

실린더 후부 유동장 모사를 위한 압축성 수정항의 영향

김성훈* · 정명균*

The Effect of Compressibility Terms on the Simulation of the Flowfield around a Cylindrical Afterbody

S. H. Kim* · M. K. Chung*

ABSTRACT

K- ω model is used for simulation of flowfield around the cylindrical afterbody. In addition to two-equation turbulence model, modification terms for the compressibility effects are applied to the simulation. Although the estimations of the skin friction and the surface pressure distribution at hypersonic ramp flowfield were satisfactory, the result of the simulation with the modifications for this flowfield is worse than that of the original K- ω model. The compressibility modification terms do negative effects on the estimation. The basic research on the turbulence model for the compressible flowfield has to be further conducted.

초 록

실린더 후부의 유동장에 대한 모사를 K- ω 모형을 이용하여 수행하였다. 2 방정식 난류 모형에 적용할 수 있는 압축성 수정항들을 이용하여 기존의 모형과 비교하였다. 극음속유동장에서는 성공적으로 예측이 가능하였던 것과는 달리 실린더 후부의 유동장에 적용하였을 경우에는 수정항이 없을 경우보다 악화되는 경향을 보이고 있다. 압축성 난류 수정항들은 이 유동장에서는 부정적인 역할을 하게 된다. 압축성 유동에 대한 난류 모형은 근본적으로 연구가 더 진행되어야 할 것으로 보인다.

1. 서 론

초음속으로 비행하는 비행체의 기저부에는 낮은 압력이 발생하여 큰 항력을 발생시킨다. 성능이 개선된 비행체의 개발을 위해서 기저부의 압력을 증가시키는 방법들이 고안되어오고 있으며, 기저부에서 발생하는 팽창파와 유동의 박리 및 재접합, 재순환

영역등의 복잡한 유동현상에 대한 이해도 필요하다. 이전의 연구자들은 열선풍속계를 이용하여 기저부 유동장의 특성을 조사하였으나, 박리 유동장이 탐침으로 인한 간섭을 받을 수 있어 신뢰할 만한 자료를 얻기 힘들었다. 90년대에 들어 여러 연구자들이 비간섭식의 측정장비인 LDV(Laser Doppler Velocimeter)를 사용하여 유동장을 측정

*한국과학기술원 기계공학과(Korea Advanced Institute of Science and Technology, Dept. of Mechanical Eng.)

하였다. Herrin과 Dutton은 미사일 기저부의 형상을 원기둥 형태로 모형화하고 그 기저부의 유동장에 대한 측정을 수행하여,¹⁾ 압력 분포, 주 속도장, 난류 강도, Reynolds 응력에 대한 값을 얻었다. 그들은 재순환 영역이 작은 주 유동의 기울기와 상대적으로 거의 일정한 난류 강도를 가지고 있음을 밝혔다.

연속방정식에 의거하여 압력을 간접적으로 수정해 가는 SIMPLE 계열의 비압축성 유동의 모사와 다르게 초음속 유동장에서는 압력에 대한 방정식이 존재한다. 상태방정식을 이용한 초음속 유동의 수치 모사를 위한 계산 기법이 발전해 왔다. 전산 유체 역학의 발달로 인해서 복잡한 유동장에 대한 수치 모사가 요구되었으며, 복잡한 유동장에 사용할 수 있도록 다양한 형태의 격자 생성법이 개발되었다. 계산 기법이나 격자 생성의 발달에도 불구하고, 난류 모형의 더딘 발전으로 인해 유동장 모사는 오차가 존재하게 된다. 지배방정식을 평균화하는 과정에서 레이놀즈 응력항이 발생한다. 이 응력항에 대한 정확한 예측이 없이는 유동장의 모사가 정확할 수 없다. 가장 많이 사용되고 있는 난류 모형인 $k-\epsilon$ 모형의 경우에 간단한 유동장에 대해서는 성공적인 예측이 가능하지만 복잡한 유동장에서는 오차가 크다. 오차를 줄이기 위해서 더 복잡한 형태의 난류 모형을 사용하거나, 수정항을 사용한다.

이제까지 미사일 기저부의 유동에 대한 모사는 실험데이터의 부재로 인해서 충분히 수행되지 못했다. 특히 기저부에 존재하는 재순환 영역에서의 자료 부족은 이 영역에서 난류 모형의 거동에 대한 분석을 하기 어렵게 하였다. Herrin등의 실험 이후에 Chuang과 Chieng²⁾은 대수모형인 Baldwin-Lomax모형과 Chien의 저 Reynolds $k-\epsilon$ 모형, 레이놀즈 응력 모형(RSM), 대수 응력 모형(ASM)을 이용하여 모사를 수행하였다.

Morkovin³⁾은 압축성 유동에서 Ma수가 크지 않은 경우에는 밀도의 요동이 평균밀도에 비해서 작을 경우 압축성이 난류에 직접적으로 영향을 끼치지 않을 것으로 가정하였다. 경계층은 $Ma < 1.5$ 에서, 제트는 $Ma < 1.5$ 에서 비압축성 유동에 적용하였던 난류모형에 수정항을 첨가할 필요없이 밀도에 변화하도록 확장된 형태로 사용하여 좋은 결과를 얻을 수 있을 것으로 기대된다. 기존의 연구들에서는 수

정없이 비압축성 유동의 형태로 압축성 유동장에 적용되어 사용되어오고 있다. 그러나, 혼합층(Mixing Layer)에 기존의 난류 모형을 적용하여 계산하였을 때 성장률(growth rate, spreading rate)을 크게 예측하게 됨이 발견되었다⁴⁻⁶⁾. 난류 유동에서 압축성 효과를 반영하는 난류 모형을 개발하기 위한 연구가 진행되었다. 난류 유동을 지배하는 방정식을 유도하는 과정에서 압축성 유동장에서만 영향을 끼치게 되는 항들이 유도되어지며, Zeman⁵⁾과 Sarkar⁶⁾에 의해서 적절한 인자를 이용한 모형화가 시도되었다. Grasso와 Falconi⁷⁾는 $k-\epsilon$ 모형에 압축성 수정항을 첨가하여 극음속 경계층 유동과 충격파/경계층 상호작용 문제를 모사하였다. 수정항은 표준 $k-\epsilon$ 모형을 사용하여 모사할 때보다 표면 압력 분포와 열전달량의 예측을 개선시키는 역할을 하는 것으로 보고되었다.

본 연구에서는 $k-\omega$ 모형을 이용하여 기저부 유동장을 계산하려고 한다. 2-방정식 모형인 $k-\epsilon$ 모형에 대해서 제안된 압축성 유동을 위한 수정항들을 첨가하였을 때 유동장의 모사에 끼치는 영향을 살펴보기로 한다. 수정항들은 간단한 치환을 이용하여 변환시켜 사용한다.

2. 난류 모형

2.1. $k-\omega$ 모형

Wilcox⁸⁾는 $k-\omega$ 모형과 저 Reynolds수 $k-\epsilon$ 모형들을 이용하여 여러가지 압력 기울기 상태에 대해서 경계층을 모사하였다. 표면마찰계수의 비교에서 $k-\omega$ 모형은 저 Reynolds수 $k-\epsilon$ 모형들이 큰 오차를 보이는 강한 역압력 기울기에서도 좋은 예측 결과를 보여준다.

Huang등⁹⁾은 경계층 유동을 모사할 때 기존의 2-방정식 난류모형들이 밀도변화에 의해 받는 영향을 연구하였다. 2-방정식 난류 모형들은 난류에너지에 대한 방정식과 난류의 길이 척도(length scale)를 정하기 위하여 채택되는 변수에 대한 방정식으로 이루어져있다. Van Driest변환으로 얻어진 압축성 벽법칙을 만족하기 위해서는 난류 모형의 계수들이 밀도 기울기 함수로 나타내어져야함을 보였다. 비압

축성 유동에 대해서 개발된 난류모형을 밀도가 변화하도록 확장된 형태로 압축성 유동에 사용하면 경계층 유동에서 von Kármán 상수가 작게 예측되며 이는 표면 마찰계수의 작은 예측을 나타낸다. 길이 척도를 지정하는 변수가 밀도에 의해서 변화하여야 함에도 불구하고 그 영향을 무시하여 모형화되었기 때문에 결론지었다. 압축성 경계층의 모사를 하였을 때 확산항에 의해서 생기는 밀도변화에 대해서 $k-\epsilon$ 모형에 비해 $k-\omega$ 모형이 영향을 덜 받음을 보였다.

Yoon, Chung, Park(10)의 충격파/경계층유동에 대한 난류 모형 비교를 수행하였다. 논문에서 저 Reynolds 수 $k-\epsilon$ 모형들보다는 $k-\omega$ 모형이 표면 마찰계수를 정확히 예측을 하고 있음을 보였다. 이러한 이유로 $k-\omega$ 모형을 선정하였다.

2.2. 압축성에 대한 수정항

압축성 유동장에 Reynolds 평균을 하였을 경우 밀도의 변화때문에 비압축성 유동에서와 다른 형태로 정리가 된다. 압력, 밀도에 대해서만 Reynolds 평균을 취하고 속도와 온도에 대해서 Favre 평균을 이용하면 비압축성 유동장의 Reynolds 평균된 Navier-Stokes 방정식과 동일 형태를 갖는 연속 방정식과 운동량 방정식을 얻을 수 있다. 압축성 유동에 대해서 난류모형을 적용할 경우에는 Morkovin의 가정에 의해서 비압축성 유동에 대해서 만들어졌던 난류모형을 수정할 필요없이 사용하여왔다. 그러나, 혼합층에 대해서 수정항 없는 난류모형을 이용하면 성장율이 과다하게 예측된다. 이런 현상은 비압축성의 경우 연속방정식의 영향으로 무시되었던 항들이 압축성 유동에서는 무시할 수 없을 정도의 크기를 갖기 때문이다. 우선 압축성 유동에서의 난류 에너지 방정식을 보기로 한다. 각 평균은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \text{Favre Average : } u_i &= \tilde{u}_i + u_i'' \\ \text{Reynolds Average : } u_i &= \overline{u_i} + u_i' \end{aligned} \quad (1)$$

위의 평균을 이용하여 난류 에너지 방정식을 구하면 식(2)와 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} -\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{\tilde{u}_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \overline{\rho} r_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} - \overline{t_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i}} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{t_{ji} u_i'} - \overline{\rho u_j'} \frac{1}{2} u_i' u_i' - \overline{\rho' u'} - \overline{p' u_j'} \right] \\ &- \overline{u_i'} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \overline{p' \frac{\partial u_i'}{\partial x_i}} \end{aligned} \quad (2)$$

r_{ij} 는 Favre 평균된 레이놀즈 응력이며, t_{ij} 는 점성 응력항이다. 식의 우변의 마지막 두항은 비압축성 유동에서는 나타나지 않는 항이다. 점성 응력항과 Favre 속도 요동항의 상관 관계에서 유도되는 팽창 소산항이 존재한다. 압축성 유동장에서 발생하게 되는 수정항들을 정리하면 세가지로 각각 압력팽창항, Favre 속도와 압력기울기의 곱, 팽창소산항이며, 다음과 같이 모형들이 제안되었다.

$$\begin{aligned} \Pi_{c,1} &= \overline{p' u_{i,i}'} = (-\alpha_2 P_k + \alpha_3 \rho \epsilon) M_t^2 \\ \Pi_{c,2} &= \overline{\frac{\rho' u_j'}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j}} = \frac{2\nu_t}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \\ \Pi_{c,3} &= -\rho \left[\frac{4}{3} (\overline{\nu u_{i,i}'} u_{j,j}') \right] \\ &= -\frac{3}{4} \rho \epsilon \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{(\gamma+1)}{2} \left(\frac{M_t - M_{t0}}{0.6} \right)^2 \right] \right\} \\ &\quad \times H(M_t - M_{t0}) \end{aligned} \quad (3)$$

여기서 $\alpha_2 = 0.40$, $\alpha_3 = 0.20$ 이며, H는 Heaviside 계단함수 이고, $M_t = \sqrt{2k/(\gamma RT)}$, $M_{t0} = 0.10[2/(\gamma+1)]^{1/2}$ 이다.

$\Pi_{c,1}$ 은 강하게 전단력을 받는 등방난류에 대한 DNS 해석 결과에 기초를 두어 모형화 작업이 이루어졌다. 압력 요동이 비압축성 압력 요동과 압축성 압력 요동으로 이루어져 있으며, 비압축성 압력 요동이 난류 에너지 발달에 영향을 준다고 생각해 바탕으로 모형화 되었다. 고속 유동은 큰 압력 기울기로 특성화되며 Favre 속도의 영향이 크게 나타날 수 있다. $\Pi_{c,2}$ 는 기울기 법칙으로 가정하여 모형화 되었다. $\Pi_{c,3}$ 는 팽창 소산항으로써 에너지를 함유하는 와(eddy)에서 충격파와 비슷한 와 구조의 존

재를 가정하고 난류 Mach 수의 함수로서 모형화 되었다.

식(3)의 각 모형들은 $k-\varepsilon$ 모형에 대해서 제안되었다. 각각의 수정항들은 난류에너지를 지배하는 방정식의 생성항의 형태로 들어가며, ε 의 방정식에는 아무런 수정항도 첨가되지 않는다. 수정항을 $k-\omega$ 모형에서 사용하기 위해서 $\varepsilon = \beta^* \omega k$ 의 관계식을 통하여 압축성 유동에 대한 수정항을 $k=\omega$ 모형에서 사용할 수 있는 형태로 변화시킨다. 관계식을 시간에 대해서 미분하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\rho \frac{D\omega}{Dt} = \frac{\rho}{\beta^* k} \left[\frac{D\varepsilon}{Dt} - \frac{\varepsilon}{k} \frac{Dk}{Dt} \right] \quad (4)$$

위 식을 통하여 을 지배하는 방정식을 를 지배하는 방정식으로 치환할 수 있다

Grasso와 Falconi⁷⁾는 충격파/경계층 상호작용에 대한 난류 모형에 관한 연구에서 평판 경계층과 압축성 램프에 대해서 수정항을 첨가하여 예측을 하였다. 벽면 열전달 계수와 벽표면 압력에 대해서 개선된 예측을 할 수 있었다. 급격한 유동박리가 존재하는 대상에 수정항을 첨가할 때 예측의 개선을 살펴보기로 한다.

3. 계산 방법

3.1. 지배방정식

압축성 유동을 지배하며, 축대칭에 대한 지배방정식을 입구축 유동의 밀도와 음속, 원기둥의 지름으로 무차원화한 이후 물리적 영역(x, y)에서 계산 영역(ξ, η)으로 변환하면 식(5)와 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} \\ & = \frac{1}{Re_\infty} \left[\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \right] + \hat{H} \end{aligned} \quad (5)$$

여기서 ξ, η 는 계산 영역에서의 좌표계이며, t 는 무차원화된 시간을 나타낸다. 식 (5)에서 각 요소

들은 벡터이며, 각 벡터의 요소들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= \frac{1}{\rho} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e_t \\ \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix}, \quad \hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ U(e_t + p) \\ \rho k U \\ \rho \omega U \end{bmatrix}, \quad \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho v V + \eta_x p \\ V(e_t + p) \\ \rho k V \\ \rho \omega V \end{bmatrix}, \\ \hat{E}_v &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \xi_x + \tau_{xy} \xi_y \\ \tau_{xy} \xi_x + \tau_{yy} \xi_y \\ u(\tau_{xx} \xi_x + \tau_{xy} \xi_y) + v(\tau_{xy} \xi_x + \tau_{yy} \xi_y) \\ + \dot{q}_x \xi_x + \dot{q}_y \xi_y \\ (\mu + \sigma^* \mu_t)(\xi_x k_x + \xi_y k_y) \\ (\mu + \sigma \mu_t)(\xi_x \omega_x + \xi_y \omega_y) \end{bmatrix}, \\ \hat{F}_v &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \eta_x + \tau_{xy} \eta_y \\ \tau_{xy} \eta_x + \tau_{yy} \eta_y \\ u(\tau_{xx} \eta_x + \tau_{xy} \eta_y) + v(\tau_{xy} \eta_x + \tau_{yy} \eta_y) \\ + \dot{q}_x \eta_x + \dot{q}_y \eta_y \\ (\mu + \sigma^* \mu_t)(\eta_x k_x + \eta_y k_y) \\ (\mu + \sigma \mu_t)(\eta_x \omega_x + \eta_y \omega_y) \end{bmatrix}, \\ \hat{H} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{P}{y} + (\mu + \mu_t) \frac{\frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{V} - 2v/y}{y Re_\infty} \\ 0 \\ P_k - \beta^* \rho k + \Pi_{c,1} + \Pi_{c,2} + \Pi_{c,3} \\ \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta^* \rho \omega^2 - \frac{\omega}{k} (\Pi_{c,1} + \Pi_{c,2} + \Pi_{c,3}) \end{bmatrix} \quad (6) \end{aligned}$$

위 식에서 사용한 기호들은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$U = \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v,$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = u_x + v_y + v/y$$

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} (\mu + \mu_t) (2u_x - v_y - v/y),$$

$$\tau_{yy} = \frac{2}{3} (\mu + \mu_t) (2v_y - u_x - v/y),$$

$$\tau_{xy} = (\mu + \mu_t) (u_y - v_x),$$

$$\dot{q}_x = (\mu / Pr + \mu_t / Pr_t) \left[\xi_x \frac{\partial (\gamma RT)}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial (\gamma RT)}{\partial \eta} \right],$$

$$\dot{q}_y = (\mu / Pr + \mu_t / Pr_t) \left[\xi_y \frac{\partial (\gamma RT)}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial (\gamma RT)}{\partial \eta} \right]$$

와점성 계수는 $\mu_t = \rho k \omega$ 로 나타내어지며, P_k 는 난류 에너지 생성항으로써 다음과 같이 표현된다.

$$P_k = \frac{\mu_t}{Re_\infty} [2(u_x^2 + v_y^2) + 2(v/y)^2 + (u_y + v_x)^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{V})^2] - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \vec{V} \quad (7)$$

3.2. 계산 방법

공간을 차분할 때 \hat{E}_v , \hat{F}_v 의 점성항에 대해서는 중앙차분을 하고, \hat{E}_v , \hat{F}_v 의 유속항에 대해서는 Harten의 2차 풍상 TVD 차분법을 사용하였다. 시간에 대해서는 내재적인 방법을 사용하여 계산하였다. 일상적으로 쓰이는 반복 풀이법인 ILUF (incomplete lower-upper factorization) 방법은 느린 수렴성과 불완전 인수분해에 의해서 발생하는 오차가 높아 수렴성이 좋지 않다. Conjugate gradient methods를 사용하면 이런 문제를 극복할 수 있으며, 현 연구에서는 그 방법중의 하나인 Bi-CGSTAB(Bi-conjugate gradient stable)법을 이용하였다. 이와 함께 수렴속도를 높이기 위해서 국소 시간 간격법(Local Time Stepping)을 사용하였다. 여기에서 시간간격은 대류(Δt_c)와 확산(Δt_d)에 대한 영향들로부터 구해진다¹¹⁾.

$$\Delta t = c_0 \left[\frac{\Delta t_c \Delta t_d}{\Delta t_c + \Delta t_d} \right] \quad (8)$$

c_0 는 상수로서 CFL수이며, 각 n 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Delta t_c = [|U| + a\sqrt{(\xi_x^2 + \xi_y^2)} + |V| + a\sqrt{(\eta_x^2 + \eta_y^2)}]^{-1},$$

$$\Delta t_d = \left[2.5 \left(\frac{\gamma \mu}{\rho Pr} \right) (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \eta_x^2 + \eta_y^2) \right]^{-1}$$

여기서 a 는 음속이다.

3.3 격자 및 경계조건

입구조건으로 Herrin과 Dutton의 실험에서 사용되었던 조건과 동일한 입구측의 경계층 유동을 이용한다.¹¹⁾ Ma 수는 2.46이며, 경계층의 두께는 3.2mm이다. 모멘텀 두께는 0.26mm, $Re_\theta = 13700$ 이며, ν 는 0.00148이다. Wilcox의 경계층 해석용 프로그램인 EDDYBL 프로그램을 이용하여, 실험조건과 같은

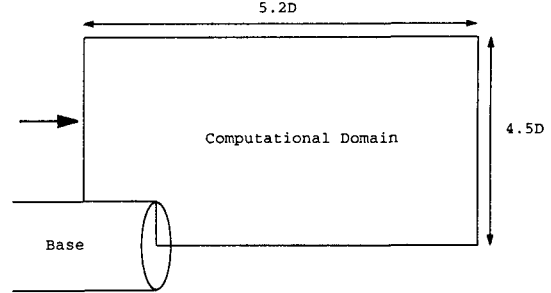


Fig. 1. Schematic diagram for the computational domain

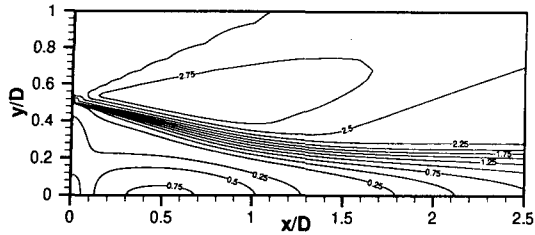
Ma , Re_θ , C_f 값을 갖는 경계층 유동에 대한 해를 얻은 후 이를 유동 입구측의 경계조건으로 사용하였다.

그림 1은 계산 영역에 대한 도표이다. 계산 영역은 원기둥의 지름(D)으로 무차원화하였다. 계산 영역의 크기는 길이방향으로 5.2D, 높이방향으로 4.5D이다. 격자 수는 120×110 이다. 원기둥의 밑면의 중심을 좌표계의 원점으로 생각하여 격자를 구성하였다. X축은 주유동 방향이며, Y축은 주유동방향에 수직이다.

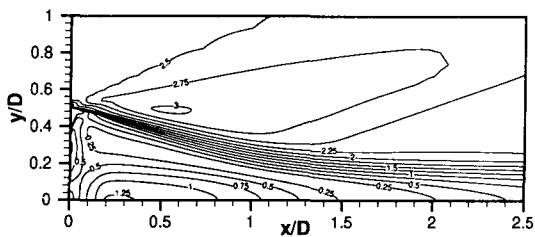
원기둥 근처의 유동은 아음속이기 때문에 벽을 따라 상류로의 영향이 발생할 수 있다. $0.2D \times 0.5D$ 의 영역을 원기둥으로 처리하여 그 영향도 모사되도록 하였다. 벽 근처에서 크게 변화하는 유동장을 모사하기 위해서 벽 주위에서는 Δy_1 을 $1 \times 10^{-4}D$ 로 설정하였다. 격자는 대수적으로 생성되었으며, 벽의 경계면은 단열 조건을 사용하였다. 원기둥의 중심선을 따라서 생성된 경계면은 대칭 경계조건을 주었으며, 출구의 경계조건은 외삽을 이용하여 지정된다.

4. 결 과

비압축성 유동에서 2 방정식 난류 모형을 적용하여 후향계단유동의 모사시에도 표면 마찰계수나 열 전달계수의 예측이 잘 되지 않으며, 재발달의 정도도 다르게 예측되는 등의 문제점이 있다. 2방정식 난류 모형은 유선 곡률의 영향이나 수직 응력의 차이에 의한 2차유동의 발생을 제대로 모사할 수 없는 문제점을 지니고 있다. 특수한 처리를 첨가하여 이

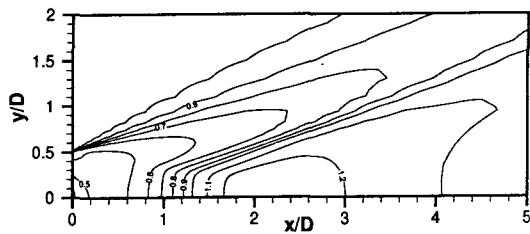


a) No modification

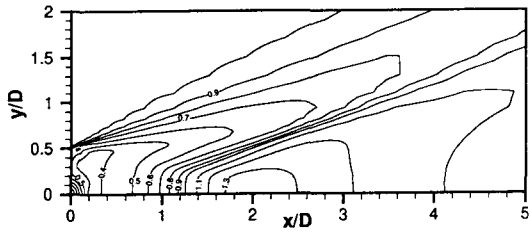


b) Compressibility modification

Fig. 2. Ma number contours



a) No modification



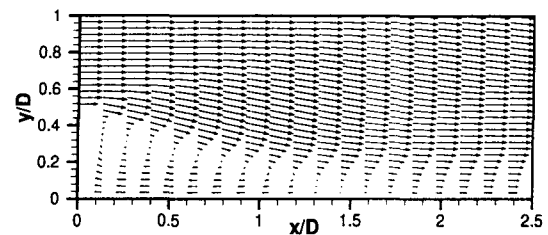
b) With modifications

Fig. 3. Pressure contours

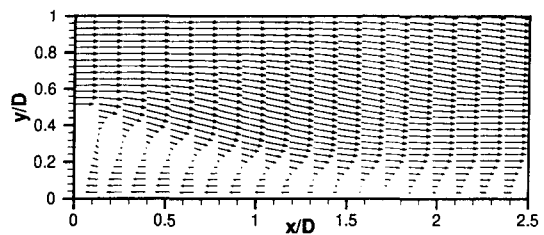
런 문제들을 해결하고 있으나 현 연구에서는 사용되지 않았다. 수정이 되었을 경우와 표준 모형을 사용하였을 경우 레이놀즈 응력이나 유동장의 예측결과를 비교하여 보면 수정항이 유동장 모사에 끼치는

영향을 예측할 수 있다.

그림 2, 3은 수정항이 첨가되었을 경우와 첨가하지 않았을 경우에 대한 압력비와 Ma수에 대한 등고선도이다. 입구측에서부터 블록을 따라 흘러오는 유동이 모서리에서 급격한 형상 변화를 만나 유동 박리와 함께 팽창파를 만들어내고 박리된 유동은 실린더 후부에는 재순환 영역이 만들어진다. 상대적으로 속도가 낮은 재순환 영역은 탐침의 영향 때문에 측정이 불가능하였던 영역이다. 재순환 영역의 바깥으로 유선의 곡률로 인한 압축이 발생하며 재접합이 후에 재발달 영역이 있어서 분류의 세기가 점점 감소한다. 재발달영역에서는 박리되었던 유동이 서로 만나면서 압축이 발생한다. 실험에서 측정한 결과는 재순환 영역의 크기가 실린더 후부에서부터 1.4D의 거리까지 확장되어있다. k- ω 모형에 수정을 가하였을 경우 재순환 영역의 크기는 1.76D이며, 기존 모형의 경우에는 1.52D이다. 수정항을 첨가하였을 경우 재접합 지점의 길이가 길어지는 효과를 나타낸다. 그림 4는 속도 벡터의 비교이다. 재순환 영역에서의 강한 순환 유동이 발생하는 것을 볼 수 있다. 재순환 영역의 크기는 수정항이 첨가된 경우에 더 크며, 영역 내의 속도도 크다. 재순환 영역으로 흘러



a) No modification



b) With modifications

Fig. 4. Velocity vector plot

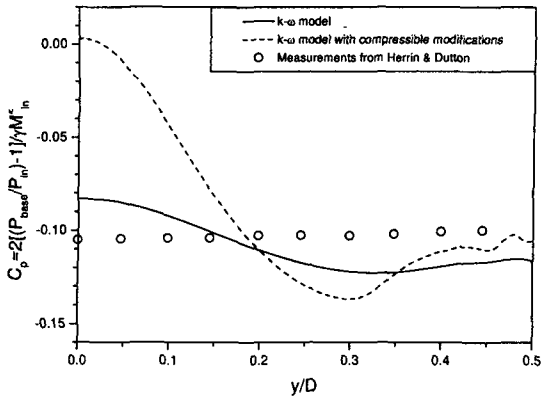


Fig. 5. Comparison of calculated base pressure coefficients

들어온 유동이 실린더 밑면에 부딪쳐서 압력 증가가 발생하는 것으로 나타나고 있다. 실린더 밑면에서의 압력 분포를 그림 5에서 보여주고 있다. 밑면

에서 일정한 크기의 압력저하가 보여야 하나, 모사된 결과들은 중심에서 적은 압력 저하를 보이고, 바깥쪽으로 갈수록 큰 압력 저하를 보인다. 수정항을 첨가하였을 경우 강한 순환 속도가 벽에 가서 부딪치기 때문에 강한 압력이 발생한다. 그림 5에서 판단할 때 수정항은 부정적인 영향을 끼치고 있다.

그림 6은 축방향 속도성분에 대한 실험데이터와 모사결과와의 비교이다. 실험데이터는 재접합이 발생하기 이전의 1.260D 지점을 포함하여 5개 지점에서 진행되었다. 그림 7은 레이놀즈응력에 대한 실험 데이터와 모사결과와의 비교이다. 레이놀즈응력의 비교는 속도 성분의 비교에서 시행되었던 지점에서 수행되었다. 두 그림에서도 수정항의 부정적인 면을 발견할 수 있다. 수정을 가하였을 경우 나타나는 현상은 레이놀즈 응력의 크기가 수정을 가하지 않았을 경우에 비해서 매우 작다는 것이다. 이런 이유

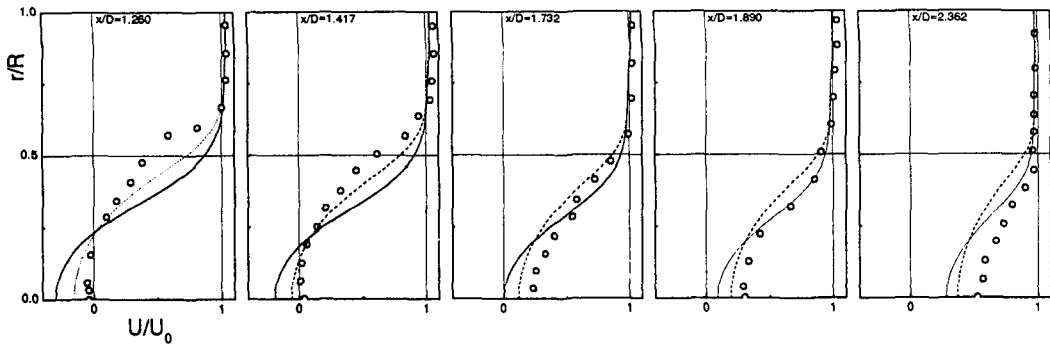


Fig. 6. Comparison of axial velocity profiles (o : measurements, --- : no modification, — : with modifications)

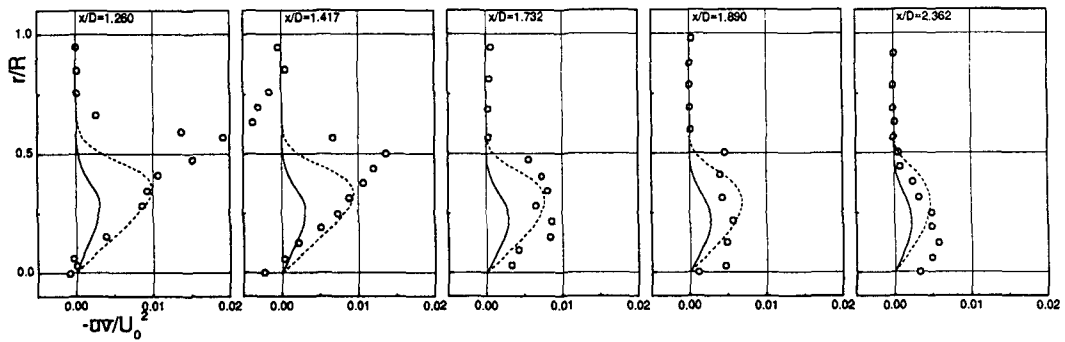


Fig. 7. Comparison of Reynolds stress profiles (o : measurements, --- : no modification, — : with modifications)

때문에 수정을 가한 경우에는 재순환 영역의 크기가 커지고, 재발달이 늦게 되는 것이다. 이런 현상은 난류에너지 방정식에서 첨가되었던 수정항들이 난류 에너지를 감소시키는 역할을 하기 때문이다. 혼합층의 경우 난류 에너지를 감소시키는 형식으로 모형화하였을 때 좋은 예측을 할 수 있었지만, 본 연구에서 채택한 유동장에서는 바람직한 역할을 하지 않고 있다.

Chuang과 Chieng²⁾이 실시한 모사 결과에서 $k-\epsilon$ 모형의 모사 결과와 본 연구에서 실시한 $k-\omega$ 모형의 모사는 거의 비슷한 거동을 보이고 있다. 그들의 연구에서 RSM으로 계산되었을 때 재순환 영역에서의 마하수 분포가 측정결과와 비슷하게 예측 되었다.(참조 6의 그림 3, 4) 실린더 밑면에서의 압력 분포 역시 RSM을 사용하였을 때 비슷한 예측을 할 수 있었음을 보이고 있다.

모사결과에 의거하면 수정항을 사용하여 실린더 후부의 유동을 모사하였을 경우에는 수정을 하지 않았을 경우에 비해서 좋지 않은 결과를 얻게 되는 것을 보여준다. 이는 Grasso와 Falconi⁷⁾의 극음속 경계층/충격파 상호작용의 결과와 배치된다. 압축성 혼합층 유동의 실험에서 밝혀진 현상에 기초를 두어 수정항이 모형화되었기 때문에 난류 에너지를 감소하는 형태로 모형화가 진행되었고, 구조가 다른 유동에 대해서는 적용시에 문제가 발생한다. 압축성 난류 수정항들은 경계층 유동에 대해서는 좋지 않은 결과를 보이는 것으로 알려져 있다¹²⁾.

Huang¹³⁾은 압축성 채널 유동장의 DNS를 수행하였다. 팽창 소산항의 영향은 비압축성 소산항의 크기에 비해 매우 작으며, 모형화된 방정식도 잘 못 거동하고 있음을 보였다(참조 13의 그림 23). 소산항의 크기에서 팽창 소산항에 비해서 비등방성 소산항과 점성 요동과 연관된 상관함수에 의한 소산항의 크기가 큼을 보였다. 압력 팽창항인 $\Pi_{c,1}$ 의 크기도 작음을 보이고 있다. 그들의 연구는 채널에 대해서 진행되었으므로 모든 유동장에 대해서 다 성립한다고 볼 수 없으나 기존의 압축성 유동에 대한 난류 모형의 수정항들이 적용 범위가 좁음을 보이고 있다.

5. 결 론

실린더 후부의 유동장에 대한 모사는 비행체의 안정성과 효율면에서 중요하다. LDV를 이용한 측정 결과를 이용하여 2방정식 모형에 대한 수정항의 영향을 검토하였다. Favre 평균을 하였을 때 나타나는 항들을 모형화하였을 때 혼합층의 모사에서는 성과를 이뤘었다. 수정항을 이용하여 $k-\omega$ 모형으로 유동장을 모사한 결과, 수정항은 예측을 저해하는 역할을 했다. 수정항은 난류 에너지를 감소시켜 레이놀즈 응력을 감소시켰으며, 실린더 밑면에서의 압력 분포를 틀리게 예측하도록 하였다. 이러한 유동장에서는 수정항을 사용하지 말아야 하며, 초음속 유동장에 대한 모사에서 사용되는 Morkovin의 가정을 적용할 수 있는 것으로 보인다. 모사된 결과로 미루어 보아 난류 모형이 레이놀즈 응력을 잘못 예측하고 있는 것으로 인해 속도장과 압력장이 틀리게 예측되고 있다. 정확한 유동장 모사를 위해서는 압축성 유동에 대한 이해와 근본적인 모형화가 필요하다.

참 고 문 헌

- Herrin, J. L., Dutton, J. C., "Supersonic Base Flow Experiments in the Near Wake of a Cylindrical Afterbody", AIAA Journal, Vol. 32, No. 1, 1994, pp.77~83
- Chuang, C.C., Chieng, C.C., "Supersonic Base-Flow Computation Using Higher-Order Closure Turbulence Models", J. Spacecraft and Rockets, Vol. 33, 1996, pp. 374~380
- Bradshaw, P. "Compressible Turbulent Shear Layer", Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 9, 1977, pp.33~54.
- Viegas, J. R., Rubesin, M. W., "Assessment of Compressibility Corrections to the Model in High-Speed Shear Layers", AIAA Journal, Vol. 30, No. 10, 1992, pp. 2369~2370.

5. Zeman, O., "Dilatation Dissipation: The Concept and Application in Modeling Compressible Mixing Layers", *Physics of Fluids A*, Vol. 2, No. 2, 1990, pp.178~188
6. Sarkar, O., "The Pressure-Dilatation Correlation in Compressible Flows", *Physics of Fluids A*, Vol. 4, No. 12, 1992, pp.2674~2682
7. Grasso, F., Falconi, D., "High-Speed Turbulence Modeling of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction", *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 7, 1993, pp.1199~1206
8. Wilcox, D.C., "Comparison of Two-Equation Turbulence Models for Boundary Layers with Pressure Gradient", *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 8, 1993, pp.1414~1421
9. Huang, P.G., Bradshaw, P., Coakley, T.J., "Turbulence Models for Compressible Boundary Layers", *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 4, 1994, pp. 735~740
10. Yoon, B. K., Chung, M. K., Park, S. O., "Comparisons between low Reynolds number Two-Equation Models for Computation of a Shockwave/Turbulent-Boundary Layer Interaction", *The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society*, Vol. 101, 1997, pp.335~345
11. Arnone, A., Liou, M.-S., Povinelli, L.A., "Integration of Navier-Stokes Equations Using Dual Time Stepping and a Multigrid Method", *AIAA Journal*, Vol. 33, 1995, pp.985~990
12. Wilcox, D. C., "Dilatation-Dissipation Corrections for Advanced Turbulence Model", *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 11, 1992, pp.2639~2646
13. Huang, P. G., Coleman, G. N., Bradshaw, P., "Compressible Turbulent Channel Flows", *J. Fluid Mech.*, Vol. 305, 1995, pp. 185~218