

< 논문 >

LES 를 이용한 난류경계층의 생성에 관한 연구

임 희 창*

(2007년 3월 25일 접수, 2007년 7월 13일 심사완료)

Generation of a Turbulent Boundary Layer Using LES

Hee-Chang Lim

Key Words : LES(라지에디모사); Turbulent Boundary Layer(난류경계층); Wind Environment(풍환경)

Abstract

The paper presents a numerical simulation of flow of a turbulent boundary layer, representing a typical wind environment and matching a series of wind tunnel observations. The simulations are carried out at a Reynolds number of 20,000, based on the velocity U at a pseudo-height h , and large enough that the flow be effectively Reynolds number independent. Some wall models are proposed for the LES(Large Eddy Simulation) of the turbulent boundary layer over a rough surface. The Jensen number, $J = h/z_0$, based on the roughness length z_0 , is 600 to match the wind tunnel data. The computational mesh is uniform with a spacing of $h/32$, as this aids rapid convergence of the multigrid solver, and the governing equations are discretised using second order finite differences within a parallel multiblock environment. The results presented include the comparison between wind tunnel measurements and LES computations of the turbulent boundary layer over rough surface.

기호설명

- Re_δ : 레이놀즈 수
- uw : 경계층 전단응력
- κ : 폰 카르만 상수(=0.41)
- u_* : 마찰속도
- Je : Jensen
- h : 가상의 높이
- $\langle u \rangle, \langle v \rangle, \langle w \rangle$: 유속의 시간평균
- $u_{rms}, v_{rms}, w_{rms}$: 섭동유속의 제곱근
- β : 댐핑계수

1. 서론

지난 수 십 년 동안 풍공학 분야에 일반적으로 사용해 왔던 여러가지 수치유체역학 (CFD, Computational

Fluid Dynamics) 도구들은 다양하고 폭 넓게 유동 연구분야에 적용되어져 왔다. 하지만, 대부분 열유체 관련 수치해석에 많이 사용되어져 왔던 표준 난류 모델들(예를 들면 $k-\epsilon$)은 그 적용성이나 응용분야가 극히 특정 연구분야들에 제한되어 있었다. 이로 인해 그 적용의 문제점들이 속속들이 발견되면서 건축물 및 고층빌딩과 같은 물체주위의 유동을 연구하는데 보다 심각하게 고려해야 할 문제로 받아들여지고 있다. 본 연구에서는 이러한 문제들을 인식하고, 이의 해결을 위해서 최근에 많이 응용되고 있는 기법으로 이산 보텍스기법 (Discrete Vortex Methods) 혹은 본 연구와 관련해서 LES(Large Eddy Simulation) 기법과 같은 비정상유동을 고려한 수치기법들이 합리적이라고 판단된다. 또한, 기존연구에도 이러한 복잡 비정상유동에 대한 이해를 위해서 여러 공학 분야에 걸쳐서 필수적으로 받아들여지고 있다.⁽¹⁾

LES 모사를 거친표면 상부에서 고 레이놀즈 수에 상응하는 유동에 적용할 경우 가장 크게 고려

* 회원, 부경대학교
E-mail : hclim@pknu.ac.kr
TEL : (051)620-1540 FAX : (051)620-1405

되어야 할 것들 중 하나는 벽면경계조건(wall boundary condition)으로 알려져 있다. 특히, 대부분 거친표면에서의 난류경계층유동은 그 벽 표면의 특성에 따라 복잡하고 재미있는 현상들을 만들어 내는데 본 연구에서는 이 중 몇 가지 문제를 다루어보고자 한다. 즉, 표면조도의 효과에 의한 풍동 및 수치해석에서의 모사경계층의 상사성, 표면조도에 의한 거친표면 모사 가능성, 또한 지표면에서의 난류유동특성 등 여러 가지 유체유동과 관련한 초보적인 의문점들을 유발시킬 수 있다. 실험적 관찰들^(2,3)에 의하면 표면조도는 수직 방향의 난류강도(마찰속도 u_* 로 무차원)를 향상 시킨다고 보고되고 있다. 이에 반해, 레이놀즈 응력은 표면조도에 따라 증가하는 것으로, 또한 유동방향의 난류강도 분포는 매끈한 표면에 대해 유사하다고 알려져 있다. 아쉽게도, 표준 LES 모사기법으로는 이러한 값의 증가를 효율적으로 예측할 수 없는 것으로 보고되어있고, 특히, 수직방향의 섭동성분을 보다 실제보다 낮게 평가한다고 알려져 있다. Mason & Thomson⁽⁴⁾의 경우 열성층이 없는 중립상태의 조건에서 로그형상의 평균속도장에서 값의 차이가 발생하고, 이는 Smagorinsky SGS (SubGrid-Scale) 표준 모델의 경우, 이러한 SGS의 섭동성분들부터 에너지의 후방산란(backscatter)에 기인한 것으로 주장하고 있다. Thomas and Williams⁽⁵⁾의 경우 기존에 잘 알려져 있는 Schumann⁽⁶⁾ 벽면모델에 근거한 인공적인 벽면 경계조건을 개발하였다. 그들은 순간적인 응력 변화가 평균과 섭동성분의 선형적인 조합이라고 믿었다. 따라서, 섭동성분이 실제 표면조도에 비해 상대적으로 낮게 응답할 것으로 예측하여 국부적인 전단응력을 Schumann의 표준벽면모델에 비해 적게 부여하는 기법을 사용한 바 있다. 최근 들어, Xie et al.⁽⁷⁾은 이러한 거친 표면에서의 경계층 난류유동에 대해 여러 가지 벽면 모델들을 적용하여 비교하였고, 고차의 벽면모델을 제시하여 그 유동의 적용효과를 확인한 바 있다.

우선 본 연구에서는 Thomas and Williams의 벽면모델에 근거해서 여러 가지 벽면모델들을 제시하고 그들이 제시한 가중계수 β 를 검증하여, 기존에 관련된 연구들과 비교해보고자 한다. 또한, 고려할 연구논점으로는 상대적으로 높은 레이놀즈수의 영역(Re 가 약 20000)에서 풍동에서의 모사 실험결과와 LES 수치해석 결과가 서로 상사를 만족시키는지 확인하고자 한다. 그리고, 이러한 상사

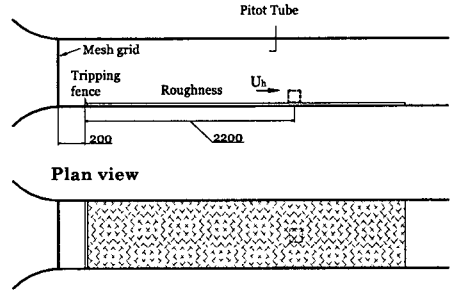


Fig. 1 Schematic diagram of the wind tunnel (small-size) and a pseudo-model. (unit: mm)

가 만족되지 않으면 어떤 결과가 생기는지 파악하고자 한다. 이러한 연구는 수치해석의 난류 모델링을 이용하여 계산을 수행하여 그 결과의 정밀도를 향상시키는데 중요한 변수로 작용된다고 판단된다.

본 연구는 따라서 이러한 거친 표면을 가지는 유동에 대한 난류경계층유동의 특징을 이해하고, 지표면 응력의 현상을 파악하여 난류의 응집구조(coherent structure)를 밝히고자 하는 것을 목적으로 하였다. 이를 위하여 실제 풍환경과 유사한 경계층을 대기경계층 풍동 및 수치해석 도메인에 모사하고, 그 유동특성에 대한 유동 해석 및 난류특성 변화를 실험적으로 연구하고, 이 결과를 LES 수치해석결과와 비교하여 그 유동에 대한 모델링을 하고자 한다.

2. 실험 장치 및 방법

2.1 실험기법

우선 LES 모사의 유동특성변화(레이놀즈 수 약 20,000)에 상응한 실험을 위하여 소규모의 풍동을 이용하였다. 영국의 사우스 햄턴(Southampton) 대학에 설치되어있는 이 풍동은 시험부 크기가 $0.9 \times 0.6 \times 4.5 \text{ m}^3$ 의 개방형 풍동(Fig.1)으로서 소규모로 난류경계층 실험을 수행하는데 적절한 풍동이라고 판단하였다.

풍동에서 실제 두꺼운 대기경계층의 모사를 위하여 Cook⁽⁸⁾이 최초로 고안한 인위적인 대기경계층 생성기법을 사용하였다. 우선 측정부의 시작부분에 성긴 형태의 그리드(grid)와 톱니형태의 와류 생성기구(tooth barriers)를 설치하고, 그 후방에는 모든 측정부에 걸쳐 거친표면(roughness surface)을 설치하여 대수경계층(logarithmic profile)에 가까운 평균유동장이 생길 수 있도록 하였다. 대기 경계층을 모사하는 또

다른 방법들⁽⁹⁾도 두꺼운 대수층을 생성시킬 수 있지만 대기경계층의 상부층에 있는 큰 와류들(large eddies)에 대한 상사를 얻는 데에 대한 어려움으로 인해 고려에서 제외되었다. 풍동표면에 설치된 거친 표면은 실제 일반 주택용 펜스로 널리 사용되는 확장알루미늄(expanded aluminium)을 사용하였고 이를 사용하여 얻어진 풍공학적 거친표면길이(roughness lengths), z_0 는 약 0.09mm 로 측정되었다. 여기서 z_0 는 다음과 같은 평균 대수법칙을 따라서 정의되었다.

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{(z-d)}{z_0} \quad (1)$$

여기서 u_* 와 d 는 각각 마찰속도($=\sqrt{\tau_{wall}/\rho}$)와 ‘영변위(zero plane displacement)’로 정의된다.

2.2 평균유속 및 난류특성

충분히 발달된 경계층에 대해 평균속도와 난류 특성에 대한 정보를 얻기 위하여 열선유속계 (HWA)

를 이용하였다. 열선 유속계의 경우 2 차원 유속측정에 일반적으로 알려진 요응답성 (yaw response)의 문제점을 없었다. 즉, 유동방향 축을 기준으로 $\pm 60^\circ$ 의 각도를 가지는 교차형 형태의 X형 열선을 이용하였다. 또한, 요각도에 대한 보정을 위하여 유효코사인법칙(effective cosine-law)을 적용하여 각도보정을 수행하였다. 약 1mm 길이의 열선들은 뉴캐슬 브리지(Newcastle CTA bridge)로 작동되고, 그 출력값은 앨리어싱(aliasing)을 피할 수 있도록 걸러져서 아날로그-디지털 변환장치 (IOTech, ADT488)로 보내지게 된다. 속도보정은 마이크로 마노피터와 연결된 표준 피토티브(pitot-static tube)를 이용해서 이루어졌다.

3. LES 수치해석기법

3.1 지배방정식

본 LES 수치해석에서는 유사한 조건의 풍동실험에서 구한 난류특성에 근접한 유동을 얻도록 거친 벽면과 유사한 조건이 적용되어있는 서브그리드 모델 (subgrid model)을 개발하고자 하였다. 이러한 LES 를 이용한 유동 모사는 기존에 많이 알려져있고 그 지배방정식도 잘 정의되어 있지만, 이 지면을 통해서 간단히 서술하고자 한다. 여기서, 비압축성 유동의 동점성계수, 압력 그리고 속도를 편의상 $\nu, p, u_i = (u, v, w), i \in 1, 2, 3$ 로 각각 정의하기로 한다.

상대적으로 성긴 그리드(coarse mesh)에 대해 필터링시킨 속도장 $\overline{u_i}$ 를 구해내기 위하여 일정 그리드 사이의 거리(즉, 특정필터의 폭, Δ)를 기준으로 한 Navier-Stokes 방정식에서는 스케일이 제한된 해가 나올 것으로 판단된다. 본 연구에 적용된 공간적인 필터링기법 (변수상부에 바로 표시한)에 있어서, $f(x)$ 를 주어진 변수라 가정했을 때 공간 필터를 거친 변수는 다음과 같이 주어진다.

$$\overline{f(x_i)} = \int G(x_i - x_i') f(x_i') d\Omega, \quad x_i, x_i' \in \Omega \quad (2)$$

여기서 $G \geq 0$ 는 거리가 $\sim 2\Delta$ 인 필터 커널을 나타낸다. SGS 에 의한 유체유동은 Navier-Stokes 방정식을 필터링 기법을 거쳐 다음과 같은 지배방정식들을 만들게 된다.

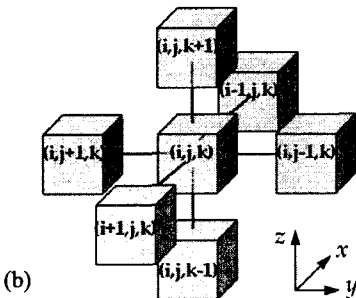
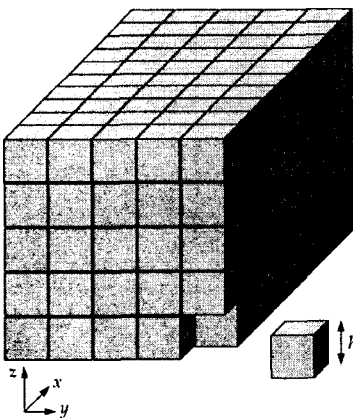


Fig. 2 Computation domain in 3D view and the connection between the blocks. (a) total block domain, (b)connection index notation for each block

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = P_i + \left(-\overline{u_i u_i} + \tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} + 2\nu S_{ij} \right)_j + b_i, \quad (3)$$

$$u_{k,k} = 0, \quad (4)$$

$$2S_{ij} = (\overline{u_{i,j}} + \overline{u_{j,i}}), \quad (5)$$

$$\tau_{ij} = -(\overline{u_i u_j} - \overline{u_j u_i}), \quad (6)$$

$$E_{SG} \equiv -\tau_{kk} \geq 0, \quad (7)$$

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = 2\nu_{sg} S_{ij}, \quad (8)$$

$$\nu_{sg} = \max\left\{ (c_0 \Delta)^2 D(\zeta)^2 S - \nu, 0 \right\}, \quad (9)$$

여기서, $P = \bar{p} - 1/3 \tau_{kk}$ 는 보정된 압력, b_i 는 단위 체적에 대한 운동학적 체적력, S_{ij} 는 변형율텐서의 대칭부, t 는 시간 그리고 τ_{ij} 는 SGS 응력텐서(stress tensor)를 나타낸다. 또한, E_{SG} 는 SGS 운동 에너지를 각각 나타내는데, τ_{ij} 앞의 음의 부호는 양의 필터커널로 인한 보정을 따른다.⁽¹⁰⁾ 이후로 부호의 편의를 위해 변수에 있는 오버바는 생략하기로 하자. 여기서, SGS 점성계수 ν_{sg} 를 계산하기 위해서 SGS 모델로 표준 Smagorinsky⁽¹¹⁾ 모델을 기본적으로 적용하였고, 사용된 Smagorinsky 상수는 $c_0 = 0.1$, $S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$ 그리고 $D(\zeta)$ 는 벽면 뎀핑함수⁽⁴⁾로서 $\zeta = l_w/\Delta$, l_w 는 벽면에 가장 가까운 거리로 정의된다. 거친표면에 대한 처리는 다음 절에서 논의하고자 한다.

3.2 수치해석기법

Table 1 Cases for the channel flow simulation

Case	Domain grids	Wall model	u_* / U_h	β	n
01	320 x 160 x 160	Schumann	0.059	1	-
02		Corrected	0.057	0.3	-
03		Higher order	0.058	0.25	2
Exp	0.9 x 0.6 x 4.5m ³	Mesh grid	0.059	-	-

Fig. 2(a)는 직교좌표계(x, y, z)로 나타낸 공간에서 블록(block) 당 $32 \times 32 \times 32$ 의 격자들을 가지고, 총 250 개 블록으로 구성된 수치해석 도메인을 나타낸다. 즉, 사용된 격자는 유동방향(x), 폭방향(y) 그리고 수직방향(z)의 각 방향으로 각 블록들의 방향으로 $360 \times 160 \times 160$ 셀들을 균등한 거리를 가지도록 제작되었으며, 약 $\sim 10^7$ 의 자유도를 가진다. 그리드 수에 대해서는 참고문헌⁽⁹⁾에서 확인할 수 있다. 또한, 멀티블록으로 형성된 그리드 도메인에서 각 블록이 어떻게 연결되어서 해석되었는지 간단한 연결선들을 Fig. 2(b)에 나타내었다. 유체유동의 해석을 위해서는 공간적으로 2 계 유한해석기법을, 시간으로는 Adams-Bashforth 기법을 사용하여 이산화시켜 시간의존의 Navier-Stokes 방정식을 만들었다. 본 연구에서 사용되어진 보다 자세한 수치해석 기법들과 도메인처리기법은 참고문헌⁽¹²⁾에서 찾을 수 있다. 주어진 방정식들을 풀기 위하여 C/C++과 MPI message passing libraries 를 사용하였으며, 32 개의 듀얼노드 인텔 크리스터에서 처리되는 멀티그리드 LES 코드인 CgLES 를 사용하여 해석하였다.

3.3 표면 거칠기 경계조건

가상적인 표면조도 효과를 만들기위하여 적용된 벽면모델링기법은 지표면의 거친 표면에 작은 스케일유동을 수치적으로 가정하는 것이다. 즉, 물리적으로 본다면 거친 면에 생성되는 일반화된 난류 유동장을 기초로 수치모델링에 국부적인 평균과 섭동속도분포를 부과하게 된다. 현재의 LES 모사에 사용된 Schumann 모델에 근거한 벽모델들과 풍동에서 사용한 조건들에 따른 비교를 Table 1 에 보여주고 있다.

우선, 첫 번째로 적용된 벽면경계조건에는 기존에 널리 알려져 있는 표준 Schumann-type 벽면모델을 사용하였다.(Case01) 이 모델은 간단한 수학 모델 형태로서 벽면응력이 벽면에서 가장 가까운 그리드점을 기준으로 응력의 평균값의 편차가 속도의 평균값에 대한 편차에 비례한다는 가정이다. 이후 많은 연구자들이 이에 대해 깊이 연구하였고, 그 중 Thomas & Williams 가 벽면에서 너무 많은 소산이 일어나는 것을 파악하고 이에 대한 교정을 수행하였다. 이러한 보정은 속도의 평균 $\langle u \rangle$ 과 섭동부분 $u - \langle u \rangle$ 을 분리해서 표현(Case02) 할 수 있고, 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$\frac{(\tau_x, \tau_z)}{u_*^2} = \frac{1}{u_a} (\langle u \rangle, \langle w \rangle) + \frac{\beta}{u_a} (u - \langle u \rangle, w - \langle w \rangle) \quad (10)$$

여기서, 새로운 인수 $\beta \leq 1$ 는 섭동항에 적용된 댐핑계수이고, $u_a/u_* = \gamma^{-1} = \log_e(z/z_0)/\kappa$ 로 정의된다. 유동측면에서 생각해 보면, 정상유동의 경우 거친 표면에 대해 거칠기에 상응하는 섭동항의 예측 혹은 모델링이 비교적 가능하나 비정상유동의 경우 그 섭동항은 정상유동에서의 거친표면에 비해 보다 낮게 예측할 가능성이 높다. 즉, 경계조건에 있어서 단위면적당 에너지소산은 $\beta\gamma(\sigma_x^2 + \sigma_w^2)u_*$ 로 정의되는데, 이때 $\beta=1$ 의 경우 매끈한 표면의 경우에는 적절하지만 본 연구에서 적용한 매우 거친 표면의 경우에 적용하기에는 유효한 결과가 나오지 않을 것으로 예측된다. 따라서, 이러한 관점을 고려한 한가지 해결기법은 Mason and Thomson⁽⁴⁾의 확률적 후방산란(stochastic backscatter) 서브그리드 모델을 사용하여 난류에너지를 재생성시키는 방법을 사용하는 것이다. 그러나, 이 모델의 경우, 요구되는 임의 가진(random forcing)의 크기에 따라 확률값 자체가 크게 변하므로 비정상속도장이 많이 차이가 날 수 있다. 따라서, 현재로서는 기존에 Thomas & Williams⁽⁵⁾에 의해 사용되었고 최적의 값이라고 보고된 $\beta=0.3$ 을 두 번째 벽 모델로서 적용하여 사용하였다.

본 연구에서 세 번째로 적용된 또 다른 벽면모델 (Case03)은 Xie et al.⁽⁷⁾이 주장한 모델로서 유체 섭동의 진폭에 있어 비선형효과를 고려한 모델이다. 그들은 보다 고차의 댐핑계수 ($\beta=0.25$)를 적용하여 최적값이라고 보고하고 있다. 여기에 사용된 2계(n=2) 벽면모델은 다음과 같다.

$$\frac{(\tau_x, \tau_y)}{u_*^2} = \frac{1}{u_a} (\langle u \rangle, \langle w \rangle) + \frac{\beta}{u_a} \frac{((u - \langle u \rangle)^2)(w - \langle w \rangle)^2}{u_*^2} \times (u - \langle u \rangle, w - \langle w \rangle) \quad (11)$$

4. 결과 및 토의

4.1 난류유동생성

LES 수치해석을 이용하여 실제 경계층 풍동에서 얻는 것과 유사한 난류경계층을 구하기 위해서 격자 도메인의 입구조건에 무작위교란⁽¹³⁾을 부과

하였다. 주어진 임의교란은 시간이 지남에 따라 표면마찰과 운동량두께의 직접적인 제어에 의해 진폭은 줄어들면서 점차로 난류로 자연적인 천이가 되는 것과 같은 유동특성이 나타나게 된다. Fig. 3은 무차원시간인 u_*t/h 에 따라 높이 h 에서 구한 무차원 유속의 변화를 나타내고 있다. 그림을 보면 위에서 서술한 유동특성을 아주 잘 나타내주고 있다. 즉, 그림에서 수치해석 초기에는 입구에 가한 무작위 교란신호가 시간이 지남에 따라 $u_*t/h=10$ 까지는 급격히 줄어들고 이후 30~35의 지점까지 그 섭동의 크기가 거의 일정한 것을 보여주고 있다. 이후 벽면의 교란에 의해서 유속의 불안정을 일으키게 되면서 실제 난류와 유사한 유동을 생성시키게 된다. 이러한 난류유동은 시간이 흐름에 따라 보다 섭동의 진폭 변동을 반복하며 유동의 생성/소산과 관련된 난류유동을 유지하게 된다.

4.2 난류경계층

위에서 생성시킨 난류유동은 주어진 시간동안 입구영역의 영향이 없는 먼 하류까지 유동자체를 충분히 발달시킨 후, 그 유동특성을 파악하게 된

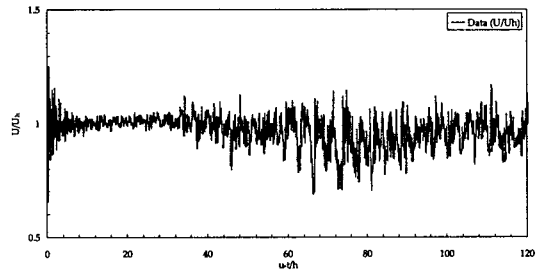


Fig. 3 Temporal variation of streamwise velocity at the height h

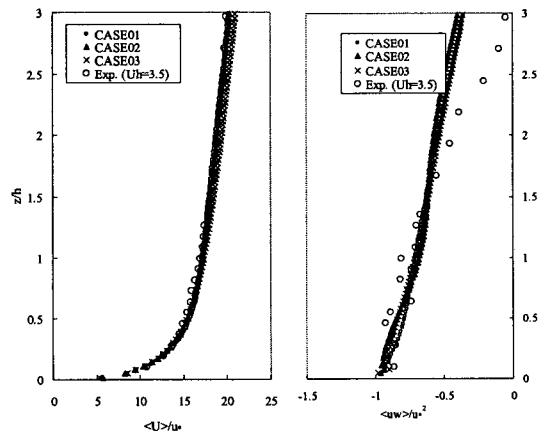


Fig. 4 Mean and shear stress profiles

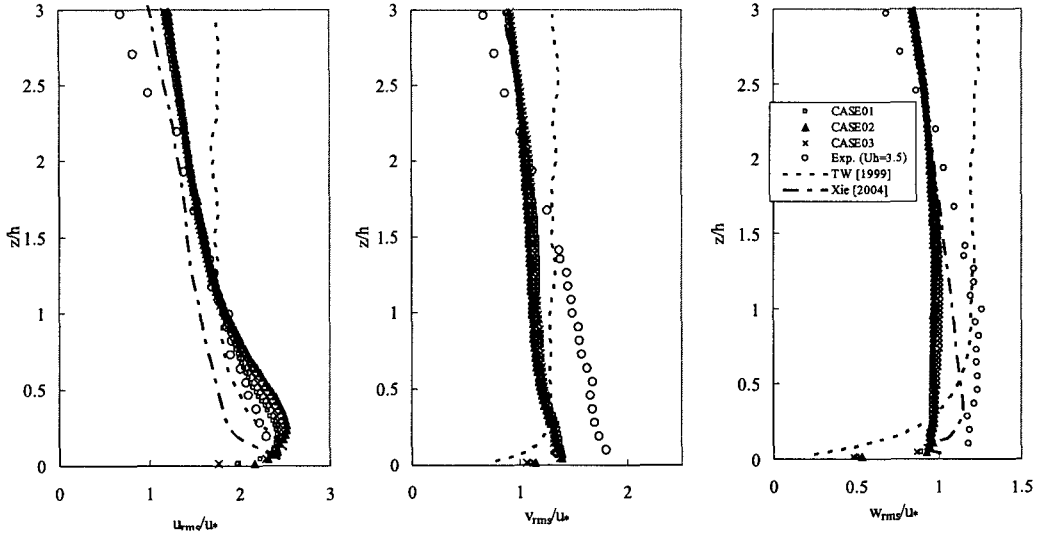


Fig. 5 Turbulence intensities non-dimensionalised using u_* , (a) u_{rms}/u_* , (b) v_{rms}/u_* , (c) w_{rms}/u_*

다. 또한, 적용된 세 가지 벽면모델의 차이에 따른 난류유동 특성과약을 위해 $u_*t/h = 100$ 이후까지 유동을 진행시킨 후 그 결과를 서로 비교하였다. 이러한 비교를 위해서 사용된 데이터는 $u_*t/h = 50$ 의 무차원시간 동안의 데이터를 이용하였다. 또한, 대부분의 유속과 난류값은 u_* 을 이용하여 무차원시켰다.

Fig. 4의 왼쪽그림은 풍동과 LES 수치해석결과에서 구한 평균유속분포를 서로 비교하였고, 그 평균유속은 풍동에서 측정된 난류경계층의 분포와 거의 일치하고 있는 경향을 보여주고 있다. 또한, Fig. 4의 오른쪽그림은 이에 상응하는 레이놀즈 응력(\overline{uw})의 수직분포를 보여주고 있다. 응력분포 곡선은 모든 벽모델을 이용한 결과들이 수렴하기에 충분히 발달된 경계층이라는 것을 확인할 수 있고, 그 값들이 서로 차이가 많지 않았다. 수치해석에 사용된 입출구 사이의 일정한 압력구배는 표면에서의 전단응력에 선형적으로 비례하고 있다. 하지만, 풍동에서는 두꺼운 경계층이 생성될만큼 충분히 긴 거리를 확보하지 않았기 때문에 $z = 1.5h$ 의 높이 이후에서 응력 값이 급격하게 감소하고 있다.

Fig. 5는 실험과 수치해석에서 도출된 각각의 축방향 난류강도($u_{rms}, v_{rms}, w_{rms}$)의 비교 결과를 보여주고 있다. 난류강도는 각 축에 대해 마찰속도 u_* 를 사용하여 무차원시켰고 본 연구결과의 검증 을 위하여 기존의 연구결과들(Thomas & Williams⁽⁶⁾

Table 2 Salient parameter values at $z=h$

Case	U/u_*	u_{rms}/u_*	v_{rms}/u_*	w_{rms}/u_*	$-uv/ u ^2$	h/z_0	L_z/h
01	16.8	1.82	1.21	1.04	0.71	600	0.8
02	17.4	1.86	1.16	0.99	0.68		
03	17.1	1.82	1.24	1.03	0.70		
Exp	16.94	1.88	1.49	1.26	0.81	890	1.63

와 Xie et al.⁽⁷⁾을 서로 비교 검증하였다. 유동방향의 난류강도의 경우(Fig. 5(a) u_{rms}/u_*), $z/h \leq 1$ 인 영역에서 풍동실험과 LES 수치해석 그리고 기존 연구로서 Thomas & Williams의 결과가 서로 잘 일치하고 있는 것을 확인할 수 있다. 하지만, 고차의 댐핑계수를 적용한 Xie의 기존 연구결과와 비교해 보았을 때, 오히려 지표면 근처에서 상대적으로 낮은 값을 보여주고 있다. 이에 반해, 수직방향의 속도성분 비교결과(Fig. 5(c) 참조), Xie의 수치예측⁽⁷⁾이 지표면의 난류값에 있어 풍동실험보다 $z/h \leq 1.5$ 이내의 범위에서 평균 약 10%가량 더 증가한 값으로 실험값에 근접해 있다. 즉, Xie의 수치해석의 경우, 유동방향에 비해 수직방향의 난류강도는 상대적으로 증가시켜 지표면의 가상적인 거친표면의 효과를 피하려고 했지만, 유동방향의 난류강도는 감소하면서 오히려 그 유동특성 예측에 문제점을 가질 것이라고 판단된다.

실험과 수치해석결과에서 나온 값들을 Table 2에 중요한 파라미터 별로 정리해서 나타내었다. Table의 각 값들은 가상의 높이(h)에서 구해졌다. 평균과 축응력, 전단응력 대부분의 값들은 풍동 실험결과와 비교했을 때, Thomas & Williams⁽⁵⁾의 $\beta = 0.3$ 을 적용한 Case02를 제외하고는 비교적 일치하는 경향을 보여주고 있다. 비교에서 사용한 Jensen 수(h/z_0)는 레이놀스 상수를 일치시키기 위한 파라미터로서 본 연구에서도 그 값이 실험결과와 비교했을 때 비슷한 정도(order)를 가지고 있다. 단, 수치해석과 실험에서 구한 적분길이를 비교했을 때, 약 두 배 정도의 차이를 보이고 있다. 이는 실제 표면거칠기를 사용한 풍동실험에 비해 인공적인 거칠기를 사용함으로써 얻어지는 차이로 판단된다.

4.3 상관도와 난류 스펙트럼

Fig. 6은 수치해석 도메인 내의 가상의 높이(h)에서 구한 자기상관도($R_u(\tau) = \langle u(t)u(t+\tau) \rangle$)의 무차원 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 유체유동에 있어서 자기상관도함수는 일반적으로 $t=0$ 에서 최대값 1을 가지면서 시간이 지남에 따라 점차 감소하는 경향을 가진다. 이러한 자기 상관함수는 앞 절에서 거론한 적분길이를 구하는 척도로 사용된다. 본 연구결과에서 x, y 그리고 z 의 각 축의 상관도로부터 구한 적분길이는 각각 약 0.8, 0.47, 그리고 0.32로 도출되었다.

적분길이를 알 수 있는 자기 상관도함수와 더불어 난류특성을 파악할 수 있는 또 하나의 특성치로서 난류 스펙트럼을 들 수 있다. 특히, 난류의 스펙트럼은 그 유동이 가지고 있는 넓은 영역의 에디(주파수)의 변화와 특정 에디에서 섭동의 진

폭 등을 파악할 수 있다. 또한, 이런 실험과 수치해석의 비교를 통해 그 유동에너지의 분포특성을 비교해 볼 수 있다. Fig. 7은 실험과 수치해석에서 구한 축방향 유동성분에 대해 스펙트럼을 구하고 이를 무차원시킨 결과를 보여주고 있다. 참고로 ESDU(Engineering Sciences Data Unit)에서 규정한 표준 spectra를 같이 첨부하였다. 그림에서는 일반적으로 이러한 난류 스펙트럼에서 에너지 생성의 역할을 맡고 있는 저주파수 유동영역에서 에너지 소산이 일어나는 고주파수 영역으로 점성저층(inertial subrange)에서의 에너지전달이 대수 스케일의 그래프에서 -5/3의 기울기로 감소하는 결과를 명확히 보여주고 있다. 또한, 지표면의 거친효과를 고려한 수치해석의 스펙트럼을 확인해 본다면 넓은 영역에서 점성저층의 고른 분포를 가지고 있다. 이는 수치해석의 벽조건에서 생성되는 난류가 보다 큰 스케일들(large scale)이 지배적이라는 것을 확인하는 것이다. 그리고, 그림에서 $fL_x/U_b \approx 2$ 를 기준으로 급격히 고주파수 영역의 에너지가 감소하고 있다. 이는 LES 수치해석이 격자 사이즈에 의존도가 크고, 낮은 공간해상도의 영향이 크다는 것을 증명하는 것이다.

5. 결 론

본 연구에서는 거친 표면을 가지는 유동에 대한 난류경계층유동의 특성을 계산 및 측정하고 지표면 응력의 현상을 관찰하여 난류경계층 유동의 특성을 파악하고자 하였다. 이를 위하여 실제 풍환경과 유사한 경계층을 대기경계층 풍동에 모사하고, 그 유동 해석 및 난류특성 변화를 실험적으로 연구하였다. 또한, 이 결과들에 대해 LES 수치해석결과와 비교하여 난류유동에 대한 수치해석

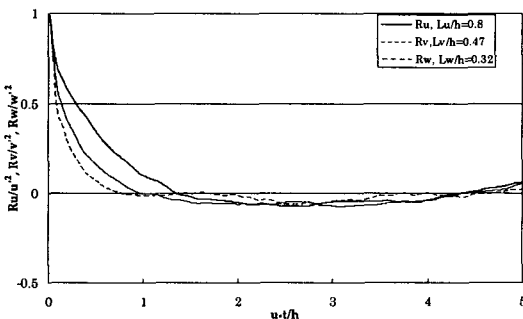


Fig. 6 Autocorrelation functions non-dimensionalised using $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, and $\overline{w^2}$, respectively.

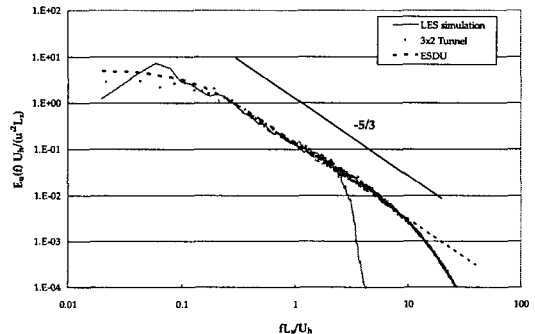


Fig. 7 Spectra of the axial turbulence component normalized using U_b , $\overline{u^2}$, and L_x .

모델링을 수행하고자 하였다. 결과를 요약하면 다음과 같다.

수치해석결과, 적용되어진 세 가지 벽모델은 Thomas & Williams⁽⁵⁾의 $\beta = 0.3$ 을 적용한 경우를 제외하고는 비교적 풍동실험과 일치하는 경향을 보여주고 있고, 기존의 표준 Schumann-type 벽모델을 적용하여 사용한 경우, 비교적 다른 모델들에 비해 실험결과에의 근접도가 큰 것을 보여주었다. 또한, 넓은 영역에서 난류의 에디(주파수)의 변화를 파악하기 위한 스펙트럼해석은 점성저층(inertial subrange)에서의 에너지전달이 $-5/3$ 의 기울기로 감소하는 결과를 명확히 보여주었다. 하지만, 고주파수 영역의 에너지가 $fL_x/U_h \approx 2$ 를 기준으로 급격히 감소하는데, 이는 LES 수치해석이 격자 사이즈에 의존도가 크고, 낮은 공간해상도의 영향이 크다는 것을 증명하는 것이다. 하지만 풍동에서의 실험오차와 수치해석의 모델링을 고려했을 때, 차후 부가적인 연구가 수행되어야 할 것으로 판단된다.

후 기

본 연구와 관련해서 끊임없는 조언과 아낌없는 지원을 해준 University of Southampton 의 Prof. Castro 와 Dr. Thomas 에게 감사를 표한다.

참고문헌

- (1) Ferziger, J. H., 1990, "Approaches to Turbulent Flow Computation: Application to Flow Over Obstacles," *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, Vol. 35, pp. 1~19.
- (2) Krogstad, P. A., 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.
- (3) Krogstad, P. A. and Antonia, R. A., 1994, "Structure of Turbulent Boundary Layers on Smooth and Rough Walls," *J. Fluid Mech.*, Vol. 277, pp. 1~21.
- (4) Mason, P. J. and Thomson, D. J., 1992, "Stochastic Backscatter in Large-Eddy Simulations of Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 242, pp. 51~78.
- (5) Thomas, T. G. and Williams, J. J. R., 1999, "Generating a Wind Environment for Large Eddy Simulation of Bluff Body Flows," *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 82, pp. 189~208.
- (6) Schumann, U., 1975, "Subgrid-Scale Model for Finite Difference Simulations of Turbulent in Plane Channels," *J. Comput. Phys.*, Vol. 18, pp. 376~404.
- (7) Xie, Z. T., Voke, P. R., Hayden, P. and ROBINS A.G., 2004, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow Over a Rough Surface," *Boundary-Layer Met.*, Vol. 111, pp. 417~440.
- (8) Cook, N.J., 1978, "Wind Tunnel Simulation of the Adiabatic Atmospheric Boundary Layer by Roughness, Barrier and Mixing Device Methods," *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, Vol. 3, pp. 157~176.
- (9) Hunt, J. C. R. & Fernholz, H.H., 1975, "Wind-Tunnel Simulation of the Atmospheric Boundary Layer: a Report on Euromech 50," *J. Fluid Mech.*, Vol. 70, pp. 543~559.
- (10) Ghosal, S., Lund, T.S., Moin P. and Akselvoll, K., 1995, "A Dynamic Localization Model for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 286, pp.229~255.
- (11) Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with Primitive Equations: I. the Basic Experiment," *Mon. Weather Rev.*, Vol. 91, pp. 99~164.
- (12) Thomas, T. G. and Williams, J. J. R., 1997, "Development of a parallel Code to Simulate Skewed Flow Over a Bluff Body," *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, vol. 67&68, pp. 155~167.
- (13) Lund, T.S., Wu X. and Squires, K.D., 1998, "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-Developing Boundary Layer Simulations," *Journal of Computational Physics*, Vol. 140, pp. 233~258.