

研究論文

DOI: <http://dx.doi.org/10.6108/KSPE.2012.16.1.055>

RANS 및 LES를 이용한 리세스가 있는 동축분사기의 유동혼합에 대한 수치해석

박태선*

RANS-LES Simulations of Scalar Mixing in Recessed Coaxial Injectors

Tae Seon Park*†

ABSTRACT

The turbulent flow characteristics in a coaxial injector were investigated by the nonlinear $k-\epsilon-f_\mu$ model of Park et al.[1] and large eddy simulation (LES). In order to analyze the geometric effects on the scalar mixing for nonreacting variable-density flows, several recessed lengths and momentum flux ratios are selected at a constant Reynolds number. The nonlinear $k-\epsilon-f_\mu$ model proposed the meaningful characteristics for various momentum flux ratios and recess lengths. The LES results showed the changes of small-scale structures by the recess. When the inner jet was recessed, the development of turbulent kinetic energy became faster than that of non-recessed case. Also, the mixing characteristics were mainly influenced by the variation of shear rates, but the local mixing was changed by the adoption of recess.

초 록

동축제트분사기에 대한 난류유동의 특징이 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형[1]과 큰에디모사법에 의해서 조사되었다. 비연소조건에서 밀도가 다른 유체가 혼합될 때 레이놀즈수가 일정한 조건에서 리세스와 운동량비가 변화되었다. 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형은 리세스와 운동량비의 다양한 조건에서 의미있는 상관관계를 제안하였다. LES결과는 리세스에 의해서 난류유동 구조의 변화를 잘 묘사해 주었다. 리세스가 있는 경우 난류운동에너지의 발달은 리세스가 없는 경우보다 빠르게 나타났다. 또한, 혼합특성은 전단변형률의 변화가 지배적이었지만 국부적인 혼합은 리세스에 의해서 변화되었다.

Key Words: Liquid Rocket Engine(액체로켓엔진), Coaxial Injector(동축분사기), Large Eddy Simulation(큰에디모사법), Recess(리세스), Scalar Mixing(스칼라혼합)

접수일 2011. 7. 18, 수정완료일 2012. 1. 12, 게재확정일 2012. 1. 19

* 종신회원, 경북대학교 기계공학부

† 교신저자, E-mail: tsparkjp@knu.ac.kr

1. 서 론

동축분사기는 액체로켓엔진, 가스터빈 등의 연소기에 핵심부품이고 화학반응로, 자동차엔진 노즐, 각종 버너 등의 실제 시스템에 활용되고 있다. 동축분사기에서 나타나는 연료와 산화제의 혼합특성은 유체역학적 주파수 특성을 변화시키기 때문에 연소기 전체의 불안정성과 관계되어 설계에 매우 중요한 요소이다[2-5].

문헌조사에 의하면 동축분사기의 기본구조인 동축제트 유동에 대한 다양한 연구가 진행되어 왔다. 실험적인 연구들은 대부분 두종류 유체의 혼합은 와류유동 구조의 변화에 지배적이며 제트들의 운동량비와 노즐lip 두께의 변화에 의해서 혼합특성이 크게 의존함을 보여주고 있다. 이를 바탕으로 Kiwata et al.[6]은 동축분사기와 유사한 동축제트 유동에 대해 실험 및 해석적 연구를 수행한 결과 비록 2차원 층류유동 조건이지만 와류유동의 공간적인 발달에 제트들의 형상 조건이 밀접하게 관계함을 증명하였다.

비연소 난류유동 조건에서 스칼라혼합은 유동에 수동적인 형태로 특징이 나타난다. 그러므로 난류유동에 대한 정확한 해석이 선행되어야 한다. 특히 연소기의 경우 분자수준에서 반응물들이 혼합된 후에 화학반응이 발생되고 혼합특성은 작은 에디(eddy)에 의해 지배된다. 또한 작은 에디들은 energy cascade에 의해서 큰 에디와 연관성을 가지고 큰 에디는 경계조건이나 물체의 형상에 영향을 많이 받게 된다. 난류유동의 이러한 특징에 의해서 유동구조에 대한 분석은 일정크기 이상의 에디에 관한 변화를 명확하게 이해하여야 이루어질 수 있다. 최근에 Park과 Chung[7]은 동축분사기 형상에 대해 밀도변화가 있는 비연소 유동장에 대해 LES를 적용하여 여러 형상조건에서 작은에디와 큰에디의 변화를 성공적으로 묘사하였다.

본 연구에서는 Park과 Chung[7]의 형상과 유사한 조건에서 RANS 및 LES 해석을 수행하고자 한다. 모사유체 조합과 형상변화에 대해서 Coherent Vortices의 구조 및 화학당량혼합거리(Stoichiometric mixing length, L_S)의 상관관계를 살펴보고자 한다.

2. 수치해석 방법 및 검증해석

2.1 지배방정식

밀도변화가 있는 비정상, 비압축성 난류유동에 대한 Park et al.[1]의 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right] \quad (2)$$

레이놀즈 응력 τ_{ij} 는 다음식에 의해서 얻어진다.

$$\begin{aligned} -\tau_{ij} = & \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} - k \beta_2 \left(S_{ik}^* S_{kj}^* - \frac{1}{3} S^{*2} \delta_{ij} \right) \\ & - k \beta_3 \left(W_{ik}^* S_{kj}^* - S_{ik}^* W_{kj}^* \right) - k \beta_4 \left(S_{il}^* S_{lm}^* W_{mj}^* - W_{il}^* S_{lm}^* S_{mj}^* \right) \\ & - k \beta_5 \left(W_{il}^* W_{lm}^* S_{mj}^* + S_{il}^* W_{lm}^* W_{mj}^* + 0.5 S_{ij}^* W^{*2} - \frac{2}{3} III_S \delta_{ij} \right) \end{aligned}$$

여기서 $III_S = S_{lm}^* W_{mn}^* W_{nl}^*$, $S_{ij}^* = S_{ij} k / \epsilon$, $W_{ij}^* = W_{ij} k / \epsilon$, $S^* = \sqrt{2 S_{ij}^* S_{ij}^*}$, $W^* = \sqrt{2 W_{ij}^* W_{ij}^*}$, $\nu_t = C_\mu f_\mu k^2 / \epsilon$ 등이고, S_{ij} , W_{ij} , β_i 는 전단변형률, 와도텐서, 전단변형률의 함수인 계수를 각각 나타낸다. 감쇄함수는 $f_\mu = f_{\mu 1} f_{\mu 2}$ 의 형태로 다음에 의해서 얻어진다.

$$f_{\mu 1} = (1 + f_D R_t^{-3/4}) f_w^2 \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 f_w}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{R_t^{3/2}}{A^2 L^2} (f_w - 1) \quad (4)$$

$$f_{\mu 2} = 5.41 g / (g^2 + A_s) \quad (5)$$

$$g = \begin{cases} \frac{C_a}{3} + (P_1 + \sqrt{P_2})^{1/3} \\ + \text{sign}(P_1 - \sqrt{P_2}) |P_1 - \sqrt{P_2}|^{1/3}, P_2 \geq 0 \\ \frac{C_a}{3} + 2(P_1 - P_2)^{1/6} \times \\ \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_2}} \right) \right), P_2 < 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$P_1 = C_0 \left[\frac{C_0^2}{27} - \frac{(A_s - \alpha_2 \eta^2)}{6} + \frac{1}{2} \right] \quad (7)$$

$$P_2 = P_1^2 - \left[\frac{C_0^2}{9} - \frac{(A_s - \alpha_2 \eta^2)}{3} \right] \quad (8)$$

여기서 $A_s = \alpha_3^2 \xi^2 - \alpha_2^2 \eta^2 / 3$, $\eta = f_w S^*$, $\xi = f_w W^*$ 등을 나타낸다. 모델상수는 $C_\mu = 0.09$, $A = 8.4$, $\alpha_1 = 0.48$, $\alpha_2 = 0.375$, $\alpha_3 = 0.8$, $C_0 = 2.5$ 이다. 기술되지 않은 난류운동에너지 방정식과 난류운동에너지 소산율에 대한 방정식, 상수 및 계수 등에 관련된 정확한 형태는 Park et al.[1]의 연구에 자세히 검토되어 있다.

비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형의 지배방정식과 유사하지만, LES에서 사용되어질 연속방정식, 운동량방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{\rho} u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} u_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - Q_{ij} \right] \quad (10)$$

여기서 \bar{u}_i , \bar{p} , $Q_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j} / \bar{\rho}$ 는 필터가 적용된 속도, 압력, SGS응력을 나타내고, μ 는 점성계수이다. SGS응력은 Lilly[8]의 동적모델을 이용하여 $Q_{ij} = -2C\bar{\rho}\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}$ 와 다음의 관계로 얻어진다.

$$C\bar{\Delta}^2 = -\frac{1}{2} \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{kl} M_{kl} \rangle} \quad (11)$$

$$L_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j} / \bar{\rho} \quad (12)$$

$$M_{ij} = (\bar{\Delta} / \Delta)^2 \bar{\rho} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \bar{\rho} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (13)$$

여기서, $\bar{S}_{ij} = 0.5(\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i)$, $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ 이고, $\bar{\cdot}$, $\hat{\cdot}$, $\langle \cdot \rangle$ 는 격자필터, 테스트필터, 평균을 나타낸다.

밀도가 다른 유체의 비연소 혼합유동을 해석하기 위하여 혼합분율방정식을 이용한다[7].

$$\frac{\partial \bar{Z}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{Z}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[D \left(\frac{\partial \bar{Z}}{\partial x_j} \right) - s_j \right] \quad (14)$$

여기서 \bar{Z} , $s_j = \overline{\rho u_j Z} - \overline{\rho u_j} \bar{Z} / \bar{\rho}$ 는 필터가 적용된

혼합분율, SGS유속을 나타내고, D 는 CHEMKIN-III[9]로 얻어지는 확산계수이다. 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형의 경우 필터대신 시간평균이 적용된 방정식이고 $s_j = (\nu/0.7) \partial \bar{Z} / \partial x_j$ 를 이용한다. 비연소 상황에서 밀도와 점성계수의 변화는 다음과 같이 혼합분율의 함수로 결정한다.

$$\rho_{mixture} = \left(\frac{P_o}{T_o} \right) / [\bar{Z} R_{fuel} + (1 - \bar{Z}) R_{air}] \quad (15)$$

$$\mu_{mixture} = \bar{Z} \mu_{fuel} + (1 - \bar{Z}) \mu_{air} \quad (16)$$

여기서, P_o/T_o 는 상수이고 R 은 기체상수이다.

22 이산화

방정식들은 Green-Gauss 정리를 이용한 유한체적법(Finite Volume Method)을 적용하여 이산화하였다. 대류항 처리는 LES해석을 위해 4차 정확도의 Compact차분법[10]을 적용하였다. 확산항은 중심차분법을 이용하였고 압력과 속도장의 연계성은 비정상 유동해석에 고정확도를 보장하는 PISO 알고리즘[11-13]을 선택하였다. 이 알고리즘은 단계적인 압력수정 방정식을 사용함으로써 비정상 해석에 요구되는 계산시간을 줄일 수 있는 장점이 있다.

23 검증해석

본 해석에 앞서 코드의 예측성을 검토하기 위하여 동축제트에 대한 해석을 수행하였다. 내부제트유동이 Air, He, CO₂일 때 실험[14]과 비교하였다. 내부제트와 외부유동이 모두 공기일 때는 밀도차이가 없지만 He, CO₂일 때는 밀도차이로 많은 변화가 발생한다. 같은 속도비라도 밀도변화에 의한 운동량이 변하기 때문에 혼합의 정도는 상이하게 나타난다. Fig. 1은 축방향 속도의 순간적인 분포와 평균속도의 변화를 보여주고 있다. 난류에너지 스펙트럼의 변화(-5/3 law)를 검토하여 약 80만개에서 수행된 LES는 실험결과와 어느 정도 일치하는 결과를 보여주고 있다. 그렇지만 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형은 밀도 차이가 클수록 실험과 많은 차이를 보여주고 있

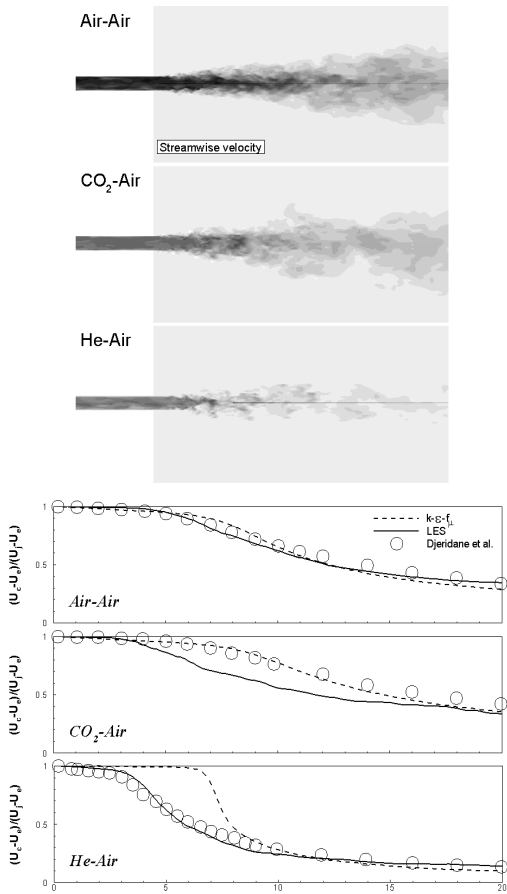


Fig. 1 Instantaneous and mean streamwise velocity along the jet axis of a round jet

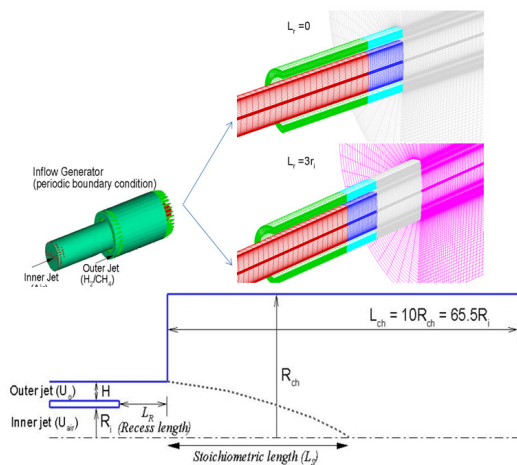


Fig. 2 Computational domain and grid system for a model injector

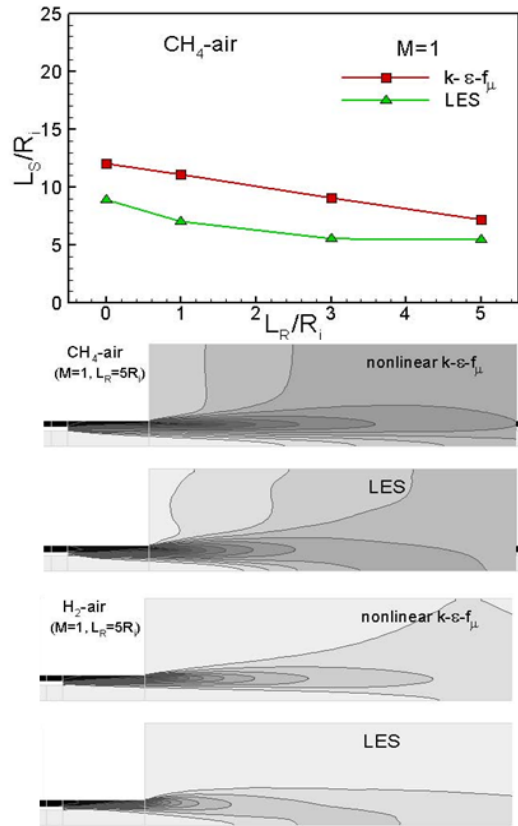


Fig. 3 Comparison of the predicted L_S and time-averaged Z

다. 이것은 밀도차이로 발생하는 난류운동에너지의 변화에 대해 감쇄함수가 효율적이지 못한 것에 기인한 것으로 생각된다. 또한 밀도변화가 존재하는 경우 밀도변화가 없는 경우보다 격자수가 많아야 좋은 결과를 줄 수 있을 것으로 기대된다. 결과적으로 현재 계산과정은 신뢰성이 있는 것으로 판단된다.

3. 결과 및 고찰

동축분사기에 대한 해석은 Fig. 2와 같은 형상 조건[7, 15]에서 격자수 100만개 수준 (리세스가 없을 때 962500 CVs, $L_r = 5r_i$ 일 때 1112500 CVs)을 이용하여 $Re_o = \rho_o U_o H / \mu_o = 5000$ 일 때 RANS 및 LES해석이 수행되었다. 여기서 ρ_o 는

외부제트의 밀도, U_o 는 외부제트 평균속도, μ_o 의 부제트 유체의 점성계수를 나타낸다. 내부 산화제 제트유동 (반지름 R_i)에 환형의 채널을 통해 연료가 공급되는 분사기 형상조건이다. $L_r=0, R_i, 3R_i, 5R_i$ 등의 리세스길이 변화에 운동량비 $M=(\rho_o/\rho_i)(U_o/U_i)^2$ 을 변화시켜가면서 해석이 수행되었다. ρ_i 는 내부제트의 밀도, U_i 는 내부제트 평균속도이다. 형상조건 변화에 대해 전체적인 경향성 파악은 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형[1]을 이용하였고 구체적인 유동구조의 변화를 살펴보기

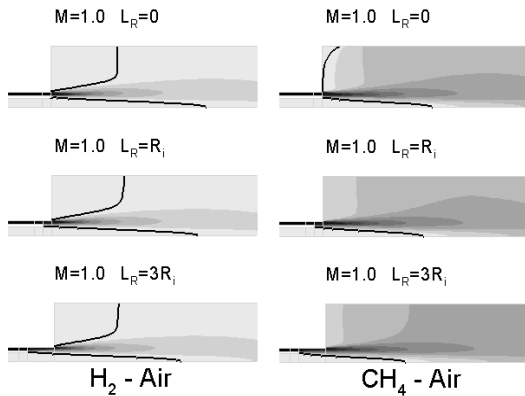


Fig. 4 Time mean mixture fraction

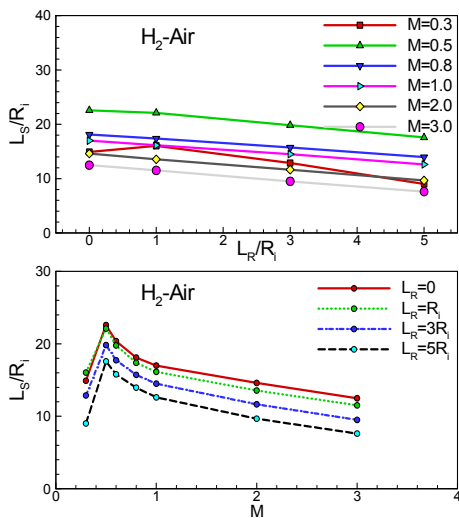


Fig. 5 Dependence of the stoichiometric mixing length on M and L_R (H_2-Air , nonlinear $k-\epsilon-f_\mu$)

위해 LES해석이 이용되었다.

Figure 3은 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형 및 LES로 예측된 화학당량혼합거리(L_S)와 시간평균된 혼합분율의 비교하였다. 여기서 L_S 는 분사기 중심축상에 화학당량 혼합분율 (Stoichiometric mixture fraction, Z_{st})을 보여주는 분사면으로부터의 축방향 거리를 나타낸다[16]. 연소생성물을 H_2O 와 CO_2 로 가정하면 H_2-Air 시스템의 경우 $Z_{st} = [1+\nu Y_{fuel,1}/Y_{O_2}]^{-1} = [1+8/0.233]^{-1} = 0.0283$ 이고, CH_4-Air 일 경우 $Z_{st} = 0.055$ 이다. 결과에서 보면 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형[1]의 경우 L_S 는 리세스길이 증가에 따라서 선형적으로 변하지만 LES는 비선형적인 감소특성을 보여주고 있다. 시간평균된 혼합분율의 분포를 보면 전체적인 분포는 비슷하지만 축방향의 변화에서 많은 차이가 나타나고 있다. 이것은 작은에디의 변화가 적절히 고려하지 못한 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형의 특성으로 나타난 차이로 생각된다.

Figure 4는 리세스 변화에 따른 시간평균된 혼합분율의 분포를 보여주고 있다. 여기서 실선은 화학당량 혼합분율값을 나타낸다. 내부제트의 후퇴정도에 따른 혼합분율의 변화를 그림에서 살

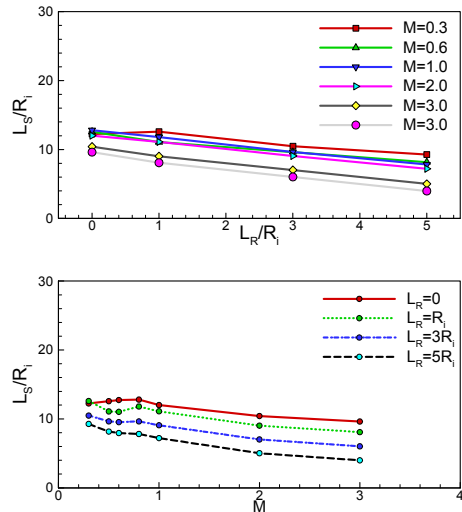


Fig. 6 Dependence of the stoichiometric mixing length on M and L_R (CH_4-Air , nonlinear $k-\epsilon-f_\mu$)

펴볼 수 있다. 이러한 변화와 관련된 화학당량혼합거리의 정량적인 변화를 살펴보기 위하여 Fig. 5와 6에 다양한 조건에 대한 화학당량혼합거리의 변화를 나타내었다.

$H_2 - Air$ 인 경우 리세스의 증가에 따라서 혼합거리는 거의 선형적으로 감소함을 보여주고 있다. 화학당량 혼합거리가 감소는 평균유동관점에서 리세스가 없는 경우와 비교할 때 리세스가 존재하는 경우 내부제트가 후퇴된 정도에 해당된다. 그렇지만 Fig. 3에서 LES결과를 보였듯이 L_S 는 리세스의 증가에 따라 비선형적인 감소를 보여준다. 즉 L_S 의 변화는 내부제트의 후퇴길이 지배적이지만 작은 에디의 변화가 존재하기 때문에 비선형적인 변화를 나타내고 있는 것으로 판단된다.

한편, 운동량비의 증가에 따라서 화학당량혼합거리는 $M=0.5$ 을 기준으로 다르게 나타나고 있다. $M=0.5$ 까지 혼합거리가 증가하고 있고 운동량비가 $M=0.5$ 보다 큰 경우 혼합거리가 감소하고 있다. M 이 1보다 작은 경우 내부제트의 운동량은 외부제트의 운동량보다 큰 조건으로 내부/외부제트가 접한 위치에서 전단변형률변화 또한 상대적으로 커지게 된다. 결과적으로 내부전단층에 발생된 유동의 변화가 스칼라 혼합을 M 이 1보다 큰 경우보다 크게 유도하는 것으로 생각된다. 혼합거리에 대한 이러한 증가-감소경향은 $CH_4 - Air$ 인 경우 명확하게 나타나고 있지 않다. 이러한 차이는 공기에 대한 밀도차이가 다르기 때문에 얻어진 결과로 생각되지만 좀 더 자세한 연구가 필요한 부분이다. 그렇지만 운동량비가 $M=1$ 인 조건을 중심으로 혼합거리의 변화가 다르게 나타나고 있고 전체적으로 운동량비 증가에 따라서 혼합거리가 감소하는 경향을 보여주고 있다.

Figure 7은 $H_2 - Air$ 인 경우 운동량비가 작을 때와 클 때 z -방향 와도성분을 보여주고 있다. M 이 작을 경우 내부제트의 크기 증가로 positive 성분이 지배적으로 되기 때문에 내부의 공기제트는 반경방향으로 밀려가는 경향이 많아지게 된다. M 이 클 경우 negative 성분이 지배

적으로 되어 외부 연료제트가 축중심으로 이동이 강화되는 특징을 가지고 있다. 이러한 유동구조에 의해서 Fig. 5에 나타난 바와 같이 M 이 작을 경우 혼합거리가 증가하고 M 이 클 경우는 혼합거리가 감소하는 특징을 가지고 있는 것으로 생각된다.

Figure 8은 리세스 변화에 따른 특정위치에서 혼합분율의 확률밀도함수 (pdf)이다. 축중심상의 점에서는 Z 가 0의 근처값에 분포하고 내부제트 반지름정도 반경방향으로 떨어진 위치에서는 Z

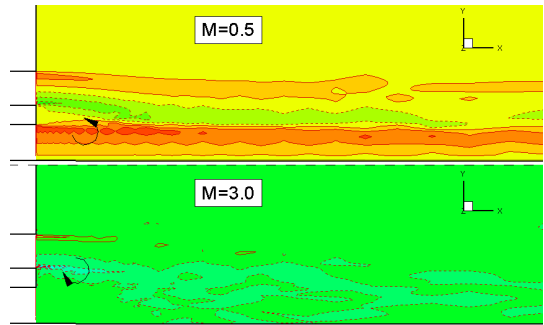


Fig. 7 Instantaneous ω_z ($H_2 - Air$, dashed line: negative)

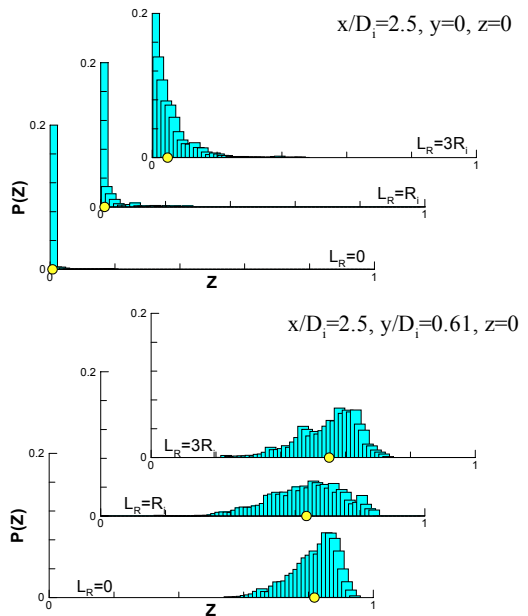


Fig. 8 Probability-density functions of the mixture fraction for $CH_4 - Air$ jets

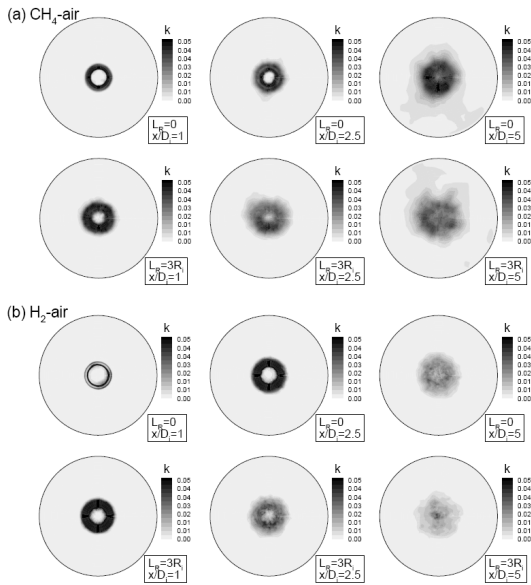


Fig. 9 Contours of turbulent kinetic energy at different positions ($D_i = 2R_i$)

가 0.5보다 큰값에 분포하고 있다. pdf분포의 중앙에 나타난 점은 평균값을 의미한다. 리세스가 변하더라도 pdf의 특징이 크게 변하지 않기 때문에 유동혼합구조는 한가지 형태임을 보여주고 있다.

Figure 9는 분사면으로부터 후류로 갈수록 발달해가는 난류운동에너지 ($k = \overline{u_i^2}/2$)의 변화를 보여주고 있다. 리세스가 없는 경우에 비해서 리세스가 있는 경우 난류운동에너지의 반경방향으로 발달이 빨리 이루어지는 것을 보여주고 있다. 이러한 난류운동에너지의 변화는 유동장내에 존재하는 와류구조의 변화와 밀접한 관계가 있다. 와류구조를 나타내는 $S_{ik}S_{kj} + W_{ik}W_{kj}$ 텐서의 2번째로 큰 고유치로 정의되는 λ_2 [17]를 이용하여 변화를 살펴보았다. 여기서 W_{ik} 는 와도텐서이다. Fig. 10은 $CH_4 - Air$ 인 경우 리세스 변화에 따른 난류에너지 생성과 관련된 와류동

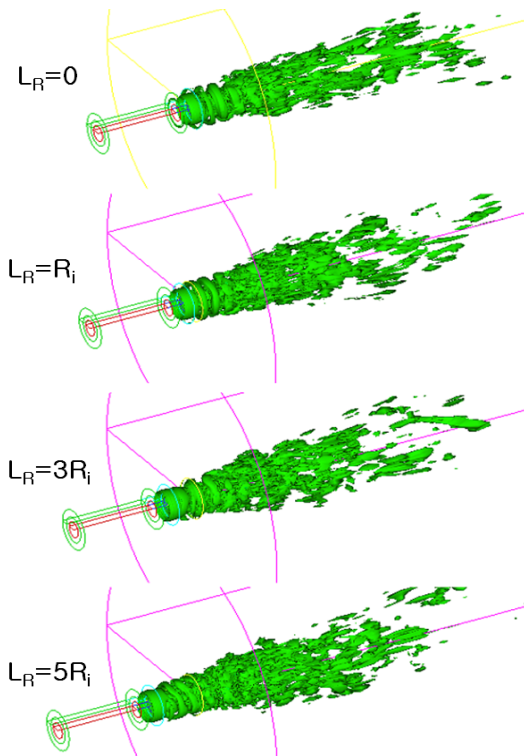


Fig. 10 Iso-surfaces of λ_2 by the vortex identification method ($CH_4 - Air$)

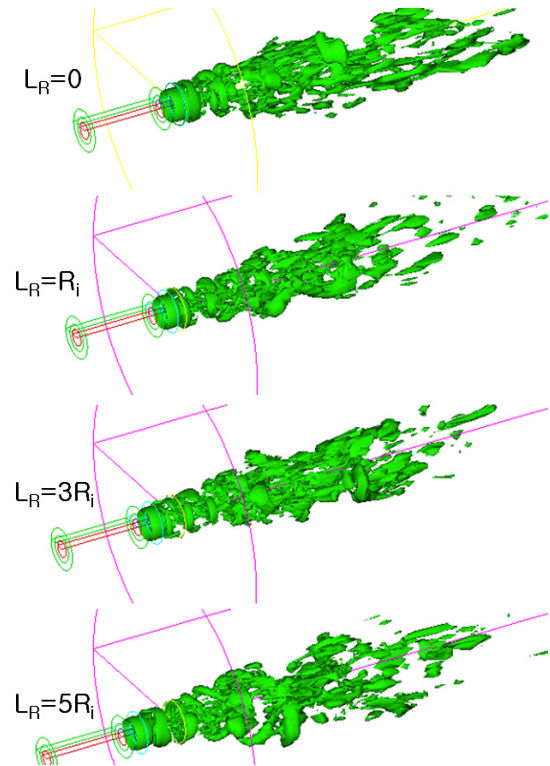


Fig. 11 Iso-surfaces of λ_2 by the vortex identification method ($H_2 - Air$)

(streamwise vortices)구조를 보여주고 있다. 전단층의 불안정성(Taylor-Helmholtz)과 관계된 링 형태의 와유동 구조가 리세스에 의해서 변하고 있고 후류에 작은 크기의 와유동구조가 많아지는 형태를 보여주고 있다. 밀도차이 큰 경우 Fig. 11에서 보는 바와 같이 와유동구조는 큰 스케일의 구조가 지배적이고 리세스에 의해서 발달하는 형태가 변하고 있다.

Park과 Chung[7]은 리세스가 있는 동축분사기에서 리세스가 존재할 경우 내부/외부제트 사이에서 발생한 큰구조의 와유동이 전단층 불안정성에 의해서 작은구조로 빨리 변화하는 특징이 있음을 보여주었다. 이러한 유동구조는 화학당량 혼합거리의 변화와 밀접한 관련이 있을 것으로 생각되어 Fig. 12에 리세스 변화에 따른 화학당량 혼합거리의 자기상관계수를 살펴보았다. 그림에서 보면 작은 주기의 성분들이 리세스가 증가할수록 많아지는 특징을 보여주고 있다. 이것은 리세스의 도입이 유동장에 주기가 작은 유동구조를 야기한다고 생각할 수 있다. 이러한 특징은 연소영역의 비정상거동에 영향을 줄 수 있을 것이지만 Fig. 9-11과 함께 생각해 보면 리세스의 도입은 난류확산을 증가시켜 연소불안정보다는 연소효율증가에 기여할 것으로 생각된다.

4. 결 론

본 연구에서는 전단변형률을 이용하는 동축분사기 모형에 대하여 수력학적인 특징을 파악하기 위하여 운동량비와 리세스의 길이 변화에 대한 난류유동해석을 수행하였다.

비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형[1]과 LES로 예측된 결과를 비교한 결과 밀도차이가 있는 유동에 대한 모델수정이 필요하였지만 공학적인 유용성이 확인되었다. 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형[1]의 경우 리세스길이 증가에 따라서 화학당량 혼합거리는 거의 선형적으로 변하지만 LES는 비선형적인 감소특성을 보여주었다. 운동량비의 변화는 화학당량 혼합거리의 비선형적인 변화를 보여주었다. 특히 밀도차이가 큰 H_2-Air 와 밀도차이가 작은 CH_4-Air

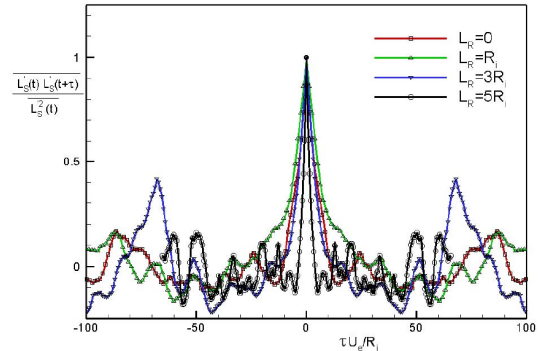


Fig. 12 Autocorrelation coefficients of L_S on L_R
(H_2-Air , $M=1$)

의 경우 화학당량 혼합거리는 매우 다르게 나타났다. 이러한 변화는 내부/외부 제트유동의 전단층 불안정성과 관계된 것으로 나타났다.

리세스가 존재하는 경우 리세스가 없는 경우와 비교할 때 내부제트가 후퇴된 정도의 화학당량 혼합거리가 감소함을 보여주었다. LES결과는 이러한 선형적인 변화에 난류섭동 성분의 변화로 화학당량 혼합거리가 비선형적으로 변함을 보여주었다. 이러한 비선형성은 화학당량 혼합거리의 자기상관계수 변화를 살펴본 결과 작은 주기의 성분들이 리세스 증가에 따라 많아지는 특징으로부터 확인할 수 있었다. 동축분사기에서 리세스효과는 평균유동보다 난류에너지를 증가하는데 효과가 있음을 의미하는 것으로 생각된다. 결과적으로 리세스의 도입은 연소영역의 비정상거동에 영향을 줄 수 있을 것이지만 난류확산을 증가시켜 연소불안정보다는 연소효율증가에 기여할 것으로 예측되었다. 그렇지만 연소해석을 통하여 추가적인 연구가 이루어져야 동축분사기에서 리세스 도입의 정확한 효과를 판단할 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 한국연구재단을 통해 교육과학기술부의 우주기초원천기술개발 사업(NSL, National Space Lab)으로부터 지원받아 수행되었습니다 (No.20090091793).

참 고 문 헌

1. Park, T. S., Sung, H. J. and Suzuki, K., "Development of a nonlinear near-wall turbulence model for turbulent flow and heat transfer," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, 2003, pp.29-40
2. Sasaki, M., Sakamoto, H., Takahashi, M., Tomita, T. and Tamura, H., "Comparative Study of Recessed and Non-Recessed Swirl Coaxial Injectors," *AIAA 1997-2907*, 1997
3. Bazarov, V. G. and Yang, V., "Liquid-Propellant Rocket Engine Injector Dynamics," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 14, 1998, pp.797-806
4. Kendrick, D., Herding, G., Scouflaire, P., Rolon, C. and Candel, S., "Effects of a Recess on Cryogenic Flame Stabilization," *Combustion and Flame*, Vol. 118, 1999, pp.327-339
5. Bazarov, V. G., Yang, V. and Puneesh, P., "Design and Dynamics of Jet and Swirl Injectors," In Yang, V., Habiballah, M., Hulka, J. and Popp, M. (Eds.) *Liquid Rocket Thrust Chambers: Aspect of Modeling, Analysis and Design*, Progress in Astronautics and Aeronautics, 2004, Vol. 200, pp.19-104
6. Kiwata, T., Okajima, A., Ueno, Hisanori and Kimura, S., "Vortex Frequencies of Coaxial Jets", *International Conference on Fluid Engineering*, Tokyo, Japan, 1997, pp.111-116
7. Park, T. S. and Chung, Y. M., "Turbulent Flow and Scalar Mixing of a Coaxial Injector Having Two Fluid Jets," *Numerical Heat Transfer Part A*, Vol. 60, 2011, pp.197-211
8. Lilly, D. K, "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Model," *Physics of Fluids*, Vol. 4, 1992, pp.633-635
9. Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., "CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics," *Technical Report SAND89-8009*, Sandia National Lab, 1990
10. Lele, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-Like Resolution," *J. Computational Physics*, Vol. 103, 2000, pp.16-42
11. Issa, R. I., "Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting," *Journal of Computational Physics*, Vol. 62, 1986, pp.40-65
12. Park, T. S., "Effect of Time-Integration Method in a Large Eddy Simulation Using PISO Algorithm: Part I - Flow Field," *Numerical Heat Transfer Part A*, Vol. 50, 2006, pp.229-245
13. Park, T. S., "Effect of Time-Integration Method in a Large Eddy Simulation Using PISO Algorithm: Part II - Thermal Field," *Numerical Heat Transfer Part A*, Vol. 50, 2006, pp.247-262
14. Djeridane, T., Amielh, M., Anselmet, F. and Fulachier, L., "Velocity turbulence properties in the near-field region of axisymmetric variable density jets," *Physics of Fluids*, Vol. 8(6), 1996, pp.1614-1630
15. Foust, M. J., Desphande, M., Pal, S., Ni, T., Merkle, C. L. and Santoro, R. J., "Experimental and Analytical Characterization of a Shear Coaxial Combusting GO_2/GH_2 Flowfield jets," *AIAA 34th Aerospace Science Meeting & Exhibit*, AIAA 1996-0646, Reno, 1996
16. Schumaker, S.A. and Driscoll, J.F., "Coaxial Turbulent Jet Flames: Scaling Relations for Measured Stoichiometric Mixing Lengths", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 32, 2009, pp.1655-1662
17. Jeong, J. and Hussain, F., "On the Identification of a Vortex", *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, 1995, pp.69-94