

### 3 차원 입방형 표면조도가 난류경계층에 미치는 영향<sup>§</sup>

이 재 화\* · 성 형 진\*†

\* 한국과학기술원 기계공학과

## Turbulent Statistics of the Turbulent Boundary Layer over a Cube-Roughened Wall

Jae Hwa Lee\* and Hyung Jin Sung\*†

\* School of Mechanical Aerospace & Systems Engineering, KAIST

(Received May 7, 2010 ; Revised August 5, 2010 ; Accepted August 11, 2010)

**Key Words:** Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Turbulent Boundary Layer(난류경계층), Surface Roughness (표면조도)

**초록:** 3 차원 표면조도의 영향을 조사하기 위하여 규칙적으로 배열된 3 차원의 입방형 표면조도를 갖는 난류경계층을 직접수치모사하였다. 표면조도는 주 유동방향과 횡 방향으로 각각  $8k$  과  $2k$  의 주기를 갖도록 배열되었으며 표면조도의 크기 ( $k$ )는 입구 운동량 두께( $\theta_m$ )의 1.5 배이다. 주 유동 방향을 따라 공간 발달하는 3 차원 표면조도 위의 난류특성을 2 차원의 막대형표면조도에서의 결과와 비교하였다. 2 차원 표면조도와 마찬가지로 3 차원 표면조도의 경우에도 조도저층 뿐만 아니라 바깥영역에서 표면조도의 영향이 존재하였으며 이러한 결과는 주 유동 방향의 표면조도의 주기와 사각형의 면에 의한 막음현상이 2 차원의 표면조도와 마찬가지로 크게 나타나기 때문인 것으로 판단된다.

**Abstract:** Direct numerical simulation (DNS) of a spatially developing turbulent boundary layer (TBL) with regularly arrayed cubical roughness elements was performed to investigate the effects of three-dimensional (3D) surface elements. The staggered cubes downstream were periodically arranged in the streamwise and spanwise directions with pitches of  $p_x/k=8$  and  $p_z/k=2$ , where  $p_x$  and  $p_z$  are the streamwise and spanwise spacings of the cubes; the roughness height ( $k$ ) was  $k=1.5\theta_m$ , where  $\theta_m$  is the momentum thickness at the inlet. Spatially developing characteristics over the 3D cubical roughness were compared with the data obtained from the DNS over the two-dimensional (2D) rod roughened wall and smooth wall. Introduction of the cubical roughness on the TBL affected the turbulent Reynolds stresses not only in the roughness sublayer but also in the outer layer; and these effects are consistent with those observed over the 2D rough wall.

### 1. 서 론

표면조도가 있는 난류경계층 유동은 다양한 공학적, 물리적 문제에 있어 매우 중요한 문제 중의 하나이다. 이는 표면조도가 열 및 운동량의 전달과 같은 유동 특성 및 성능 개선에 영향을 미치는 매우 중요한 디자인 변수 중의 하나이기 때문이다. 때문에 이러한 표면조도가 난류경계층에 미치는

영향에 대한 연구가 실험과 수치해석을 이용하여 지속적으로 이루어지고 있다.

표면조도가 난류유동에 어떠한 영향을 끼치며 이러한 영향이 표면조도로부터 얼마나 떨어진 영역까지 존재하는지에 대한 실험적 연구가 오래 전부터 이루어져 왔으며 이를 통해 Perry 등,<sup>(1)</sup> Raupach 등<sup>(2)</sup>은 표면조도가 충분히 작고 Reynolds 수가 충분히 큰 경우 표면조도가 난류구조에 미치는 영향은 조도저층 (roughness sublayer)에 국한되며 표면조도로부터 멀리 떨어진 바깥영역의 경우 매끄러운 표면을 가진 난류경계층과 난류구조의 차이가 크지 않다고 주장하여 왔다. 이를 ‘Townsend’s wall similarity’ 가설<sup>(3)</sup>이라고 하는데 Schultz & Flack <sup>(4)</sup>은 매우 매끈한 면에서부터 충분히 큰 3 차원의 표면조도를

§ 이 논문은 2010 년도 대한기계학회 유체공학부문 춘계학술대회(2010. 4. 22.-24., 목포대) 발표논문임.

† Corresponding Author, hjsung@kaist.ac.kr

© 2010 The Korean Society of Mechanical Engineers

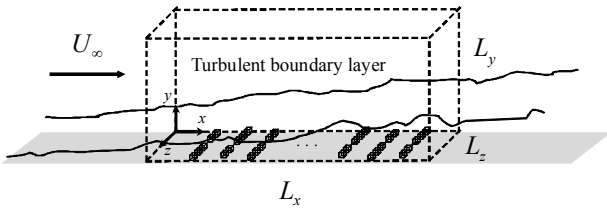


Fig. 1 Schematic of the computational domain and cubical roughness

갖는 난류경계층에 대해서 실험을 실시하여 이러한 가설이 성립한다는 것을 보여 주었으며 또한 Schultz 등<sup>(5)</sup>은 그물과 사포로 이루어진 표면조도를 사용하여 가설이 성립하는 표면조도의 높이에 대해 연구하여 ‘Townsend’s wall similarity’ 가설은 높이에 영향을 받지 않고 성립하며 이러한 조도저층의 높이는  $5k_s$  또는  $3k_s$  내로 제한된다는 주장하였다. (여기서  $k_s$ 는 effective sandgrain roughness를 나타낸다.)

반면에 2 차원 막대형상의 표면조도의 경우 비슷한 크기의 3 차원 불규칙한 표면조도에 비해 난류경계층의 영향이 바깥 영역으로 더 크게 전파되는 것으로 보고 되고 있다.<sup>(6-8)</sup> Krogstad & Antonia<sup>(6)</sup>은 2 차원 원형막대형상의 표면조도가 난류 응력(turbulent Reynolds stresses)의 크기를 증대시키며 이러한 영향이 조도저층에 국한되지 않고 바깥 영역에도 존재함을 보고하였다. 이와 일관되는 결과들이 여러 실험 및 수치모사에 의해 보고되었는데<sup>(7,8)</sup> Lee & Sung<sup>(7)</sup>은 2 차원 막대형 표면조도가 있는 난류경계층을 직접수치모사(direct numerical simulation, DNS) 함으로써 난류응력 및 고차항의 난류통계량이 바깥영역에서 영향을 받음을 보였으며 특히 Volino 등<sup>(8)</sup>은 동일한 형태의 2 차원 표면조도를 갖는 난류경계층 실험을 통해 이러한 영향은 2 차원과 3 차원의 차이에서 비롯된다고 추측하였다.

따라서 본 연구에서는 3 차원 입방형 표면조도를 갖는 난류경계층을 직접수치모사하여 기존에 2 차원에서 이루어진 DNS 결과와 비교, 분석 함으로서 난류통계량에서의 2 차원과 3 차원 표면조도의 영향을 살펴보고자 한다. 특히 여기에서는 표면조도 위에서 공간 발달하는 경계층의 특징과 대표적인 난류통계량인 평균속도와 난류응력분포를 통하여 2 차원과 3 차원의 차이가 ‘wall-similarity hypothesis’에 어떠한 영향을 미치는지 살펴보고자 한다.

## 2. 수치적 방법

### 2.1 수치적 방법

본 연구에서 사용된 무차원화 된 3 차원의 비정

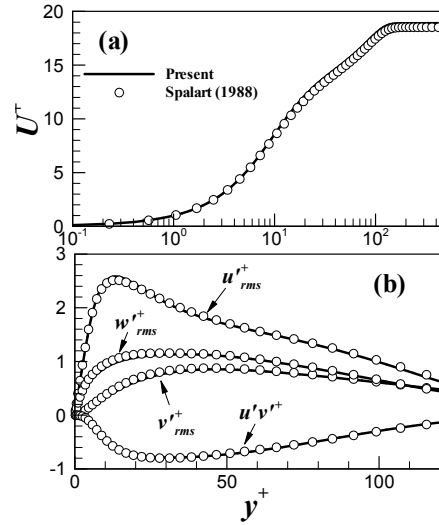


Fig. 2 Inflow profiles at  $Re_{\theta_{in}}=300$

상 비압축성 Navier-Stokes 방정식과 연속 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

여기서  $x_i$ 는 직교 좌표를 나타내고,  $u_i$ 는 각각의 속도 성분들을 나타낸다. 모든 변수들은 자유흐름 속도 ( $U_\infty$ )와 입구에서의 운동량 두께 ( $\theta_{in}$ )로 무차원화 되었으며 Re는 Reynolds 수를 나타낸다. 지배방정식은 Kim 등<sup>(9)</sup>에 의해 제시된 부분 단계법(fractional step method)을 사용하여 속도와 압력 항으로 분리하였다. 지배방정식의 모든 항은 시간과 공간에 대해 각각 2 차의 중심차분법과 Crank-Nicolson 방법을 이용하여 완전 내재적 방법으로 차분하였다. 이를 통해 얻어진 행렬 식은 계수행렬의 근사적인 LU decomposition을 통해서 속도와 압력을 분리하였으며 대류항의 내재적 처리로 인해 결합된 속도 성분들 또한 근사적 LU decomposition을 통해 각각 분리하였다. 본 연구에서는 표면조도를 모사하기 위하여 Kim 등<sup>(10)</sup>이 제시한 가상경계기법을 이용하였다. 가상경계에서 경계조건을 만족시키기 위하여 운동량 방정식에 모멘텀 가진  $f_i$ 항이 추가되었으며 힘이 가해 지는 점이 가상의 경계와 일치하지 않는 경우 일차와 이차의 보간법을 사용하여 가상 경계에서의 점착 조건을 만족시켰다.

### 2.2 경계조건 및 형상조건

Fig. 1은 본 연구에서 사용된 계산 영역과 표면

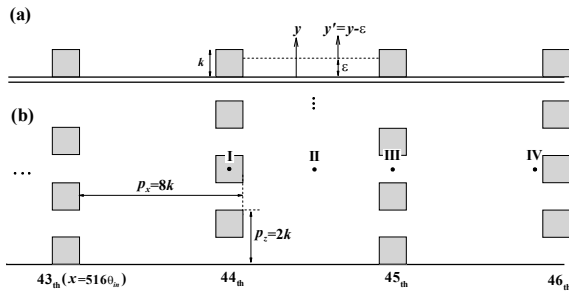


Fig. 3 Schematic views of the cubical roughness from the (a) side and (b) top planes

조도의 대략적인 형상을 보여 주고 있다. 계산 영역의 크기는 주 유동 방향, 벽 수직 방향 그리고 횡 방향으로 각각  $(L_x \times L_y \times L_z) = (768\theta_{in} \times 60\theta_{in} \times 96\theta_{in})$ 이며, 격자 수는  $(2049 \times 150 \times 513)$ 이다. 주 유동 방향과 횡 방향으로 균일 격자 계(uniform grid)를 사용하였고 벽면의 수직 방향으로는 쌍곡선탄젠트함수(hyperbolic tangent function)를 이용한 비 균일 격자계(non-uniform grid)를 사용하였다. 벽 단위로 무차원화된 각 방향의 격자 크기는  $\Delta x^+ = 6.0$ ,  $\Delta y_{min}^+ = 0.2$ ,  $\Delta z^+ = 3.0$  이다. 특히, 표면조도에 의해 발생하는 벽 수직방향의 난류 섭동을 모사하기 위해 표면조도 당 48 개의 격자 수를 사용하였다. 입구에서 표면조도가 있는 난류경계층의 입구조건을 만들기는 현실적으로 어렵기 때문에 Lund 등<sup>(11)</sup>이 제안한 방법을 사용하여 표면조도가 없는  $Re_{\theta_{in}} = 300$ 의 난류 유동장을 별도의 계산을 통하여 입구 유동 조건으로 부가하였으며 그 결과 유동은 입구에서부터  $80\theta_{in}$  ( $x/\theta_{in} = 0$ ) 떨어진 곳에서 처음으로 표면조도를 만나 급격한 유동장의 변화를 겪게 된다. Fig. 2 를 통해 입구 경계조건이 기존의 DNS 결과<sup>(12)</sup>와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 출구에서는 대류 경계 조건  $(\partial u/\partial t) + c(\partial u/\partial t) = 0$  을 사용하였고 (여기서  $c$  는 출구에서의 평균속도이다.) 벽면에서는 점착 조건을, 그리고 횡 방향으로는 주기적 경계 조건을 사용하였다. 윗면에서는  $u = U_\infty$ ,  $\partial v/\partial x = 0$ ,  $\partial w/\partial y = 0$  의 조건을 사용하였다.

Fig. 3 은 입구에서 43~46 번째 위치한 표면조도의 형상을 보여주고 있다. 3 차원의 사각형 표면조도의 크기 ( $k$ )는 입구 운동량 두께의 1.5 배이며 주 유동 방향을 따라 벽 단위로  $k^+ = 25 \sim 32$ , 경계층 두께로  $k/\delta = 0.052 \sim 0.174$  의 크기를 가진다. 표면조도는 주 유동 방향으로  $8k$ , 횡 방향으로는  $2k$  의 간격으로 규칙적으로 배열 되었으며 본 연구에 사용된 벽면으로부터의 수직 방향 높이는 가상 원점 ( $\epsilon$ )을 사용하여 나타내었다.

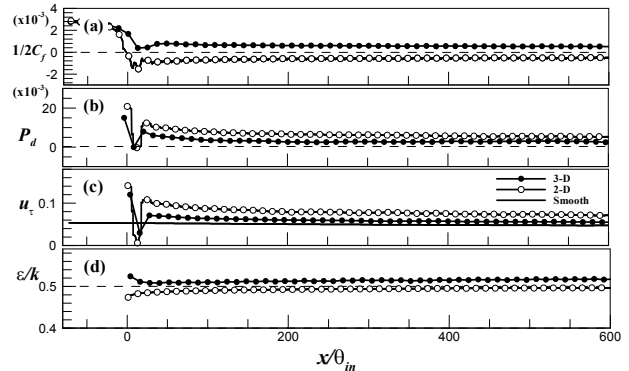


Fig. 4 Variations of spatially-averaged (a) skin frictional drag, (b) form drag, (c) frictional velocity and (d) virtual origin along the downstream

### 3. 연구결과

#### 3.1 Scaling parameter

난류경계층은 주 유동 방향으로 계속해서 발달함으로써 그 특성이 주 유동 방향으로 변하게 되므로 적절한 무차원 변수의 선택은 표면조도 위에서 난류통계량의 상사성을 얻기 위해서 또는 다른 조건에서의 유동 특성과 비교하기 위해서 상당히 중요하다. Fig. 4 는 3 차원의 표면조도가 있는 난류경계층 위에서의 주 유동 방향을 따라 표면마찰저항 ( $C_f$ ), 압력저항 ( $P_d$ ), 벽면마찰속도 ( $u_\tau$ ) 그리고 가상 원점 (virtual origin)의 변화를 보여 주고 있다. 여기서 각각의 심볼은 주 유동방향과 횡 방향으로 한 주기의 평균을 나타내고 있으며 주 유동 방향의 원점,  $x/\theta_{in} = 0$  는 유동이 표면조도를 처음 만나는 위치를 나타낸다. Lee & Sung<sup>(7)</sup>은 2 차원의 표면조도 위에서 주 유동방향의 한 주기를 사용하여 평균된 값을 구하였다. 2 차원의 막대형표면조도와 비교하여 3 차원의 입방체로 이루어진 표면조도 위의 난류경계층의 경우 표면마찰저항이 양의 값을 가지는 것을 확인할 수 있다. 2 차원의 경우, 공동 내에서 발생하는 재순환에 의해 표면마찰저항이 음의 값으로 바뀌게 되지만,<sup>(7)</sup> 3 차원의 경우 Fig. 6 에서 보는 바와 같이 이러한 재순환 영역이 발생하지 않기 때문에 음의 값을 가지지 않는다. 하지만 2 차원의 표면조도에 비해 압력저항이 적기 때문에 결과적으로 적은 벽면마찰속도를 가지게 된다. 하지만 3 차원에서도 여전히 큰 압력저항이 존재하는 것을 확인할 수 있다. Fig. 4(d)는 가상 원점의 변화를 주 유동방향에 따라 나타낸 것이며 Jackson<sup>(13)</sup>의 정의에 따라 표면조도에 작용하는 모멘텀 힘의 중심을 이용하여 계산하였다. 그 결과 2 차원의 표면조도에 비하여 가상원점이 더 높게

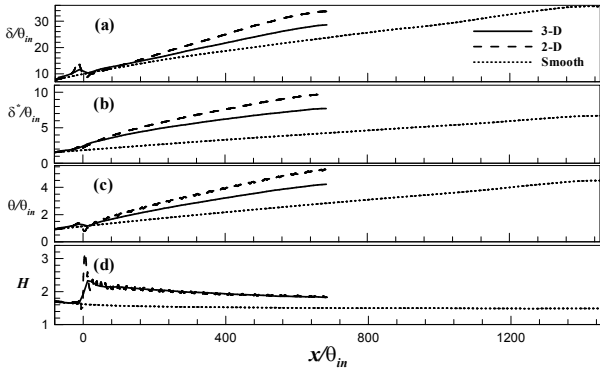


Fig. 5 Variations of spatially-averaged (a) boundary layer thickness, (b) displacement thickness, (c) momentum thickness and (d) shape factor along the downstream

위치하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 5 는 주 유동 방향을 따라 난류경계층 두께 ( $\delta$ ), 변위 두께 ( $\delta^*$ ), 모멘텀 두께 ( $\theta$ ) 그리고 형상계수 (shape factor,  $H$ )의 변화를 보여주고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 표면조도가 없는 경우 주 유동 방향에 따른 각 두께의 변화가 크지 않아 표면조도가 있는 경우와 동일한 Reynolds 수를 얻기 위하여 훨씬 긴 계산 도메인이 사용되었다. 3 차원 표면조도의 경우 2 차원보다 작은 막음 효과 (blockage effect)에 의해 경계층 두께의 변화가 2 차원보다 적은 것을 확인할 수 있다. 3 차원의 경우 Reynolds 수는 300~1300, 2 차원의 경우 300~1400 그리고 표면조도가 없는 경우 300~1350 으로 변한다. 형상계수는 난류경계층 계산의 정확성을 확인할 수 있는 중요한 척도로서 표면조도가 있는 난류경계층의 경우 갑작스런 표면의 변화가 생기는  $x/\theta_m=0$  의 위치에서 급격히 증가하다 하류로 흘러가면서 점차 수렴해 가는 것을 확인할 수 있다. 이것은 현재의 계산 결과가 표면조도 위의 난류특성을 충분히 포함하고 있다는 것을 나타낸다.

3.2 조도저층 내의 유동특성

난류유동 내의 표면조도는 벽면 근처의 유동장 뿐만 아니라 표면조도 위의 일정한 높이까지 그 영향을 주는 것으로 보고되어 지고 있다. 이러한 조도저층은 일반적으로 표면조도 크기의 2~5 배로 가정 되어지는데 Bhaganagar 등<sup>(14)</sup>은 난류통계량이 공간적으로 균일해지는 위치를 조도저층이라고 정의 하였으며 반면에 Schultz & Flack<sup>(15)</sup>은 표면조도가 없는 경계층 위의 난류통계량과 비교하여 표면조도의 영향이 거의 없는 위치를 조도저층으로 구분하였다. 또한 그들은 표면조도의 높이  $k$ 보다  $k_s$ 가 더 적절하다고 주장하였다. Fig. 6 은 조도저층 내의 마찰속도로

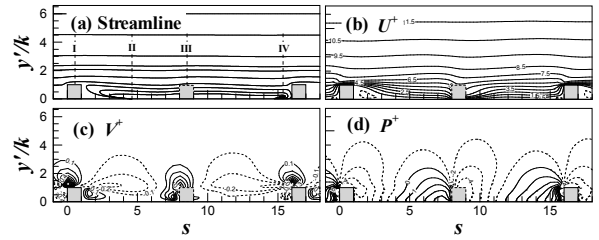


Fig. 6 Iso-contours of mean quantities in the roughness sublayer

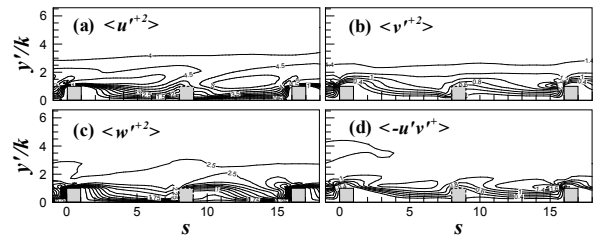


Fig. 7 Iso-contours of velocity fluctuations in the roughness sublayer

무차원화된 평균속도장과 유선(streamline)의 변화를 나타낸 그림이다. 여기서 44 번째 입방체의 상류 쪽 모서리 점을  $s=0$  ( $x/\theta_m=516$ )으로 새롭게 정의하였으며 횡 방향의 위치는 Fig. 3 에서 보는 바와 같이 입방체의 중심을 통과하는 점으로 선택하였다. 또한 주 유동 방향의 위치에 따라 4 개의 위치를 정해 각 위치에서의 난류통계량을 분석하여 조도저층의 높이를 계산하였으며<sup>(14)</sup> 그 높이는 약  $y=5k$ 로 얻어졌다. Fig. 6(a)의 유선은 앞에서 설명했던 바와 같이 2 차원의 표면조도가 있는 경계층과 비교해 재순환영역이 발생하지 않는 것을 확인할 수 있다. 하지만 압력장을 보면 비록 크기는 2 차원에 비해 작아졌지만 3 차원의 표면조도의 경우에도 유동장의 충돌 (impingement) 로 인한 막음효과가 상당히 크게 발생하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 7 은 조도저층 내의 난류응력의 변화를 보여주고 있다. 2 차원의 표면조도 위의 경계층과 비교했을 때, 표면조도 바로 뒤에서의 난류응력 변화는 거의 비슷한 것을 확인할 수 있다. 이것은 2 차원과 3 차원의 표면조도에 의한 영향이 동일하다는 것을 의미한다. 하지만 3 차원의 표면조도의 경우 입방체와 유동 간의 복잡한 상호작용에 의해 구간  $s=10\sim 15$  에서 횡 방향으로 많은 에너지가 발생하고 있는 것을 확인할 수 있다. 난류전단응력의 경우 공동 위의 표면조도 사이에서 그 크기가 증가하는 것을 확인할 수 있으며 이것은 활발하게 발생하는 sweep 과 ejection 에 의해 나타나는 결과이다.

3.3 평균속도 및 난류응력 분포

본 연구에서는 표면조도가 없는 매끈한 평판의

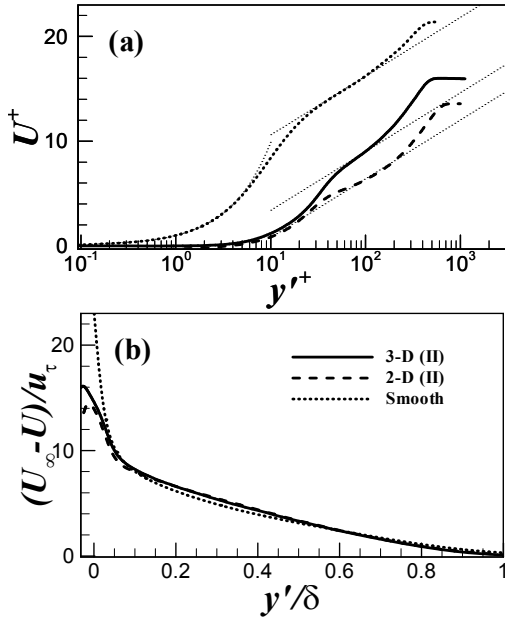


Fig. 8 (a) Mean velocity profiles and (b) mean velocity defect profiles normalized by the friction velocity

유동장을 입구 조건으로 부과하여 입구에서  $80\theta_m$  떨어진 위치에서 유동이 급격한 표면변화를 거치도록 하였다. 따라서 유동장 내에서 초기의 표면변화에 대한 영향이 사라진 새로운 정상상태에 도달하기 위하여 충분히 긴 계산 도메인을 사용하였으며 그 결과 약  $x/\theta_m = 300$  근처에서 새로운 정상상태에 도달한 것을 확인하였다. 여기에서는 충분히 수렴된 유동장 ( $x/\theta_m = 516$ ) 내에서 2 차원과 3 차원의 표면조도를 가지는 경계층의 평균속도와 난류응력의 분포를 살펴보기로 한다. 이 위치에서 Reynolds 수는 3 차원과 2 차원의 경우 각각 1095 와 1351 이며 매끈한 표면의 경우 1098 이다. 또한 벽면마찰속도는 2, 3 차원의 경우 0.0735, 0.057 이며 매끈한 표면의 경우 0.0445 로 계산되었다.

표면조도가 있는 난류경계층의 경우 평균속도장은 다음과 같이 표현될 수 있다.<sup>(16)</sup>

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C - \Delta U^+ + \frac{2\Pi}{\kappa} \omega(\eta) \quad (3)$$

여기서  $U^+ = U/u_\tau$ ,  $y^+ = (y-\epsilon)u_\tau/\nu$ ,  $\eta = (y-\epsilon)/\delta$  그리고 대문자  $U$  는 시간 평균된 양을 나타낸다.  $\kappa$  는 Karman 상수,  $C$  는 매끈한 면 위에서 상수,  $\Delta U^+$  는 roughness function,  $\Pi$  는 wake parameter 를 의미한다. 3 차원 표면조도 위의 위치 II 에서의 평균속도의 변화를 Fig. 8 에 나타내었다. 조도저층 위에서 주 유동 방향의 위치에 따른 난류통계량의 변화가 거의 없기 때문에 여기에서는 대표적으로 위치 II 만 고려하였다. 그림에서 보듯이 표면조도가 존재하는 유동장에서도

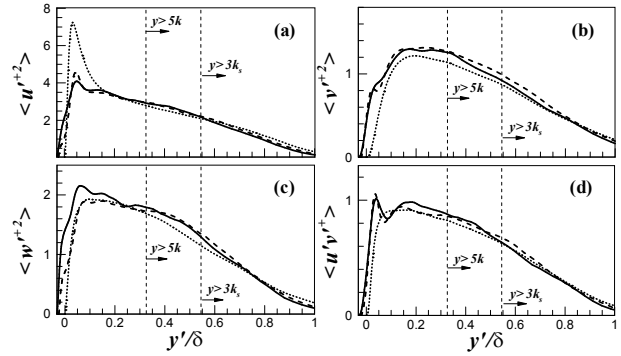


Fig. 9 Reynolds stresses in the outer coordinates normalized by the friction velocity. Symbols as fig. 8

Log-law 가 성립하는 것을 볼 수 있고 속도 분포는 3 차원의 경우 약 7.2, 2 차원 표면조도의 경우 약 9.8 정도 아랫방향으로 이동한 것을 확인할 수 있다. 이것은 2 차원의 막대형표면조도보다 3 차원의 입방형 표면조도의 영향이 훨씬 약하다는 것을 의미한다. 또한

Raupach 등<sup>(2)</sup>에 의해 제시된 식  $\Delta U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln k_s^+ - 3.2$

으로부터  $k_s^+$  를 구해보면 각각 71.1 (3 차원) 와 211.5 (2 차원)의 값을 얻을 수 있으며 이것은 앞에서 살펴본 2 차원의 평균유동장과 난류응력의 분포와 일치하는 결과이다. 바깥영역 (Fig. 8(b))에서는 표면조도의 유무에 상관없이 완벽한 상사성을 보여 주고 있으며 이것은 기존의 Castro<sup>(17)</sup>에 의한 난류경계층 내의 실험과 일치하는 결과이다.

Fig. 9 는 벽면마찰속도로 무차원화된 난류응력의 분포를 나타내고 있으며 2 차원과 3 차원의 표면조도가 있는 경우와 없는 경우를 비교하였다. Flack 등<sup>(8)</sup>의 결과에 근거하여 수직 점선으로 조도저층의 높이를 각각 나타내었다. 그림에서 보듯이 모든 난류응력은 2 차원의 표면조도와 마찬가지로 바깥영역에서 표면조도의 영향을 받는 것을 확인할 수 있고 Flack 등<sup>(8)</sup>에 의해 제시된 것보다 더 멀리 그 영향이 존재하는 것을 확인할 수 있다. 본 연구에서는 그 영향이 약  $y=5k_s$  ( $y/\delta=0.91$ )에 이르는 것으로 확인되었다. 이 결과는 기존의 Cheng & Castro<sup>(18)</sup>의 실험 결과와 상반되는 결과로서 그들은 본 연구와 크기는 비슷하지만 주 유동 방향의 주기가  $2k$  인 입방형표면조도 위의 경계층 실험을 수행함으로써 바깥영역에서 표면조도의 영향이 거의 없는 것을 보여 주었다. 또한 Volino 등<sup>(8)</sup>은 Cheng & Castro<sup>(18)</sup>의 결과와 그들의 2 차원 막대형표면조도 그리고 매끈한 표면 위의 통계량을 비교함으로써 2 차원과 3 차원의 차이로 인해 바깥영역에서 표면조도의 영향이 다르게 나타난다고 주장하였다. 하지만 본

연구에서는 3 차원의 표면조도를 가지는 난류 경계층에서도 바깥영역에서 표면조도의 영향이 존재함을 확인할 수 있고 이러한 차이는 주 유동 방향의 표면조도 주기의 차이에서 비롯되는 것을 확인할 수 있다. 한 방향으로 2 차원의 막대형 표면조도를 가지는 난류채널유동에서 Leonardi 등<sup>(19)</sup>은 주 유동 방향 주기의 차이에 따른 압력저항과 난류구조의 차이를 조사하여 주 유동 방향의 주기가  $2k$  일 경우 난류구조가 거의 벽면에 평행하게 흘러 가지만  $8k$  일 경우에는 표면조도의 강한 막음현상에 의해 난류구조가 떠오르게 되고 그 결과 가장 큰 압력저항이 발생한다고 보고하였다. 본 연구에서도 비록 3 차원의 표면조도이지만 2 차원의 표면조도와 일관되게 주 유동 방향의 긴 주기로 인한 강한 막음현상과 압력저항으로 인해 바깥영역에서 표면조도의 영향이 존재하는 것을 확인할 수 있다.

#### 4. 결 론

3 차원의 입방형 표면조도를 갖는 난류경계층을 직접수치모사하여 3 차원의 표면조도가 난류통계량에 미치는 영향에 대하여 살펴보았다. 표면조도는 주 유동방향과 횡 방향으로 각각  $8k$  과  $2k$  의 주기를 갖도록 배열되었으며 표면조도의 크기 ( $k$ ) 는 입구 운동량 두께( $\theta_m$ )의 1.5 배이다. 계산된 레이놀즈 수는  $Re_\theta=300\sim 1300$  이다. 3 차원 표면조도 위에서의 주 유동 방향의 평균속도는 매끈한 표면의 경우보다 7.2 아랫방향으로 이동된 것을 확인할 수 있으며 이것은 2 차원 (9.8)의 경우보다 적은 값으로 표면조도의 영향이 감소한 것을 나타낸다. 하지만 난류응력에 대한 조사는 2 차원과 3 차원의 표면조도의 영향이 바깥 영역에서 거의 동일하게 나타나는 것을 보여 주었으며 이것은 기존의 Flack 등<sup>(8)</sup>의 가설과 반대된다. 특히, 이러한 결과는 주 유동 방향의 표면조도 주기의 차이에서 비롯되는 결과이며 충분히 긴 주기를 갖는 표면조도의 경우 강한 막음 현상에 의한 큰 압력저항이 발생하는 것을 확인할 수 있었다. 본 연구는 특정한 표면조도의 형상과 레이놀즈 수에서 이루어진 것으로 wall-similarity 에 대한 보다 정확한 연구를 위해 다양한 형상과 주기에 대한 수치적, 실험적 연구가 필요하다.

#### 후 기

본 연구는 한국연구재단을 통해 교육과학기술부

의 세계수준의 연구중심대학육성사업(WCU)과 창의연구사업으로부터 지원받아 수행되었습니다.

#### 참고문헌

- (1) Perry, A. E., Lim, K. L. and Henbest, S. M., 1987, "An Experimental Study of the Turbulence Structure in Smooth- and Rough-Wall Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 437~466.
- (2) Raupach, M. R., Antonia, R. A. and Bajagopalan, S., 1991, "Rough-Wall Turbulent Boundary Layers," *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 44, pp. 1~25
- (3) Townsend, A. A., 1976, "The Structure of Turbulent Shear Flow," Cambridge University Press
- (4) Schultz, M. P. and Flack, K. A., 2007, "The Rough-Wall Turbulent Boundary Layer from the Hydraulically Smooth to the Fully Rough Regime," *J. Fluid Mech.*, Vol. 580, pp. 381~405.
- (5) Flack, K. A., Schultz, M. P. and Connelly, J. S., 2007, "Examination of a Critical Roughness Height for Outer Layer Similarity," *Phys. Fluids* 19, 095104.
- (6) Krogstad, P. -Å. and Antonia, R. A., 1994, "Structure of Turbulent Boundary Layers on Smooth and Rough Walls," *J. Fluid Mech.*, Vol. 277, pp. 1~21.
- (7) Lee, S. -H. and Sung, H. J., 2007, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Boundary Layer over a Rod-Roughened Wall," *J. Fluid Mech.*, Vol. 584, pp. 125~146.
- (8) Volino, R. J., Schultz, M. P. and Flack, K. A., 2009, "Turbulence Structure in a Boundary Layer with Two-Dimensional Roughness," *J. Fluid Mech.*, Vol. 635, pp. 75~101.
- (9) Kim, K., Baek, S. -J. and Sung, H. J., 2002, "An Implicit Velocity Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Int. J. Numer. Meth. Fl.*, Vol. 38, pp. 125~138.
- (10) Kim, J., Kim, D. and Choi, H., 2001, "An Immersed Boundary Finite-Volume Method of Simulations of Flow in Complex Geometries," *J. Comput. Phys.*, Vol. 171, pp. 132~150.
- (11) Lund, T. S., Wu, X. and Squires, K. D., 1998, "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-Developing Boundary Layer Simulation," *J. Comput. Phys.*, Vol. 140, pp. 233~258.
- (12) Spalart, P. R., 1988, "Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to  $Re_\theta=1410$ ," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 61~98.
- (13) Jackson, P. S., 1981, "On the Displacement Height in the Logarithmic Profiles," *J. Fluid Mech.*, Vol. 111, pp. 15~25.
- (14) Bhaganagar, Kiran., Coleman, Gary. and Kim, John., 2004, "Effect of Roughness on Wall-Bounded

- Turbulence,” *Flow, Turbul. Combust.*, Vol. 72, pp. 463-492.
- (15) Flack, K. A., Schultz, M. P. and Shapiro, T. A., 2005, “Experimental Support for Townsend’s Reynolds Number Similarity,” *Phys. Fluids*, Vol. 17, 035102.
- (16) Krogstad, P. -Å., Antonia, R. A. and Browne, L. W. B., 1992, “Comparison Between Rough- and Smooth-Wall Turbulent Boundary Layers,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 599~617.
- (17) Castro, I. P., 2007, “Rough-Wall Boundary Layers: Mean Flow Universality,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 585, pp. 469~485.
- (18) Cheng, H. and Castro, I. P., 2002, “Near Wall Flow over Urban Like-Roughness,” *Boundary-Layer Met.* 104, 229-259.
- (19) Leonardi, S., Orlandi, P., Smalley, R. J., Djenidi, L. and Antonia, R. A., 2003, “Direct Numerical Simulations of Turbulent Channel Flow with Transverse Square Bars on One Wall,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 491, pp. 229~238.