

벽 함수가 적용된 대외류 모사(FDS 코드)의 채널에서의 난류 유동 특성

장 용 준,^{*1} 류 지 민,¹ 고 한 서,² 박 성 혁,¹ 구 동 회¹

¹한국철도기술연구원 철도안전인증센터

²성균관대학교 기계공학부 열 및 물질 제어연구실

TURBULENT FLOW CHARACTERISTICS OF CHANNEL FLOW USING LARGE EDDY SIMULATION WITH WALL-FUNCTION(FDS CODE)

Yong-Jun Jang,^{*1} Ji-Min Ryu,¹ Han Seo Ko,² Sung-Huk Park¹ and Dong-Hoe Koo¹

¹Railroad Safety and Certification Center, Korea Railroad Research Institute

²Heat & Mass Control Laboratory, School of Mechanical Engineering, SungKyunKwan University

The turbulent flow characteristics in the channel flow are investigated using large eddy simulation(LES) of FDS code, built in NIST(USA), in which the near-wall flow is solved by Werner-Wengle wall function. The periodic flow condition is applied in streamwise direction to get the fully developed turbulent flow and symmetric condition is applied in lateral direction. The height of the channel is $H=1m$, and the length of the channel is $6H$, and the lateral length is H . The total grid is $32 \times 32 \times 32$ and y^+ is kept above 11 to fulfill the near-wall flow requirement. The Smagorinsky model is used to solve the sub-grid scale stress. Smagorinsky constant C_s is 0.2(default in FDS). Three cases of Reynolds number(10,700, 26,000, 49,000.), based on the channel height, are analyzed. The simulated results are compared with direct numerical simulation(DNS) and particle image velocimetry(PIV) experimental data. The linear low-Re eddy viscosity model of Launder & Sharma and non-linear low-Re eddy viscosity model of Abe-Jang-Leschziner are utilized to compare the results with LES of FDS. Reynolds normal stresses, Reynolds shear stresses, turbulent kinetic energies and mean velocity flows are well compared with DNS and PIV data.

Key Words : 대외류 모사(Large Eddy Simulation), FDS(Fire Dynamics Simulator), 벽 법칙(Wall Function), 난류 유동(Turbulent Flow), 와 점성 모델(Eddy Viscosity Model)

1. 서 론

2003년 대구 지하철 화재 사고 이후로 철도 터널 및 지하철 역사에서의 화재안전을 위한 대책을 수립하기 위하여 국가 R&D가 지속적으로 진행되고 있다. 또한 철도 이용 승객들의 안전도 향상을 위하여 “철도시설안전기준에 관한 규칙”(건설교통부령 제 476호, 2005년 10월 27일)이 제정 고시되고, 이에 대한 세부 기준으로 “철도시설 안전 세부기준”(건설교통부고시 제2006-395호)가 고시되었지만, 현재 국토부에서 진행 중인 대심도 철도터널에서의 화재안전 대책[1]을 위해서는 대

심도에서 화재가 발생하였을 경우 터널 및 역사에서의 연기 유동에 대한 연구가 별도로 필요하다.

화재 연기 모사 및 철도 공력 현상 연구를 위하여 RANS 기법과 대외류 모사(LES) 기법이 주로 사용되고 있다. RANS 기법은 1970년대에 폭발적으로 성장하여 다양한 난류 모델이 개발된 기법이며, 계산 시간이 빠르고, 계산 용량이 적어 일반 연구자들의 접근이 용이한 장점이 있다. Fletcher et al.[2]은 터널에서의 연기 거동을 실험적으로 연구하고 동시에 고열로 인한 부력 향을 고려한 standard $k-\epsilon$ 을 이용하여 예측하였다. Wang[3]은 지하철 역사에서 화재 시 연기 거동을 Fluent의 $k-\epsilon$ 난류 모델을 이용하여 예측하고 대외류 모사 기법 결과와 비교하였다. Huang and Gao[4]은 지하철 터널 내에서 열차풍의 거동을 Fluent의 RNG $k-\epsilon$ 난류 모델을 이용하여 예측하고 실험 결과와 비교하였다. 위의 예와 같이 철도 화재 및 공력 현상 연구에 RANS 기법이 다양하게 적용 되고

Received: August 17, 2015, Revised: September 1, 2015,

Accepted: September 1, 2015.

* Corresponding author, E-mail: jangyj@krii.re.kr

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/kscfe.2015.20.3.94>

© KSCFE 2015

있지만 RANS 기법은 화재 유동과 같은 대규모 와류(vortex)가 발생하는 유동장에서는 취약한 단점이 있다[5,6]. 이러한 단점을 보완할 수 있는 CFD 기법이 대와류 모사(LES) 기법이다. 대와류 모사(LES) 기법은 초창기 대기 유동을 연구하기 위하여 개발된 기법으로 1980년대 초반부터는 일반 유체 기계 분야에도 적용되기 시작하였다. 대와류 모사(LES) 기법의 장점으로는 대규모 와류가 발생되고, 비정상 유동(unsteady flow) 현상이 전체를 지배하는 유동장 해석에서 적극적인 것으로 인식되고 있다[7]. 그러나 대와류 모사(LES) 기법은 계산 시간이 RANS에 비하여 장시간이고, 벽 근처에서 유동(near wall flow) 예측 능력이 RANS에 비하여 현저히 떨어진다는 점이다. 이를 극복하기 위하여 벽 근처에서 격자수를 매우 많이 적용하고 있지만 이는 계산 시간을 기하급수적으로 증가시켜 실용적인 측면에서 결코 바람직하지 못하다는 지적을 받고 있다[7,8].

철도 열유체 연구 분야에 있어서도 이러한 대와류 모사(LES) 기법의 장점을 활용하고자 미국 NIST(National Institute Standards and Technology)에서 개발한 FDS(Fire Dynamics Simulator)[9] 코드를 많이 사용하고 있다. FDS는 대와류 모사(Large Eddy Simulation) 기법을 주로 사용하는 코드로서 국내 외적으로 화재 연구를 하는 연구자들이 많이 사용하는 코드이다. Park and Trounev[10]은 수직 화재 연기 유동 연구에 FDS의 대와류 기법(LES)을 활용하여 실험 결과와 비교 분석하였다. FDS 해석 결과 벽 경계층 유동이 층류에서 난류로 천이가 잘 이루어지지 않아서 Smagorinsky constant(C_s)를 조정하는 것을 추천하였다. Gao et al.[11]은 터널 화재시 연기 거동을 대와류 기법(LES)을 활용하여 예측하였으며, FDS 코드를 사용하지 않고 in-house CFD 코드를 사용한 것이 특징이다. Jang et al.[12]은 터널 화재 연구에 FDS 코드를 활용하여 연기 전파 속도 및 온도를 예측하였으며, FDS 코드의 정확성에 대하여 분석하였다. Jang et al.[13]은 서울 도시철도 5호선 신금호역사 내부의 냉방 기류 흐름을 FDS 코드를 이용하여 해석하고 실험 결과와 비교 분석 하였다. 위에서 언급한 것처럼 FDS 코드의 대와류 기법(LES)을 활용하여 철도 터널 화재 연기 거동 및 역사 냉방 기류 유동을 분석하는 등 다양하게 철도 분야에 적용하고 있지만 FDS 코드의 난류 특성에 대한 연구는 현재 국내외적으로 진행되지 않았으며, NIST에서 배포한 FDS 메뉴얼[9]에서도 난류 특성에 대한 언급이 매우 제한적이다.

본 연구에서는 FDS 코드에서 사용되는 대와류 기법(LES)의 난류 특성을 체계적으로 조사하기 위하여 무한 평행 평판(parallel plate/channel) 유동의 난류 특성을 조사하였다. 벽 근처(near wall)에서의 난류 유동 분석을 위해서는 DNS(Direct Numerical Simulation) 수준의 그리드 수가 필요하므로[8] 본 연구에서는 실용적으로 산업계에서 많이 사용하는 벽 함수

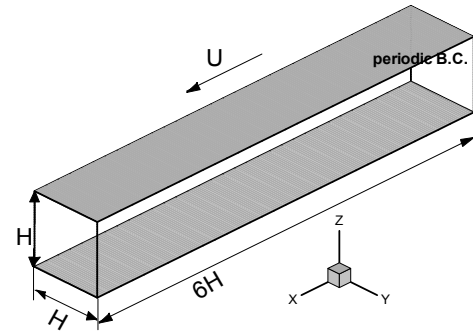


Fig. 1 Parallel plate(channel) with periodic boundary condition

(wall function/wall law)을 이용하여 처리하였다. FDS 결과의 정확도를 비교하기 위하여 DNS의 결과 및 PIV(Particle Image Velocimetry)의 실험결과와 비교하였다. 또한 기존에 상용용 코드에서 많이 사용하는 RANS의 결과와도 비교하여 FDS 난류 유동 해석 능력을 분석하였다.

2. 수치해석적 연구

2.1 무한 평행 평판 유동 조건 및 수치해석 방법

FDS 코드의 난류 유동 특성을 조사하기 위하여 무한 평행 평판에서 완전히 발달된 난류 유동을 형성시켰다. 결과의 정확성을 확인하기 위하여 Moser et al.[14]이 수행한 DNS 결과와 비교하였다. DNS 결과는 위와 동일한 유동 구조에서 $Re_\tau (u_\tau \delta / \nu) = 590$ (δ 은 channel의 half-width)에 해당되며 이는 $Re (u D_h / \nu) = 10,700$ 과 동일하다. 3가지의 Re 수(10,700, 26,000, 49,000)에 대하여 조사하였으며, Re 수가 49,000일 경우는 Jang et al.[15]의 PIV 실험 결과와 비교 분석하였다.

FDS version 6.0[9]에서는 주기 유동 경계조건(periodic flow B.C.) 및 벽 함수 기능이 추가되어 평판에서 완전히 발달된 난류 유동 형성이 가능하다. Fig. 1에서처럼 X방향으로 주기 경계 조건을 적용하여 무한 평행 평판 유동을 형성 시켰다. Y방향으로는 대칭 조건(symmetric condition)을 적용하였다. Z방향으로는 벽 경계 조건(solid wall condition)을 적용하였다. 사용된 총 격자수는 $32 \times 32 \times 32$ 이다. 그리드 수와 구조를 결정하기 위하여 첫 번째 그리드가 $y^+ \geq 11.8$ 가 되는 조건을 중시하여 결정하였다. FDS 코드의 경우 그리드의 생성에서 제한 조건이 있다. (FDS의 W속도는 DNS의 V속도 임)

2.2 벽 근처 유동처리 방법 : Werner-Wengle(WW) wall function

벽면 근처(near-wall)에서의 유동을 해석하기 위하여 벽 부

착(no slip) 조건을 사용할 경우 DNS 격자 조건에 버금가는 격자 해상도가 요구되기 때문에[8], 본 연구에서는 LES 기법과 함께 벽 함수(wall function / wall law)를 적용하였다. 벽 근처의 층류 저층(viscous sublayer) 및 log-law 지역에서 Werner-Wengle 벽 법칙[16]을 적용하여 유동 변수를 계산하였다. Werner-Wengle 벽 법칙은 층류저층에서는 다른 벽 함수와 유사하지만 log-law 지역에서는 1/7승 법칙을 적용하여 층류저층과 선형 연계시킨 것이 특징이며, 관계식은 다음과 같다.

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & \text{if } y^+ \leq 11.8 \\ 8.3(y^+)^{1/7} & \text{if } y^+ > 11.8 \end{cases} \quad (1)$$

여기서 $u^+ = u/u_\tau$, $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$, $y^+ = yu_\tau/\nu$ 이며, u 는 벽에서 가장 가까운 격자 지점에서 탄젠트 방향의 속도, y 은 이 지점에서 가장 가까운 벽까지의 거리이다.

2.3 지배방정식

FDS 코드에서 사용된 LES 방정식은 Navier-Stokes 방정식을 필터링(filtering)하여 얻었으며[9] 연속방정식, 운동량 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{D\bar{U}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right\} \quad (3)$$

여기서 \bar{U}_i 는 평균속도, \bar{P} 는 평균 압력이다. τ_{ij} 는 sub-grid scale(SGS) stress으로써 다음과 같이 표현된다.

$$\tau_{ij} = \bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (4)$$

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (5)$$

여기서 \bar{S}_{ij} 는 strain-rate 텐서이며, 아래와 같다.

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

여기서 δ_{ij} 는 크로네커 델타, ν_t 는 난류점성계수이며 모델링되어야 한다. FDS의 LES 기법에서는 Smagorinsky model[9]을 사용하고 있다.

$$\nu_t = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \quad (7)$$

$$|\bar{S}| = (2S_{ij}S_{ij} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot u)^2)^{1/2} \quad (8)$$

$$\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad (9)$$

여기서 Smagorinsky 상수 $C_s = 0.2$ 가 적용되었다.

FDS 결과의 정확성을 비교 분석하기 위하여 동일한 유동 조건에서 RANS를 적용하였다. RANS에 사용된 난류 모델은 Launder and Sharma[17]에 의하여 개발된 linear low-Re eddy viscosity 모델(LS)과 Abe et al.[18]에 의하여 개발된 non-linear low-Re eddy viscosity 모델(AJL) 두가지 이다. LS 모델은 상업용 코드에 많이 사용되는 난류 모델이므로 이곳에서 방정식을 다시 기술하지 않았다. AJL 모델은 벽 근처에서 난류의 비등방성(anisotropy)을 잘 표현할 수 있는 비선형 모델로서 대규모 와류가 발생되어 비선형성이 증가하는 유동 구조에 잘 맞는 모델이다[5]. AJL 모델의 방정식을 간단히 소개하면 다음과 같다.

연속 방정식 및 운동량 방정식[18] 외에 난류 운동에너지(k) 식 (10) 및 난류 에너지 소산율(ε) 식 (11)이 필요하다.

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \overline{\left(k' + \frac{p}{\rho} \right) u_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\varepsilon}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - \overline{\varepsilon' u_j} - \frac{2\nu}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ & - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 p 는 압력 요동, u_i 는 난류 요동, $k' = u_i u_i / 2$, $\varepsilon' = \nu(\partial u_i / \partial x_k)(\partial u_i / \partial x_k)$, $k = \overline{k'}$, $\varepsilon = \overline{\varepsilon'}$ 이다. 식 (11)에서 $C_{\varepsilon 1}$ 과 $C_{\varepsilon 2}$ 는 모델 상수이고 f_ε 는 벽 근처 영역에서 물리적 요구를 만족시키는 모델함수이다. 이 모델에서 레이놀즈 응력($\overline{u_i u_j}$)에 대한 비등방성 텐서(b_{ij} : anisotropy tensor)의 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{Db_{ij}}{Dt} = & \frac{1}{2k} \left[\left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \Phi_{ij} - \left(\varepsilon_{ij} - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \right) \right] \\ & - \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{P_k}{\varepsilon} - 1 \right) b_{ij} \end{aligned} \quad (12)$$

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{\delta_{ij}}{3}$$

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \overline{U_{j,k}} - \overline{u_j u_k} \overline{U_{i,k}}$$

$$P_k = P_{ii}/2 = -\overline{u_i u_k} \overline{U_{i,k}} \tag{13}$$

$$\Phi_{ij} = \frac{p}{\rho} (u_{i,j} + u_{j,i}), \quad \varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{u_{i,k} u_{j,k}}$$

여기서 P_{ij} 는 레이놀즈 응력의 생성항, P_k 는 난류 에너지의 생성항, Φ_{ij} 는 압력 스트레인 상관관계, ε_{ij} 는 소산율 텐서를, $\overline{U_{i,j}}$ 는 $\partial \overline{U_i} / \partial x_j$ 를, δ_{ij} 는 크로네커 델타를 의미한다.

식 (12)를 국부 평형상태($Db_{ij}/Dt=0$)에 적용한 후 전개 하면 다음과 같이 b_{ij} 에 대한 해를 구할 수 있다.

$$b_{ij}^* = \frac{1}{1 + \frac{22}{3}\Omega^{*2} + \frac{2}{3}(\Omega^{*2} - S^{*2})f_B}$$

$$\left\{ -S_{ij}^* - 2(S_{ik}^* \Omega_{kj}^* - \Omega_{ik}^* S_{kj}^*) + 2(S_{ik}^* S_{kj}^* - \frac{\delta_{ij}}{3} S^{*2}) \right\} \tag{14}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right), \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right),$$

$$b_{ij}^* = C_D b_{ij}, \quad S_{ij}^* = C_D \tau S_{ij}, \quad \Omega_{ij}^* = C_D \tau \Omega_{ij} \tag{15}$$

여기서, S_{ij} 는 strain-rate 텐서, Ω_{ij} 는 vorticity 텐서이다. 상세한 관계식은 Reference[5,18]에 기술되어 있다.

RANS의 계산은 비 직교 좌표계(non-orthogonal), 집중 격자계(collocated) 및 FVM을 사용한 STREAM[19,20] code를 사용하여 수행되었다. 평균 유동과 난류 양의 대류(convection)는 QUICK scheme의 second-order TVD 근사 법[20]을 사용하여 계산되었다. 질량 보존(mass conservation)을 위하여 압력을 수정하는 알고리즘을 채택하였다. 이러한 방법들을 이용하여 수송방정식과 압력 수정 방정식을 순차적으로 풀었으며, 해가 수렴할 때 까지 반복하여 계산하였다. RANS의 벽 경계 조건은 점착조건(no-slip condition)을 적용하였으며 벽근처에서 y^+ 값은

$$y^+ (= \frac{y u_\tau}{\nu}) \leq 1 \tag{16}$$

로 유지하여 층류저층(viscous sublayer)에서도 유동해석을 수행하였다. (사용된 격자수 ; 59×61)

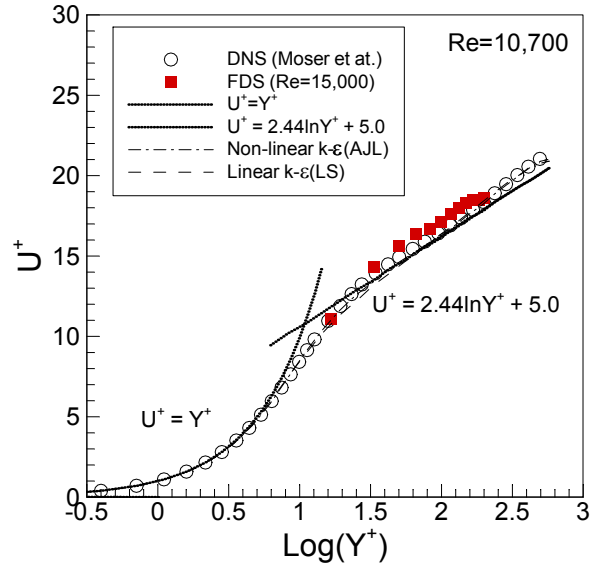


Fig. 2 Comparison of the mean velocity profiles in channel flow with Re = 10,700(log-law profile)

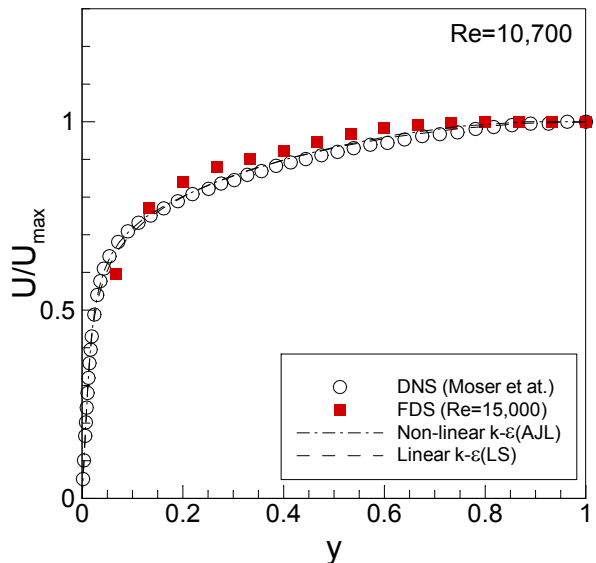


Fig. 3 Comparison of the mean velocity profiles in channel flow with Re = 10,700

3. 해석 결과 및 고찰

3.1 FDS코드 대와류 기법(LES)의 난류 유동 특성 분석

FDS 코드를 이용해서는 Re = 10,700에서 난류 유동장을 얻을 수가 없었다. 첫 번째 그리드와 벽사이의 간격에 매우 민감하였으며, 유동의 중심부에서 그리드 수가 적을 경우는 유동 해석이 불가능하였다. 본 연구에서는 FDS 코드를 이용하여 Re = 15,000의 난류 유동장을 해석하고 이를 DNS결과

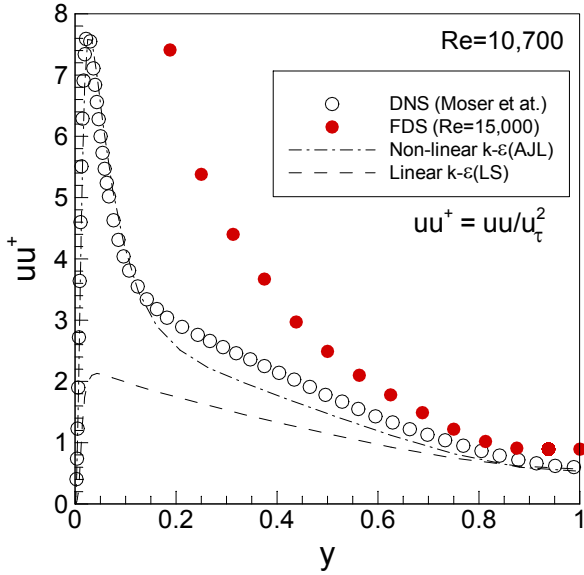


Fig. 4 Comparison of Reynolds normal stresses uu^+ in channel flow with $Re = 10,700$

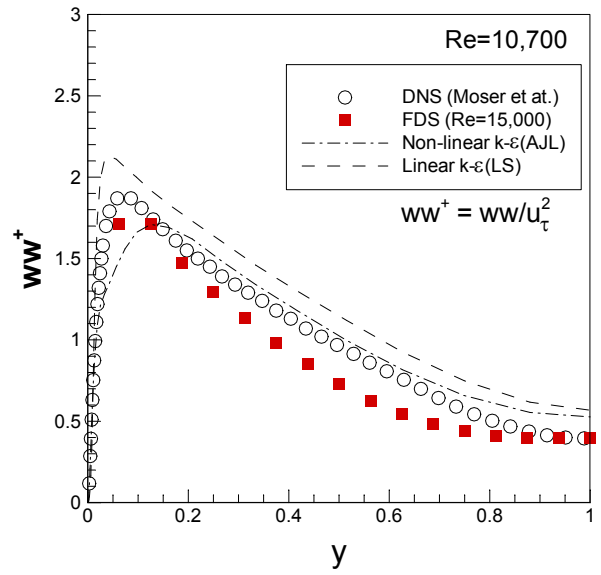


Fig. 6 Comparison of Reynolds normal stresses ww^+ in channel flow with $Re = 10,700$

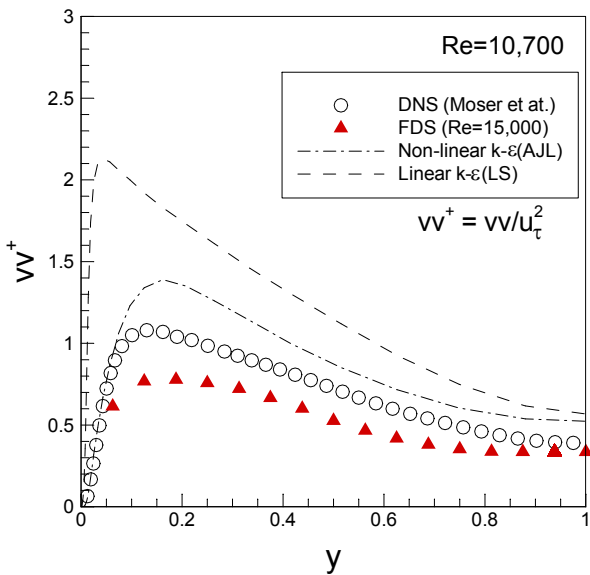


Fig. 5 Comparison of Reynolds normal stresses vv^+ in channel flow with $Re = 10,700$

와 비교하였다($Re = 10,700(u_\tau = 0.0599)$ 과 $15,000(u_\tau = 0.0579)$) 유동의 u_τ 가 유사하며, 난류 유동의 특성이 많이 다르지 않으므로 비교가 가능하다).

Fig. 2는 FDS 결과의 주유동 방향의 평균 유속을 log-law 선도를 이용하여 나타낸 것이다. $u^+ = y^+$ 및 $u^+ = 2.44 \ln y^+ + 5$ 의 관계식과도 함께 비교하였으며, $y^+ > 11$ 이상 지역에서 DNS 결과와 잘 일치하고 있다. 층류 저층(laminar sublayer or

viscous sublayer)에서는 벽 함수를 사용하였으므로 FDS 데이터는 존재하지 않는다. 선형 및 비선형 $k-\epsilon$ 을 이용한 RANS의 결과와도 잘 일치하고 있다. Fig. 3는 동일한 결과를 일반 좌표계에서 나타낸 것이다. 난류 유동의 특징인 벽에서의 급격한 변화가 관찰된다.

Fig. 4-6는 평행 평판에서 시간 평균 Reynolds 수직 응력(normal stress) uu^+ , vv^+ , ww^+ 를 나타낸 것이다. DNS 결과를 보면 벽 근처에서 난류의 비등방성(anisotropy)이 크게 증가하여 uu^+ 의 값이 vv^+ 나 ww^+ 에 비하여 4 ~ 8배까지 큰 것을 볼 수 있다. FDS의 LES 결과도 이러한 난류의 비등방성을 잘 예측하고 있다. 다만 FDS의 uu^+ 의 경우 벽 근처에서 매우 큰 값을 예측하고 있는데 이는 벽 함수(WW) 사용시 벽 근처에서 그리드 수의 부족 때문인 것으로 판단된다. (FDS에서는 원하는 곳에 그리드를 집중하여 분포 시키는 기능이 아직 없음). 비선형 low-Re eddy viscosity 모델(AJL)의 경우도 난류의 비등방성을 잘 예측하고 있는 것을 볼 수 있다. 반면에 선형 low-Re eddy viscosity 모델(LS)은 Reynolds 수직 응력의 예측 값이 동일한 결과를 보이고 있다. 이는 선형 모델의 경우 난류의 비등방성을 예측할 수 있는 메커니즘이 모델 내부에 존재하지 않기 때문이다. FDS의 LES 기법을 활용하는 목적도 이러한 기존의 상업용 RANS 기법에서 많이 사용하고 있는 선형 모델의 단점을 극복하고자 함이다. Fig. 7은 난류 에너지($k = 1/2(\overline{uu} + \overline{vv} + \overline{ww})$)를 나타내고 있다. 벽 근처에서 전단 응력으로 인하여 높은 난류 운동에너지를 보이고 있다. 벽 근처에서 FDS 및 비선형 모델(AJL) 결과는 DNS와

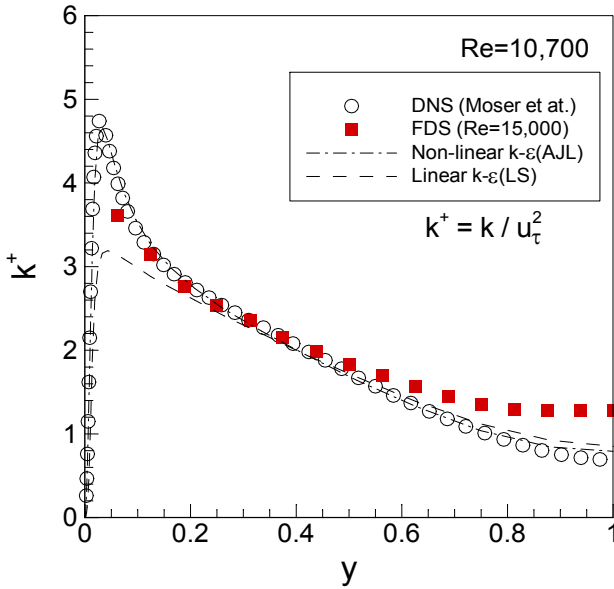


Fig. 7 Comparison of turbulence(kinetic) energy k^+ in channel flow with $Re = 10,700$

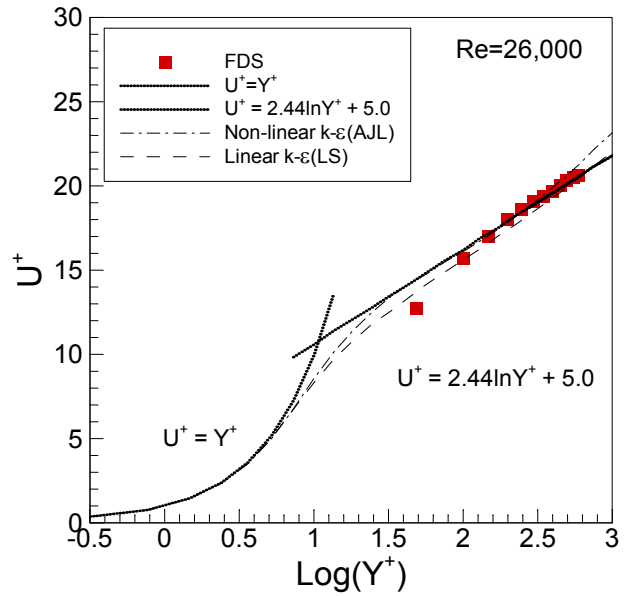


Fig. 9 Comparison of the mean velocity profiles in channel flow with $Re = 26,000$ (log-law profile)

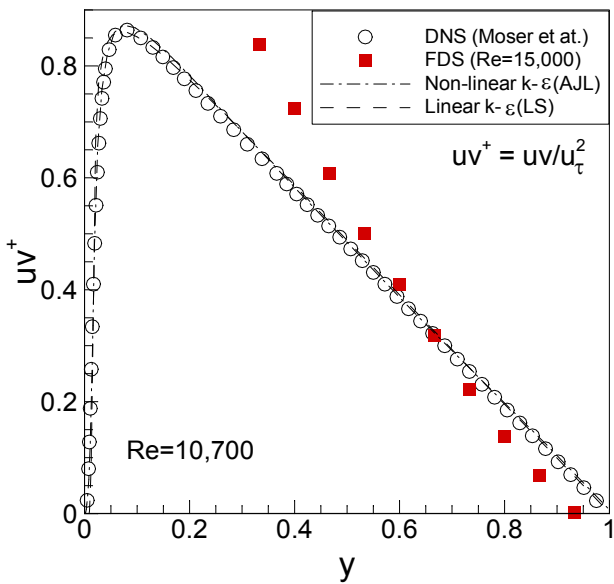


Fig. 8 Comparison of Reynolds shear stresses uv^+ in channel flow with $Re = 10,700$

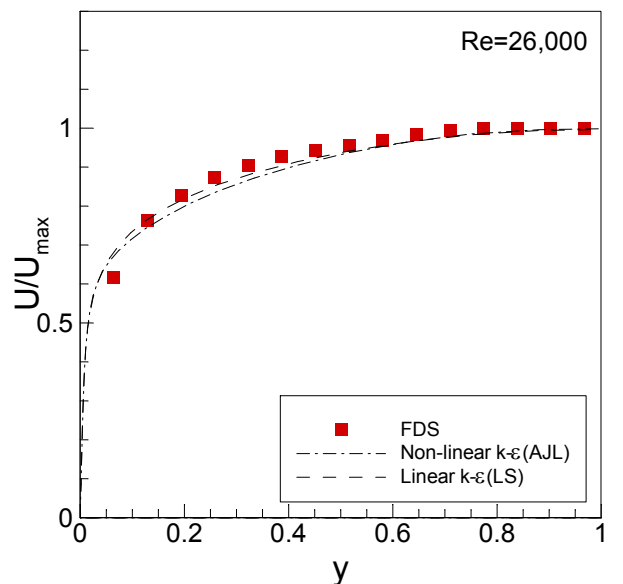


Fig. 10 Comparison of the mean velocity profiles in channel flow with $Re = 26,000$

유사한 결과를 보이고 있으나, 선형 모델(LS)은 낮은 값을 보이고 있다. Fig. 8은 시간 평균 Reynolds 전단 응력(shear stress)을 나타내고 있다. RANS 결과는 DNS 결과와 잘 일치하고 있지만 FDS의 LES는 벽 근처 유동에서 DNS 결과에서 벗어나는 결과를 보이고 있다. 벽 함수를 사용하는 LES의 경우 벽 근처에서 취약한 경향을 보이고 있다[8].

Fig. 9은 $Re = 26,000$ 에서 FDS 결과의 주유동 방향의 평균

유속을 log-law 선도를 이용하여 나타낸 것이다. FDS 해석시 $y^+ \approx 50$ 에서 첫 번째 그리드를 선정하였으며 이론식 및 RANS의 결과와 잘 일치하고 있다. 첫 번째 그리드를 $y^+ \approx 11$ 로 해석 시에는 이론식과 잘 일치하지 않았다. 따라서 y^+ 가 충분히 큰 것이 FDS 코드의 특성과 잘 부합하는 것으로 판단된다. $Re = 26,000$ 에 대해서는 DNS 결과가 존재하지 않는다. Fig. 10은 동일한 결과를 일반좌표계에서 나타낸

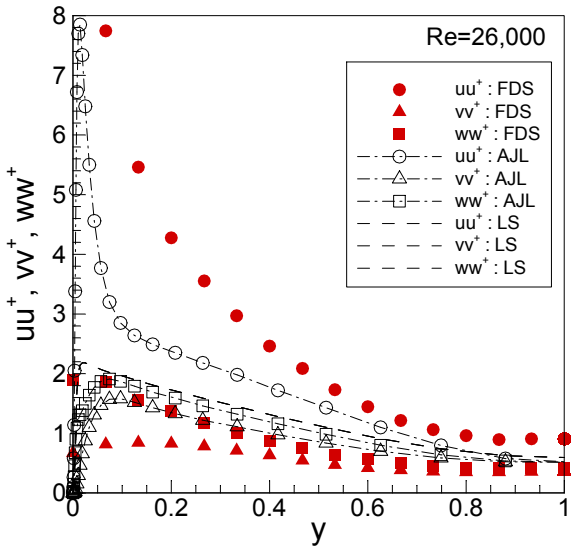


Fig. 11 Comparison of Reynolds normal stresses in channel flow with Re = 26,000

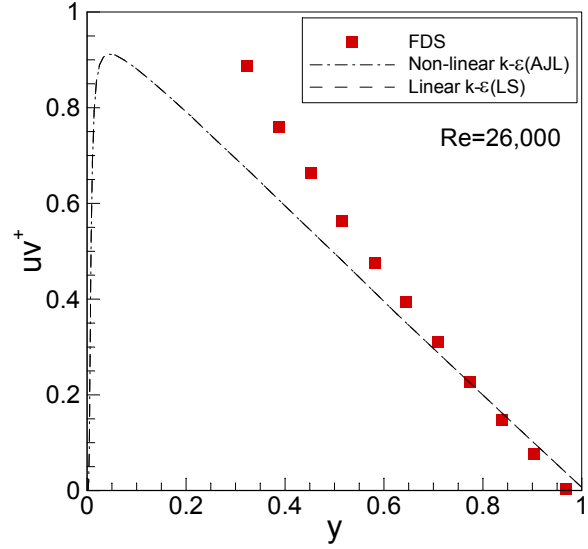


Fig. 13 Comparison of Reynolds shear stresses uv^+ in channel flow with Re = 26,000

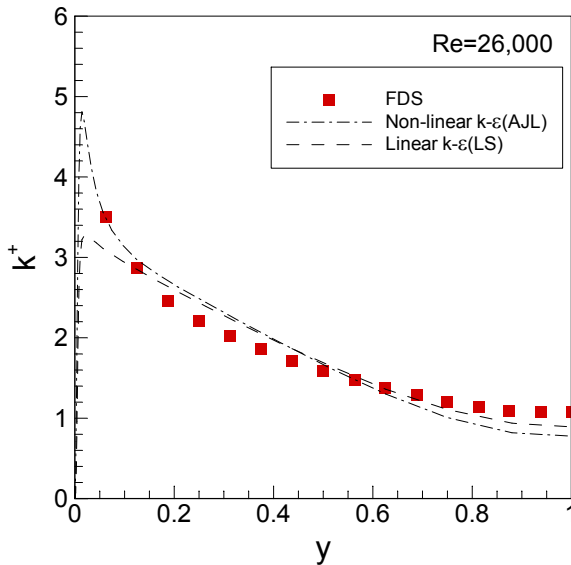


Fig. 12 Comparison of turbulence(kinetic) energy k^+ in channel flow with Re = 26,000

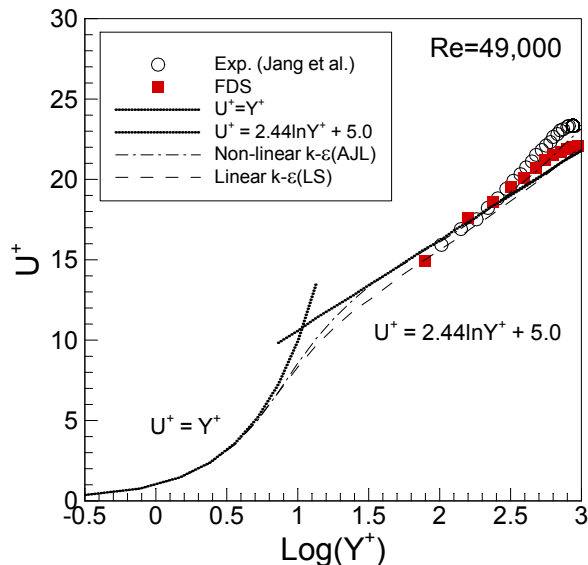


Fig. 14 Comparison of the mean velocity profiles in channel flow with Re = 49,000(log-law profile)

것이다. FDS 결과 및 RANS의 결과가 첫 번째 그리드를 제외 하고는 잘 일치하고 있다. Fig. 11은 Re = 26,000에서 시간 평균 Reynolds 수직 응력(normal stress)을 나타낸 것이다. DNS의 결과가 없기 때문에 정확한 비교는 어렵지만 비선형 AJL RANS모델과 비교시 Re = 10,700인 유동과 유사한 경향을 보이고 있으며, 난류의 비등방성을 잘 나타내고 있다. 반면에 선형 LS모델의 경우는 uu^+ , vv^+ , ww^+ 의 결과가 동일하다. Fig. 12는 Re = 26,000에서 난류 에너지를 나타내고 있다. FDS의 LES 결과와 RANS의 비선형 AJL모델과 잘 일치하고

있으며, 선형 모델 LS의 결과는 벽 근처에서 다른 결과를 보이고 있다. Fig. 13은 Re = 26,000에서 Reynolds 전단 응력 (shear stress)을 나타내고 있다. 유동의 중심부에서는 FDS 결과와 RANS의 결과가 잘 일치하고 있지만 벽 근처에서는 FDS의 결과가 RANS의 결과로부터 벗어나고 있다.

Fig. 14은 Re = 49,000에서 FDS 결과의 주유동 방향의 평균 유속을 log-law 선도를 이용하여 나타낸 것이다. Re = 49,000에서는 Jang et al.[15]에 의하여 수행된 PIV 실험 결과와 비교하였다. FDS 결과 및 RANS 결과가 PIV실험 결과와

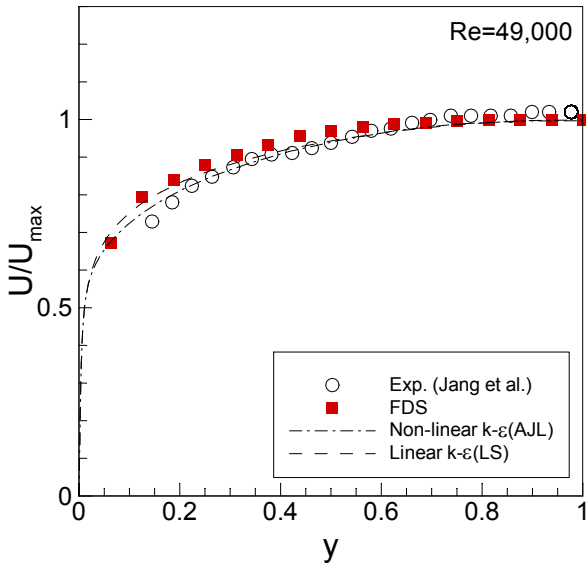


Fig. 15 Comparison of the mean velocity profiles in channel flow with Re = 49,000

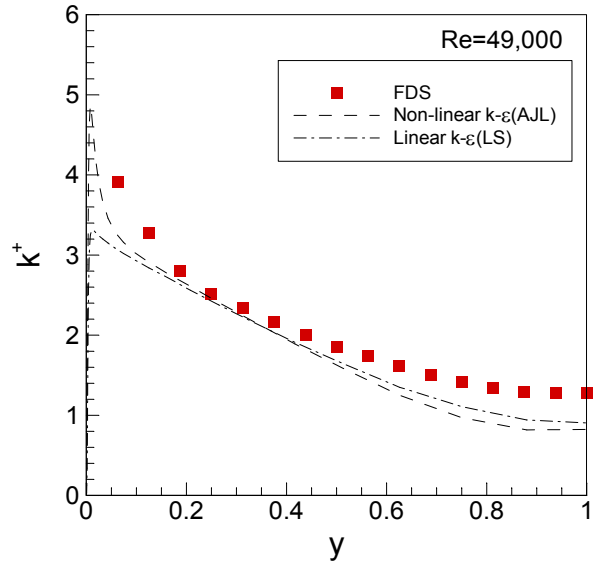


Fig. 17 Comparison of turbulence(kinetic) energy k^+ in channel flow with Re = 49,000

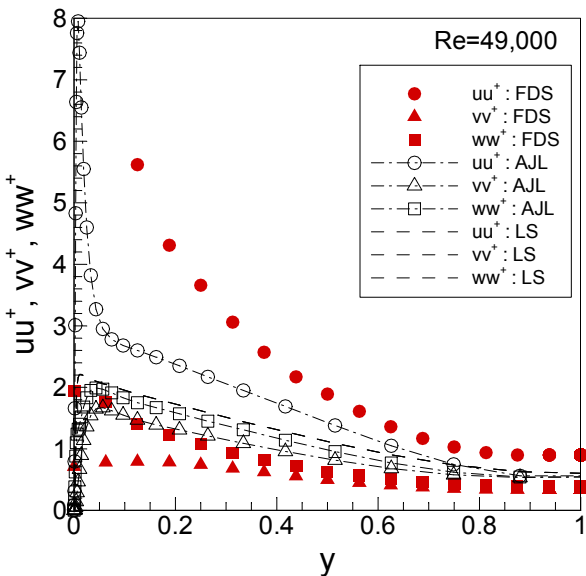


Fig. 16 Comparison of Reynolds normal stresses in channel flow with Re = 49,000

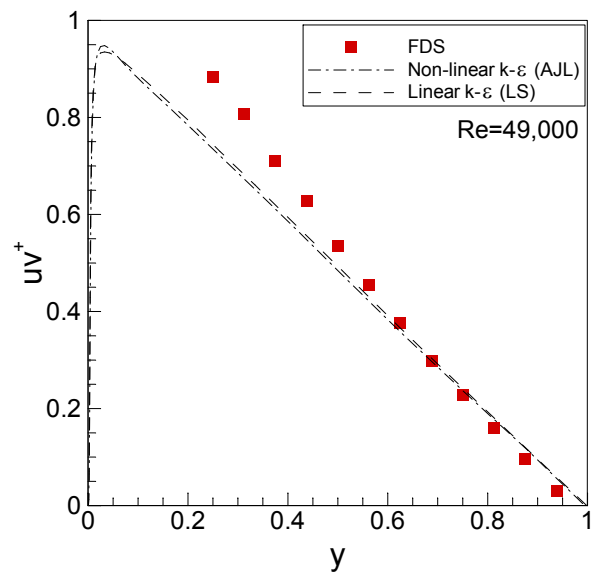


Fig. 18 Comparison of Reynolds shear stresses uv^+ in channel flow with Re = 49,000

잘 일치하는 것을 볼 수 있다. FDS 계산시 첫 번째 그리드를 $y^+ \geq 50$ 위치에서 선정하여 충분히 큰 y^+ 를 유지하였다. 여기서도 마찬가지로 y^+ 가 작을 경우는 PIV 결과로부터 벗어나는 경향을 보였다. Fig. 15은 동일한 결과를 일반좌표계에서 나타낸 것이다. FDS 결과 및 RANS의 비선형 모델(AJL) 결과가 PIV 실험 결과와 잘 일치하고 있다. Fig. 16은 Re = 49,000에서 시간 평균 Reynolds 수직 응력(normal stress)을 나타낸 것이다. Re = 10,700 유동의 결과와 비교하여 보면 벽

경계층이 더욱 얇아진 것을 볼 수 있다. FDS 결과에서도 RANS의 비선형 모델(AJL) 모델과 같이 난류의 비등방성을 잘 보여주고 있으나, 선형 모델(LS)은 난류의 비등방성 예측에 실패하고 있다. Fig. 17은 Re = 49,000에서 난류 에너지를 나타내고 있다. 벽 근처에서 발생하는 많은 난류 에너지를 FDS의 LES가 잘 예측하고 있다. Fig. 18은 Re = 49,000에서 Reynolds 전단 응력(shear stress)을 나타내고 있다. Re = 10,500 및 Re = 26,000 유동의 전단 응력 결과에 비하여 더 좋은 결

과를 보여주고 있다. 본 연구를 통하여 FDS의 LES는 낮은 Re수 유동 보다는 높은 Re수 유동에서 더 좋은 예측 결과를 보이고 있는 것으로 조사 되었다. 하지만 FDS 코드를 이용하여 얼마나 높은 Re수까지 해석이 가능한지에 대해서는 별도의 연구가 필요하다(Fig. 2-18에서 FDS의 Z방향 속도 W는 DNS의 Y방향 속도 V와 같은 방향의 속도이며 그림에서는 DNS 좌표를 기준으로 표현하였다.).

4. 결 론

본 연구에서는 FDS 코드에서 사용되는 대외류 기법(LES)의 난류 특성을 체계적으로 조사하기 위하여 무한 평행 평판 유동의 난류 특성을 조사하였다. 벽 근처에서의 난류 유동 분석을 위해서는 벽 함수 Werner-Wengle wall law을 이용하여 처리하였다. FDS 결과의 정확도를 비교하기 위하여 DNS의 결과 및 PIV의 실험결과와 비교하였으며, RANS의 비선형 및 선형 난류 모델과도 비교 분석 하였다. 세 개의 Re수($Re = 10,700, 26,000$ 및 $49,000$)에 대하여 각각 분석하였다.

FDS코드를 이용하여 평행 평판의 층류 유동에서 난류유동으로 천이가 발생하는 가장 작은 Re수는 $Re = 15,000$ 로 조사되었으며, 이에 대하여 조사하고 $Re = 10,700$ 의 DNS 결과와 비교 분석하였다. Log-law 선도 및 평균 유동 속도는 DNS 결과와 잘 일치하고 있지만 Reynolds 수직 응력(normal stress) 중에서 uu^+ 의 결과 및 Reynolds 전단 응력(shear stress) uv^+ 의 예측에 있어서 과도하게 예측하는 것으로 발견되었다. 이는 벽 함수를 사용하고 있는 LES 기법의 전형적인 약점이며 벽 근처에서 그리드 수를 증가시키는 것이 필요하다. 그러나 FDS의 경우 벽 근처에 그리드를 집중시키는 기능이 아직 없으므로 이에 대한 개선이 필요하다. 그러나 난류의 비등방성은 잘 예측하고 있는 것으로 조사되어 FDS가 비등방성이 강한 화재 및 복잡한 난류 유동 예측에 적절한 도구라고 판단된다.

$Re = 26,000, 49,000$ 의 유동에서 FDS의 평균 유동 속도는 RANS 및 PIV 결과와 잘 일치하고 있지만 Reynolds 수직 응력(normal stress) uu^+ 의 경우는 여전히 과도하게 예측하고 있다. 그러나 Re 수가 증가할수록 Reynolds 전단 응력(shear stress) uv^+ 예측 정확성이 증가하는 것으로 조사되어 FDS 코드의 LES 기법은 Re 수가 낮은 유동에서 보다 높은 유동에서 더욱 정확한 예측을 하고 있는 것으로 조사되었다. 그러나 FDS 코드를 이용하여 얼마나 높은 Re수까지 해석이 가능한지에 대해서는 별도의 연구가 필요하다.

본 연구에서 FDS의 LES 기법의 난류 유동 특성 결과는 화재 유동 해석 및 일반 열유동 해석을 연구하는 연구자들에게 FDS 코드의 난류 유동 예측 특성에 대한 기초 지식을 제공하리라고 판단된다.

후 기

본 연구는 한국철도기술연구원 PK1506C9 과제의 지원에 의하여 수행된 결과이며 이에 감사드립니다.

References

- [1] 2015, Kim, J.-H., "The study for validity and basic-plan of train, disaster measures, aerodynamic characteristics for GTX," *KRRI-STUDY 2015-G-08-01(Korea Railroad Research Institute)*.
- [2] 1994, Fletcher, D.-F., Kent, J.-H. and Apte, V.-B., "Numerical Simulations of Smoke Movement from a pool fire in a ventilated tunnel," *Fire Safety Journal*, Vol.23, pp.305-325.
- [3] 2011, Wang, B., "Comparative Research on Fluent and FDS's Numerical Simulation of Smoke Spread in Subway Platform Fire," *Procedia Engineering*, Vol.26, pp.1065-1075.
- [4] 2010, Huang, Y.-D. and Gao, W., "A Numerical Study of The Train-Induced Unsteady Airflow in a Subway Tunnel with Natural Ventilation Ducts Using The Dynamic Layering Method," *Journal of Hydrodynamics*, Vol.22, No.2, pp.164-172.
- [5] 2002, Jang, Y.-J., Leschziner, M.A., Abe, K. and Temmerman, L., "Investigation of anisotropy-resolving turbulence models by reference to highly-resolved LES data for separated flows," *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol.69, pp.161-203.
- [6] 2008, Jang, Y.-J., "An Investigation of Higher-Order Closures in The Computation of the Flow Around a Generic Car," *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol.22, pp.1019-1029.
- [7] 2005, Deioan, A., Jang, Y.-J. and Leschziner, M.A., "Comparative LES and Unsteady RANS Computations for a Periodically-Perturbed Separated Flow Over a Backward-Facing Step," *Journal of Fluids Engineering (ASME)*, Vol.127, September, pp.872-878.
- [8] 2003, Temmerman, L., Leschziner, M.A., Mellon, C.P. and Frohlich, J., "Investigation of wall-function approximation and subgrid-scale models in large eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.24, pp.157-180.
- [9] 2013, McGrattan, K., McDermontt, R., Weinschnk, C. and

- Overholt, K., "Fire Dynamics Simulator (Version 6) User's Guide," *NIST*.
- [10] 2008, Park, W.-C. and Trouve, A., "Numerical Simulation of Vertical Wall Fires," *Journal of Korean Institute Fire Science & Engineering*, Vol.22, No.3, pp.181-187.
- [11] 2004, Gao, P.-Z., Liu, S.-L., Chow, W.-K. and Fong, N.-K., "Large Eddy Simulation for Studying Tunnel Smoke Ventilation," *Tunneling and Underground Space Technology*, Vol.19, pp.577-586.
- [12] 2009, Jang, Y.-J., Lee, C.-H., Kim, H.-B. and Jung, W.-S., "The Examination of Accuracy of Fire-Driven Flow Simulation in Tunnel Equipped with Ventilation," *Journal of Computational Fluids Engineering*, Vol.14, No.3, pp.109-116.
- [13] 2013, Jang, Y.-J., Ryu, J.-M. and Park, D.-K., "Large Eddy Simulation of Ordinary & Emergency Ventilation Flow in Underground Subway Station," *Journal of Computational Fluids Engineering*, Vol.18, No.3, pp.72-78.
- [14] 1999, Moser, R.D., Kim, J. and Mansour, N.N., "Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$," *Physics of Fluids*, Vol.11, No.4, pp.943-945.
- [15] 2010, Jang, Y.-J., Jung, W.-S. and Park, I.-S., "Measurement of Flow Distribution in A Straight Duct of Railway Tunnel Mock-up Using PIV and Comparison with Numerical Simulation," *Journal of Computational Fluids Engineering*, Vol.15, No.3, pp.39-45.
- [16] 1991, Werner, H. and Wengle, H., "Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel," *8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, pp.155~168.
- [17] 1974, Launder, B.E. and Sharma, B.I., "Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc," *Lett. Heat and Mass Transfer*, Vol.1, pp.131~138.
- [18] 2003, Abe, K., Jang, Y.-J. and Leschziner, M.A., "An Investigation of wall-anisotropy expressions and length-scale equations for non-linear eddy-viscosity models," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.24, pp.181-198.
- [19] 1994a, Lien, F.S. and Leschziner, M.A., "A general non-orthogonal collocated finite algorithm for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulence-transport closure, Part 1: Computational implementation," *Comput. Methods Appl. Mech. Engr.*, Vol.114, pp.123-148.
- [20] 1994b, Lien, F.S. and Leschziner, M.A., "Upstream monotonic interpolation for scalar transport with application to complex turbulent flows," *Int. J. of Numerical Methods in Fluids*, Vol.19, pp.527-548.