성분으로서 정상류상태가 될 때 전해역에서 제거되어 식 (11)의 둘째항은 셋째항과 평형을 이룬다.

함성류가 작용할 때의 마찰계수  $f_v$ 와  $f_s$ 는 유효 조도계수와 수리조건의 함수로서 Yoo and O'Connor (1988), 劉 (1989), Yoo (1989) 등에 제시된 혼합거리모델로 산정하였다. 이때  $f_v$ 산정에 있어 스펙트럼파는 침두스펙트럼이 대표한다고 가정하였으며  $f_s$ 산정에는 각 스펙트럼이 독립적으로 작용한다고 가정하여 구하였다. 잉여파용력  $S_{xx}$ ,  $S_{xy}$ 는 스펙트럼파에 의한 경우,

$$S_{xy} = \rho g \int_0^\infty M_{xy}(f) df \quad (14)$$

$$S_{xx} = \rho g \int_0^\infty M_{xx}(f) df \quad (15)$$

$M_{xy}(f)$ 는 식 (4)에서  $E(K)$ 를  $E(f)$ 로 대치하여 구할 수 있으며

$$M_{xx}(f) = \left\{ \frac{1}{2} (1+G) \left( \frac{P}{K} \right)^2 + G \right\} E(f) \quad (16)$$

으로 구해진다.

### 3. 확산계수의 산정

난류확산계수  $\nu$ 는 다음과 같이 표기된 난류운동에너지 보존식 ( $\kappa - \epsilon$  equations)을 사용하면 현장 또는 수조 조건에 관계없이 비교적 정확하게 산정할 수 있다 (Yoo and O'Connor, 1988).

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_k \frac{\partial \kappa}{\partial x} \right) + \nu \left( -\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \frac{D}{\rho d} - \epsilon \quad (17)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + C_\epsilon \frac{\epsilon}{\kappa} \nu \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 +$$

$$C_1 \frac{1}{d} \frac{\kappa^2}{L_t} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (18)$$

여기서  $\kappa$ 는 수심평균 난류운동에너지,  $\varepsilon$ 은  $\kappa$ 의 손실률,  $D$ 는 쇄파와 해저면 마찰력에 의한 손실률,  $\nu_k$ 는  $\kappa$ 에 관한 확산계수,  $\nu_\varepsilon$ 는  $\varepsilon$ 에 관한 확산계수,  $C_1$ 와  $C_2$ 는 상수로서 Launder and Spalding(1974)에 의하면  $C_1=1.44$ ,  $C_2=1.92$ 이다. 난류 특성길이  $L_t$ 는 초기에는 수심을 취하나 일단 계산과정을 충분히 거치면

$$L_t = C_d \frac{\kappa^{3/2}}{\varepsilon} \quad (19)$$

으로 구한다. 여기서  $C_d$ 는 상수이다. 동류이고 정상류인 경우 식 (18)에서 마지막 두항은 같아지므로 수심  $d$ 가  $L_t$ 에 근접할 때  $C_1=C_2 C_d^2$ 로 산정한다. 상기 식 (17)과 (18)식으로  $\kappa$ 와  $\varepsilon$ 을 계산한 후 난류확산계수  $\nu$ 는 다음식으로 산정한다.

$$\nu = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (20)$$

여기서  $C_\mu$ 는 상수로서 기본 난류운동에너지식으로부터 이론적으로

$$C_\mu = \left( \frac{\overline{u'v'}}{\kappa} \right)^2 \quad (21)$$

여기서  $u'$ ,  $v'$ 은 각각  $x$ ,  $y$ 방향의 난류성분이다 (Launder and Spalding, 1974).

#### 4. 수치모형의 적용

스펙트럼과 변이에 관한 기본식 (1), (2), (3)과 난류에너지 보존식 (17), (18)은 Upstream Finite Difference Method를 사용하여 해를 구하며 연안류 변이에 관한 기본식 (12), (13), (14)는 중앙차분법을 사용하여 해를 구한다. 스펙트럼과 기본식 (1), (2), (3)을 전 스펙트럼 성분과에 대하여 차례로 적용하며, 잉여파용력  $S_y$ 와  $S_x$ 는 용력스펙트럼  $M_{yy}$ ,  $M_{xx}$ 의 누적치를 구하여 산정한다.

스펙트럼과 또한 불규칙파에 의한 연안류 연구는 Thornton and Guza(1986)에 의하여 현장관측과 수치모형 결과와의 비교연구가 발표된 바 있으며, 본 연구에서도 그들의 현장관측 자료에 적용하였다. Thornton and Guza가 제시한 관측자료중 1980년 2월 5일에 관측한 자료가 가장 자세하게 제시된 자료이므로 이에 대하여 집중적으로 수치모형을 적용하였다.

그림 1은 당일에 관측된 해저면고를 나타낸 것이며, 그림 2에는 당일 수심 3m에서 관측된 파에너지 스펙트럼, 용력 스펙트럼과 입사각동이 제시되어

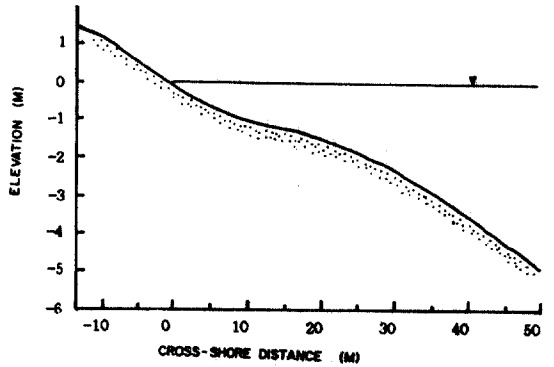


그림 1. Bottom profiles 5 February 1980; elevation and distance are zero at the mean shoreline location of each data run.

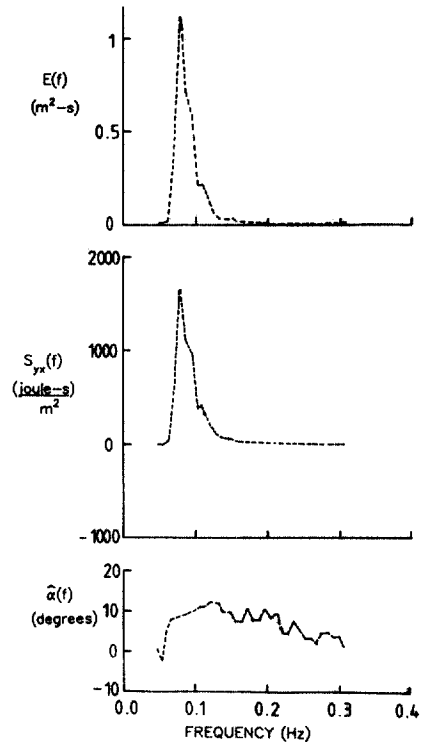


그림 2. Energy density, radiation stress density and  $\alpha(f)$  spectra, 5 February 1980,  $h=3m$ .

있다. Thornton and Guza는  $H_{rms}$ , 침두주파수  $f_p$  와 이의 입사각 등이 스펙트럼파를 대표한다고 가정하여 파에너지 변이를 구하였는데, 본 수치모형의 적용에서는 그림 2에 제시된 것과 같은 스펙트럼파를 0.02 Hz의 폭을 가진 7개의 스펙트럼으로 나누어 각기 독립적으로 전파된다고 가정하여 파에너지의 변이를 구하였다. 최초 입사지점은 연안선으로부터 82.5m 떨어진 지점을 택하였으며 수심 3m에서의 파에너지 스펙트럼이 그림 2에 제시된 것과 같아지도록 입사파 에너지 스펙트럼을 시행착오법으로 조정하였다. 격자크기는 2.5m, 총 38개의 격자를 사용하였으며, 연안선으로부터 72.5m 이상 되는 지점은 일정하게 수심 7m로 고정하였고 50m 이내는 그림 1에 제시된 수심을 그대로 적용하였다. 한계수심은 0.1m로 취하여 수심이 이보다 작을 때 모든 유체운동은 정지되어 있다고 가정하였다. 계산시간간격은 Courant Limit보다 약간 작은  $\Delta t = 0.2$ 초를 사용하였다.

연안선으로부터 20m되는 지점에서 계산된 연안류 유속의 시간변화가 그림 3에 제시되어 있다. 그림에 제시된 바와 같이 계산시간 800초, 즉 계산반복회수 4000회 이후부터는 연안류 유속의 변화가 크지않고 거의 일정하므로 이때 정상상태에 도달한 것을 알 수 있다. 그림 4에 제시된  $H_{rms}$ 의 계산결과도 계산시간 800초에 얻은 결과이며 이후 모든 계산결과도  $\beta=0.009$ 를 사용하여 이때 구한 것들이다.

본 계산에서 파에너지의 변화는 주로 Kitaigorodskii 상수  $\beta$ 에 좌우되었으며 다른 경험계수들에는 별로 큰 변화를 보이지 않았다. 여러  $\beta$  상수에 대한  $H_{rms}$ 의 변화가 그림 4에 제시되어 있다. Kitaigorodskii가 제시한 상수치의 중간값 0.004를 취하였을 때 너무 많은 쇄파에너지손실이 따르며 계산된  $H_{rms}$ 는 관측된  $H_{rms}$ 에 비하여 상당히 작다. Kitaigorodskii의 상한치 0.006을 사용하여도  $H_{rms}$ 가 작게 산정되었으며  $\beta=0.009$ 를 사용하여 관측된  $H_{rms}$ 에 근접한 계산결과를 얻을 수 있었다. 비교에서 알 수 있듯이 연안선으로부터 약 40m 떨어진 최대  $H_{rms}$ 의 위치는 거의 유사하며, 특히 쇄파대 내 연안선으로부터 10m - 30m 구간에서의 파고분포는 매우 근접하다. 그러나 최대  $H_{rms}$  지점 근처에서의 파고는 많은 차이를 보이며 작게 산정되는데 이는 주로 본 수치모형이 비선형

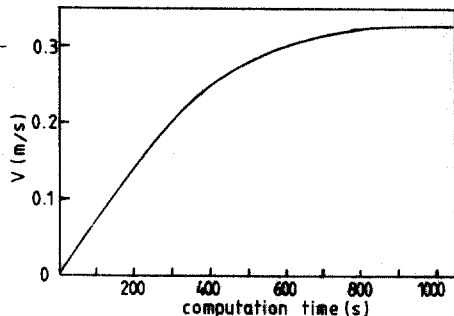


그림 3. Time variation plot of computed longshore currents at the position 20m from the coastline.

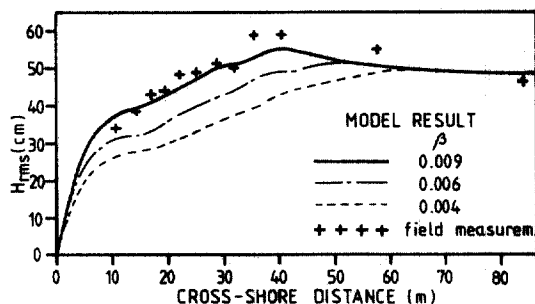


그림 4. Comparison of root-mean-square wave height between field measurement and model results with various values of Kitaigorodskii parameter  $\beta$ .

효과를 고려치 못한데 기인하는 것으로 판단된다. 또한 연안선 가까이에서는 오히려 과다 산정되어 현장 관측된  $H_{rms}$ 가 더 작는데 이는 각 성분파 간의 비선형 에너지전도 효과에 기인한 것으로 사료된다.

그림 5에는 Nikuradse 유효조도계수로 20mm를 취하고  $C_0=1.0$ ,  $C_\mu=0.8$ 을 사용하여  $\nu$ 를 구하여 계산된 연안류유속  $V$ , 확산계수  $\nu$ , 확산길이  $L_d$ 의 분포가  $H_{rms}$ 의 분포와 함께 제시되어 있다.  $C_0$ 를 1.0에 근접한 값을 취하였을 때 확산길이  $L_d$ 는 쇄파대 내에서 수심에 근접하며 쇄파대에서 멀리 멀어지면서 점차적으로 줄어드는 것으로 나타난다. 이는 우리가 일반적으로 예상할 수 있는 쇄파대 확산현상

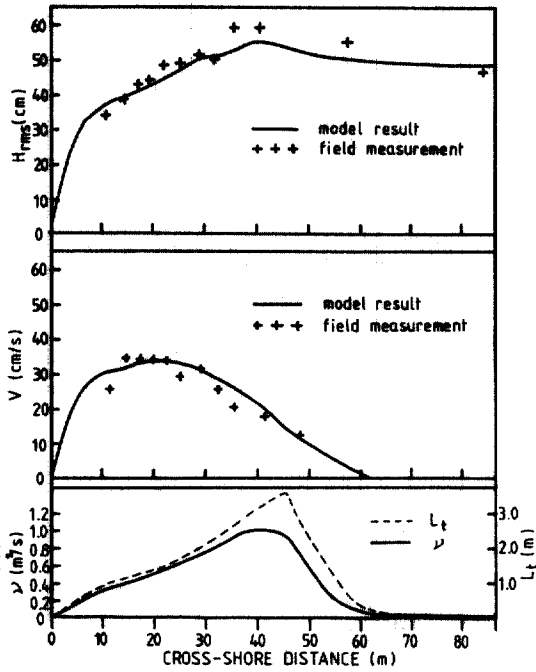


그림 5. Computed root-mean-square wave height and longshore current velocity in comparison with field measurement data and computed mixing length and eddy viscosity ( $C\mu=0.8$ ,  $C_d=1.0$ ,  $\beta=0.009$ , roughness=20mm).

과 일치하는 것으로 판단되어  $C_d=1.0$ 이 적절한 값으로 사료된다. 계산된 확산계수 분포 또한 쇄파에너지에 의한 난류의 정도를 잘 나타내주어 쇄파대 밖 인접한 지역은 난류에너지 자체가 난류확산에 의하여 상당히 확산되는 것으로 나타났는데 이러한 현상은  $\kappa-\epsilon$  equations의 도입으로서만 재현할 수 있을 것이다. 연안류의 분포도 수심 1m 이상되는 지역에서는 대체적으로 만족할 만한 분포를 보인다. 그러나 수심 1m 이내의 지역에서는 관측자료의 미비로 정확한 비교점도는 유보할 수 밖에 없으나 일차적인 판단으로 약간 과대 산정된 것으로 평가된다. 이는 그 구간에서 과다산정된 파고분포에 기인한 것으로 사료된다.

연안선 가까이에서 파고의 과대산정은 본 수치모형에서 고려치 못한 또는 고려치 않은 여러가지 요

인에 의한 것으로 사료된다. 이는 Swash Zone에서의 입사파와 반사파의 중첩에 따른 손실효과, 부유사 농도와 해저면 조도증가에 따른 손실에너지의 증가, 파스펙트럼간의 비선형 에너지전도효과 (non-linear energy transfer due to wave-wave interaction) 등이다. 이중 특히 에너지 전도효과의 영향이 가장 큰 것으로 사료된다. 즉 수심이 작아짐에 따라 고주파의 파에너지가 저주파의 파에너지로 전도되어 먼저 쇄파될 것이다. 본 수치모형의 적용예에서는 그림 2에 제시된 바와 같이 주파수 0.125Hz의 파스펙트럼이 수심 3m에서는  $0.06m^2-s$  되어 저주파로 전도되지 않을 때는 수심 1m 정도까지 쇄파되지 않다가 그 이하 0.7m 쯤 되는 지점에서 쇄파되면서 유속 0.25m/s 정도의 매우 강한 연안류를 생성하는 것으로 나타났다. 그러나 실제로는 수심 1m와 3m 사이에서 이미 저주파로 에너지가 전도되어 수심 12m 쯤에서 대부분의 파에너지가 쇄파 손실되어 이러한 쇄파에너지는 이 구간의 확산을 촉진시킬 것이며 따라서 실제의 유속은 본 계산에서 나타난 유속크기보다 작을 것으로 사료된다.

본 수치모형의 적용에서 사용한 유효조도계수 20mm는 쇄파대에서의 연흔의 생성발달과 높은 부유사 농도를 고려하였을 때 실제의 값에 크게 벗어나지 않는 적절한 수치일 것이다. 유효조도계수치를 달리하면 연안류의 강도가 변할 것으로 예상되는데 그림 6에는 극단적인 경우로 각각 유효조도계수 1mm와 60mm를 취하였을 때 산정되는 연안류의 분포가 제시되어있다. 조도계수 1mm를 취하면 해저면 마찰력이 작아져서 연안류의 강도가 상당히 커지며, 조도계수 60mm를 취하면 해저면 마찰력이 커져서 연안류의 강도가 작아지는 것으로 계산된다. 이때 특기할 것은 조도계수의 변화에 따라 파도에 의한 마찰손실률( $D_w$ )은 많은 차이를 보이나 연안류에 의한 마찰손실률( $D_c$ )은 큰 변화를 보이지 않는다는 점이다.

마찰력을 산정키 위한 조도계수와 함께 확산계수  $\nu$ 를 산정키 위한 여러 경험상수들의 수치선정에는 많은 불확실성이 따르는데 이중 특히  $C\mu$ 의 값에 연안류의 계산결과가 민감하게 작용하는 것으로 나타났다. 일반적으로 난류에너지가 자체흐름의 난류운동으로 발생될 때, 난류에너지의 Cross-Com-

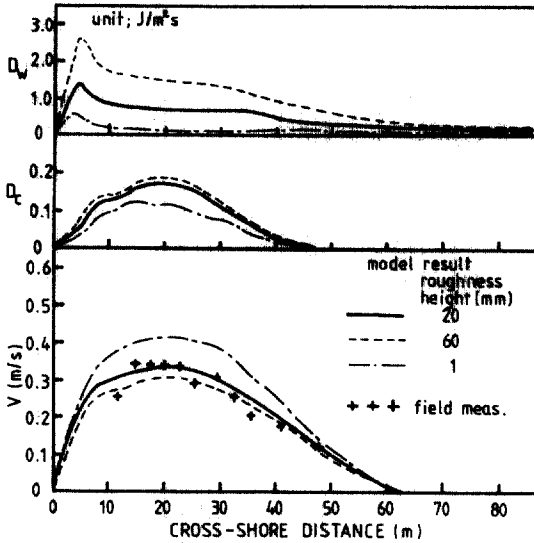


그림 6. Comparison of longshore current velocity between field measurement and model results with various values of effective roughness height.

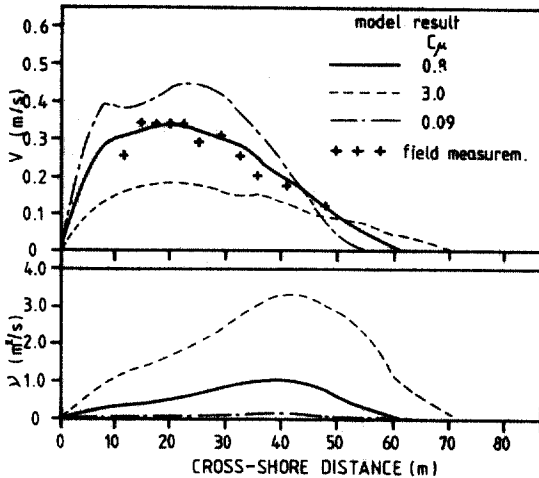


그림 7. Comparison of longshore current velocity between field measurement and model results with various values of constant  $C_\mu$  and computed eddy viscosity.

ponent는 Parallel-Component의 30%가 되어  $C_\mu = 0.09$ 가 된다(식 (21)참조). 그러나 쇄파대 확산에 있어서는 난류에너지의 주 Source인 쇄파대

에너지는 연안류에 거의 직각으로 작용하므로 난류 에너지의 Cross-Component는 Parallel-Component와 그 크기에 있어 거의 유사할 것으로 사료된다. 따라서 본 수치모형의 적용에 있어 가정된  $C_\mu = 0.8$ 은 실제치에 크게 벗어나지 않을 것이다. 그림 7에는 여러  $C_\mu$  값에 대한 연안류의 분포와 확산계수의 분포가 제시되어 있다.  $C_\mu = 0.09$ 인 경우 확산계수가 너무 작게 산출되어 연안류의 강도가 너무 크게 산정되었고,  $C_\mu = 3.0$ 인 경우 확산계수가 너무 크게 산출되어 연안류의 강도가 너무 작게 산정되었다. 물론 이러한  $C_\mu$  값에 대하여 유효 조도계수치를 20mm보다 크게 또는 작게 조정하여 관측 결과와 유사한 연안류 분포를 산정하도록 만들 수 있다. 그러나  $C_\mu = 0.09$ 인 경우 조도계수를 최소수심과 같은 0.1m를 취해야 관측결과와 유사한 연안류 강도를 산출할 수 있었으며  $C_\mu = 3.0$ 인 경우 조도계수를 0.2mm로 취하여도 최대유속은 0.2m/s를 넘지 않았다.

## 5. 결 론

불규칙파에 의한 연안류 분포에 관한 현장자료에 수치모형을 적용한 결과, 다음과 같은 몇가지 사항에 대하여 결론을 얻게 되었다.

1. 불규칙파에 의한 연안류의 생성과 발달에도 난류확산의 영향은 무시할 수 없을 정도로 크며 이의 영향은  $\kappa$ - $\epsilon$ 모델을 사용하여 산정된 확산계수로서 적절히 표현될 수 있음을 알 수 있었다.

2.  $\kappa$ - $\epsilon$ 모델을 이용할 때 사용되는 상수들은 현장 또는 수조조건 또는 파랑조건에 관계없이 거의 같은 값을 사용할 수 있으며, 이로써 연안류 크기와 분포를 비교적 정확하게 예측할 수 있었다.

3. 불규칙파에 의한 쇄파대 확산에 있어 용력의 불규칙 증첩에 의한 영향도  $\kappa$ - $\epsilon$ 모델로 간접적으로 나타낼 수 있어 모든 확산영향을 고려할 수 있을 것으로 사료된다.

4. 불규칙파의 전파에 있어 에너지의 비선형 전도 효과는 특히 수심이 작은 연안 가까이에서 크게 나타나며, 비선형 전도효과를 고려치 않았을 때는 연안가까이에서 강한 유속이 잘못 계산되어 나타날 수 있다.

5. 쇄파대 확산의 주 Source 인자는 쇄파에너지이며 이는 연안류와 상당한 각을 이루며 작용하

로 무차원상 수  $C\mu$ 의 값은 1.0에 근접하는 것으로 판단된다.

### 감사의 말씀

본 연구는 아주대학교 1989년도 교내 연구기금으로 지원받았으며 이 연구의 일부는 한국과학재단의 항공료 지원에 의하여 독일 Hannover대학 수리연구소(Institute of Fluid Mechanics)에서 수행하였다.

### 참고 문헌

1. 劉東勳, 合成流 剪斷力 計算을 위한 混合距離 모델, 한국해양안해양공학회지, 제1권 제1호, pp.8-14. 1989.
2. Battjes, J. A., Turbulence in the surf zone, *Proc. Modelling Techniques, ASCE*, 1050-1061, 1975.
3. Kitaigorodskii, S. A., et al., On Phillips' equilibrium range in the spectra of wind generated gravity waves, *Jour. Phys. Oceanogr.*, Vol. 5, pp. 410-420, 1975.
4. Launder, B. E. and Spalding, D. B., The numerical computation of turbulent flow, *Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.*, vol. 3, p.269, 1974.
5. Longuet-Higgins, M. S., Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, *J. Geoph. Res.*, Vol. 75, No. 33, pp. 203-248, 1970.
6. O'Connor, B. A. and Yoo, D., Turbulence modelling of surf zone mixing processes, *Proc. Conf. Coastal Hydrodynamics, ASCE*, pp.371-383, 1987.
7. Phillips, O. M., *Dynamics of the upper ocean*. 2nd Ed., Cambridge University Press, pp. 59-6, 1977.
8. Thornton, E. B. and Guza, R. T., Surfzone longshore currents and random waves: models and field data, *J. Geoph. Res.*, Vol. 16, pp.1165-1179, 1986.
9. Yamaguchi, M., A numerical model of nearshore currents due to irregular waves, *Proc. 21st Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*. pp. 1113-1125, 1988.
10. Yoo, D., Explicit modelling of bottom friction in combined wave-current flow, *Coastal Eng.*, Vol. 13, pp. 325-340, 1989.
11. Yoo, D. and O'Connor, B. A., Bed friction model of wave-Current interacted flow. *Proc. Coastal Hydrodynamics, ASCE*, pp. 93-106, 1987.
12. Yoo, D. and O'Connor, B. A., Turbulence transport modelling of wave-induced currents, *Proc. Int. Conf. Computer Modelling in Ocean Eng., IAHR-UNESCO*. pp. 151-158, 1988.

(接受: 1990. 9. 24)