

유동함수를 이용한 난류제트혼합유동 계산에 관한 연구

최동환*

A Simple Computational Method by using Modified Von Mises Transformation applied to the Coaxial Turbulent Jet Mixing

Dong-Whan Choi*

ABSTRACT

A simple but efficient grid generation technique by using the modified compressible form of stream function has been formulated. Transformation of a physical plane to a streamline plane, the Von Mises Transformation, has been widely used to solve the differential equations governing flow phenomena, however, limitation arises in low velocity region of boundary layer, mixing layer and wake region where the relatively large grid spacing is inevitable. Modified Von Mises Transformation with simple mathematical adjustment for the stream function is suggested and applied to solve the confined coaxial turbulent jet mixing with simple $\kappa-\epsilon$ turbulence model. Comparison with several experimental data of axial mean velocity, turbulent kinetic energy, and Reynolds shear stress distribution shows quite good agreement in the mixing layer except in the centerline where the turbulent kinetic energy distributions were somewhat under estimated. This formulation is strongly suggested to be utilized specially for free turbulent mixing layers in axisymmetric flow conditions such as the investigation of mixing behavior, jet noise production and reduction for Turbofan engines.

초 록

많은 장점에도 불구하고 유동함수를 이용한 수치해석용 격자생성 좌표변환기법의 단점은 저속영역에서의 격자간격이 고속영역에 비해 상대적으로 큼에 따라 수치적 처리에 많은 오차를 내포하고 있다는 점이다. 본 연구에서는 이러한 저속영역에서의 단점을 보완하기 위하여 격자간격을 속도크기 및 영역에 따라 적절히 조절할 수 있도록 수학적으로 변형된 압축성 유동함수를 이용한 좌표변환기법을 제안하고 가스터빈엔진에 주로 적용되는 유동모델로서 동심원상 두개 이상의 난류제트혼합유동에 대해 적용하였으며 해당 실험치, 즉 축방향 평균속도분포, 난류운동에너지, 그리고 난류전단응력분포와 비교하여 난류운동에너지가 약간 과소평가된 대칭축을 제외한 혼합경계층 내에서 3.5% 이내의 신뢰성을 확보하였다. 본 기법은 특히 터보팬엔진에 대한 내부흐름들의 혼합유동을 규명하거나 또는 난류전단응력에 의한 제트소음발생 및 저감방법을 도모하는데 유용하게 활용될 것으로 기대된다.

Key Words: Confined Mixing(구속혼합), Free Mixing(자유혼합), Turbulent Kinetic Energy(난류운동에너지), Turbulent Shear Stress(난류전단응력), Dissipation Rate(에너지소멸율), Stream Function(유동함수), Jet Noise(제트소음), $\kappa-\epsilon$ Model($\kappa-\epsilon$ 모델), Von-Mises Transformation(Von-Mises 좌표변환)

1. 서 론

두개 이상의 제트류에 대한 난류혼합유동은 특히 항공기용 터보팬 엔진 등 다양한 공학적 응용에 적용되고 있으며 대표적으로는 팬 흐름과

† 2005년 4월 12일 접수 ~ 2005년 6월 16일 심사완료

* 정회원, 인하대학교 항공우주공학과
연락처, E-mail: dwchoi@inha.ac.kr

분사제트흐름의 난류혼합기의 설계, 또는 이들의 혼합경계층에서 야기되는 난류전단응력의 세기와 분포에 따라 생성되는 것으로 알려진 제트소음현상 규명이나 소음저감 문제 해결 등에 활용되고 있다. 난류혼합기는 주로 군사용 터보팬 엔진의 경우에 저온의 팬 흐름과 고온의 제트흐름을 분사노즐 전방에서 미리 혼합하여 하나의 분사노즐로 분출시킴으로서 항공기 동체내부에 엔진장착이 용이하게 될 뿐만 아니라 혼합과정에서 추가적인 추력증가를 꾀할 수 있다는 장점이 있는 반면, 일반 민간용 터보팬 엔진의 경우에는 엔진주변의 자유흐름, 팬 흐름, 분사제트흐름의 삼상유동혼합에서 야기되는 소음, 특히 이, 착륙 시에 주변에 전파되는 소음의 주 원인으로 알려져 있다. 따라서 1970년대부터 현재까지 이러한 난류제트혼합유동에 대한 이론적, 실험적 규명시도가 계속되어 왔으며 특히 80년대 난류유동에 대한 모델링 기법과 수치해석기법의 비약적인 발전에 따라 다양한 해석 및 흐름재현기법들이 등장하게 되었다.

우선 소음현상들을 규명하기 위한 난류모델링에서는 초기에 층류경계층과 상응하는 와류점성모델에서부터 범용성과 상대적 정확성이 인정되고 있는 $\kappa-\epsilon$ model, Bastin, Lafon & Candel [1]에 의해 2차원 제트 혼합유동에 적용을 시도한 Full Reynolds stress model, 나아가 낮은 레이놀즈수 유동에 국한 적용되고 있는 Freund[2]의 직접수치모사 (Direct Numerical Simulation, DNS)기법, DNS의 단점을 보완하기 위하여 Rembold, Adams & Kleiser [3]에 의해 제안된 비교적 규모가 큰 와류를 대상으로 한 대규모 와류 모사기법(Large Eddy Simulation, LES)과 두 기법을 접목한 DNS-LES기법[4]까지 발전되어 왔으며, 격자생성 기법에서도 유동함수를 이용한 가장 간단한 격자생성 기법에서부터 본체적합 격자, 정열격자, 비 정열 격자 등 적용 대상에 따라 보다 유연성 높은 격자생성기법들이 활용되고 있다. 난류모델 중 비교적 범용성과 효율성이 인정된 $\kappa-\epsilon$ 모델에서도 초기조건으로 난류에너지와 에너지 소멸률을 명확하게

결정할 수 있는 물리적 근거가 희박하다는 문제, 즉, 난류전단응력 \overline{uv} 값이 0인 영역인 흐름중심선과 혼합경계 및 자유흐름영역에서 실제와 달리 난류 에너지 값도 0이어야 한다는 일반적인 가정은 혼합기동예측을 과소평가하게 되는 주원인이 되고 있다[5]. 또한 Full Navier-Stokes Solver 와 DNS 및 LES 기법들은 보다 까다로운 기하학적 형상에 맞도록, 그리고 보다 미시적인 흐름현상 규명 등에 대단히 효율적으로 적용되고 있으나 대부분이 수치 해석적 관점에서 격자에 맞도록 분할오차를 감소시키는데 주안점을 두고 있어 제시된 정확도를 물리적 정확도로 증명시키는데는 미흡한 상태임을 부정할 수 없다. 더욱이 추진기관분야에서의 공학적 문제해결에는 보다 많은 변수, 즉 흡입구, 압축기 블레이드, 연소기, 터빈 블레이드로부터의 교란, 간섭 등이 복잡하게 혼재됨에 따라 이들의 영향을 독립적으로 분리하거나 이에 따른 정확하고 정량적인 예측은 현재로서는 무리한 것으로 판단되고 있다. 물리적으로 증빙되지 않은 수치적 정확도보다는 오히려 통상적인 오차범위 5% 이내의 예측이 물리적으로 보장된다면 보다 간단하게 효율적으로 설계기의 설계 및 해석에 적용될 수 있을 것으로 인지되고 있다. 따라서 보다 복잡하고 많은 노력이 주어지는 최신유동해석 기법과 병행하여 용도가 보다 전문화된 비교적 간단한 해석기법의 활용도 제고 노력이 다시 대두되고 있다.

본 논문에서는 언급된 터보팬 엔진의 혼합기 설계와 제트소음 예측에 필요한 상이한 속도분포를 가지는 두개 이상의 흐름혼합모델에 대해서 수치 해석적 관점보다는 물리적 관점에서 보다 강점이 많은 유동함수를 이용한 좌표변환기법을 격자생성기법으로 활용하는 대신, 유동함수의 특성상 저속영역에서 생성된 격자(유선)간격이 고속영역에서 생성된 격자간격보다 크게 형성되는 단점을 보완할 수 있도록 하였다. 또한 난류모델에서도 자유혼합흐름에 범용성과 비교적 정확성이 인정되고 있는 $\kappa-\epsilon$ 모델을 사용하였으며 과소예측 가능성을 배제하기 위하여

자유흐름에 대한 κ 와 ϵ 의 초기값으로 실험측정치를 이용하였다. Fig. 1 (a)는 일반적인 구속 난류 혼합흐름, Fig. 1 (b)는 자유난류 혼합흐름의 기본모형을 보여준다.

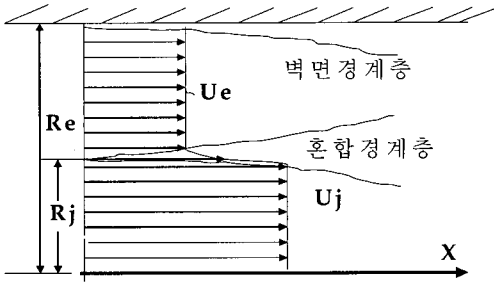


Fig. 1. a) Confined jet mixing model

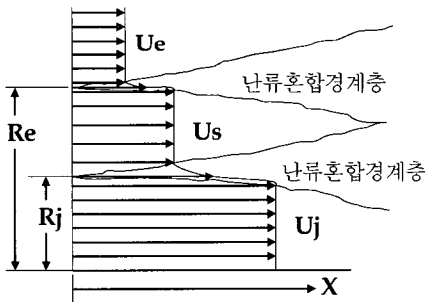


Fig. 1. b) Free jet mixing model

2. 지배방정식

동심원형 압축성 난류혼합유동을 나타내는 시간 평균된 지배방정식은 연속방정식, 운동방정식, 에너지방정식과 함께 난류운동에너지 κ 와 에너지 소멸률 ϵ 으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\text{연속방정식: } \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

운동방정식:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \overline{u'v'}) - \frac{dp}{dx} \quad (2)$$

에너지방정식:

$$\rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{u}{C_p} \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_t r}{P_{rt}} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\mu_t r}{C_p} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \quad (3)$$

$$\text{상태식: } p = \rho RT \quad (4)$$

난류모델 방정식 ($k - \epsilon$ 모델) :

$$\overline{u'v'} = -C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial u}{\partial r} = -\nu_t \frac{\partial u}{\partial r} \quad (5)$$

$$u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial r} = -\overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial r} - \epsilon + 0.8 C_s \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{k^2 r}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial r} \right) \quad (6)$$

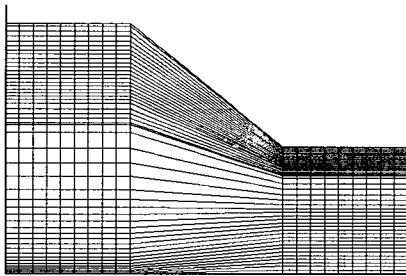
$$u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = -C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial r} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + 0.5 C_\epsilon \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) \quad (7)$$

사용된 $k - \epsilon$ 모델과 계수 값 들은 Hanjalic & Launder [6]에 의해 실험치 로부터 산출한 값들로 $C_\epsilon = 0.13$, $C_s = 0.08$, $C_{\epsilon 1} = 1.45$, $C_{\epsilon 2} = 2.0$ 을 사용하였다. 또한 표기된 방정식 들은 모두 시간평균값임을 밝혀둔다.

3. 변형된 Von Mises 좌표변환

유동함수를 이용한 좌표변환과 변환된 좌표계에서 나타나는 유선을 격자로 사용할 때 야기되는 격자간격문제는 특히 속도가 높은 자유흐름 영역에서는 격자간격이 아주 작아지고, 이에 따라 불필요하게 많은 격자가 생성되며, 속도가 낮은 혼합영역의 경계나 자유흐름 영역에서는 격자간격이 커지고 따라서 필요한 격자수보다 적은 격자가 생성되는 단점이 있다. 본 논문에서

서는 유동함수의 제곱근에 해당하는 유선을 격자로 채택하는 소위 변형유동함수 좌표변환 방식을 도입함으로써 제기된 문제점의 해결을 시도하였다. Fig. 2는 기본 유동함수를 이용한 초기격자 형태와 변형된 유동함수를 이용한 초기격자 형태를 보여준다. 축 방향 격자는 원하는 정밀도를 확보하기 위하여 격자간격을 자동으로 조절하도록 하였으며 벽면이 없는 자유혼합유동의 경우에는 2차 자유흐름의 경계를 혼합경계층의 발달과 연동시켜 증가시키도록 하였다.



일반유동함수 → 변형유동함수

Fig. 2 Grid constructed by modified stream function

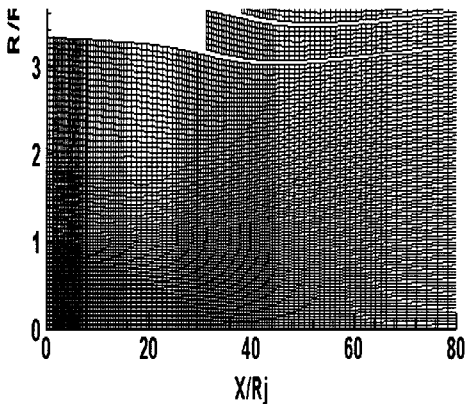


Fig. 3 Grid constructed for free jet mixing in physical plane

구속혼합유동과 달리 자유혼합유동의 경우 ψ 방향의 계산영역을 어디까지, 그리고 격자간격을 얼마나 잡아야 하는가는 각각 계산의 효율성과 정확도를 판가름하는 척도가 된다. 초기조건

을 만족하며 일정속도 주변 흐름장에 대한 최소의 격자수를 초기에 설정하고(초기 100개) 같은 격자수를 유지하며 ζ 방향으로 계산을 전개하는 과정에서 혼합층의 발달에 따라 일정한 주변 흐름속도의 1% 증가된 속도영역이 외부경계층으로 정의하였으며 이 경계층의 좌표가 설정된 초기 격자계에서 좌표값의 95%에 도달하면 ψ 방향의 격자수를 $10 \times n$ 개 동일한 격자간격(주변흐름장의 속도는 일정)으로 증가시키도록 하였다. 여기서 n 값은 증가된 격자에 대해 반복 계산하여 같은 점에서의 속도차가 10^{-6} 내에 계산되도록 조정하는 값이다. Fig. 3은 실제공간에서 자유혼합흐름을 계산할 때 사용된 격자배열을 보여주고 있다. 구속혼합흐름의 계산에 사용된 격자수는 200×500 이며 자유혼합흐름의 경우 최대 300×500 이다.

원통형 축대칭 흐름에 대해 변형된 유동함수를 이용한 무차원화 된 좌표변환 관계식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \psi^2}{\partial r} = \tilde{\rho} \tilde{u} \tilde{r} \tag{8}$$

$$\frac{\partial \psi^2}{\partial x} = -\tilde{\rho} \tilde{v} \tilde{r} \tag{9}$$

$$\zeta = \frac{1}{4} \int_{\tilde{x}_i}^{\tilde{x}} \frac{d\tilde{x}}{Re} , \quad Re = \frac{\rho_e u_e r_j}{\mu_e} \tag{10}$$

여기서 $\tilde{\rho} = \rho/\rho_e$, $\tilde{u} = u/u_e$,

$\tilde{v} = v/u_e$, $\tilde{r} = r/r_j$, $\tilde{x} = x/r_j$

이를 이용하여 변환된 좌표계에서의 유선방향 운동방정식, 난류운동에너지 방정식, 난류에너지 소멸률 방정식은 다음과 같다.

운동방정식 :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \zeta} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{\tilde{\rho} \tilde{v}_t \tilde{u} \tilde{r}^2}{\psi} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi} \right) - \frac{1}{\tilde{\rho} \tilde{u}} \frac{d\tilde{p}}{d\zeta} ,$$

여기서 $\tilde{\nu}_t = C_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\epsilon}}$ (11)

에너지방정식 :

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \zeta} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{\tilde{\rho} \tilde{\nu}_t \tilde{u} \tilde{r}^2}{P_{rt} \psi} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \psi} \right) + (\gamma - 1) \times M_e^2 \left(\frac{\tilde{\rho} \tilde{\nu}_t \tilde{u} \tilde{r}^2}{\psi} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi} \right)^2 + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{d\tilde{p}}{d\zeta} \right) \quad (12)$$

난류운동에너지 방정식 :

$$\left(F \frac{\tilde{u}}{\tilde{\epsilon}} \left(\frac{\tilde{k} \tilde{r}}{\psi} \right)^2 \right) \frac{\partial^2 \tilde{k}}{\partial \psi^2} + \left\{ F \left(\frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon} \psi} \right) \left[4\tilde{\kappa} + \frac{\tilde{k} \tilde{r}^2}{\psi} \times \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi} \right) - \tilde{k} \tilde{u} \left(\frac{\tilde{r}}{\psi} \right)^2 + \frac{2\tilde{r}^2 \tilde{u}}{\psi} \left(\frac{\partial \tilde{k}}{\partial \psi} \right) \right] \right\} \times \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \psi} - \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \zeta} = \frac{4R_e r_j}{U_e} \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{u}} - \tilde{\nu}_t U_e^2 \left(\frac{\tilde{r}}{\psi} \right)^2 \tilde{u} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi} \right)^2 \quad (13)$$

여기서 $F = \frac{0.8 C_s R_e}{U_e r_j}$

난류 에너지 소멸을 방정식 :

$$\left(G \frac{\tilde{k}^2 \tilde{u} \tilde{r}^2}{2\psi^2 \tilde{\epsilon}} \right) \frac{\partial^2 \tilde{\epsilon}}{\partial \psi^2} + \left[G \left(\frac{2\tilde{\kappa}^2}{\tilde{\epsilon} \psi} + \frac{\tilde{k} \tilde{r}^2 \tilde{u}}{\tilde{\epsilon} \psi^2} \times \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \psi} - \frac{\tilde{k}^2 \tilde{r}^2 \tilde{u}}{2\tilde{\epsilon}^2 \psi^2} \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \psi} + \frac{\tilde{k}^2 \tilde{r}^2}{2\tilde{\epsilon} \psi^2} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi} - \frac{\tilde{k}^2 \tilde{u} \tilde{r}^2}{2\tilde{\epsilon} \psi^3} \right) \right] \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \psi} - \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \zeta} = C_{\epsilon 2} \times \frac{4r_j R_e}{U_e} \frac{\tilde{\epsilon}^2}{\tilde{k} \tilde{u}} - C_{\epsilon 1} \tilde{\nu}_t U_e^2 \frac{\tilde{\epsilon} \tilde{u} \tilde{r}^2}{\tilde{k} \psi^2} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi} \right)^2$$

여기서 $G = \frac{R_e C_\epsilon}{r_j U_e}$ (14)

$$\tilde{T} = T/T_e, \quad \tilde{p} = p/p_e, \quad \tilde{k} = k/U_e^2, \\ \tilde{\epsilon} = \epsilon/U_e^2, \quad \tilde{\nu}_t = \nu_t/\nu_e$$

4. 초기조건과 경계조건

4.1 초기조건

$\tilde{u}(0, \psi), \tilde{T}(0, \psi), \tilde{k}(0, \psi), \tilde{\epsilon}(0, \psi)$ 값은 유동모델의 실험치로부터 좌표변환 된 해당값들로 정해진다.

4.2 경계조건

가) 대칭축 ;

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \psi}(\zeta, 0) = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \psi}(\zeta, 0) = 0$$

$$\tilde{u}'\tilde{v}'(\zeta, 0) = 0$$

$$F \frac{\tilde{u}}{\tilde{\epsilon}} \tilde{k}^2 \left(\frac{4}{\tilde{\rho} \tilde{u}} \right) \frac{\partial^2 \tilde{k}}{\partial \psi^2} - \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \zeta} = \frac{4R_e r_j}{U_e} \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{u}}, \quad \text{그리고} \quad \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \psi} = 0$$

$$G \frac{\tilde{k}^2 \tilde{u}}{2\tilde{\epsilon}} \left(\frac{4}{\tilde{\rho} \tilde{u}} \right) \frac{\partial^2 \tilde{\epsilon}}{\partial \psi^2} - \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \zeta} = C_{\epsilon 2} \frac{4r_j R_e}{U_e} \frac{\tilde{\epsilon}^2}{\tilde{k} \tilde{u}}, \quad \text{그리고} \quad \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \psi} = 0$$

나) 덕트벽면 ;

$$\tilde{u}(\zeta, \psi_{\max}) = 0$$

$$\tilde{k}(\zeta, \psi_{\max}) = \tilde{\epsilon}(\zeta, \psi_{\max}) = 0$$

$$\tilde{T}(\zeta, \psi_{\max}) = \tilde{T}_e \quad (\text{대기온도})$$

Eq. 11에서부터 Eq. 14는 아래와 같은 하나의 동일한 형태로 나타낼 수 있다. 즉,

$$A Q_{\psi\psi} + B Q_{\psi} - C Q_{\zeta} = D \quad (15)$$

여기서 일반변수 Q 는 각각 \tilde{u} , \tilde{T} , \tilde{k} 와 $\tilde{\epsilon}$ 을 나타낸다. Implicit finite difference 형태로 표기하면 Eq. 15는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$a^n Q_{j+1}^{n-1} + b^n Q_{j+1}^n + c^n Q_{j+1}^{n+1} = d^n \quad (16)$$

$$j = 1, 2, 3, \dots$$

$$n = 1, 2, 3, \dots, N$$

여기서 하첨자 j 는 ζ -방향의 j 번째 격자점에서의 값을 나타내며, 상첨자 n 은 ψ -방향의 n 번째 격자점의 값을 각각 나타낸다. 따라서 $n=1$ 은 대칭축선상을 나타내며 $n=N$ 은 덕트 벽면을 나타낸다. 여기서 계수 a^n , b^n , c^n 와 d^n 에 대한 정리된 식들은 참고문헌 [7, 11]을 참조하기 바란다. Eq. 16으로 대표되는 식들은 N 개의 식들과 Q_{j+1}^n 로 표기되는 N 개의 변수들로 구성되어 Gaussian 소거기법을 사용, 용이하게 해를 찾을 수 있다.

5. 예측치의 신뢰성

5.1 원통형 축대칭 자유난류혼합흐름

제안된 계산기법을 적용하여 가용한 실험치들과 비교함으로써 본 기법의 정확도와 신뢰성을 판단하였다. 우선 간단한 경우로서 Landis [8]에 의해 수행된 속도가 큰 주 흐름과 이를 동심축으로 둘러싼 속도가 작은 2차 흐름간의 자유난류혼합유동에서 중심축의 축 방향 속도 Fig. 4 (a)와 혼합흐름의 중간반경 값의 변화 Fig. 4 (b)에 대한 실험치를 다른 기법들에 의한 예측치들과 함께 비교한 결과를 보여주고 있다.

$\kappa-\epsilon$ 모델을 적용한 본 기법에 의한 예측치는 Forstall & Shapiro[9]와 Squire & Trouncer[10]에 의한 적분관계식기법, 그리고 Choi[7, 11]에 의한 와류점성모델에 비해 실험치에 보다 잘 합되는 것을 알 수 있다.

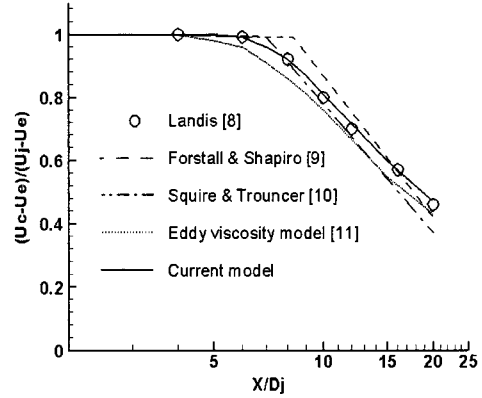


Fig. 4 a) Comparison of centerline axial velocity variation

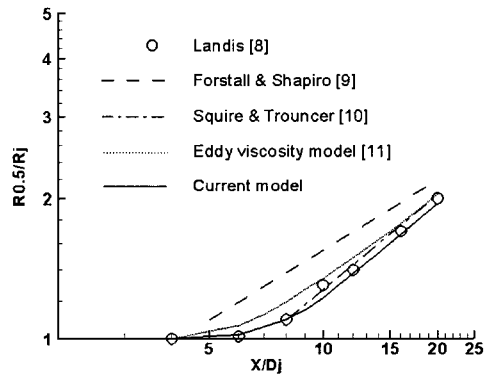


Fig. 4 b) Comparison of mixing layer half radius

5.2 원통형 축대칭 구속난류혼합흐름

다음은 벽면효과를 감안한 난류혼합흐름에 대한 경우로서 터보팬엔진 중 팬 흐름과 제트흐름을 같은 덕트 내에서 혼합시켜 단일분사노즐로 분사시키는 혼합기를 모델로 하여 실험치와 비교하여 보았다. 본 실험은 Choi, Oates & Gessner[11]에 의해 수직 및 45° 경사 열선계를 이용하여 축 방향 평균속도, 난류운동에너지와 난류전단응력의 축 방향, 반경방향 뿐만 아니라 원주방향의 성분들을 혼합시작점부터 완전발달 영역까지 측정된 방대한 실험데이터를 제공하고 있으며 해당 유동장은 온도변화가 없는 비압축

성난류혼합흐름이고, 두개의 제트류에 대한 초기속도비는 $U_j/U_e = 2.5$ 이며 U_e 와 제트노즐직경을 기준으로 한 레이놀즈수는 2.6×10^4 이다. Fig. 5는 축 방향 평균속도분포에 대한 비교결과를 나타내고 있다.

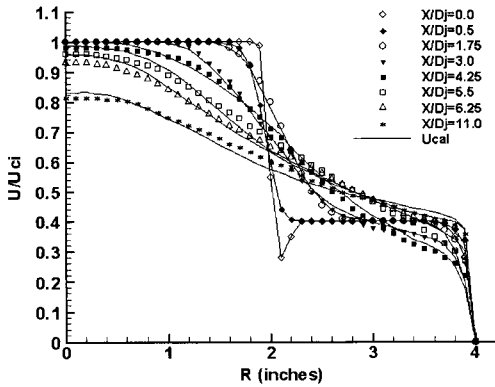


Fig. 5 Comparison of axial mean velocity profiles

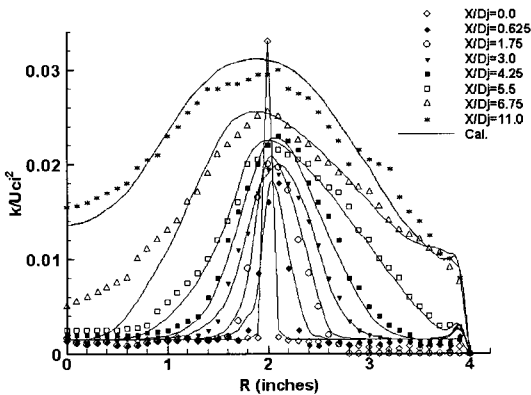


Fig. 6 Comparison of turbulent kinetic energy profiles

혼합경계층과 벽면경계층에서 예측치는 실험치와 잘 맞는 것으로 나타나고 있으나 중심축 부근에서 예측치는 최대오차 2.3%로 실험치보다 혼합정도를 더디게 나타내고 있다. 오차의 주원인으로는 난류운동에너지 분포를 비교한 Fig. 6과 연계하여 분석해 볼 수 있는데 덕트 중심축을 포함한 자유흐름에서의 난류 운동에너지 값들이 초기조건에서부터 과소평가된 것이 아닌가 예상된다. Fig. 6은 난류운동에너지의 분포를 비교한 것으로 역시 축 방향 평균속도분포

와 유사한 경향을 보여주고 있다. 예측치는 혼합경계층이나 벽면경계층 모두, 혼합 시작점부터 $x/D_j = 4.25$ 까지 실험치와 아주 잘 맞고 있음을 볼 수 있으나 혼합 후반부에서는 특히 중심축에서의 난류운동에너지는 15% 이상 과소평가되었을 알 수 있다.

Figure 7은 난류전단응력 분포변화를 비교한 것으로서 예측치는 오히려 축 방향 평균속도나 난류운동에너지 분포와는 달리 실험치들이 다소 흩어진 분포를 보임에도 불구하고 잘 맞는 경향을 전 범위에 걸쳐 나타내고 있다. 이는 난류전단응력의 형성이 반경방향으로의 축 방향 속도 차이와 이에 의해 생성되는 난류운동에너지와의 결합효과에 의한 것이며 더욱이 난류운동에너지는 흐름속도장에 의해 전달되는 특성에 따라 종합적으로 난류운동에너지의 국부적 오차영향을 희석시킨다고 볼 수 있다. 즉, 중심축에서의 난류운동에너지의 최대오차는 0에 가까운 중심축에서의 평균속도차이와 곱으로 나타남으로서 난류전단응력에 대한 예측치와 실험치의 오차는 난류운동에너지가 크게 과소평가되고 있는 덕트 중심축 영역을 포함하더라도 최대 3.5% 이내로 나타나고 있다.

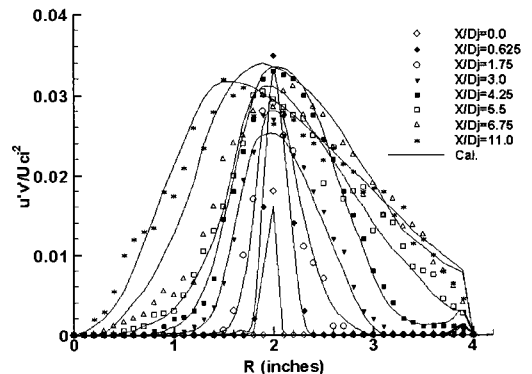


Fig. 7 Comparison of Reynolds shear stress profiles

6. 결 론

비교적 간단한, 그러나 효율적인 $\kappa-\epsilon$ 난류모델을 변형된 유동함수를 이용한 좌표변환기법과

연계하여 수치 해석적으로 구성하고 자유난류혼합흐름과 구속난류혼합흐름의 실험치와 비교하였다. 자유난류흐름의 경우, 비록 난류운동에너지와 난류전단응력분포에 대한 실험데이터의 부재로 해당 비교는 할 수 없었지만 평균속도분포나 혼합흐름의 특성인 중간반경에 대하여 주어진 실험치와 아주 잘 맞는 결과를 보여주었는데 반해, 구속난류흐름에서는 대칭축에서의 난류운동에너지의 저평가를 제외하고 축 방향 속도분포와 난류전단응력 분포에서 각각 2.3%와 3.5% 이내의 오차범위에서 실험치와 잘 부합됨을 보여주고 있다. 초기조건이나 경계조건을 정의할 때 혼합영역이 아닌 자유흐름에서의 난류운동에너지의 값을 0으로 주었을 경우, 혼합정도의 예측이 심각할 정도로 과소평가됨이 관찰되었으며 따라서 0이 아닌 값, 즉 실험데이터를 이용한 초기조건 값을 자유흐름에서의 난류 운동에너지 값으로 주는 것이 필요하다고 판단된다. 본 연구결과는 향후 난류유동의 미시적 관점보다는 다수의 제트흐름에 대한 종합적 관점에서 특히 평균속도분포와 난류전단응력 분포 및 최대값 등으로 특성 지어지는 제트소음을 예측하는데 편리하게 활용될 것으로 기대되고 있다.

참 고 문 헌

1. Bastin, F., Lafon, P. and Candel, S., "Computation of jet mixing noise due to coherent structures", J. of Fluid Mech., 335, pp.261-304, 1997
2. Freund, J.R., "Noise sources in a low-Reynolds number turbulent jet at Mach 0.9", J. of Fluid Mech., 438, pp.277-305, 2001
3. Rembold, B., Adams, N.A., & Kleiser, L., "Direct numerical simulation of a transitional rectangular jet", Int. J. Heat and Fluid Flow 23, 2002
4. Rembold, B., Adams, N.A., & Kleiser, L., "Direct and large eddy simulation of a transitional rectangular jet", B. J. Gourts, R. Friedrich & O. Metais editions, Kluwer, Dordrecht, 2001
5. Oosthuizen, P.H., and Wu, M.C., "Experimental and Numerical Study of Constant Diameter Jet Mixing", Proceedings, 1st Symposium on Turbulent Shear Flows, Imperial College, April 1977, pp.10.1-10.7.
6. Hanjalic, K., and Launder, B.E., "A Reynolds Stress Model of Turbulence and its Application to Thin Shear Flows", J. Fluid Mech., Vol.52, Pt.4, 1972
7. Choi, D.W., "Investigation of Axisymmetric Confined Turbulent Jet Mixing in the Near Region with Pressure Gradient", PhD. Thesis, Univ. of Washington, 1983
8. Landis, F., "Turbulent Mixing of Coaxial Gas Jets", Sc.D Thesis, MIT, 1950
9. Forstall, W. Jr., and Shapiro, A.H., "Momentum and Mass Transfer in Coaxial Gas Jets", J. Applied Mech., Vol.17, No.4, 1950
10. Squire, H.B., and Trouncer, J., "Round Jets in a General Stream", ARC Reports and Memoranda, No.1974, January 1944
11. Choi, D.W., Gessner, F.B., and Oates, G.C., "Measurements of Confined, Coaxial Jet Mixing with Pressure Gradient", J. of Fluids Engineering, ASME, 1986