

# 대와류모사 기법을 이용한 강한 벽분사가 있는 채널 내에서의 난류 유동장 및 온도장 해석

김 학 종\* · 나 양\*

(2003년 8월 22일 접수, 2004년 4월 16일 심사완료)

## Large Eddy Simulation of Turbulent Passive Scalar in a Channel with Strong Wall Injection

Hakjong Kim and Yang Na

**Key Words:** Large Eddy Simulation(대와류모사), Passive Scalar(수동 스칼라), Dynamic Mixed Model(동적 혼성모델), Wall Injection(벽면분사)

### Abstract

The present study investigates the performance of dynamic mixed model (DMM; Zang *et al.*) in a channel with strong wall injection through a Large eddy simulation (LES) technique. The DMM results are compared with those of DNS and the results obtained with popular dynamic Smagorinsky model (DSM). Better agreement is achieved when using the DMM with box filter than DSM and coarse DNS in predicting the first and second order statistics as well as large-scale structures of velocity and temperature fields. Such favorable features of DMM are attributed to the fact that it explicitly calculates the modified Leonard stress term and only models the remaining cross and the SGS Reynolds stress terms and, thus, it reduces the excessive burden put on the model coefficient of DSM. Also it is demonstrated that the DMM can be successfully extended to the prediction of temperature (passive scalar) field where strong streamwise inhomogeneity exists.

### 기호설명

$C_s, C_T$  : 모델계수  
 $h$  : 채널의 반폭  
 $q_j$  : 난류열유속 벡터  
 $p$  : 압력  
 $Pr$  : Prandtl수  
 $Re_h$  : 레이놀즈수,  $U_{b, inlet}h/\nu$   
 $Re_\tau$  : 레이놀즈수,  $u_\tau h/\nu$   
 $S$  :  $(2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$   
 $S_{ij}$  : 변형률텐서  
 $t$  : 시간

$T$  : 온도  
 $u$  : 주 유동 방향 속도  
 $u_\tau$  : 벽면 마찰 속도  
 $U_{mean}, V_{mean}, W_{mean}$  : 평균속도  
 $u_{rms}, v_{rms}, w_{rms}$  : 속도의 섭동량  
 $-\overline{u'v'}$  : 레이놀즈 전단 응력  
 $U_{b, inlet}$  : 입구에서의 평균속도  
 $v$  : 벽면 수직 방향 속도  
 $w$  : 폭방향 속도  
 $x$  : 주 유동 방향  
 $y$  : 벽면 수직방향  
 $z$  : 폭방향

\* 책임저자, 회원, 건국대학교 기계공학과 CASIT

E-mail : yangna@konkuk.ac.kr

TEL : (02)450-3467 FAX : (02)447-5886

\* 건국대학교 대학원 기계공학과

그리스문자

$\Delta$  : 필터폭

$\tau_{ij}$  : 아격자 응력

$v, v_t$  : 점성계수  
 $\alpha, \alpha_t$  : 확산계수

상첨자

- , ~ : 그리드 및 시험 필터  
 + : 벽좌표계

1. 서 론

공학 문제에서 다루는 다양한 종류의 유동들은 대부분이 난류 상태로 존재하며 매우 복잡한 형상과 관련되어 있다. 유동장의 상세한 정보를 얻어낼 수 있는 해석 방법 중의 하나인 직접 수치모사(DNS) 기법은 유동장 및 온도장 내부에 발생하는 다양한 길이 스케일의 에디들을 해상해 내야 하기 때문에 상대적으로 낮은 레이놀즈수의 유동에 국한될 수밖에 없게 된다. 반면 대와류모사(LES) 기법에서는 유동장에 존재하는 큰 스케일의 유동은 직접 해상해내고 아격자(subgrid scale; SGS) 응력은 모델링을 통해 계산함으로써 높은 Reynolds수를 갖는 복잡한 난류 유동의 해석에 매우 효과적인 공학적 방법을 제공하게 된다. 따라서 LES의 성공 여부는 아격자 응력을 얼마나 정확하게 모델링 해내느냐에 달려있다고 할 수 있다.

비균질성(inhomogeneity)의 특성을 갖는 복잡한 난류 유동에서는 아격자 모델이 국부 유동의 성질에 의해 구해져야 의미를 갖게 된다. 현재 널리 사용되고 있는 동적 Smagorinsky 모델(dynamic Smagorinsky model; DSM)은 입력 파라미터가 한 개로 주어지고, 벽면 근처에서 올바른 점근적 성질(asymptotic behavior)을 보여주며, 역 SGS에너지 전달(energy backscatter)을 허용하는 등의 장점을 갖고 있으며, 1990년대 이후 많은 연구자(Germano 등<sup>(1)</sup>과 Piomelli 등<sup>(2)</sup>)들에 의해 다양한 종류의 압축성 및 비압축성 유동에 비교적 성공적으로 적용될 수 있음이 알려져 있다. 그러나 동적과정을 거쳐 얻어지는 모델 계수가 간헐적으로 매우 큰 음수값을 가지므로 수치적 불안정성을 유발할 수 있고, SGS 응력 텐서의 주축(principal axes)이 해상된 변형률 텐서(resolved strain rate tensor)의 주축과 일치해야 한다는 이론적 한계를 보이고 있다.

이와 같은 DSM의 중요한 한계로 인해 이를 개

선하고자 하는 노력이 많이 이루어져 왔는데, 그 중 대표적인 예로는 Zang 등<sup>(3)</sup>의 동적 혼성모델(dynamic mixed model; DMM)과 Salvetti & Banerjee<sup>(4)</sup>의 동적 이매개변수 모델(dynamic two-parameter model; DTPM) 등을 들 수 있다. 특히 DMM의 경우에는 해상된 유동장(resolved flow field)의 정보를 이용하여 수정된 Leonard항(modified Leonard stress term)을 직접 계산하고, 나머지 잔류응력(residual stress)항 만을 모델링하기 때문에 DSM의 모델계수가 갖는 지나친 부담을 줄일 수 있으며, 이를 통해 비물리적으로 매우 큰 역 SGS 에너지전달(backscatter)의 발생을 막을 수 있다. 따라서, 이로 인해 발생하는 수치해석상의 불안정성을 DSM에 비해 상대적으로 낮추게 되어, 안정적인 계산을 보장하기 위해 도입되었던 기존의 여러 가지 인위적인 조치들의 필요성을 줄일 수 있는 장점도 갖고 있다.

최근 강상모<sup>(5)</sup>는 DSM과 DMM을 포함하는 다양한 아격자 모델들을 비전단 유동인 평계트유동과 전단유동인 채널유동에 적용하여 각 모델 간의 성능을 평가하였다. 특히 컷오프필터와 사각필터를 모두 사용하여 아격자 모델의 유용성에 대한 다양한 정보를 제공하였는데, 사각필터를 사용한 경우에는 DMM이 난류 통계량과 유동구조의 예측에 우수한 성능을 보인다는 것을 보고하였다.

본 논문은 단순 채널유동에서 좋은 성능을 보인 DMM을 복잡한 형태의 유동에 적용해 보고, 특히 난류 온도장의 예측 측면에서 DMM의 성능을 평가하는데 있다. 이 연구를 위하여 선택한 유동은 하이브리드 로켓 모터 내부의 유동을 단순화한 것으로, 벽면에서 강한 분사(wall injection)가 있는 채널유동(나양<sup>(6)</sup>)이다. 이 유동에서는 유동장 내부로의 강한 벽분사로 인해 유동이 주유동 방향으로 가속되게 되며 여러 종류의 다른 전단 유동이 상호작용을 하게 되므로, RANS유형의 계산으로는 정확한 유동장 정보를 얻어낼 수 없는 매우 복잡한 유동이라고 할 수 있다. 앞서 언급한 바와 같이, 이처럼 복잡한 유동의 공학적 해석에는 LES기법이 필수적이며 이를 위해서는 기존의 아격자 모델들을 다양한 종류의 유동에 적용하여 그 효용성을 알아보는 것이 매우 중요한 과제가 될 것이며, 이는 바로 본 논문의 주요 목적이 된다. 본 연구에 선택된 유동은 주유동

방향으로 주기조건을 사용할 수 없는 공간적으로 발달하는 유동이므로, 입구/출구 조건을 고려한 유한차분법을 사용하여 계산을 수행하였으며, 모든 LES 계산에는 물리적 공간에서 사각필터(box filter)가 사용되었다. 강상모<sup>(5)</sup>의 결과에 근거하여, 사각필터를 사용할 때 좋은 결과를 주었던 DMM을 선택하였고, 결과의 비교를 위해 DSM도 평가 대상으로 하였다.

## 2. 수치 기법

### 2.1 지배방정식

난류 유동장 및 온도장의 해석을 위한 지배방정식은 다음과 같이 필터링이 수행된 연속방정식, Navier-Stokes 방정식과 에너지 방정식이 된다.

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u}_i \overline{u}_j) = \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \overline{S}_{ij} - \tau_{ij}) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{T} \overline{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - q_j) \quad (3)$$

여기서 overbar는 필터링이 수행된 변수를 나타내며, (2)와 (3)에 나오는  $\tau_{ij}$ 와  $q_j$ 는 각각  $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \overline{u}_j$ ,  $q_j = \overline{T u_j} - \overline{T} \overline{u}_j$ 와 같이 정의된다. 동적 과정을 통한 온도장의 계산을 위해서는 Cabot & Moin<sup>(7)</sup>이 이용한 dynamic heat flux subgrid-scale 방법을 사용하였다.

본 연구에서는 열전달에 의해 유체의 열역학적 성질이 변하지 않으며 밀도차에 의한 부력이 무시됨으로써 온도장이 수동스칼라로 가정되는 경우를 고려하였다. 만일 밀도가 변하는 경우에는, 유동 불안정성의 발생 가능성 여부, 밀도차가 있는 경우의 열전달 과정에서 해상된 스케일(resolved scale)과 아격자 스케일의 역할 및 중요도 파악, Grashof수의 영향에 대한 지식 등이 필요하게 될 것이므로, DMM의 효용성에 대한 판단을 내리기 위해서는, 더욱 심도 있는 다양한 연구가 뒤따라야 할 것이다.

### 2.2 사각필터를 이용한 아격자모델

유한차분법을 사용하여 유동장을 해석하였으며, 물리적 공간에서  $x$ 와  $z$  방향으로만 사각필터를 사용하여 두 가지 다른 아격자 모델에 대한 계산을 수행하였다.

#### 2.2.1 동적 Smagorinsky 모델(DSM)

난류응력  $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \overline{u}_j$ 는 다음과 같이 모델링된다.

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -2\nu_t \overline{S}_{ij} \quad (4)$$

$$\nu_t = C_s \overline{\Delta}^2 \overline{S} \quad (5)$$

여기서,  $\overline{S} = (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}$ 이며,  $\nu_t$ 의 결정에 필요한 모델계수  $C_s(x, y, t)$ 는 Germano 등<sup>(1)</sup>의 방법을 사용하여 다음과 같이 동적으로 결정된다.

$$C_s = \frac{1}{2 \overline{\Delta}^2} \frac{\langle \widetilde{M}_{ij} \widetilde{L}_{ij} \rangle}{\langle \widetilde{M}_{kl} \widetilde{M}_{kl} \rangle} \quad (6)$$

여기서,

$$M_{ij} = [\widetilde{\overline{S}}_{ij} - (\widetilde{\overline{\Delta}}/\overline{\Delta})^2 \widetilde{\overline{S}} \widetilde{\overline{S}}_{ij}] \quad (7)$$

$$L_{ij} = \widetilde{\overline{u}_i \overline{u}_j} - \widetilde{\overline{u}_i} \widetilde{\overline{u}_j} \quad (8)$$

이며,  $\sim$ 는 시험필터링 연산을 의미하며,  $\langle \rangle$ 는 균질방향으로의 공간평균을 나타낸다.

난류열유속벡터  $q_j = \overline{T u_j} - \overline{T} \overline{u}_j$ 는  $\tau_{ij}$ 에서와 비슷한 방법으로 모델링될 수 있다. 즉,

$$q_j = -\alpha_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \quad (9)$$

$$\alpha_t = C_T \overline{\Delta}^2 \overline{S} \quad (10)$$

여기서 모델계수  $C_T$ 는 Cabot & Moin<sup>(7)</sup>과 같이,

$$C_T = \frac{1}{\overline{\Delta}^2} \frac{\langle \widetilde{F}_k \widetilde{H}_k \rangle}{\langle \widetilde{H}_k \widetilde{H}_k \rangle} \quad (11)$$

로 계산된다. 여기서,

$$H_j = \overline{\overline{S}} \frac{\partial \overline{\overline{T}}}{\partial x_j} - (\overline{\overline{\Delta}}/\overline{\overline{\Delta}})^2 \overline{\overline{S}} \frac{\partial \overline{\overline{T}}}{\partial x_j} \quad (12)$$

$$F_j = \overline{\overline{T}} u_j - \overline{\overline{T}} u_j \quad (13)$$

로 정의된다.

DSM을 사용하는 경우에는, 수치적 불안정성을 피하기 위해 균질한(homogeneous) 방향으로 공간 평균을 취해서 모델 계수  $C_S$ 와  $C_T$ 를 구하게 된다.

### 2.2.2 동적 혼성모델(DMM)

동적 혼성모델에서는 난류응력  $\tau_{ij}$ 를 다음과 같이 모델링한다.

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -2\nu_t \overline{\overline{S}}_{ij} + \left( L_{ij}^m - \frac{\delta_{ij}}{3} L_{kk}^m \right) \quad (14)$$

$$\nu_t = C_S \overline{\overline{\Delta}}^2 \overline{\overline{S}} \quad (15)$$

$$L_{ij}^m = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}} \quad (16)$$

모델계수  $C_S(x, y, z, t)$ 는 Zang 등<sup>(3)</sup>에서처럼 다음과 같은 과정을 통해 동적으로 결정된다.

$$C_S = \frac{1}{2\overline{\overline{\Delta}}^2} \frac{M_{ij}(L_{ij} - H_{ij})}{M_{ki}M_{kl}} \quad (17)$$

$$H_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}} \quad (18)$$

식 (17)에 포함된  $M_{ij}$ 의 정의는 식 (7)로 주어진다.

난류열유속벡터  $q_j$ 도 위의  $\tau_{ij}$ 에서와 유사한 방법을 적용하면 다음과 같이 확장되어짐을 보일 수 있다.

$$q_j = -\alpha_t \frac{\partial \overline{\overline{T}}}{\partial x_j} + F_j^m \quad (19)$$

$$\alpha_t = C_T \overline{\overline{\Delta}}^2 \overline{\overline{S}} \quad (20)$$

$$F_j^m = \overline{\overline{T}} u_j - \overline{\overline{T}} u_j \quad (21)$$

여기서, 모델계수  $C_T$ 는 다음과 같이 구한다.

$$C_T = \frac{1}{\overline{\overline{\Delta}}^2} \frac{(F_k - G_k)H_k}{H_k H_k} \quad (22)$$

$$G_k = \overline{\overline{T}} u_k - \overline{\overline{T}} u_k \quad (23)$$

식 (22)에 있는  $F_k$ 는 식 (13)과 같이 정의된다.

수치적 불안정성을 피하기 위해 모델계수  $C_S$ 와  $C_T$ 는 시험필터 체적 내에서 공간평균을 취하며, 만일  $(\nu + \nu_t)$ 와  $(\alpha + \alpha_t)$ 의 값이 음수가 되는 위치가 발생하면 그곳에서의 값을 0으로 하여, 유동장 내에서 음수값을 갖지 않도록 하였다.

### 2.3 경계조건 및 유동 파라미터

계산영역은 Fig. 1에 설명되어 있다. 벽면에서는 점착조건(no-slip condition) 및 일정온도 조건(아래벽:  $-T_w$ , 위 벽:  $T_w$ )이 사용되었으나, 본 연구의 주요 관심영역인  $x/h > 13.4$ 에서는 위, 아래 벽면에서 일정한 크기의 분사속도  $V_w$ 를 주었고, 그 크기는 계산영역 입구에서의 평균속도  $U_{b,inlet}$ 의 5%로 하였으며, 계산 과정 중에 일정하게 유지하였다. Reynolds수,  $Re_h = \frac{U_{b,inlet}h}{\nu}$ 는 2250으로 하였으며, 이를 입구에서의 마찰속도를 기준으로 계산하면 대략  $Re_\tau = u_{\tau,inlet}h/\nu \sim 150$ 정도이다. Prandtl수는 1로 하여 온도장의 적합해상도가 유동장에 비해 지나치게 증가하지 않도록 하였다.

지배방정식 (1)-(3)은 준 내재적(semi-implicit) 방법을 사용하여 시간상에서 적분이 수행되었다.

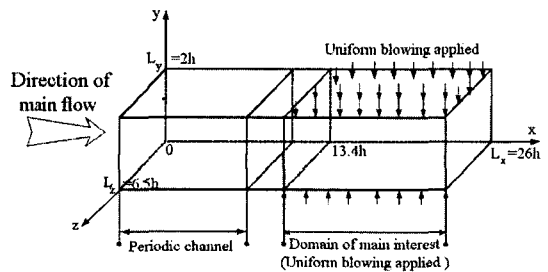


Fig. 1 Flow geometry

관성항에는 3차 Runge-Kutta법(Spalar 등<sup>(8)</sup>)이 사용되었고, 점성항에는 2차 정확도를 갖는 Crank-Nicolson법이 사용되었다. 모든 공간상의 차분은 2차 정확도를 갖는 중심차분법을 사용하였으나, 온도장의 경우에는 수치적 불안정성을 피하기 위해 QUICK scheme(Leonard<sup>(9)</sup>)을 사용하여 관성항을 처리하였다. 자세한 수치해석 기법 및 경계조건에 대한 설명은 나양<sup>(6)</sup>에 기술되어 있다.

모든 LES계산은 유한차분법을 사용하여, 단순 채널 유동에서의 결과(2.4절)를 기초로 하여 129×65×65의 해상도에서 수행되었으며, 모든 통계량은  $t_{ave} = 200h/U_{b, inlet}$ 의 시간동안의 평균하여 얻었다. 시험필터와 격자필터 크기의 비는 2로 하였고, Simpson's rule를 사용하여 필터링작업을 수행하였다. 벽면 분사가 있는 유동의 경우, 아격자모델의 성능을 평가하기 위한 기준을 제공하기 위해 나양<sup>(6)</sup>의 DNS 결과 (513×257×129

격자)를 이용하였으며, 동시에 LES와 같은 해상도 (129×65×65 격자)로 성긴격자계를 사용한 DNS(coarse DNS)를 수행하였다.

2.4 단순채널유동에서의 모델시험

앞서 언급한 DSM과 DMM을 벽분사가 있는 복잡한 유동에 적용하기 전에 먼저, 완전 발달된 단순 채널유동에 먼저 적용하여 그 효용성을 확인해 보았다. 계산영역의 크기는 x, z, y 방향으로 각각  $L_x^+ \approx 1950$ ,  $L_z^+ \approx 975$ ,  $h^+ \approx 150$ 이며, 사용된 격자수는 65×65×65이다. 이 보다 적은 격자수의 사용은 유한차분법에 의한 절단오차를 지나치게 증가시켜 아격자 모델의 성능을 파악하는데 영향을 줄 수 있을 것으로 생각되어 고려하지 않았다. 또한 DNS도 LES결과와의 비교를 목적으로, 2차 정확도를 갖는 공간차분을 채택한 유한차분법을 사용하여 129<sup>3</sup>의 해상도에서 수행되었다. 따라서, 같은 해상도에서 스펙트럴법을 사

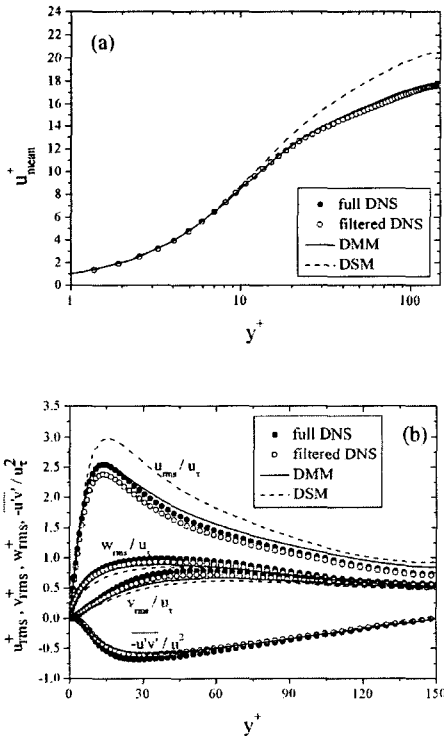


Fig. 2 (a) Mean velocity; (b) turbulence intensities and Reynolds shear stress

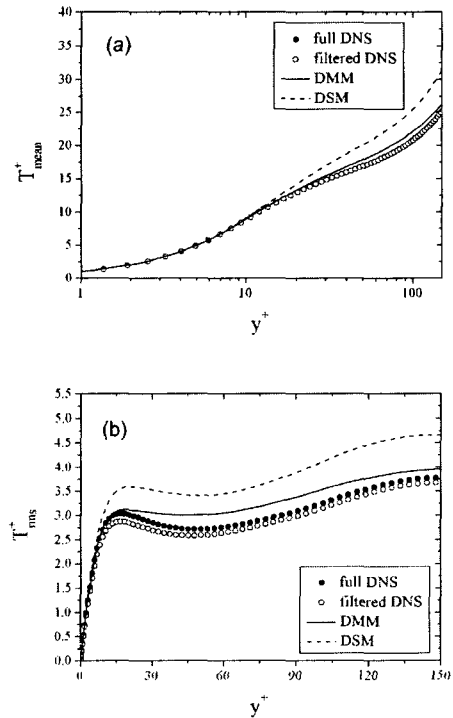


Fig. 3 (a) Mean temperature; (b) rms temperature fluctuation

용하여 구한 결과에 비해 작은 스케일의 유동구조가 상대적으로 잘 해상되지 않았을 것이며 이는 평균속도 및 난류 강도값에 영향을 주었을 것이나, 본 연구의 LES결과와의 비교 목적 상, 이로 인한 문제는 없다고 판단된다. 모든 계산에서  $Re_\tau$ 를 대략 150이 되도록 유동파라미터를 조절하였다. 따라서 LES 계산에서는 대략  $\overline{\Delta}_x^+ \sim 30.5$ 와  $\overline{\Delta}_z^+ \sim 15.2$  정도의 특성길이를 갖게 된다.

Fig. 2-3은 완전 발달된 난류채널유동의 평균난류통계량을 보여주고 있다. 모든 결과에서 DMM이 DSM에 비해 DNS 결과와 더 근접하고 있다는 것을 알 수 있으며, 이는 강상모<sup>(9)</sup>의 결과와 유사하다. 평균유속분포 및 평균온도 분포에서는 DSM이 벽마찰속도를 낮게 예측하기 때문에 결과적으로 DNS에 비해 높은 무차원 속도 및 온도를 가지게 되며, 특히 DSM의 경우에는 채널의 중심영역에서 일정한 기울기를 가지는 로그층을 제대로 예측하지 못한다. 난류강도 및 온도섭동량의 경우에도 DMM이 filtered DNS에 더 가까우며 이 결과들은 DMM이 속도장 예측에서뿐만 아니라 온도장의 예측에도 우월한 성능을 보인다는 것을 암시한다.

### 3. 결과

벽면에서 강한 분사가 있는 유동장에서, DSM 및 DMM을 사용한 LES를 수행한 후 DNS 결과(나양<sup>(6)</sup>)와 비교하였으며, 2차 정확도의 공간차분으로 인한 절단오차가 주어진 상황에서, LES모델의 역할을 파악하기 위해 LES에서와 같은 해상도를 사용한 성긴 격자계를 사용한 DNS(coarse DNS)를 함께 수행하였다. DNS는  $513 \times 257 \times 129$ 의 해상도를 가지며, LES에는 단순채널유동에서의 결과를 기반으로 하여  $129 \times 65 \times 65$ 의 격자계가 사용되었다. 따라서 계산영역 입구(단순채널유동부분)에서의 마찰속도를 기준으로 할 때, LES계산에서는 대략  $\overline{\Delta}_x^+ \sim 30.2$ 와  $\overline{\Delta}_z^+ \sim 15.1$  정도의 특성길이를 갖게 된다. 벽면분사가 시작된 후에는, 주유동과 벽면에서 주입된 분사유동의 상호작용으로 인해 벽면에서 떨어진 곳에서 혼합전단층(mixing layer)이 발생하게 되고, 이 부분에서의 유동 구조를 정확하게 파악해 내기 위

해서는 단순채널 유동에서보다 훨씬 더 좋은 해상도가 요구되기 때문에, 입구에서의 마찰속도를 기준으로 한 위의 특성길이는 단순한 참고 사항이다. 실제로 유동 현상이 주유동방향에 따라 상당히 변하기 때문에, 필터폭을 특징짓는 특성길이의 계산에 국부 유동으로부터 얻은 길이 스케일이 사용되어야 의미가 있을 것이며 이를 위 해서는 에너지 스펙트럼이나 에너지 소산량(dissipation)에 대한 자세한 정보가 필요할 것이다.

앞서 언급한 바와 같이 성긴격자계를 이용한 DNS가 LES에서와 같은 해상도로 수행되었으므로, 이를 DMM 및 DSM의 결과와 비교함으로써, 아격자모델에 의한 유동예측 측면에서의 개선 정도를 알아낼 수 있다. 모든 계산에 2차의 정확도를 갖는 유한차분법을 사용하였기 때문에, 이로부터 야기된 절단오차가 아격자 모델에 의해 계산되는 양에 영향을 줄 가능성도 있다는 것(Ghosal<sup>(10)</sup>)이 학계에 보고되어 있다. 따라서 성긴격자계를 이용한 DNS와의 비교는 절단오차가 주

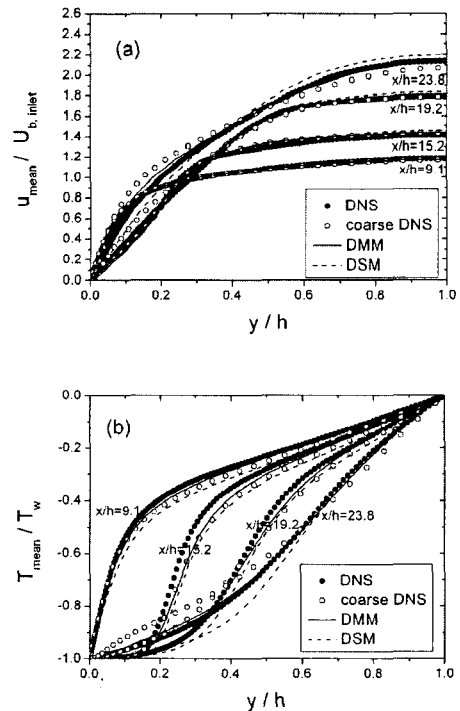


Fig. 4 (a) Mean streamwise velocity; (b) Mean temperature

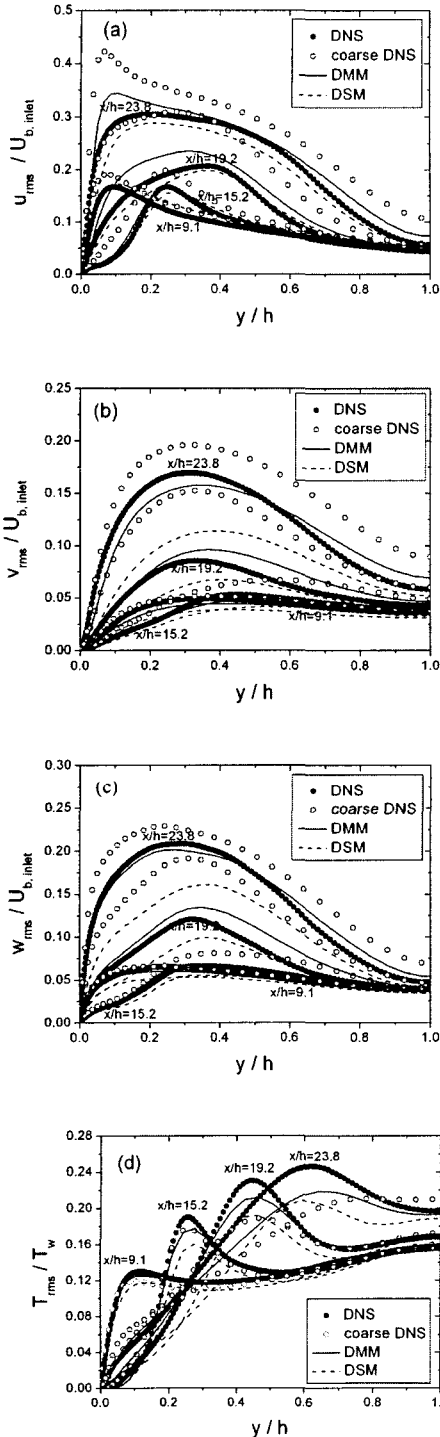


Fig. 5 (a)  $u_{rms}$ ; (b)  $v_{rms}$ ; (c)  $w_{rms}$ ; (d)  $T_{rms}$

어진 상태에서, 모델에 의한 유동예측성능의 향상 정도를 알아보는데 유의할 뿐 만 아니라 절단 오차에 의해 아격자 모델이 심한 오염을 받는지의 여부에 대해서도 알 수 있게 된다.

Fig. 4에는 선택된 여러  $x$ 의 위치에서 주유동방향 속도와 온도의 평균값을 비교한 것이다 본 연구에서는 벽분사로 인해 벽면 마찰계수(또는 마찰벽면속도)가 단순채널유동에 비해 상당히 감소하게 되며 또한 주유동 방향에 따라 심하게 변하는 특성을 갖기 때문에, 여러  $x$ -위치에서의 데이터를 표시할 때 국부 마찰속도를 사용한 벽좌표계를 이용하는 것 보다는 입구에서의 평균속도 및 벽면 온도를 사용한 무차원화 방법을 택하는 것이 타당하다고 판단되었다. 또한 본 연구의 주요 관심대상인 벽분사가 있는 영역의 앞부분에 위치한 주기적 유동(periodic channel) 부분에서는 유동의 상태가 단순채널의 유동의 그것과 유사하나 DNS, 성긴격자계를 이용한 DNS(coarse DNS), DMM, DSM 등의 방법이 각각 서로 다른 벽면마찰계수를 주기 때문에 여기서 발생한 차이가 주

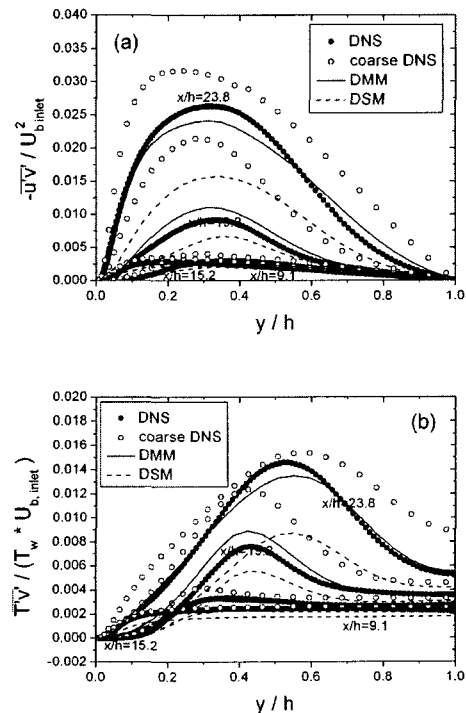


Fig. 6 (a)  $-\overline{u'v'}$ ; (b)  $-\overline{T'v'}$

요관심 대상 영역의 데이터 표시에 주는 영향을 줄이기 위해, 본 연구에서는 외층변수(outer variable) 즉,  $U_b$ ,  $T_w$  와  $h$ 을 사용하여 데이터를 무차원화하는 방법을 택하였으며 같은 방법이 Figs. 5-6에서도 적용되었다. Fig. 4의 결과로부터, 상류에서는 DSM과 DMM이 서로 비슷한 예측 성능을 보여준다는 것을 알 수 있다. 그러나, DSM의 경우에는 벽면마찰속도가 더 작게 예측되기 때문에 만약 벽면좌표계를 사용하여 그림을 다시 그리게 되면, 단순채널 유동 지역에 위치한  $x/h=9.1$ 에서는 Figs. 2-3에서와 동일한 형태의 결과를 얻게 된다는 것에 유의하여야 할 것이다. 또한 성긴격자계를 이용한 DNS(coarse DNS)와 DSM이 같은 격자계로 계산이 수행되었으나, 각각의 벽면마찰계수를 살펴보면 전자의 경우가 더 높게 예측되어서, 이 경우 역시 벽좌표계를 사용하면 그 예측 성능 상의 차이가 명확하게 나게 되므로, 이에 대해서도 유의하여야 한다. 하류로 내려갈수록(즉, 벽면에서의 분사로 인해 유동이 가속되는 부분에서에서는) DMM의 결과가 DSM이나 성긴격자계를 사용한 DNS(coarse DNS)에 비해 좋다는 것을 알 수 있는데, 앞서 언급한 바와 같이 벽면마찰속도의 예측 측면에서의 오차는 고려되지 않았으므로 이에 대한 주의가 필요하다. 마지막 두개의 x-위치 즉,  $x/h=19.2$ 와  $23.8$ 에서 보면, DMM이 벽면 근처에서 속도와 온도 분포를 (따라서, 마찰계수와 벽면에서의 열전달양을) 잘 예측하는 것을 알 수 있는데 이는 공학적 측면에서 매우 중요한 장점이 된다고 볼 수 있다.

Fig. 5에는 각 방향의 난류강도와  $T_{rms}$ 값을 보여주고 있다.  $u_{rms}$ 의 경우에는 DSM과 DMM간의 차이가 두드러지지 않으나,  $v_{rms}$ ,  $w_{rms}$ ,  $T_{rms}$ 의 경우에는 DMM이 DSM에 비해 DNS결과에 더 훨씬 더 가깝다. 특히, 성긴격자계를 사용한 DNS에 비해 DMM의 예측이 매우 좋다는 것을 알 수 있는데, 이는 앞서 언급한 바와 같이 주어진 절단 오차 상황에서 아격자 모델에 의해 계산 결과가 개선된 것이므로, 절단오차가 아격자모델에 의해 계산되는 양들에 심각할 정도의 오염을 일으킨다고는 생각되지 않는다.

Fig. 6에는  $\overline{u'v}$ 과  $\overline{T'v}$ 가 비교되어 있다. Fig. 5에서와 마찬가지로 하류로 갈수록 DMM의 예측결과가 우수해 진다는 것을 알 수 있다. 그

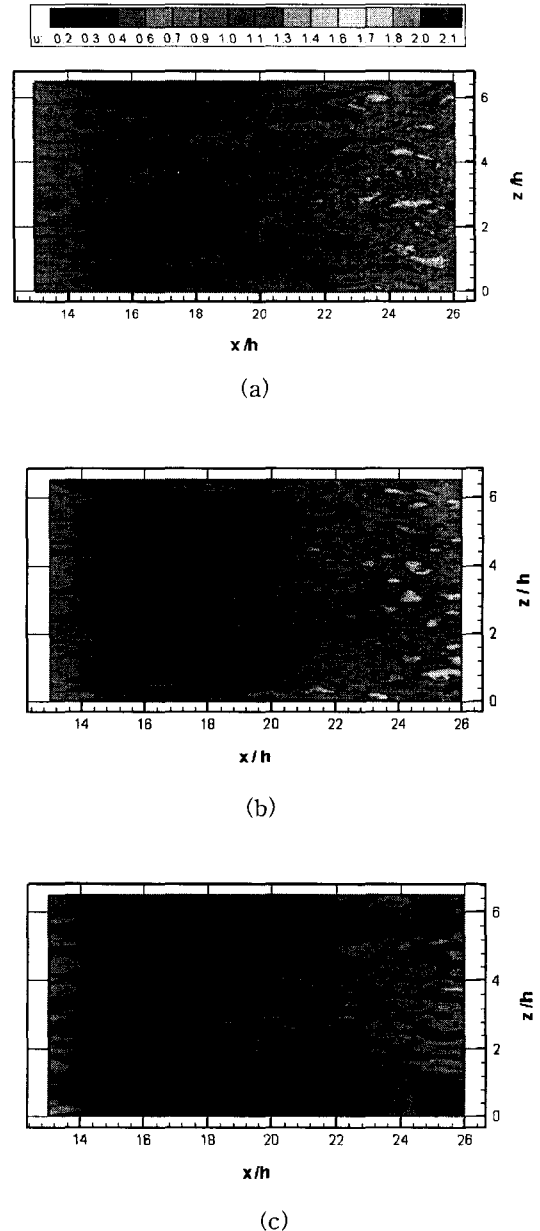


Fig. 7 u-contours in (x-z) plane at  $y/h=0.13$ . (a) DNS; (b) DMM; (c) DSM

러나 좀 더 현실적인 비교가 되기 위해서는 DNS의 결과를 필터링하여 얻은 filtered DNS 결과와 비교해보는 것이 매우 유익한 일이 될 것이나, 본 DNS계산이 매우 많은 격자(약 1700만개)를 요구하는 방대한 작업(나양<sup>6</sup>)이므로 경제성을 고려하여 본 연구에서는 시도하지 않았다.



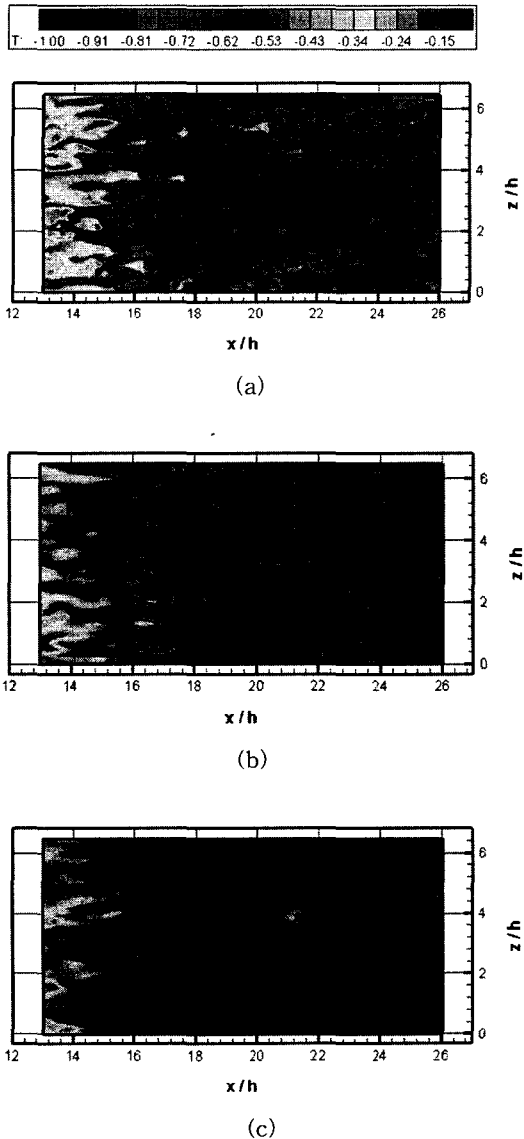


Fig. 8 T-contours in  $(x-z)$  plane at  $y/h=0.26$ . (a) DNS; (b) DMM; (c) DSM

벽면에서 조금 떨어진 위치( $y/h=0.13$ )에서의 주유동방향 속도의 등고선이 Fig. 7에 비교되어 있다. 본 유동에서는  $x/h=13.4$ 의 위치부터 벽 분사가 시작되며, 이로 인해 이 위치의 상류에서 생성된 난류 구조들이 벽에서 떨어진 곳으로 이동하기 때문에  $15 \leq x/h \leq 21$  사이에서는 난류구

조들이 보이지 않게 된다. 그러나 하부로 진행해 나감에 따라 벽면 근처에서 다시 경계층이 자라나게 되며 이곳에서 난류 구조들이 생겨나기 시작한다. DMM을 사용한 경우에는 DNS결과와 상당히 유사한 유동양상을 보이나, DSM의 경우에는 유동이 과도한 에너지 소산(dissipation)에 의해 영향을 받은 것처럼 보인다. 즉,  $x/h \sim 13.5$  근방에서의(즉, 벽분사가 작용하기 전에 생성되었던) 난류구조들의 간격이 DNS 또는 DMM의 결과에 비해 상당히 증가되어 있는 것을 볼 수 있는데, 이와 같은 거동은 강상모<sup>6)</sup>의 이점 상관계수(two-point correlation coefficient)의 계산결과에서도 확인할 수 있으며, 따라서 DSM은 전반적으로 과도한 에너지 소산으로 특징지어지는 모델이라고 볼 수 있다. 또한  $x/h \sim 21.5$  이후의 위치에서도 앞서 언급한 상류에서의 결과와 비슷한 양상을 보여주고 있다. 또한 Fig. 8은  $y/h=0.26$ 의 위치에서 온도장의 등고선을 보여 주고 있는데, 속도장에서의 경향과 마찬가지로, DSM의 결과는 과도한 에너지 소산의 영향을 받았다는 것과, DMM의 결과가 DNS의 결과와 더 유사하다는 것을 보여주고 있다. 위 결과로부터, 본 유동에서와 같이 주유동방향의 비균질성(inhomogeneity)이 존재하는 경우에는, 해석격자와 아격자간의 국부적 상호작용을 설명하는 Bardina항의 추가가 유동장 및 온도장 예측에 매우 중요한 역할을 한 것으로 생각되며, 국부적인 비선형 운동 특성을 고려하지 않은 비국부적 상호작용 만을 나타낸다고 볼 수 있는 Smagorinsky 에디-점성항만으로는 정확한 유동의 예측이 어렵다고 판단된다.

#### 4. 결론

채널유동에서 동적 Smagorinsky 모델(DSM)에 비해 더 우월한 성능을 보인 동적 혼성모델(DMM)을, 벽면 분사로 인해 발생된 다양한 종류의 전단 유동이 존재하는 유동에 적용하여 그 효용성을 평가하였다. 특히, DMM을 온도장의 계산에 확장 적용하여 보았으며, 성능 비교를 위해 같은 유동에 대해서 이루어진 DNS 결과와 비교하였다.

사각필터를 사용한 DMM이 같은 종류의 필터가 적용된 DSM에 비하여 난류통계량 및 유동구조의 예측에 우수하다는 것을 보였으며, 온도장

의 예측에서도 개선된 결과를 준다는 것을 알 수 있었다. 본 연구에서 고려한 유동 조건과 같이 주유동 방향으로의 비균질성(inhomogeneity)이 매우 큰 경우, 유동장 뿐만 아니라 온도장의 예측 측면에서 DMM이 더 효과적이었다는 사실은, 기존의 Smagorinsky항에다 Bardina항을 추가한 것이 매우 중요한 역할을 하였다는 것을 암시하고 있는데, 이 결과가 다른 종류의 유동에도 일반적으로 적용될 수 있는지에 대해서는 지속적인 연구가 필요할 것이다.

Fig. 7-8에 나타난 것과 같이, DSM은 모델이 갖는 과도한 에너지 소산의 특성으로 인해 유동장 및 온도장에 존재하는 작은 스케일의 구조들을 상대적으로 더 많이 제거하게 되므로 그 예측 성능에는 한계가 있을 수밖에 없다. 반면에 DMM의 경우에는 과도한 소산적인 특징을 갖는 Smagorinsky항의 역할이 상대적으로 줄어들도록 모델이 구성되었기 때문에, Figs. 7-8에 보인 것처럼 작은 스케일의 해상 능력에 있어 DSM에 비해 우월한 결과를 보인 것으로 판단된다.

본 연구는 비교적 낮은 Reynolds수를 갖는 복잡한 전단유동에서, DMM의 성능을 온도장의 예측 측면에서 평가해보는 기초적인 시도에 의미를 두었으나, 격자계의 크기 및 Reynolds수의 영향, 필터의 크기와 Bardina 항의 역할과의 상관관계 등에 대한 연구가 추후에 계속적으로 이루어져야 할 것으로 생각된다.

### 후 기

본 연구는 한국과학재단 목적기초연구(2000-1-30400-010-3)지원으로 수행되었습니다.

### 참고문헌

- (1) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., 1991, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," *Phys. Fluids A*, Vol. 3, pp. 1760~1765.
- (2) Piomelli, U., Zang, T.A., Speziale, C.G. and Hussaini, M.Y., 1990, "On the Large-Eddy Simulation of Transitional Wall-Bounded Flows," *Phys. Fluids A*, Vol. 2, No. 2, pp. 257~265.
- (3) Zang, Y., Street, R.L. and Koseff, J.R., 1993, "A Dynamic Mixed Subgrid-Scale Model and its Application to Turbulent Recirculating Flows," *Phys. Fluids A*, Vol. 5 No. 12, pp. 3186~3195.
- (4) Salvetti, M.V. and Banerjee, S., 1995, "A Priori Tests of a New Dynamic Subgrid-Scale Model for Finite-Difference Large-Eddy Simulations," *Phys. Fluids A*, Vol. 7, pp. 2831~2847.
- (5) Kang, S., 2000, "On Subgrid-Scale Models for Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows," *Transactions of the KSME(B)*, Vol. 24, No. 11, pp. 1523~1534.
- (6) Na, Y., 2003, "Direct Numerical Simulation of Channel Flow with Wall Injection," *Direct Numerical Simulation of Channel Flow with Wall Injection*, *KSME Int. J.*, Vol. 17, No. 10, pp. 1543~1551.
- (7) Cabot, W. and Moin, P., 1993, "Large Eddy Simulation of Scalar Transport with the Dynamic Subgrid-Scale Model," in *Large Eddy Simulation of Complex Engineering and Geophysical Flows*, ed. B. Galperin and S. A. Orszag, Cambridge University Press.
- (8) Spalart, P.R., Moser, R.D. and Rogers, M., 1991, "Spectral Methods for the Navier-Stokes Equations with One Infinite and Two Periodic Directions," *J. Comput. Phys.*, Vol. 96, pp. 297~324.
- (9) Leonard, B.P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," *Comput. Methods, Appl. Mech. Eng.*, Vol. 19, pp. 59~98.
- (10) Ghazal, S.G., 1996, "An Analysis of Numerical Errors in Large-Eddy Simulations of Turbulence," *J. Comput. Phys.*, Vol. 125, pp. 187~206.

(1) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., 1991, "A Dynamic Subgrid-Scale