

LES기법을 이용한 벽면 분출이 있는 채널 내부의 난류 유동 및 스칼라장 특성 해석

나 양*

Analysis on Turbulent Scalar Field in a Channel with Wall Injection using LES Technique

Yang Na*

ABSTRACT

Large eddy simulation was conducted for flow development in a chamber with wall injection which simulates the cold flow in an idealized hybrid rocket motor. It was found that a peculiar timescale, roughly corresponding to $St \sim 0.5$, resides in the flowfield resulting from the interaction between the main oxidizer and wall injected flows. However, the fact that this time characteristics is absent in the temperature field in the vicinity of the wall indicates that even a small regression rate renders the passive scalar, such as temperature, dissimilar to the velocity field. This implies that a classical approach, which assumes that constant turbulent Prandtl number, should be replaced by a more sophisticated turbulence models to accurately predict the temperature field in the hybrid motor.

초 록

이상화된 하이브리드 로켓모터 내부의 난류 유동 및 온도장의 발달과정을 대외류모사 기법을 사용하여 살펴보았다. 화학반응 및 밀도의 변화를 고려하지는 않았으나, 물리적으로 타당한 난류 입구조건과 22,500의 높은 Reynolds수 및 regression에 의한 벽면분출을 고려하여, 벽면근처에서 일어나는 난류유동의 시간 특성을 파악하였다. 하이브리드 모터 내부에서 발생한 혼합전단층의 불안정성에 기인한 특정 시간스케일($St \sim 0.5$)이 수동스칼라장에서 검출되지 않았다는 사실은 난류 온도장 해석에 난류 Prandtl 수를 상수로 가정하는 기존의 접근방식이 상당한 오차를 발생시킬 수 있다는 것을 의미한다.

Key Words: LES, Wall Injection(벽면분사), Turbulent Structure(난류 구조), Idealized Rocket Motor (이상화된 로켓 모터), Strouhal Number, Passive Scalar(수동 스칼라)

1. 서 론

† 2009년 2월 5일 접수 ~ 2009년 3월 10일 심사완료

* 정회원, 건국대학교 기계공학과
연락처, E-mail: yangna@konkuk.ac.kr

최근에 많은 관심을 받고 있는 하이브리드 로

켓에서는, 산화제 유량의 능동적 조절을 통해 엔진의 추력을 용이하게 제어할 수 있으며, 이에 사용되는 고체연료가 상온에서 불활성이므로 제작, 보관, 수송 및 연료의 장진에 있어서 충분한 안정성을 확보할 수 있다. 이와 같은 하이브리드 모터의 이점들을 잘 조합한다면 매우 경제적인 추진시스템의 제작 및 운용이 가능할 것으로 판단되나, 기존의 하이브리드 모터는 고체 로켓에 비해 아주 낮은 고체연료의 기화율 (regression rate)과 저 연소효율로 특성 지워지는 결점을 갖고 있으므로 아직도 많은 연구가 필요한 실정이다. 국내에서도 하이브리드 시스템의 문제점들을 극복하기 위한 다수의 연구들이 진행되고 있으나, 이미 무기체계에 실질적으로 적용하고 있는 몇몇 선진국에 비해서 국내의 기술수준은 아직 많은 개선이 요구되고 있는 단계에 머물러 있다고 하겠다.

하이브리드 모터 내부의 유동을 이상화한 분출유동이 있는 채널 형상에 관한 선행 연구[1, 2, 3]에서는 실험적으로 확인된 연료표면의 불규칙한 dimple 모양의 패턴[4, 5]들이 벽면 근처에 존재하는 난류구조들의 기하학적 변형과 관련되었다는 내용을 보고하였다. 그러나 이들 연구에서는, 난류구조의 변형과 특정 난류시간스케일의 발생이 모터 내로 유입되는 산화제 주유동과 벽면에서의 분출유동과의 상호작용에 기인하였을 것으로 추론되었을 뿐, 이에 대한 자세한 분석은 포함되지 않았다. 혼합전단층의 불안정성에 기인한 특정 시간스케일의 발생은 로켓 모터의 안정적 연소과정에 직접적인 영향을 미치기 때문에 난류 유동 및 온도장의 특성 파악은 하이브리드 추진시스템의 물리적 이해에 중요한 의의를 갖는다고 할 수 있다. 본 연구에서는, 대와류모사(LES) 기법을 사용하여 비정상상태의 유동장을 분석함으로써 특정 난류시간스케일의 발생 과정에 대해서 살펴보고 동시에 온도장으로 이상화되는 수동스칼라장의 난류 특성에 대해서도 알아보는 것을 주목적으로 하고 있다.

벽면에서 기화 (regression)된 연료가 모터 입구에서 주입된 산화제 주유동과 상호작용을 거

치면서 연료 벽면 근처에 존재하는 난류구조들의 특성을 변화시키는 과정을 알아보기 위하여, 채널 벽면에 수직인 방향으로 모멘텀을 주는 경계조건으로 사용함으로써 기화과정을 이상화하여 난류유동 및 열전달 특성 파악을 시도하였다.

선행연구[4]에서 사용된 연소 실험에서의 Reynolds수 (22,500) 효과를 현실적으로 구현하기 위하여 DNS 대신 LES기법을 선택하였는데, 그럼에도 불구하고 해석에 요구되는 방대한 계산비용을 고려하여 문제를 단순화할 목적으로 연소과정을 고려하지 않았다. 따라서 본 연구의 해석은 연소과정에 일방적 영향(1-way coupling)을 미칠 난류 유동장 및 수동 스칼라장의 특성 파악에 국한되었다고 할 수 있겠다. 실제 연소과정을 고려한 해석은 한층 더 현실적인 결과를 제공하여 줄 것이나, 일반적으로 난류 유동장에 비해 더 높은 강직도 (stiffness) 특성을 갖는다고 알려져 있는 연소장의 수치해석 해상은 현실적으로 용이하지 않다. 보통, 난류유동장과 연소장 사이에는 길이스케일의 근본적 차이가 존재하기 때문에, 유동장에 존재하는 대형 길이스케일의 물리적 특성이 비선형적 상호작용을 통해 근본적으로 변형되지 않다고 알려져 있다. 이 경우, 유동장과 연소장의 1-way 상호작용만을 고려해도 정성적으로 의미 있는 결과를 얻을 수 있을 것이다. 물론 유동장과 연소장 (또는 농도장)의 상호작용이 연소과정에 무시할 수 없는 영향을 주는 경우도 존재하나, 이 경우라도, 주된 상호작용이 주로 매우 얇은 화염 지역 (flame region)에 국한된다는 기존의 연구결과들을 고려하여 볼 때, LES기법을 통해 연료 혼합과정에 직접적인 영향을 주는 유동장에 존재하는 큰 스케일을 해상하고자 하는 본 연구는, cold flow가정의 제한점에도 불구하고 하이브리드 모터 내부 유동의 물리적 특성 파악에 필요한 난류유동 및 스칼라장에 관한 유용한 유체역학적 정보를 제공한다고 생각한다.

벽면에서의 분출유동과 주 산화제 유동의 상호작용은 주로 경계층 내에서 발생하므로, 실제로 사용되고 있는 원형 형상의 모터에 존재할

수 있는 곡률효과도 본 연구의 목적에 비추어 볼 때 크지 않다고 가정하여, 직사각형 단면을 갖고 있는 채널을 연구대상으로 하였다.

2. 수치해석 기법

2.1 동적혼성모델

본 연구의 목적 상, 산화제 주유동 (main flow)과 벽면 분출유동의 상호 혼합 및 발달과정의 정확한 해상이 매우 중요하므로, 학계에 널리 사용되고 있는 동적 Smagorinsky 모델 (DSM)에 비해 비물리적 소산에 의한 오차가 상대적으로 적다고 알려져 있는 동적혼성모델[6] (dynamic mixed model, DMM)을 채택하였다. 원래, 유동장 해석을 위해 제안되었던 이 기법은 박스필터 (box filter)를 사용한 물리적 공간에서의 유한차분 해석에 적합하므로, 온도장 예측에도 사용될 수 있도록 선행연구[7]를 통해서 확장되었다. 동적으로 난류점성계수 및 확산계수를 결정하는 기법의 정당성 및 정확성은 선행연구 결과에 자세히 기술되어 있으므로 여기서는 간략하게 지배방정식 및 관련 식들만을 소개한다.

하이브리드 로켓 모터의 출구에서 Mach수가 높지 않으므로 비압축성 가정에 의한 유동특성 파악에 오차가 크게 발생하지 않는다고 가정하였으며, 따라서 지배방정식은 다음과 같이 격자 필터링 (grid filtering)한 연속방정식, Navier-Stokes 방정식 및 에너지 방정식으로 구성된다.

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

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij} - \tau_{ij}) \quad (2)$$

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

여기서 bar는 격자필터링된 물리량을 의미한다. 잔류응력 텐서 (residual stress tensor), τ_{ij} 와 잔

류 열유속 벡터 (residual heat flux vector), q_j 는 다음과 같이 정의되는데,

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}, \quad q_j = \overline{T u_j} - \overline{T} \overline{u_j} \quad (4)$$

이 두 가지 물리량에 대한 모델이 주어져야 수학적 시스템이 닫히게 된다. DMM을 사용하는 경우, 다음과 같은 동적과정을 거쳐서 난류점성계수, ν_t 를 결정하며 strain tensor \overline{S}_{ij} 와 modified Leonard tensor L_{ij}^m 를 구한 후, 잔류응력 텐서를 다음과 같이 계산한다. 아래 식에서 \sim 는 테스트 필터링된 물리량을 의미하는데, DMM을 사용하는 경우 주어져야 할 파라미터인 테스트와 그리드 필터의 비, 즉 $\widetilde{\Delta}/\overline{\Delta}$ 는 선행연구[7]의 결과를 따라서 2로 결정하였다.

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -2\nu_t \overline{S}_{ij} + (L_{ij}^m - \frac{\delta_{ij}}{3} L_{kk}^m) \quad (5)$$

$$\nu_t = C_s \overline{\Delta}^2 \overline{S}, \quad L_{ij}^m = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}} \quad (6)$$

$$C_s = \frac{1}{2\overline{\Delta}^2} \frac{M_{ij}(L_{ij} - H_{ij})}{M_{kl}M_{kl}} \quad (7)$$

$$M_{ij} = [\widetilde{\overline{S}_{ij}} - (\widetilde{\Delta}/\overline{\Delta}) \widetilde{\overline{S}_{ij}}] \quad (8)$$

$$L_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}} \quad (9)$$

$$H_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}} \quad (10)$$

한편, 열유속벡터를 결정하는데 필요한 난류확산계수, α_t 도 위와 유사한 방법을 통해 다음과 같이 동적으로 결정된다.

$$q_j = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + F_j^m \quad (11)$$

$$\alpha_t = C_T \overline{\Delta}^2 \overline{S}, \quad F_j^m = \overline{\overline{T u_j}} - \overline{\overline{T}} \overline{\overline{u_j}} \quad (12)$$

$$C_T = \frac{1}{\overline{\Delta}^2} \frac{(F_k - G_k) H_k}{H_k H_k} \quad (13)$$

$$F_k = \overline{\overline{T u_k}} - \overline{\overline{T}} \overline{\overline{u_k}} \quad (14)$$

$$G_k = \overline{\overline{T u_k}} - \overline{\overline{T}} \overline{\overline{u_k}} \quad (15)$$

$$H_k = \overline{\overline{S} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_k}} - (\widetilde{\Delta}/\overline{\Delta})^2 \widetilde{\overline{S}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_k} \quad (16)$$

속도장 및 수동스칼라인 온도장을 기술하는 지배방정식 Eq. 1-3은 준내재적 (semi implicit) 방법을 사용하여 시간 상에서 적분되었는데[8], 점성 항에는 2차 정확도를 갖는 Crank-Nicolson법이, 관성항에는 3차 정확도를 갖는 3차 low storage Runge-Kutta 법이 각각 사용되었다. 모든 공간상의 차분은 2차의 정확도를 갖는 중심차분이 사용되었으나, 널리 알려져 있는 수동스칼라 장에서의 수치적 불안정성을 피하기 위해서, 에너지 방정식 Eq. 3의 관성항에는 QUICK scheme[9]이 사용되었다.

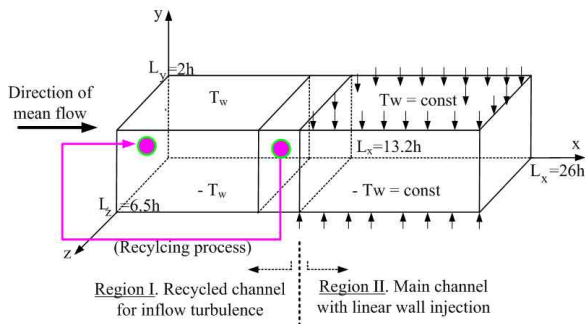


Fig. 1 Computational Geometry

2.2 계산 영역 및 유동조건

본 연구를 위한 계산 영역은 Fig. 1과 같다. 벽면에서의 분사가 있는 주 관심 영역 (Region II) 앞에는 단순 채널 (Region I, 벽면에서의 분사가 없는 영역)이 위치해 있다. 이 계산 영역은 물리적으로 타당한 난류를 발생시킨 후 이를 주 관심 영역으로 지속적으로 제공하기 위한 목적으로 설치되었는데, 그림에 나타나 있는 것처럼 시간에 따라 변화하는 속도 정보를 계속 발생시키기 위해 Region I의 하류에 위치한 주어진 평면의 속도 정보를 계산영역 입구로 재사용 (recycling)함으로써 물리적으로 잘 발달된 난류를 Region II에 공급하게 된다[10]. 이 목적에 타당한 Region I의 길이는 일반적인 난류의 시간 및 길이 특성을 고려하여 결정되었는데, 본 연구에서는 12.2h로 결정되었으며, 이 길이에 대한 정당성은 선행연구[8]에서 확보되었다.

기화과정으로 발생한 분출유동의 크기에 대한

실험적 정보가 많지 않지만 최근에 학계에 보고된 몇몇 실험결과들[4, 5]을 근거로 하여, $x=13h$ 의 위치에서 산화제 평균유동 (계산영역 입구에서 계산된 평균속도값)의 1%로 주어졌으며, 이후 선형적으로 증가하여 계산영역의 출구 ($x=26h$)에서는 3%가 되도록 하였다.

본 계산에서는 결과의 현실성을 높이기 위해 실험조건[4]과 유사하게 $Re=22,500$ (여기서, Re 는 채널의 반폭 h 와 입구에서의 평균유속 U_b 로 정의됨)으로 지정하였는데, 이는 $Re_\tau=1120$ 에 해당한다. 계산에 사용된 격자계는 선행연구[1, 2, 3]를 통해서 여러 번의 해상도 점검 후, $1025 \times 193 \times 513$ 격자계 ($\approx 101 \times 10^6$ 격자점)로 구성되었는데, 이는 대략 주유동방향으로 $\Delta x^+ \approx 28.4$, 벽면의 수직방향으로 $\Delta y_{min}^+ \approx 0.075$, $\Delta y_{max}^+ \approx 18.3$, 횡방향으로 $\Delta z^+ \approx 14.2$ 정도의 해상도를 제공한다.

온도장 계산을 위해서 채널의 아래벽면은 $-T_w$ 로 일정하게 유지시키고, 위 벽면은 T_w 로 유지시켰다. 여기서 T_w 는 무차원화된 온도이므로 음수값을 갖는 것이 물리적인 의미를 갖지 않으며 단지 계산상의 편의를 제공한다. 계산영역의 출구에서는 관성 경계조건 (convective boundary condition)이 사용되었는데, 이는 주산화제 유동과 벽면 분출유동의 상호작용으로 발생된 비정상 상태의 유동 구조들이 출구와 상호작용하는 것을 최소화하기 위한 것이며, 횡방향으로 주기조건 (periodic boundary condition)을 사용하여 계산 비용을 절약하였다.

3. 계산 결과

3.1 평균 유동장

주유동방향의 평균속도 및 섭동량 분포가 Figs. 2-3에 나타나 있다. $x/h=9.1$ 의 위치는 벽면에서 분사가 없는 Region I 영역에 속해 있으므로, 이는 단순채널 유동에서 일반적으로 얻을 수 있는 난류 속도분포에 해당한다. 이 보다 하

류의 위치에서의 속도분포 (즉, Region II 영역에서의 속도분포)를 살펴보면, 벽면에서의 분사는 경계층의 두께를 증가시키면서 난류강도의 최대값 발생지점을 벽면으로부터 멀어지게 하고 있음을 알 수 있다. 이와 같은 사실은 벽면의 수직 방향으로 작용된 운동량 (momentum)에 의하여 벽면 근처에서 생성된 전단층이 벽으로부터 멀어지게 되며, 난류에너지의 생성이 이 부양된 전단층에서 활발하게 일어나고 있음을 말해준다.

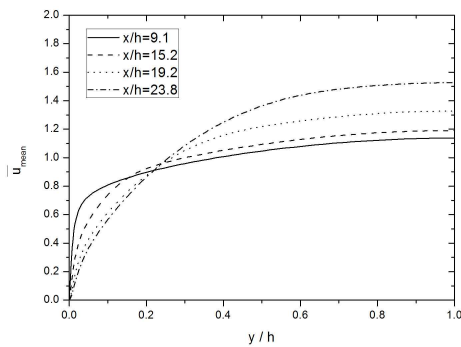


Fig. 2 Mean Streamwise Velocity Profiles

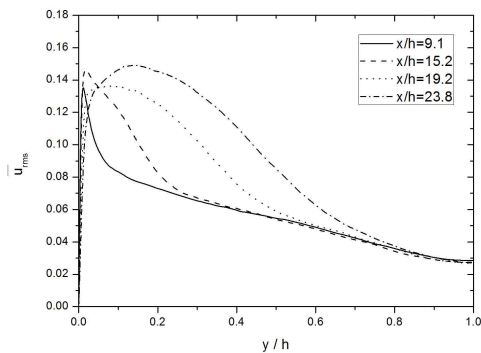


Fig. 3 Streamwise Velocity Fluctuations

평균온도장과 온도섭동량을 나타낸 Figs. 4-5 도 매우 비슷한 경향을 보여준다. 즉, 벽면에서의 분사에 의해 열경계층이 벽면으로부터 상승하게 되며, 벽면 근처에서 발생하는 섭동량의 국부 최대값의 위치가 $y/h \approx 0.4$ 까지 밀려나게 된다. 이는, 앞서 언급한 바와 같이, 벽면에 존재하는 난류구조가 벽면으로부터 들어 올려지게 되고 동시에 산화제 주유동과 벽면분출 유동과의 상호작용으로 인해 발생한 혼합전단층의 강도가

증가하면서 이 지역 (즉, 벽면에서 떨어진 위치)에서 더 많은 난류구조들이 발생하기 때문이다.

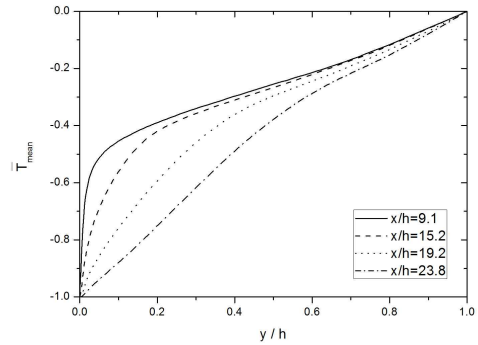


Fig. 4 Mean Temperature Distributions

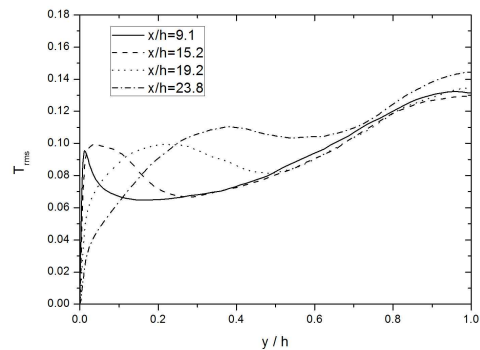


Fig. 5 Temperature Fluctuations

3.2 순간 유동장 특성

평균유동장에서 관찰한 특성을 살펴보기 위해서 잘 알려진 Zhou et al.[11]의 기법을 사용하여 난류구조들 (coherent structures)을 검출한 후, 이들의 3차원 등고선을 살펴보았다. Figure 6을 보면, 벽면 분출이 주어지지 않은 단순채널 지역 (Region I)에서 주유동방향으로 길게 자라난 streaky structure들 (이들은 단순채널 유동에서 흔히 볼 수 있음)이 벽면분출을 접하면서 벽면으로부터 들어 올려지게 되고 이 과정에서 국부적으로 부쉬지는 경우가 많이 발생하며, 상류 벽면 전단층에 비해 세기가 증가된 혼합전단층에서 다량의 구조들이 발생하는 것이 보인다. 혼합전단층은 주유동과 벽면분출이 만나면서 발생하는 Kelvin Helmholtz 유형의 불안정성에 기인

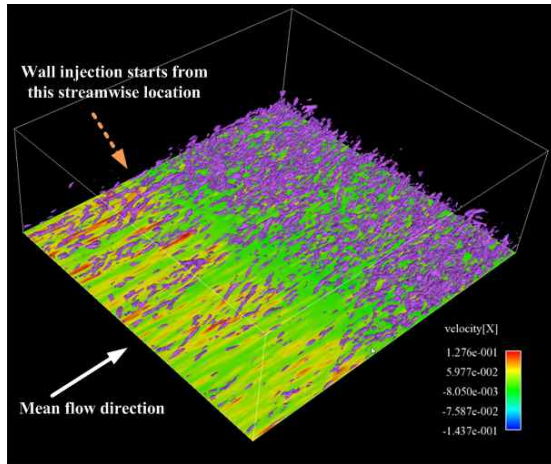


Fig. 6 Iso-contours of Coherent Structures

한 것이므로 이로 인해 발생한 시간특성을 파악하는 것은 하이브리드 로켓의 운영에 매우 중요하게 된다. 이를 정성적으로 알아보기 위해 주어진 어떤 한 순간에 압력섭동량의 3차원 등고선을 그려보았다 (Fig. 7). 계산영역의 측면에 함께 그려진 압력값은 유동이 하류로 진행해 감에 따라 점차 감소하는 것을 보여주고 있는데 벽면 분출이 있는 지역에서 압력구배가 더 크다. 순간 압력섭동 성분 중 음수의 값을 사용한 3차원 등고선은 유동장에서 발생하는 와(vortex)를 검출해 주기 때문에 유동 구조 파악에 매우 유용하게 사용되는데, 압력섭동 등고선은 유동이 하류로 진행해 감에 따라 2-D Roller 타입의 와류(vortex)가 형성되어가는 것을 보여주고 있다. 앞서 언급한 바와 같이 유동의 불안정성에 기인한 2-D Roller 구조는 형상 및 유동 파라미터에 의해 결정되는 고유의 시간 특성을 부과하게 되므로, 이 특성에 대한 파악은 연소의 불안정성의 잠재적 증폭과 관련하여 매우 중요하다고 할 수 있겠다.

3.3 난류 시간특성

주유동과 벽면분사의 상호작용에 의해 발생한 혼합전단층은 유동의 불안정성을 발생시키는데 이로 인해 생겨난 시간 특성은 난류유동이 갖는 고유의 특성에 비선형적으로 중첩되게 된다. 이 거동에 대해서 좀 더 살펴보기 위해 먼저, 계산

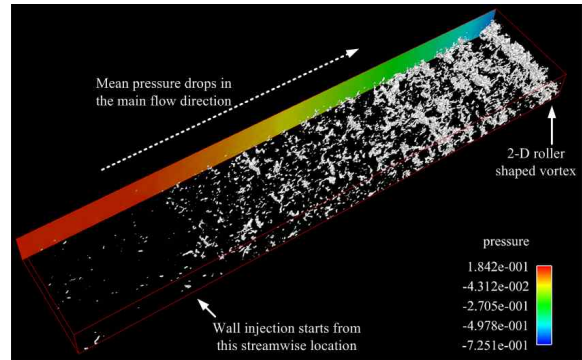


Fig. 7 Iso-contours of Pressure Fluctuations

영역의 중심면의 여러 위치에서 주유동방향 속도의 섭동량을 시간에 따라 검출해 보았다. Figure 8에서 $x/h=8.1$ (Region I에 위치함)과 $x/h=24.3$ (Region II에 위치함)의 위치에서의 그래프를 비교해 보면 혼합전단층의 효과가 명백하게 검출되지 않는다는 것을 알 수 있다. 이는 물리적 공간에서 표현한 데이터에는 다양한 시간 스케일들이 함께 중첩되어 있기 때문이다. 반면에 Fig. 7에 보인 것과 같은 압력섭동장은 계산영역의 하류에서 명백한 시간특성을 보이므로 압력 섭동장을 검출하여 시간에 따라 변화를 살펴보았다 (Fig. 9). 특히 $x/h=24.3$ 의 결과는 명백하게 large time-scale의 존재를 보여주고 있다.

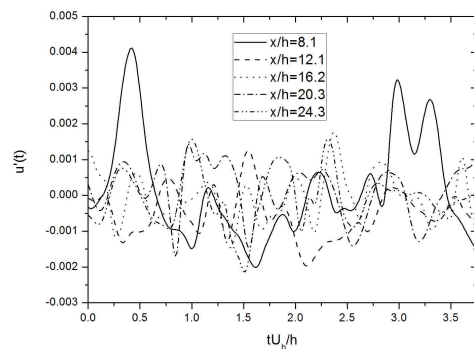


Fig. 8 Time History of Streamwise Velocity in the Vicinity of the Wall

좀 더 확실하게 유동장에 부과된 시간특성을 보기 위해서 주파수 스펙트럼을 살펴보았다. 비교의 목적으로, 주유동방향 속도 성분과 압력의

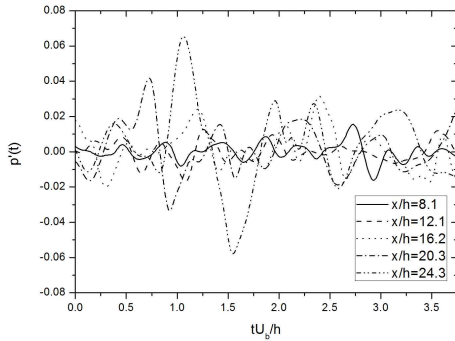


Fig. 9 Time History of Pressure Fluctuation in the Vicinity of the Wall

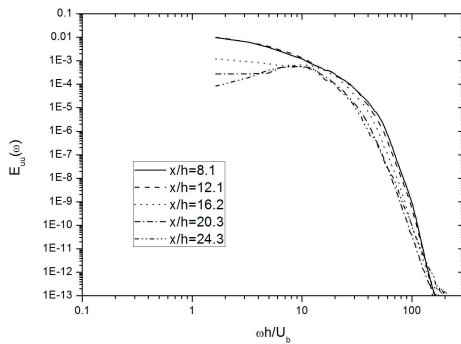


Fig. 10 Frequency Spectra of Streamwise Velocity

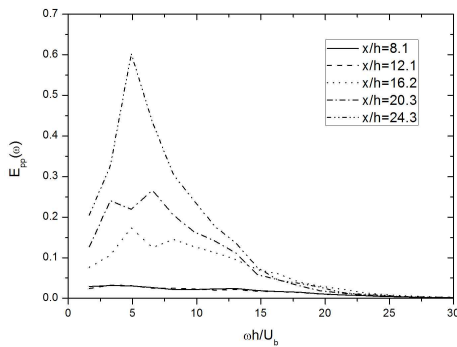


Fig. 11 Frequency Spectra of Pressure

에너지 스펙트럼을 그려 보았는데 (Figs.10-11), 본 그림의 목적은 유동장에 존재하는 시간 특성의 파악이므로, 에너지 크기 등을 사용한 정규화를 시도하지는 않았다. 먼저, Fig. 10을 살펴보면, 벽면분사가 있는 지역에서는 대체로 $\omega h/U_b \sim 8.5$ 의 위치에서 최대값이 발생하는

것을 알 수 있다. $x/h=8.1$ 의 데이터와 나머지 데이터를 직접적으로 비교함으로써 $\omega h/U_b \sim 8.5$ 의 시간특성은 벽면분사에 의해서 발생한 것을 알 수 있다. Figure 9에서 명백하게 나타났던 시간 특성을 강조하기 위해 압력 스펙트럼은 로그좌표계가 아닌 선형좌표계를 사용하여 표현하였다 (Fig. 10). 출구에 가장 가까운 $x/h=24.3$ 의 데이터는 대략 $\omega h/U_b \sim 5$ 의 위치에서 최대값을 보이므로 주유동방향 속도의 결과와는 조금 차이를 보인다.

본 연구와 유사한 유동 형상에 대한 결과가 문헌에 보고되어 있지는 않으나, 참고가 가능한 관련된 형상들의 결과와 비교해 보고자 한다. 후향계단 (backward facing step)에서 주로 발생하는 Kelvin-Helmholtz 불안정성 관련 데이터는 학계에 많이 보고되었는데, 이 중에서도 Eaton & Johnston[12]은 실험적 연구를 통해서 주기적 shedding 현상이 대체로 $0.066 < St < 0.08$ 의 특성을 갖는다고 보고하였다. 한편, 직접수치모사 기법을 사용한 후향계단 연구에서 Le, Moin & Kim[13]은 $St \sim 0.06$ 의 값을 얻었다. 반면, 전향계산 (forward facing step)의 경우에는 St 값이 일반적으로 더 증가하게 되는데, 예를 들어 Camussi 등 [14]은 전향계산의 비압축성 유동을 실험적 기법으로 측정하여 $St \sim 0.2$ 의 값을 얻었다. 본 연구에서는 압력 데이터 기준으로 스펙트럼의 봉우리가 $\omega h/U_b \sim 5$ 이며, $x/h=23.8$ 의 위치에서의 평균속도값을 사용하면 주파수 특성을 나타내는 $St = \frac{fh}{U_{b,local}}$ 값이 대략적으로 0.52

가 된다. 산화제 주유동과 벽면분사의 상호작용으로 발생하는 혼합경계층은 유동의 물리적 특성 상 후향계단 보다는 전향계산의 경우에 더 가까우며, 본 계산결과도 전향계단의 값에 더 근접하고 있다. 앞서 언급한 전향계단의 연구결과 [14]에서 사용된 길이 스케일은 계단의 실제 높이이나 본 연구에서 사용된 척도는 채널의 반폭, h 이다. 본 유동에서는 전향계단이 실제로 존재하지 않기 때문에 전향계단의 결과와의 정량적

비교는 무리이나, 유선의 경향을 살펴볼 때, 채널의 반폭 h 가 실험에서 사용된 전향채널 높이의 대략 2~3 배 정도라고 볼 때, 본 연구에서 얻은 Strouhal수(St)는 전향계단의 결과와 매우 흡사하다는 것을 알 수 있다. 물론, 형상, Reynolds수 등이 다르기 때문에 St 수가 일치한다는 것이 제한적인 의미를 갖겠지만 이는 적어도 본 계산에서 얻은 결과가 물리적으로 타당한 양상을 보여주고 있다는 것으로 해석할 수 있겠다.

3.4 스칼라장의 특성

지금까지 유동장에 발생한 시간 특성을 주유동방향 속도와 압력장을 사용하여 살펴보았다. 수동스칼라인 온도는 밀도의 변화가 허용되지 않는 비압축성 가정 하에서는 제한적인 의미를 갖지만, 대류 열전달 및 물질전달의 예측 측면에서 여러 가지 정보를 제공하게 된다. 앞서 보여진 평균속도와 평균온도 (Fig. 2, Fig. 4)를 비교해보면, 벽면분사에 의해 속도 및 열경계층들이 벽면에서 들어 올려지게 되는데, 온도장의 벽면구배가 상대적으로 더 감소하는 것을 알 수 있다. 따라서 벽면 근처에서 속도나 압력장에 발생된 물리적 특성이 온도장에 선형적으로 영향을 줄 지에 대해서는 확실하지 않다.

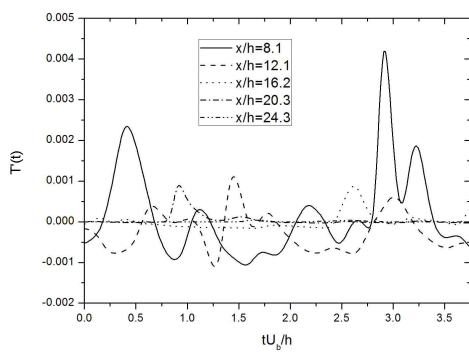


Fig. 12 Time History of Temperature in the Vicinity of the Wall

계산 영역의 중심면 내에서 벽면에 매우 가까운 곳들을 선택하여 온도의 변화를 시간의 함수로 나타낸 것이 Fig. 12에 보여지고 있다. 주유

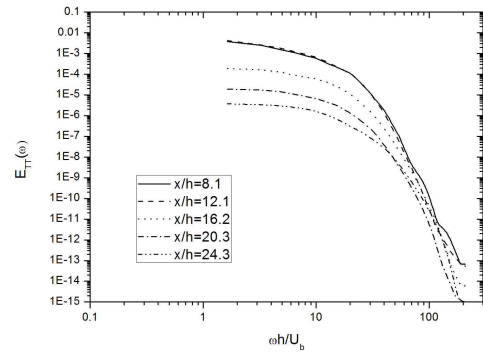


Fig. 13 Frequency Spectra of Temperature

동방향의 속도나 압력의 경우와는 달리 명백히 관찰되는 시간 특성이 존재하지 않는다. 이를 좀더 정확하게 파악하기 위해 온도장의 에너지 스펙트럼을 살펴보았는데 (Fig. 13), 역시 속도장에서 관찰되었던 시간 특성이 존재하지 않는 것으로 확인되었다. 따라서 속도장과 압력장에 존재하는 시간 특성이 온도장에는 나타나지 않는다는 것을 명백히 보여주고 있는데, 이는 벽면분사에 의해 온도장과 속도장 사이에 존재하던 상사성 (similarity)이 깨어졌기 때문인 것으로 판단된다. 벽면 근처에서 주유동방향 속도 u 와 온도 T 사이의 상관도를 Fig. 14에 그려보았는데, 예측한 바와 같이, 벽면 분사 효과가 존재하지 않는 Region I ($x/h=9.1$)에서는 상관도가 0.9 이상으로 매우 높게 나타나지만 벽면분사가 시작된 지역인 Region II에서는 점차 그 값이 낮아지게 되며 출구 근처인 $x/h=23.8$ 의 위치에서는 0.07정도까지 떨어지면서 주유동방향 속도와 온도와의 상관관계는 사실 상 없어지게 된다. 벽면수직방향 속도 성분 v 와 온도와의 상관도를 그린 Fig. 15도 비슷한 양상을 보여주고 있다. 이 경우, 벽면분사가 없는 경우에도 상관도가 0.36정도로 높지 않으나 벽면분사에 의해 이 상관도가 더욱 낮아지게 되며 출구에 가까운 지역에서는 상관도가 0.16정도까지 떨어지게 된다.

이와 같이 속도장에서 보여진 주파수 특성이 온도장에 나타나지 않는다는 사실은 두 변수간에 존재하는 상사성의 정도가 매우 낮아진 것

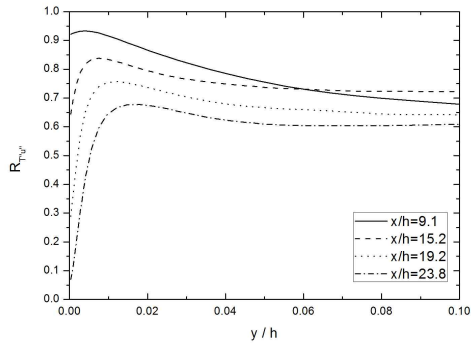


Fig. 14 Correlation Between Streamwise Velocity and Temperature

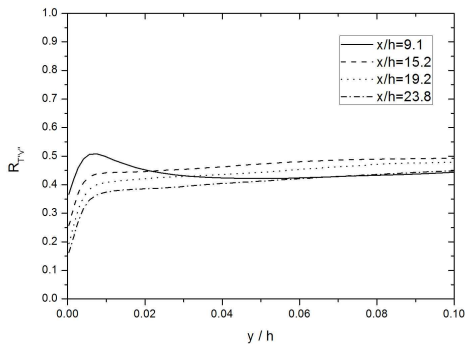


Fig. 15 Correlation Between Vertical Velocity and Temperature

을 의미하며, 난류 Prandtl수 (Pr_t)를 상수로 가정하는 기존의 난류해석 방식이나, 유동장 해석을 위해 개발된 기법과 유사한 방식을 채택한 온도장 해석용 난류모델은 극히 제한적인 정확도를 가질 수 있다는 것을 나타낸다.

4. 결 론

이상화된 하이브리드 로켓 모터 내부에서의 유동 발달 현상을 이해하기 위해서 대와류모사 기법을 사용한 cold flow 해석을 수행하였다. 결과의 신뢰성을 높이기 위해서 물리적으로 타당한 난류를 입구조건으로 사용하였으며 실험에 사용된 Reynolds수를 계산적으로 구현하였으나, 연소과정 및 온도 변화에 따른 물성치 변화를

고려하지 않았으므로, 결과의 해석에는 주의가 필요하다고 할 수 있겠다. 연료기화 (regression) 과정으로 인해 발생한 벽면분사가 주유동방향의 산화제 주유동과 상호작용을 하면서 혼합전단층을 만들어내기 때문에, 난류구조의 발생이 이 지역에서 급격히 증가하게 되고 발생된 구조들은 하류로 전파되어 가면서 특정 주파수 특성($St \sim 0.52$)을 갖는 거대한 2-D Roller 타입의 유동양상을 만들어 낸다. 벽면분사에 의해 가장 많은 교란이 예상되는 벽면 근처의 난류유동을 살펴보면, 유동장과 온도장 사이에 존재하는 상사성이 벽분사에 의해 깨지게 되는 것을 알 수 있는데, 이로 인해, 유동장에 존재하는 특정 주파수 특성이 온도장에서는 검출되지 않았다. 이 사실은 선행연구[8]에서 얻은 결과, 즉, 속도장과는 달리 평균 온도장 budget에서 Reynolds 응력 항이 다른 항들에 비해 상당히 크다는 사실과 더불어 난류온도장의 예측이 사용된 난류 온도장 모델에 매우 민감할 수 있으며 따라서 상당한 주의가 필요하다는 것을 의미한다.

밀도의 변화를 허용하는 압축성유체를 대상으로 한 해석을 통해 속도장과 온도장이 어떻게 정보를 교환하면서 상호작용을 하는지를 살펴보고 그 결과를 본 연구와 비교해 보는 것은 매우 흥미로운 일이 될 것이며 이는 추후 연구가 될 예정이다.

후 기

이 논문은 2007학년도 건국대학교의 지원에 의하여 연구되었음

참 고 문 헌

1. 나양, 이창진, “분출유동이 있는 채널 난류유동의 LES해석,” 한국항공우주공학회지, 제35권, 제 8호, 2007, pp.699-705

2. Na, Y. and Lee, C., "Intrinsic Flow Oscillation in Channel Flow with Wall Blowing," 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, July 2008, Harford, CT, U.S.A.
3. Lee, C. and Na, Y., "Large Eddy Simulation of Flow Development in Chamber with Surface Mass Injection," J. Propulsion and Power, Vol. 25, No. 1, 2009, pp.51-59
4. 구원모, 이창진, "하이브리드 로켓의 불안정 연소 특성 가시화," 한국추진공학지, 제11권, 4호, 2007, pp.46-51
5. Evans, B., Favorito, N. A. and Kuo, K. K., "Oxidizer-Type and Aluminum Particle Addition Effects on Solid Fuel Burning Behavior," AIAA Paper 2006-4676, 2006
6. Zang, Y. Street, R. L. and Koseff, J. R., "A Dynamic Mixed Subgrid-scale Model and its Application to Turbulent Recirculating Flows," Physics of Fluids A, Vol. 5, No. 12, 1993, pp.3186-3196
7. Na, Y., "On the Large Eddy Simulation of Scalar Transport with Prandtl Number up to 10 Using Dynamic Mixed Model," Journal of Mechanical Science and Technology, Vol. 19, No. 3, 2005, pp. 913-923
8. Na, Y., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Scalar Field in a Channel with Wall Injection," Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 47, No. 2, 2005, pp.165-181
9. Leonard, B. P., "A stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 19, No. 1, 1979, pp.59-98
10. Lund, T., Wu, X. and Squires, K. D., "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially Developing Boundary Layer Simulation, Journal of Computational Physics, Vol. 140, No. 2, 1998, pp.233-258
11. Zhou, J. Meinhart, C. D., Balachandra, S. and Adrian, R. J., "Formation of Coherent Packets in Wall Turbulence," Self-Sustaining Mechanics of Wall Turbulence, edited by R. L. Panton, Computational Mechanics Publications, Boston, MA, 1997, pp.109-134
12. Eaton, J. K. and Johnston, J. P., "Turbulent Flow Reattachment: An experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step," Report No. MD-99, Dept. of Mechanical Engineering, Stanford University, 1980
13. Le, H., Moin, P. and Kim, J., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow Over a Backward-facing Step," J. Fluid Mech., Vol. 330, 1997, pp.349-374
14. Camussi, R., Felli, M., Pereira, F., Aloisio, G. and Marco, A. D., "Statistical Properties of Wall Pressure Fluctuations Over a Forward-facing Step," Physics of Fluids, Vol. 20, 2008, 075113-1-075113-13