

URANS를 이용한 가열된 이중제트의 유동혼합 특성에 대한 수치해석

박태선^{a,*}

URANS Computations for Flow Mixing of Heated Dual Jets

Tae Seon Park^{a,*}

^a*School of Mechanical Engineering, Kyungpook National University, Korea*

**Corresponding author. E-mail: tsparkjp@knu.ac.kr*

ABSTRACT

The flow mixing characteristics for the heated dual jets were numerically studied by using URANS (unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes). The increased turbulent diffusion was obtained for the compressible flow, and the thermal diffusion of incompressible flow increased more than that of compressible flow. From the results of FFT and phase portraits, periodic and quasi-periodic states were observed as the jet spacing increased. It was observed that linear variations of merging points and combined points were different because unsteady flow determined the flow mixing characteristics for a large jet spacing.

초 록

비정상 난류모델 (URANS)를 이용하여 가열된 이중제트의 유동혼합 특성에 대한 수치해석이 수행되었다. 압축성유동에서 난류확산이 크게 나타났고 비압축성 유동의 열확산이 압축성유동의 열확산 보다 크게 일어났다. 주파수와 위상궤적을 분석한 결과, 제트간격이 증가함에 따라 주기상태와 준주기상태가 관찰되었다. 제트간격이 클 경우 비정상유동구조가 제트유동 혼합의 특징을 결정하기 때문에 융합점과 결합점의 선형적 변화가 다르게 나타나는 것으로 관찰되었다.

Key Words: Dual Jet(이중제트), Flow Mixing(유동혼합), Jet Spacing(제트간격), Unsteady Flow(비정상유동), Quasi-periodic State(준주기 상태)

1. 서 론

다중제트 유동은 단일제트와는 다른 유체들의 혼합 및 열전달에 장점을 가지고 있기 때문에 버너 (burner) 및 보일러 (boiler), 수직 이착륙 항공기, 연료분사 시스템, 가스터빈 연소실, 항공기의 추력증가와 소음제어, 공기조화 시스템 등

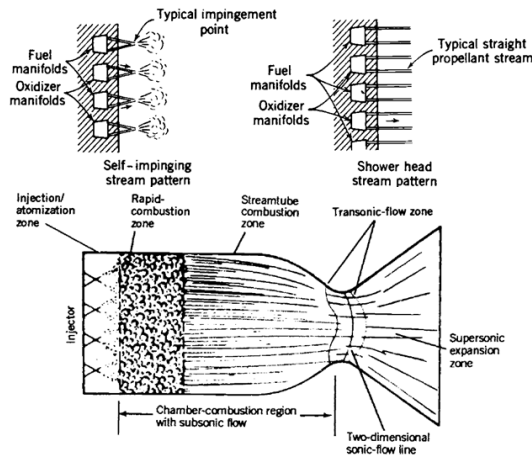


Fig. 1 Rocket injectors and combustion chamber[1].

다양한 기기에서 공학적으로 활용되고 있다. 특히 로켓엔진 연소기는 수백 개의 단일분사기로 구성되어 있는 것이 일반적이다 (Fig. 1). 연소실의 분사면에서 분사기의 배치는 연료와 산화제의 혼합상태를 결정하기 때문에 분사기의 분포에 의해서 화염의 공간적인 형태가 얻어진다. 화염의 특징은 벽면열유속과 온도 및 압력상승의 패턴을 좌우하게 되어 특별한 경우 분사면의 열손상과 연소불안정을 야기할 수 있게 된다. 그러므로 분사기와 분사기 간의 상호간섭에 대한 특징은 로켓 연소기 설계에 매우 중요한 정보를 제공할 수 있고 이중제트로부터 이러한 특징을 살펴보기 위한 유동구조에 대한 기초정보를 얻을 수 있다.

지금까지 여러 연구자들은 2개의 평행 제트에 대한 유동간섭효과에 대하여 연구를 진행하여 왔다. Tanaka[2]는 2개 제트간의 상호간섭에 의한 속도, 난류운동에너지 및 압력을 측정하여 이중제트에 대한 유동 구조를 조사하였다. 그는 제트들의 간섭유동을 converged region, merging region, combined region으로 나누어서 분석을 시도하였다. Fig. 2와 같이 converged region은 노즐 출구와 두 제트가 합쳐지기 시작하는 지점 즉 융합점 (merging point) 사이영역을 말한다. 이 영역에서는 제트유동의 혼합에 의해서 저압 영역 (subatmospheric region)이 발생되고 재순

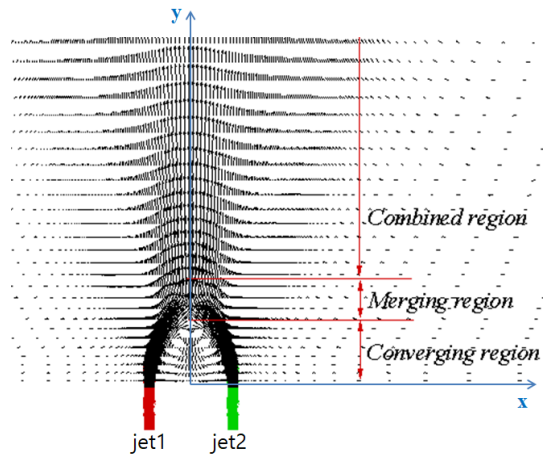


Fig. 2 Schematic diagram of two plane jets.

환 유동이 형성되면서 주변유체의 유입이 나타나게 된다. 이 후 두 번째 영역에서는 외부 유체의 유입과 재순환 영역의 발생으로 인해 양쪽의 제트들이 충돌하면서 혼합이 이루어진다. 이 때 두 제트의 중심부분의 속도가 증가하게 되고 중심부분에서 축방향 속도가 최대일 때 결합점 (combined point)이라 한다. 세 번째 영역은 두 제트의 혼합이 완료되어 단일 제트처럼 거동하는 영역이다. 이러한 이중제트 (double jet) 유동장의 특징을 Fig. 2와 같이 나타낼 수 있다. Marsters[3]는 2개의 평행 환기제트에 대한 속도를 측정된 결과 자기상사 거동이 단지 converged영역과 combined 영역에서만 유지됨을 보여주었다.

Elbanna와 Gahin[4]은 이중제트의 혼합에 대한 실험적연구에서 제트폭이 combined 영역에서 축방향 거리에 선형적으로 증가함을 보여주었다. 이후 많은 연구에서도 이중제트의 퍼짐율과 융합위치에 대해서 제트 간격과 속도비 조건의 변화에 따라서 다르게 나타남을 보여주었다. 이러한 연구결과 들은 혼합유동을 이용하는 다양한 시스템에서 매우 유용한 정보로 활용될 수 있다.

대부분의 이중제트에 대한 연구들은 실험적 또는 해석적인 방법에 의해서 비압축성 이중제트의 기본적인 혼합구조를 밝혀내고자 노력하여

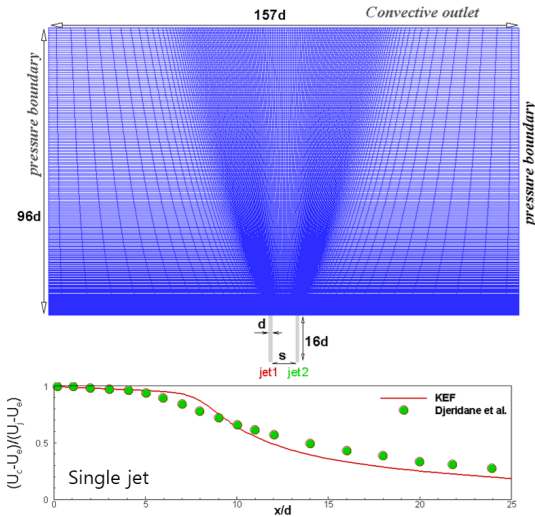


Fig. 3 Grid points and boundary conditions, validation for a single jet.

왔다. 그렇지만 혼합특성을 활용하는 응용 시스템의 특징과 관계된 노즐형상조건, 속도비, 층류조건, 난류조건, 물성치 변화, 온도 및 유체의 밀도 변화 등에 대한 연구가 아직 미흡한 실정이다. 따라서 본 연구에서는 다중분사기의 간섭에 따른 연소 유동장 해석에 앞서 노즐간격이 변할 때 가열된 이중제트 유동의 혼합특성을 살펴보고자 한다. 일반적인 조건에서 제트유동의 선단(edge)에서 비정상 와류가 발달하고 난류조건에서 작은 에디(eddy)들이 발달한다. 자세한 유동 발달을 살펴보기 위해서는 LES 또는 DNS를 이용해야 되지만 본 연구에서는 큰 와류의 비정상 거동과 제트들의 상호간섭에 의한 와류유동 변화를 살펴보기 위하여 URANS를 사용하고자 한다. 이러한 혼합유동 구조에 의해서 나타나는 온도장과 벽면 열전달을 제트간격이 변할 때 살펴보고자 한다.

2. 수치해석 방법

2.1 난류모델

URANS를 위한 난류모델로 Launder and Spalding (SKE)[5]과 Park et al. (KEF)[6]이 선택

되었다. 그 중에서 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델[5]의 방정식을 간략하게 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \epsilon \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{C_{\epsilon 1}^* P_k - C_{\epsilon 2} f_2 \rho \epsilon}{T} + C_{\epsilon 3} (1 - f_w) \mu \nu \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \quad (2)$$

참고문헌[5-6]을 통하여 지배방정식등과 관련된 정보를 확인할 수 있기 때문에 모델형태에 대한 자세한 기술은 생략하기로 한다.

2.2 해석방법

대류항은 4차 정확도의 compact scheme (Compact)[7]이 적용되었고 PISO알고리즘[8]이 압력-속도-밀도 수정을 위해 사용되었다. 난류제트 유동 혼합을 살펴보기 위하여 모든 제트간격 변화에 대해 비정상(unsteady) 해석을 수행하였다[8]. 시간적분은 Crank-Nicolson법이 선택되었다. 시간증분과 관련된 CFL수는 1보다 작으면 안정성이 확보되지만 정확성을 위해 0.5로 유지하였다. 안정적인 시간평균의 결과를 얻기 위해 대류시간 $200 d/U_m$ 동안 계산이 수행된 후에 $400 d/U_m$ 동안 시간평균이 취해졌다. 여기서 U_m 은 노즐 평균속도이다.

2.3 해석조건

해석조건은 Fig. 3과 같이 Anderson과 Spall [9]의 이중 평행난류제트 실험조건을 토대로 선택되었다. 노즐의 크기 $d=6.35$ mm이고 제트간격 $s/d=3, 5, 7, 9, 11, 15, 20, 25, 30$ 으로 선택되었다. 노즐평균속도는 $Re(U_m d/\nu)=6000, 7500$ 으로 얻어졌고 난류강도는 3.6%를 부여하였다. 2개 제트의 운동량비 ($J1/J2$)가 1인 조건으로 축방향 속도를 같게 부여하였고 온도는 500 K으로 선택하였다. 격자계 선택을 위해 제트노즐부분에 $30 \times 30, 30 \times 50, 50 \times 50$ 을 이중제트가 발달하는

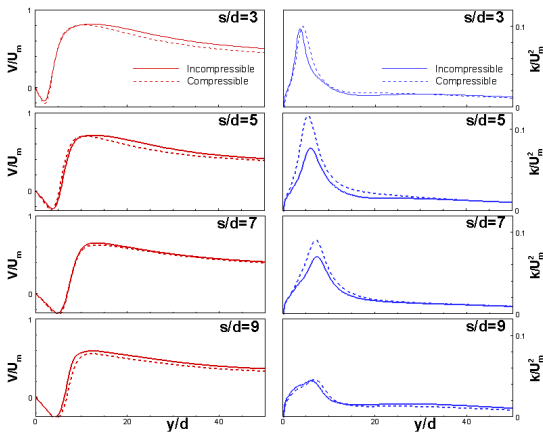


Fig. 4 Axial distributions of streamwise velocity and turbulent kinetic energy.

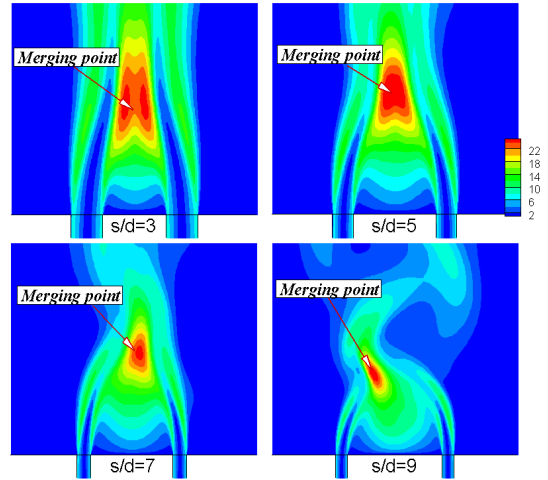


Fig. 6 Turbulent kinetic energy (k) for different s/d (compressible flow).

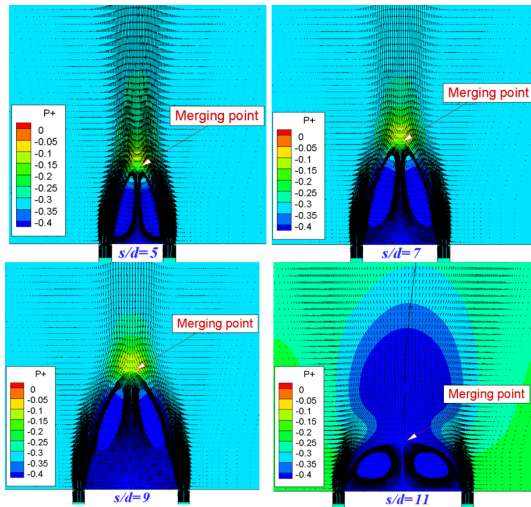


Fig. 5 Velocity vectors and pressure for different s/d.

영역에 150×200 , 200×250 , 250×300 을 적용하였다. 주유동방향 속도 감소율 (decay rate)을 토대로 제트노즐부분에 32×56 , 이중제트 영역에 202×262 를 기준으로 제트간격 변화에 대한 해석이 수행되었다. 제트유동 해석의 타당성 검토를 위해 Djeridane et al.[10]의 실험에 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델[5]을 이용한 해석이 수행되었다. Fig. 3에서 볼 수 있듯이 주유동 방향의 속도변화가 실험과 다소 차이가 있지만 일반적인 거동을 보여주고 있다.

3. 결과 및 토의

3.1 이중제트 유동 특징

가열된 이중제트는 응용기기에 따라서 압축성 유동 및 비압축성 유동조건이 될 수 있다. 이러한 조건을 검토하기 위하여 압축성 및 비압축성 해석결과를 Fig. 4에 비교하였다. 압축성유동 해석은 입구압력이 1 atm인 조건에서 수행되었다. 압축성/비압축성 유동 모두 축방향속도(V)는 비슷한 분포를 보이지만 난류운동에너지는 압축성 유동에서 약간 큰 값을 보여주고 있다. 압축성유동이 제트유동 혼합에서 확산효과가 크게 나타날 수 있음을 의미한다. 축방향 분포에서 peak 값의 발생은 $V=0$ 인 영역에서 유동의 변형률 ($S_{ij} = \partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i$)이 커지기 때문에 나타나게 된다. peak의 크기는 s/d가 커짐에 따라서 감소하는 경향을 보여주는데 유동혼합 특징의 변화에 따른 유동변형률 감소에 기인한다.

제트간격이 s/d=5, 7, 9, 11일 때 속도벡터와 압력(P)의 변화를 Fig. 5에 나타내었다. 압축성유동과 비압축성유동의 변화가 비슷하여 비유동의 결과를 대표로 나타내었고, $P^+ = P / 0.5\rho U_m^2$ 이다. 제트들 사이에서 분사면 쪽으로 역류유동이 발생하고 재순환되는 구조가 발생하고 있다. 재순

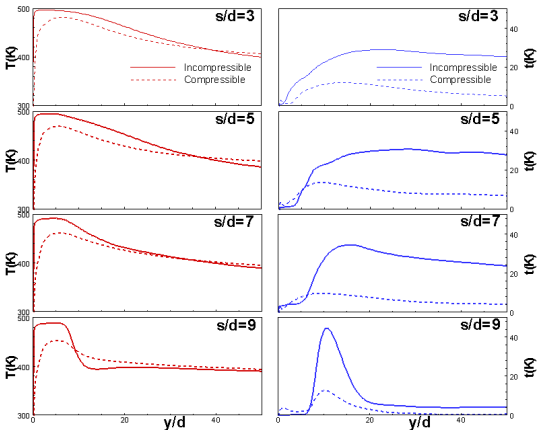


Fig. 7 Axial distributions of temperature and its fluctuation.

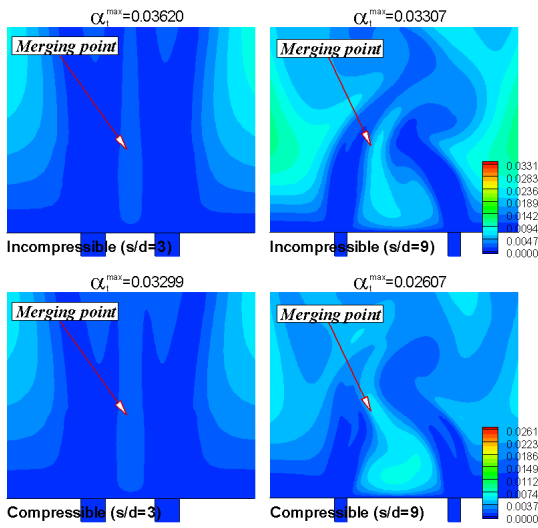


Fig. 8 Turbulent diffusion coefficient for s/d=3 and 9.

환유동의 크기는 제트간격이 커짐에 따라 증가하고 제트의 중심은 점점 융합점에 가까워지는 경향이 있다. 그렇지만 s/d=11부터는 재순환유동의 크기가 급격하게 감소하였는데 이것은 나중에 설명하게 되는 비정상 유동의 발달에 관계된다. 일반적으로 제트선단에서는 제트축 중심에서 외부로 향하는 와류가 존재하게 되는데 이중 제트의 경우 제트사이에서 이러한 와류들이 충돌하고 상류와 하류로 유동이 나누어지게 된다. 이지점은 정체점(stagnation point)과 유사한 특징을 가지고 있어서 유속의 감소 및 압력의 증

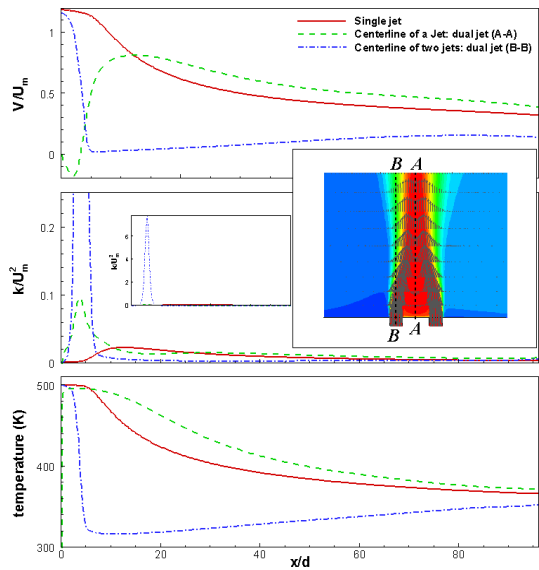


Fig. 9 Comparison of V, k, and temperature.

가가 나타나게 된다. 그림에서 보면 유동이 상류로 향하는 성분과 하류로 향하는 성분이 같아지는 즉 주유동 방향 속도가 0이되는 지점이 융합점(merging point)이 나타나고 있다. 이 영역에서는 축방향 속도변화가 다른 영역보다 크기 때문에 난류 운동에너지가 증가하게 되는데 순간적인 난류운동에너지(k) 분포를 나타낸 Fig. 6에서 확인할 수 있다. 따라서 이중제트가 합쳐지는 지역에서는 난류확산에 의한 유동혼합 증가를 예상할 수 있다.

Fig. 7에 온도(T)와 섭동온도(t)의 축방향 분포가 나타내었고 Fig. 8에 난류열확산계수 (α_t)를 살펴보았다. 온도분포를 보면 $y/d < 10$ 인 영역에서 압축성해석에 의한 온도가 낮은 온도를 보여주고 있지만 하류로 갈수록 비압축성 해석에 의한 온도와 거의 비슷해지고 있다. 온도섭동은 하류로 갈수록 증가하는 특성을 보이고 있는데 비압축성유동이 압축성유동보다 큰 값을 보이고 있다. 이것은 비압축성 유동의 경우 난류유동변화에 의존한 열확산계수가 크기 때문에 에너지 전달이 증가하여 온도 섭동이 증가된 것으로 생각할 수 있다. 압축성/비압축성 유동 모두 $y/d \sim 10$ 에서 온도섭동에 peak가 보이고 있다. 이

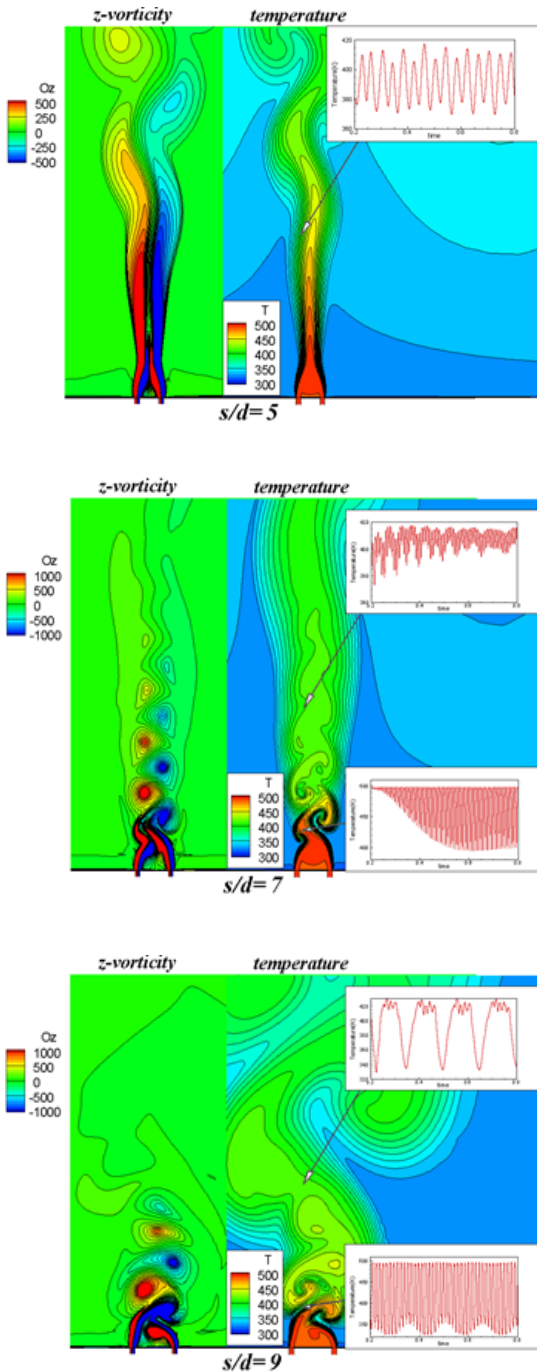


Fig. 10 Instantaneous of Z-vorticity and temperature and time histories of temperature.

위치는 Fig. 5-6에서 볼 수 있는 제트들의 융합점에 가깝기 때문에 난류열확산의 증가로 온도

섭동이 크게 증가된 것으로 판단할 수 있다.

밀도차이에 의한 혼합특성이 변화될 수 있지만 이중제트 혼합특성의 기본적인 형태를 살펴보기 위하여 비압축성 유동해석결과를 토대로 비정상특성이 검토되었다. Fig. 9는 $s/d=3$ 일 때 축방향속도, 난류운동에너지, 온도에 대한 축방향 분포를 나타낸다. 이중제트의 중심 A-A선과 한쪽 제트의 중심 B-B선에 대한 축방향 분포를 단일제트와 비교하였다. 두 제트의 사이에 발달하는 낮은 압력과 재순환유동에 의해서 양쪽제트 유동이 중앙으로 유입되면서 B-B선에서는 제트유동 일반적인 형태를 급격하게 잃어버리고 A-A선에서는 $y/d=10$ 이후 단일제트와 거의 비슷한 유동변화를 보여주고 있다. A-A선상에서 속도크기가 최대가 되는 지점이 제트결합점에 해당된다. 다중제트를 이용할 경우 분사면과 관계된 혼합 및 열전달의 특성을 살펴볼 필요가 있을 경우 융합점(merging point)의 변화를 기반으로 다중제트 형태가 결정되어야 하지만 다중제트의 결과로 얻어지는 혼합유동을 이용하고자 할 경우 결합점(combined point)에 대한 정보가 설계에 중요한 요소가 될 수 있다.

Fig. 10은 z-방향 와류성분과 온도장을 $s/d=5, 7, 9$ 에 대해서 나타낸 그림이다. 온도의 시간이력은, $(x=-1.3d, y=5.5d)$ 과 $(x=-2.5d, y=32d)$ 에서 얻어진 값이다. Schadow and Gutmark[11]에 의하면 제트유동에서 와류홀립 주파수는 보통 전단층 운동량 두께와 평균속도를 이용하여 $St=f\theta/U_m=0.044\sim 0.048$ 로 얻어진다. 현재 노즐출구에서 속도분포를 적분하여 구한 운동량 두께 θ 는 0.0010583 m 이기 때문에 $f=748.4\sim 816.4\text{ Hz}$ 이다. 현재는 RANS기반이기 때문에 이러한 고주파수 특성은 예측이 안되고 있다. 제트간격(s/d)이 멀어질수록 분사면 근처에서는 고주파수 유동변화가 많고 하류로 갈수록 저주파수 유동변화가 지배적인 형태를 보이고 있다.

다중제트의 혼합특성을 나타내는 중요변수는 융합점(Y_{mp})과 결합점(Y_{cp})인데 Durve 등[12]의 $Y_{mp}/d=0.721(s/d)+2.06(I)-2.453$, Lin and Sheu [13]의 $Y_{mp}/d=0.48(s/d)+8.98$ 과 같이 제트간격에 선형적으로 변하는 것으로 알려져 있다. 여기서

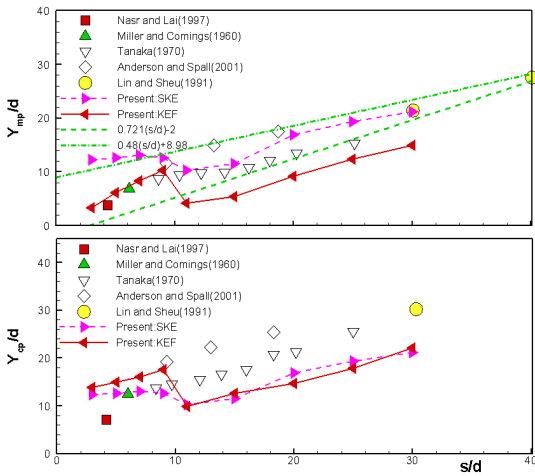


Fig. 11 Comparison of merging and combined points.

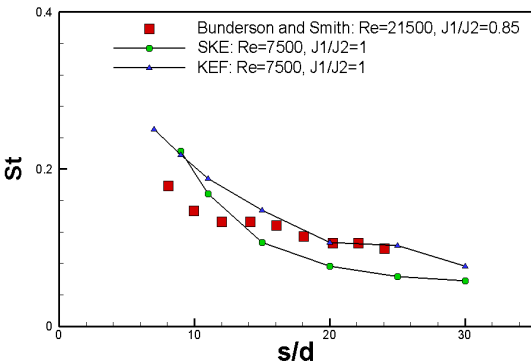


Fig. 12 Strouhal number for different jet spacings.

이 는 난류강도이다. Fig. 11에 SKE와 KEF 난류모 델에 의한 결과를 선행연구들과 비교하였다. URANS결과는 정상유동이 지배적인 제트간격이 작을 경우 실험과 잘 일치하지만 비정상유동이 강해지는 경우 실험과 큰 차이를 보이고 있다. $s/d=9$ 까지 Durve 등[12]의 기울기가 비슷하고 더욱 간격이 증가하면 Lin and Sheu[13]의 기울 기와 비슷하게 된다. 이러한 기울기의 차이는 Fig. 10에서 볼 수 있듯이 제트간격이 $s/d=9$ 보 다 커지면 분사면 근처 제트들이 혼합되는 영역 과 결합점 이후 영역에서 비정상 유동 발달이 활성화되어 제트들의 상호영향과 유동혼합이 비 정상적으로 발생하는 것에 기인한다. 정상상태 유동구조가 존재하는 제트간격($s/d < 9$)에서 융합

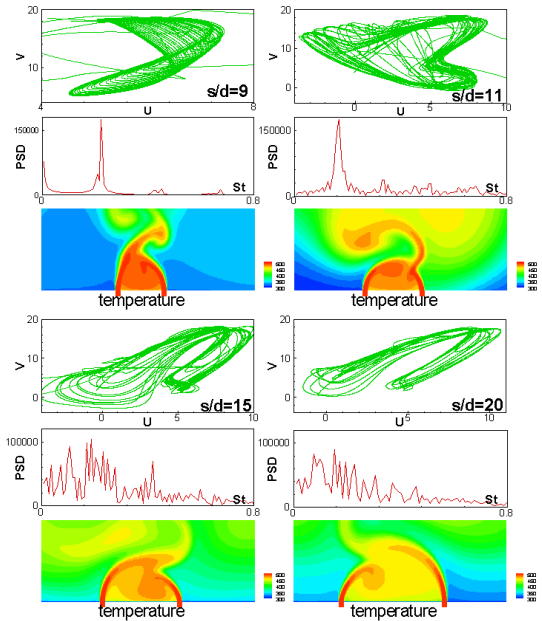


Fig. 13 Phase portrait, Fourier spectra, and temperature contours.

점과 결합점의 증가기울기와 비정상유동 구조가 발생하는 제트간격($s/d > 10$)에서 증가기울기가 다르게 얻어지고 있다. 기울기의 크기는 분사면 근처에서 비정상 유동구조를 가질 때 작게 나타 나고 있는데 비정상 특성에 의해 양쪽제트들의 혼합이 증대되어 융합점과 결합점이 빨리 얻어 지는 것으로 판단된다.

$s/d=9$ 이후 비정상 거동에 대한 특징을 살펴보 기 위하여 유동장에 무차원 주파수 $St (=fs/U_m)$ 를 Fig. 12에 살펴보았다. 이중제트의 조건(운동 량비 $J1/J2=0.85$)은 다르지만 Bunderson과 Smith[16]의 실험결과와 비교하였다. 그림에서 볼 수 있듯이 제트간격이 멀어질수록 St 가 감소 하고 제트간격이 작을 때 보다 클 때 저주파의 유동변화가 제트들 사이의 혼합유동을 지배한다 는 것을 알 수 있다. 현재조건이 Bunderson과 Smith [16] 이중제트의 레이놀즈수와 운동량비가 다르지만 제트간격 변화에 따른 St 변화의 일반적 인 특징이 유사하게 관찰되고 있다.

비정상유동의 형태를 좀 더 자세히 분석하기 위하여 Fig. 13에 비정상 유동이 발생하는 제트

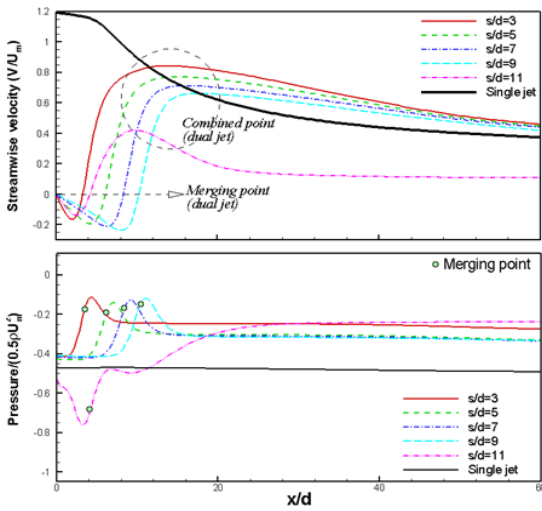


Fig. 14 Comparison of streamwise velocity and pressure (KEF).

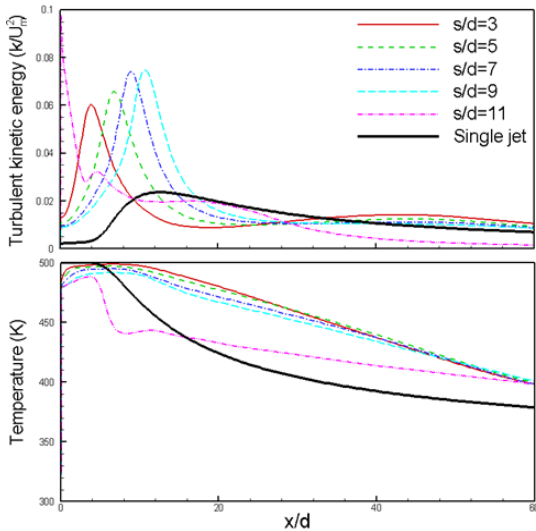


Fig. 15 Comparison of turbulent kinetic energy and temperature (KEF).

간격에 대한 속도장 변화의 형태와 주파수 특성 및 온도분포를 살펴보았다. 위상궤적 (phase portrait)과 FFT는 $x=-1.3d$ 와 $y=5.5d$ 에서 얻어진 time history 데이터가 사용되었다. $s/d=9$ 일 때 유동은 고유주파수와 조화주파수를 가지면서 주기적인 상태를 보여준다 (Fig. 10). 이 경우 속도장에 대한 위상궤적이 폐곡선을 보이기 때문에 정상상태에서 supercritical Hopf bifurcation을

통해 비정상유동으로 발달된 것으로 생각된다 [17]. $s/d=11$ 로 커지면 고유주파수가 여러 개인 유동특징이 나타나면서 유동장이 복잡해지고 준주기 (quasi-periodic) 상태로 되고 더욱 s/d 가 커질 경우 고유주파수가 많이 발생하면서 위상궤적이 복잡해지는 준주기 상태의 특징을 명확하게 보여주고 있는 것을 확인할 수 있다. 온도분포를 보면 s/d 의 간격이 좁을 경우 제트들 사이의 재순환유동 안에서 변화보다 제트융합점 이후 변화가 명확하지만 제트간격이 커질수록 재순환유동 내부에서 온도변화도 크게 나타나고 있다.

Fig. 10-13의 결과를 종합하면 이중제트의 특성은 제트간격이 가까울 때 정상상태의 유동혼합이 나타나지만 제트간격이 클 경우 비정상 유동이 발달한다. 제트간격이 적절한 크기 ($s/d=9$) 이상이 되면 분사면 근처에서 재순환 유동의 비정상 특징이 이중제트 유동의 혼합구조를 좌우하게 된다.

제트간격이 변할 때 이중제트의 혼합특성을 살펴보기 위하여 Fig. 14에 축방향속도와 압력을 나타내었다. 그림에서 확인할 수 있듯이 이중제트의 경우 제트들 사이의 공간에 낮은 압력영역이 발생하게 되어 재순환 유동이 발생하게 되고 제트들의 상호간섭이 끝나면서 제트결합점 이후 단일제트의 특성을 보이게 된다. s/d 가 커지면서 결합점이 하류로 밀려나고 있다. 그렇지만 $s/d=11$ 경우 결합점이 앞쪽으로 당겨지면서 혼합이 증가된 특징을 나타내고 있다. 중심선상의 난류운동에너지와 온도분포를 나타낸 Fig. 15을 보더라도 제트간격에 따른 변화를 확인할 수 있지만 $s/d=3, 5, 7, 9$ 의 경우 재순환 유동의 중심에서 난류운동에너지가 최대값을 보이지만 $s/d=11$ 은 peak의 위치가 분사면 근처의 상류에서 발생하고 다른 제트간격보다 작게 나타나고 있다. 이것은 비정상유동의 증가로 제트들의 혼합이 증대되었기 때문이다. 이러한 섭동유동 및 난류운동에너지 증가가 혼합에 준 영향은 온도분포를 보면 확인할 수 있다. 현재 해석은 300K의 공간에 500K의 가열된 제트가 분사되는 조건이다. 따라서 혼합이 잘 될수록 축방향 온도가

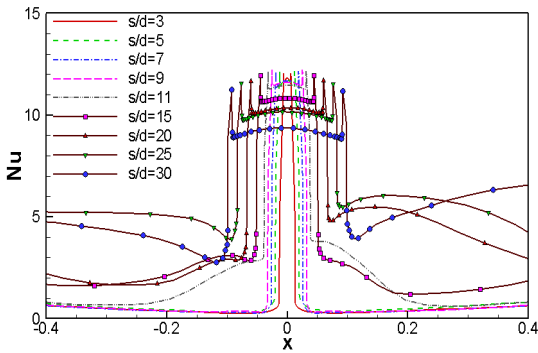


Fig. 16 Comparison of instantaneous Nu.

빠르게 감소하게 된다. 그림에서 보면 비교를 위해 단일제트의 결과를 나타내었다. $s/d=3, 5, 7, 9$ 는 단일제트보다 혼합이 느리지만 $s/d=11$ 은 좋은 혼합특성을 보여주고 있다. 그렇지만 제트들의 간섭에 의한 확산율이 다르고 가열된 유체의 총유량이 다르기 때문에 중심선 상의 온도의 절대값으로 혼합상태를 파악하는 것을 부적절하다. 따라서 추후 연구를 통해 정규화된 매개변수를 도입하여야 적절히 설명할 수 있을 것으로 판단된다.

Fig. 16은 제트들 분사면에서 열전달 계수(Nu)의 분포를 나타낸 것이다. 최대열전달은 제트에 인접한 벽면에서 얻어지고 있다. 제트들 사이에서 Nu값은 감소하지만 다른 부분의 벽면에서 Nu값은 증가하고 있다. 제트들 사이벽면을 제외한 벽면에서 열전달은 $s/d=11$ 부터 크게 증가하고 있는데 이것은 Fig. 13에서 보는 바와 같이 $s/d=11$ 부터 제트들 사이에서 발달하는 재순환 유동이 준주기상태로 발달하여 온도장의 혼합이 급격하게 좋아진 것에 기인한다. 이러한 유동특징은 다중제트를 이용한 열전달기기의 설계나 연소실에 분사기를 배치할 때 살펴봐야할 기본적인 설계요소로 생각된다.

4. 결 론

가열된 이중제트의 유동혼합 특성을 살펴보기 위하여 URANS를 이용한 수치해석이 수행되었

다. 제트혼합을 이용하는 시스템의 중요 설계변수인 제트간격을 제트간격 $s/d=3, 5, 7, 9, 11, 15, 20, 25, 30$ 로 변화시켜 가면서 난류유동의 특징을 관찰하였다.

압축성 및 비압축성 해석을 비교한 결과 압축성유동이 제트유동 혼합에서 난류확산효과가 크게 나타났다. 하류로 갈수록 증가하는 온도섭동은 비압축성유동이 압축성유동보다 큰 값을 보였는데 큰 열확산계수에 따른 에너지전달의 증가로 온도섭동이 증가된 것으로 판단되었다.

제트간격이 증가할 때 비정상상태의 유동구조와 혼합이 나타났고 벽면열전달 계수가 증가되는 것이 관찰되었다. 제트간격(s/d)이 멀어질수록 분사면 근처에서는 고주파수 유동변화가 많고 하류로 갈수록 저주파수 유동변화가 지배적인 형태를 보여주었다. 유동의 고유주파수는 제트간격이 증가할수록 감소하였지만 유동은 주기적인 형태에서 준주기적인 형태로 변하였다. 그렇지만 RANS모델의 한계로 전단층 불안정성에 의한 고유주파수는 관찰되지 않았다. 제트융합점과 제트결합점을 기존 연구결과들과 비교분석한 결과 이러한 비정상 유동의 특징이 반영되어 변화하는 것을 확인하였다. 시간평균 유동을 단일 제트 유동과 비교한 결과 비정상 유동구조에 의한 유동혼합효과가 매우 크게 나타남을 확인하였다. 이러한 특징은 이중제트 유동을 열전달과 연소유동장에 활용할 경우 불안정성을 유발할 수 있는 요인이 될 수 있기 때문에 명확하게 규명되어질 필요가 있음이 확인되었다.

후 기

이 논문은 2017학년도 경북대학교 연구년 교수 연구비에 의하여 연구되었음.

References

1. Sutton, G.P., *Rocket Propulsion Elements*, 6th ed., John Wiley & Sons Inc., New York,

- N.Y., U.S.A., 1992.
2. Tanaka, E., "The interference of two-dimensional parallel jets," *Bulletin of the JSME*, Vol. 17, No. 109, pp. 920-927, 1974.
 3. Marsters, G.F., "Interaction of two plane parallel jets," *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 12, pp. 1756-1762, 1977.
 4. Elbanna, H. and Sabbagh, J.A., "Interaction of two nonequal plane parallel jets," *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 1, pp. 12-13, 1987.
 5. Launder, B. E. and Spalding, D. B., "The numerical computation of turbulent flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 269-289, 1974.
 6. 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, pp. 29-40, 2003.
 7. Lele, S. K., "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution," *J. Comput. Phys.* Vol. 103, pp. 16-42, 1992.
 8. Park, T. S., "LES and RANS simulations of cryogenic liquid nitrogen jets," *The Journal of Supercritical Fluids*, Vol. 72, pp. 232-247, 2012.
 9. Anderson, E.A. and Spall, R.E., "Experimental and numerical investigation of two-dimensional parallel jets," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 123, No. 2, pp. 401-406, 2001.
 10. 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), pp. 1614-1630, 1996.
 11. Schadow, K.C. and Gutmark, E., "Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control," *Progress in Energy Combustion Science*, Vol. 18, pp. 117-132, 1992.
 12. Durve, A., Patwardhan, A.W., Banarjee, I., Padmakumar, G., Vaidyanathan, G., "Numerical investigation of mixing in parallel jets," *Nuclear engineering and design*, Vol. 242, pp. 78-90, 2012.
 13. Lin, Y.F. and Sheu, M.J., "Investigation of two plane parallel unventilated jets," *Experiments in Fluids*, Vol. 10, No. 1, pp. 17-22, 1990.
 14. Nasr, A. and Lai, C.S., "Two parallel jets: mean flow and effects of acoustic excitation," *Experiments in Fluids*, Vol. 22, No. 3, pp. 251-260, 1997.
 15. Miller, D.R. and Comings, E.E., "Force momentum fields in a dual-jet flow," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 7, pp. 237-256, 1960.
 16. Bunderson, N.E. and Smith, B.L., "Passive mixing control of plane parallel jets," *Experiments in Fluids*, Vol. 39, No. 1, pp. 66-74, 2005.
 17. Zhan, Y. and Park, T.S., "Effects of plate angle on flow bifurcations and heat transfer characteristics in a channel with inclined plates," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 97, pp. 662-674, 2016.