

# 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름의 3차원 수치모의

## 3-D Numerical Simulation of Open-Channel Flows over Smooth-Rough Bed Strips

최성욱\* · 박문형\*\* · 강형식\*\*\*

Choi, Sung-Uk · Park, Moonhyeong · Kang, Hyeongsik

### Abstract

This paper presents a turbulence modeling of the open-channel flows over smooth-rough bed strips. A Reynolds stress model is used for the turbulence closure. The simulated mean flow and turbulence structures are compared with the previously reported experimental data. Comparisons reveal that the developed Reynolds stress model successfully predicts the mean flow and turbulence structures of open-channel flows over smooth-rough bed strips. The computed flow vectors show cellular secondary currents, of which the upflow occurs over the smooth bed strip and the downflow over the rough bed strip. It is found that the cellular secondary currents affect the mean flow and turbulence structure. A budget analysis of the streamwise vorticity equation is also carried out to investigate the mechanism by which the secondary currents are generated.

**Keywords :** *Reynolds stress model, smooth-rough bed strip, open-channel flow, cellular secondary currents, turbulence structure*

### 요 지

본 연구에서는 레이놀즈응력모형을 이용하여 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름을 수치모의 하였다. 개발된 모형을 이용하여 평균유속 및 난류량을 계산하고 기존의 실험결과와 비교하였다. 그 결과 레이놀즈응력모형이 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에서의 평균유속과 난류구조를 비교적 유사하게 예측하는 것으로 나타났다. 특히 이차흐름 벡터도를 계산한 결과 매끄러운 하상에서는 상향류가, 거친 하상에서는 하향류가 나타나는 격자형 이차흐름이 발생하였으며, 이와 같은 격자형 이차흐름은 평균유속 및 난류량 분포에 큰 영향을 미치는 것을 확인하였다. 또한 와도 방정식의 각 항을 비교하여 개수로 흐름에서의 이차흐름의 성인(成因)을 분석하였다.

**핵심용어 :** 레이놀즈응력모형, 매끄러운 하상-거친 하상의 연속구조, 개수로 흐름, 격자형 이차흐름, 난류구조

### 1. 서 론

개수로 흐름에서 발생하는 이차흐름은 평균유속, 난류량 구조, 부유사 농도 분포 등에 영향을 미치는 것으로 알려져 있다. 특히 바다 근처에서 발생하는 이차흐름은 주흐름방향 평균유속에 대한 수직방향으로의 유속 경사 및 레이놀즈응력의 횡방향 분포에 영향을 미치게 된다. 이와 같은 바다 근처에서의 유속 경사 및 레이놀즈응력은 바다 전단응력과 밀접한 관계가 있기 때문에 결국 이차흐름에 의해 횡방향으로의 바다 전단응력 분포가 바뀌게 되고, 횡방향으로의 하상 거칠기가 불균일(inhomogeneity) 해진다. 또한 횡방향으로 불균일해진 하상 거칠기는 다시 이차흐름 분포에 영향을 미치게 된다. 그림 1과 같이 매끄러운 하상과 거친 하상이 횡방향으로 연속적으로 분포할 경우 발생하는 이차흐름은 매끄러운 하상

에서 상향류, 거친 하상에서는 하향류가 발생하는 것으로 알려져 있으며, 이와 같은 이차흐름을 격자형 이차흐름(cellular secondary currents)이라 한다(Nezu와 Nakagawa, 1993).

격자형 이차흐름은 공학적으로 중요한 의미를 갖는다. 일반적으로 매끄러운 하상을 갖는 개수로 흐름에서는 수심과 폭의 비(aspect ratio: AR)가 5-6이하인 경우 주흐름방향으로의 최대 유속이 자유수면 아래에 위치하는 velocity dip 현상이 발생하게 된다. 이는 자유수면 근처에서 발생하는 이차흐름이 수로의 중앙 부근에서 만나게 됨에 따라 강한 하향류가 발생하기 때문이다. 그러나 하상의 거칠기가 불균일한 경우에는 개수로의 수심과 폭의 비가 6이상인 수심에 비해 폭이 넓은 수로임에도 불구하고 격자형 이차흐름에 의해 velocity dip 현상이 발생되며, 이는 다시 난류구조의 변화를 유발하게 된다. 또한 격자형 이차흐름은 횡방향으로의 부유

\*정회원 · 연세대학교 사회환경시스템공학부 교수(E-mail : schoi@yonsei.ac.kr)

\*\*연세대학교 사회환경시스템공학부 박사과정(E-mail : liege@yonsei.ac.kr)

\*\*\*정회원 · 연세대학교 사회환경시스템공학부 연구교수(E-mail : kanghs@yonsei.ac.kr)

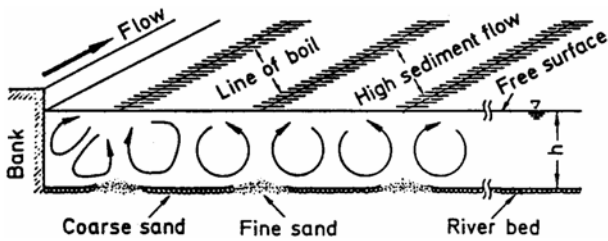


그림 1. 격자형 이차흐름의 모식도(Nezu and Nakagawa, 1993)

사농도 및 소류사량 분포에 영향을 미치는 것으로 알려져 있다(Vanoni, 1946). 즉, 상향류가 발생하는 매끄러운 하상에서의 부유사 농도가 거친 하상에서의 부유사 농도보다 더 큰 것으로 알려져 있다(Nezu와 Nakagawa, 1993). 또한 McLelland 등(1999)의 실험 연구에 따르면 격자형 이차흐름의 상향류 및 하향류에 의해 바닥 근처에서 유사이동이 발생하는데, 거친 하상에서의 소류사량이 매끄러운 하상에서 보다 약 20% 더 큰 것으로 나타났다. 이와 같은 횡방향으로의 유사량 분포의 변화는 결국 횡방향으로의 하상변동을 유발하는 원인이 된다.

매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에 대한 실내 실험으로는 Muller와 Studerus(1979), McLean(1981), McLelland 등(1999), Wang과 Cheng(2005) 등이 있다. Muller와 Studerus(1979)는 수심과 폭의 비가 7.5인 개수로 흐름에서 레이저도플러유속계(LDA)를 이용하여 평균유속 및 난류량을 측정하였으며, 거친 하상에서 하향류가 발생하는 격자형 이차흐름의 존재를 확인하였다. McLean(1981)은 실내실험을 통하여 바닥 전단응력과 하상의 거칠기가 횡방향으로 불균일해지는 원인이 격자형 이차흐름 때문이라고 언급하였다. 즉, 이차흐름의 하향류에 의해 바닥 근처에서 쓸기(sweep) 현상이 지배적으로 발생하기 때문에 유사입자가 거친 하상에서 매끄러운 하상으로 이동하며, 이로 인해 하상 거칠기의 불균일성이 심화된다. McLelland 등(1999)은 AR = 3인 개수로에 약 0.25 mm - 6.0 mm 크기의 혼합 유사를 포설하고 물을 흘려 보낸 후 8시간이 지났을 경우 횡방향으로 파동 형태의 하상형상이 형성되고, 이때 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속 분포가 확연하게 나타나는 것을 관찰하였다. 이와 같이 하상 유사입자의 분급현상은 이차흐름에 의한 바닥 전단응력의 불균일성 때문인 것으로 언급하였다. Wang과 Cheng(2005)은 AR = 8인 개수로 흐름에 대해 LDA를 이용하여 평균유속 및 난류량을 측정하고, 섭동 해석을 수행하였다. 또한 Nezu와 Nakagawa(1984)는 AR = 6인 개수로에서 횡방향으로 ridge와 같은 하상형상이 연속적으로 분포하는 경우에 대해 열선유속계를 이용하여 평균유속 및 난류량을 측정하였다. 그 결과 ridge위에서 상향류가 발생하는 격자형 이차흐름의 존재를 확인하였으며, 와도방정식으로부터 난류의 비등방성 및 레이놀즈응력의 생성항이 이차흐름 생성에 중요한 역할을 하는 것을 보였다.

격자형 이차흐름에 대한 수치모의 연구로는 Naot(1984)와 Ohmoto와 Hayashi(2003)가 있다. Naot(1984)는 응력대수식 난류모형(Algebraic Stress Model: ASM)을 이용하여 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름을 수치모의 하였다. 그 결과 매끄러운 하상을 기준으로 격자형

이차흐름이 형성되는 것을 확인하였다. 그러나 Naot(1984)의 연구에서는 자세한 난류구조는 언급되지 않았다. 또한 Ohmoto와 Hayashi(2003)는 횡방향으로 반복적으로 ridge를 갖는 개수로 흐름에 대해 직접수치모의(Direct Numerical Simulation: DNS)를 수행하고, 와도방정식을 이용하여 격자형 이차흐름의 생성 원인을 분석하였다. 이상의 연구동향을 살펴본 결과 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에 대한 공학적인 중요도에 비해 기존의 수치모의 연구가 거의 행해지지 않은 것을 알 수 있다. 또한 자세한 평균유속 및 난류구조에 대한 수치모의 연구는 전무한 실정이다.

본 연구의 목적은 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에서의 평균유속 및 난류구조의 특성을 분석하는 것이다. 이와 같은 개수로 흐름에서 발생하는 이차흐름을 모의하기 위해서는 난류의 비등방성을 가장 정확히 예측할 수 있는 난류모형이 필요하다. 따라서 본 연구에서는 레이놀즈응력모형(Reynolds Stress Model: RSM)을 사용하였으며, 흐름을 등류로 가정하여 삼차원의 수직모형을 개발하였다. 개발된 레이놀즈응력모형을 이용하여 평균유속 및 난류량을 계산하고, 계산결과를 Muller와 Studerus(1979)의 실험결과와 비교하였다. 또한 격자형 이차흐름의 생성 매커니즘을 분석하기 위해 주흐름방향으로의 와도 방정식을 이용하여 收支分析(budget analysis)을 수행하였다.

## 2. 지배방정식

레이놀즈수가 충분히 크고, 흐름이 등류 상태일 경우 Navier-Stokes 방정식을 시간 평균하여 유도된 연속방정식 및 운동량 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

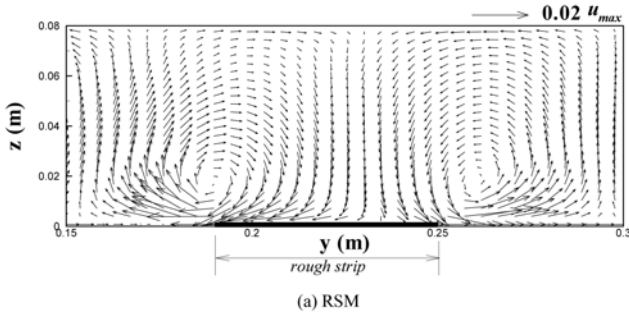
$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) + g_i \quad (2)$$

여기서  $\bar{u}_i$ 는  $i$ -방향으로의 평균유속,  $\bar{p}$ 는 시간평균된 압력,  $\nu$ 는 유체 동점성계수,  $\overline{u_i u_j}$ 는 레이놀즈응력,  $g_i$ 는 중력기속도,  $S_0$ 는 바닥경사이다.

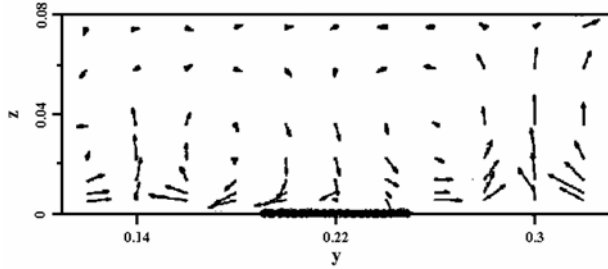
식 (2)의 운동량방정식에서 레이놀즈응력을 위해 6개의 편미분 방정식으로 구성된 레이놀즈응력의 수송방정식을 해석하였다. 레이놀즈응력의 수송방정식에 포함되어 있는 난류의 확산항, 소산률항, 그리고 압력-변형률 상관항(pressure-strain correlation) 등은 모델링이 필요한 항이다. 본 연구에서는 강형식과 최성욱(2002)의 연구결과에 따라 난류의 확산항을 위해 Mellor와 Herring(1973) 모형, 소산률 항에는 Hanjalic과 Launder(1972) 모형, 압력-변형률 상관항에는 Speziale 등(1991)의 모형을 사용하였다. 각 항에 대한 모형을 포함하는 레이놀즈응력의 수송방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{u}_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = & - \left( R_{ik} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + R_{jk} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) - \frac{\epsilon}{k} R_{ij} \\ & + C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \frac{k^2}{\epsilon} \left( \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} + \frac{\partial R_{ik}}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{jk}}{\partial x_i} \right) \right] \\ & + \alpha_0 \epsilon b_{ij} + \alpha_1 \epsilon (b_{ik} b_{jk} + 1/3 \cdot b_{mn} b_{nm} \delta_{ij}) + \alpha_2 k S_{ij} + \alpha_3 P_k b_{ij} \\ & + \alpha_4 k (b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - 2/3 \cdot b_{kl} b_{kl} \delta_{ij}) + \alpha_5 k (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik}) \quad (3) \end{aligned}$$





(a) RSM



(b) Muller와 Studerus (1979)

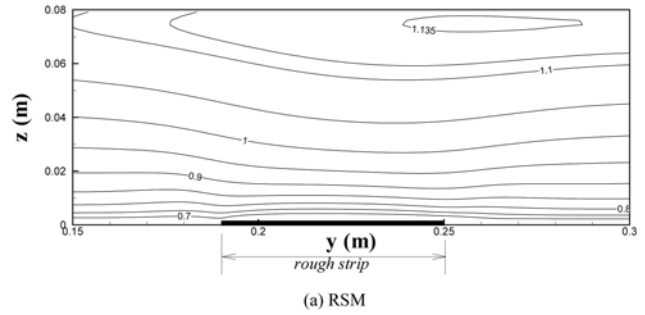
그림 4. 이차흐름 벡터도

아래에서 발생하는 velocity dip 현상이 발생하는 것으로 알려져 있다. 그러나 그림 3(b)와 같이  $AR = 7.9$ 로서 측벽의 영향이 무시될 만큼 작음에도 불구하고 횡방향으로 하상 조도의 불균일성으로 인하여 velocity dip 현상이 발생하는 것을 볼 수 있다.

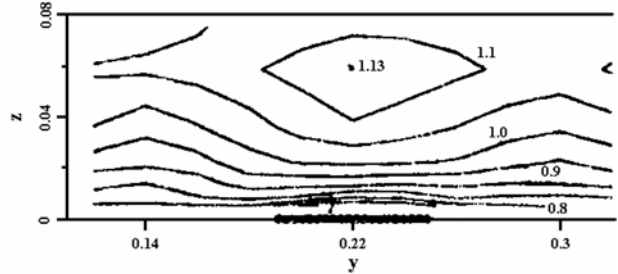
그림 4는  $0.15\text{ m} < y < 0.3\text{ m}$  구간에서의 이차흐름 벡터도이다. 그림을 살펴보면 RSM에 의해 계산된 이차흐름은 매끈한 하상과 거친 하상에서 각각 상향류와 하향류가 발생하며, 바다 부근의 이차흐름 크기가 수면 부근보다 크게 나타나고 있다. 이러한 결과는 Muller와 Studerus(1979)의 실험 결과와 유사한 경향으로서 RSM이 이차흐름을 비교적 잘 모의하는 것을 알 수 있다. 또한 계산된 이차흐름의 최대 크기는 단면 평균된 주흐름방향 유속의 약 3%로서 실험 결과와 일치한다. 그림 4를 살펴보면 거친 하상을 중심으로 방향이 서로 다른 한 쌍의 격자형 이차흐름이 발생되며, 이로 인하여 거친 하상에서는 하향류, 매끄러운 하상에서는 상향류가 형성되는 것으로 나타났다. 또한 벡터의 크기는 상향류가 하향류보다 더 크게 발생하는 것을 볼 수 있다. 특히 바다 근처에서 이차흐름 벡터가 거친 하상에서 매끄러운 하상으로 향하여 있는 것을 볼 수 있다.

그림 5는 주흐름방향으로의 평균유속 분포도이다. 그림에서 주흐름방향 평균유속 분포는 단면평균된 유속으로 무차원화되었다. 그림 5를 살펴보면 수치모의 및 실내 실험 결과에서 velocity dip 현상이 발생되었으며, 이차흐름의 하향류로 인하여 등유속선이 거친 하상을 향하여 편향(bulge)되어 있는 것을 볼 수 있다. 이로 인하여 외부영역(outer region,  $z/H > 0.2$ )에서의 유속분포를 살펴보면, 거친 하상에서의 유속이 매끄러운 하상에서의 유속보다 더 큰 것을 볼 수 있다.

그림 6은 매끄러운 하상( $y = 0.14\text{ m}$ ), 하상 거칠기의 변이 지점( $y = 0.19\text{ m}$ ), 거친 하상( $y = 0.22\text{ m}$ )에서 주흐름방향 평균유속의 수직구조를 보여준다. 그림에서 유속분포는 단면 최대 유속으로 무차원화되었다. 그림 6에서 바다 근처 영



(a) RSM



(b) Muller와 Studerus (1979)

그림 5. 주흐름방향 평균유속 분포도 ( $\bar{u}/\bar{u}_{mean}$ )

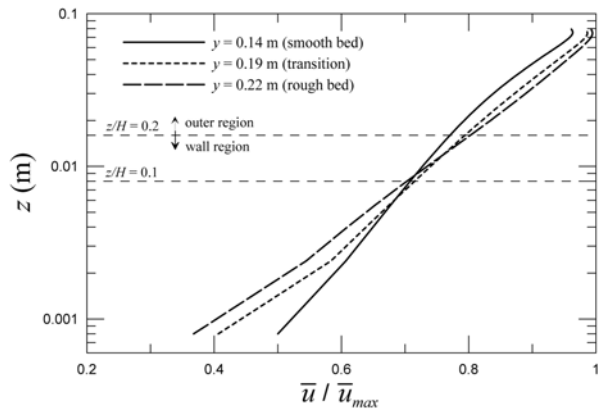
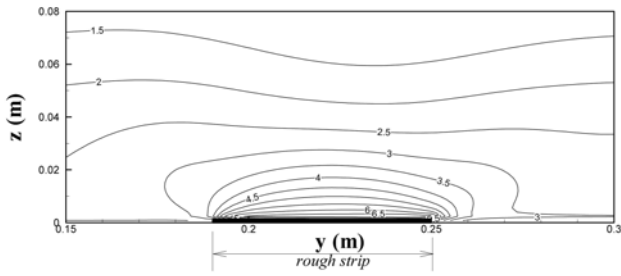


그림 6. 지점별 주흐름방향 평균유속의 수직구조

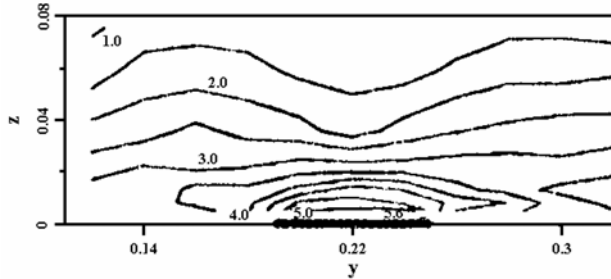
역( $z/H < 0.1$ )을 살펴보면, 하상 거칠기의 직접적인 영향으로 인하여 거친 하상에서의 유속이 가장 작은 것으로 나타났고, 약  $z/H = 0.1$  지점에서는 세 영역에서의 유속이 거의 동일한 것을 볼 수 있다. 특히, 바다 근처 영역에서 수직 방향으로의 유속 경사를 살펴보면 거친 하상에서의 유속 경사가 매끄러운 하상에서 보다 더 큰 것을 볼 수 있다. 바다 근처에서의 유속 경사는 바닥 전단응력과 밀접한 관계가 있다. 따라서 거친 하상에서의 바닥 전단응력이 매끄러운 하상에서 보다 더 크게 발생할 것으로 예상된다. 또한 외부영역( $z/H > 0.2$ )에서는 거친 하상에서의 유속이 가장 크고, 매끄러운 하상에서의 유속이 가장 작게 나타났다. 이와 같이 거친 하상 위에서 평균유속이 매끄러운 하상 보다 더 큰 이유는 그림 4의 이차흐름 벡터도에 나타난 바와 같이 수면근처의 강한 운동량이 이차흐름에 의해 거친 하상영역으로 이동되기 때문인 것으로 판단된다.

#### 4.2 난류구조

그림 7은 레이놀즈응력  $\overline{u'^2}$ 의 분포를 보여준다. 레이놀즈응력  $\overline{u'^2}$ 은 바닥 전단속도를 이용하여 무차원화 되었다. 그림 7을 살펴보면 RSM에 의한 결과와 Muller와 Studerus의 실험결과에서 레이놀즈응력  $\overline{u'^2}$ 의 분포는 거친 하상 바다

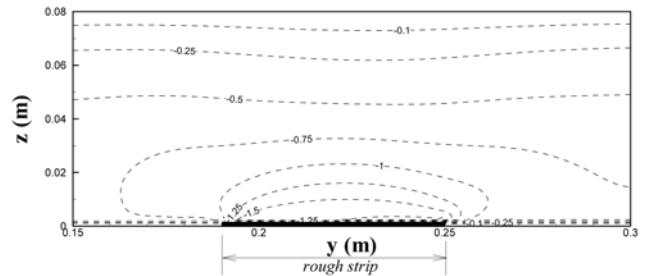


(a) RSM

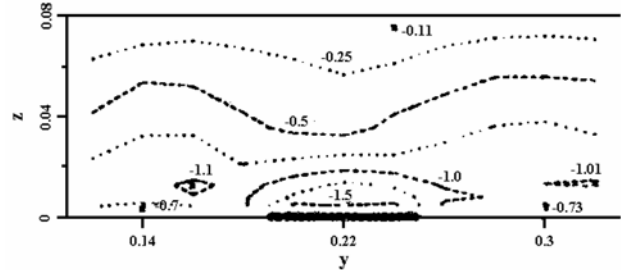


(b) Muller와 Studerus (1979)

그림 7. 난류강도 ( $\overline{u'^2}/u_{*b}^2$ )



(a) RSM



(b) Muller와 Studerus (1979)

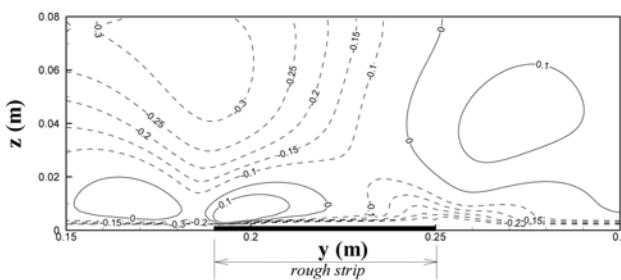
그림 9. 레이놀즈응력 ( $\overline{u'w'}/u_{*b}^2$ )

근처에서 반 타원형 모양의 분포를 보이며, 외부 영역에서는 거친 하상을 향하여 편향되어 있는 것으로 나타났다. 이와 같이 레이놀즈응력이 편향되는 이유는 거친 하상과 매끄러운 하상에서 각각 하향류 및 상향류의 이차흐름이 발생하기 때문이다. 따라서  $z > 0.03$  m에서는 거친 하상에서의 난류강도가 매끄러운 하상에 비하여 작으며,  $z < 0.03$  m인 구간에서는 거친 하상에서의 난류강도가 매끄러운 하상에 비하여 더 크게 발생되어 평균유속의 크기 분포와 반대인 것을 알 수 있다.

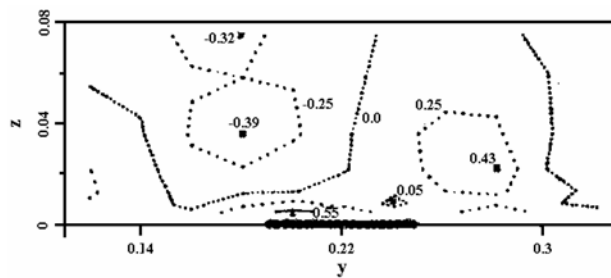
그림 8은 전단속도로 무차원화된 횡방향 레이놀즈응력  $\overline{u'v'}$  분포를 보여준다. 그림 8에서 RSM에 의한 계산 결과를 살펴보면  $z > 0.02$  m에서 거친 하상의 우측에서는 양의 값, 좌측에서는 음의 값이 나타나는 것을 볼 수 있다. 실험 결과에서도 이와 동일한 결과가 나타났다. 또한  $z < 0.02$  m인 영역에서의 수치모의 결과는 외부영역과 반대로 거친 하상

의 좌측에서 양의 값, 우측에서는 음의 값을 갖는 것으로 나타났다. 일반적으로 난류점성개념(eddy viscosity concept)에 의하면 레이놀즈응력  $\overline{u'v'}$ 는 횡방향으로의 유속 경사와 비례한다. 즉, 그림 5와 6의 주흐름방향으로의 평균유속 분포도에 나타난 바와 같이 외부영역에서는 거친 하상에서의 평균유속이 매끄러운 하상에서 보다 더 크며, 바닥 근처 영역에서는 이와 반대로 매끄러운 하상에서 더 큰 값을 갖는다. 따라서 그림 8(a)와 같이 외부영역 및 바닥 근처 영역에서 레이놀즈응력  $\overline{u'v'}$ 의 부호가 서로 다르게 나타나게 된다. 이는 외부영역과 바닥 근처 영역에서 횡방향으로의 운동량 전달 방향이 서로 반대 방향으로 발생하는 것을 의미한다. 그러나 실험 결과에서는 이와 같은 현상이 명확히 보이지 않는다.

그림 9는 수직방향으로의 레이놀즈응력  $\overline{u'w'}$  분포도이다. 그림 9를 살펴보면 레이놀즈응력  $\overline{u'w'}$ 의 분포는 그림 7의  $u'^2$ 의 분포와 유사하게 거친 하상 위에서 반타원형의 분포를 보이고 외부영역에서는 거친 하상을 향하여 편향되어 있는 것으로 나타났다. 따라서  $z > 0.04$  m인 영역에서는 매끄러운 하상에서 레이놀즈응력이 더 크게 발생하고,  $z < 0.04$  m에서는 거친 하상에서의 레이놀즈응력이 더 크게 발생한다. 그러나 RSM에 의한 수치모의 결과에서는 외부영역에서  $\overline{u'w'}$ 의 편향 현상이 뚜렷이 나타나지 않았지만, 수치모의 및 실험결과가 전반적으로 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.



(a) RSM



(b) Muller와 Studerus (1979)

그림 8. 레이놀즈응력 ( $\overline{u'v'}/u_{*b}^2$ )

## 5. 전단응력 분포

그림 10은 바다 전단응력 분포도이다. 그림에서 바다 전단응력은 바다 전단응력의 평균값으로 무차원화 되었다. 또한 가로축은 인접한 두 매끄러운 하상 폭의 중심간의 거리를 나타내는  $\lambda$ 를 이용하여 무차원화 하였다. RSM에 의해 계산된 전단응력 분포의 비교를 위하여 Wang 등(2003), Studerus(1982), Nakagawa 등(1981)의 실험 결과를 이용하였다. 그러나 그림과 같이 RSM과 각각의 실내 실험에서 사

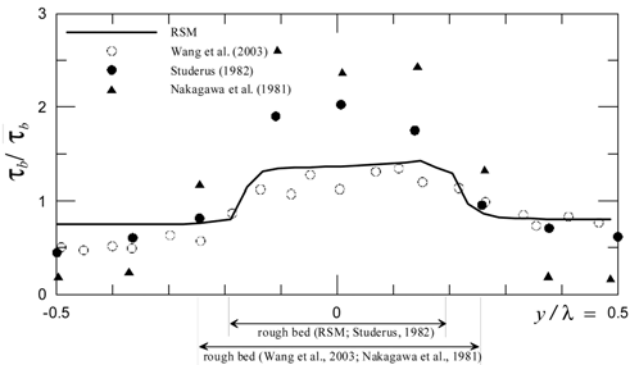


그림 10. 바닥 전단응력

용된 실험조건, 즉, 조도높이 및 매끄러운 하상과 거친 하상의 폭 등이 서로 다르기 때문에 직접적인 비교는 어렵다. RSM과 Studerus(1982)의 실험에서 사용된 거친 하상의 무차원 폭은 약  $y/\lambda = 0.38$ 이고, Wang 등(2003)과 Nakagawa 등(1981)의 실험에서는  $y/\lambda = 0.5$ 이다. 그림 10을 살펴보면 RSM에 의한 수치모의 및 실내 실험에 의한 바닥 전단응력 분포를 살펴보면 매끄러운 하상에서는 거의 일정하다가 거친 하상에서 갑자기 증가하고, 다시 매끄러운 하상근처에서 급격히 감소하는 양상을 보인다. 거친 하상에서의 바닥 전단응력이 더 큰 것은 외부영역에서의 강한 운동량이 하향류로 인해 거친 하상 위로 전달되기 때문이다. 또한 Nezu와 Nakagawa(1993)는 거친 하상에서의 전단응력은 평균 전단응력의 약 2배 정도라고 보고한 바 있다. 그림 10에서 Studerus(1982)와 Nakagawa 등(1981)의 실험결과에 의하면 거친 하상에서의 전단응력이 평균값의 약 2배인 것으로서 Nezu와 Nakagawa(1993)와 일치하는 것을 볼 수 있다. 그러나 RSM과 Wang 등(2003)의 실험결과에 의하면 거친 하상에서의 전단응력은 평균 전단응력의 약 1.3-1.5배인 것으로 나타났으며, McLelland 등(1999) 역시 거친 하상에서의 전단응력은 평균 전단응력의 약 1.2배인 것으로 나타났다. 따라서 최근의 실내실험 및 RSM을 이용한 수치모의 결과에 의하면, 거친 하상에서의 전단응력이 평균 전단응력의 약 2배라는 Nezu와 Nakagawa(1993)의 주장은 과대 산정된 것임을 알 수 있다. 또한 RSM 결과에 의하면 매끄러운 하상에서의 바닥 전단응력은 평균 전단응력의 약 0.75배인 것으로 나타났으며, 이는 Wang과 Cheng(2003)의 실험결과와 유사하다. 또한 RSM에 의해 계산된 바닥 전단응력 분포와 Meyer-Peter와 Muller(1948)의 소류사량 공식을 이용하여 소류사량을 계산한 결과 거친 하상에서의 소류사량이 매끄러운 하상 보다 약 2배 큰 것으로 나타났다.

일반적으로 흐름이 등류이고 측벽의 영향이 없는 2차원 개수로 흐름의 경우 바닥 전단응력은  $gHS_0$ 이다. 그러나 3차원 흐름일 경우 이차흐름 및 횡방향으로의 레이놀즈응력 등의 영향으로 인해 바닥 전단응력의 값은  $gHS_0$  보다 감소하게 된다(Sofialidis와 Prinos, 1998). 따라서 본 연구에서는 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에서 전단응력 값의 감소 혹은 증가 원인을 살펴 보기 위해 다음과 같은 수심평균된 주흐름방향으로의 운동량 방정식을 검토하였다(Sofialidis와 Prinos, 1998).

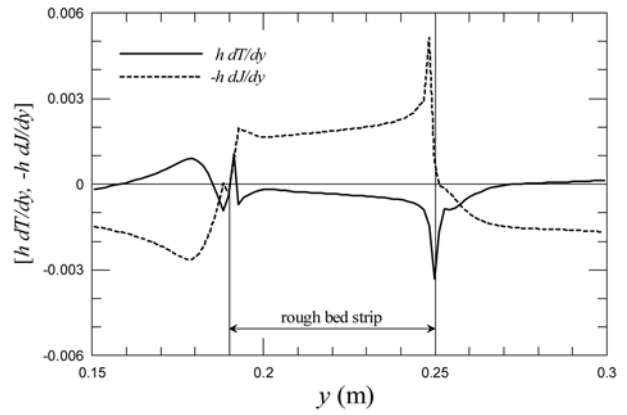


그림 11. 이차흐름 및 레이놀즈응력 성분의 횡방향 기울기 분포

$$\frac{\tau_b}{\rho} = gHS_0 + H \frac{d}{dy} (T - J) \quad (7)$$

$$T = \frac{1}{H} \int_0^H -\overline{u'v'} dz; \quad J = \frac{1}{H} \int_0^H \overline{u} \overline{v} dz \quad (8a,b)$$

여기서  $T$ 는 겉보기 전단응력(apparent shear stress)으로서 횡방향으로 운동량 전달의 크기를 나타내며,  $T$ 와  $J$ 는 각각 횡방향 레이놀즈응력과 이차흐름 유속으로 인한 전단응력이다.

그림 11은 횡방향 레이놀즈응력 성분  $T$ 와 이차흐름 유속 성분  $J$ 의 횡방향 기울기를 나타내며, 식(7)에 의해  $T$ 와  $J$ 의 기울기(즉,  $H \cdot dT/dy$ ,  $-H \cdot dJ/dy$ )가 양과 음인 경우는 각각 전단응력이  $gHS_0$ 에서 증가 혹은 감소되는 것을 의미한다. 그림 11을 살펴보면  $T$ 와  $J$ 의 기울기가 매끄러운 하상 및 거친 하상의 경계면 근처에서 급격한 감소 및 증가를 보인다. 먼저 매끄러운 하상을 살펴보면 레이놀즈응력 항  $T$ 의 기울기는 좌측의 매끄러운 하상에서는 양의 값이고, 우측의 매끄러운 하상에서는 경계면을 제외한 대부분의 영역에서 거의 영의 값을 갖는 것을 볼 수 있다. 또한 이차흐름 유속항인  $J$ 의 기울기를 살펴보면 매끄러운 하상에서 모두 음의 값을 갖는 것으로 나타났다. 따라서 매끄러운 하상에서 바닥 전단응력 감소의 주된 원인은 이차흐름 유속에 의한 것임을 알 수 있다. 또한 거친 하상을 살펴보면 이차흐름 유속 성분  $J$ 와 레이놀즈응력 성분  $T$ 의 기울기는 각각 양과 음의 값을 갖으며,  $T$ 보다  $J$ 의 기울기가 더 큰 값을 갖는 것으로 나타났다. 즉, 거친하상에서 이차흐름 유속 성분은 바닥 전단응력을 증가시키는 반면에 레이놀즈응력 항은 감소시키는 역할을 하는 것을 알 수 있다.

## 6. 이차흐름의 성인 분석

이차흐름의 생성 인자를 분석하기 위해 다음과 같은 와도(vorticity) 방정식을 검토하였다.

$$\overline{v} \frac{\partial \Omega}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{w^2} - \overline{v^2}) + \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \overline{v'w'} + \overline{v} \nabla^2 \Omega \quad (9)$$

여기서  $\Omega$ 는 와도, 좌변은 이송항(convection), 우변의 첫 번째는 난류의 비등방성에 의한 생성항(production by anisotropy), 두 번째는 레이놀즈응력에 의한 생성항(production by Reynolds shear stress), 세 번째항은 점성항(viscosity diffusion)이다.

과거의 연구 결과(Gessner와 Jones, 1965; Gessner, 1973; Nezu와 Nakagawa, 1984; Demuran과 Rodi, 1984; Huser and Biringen, 1993; Ohmoto와 Hayashi, 2003)에 의하면 식(9)와 같은 와도 방정식에서 각 항의 크기를 비교한 결과 난류의 비등방성에 의한 생성항 및 레이놀즈응력에 의한 생성항이 이송항 및 점성항 보다 매우 큰 값을 갖는 것으로 알려져 있다. 즉, 이차흐름 생성에 대한 주요 원인이 난류의 비등방성 및 레이놀즈응력에 의한 것으로 밝혀졌다. 그러나 식(9)의 두 생성항 중 어느 항이 이차흐름 생성에 중요한 역할을 하는지에 대해서는 서로 다른 주장이 존재한다. 즉, Nezu와 Nakagawa(1984)는 횡방향으로 하상형상을 갖는 개수로 흐름에 대한 실내 실험을 수행하고, 이때 발생하는 이차흐름의 생성 인자를 분석한 결과 난류의 비등방성이 이차흐름을 발생시키는 중요한 요인이라고 언급하였다. 그러나 Ohmoto와 Hayashi(2003)는 DNS를 이용하여 Nezu와 Nakagawa(1984)의 실내 실험과 유사한 횡방향으로 하상형상을 갖는 개수로 흐름을 수치모의 한 결과 난류의 비등방성은 오히려 이차흐름의 강도를 감소시키는 역할을 하고, 레이놀즈응력에 의한 생성항이 이차흐름을 발생시키는 가장 중요한 요인이며, 이 두 생성항에 의해 안정적인 이차흐름이 발생된다고 주장하였다.

그림 12는 와도 방정식 식(9)에서 와도와 난류의 비등방성 및 레이놀즈응력에 의한 생성항에 대한 분포도를 보여준다. 그림에서 붉은색과 실선은 양의 값이며, 파란색과 점선은 음의 값을 나타낸다. 와도의 분포도를 나타낸 그림 12(a)를 살펴보면 거친 하상을 기준으로 좌측에서는 와도의 부호가 양이고, 우측에서는 음의 와도가 발생하는 것을 볼 수 있다.

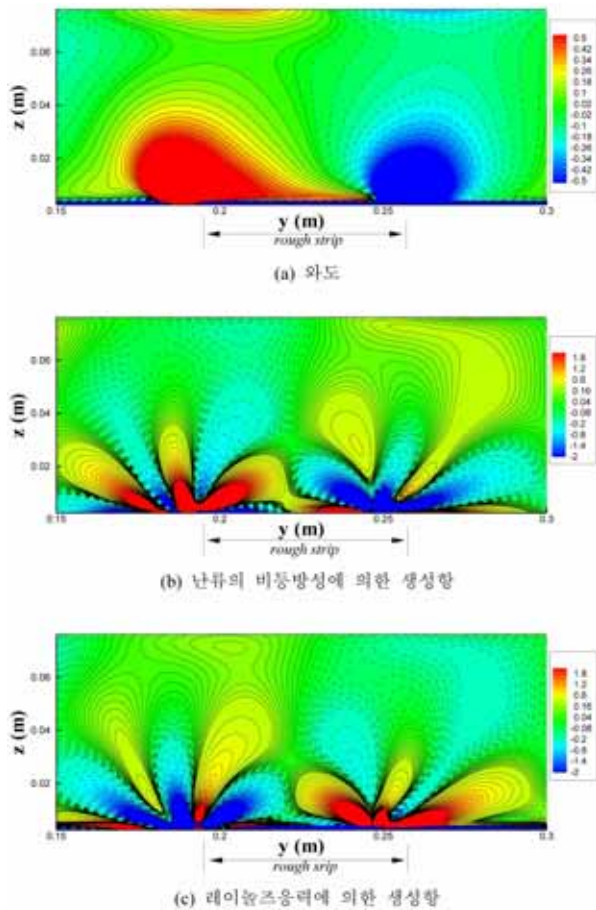


그림 12. 와도 방정식 각 항의 분포도

이는 그림 4의 이차흐름 벡터도에서 예상했던 바와 같이 거친 하상을 기준으로 좌, 우측에서 각각 시계방향 및 반시계 방향으로의 이차흐름이 발생하기 때문이다. 또한 그림 12(a)에서 와도의 크기는 바닥 근처의 거친 하상과 매끄러운 하상의 경계에서 최대값을 갖는 것을 볼 수 있다. 그림 12(b)에 보여진 난류의 비등방성에 의한 생성항의 분포를 살펴보면 외부 영역에서는 와도의 부호와 정반대로 거친 하상의 우측에서 양의 값, 좌측에서는 음의 값을 나타낸다. 그러나 바닥 근처 영역에서는 와도의 부호와 동일한 값을 갖는 것을 볼 수 있다. 또한 레이놀즈응력에 의한 생성항의 분포도인 그림 12(c)를 보면 난류의 비등방성에 의한 생성항과 정반대의 부호를 갖으며, 크기는 서로 유사한 것으로 나타났다.

식(9)의 우변에 제시된 각 항이 와도에 미치는 영향을 분석하여 그림 13에 제시하였다. 그림 13은  $y = 0.2 \text{ m}$ 와  $y = 0.25 \text{ m}$ 에서의 수직선을 따라 와도 방정식 식(9)에 의 각 항의 크기를 나타낸 것이다. 그림 13을 살펴보면  $y = 0.2 \text{ m}$ 와  $y = 0.25 \text{ m}$ 에서 각각 양과 음의 와도가 발생하는 것을 볼 수 있다. 먼저 그림 13(a)를 살펴보면 점성항은 전 수심에 걸쳐 거의 영의 값을 나타내며, 이송항은 바닥 근처를 제외하고는 영에 가까운 매우 작은 값을 갖는 것을 볼 수 있다. 또한  $z < 0.01 \text{ m}$ 의 바닥 근처 영역에서는 난류의 비등방성에 의한 생성항과 이송항이 와도의 부호와 동일하며,  $z > 0.01 \text{ m}$ 의 외부 영역에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 와도와 동일한 부호를 갖는 것을 볼 수 있다. 또한 음의 와도에 대한 수치분석 결과인 그림 13(b)에서도 그림 13(a)와 동일한 결

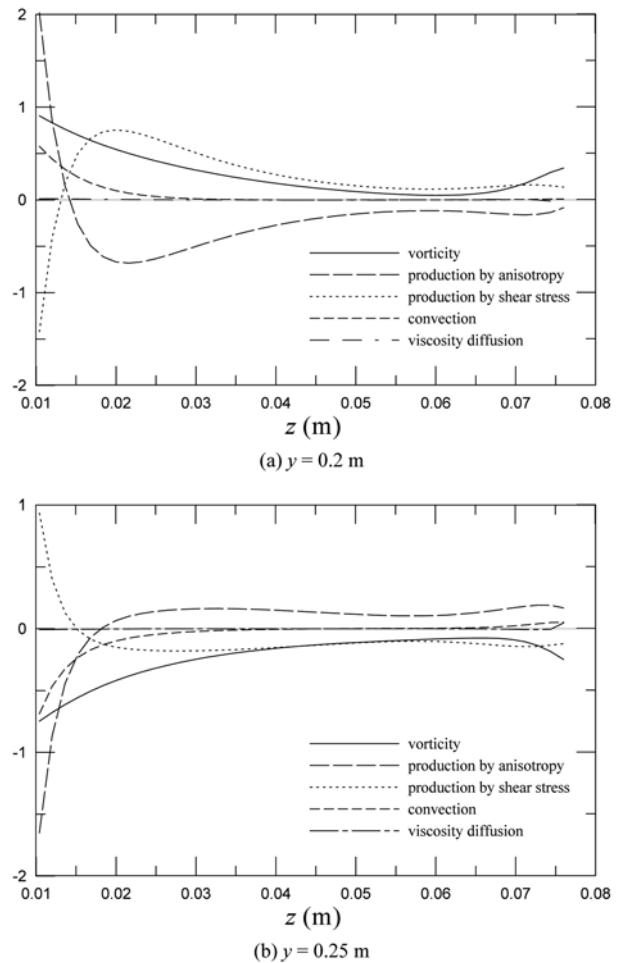


그림 13. 격자형 이차흐름의 성인(成因)

과가 나타났다. 즉,  $z < 0.015$  m의 바닥 영역에서는 난류의 비등방성에 의한 생성항과 이송항이,  $z > 0.015$  m의 외부 영역에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 와도와 동일한 부호를 갖는다. 이와 같은 결과는 바다 근처 영역에서 이차흐름의 생성에 있어 이송항이 중요한 역할을 한다는 점과, 또한 자유수면 근처에서 난류의 비등방성과 와도의 부호가 서로 다르다는 점에서 일반적인 직사각형 개수로 흐름에서의 이차흐름 생성 인자와 구별된다. 즉, Kang과 Choi(2005)는 매끄러운 하상을 갖는 일반적인 직사각형 개수로 흐름에서 이차흐름의 생성 인자를 분석한 결과 벽 및 자유수면 경계 근처에서는 난류의 비등방성에 의한 생성항이, 경계면과 떨어진 영역에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 이차흐름의 생성에 중요한 역할을 하는 것으로 나타났다. 또한 자유수면 근처에서 이송항 역시 이차흐름 생성에 중요한 요인인 것으로 밝혀졌다. 그러나 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에서 발생하는 격자형 이차흐름의 생성은 바다 근처에서 난류의 비등방성에 의한 생성항 및 이송항이 이차흐름의 강도를 증가시키고, 레이놀즈응력에 의한 생성항은 이차흐름의 강도를 감소시키는 역할을 한다. 또한 외부영역에서는 바다 영역과 달리 이송항이 이차흐름 생성에 기여를 하지 못하며, 난류의 비등방성에 의한 생성항이 이차흐름의 강도를 감소시키고 레이놀즈응력의 생성항은 이차흐름의 강도를 증가시키는 것으로 나타났다.

## 7. 결 론

본 연구에서는 레이놀즈응력모형을 이용하여 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 이루는 개수로 흐름을 수치모의 하였다. 흐름을 등류상태로 가정하여 삼차원의 수직모형을 구성하고 평균 유속 분포 및 난류량을 계산하고 기존의 실험결과와 비교하였다. 또한 와도 방정식을 이용하여 이차흐름의 성인에 대하여 살펴보았다.

개발된 모형을 이용하여 평균유속 및 난류량을 계산하고 기존의 실험결과와 비교한 결과 레이놀즈응력모형이 매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에서의 평균유속 및 난류구조를 비교적 유사하게 예측하는 것으로 나타났다. 특히 이차흐름 벡터도를 계산한 결과 거친 하상에서는 하향류, 매끄러운 하상에서는 상향류가 나타나는 격자형 이차흐름이 발생하였다. 이와 같은 격자형 이차흐름에 의해 매끄러운 하상과 거친 하상, 그리고 외부영역과 바다 근처 영역에서의 평균유속 및 난류량 분포에 큰 영향을 미치는 것으로 나타났다. 즉, 거친 하상에서 발생하는 격자형 이차흐름의 하향류로 인하여 외부영역에서의 등유속선이 거친 하상 구간을 향하여 편향되고, velocity dip 현상이 발생되며, 거친 하상의 바다 근처에서의 유속은 매끄러운 하상보다 더 크게 되고, 레이놀즈응력은 반대로 거친 하상에서 더 작게 나타났다. 반면에 바다 근처 영역에서의 평균유속과 난류량의 크기는 외부 영역과 반대인 것으로 나타났다.

바다 전단응력 분포를 계산한 결과 거친 하상에서의 바다 전단응력이 평균 전단응력의 약 1.3-1.5배로서 매끄러운 하상보다 더 크게 발생하였다. 이는 최근의 실험 연구와 동일한 결과이다. 또한 주흐름방향으로의 운동량 방정식을 수십

적분하여 바다 전단응력의 증가 혹은 감소의 원인을 살펴보았다. 그 결과 거친 하상에서는 이차흐름 유속성분이 바다 전단응력을 증가시키며, 레이놀즈응력성분은 감소시키는 역할을 하는 것으로 나타났다.

매끄러운 하상-거친 하상의 횡방향 연속구조를 갖는 개수로 흐름에서의 격자형 이차흐름의 생성 인자를 살펴본 결과 일반 개수로 흐름과 다른 원인에 의해 이차흐름이 생성되는 것으로 나타났다. 즉, 난류의 비등방성에 의한 생성항 및 이송항이 바다 근처에서 발생하는 이차흐름의 강도를 증가시키고, 레이놀즈응력에 의한 생성항은 이차흐름의 강도를 감소시키는 것을 확인하였다. 또한 외부영역에서는 바다 영역과 달리 난류의 비등방성에 의한 생성항이 이차흐름의 강도를 감소시키고 레이놀즈응력의 생성항은 이차흐름의 강도를 증가시키는 것으로 나타났다.

## 감사의 글

본 연구는 21세기 프론티어연구개발사업인 수자원의 지속적 확보기술개발사업단의 연구비지원(과제번호: 2-3-2)에 의해 수행되었습니다.

## 참고문헌

- 강형식, 최성욱(2002) 개수로 흐름에서 레이놀즈응력모형의 비교. 대한토목학회논문집, 대한토목학회, 제22권 제1-B호, pp. 21-32.
- Demuran, A.O. and Rodi, W. (1984) Calculation of turbulence driven secondary motion on non circular ducts. *Journal of Fluid Mechanics*, 140, pp. 189-222.
- Gessner, F.B. (1973) The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 58, pp. 1-25.
- Gessner, B.F. and Jones, J.B. (1965) On some aspects of fully developed turbulent flow in rectangular channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 23, 689.
- Gibson, M.M. and Launder, B.E. (1978) Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 86, pp. 491-511.
- Hanjalic, K. and Launder, B.E. (1972) A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 52, pp. 609-638.
- Hossain, M.S. and Rodi, W. (1980) Mathematical modeling of vertical mixing in stratified channel flow. *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Symposium on Stratified Flows*.
- Huser, A. and Birnigen, S. (1993) Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 257, pp. 65-95.
- Kang, H. And Choi, S.-U. (2005) Reynolds stress modeling of rectangular open-channel flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 51, No. 11, pp. 1319-1334.
- Lin, C.A. (1990) Three dimensional computations of injection into swirling cross flow using second moment closure. Ph.D. Thesis, UMIST, Manchester, England.
- McLean, S.R. (1981) The role of non uniform roughness in the formation of sand ribbons. *Marine Geology*, 42, pp. 49-74.
- McLelland, S.J., Ashworth, P.J., Best, J.L., and Livesey, J.R. (1999) Turbulence and secondary flow over sediment strips in weakly bimodal bed material. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 125, No. 5, pp. 463-473.
- Mellor, G.L. and Herring, H.J. (1973) A survey of mean turbulent field closure. *AIAA Journal*, 11, pp. 590-599.



- Meyer-Peter, E. and Muller, R. (1948) Formulas for bedload transport. *Proceedings of the 2nd Congress of the International Association for Hydraulic Research*, Stockholm, pp. 39-64.
- Muller, A. and Studerus, X. (1979) Secondary flow in an open-channel. *Proc. of 18<sup>th</sup> IAHR congress*, Cagliari, 3, pp. 19-24.
- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993) *Turbulence in open-channel flows*. Monograph, Balkema, Rotterdam, The Netherland.
- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993) Cellular secondary currents in straight conduit. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, No. 2, pp. 173-193.
- Naot, D. (1984) Response of channel flow to roughness heterogeneity. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, No. 11, pp. 1568-1587.
- Naot, D. and Emrani, S. (1983) Numerical simulation of the hydrodynamic behavior of fuel rod with longitudinal cooling fins. *Nuclear Engrs. and Des.*, 73, pp. 319-329.
- Naot, D. and Rodi, W. (1982) Calculation of secondary currents in channel flows. *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 108(HY8), pp. 948-968.
- Nakagawa, H., Nezu, I., and Tominaga, A. (1981) Turbulent structure with and without cellular secondary currents over various bed configurations. *Annals, Disaster Prevention Research Institute*, Kyoto University, 24B, pp. 315-338 (in Japanese).
- Ohmoto, T. and Hayashi, S. (2003) Study of generation mechanism of secondary currents in open-channel flow by direct numerical simulation. *Journal of Hydrosience and Hydraulic Engineering*, Vol. 21, No. 1, pp. 11-21.
- Sofialidis, D. and Prinos, P. (1998) Compound open-channel flow modeling with nonlinear low-Reynolds k-e models. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 124, No. 3, pp. 253-262.
- Speziale, C.G., Sarkar, S., and Gatski, T. (1991) Modeling the pressure strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227, pp. 245-272.
- Studerus, X. (1982) Sekundarströmungen im offenen gerinnen rauhen Langssteinfen. Ph.D. Thesis, Institut für Hydromechanik und Wasserwirtschaft, ETH, Zurich, Switzerland.
- Vanoni, V.A. (1946) Transportation of suspended sediment by water. *Trans. of ASCE*, 111, pp. 67-133.
- Wang, Z.-Q., Cheng, N.S., Chiew, Y.M., and Chen, X.W. (2003) Secondary flows in open-channel with smooth and rough bed strips. *Proceedings of 30<sup>th</sup> IAHR Congress*, Thessaloniki, Greece, Theme C, pp. 111-118.
- Wang, Z.-Q. And Cheng, N.-S. (2005) Secondary flows over artificial bed strips. *Advances in Water Resources*, 28, pp. 441-450.

(접수일:2005.6.9/심사일: 2006.9.8/심사완료일: 2006.9.20)