

비압축성 Navier-Stokes 방정식을 이용한 추력 편향 노즐 해석

(원통에서 사각형으로 변환하는 내부 흐름을 중심으로)

A Flow Analysis of Vecteded Thrust Nozzle Using Incompressible Navier-Stokes Solver

신대용* · 윤용현*

Dae-Yong Shin* and Yong-Hyun Yoon*

ABSTRACT

Circular-to-rectangular transition ducts are used as exhaust components of high performance fighter aircraft with vectored thrust nozzles. Three-dimensional incompressible Navier-Stokes solver is used to analyze the transition duct. Cross sections of transition duct are defined by superelliptic equation. The grid system is generated by Non-Uniform Rational B-Spline, after generating surface grid by blending the cross sections. Good agreement between the results of the computational simulation and the experimental data is observed.

1. 서 론

1989년 파리 에어쇼장에서 처음 공개된 Su-27과 지난해 서울 에어쇼에서의 Su-37은 '코브라' 기동과 '섬머솔트' 기동을 자유자재로 구사하여 관심을 끌었다. 이러한 기동을 가능케 하는 주요한 기술이 바로 추력 편향 노즐(Vectored Thrust Nozzle)이다. 추력 편향 노즐은 일반 노즐과는 달리 추력 편향 제어(TVC : Thrust Vector Control)를 적용한 노즐로서 기축선 방향으로 고정되는 엔진 추력의 방향을 능동적으로 제어해서 조종면에 의해서만 기체를 움직일 뿐만 아니라 엔진 추력으로 직접 기체를 제어하는 것이다.

추력 편향 노즐의 전형적인 구조를 보면 그림 1과 같다. 공기 흡입구 부위는 사각형으로 시작하여 원형으로 변형되는 도관으로 구성되어 엔진에 공기를 공급하고 엔진 후미에서는 원형으로 시작하여 사각형으로 변형되는 노즐 형태를 갖게 된다. 이러한 변형도관에서는 항공기 엔진 설계 목적상 축방향으로 가능한 도관의 길이가 짧으면서도 공기의 압력 손실이 최소화되어야 한다. 도관 형태의 변화에 의해 공기흐름의 특성이 민감하게 변하는 3차원 내부 유동이므로 도관의 형태 변화가 공기 흐름 특성을 좌우하게 된다.

본 연구는 참고문헌[1,2]에 소개된 풍동실험 결과와 수치계산 결과를 비교하여 코드를 검증하기 위해 수행하였다. 전산 기법을 이용하여 해석한 첫 시도는 참고문헌[3]에서 Euler 방정식을 이용, 초음속 및 아음속 흐름 특성

에 대한 연구를 볼 수 있으며, 미항공우주국에서는 Pao와 Calson이 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 이와 유사한 도관의 흐름을 해석하였다[4]. 참고문헌[5]에서는 내재적 중앙차분법(implicit central differencing scheme)으로 지배방정식을 변환하여 근사적 요소화(approximate factorization)를 적용하여 결과를 도출하였다.

본 연구에서는 음해적 풍상차분법(implicit upwind differencing scheme)을 적용하고, 가우스-사텔 선 이완법(Gauss-Seidel line relaxation method)을 사용하였으며, 난류모델링은 1-방정식 모델인 발드윈-바스(Baldwin-Barth)모델링을 사용하였고, 계산결과를 검토하기 위해 참고문헌[1]에 발표된 풍동실험 조건과 동일한 조건으로 계산하였다.

2. 격자 구성

유동장에 대한 이산화 방정식을 풀기 위해서 정확한 형상 모델링과 격자망의 구성이 선행되어야 한다. 특히 점성에 의한 효과가 도관내의 유동 특성에 큰 영향을 미치게 되므로 양질의 격자망 구성이 이루어져야 해의 수렴성 및 정확성을 기대할 수 있다. 따라서 형상 모델링은 초타원형 방정식(the equation of superellipse)을 이용하여 도관에 대한 6개의 기준 단면을 구한 다음, 기준 단면을 바탕으로 표면 격자를 생성하고 비균등 분수형 B-spline (NURBS : Non-Uniform Rational B-spline)의

* 공군사관학교 군사과학대학원 항공우주공학과

격자선 분포기능을 통해 격자선 재분포를 수행하였다. 그리고 유동장 격자생성을 위해서는 타원형 격자 생성 기법(elliptic grid generation system)을 사용하였다[6].

원통-사각통의 연결 형태를 갖는 도관 형상을 모델링 하기 위해서는 다음과 같은 초타원형 방정식을 사용할 수 있다[3].

$$\left(\frac{y}{a}\right)^n + \left(\frac{z}{b}\right)^n = 1 \quad (1)$$

여기에서 a 와 b 는 각각 초타원형의 장축과 단축을 의미하고 n 는 도관 길이 방향의 위치에서 단면형상을 결정한다. 도관내의 공기흐름 방향을 x 축으로 하고, y 축 및 z 축을 각각 장축과 단축에 평행하도록 좌표축을 설정하였다. 풍동실험에서 측정장비가 설치되었던 6개 지점을 기준점으로 설정하여 실험 모델과 동일한 제원을 갖도록 형상 모델링을 하였다. 도관 형상 변화에 따라 유동 특성이 달라지므로 형상 변화가 큰 부분일수록 보다 많은 단면들을 구성하였고, 벽면에 가장 가까운 격자 간격은 도관 지름의 10^{-4} 으로 주어 경계층내에 충분한 격자선을 주도록 하였으며 도관 내부로 진행할수록 격자 간격을 상대적으로 넓혀 계산에 걸리는 시간을 줄일 수 있도록 하였다. 이러한 형상은 그림 2에 있다. 그림 3은 O-형 격자로서 격자수는 $60 \times 37 \times 31$ 이고, 그림 4는 O-형 격자를 일부분만 나타낸 것으로 hidden line 처리한 것이다. 그림 5는 H-형 격자로서 격자수는 $81 \times 25 \times 35$ 로 이루어져 있으며 그림 6은 H-형 격자를 일부분만 나타내어 역시 hidden line 처리하였다. 그림 7은 H-형 격자의 평면도 및 측면도이다.

3. 지배방정식 및 수치해석 방법

3-1. 지배 방정식

3차원 점성유체 흐름을 지배하는 Navier-Stokes 방정식은 흐름의 상태, 즉 비압축성 또는 압축성에 따라 타원형, 포물선형, 쌍곡선형으로 분류되는데, 비압축성 흐름인 경우에는 타원형 편미분 방정식의 특성을 갖는다. 여기에 인공 압축성(artificial compressibility)인자의 개념을 도입하면 정상상태의 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 마치 압축성 흐름을 해석하는 것과 같이 쌍곡선형 형태의 지배방정식을 얻을 수 있다[7]. 따라서 지배방정식을 쌍곡선형 편미분 방정식으로 만들기 위해 연속방정식에 인공 압축성 인자의 개념을 도입하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{\beta} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

여기서 β 는 인공 압축성 인자로 상수이며, 본 연구에서는 β 를 10으로 가정하였다[7].

비압축성 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

여기서 τ_{ij} 는 점성 응력 텐서이다.

(2)식과 (3)식을 조합하면 지배방정식은 다음과 같이 하나의 벡터식으로 표현된다[7].

$$\frac{\partial}{\partial t} D + \frac{\partial}{\partial x} (E - E_v) + \frac{\partial}{\partial y} (F - F_v) + \frac{\partial}{\partial z} (G - G_v) = 0 \quad (4)$$

여기서 D 는 물리량 벡터, E, F, G 는 대류 유출(convective flux) 벡터 성분, E_v, F_v, G_v 는 점성 유출(viscous flux) 벡터 성분으로 다음과 같이 표현된다.

$$D = \begin{bmatrix} p \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix}$$

$$E = \begin{bmatrix} \beta u \\ u^2 + p \\ uw \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \beta v \\ v^2 + p \\ vw \end{bmatrix} \quad G = \begin{bmatrix} \beta w \\ wu \\ ww \\ w^2 + p \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \end{bmatrix} \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \end{bmatrix} \quad G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

기준 속도와 특성 길이로 물리량과 좌표 값을 무차원 화시키고, 임의 형상을 갖는 3차원 기하를 해석하기 위해 physical domain을 computational domain으로 변환시키는데 다음과 같은 일반화된 독립 변수를 사용한다.

$$\tau = t$$

$$\xi = \xi(x, y, z)$$

$$\eta = \eta(x, y, z) \quad (6)$$

$$\zeta = \zeta(x, y, z)$$

따라서 보존 형태의 지배방정식 (3)은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} = 0 \quad (7)$$

여기에서 $\hat{\cdot}$ 는 변환된 좌표에서의 벡터를 의미하고, 변환된 각 벡터들은 다음과 같다[5].

$$\hat{D} = \frac{D}{J}$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} [(\xi_i)_x D + \sum_j (\xi_j)_x F_j]$$

$$\hat{F}_v = \frac{1}{J} \sum_j (\xi_j)_x F_{vj}$$

이고, flux vector는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta U \\ uU + \xi_x p \\ vU + \xi_y p \\ wU + \xi_z p \end{bmatrix}$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta V \\ uV + \eta_x p \\ vV + \eta_y p \\ wV + \eta_z p \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$\hat{G} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta W \\ uW + \zeta_x p \\ vW + \zeta_y p \\ wW + \zeta_z p \end{bmatrix}$$

$$U = \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w$$

$$V = \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w$$

$$W = \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w$$

그리고 점성 유량에 대해서는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \hat{E}_0 &= \frac{\nu}{J} \left[\nabla \xi \cdot \left(\nabla \xi \frac{\partial}{\partial \xi} + \nabla \eta \frac{\partial}{\partial \eta} + \nabla \zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \left(\xi_x \frac{\partial u}{\partial \xi_i} + \xi_y \frac{\partial v}{\partial \xi_i} + \xi_z \frac{\partial w}{\partial \xi_i} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} \xi_i \\ \frac{\partial}{\partial y} \xi_i \\ \frac{\partial}{\partial z} \xi_i \end{bmatrix} \right] \\ \hat{F}_0 &= \frac{\nu}{J} \left[\nabla \eta \cdot \left(\nabla \xi \frac{\partial}{\partial \xi} + \nabla \eta \frac{\partial}{\partial \eta} + \nabla \zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \left(\eta_x \frac{\partial u}{\partial \xi_i} + \eta_y \frac{\partial v}{\partial \xi_i} + \eta_z \frac{\partial w}{\partial \xi_i} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} \xi_i \\ \frac{\partial}{\partial y} \xi_i \\ \frac{\partial}{\partial z} \xi_i \end{bmatrix} \right] \\ \hat{G}_0 &= \frac{\nu}{J} \left[\nabla \zeta \cdot \left(\nabla \xi \frac{\partial}{\partial \xi} + \nabla \eta \frac{\partial}{\partial \eta} + \nabla \zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \left(\zeta_x \frac{\partial u}{\partial \xi_i} + \zeta_y \frac{\partial v}{\partial \xi_i} + \zeta_z \frac{\partial w}{\partial \xi_i} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} \xi_i \\ \frac{\partial}{\partial y} \xi_i \\ \frac{\partial}{\partial z} \xi_i \end{bmatrix} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

3-2. 풍상 차분법

본 논문에서는 정상상태(steady state)에서의 흐름을 분석하므로 지배방정식의 인공시간 도함수항(pseudo-time derivative)을 수치해석적으로 풀기 위해서는 다음과 같은 implicit Euler 차분공식으로 대체하게 된다[8].

$$\frac{D^{n+1} - D^n}{\Delta \tau} = -R^n \quad (10)$$

여기에서 우변을 선형화 시키면 다음과 같다.

$$\left[\frac{1}{J \Delta \tau} I + \left(\frac{\partial R}{\partial D} \right)^n \right] (D^{n+1} - D^n) = -R^n \quad (11)$$

점성항에 대해서는 2계 중앙 차분법을 적용하였고, 대류항에 대해서는 Roe의 풍상 차분법을 적용하였다. Roe에 의해 유도된 풍상차분법은 원래 압축성 유체를 푸는 Riemann 해법이다[9]. 풍상차분법은 대류항의 flux vector의 Jacobian matrix에 대한 eigensystem을 요구하는데 3차원 flux vector는 다음과 같이 나타낸다.

$$\hat{E}_i = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta Q \\ uQ + k_x p \\ vQ + k_y p \\ wQ + k_z p \end{bmatrix} \quad (12)$$

여기에서 \hat{E}_i 는 $i=1,2,3$ 에 대해 각각 \hat{E} , \hat{F} , \hat{G} 가 되고, $k_x = \frac{\partial \xi_i}{\partial x}$, $k_y = \frac{\partial \xi_i}{\partial y}$, $k_z = \frac{\partial \xi_i}{\partial z}$ ($i=1,2,3$)이며, 속도 성분은 $Q = k_x u + k_y v + k_z w$ 가 된다. 식(12)에서 flux vector의 자코비안 매트릭스는 다음과 같이 주어진다.

$$\hat{A}_i = \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial D} = \begin{bmatrix} 0 & k_x \beta & k_y \beta & k_z \beta \\ k_x & k_x u + Q & k_y u & k_z u \\ k_y & k_x v + Q & k_y v + Q & k_z v \\ k_z & k_x w + Q & k_y w + Q & k_z w + Q \end{bmatrix} \quad (13)$$

식(13)은 다음과 같이 상사변환(similarity transformation)에 의해 대각행렬화시킬 수 있다.

$$\hat{A}_i = X_i \Lambda_i X_i^{-1} \quad (14)$$

$$\text{여기에서 } \Lambda_i = \begin{bmatrix} Q & 0 & 0 & 0 \\ 0 & Q & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q+C & 0 \\ 0 & 0 & 0 & Q-C \end{bmatrix} \text{이고,}$$

C 는 인공속도로서 $C = \sqrt{Q^2 + \beta(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}$ 이다.

X_i 와 X_i^{-1} 은 $X_i X_i^{-1} = I$ 를 만족시키는 eigenvector로

$$X_i = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \beta C & -\beta C \\ x_k & x_{kk} & u(Q+C) + \beta k_x & u(Q-C) + \beta k_x \\ y_k & y_{kk} & v(Q+C) + \beta k_y & v(Q-C) + \beta k_y \\ z_k & z_{kk} & w(Q+C) + \beta k_z & w(Q-C) + \beta k_z \end{bmatrix} \quad (15)$$

이고 식(15)의 역행렬 X_i^{-1} 은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} X_i^{-1} &= \frac{1}{C^2} \begin{bmatrix} x_{kk}(k_x v - k_y w) + y_{kk}(k_x w - k_z u) + z_{kk}(k_x u - k_y v) \\ x_k(k_x w - k_y v) + y_k(k_x u - k_z w) + z_k(k_x v - k_y u) \\ -\frac{(Q-C)}{2\beta} \\ 0 \\ -\frac{(Q+C)}{2\beta} \\ y_{kk}(Qw + \beta k_x) - x_{kk}(Qv + \beta k_y) \\ -y_k(Qw + \beta k_x) + z_k(Qv + \beta k_y) \\ \frac{k_x}{2} \\ \frac{k_x}{2} \\ z_{kk}(Qu + \beta k_x) - x_{kk}(Qw + \beta k_z) \\ -z_k(Qu + \beta k_x) + x_k(Qw + \beta k_z) \\ \frac{k_y}{2} \\ \frac{k_y}{2} \\ x_{kk}(Qv + \beta k_y) - y_{kk}(Qu + \beta k_x) \\ -x_k(Qv + \beta k_y) + y_k(Qu + \beta k_x) \\ \frac{k_z}{2} \\ \frac{k_z}{2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

식(15)와 식(16)에서 $x_k = \frac{\partial x}{\partial \xi_{i+1}}$, $x_{kk} = \frac{\partial^2 x}{\partial \xi_{i+1}^2}$ 이고,

$\xi_{i+1} = \eta, \xi, \xi$ ($i=1,2,3$), $\xi_{i+2} = \xi, \xi, \eta$ ($i=1,2,3$) 이 된다. 음파는 양 또는 음의 방향으로 진행될 수 있으므로 자코비안 매트릭스는 양 또는 음의 특성치를 가지며, 다음 식에 의해 계산된다.

$$\begin{aligned} A^\pm &= X_1 \Lambda_1^\pm X_1^{-1} \\ \Lambda_1^\pm &= \frac{1}{2} (\Lambda_1 \pm |\Lambda_1|) \end{aligned} \quad (17)$$

풍상차분법의 유도에 있어 먼저 1 차원에 대해 전개 후 각각의 좌표축에 대해 별도로 적용하기로 한다. 먼저 ξ 방향에 대하여 고려해보면 대류항 도함수는 다음과 같은 근사식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} \approx \frac{\hat{E}_{j+1/2} - \hat{E}_{j-1/2}}{\Delta \xi} \quad (18)$$

여기에서 $\hat{E}_{j\pm 1/2}$ 는 ξ 방향에 대한 공간 이산화로서 다음과 같이 정의된다[10].

$$\hat{E}_{j+1/2} = \frac{1}{2} [\hat{E}(D_{j+1}) + \hat{E}(D_j) - d_{j+1/2}] \quad (19)$$

(19)식의 $d_{j+1/2}$ 는 소산항으로 만약 $d_{j+1/2} = 0$ 이면 식 (18)은 2계 중앙 차분법이 된다.

$d_{j+1/2}$ 를 다음과 같이 정의하게 되면 식(18)은 1계 풍상 차분법이 된다.

$$d_{j+1/2} = \Delta E_{j+1/2}^+ - \Delta E_{j+1/2}^- \quad (20)$$

여기에서 ΔE^{\pm} 는 음파 진행 방향에 따른 유량 차분을 의미하는 것으로

$$\Delta E_{j+1/2}^{\pm} = A^{\pm}(\bar{D})\Delta D_{j+1/2} \quad (21)$$

이 되며, $\Delta D_{j+1/2} = D_{j+1} - D_j$, $\bar{D} = \frac{1}{2}(D_{j+1} + D_j)$ 이다.

앞에서 말한 바와 같이 이상에서 언급한 ξ 방향에 대한 풍상 차분법을 η 와 ζ 방향에 대해서도 같은 개념으로 적용한다.

이상과 같이 유도된 식들을 가우스-사텔 선 이완법 (Gauss-Seidel line relaxation)을 이용하여 풀 수 있다.

3-3. 난류 모형

비압축성 Navier-Stokes 방정식에 인공 압축성 인자 개념을 도입하여 지배 방정식의 형태를 타원형에서 쌍곡 선형으로 푸는 기법에 $k-\epsilon$ 난류 모형은 노력의 대가에 비해 계산 결과가 월등히 개선되는 등의 뚜렷한 결과를 얻지 못하기에 비교적 간단하면서도 계산 결과도 만족할 만한 0-방정식, 1-방정식 등의 난류 모형이 꾸준히 사용되고 있다. 본 논문에서는 여러 가지 난류 모형들 가운데 비교적 간단하고 최근에 제시된 발드윈-바스 (Baldwin-Barth) 모형을 사용하였다. 이 모형은 $k-\epsilon$ 난류 모형에 기초를 두고 있지만 $k-\epsilon$ 난류 모형이 난류 운동 에너지 k 와 소산율 ϵ 에 대한 2개의 방정식을 풀어야 하는데 반하여 발드윈-바스 모형은 k^2/ϵ 에 대한 하나의 방정식 만을 풀고 난류 동점성 계수를 이것의 함수로 나타낸다[10].

3-4. 경계 조건

유동장을 계산하기 위해 사용한 경계 조건은 도관 벽에 서는 모든 속도 값을 0으로 주었으며, 도관 벽에 대해 수직인 방향으로는 압력구배가 없는 것으로 설정하였다. 관의 입구에서는 완전히 전개된 난류 경계층의 속도 값을 주고[1], 압력은 계산 과정에서 외삽(extrapolation)하며, 관의 출구에서의 압력을 1로 하고 속도 값을 외삽하여 새로운 경계값으로 바꿨다.

4. 계산 결과 및 고찰

실험 결과와 수치 해석 결과를 비교하기 위해서 풍동 실험에서 주어졌던 조건과 동일한 조건을 사용하여 계산 을 수행하였는데, 레이놀즈수는 390,000으로 하였다.

인공 압축성 인자(artificial compressibility parameter)

β 는 10으로 가정하여 풀었으며 해의 수렴성을 확인해 본 결과 각 변수 값들의 변화율이 평균 계곡근의 약 10^{-6} 에 이르는데 O형 격자의 경우 150번 정도의 반복 계산이 필요하며 H형 격자의 경우 약 190번 정도의 반복 계산이 필요하며 수렴 속도는 O형 격자가 훨씬 빠른 것을 그림 8에서 볼 수 있다. 사용된 컴퓨터는 Sun4 W/S으로 격자점 당 한 번 계산하는데 소요되는 시간 (sec/iter/point)는 $276.1E-04$ sec이었고 $81 \times 25 \times 35 = 70875$ 개의 유동장을 일회 계산하는데 소요된 시간(sec/iter)은 $1.957E+03$ sec였다.

그림 9에는 도관내의 등압 분포선을 보여주고 있는데 그림 9-(a)는 도관 장축 방향인 x-y평면에서의 등압분포이며, 그림 9-(b)는 도관 단축 방향인 x-z평면에서의 등압 분포를 나타내는 것으로서 도관의 단면이 변화하기 시작하는 기준점 3 부근에는 압력이 높아지고 단면 변화가 완료되는 기준점 5 부근에서는 압력이 낮아져 역압력 구배가 생기며, vortex가 발생하는 것을 알 수 있다. 그림 10-(a),(b)에서는 각각 도관의 장축과 단축방향에 대한 중앙 평면상에서의 등속도분포도이다. 그림 11은 풍동 실험의 측정 결과와 비교 가능한 위치인 기준 단면 6 개에 대한 등압 분포이며, 그림 12는 속도 분포, 그림 13은 와도 분포(vorticity contour)를 각각 보여주고 있는데, 실험 결과와 마찬가지로 도관내의 모든 흐름특성이 측대칭을 이루고 있음을 볼 수 있다. 그림 14에는 기준점 3, 4, 5에서의 속도 벡터를 나타낸 것으로 기준점 3에서부터 속도 벡터가 벽면 부근을 향해 휘어짐을 볼 수 있고, 기준점 4와 5에서 강한 2차 흐름이 형성되어 벽면 형상에 따라 보다 성장함을 알 수 있다. 벽면 형상의 변이에 의해 발달되는 2차흐름은 와류쌍(vortex pair)을 생성시키고 이 와류에 의해 커다란 속도 손실이 발생하였다. 그림 15(a)(b)에 각 기준점에서의 수치 계산 결과와 풍동 실험 결과의 속도 분포를 나타내었는데, 상단은 수치 계산 결과이며, 하단은 풍동 실험 결과이다. 그림 15(a)는 장축, 그림 15(b)는 단축을 따라 발생한 속도 분포인데, 기준점 4와 5의 위치에서 두 결과치가 가장 큰 차이를 보이고 있는데, 이는 수치 계산이 형상 변화가 큰 부분에서의 유동 특성을 잘 포착하지 못한 것이라 생각된다.

5. 결 론

고성능 전투기의 기동성을 향상시키기 위해 사용되는 편향 추력 노즐은 형상이 사각통이어서 엔진과 노즐사이를 연결해 주는 도관은 원통에서 사각통으로 그 단면 형상이 점진적으로 변하는 복잡한 모양을 갖는다. 이러한 도관의 유동장에 대해서 O-형 격자와 H-형 격자를 구성하였으며, 도관 내에서의 공기 흐름을 발드윈-바스의 1-방정식 난류 모형을 사용하여 비압축성 Navier-Stokes 방정식으로 주어진 유동장에 대해 수치 계산으로 풀었다. 효율적인 계산을 위해 인공 압축성 인자를

도입하고 음해적 풍상차분법을 사용하여 가우스-사텔 선이완법을 이용한 연산기법을 사용하였으며 실험과 비교적 잘 일치하는 결과를 구할 수 있었다.

향후 추력 편향 노즐의 작동에 따른 형태변화시 도관내의 효율적인 공기흐름 제어에 대한 연구가 뒤따라야 할 것이다.

참고문헌

1. David O.Davis, "Experimental Investigation of Turbulent Flow Through a Circular-to-Rectangular Transition Duct", NASA TM105210, 1992.
2. Reichert,B.A., Hingst,W.R., "Circular-to-Rectangular Transition Duct Flow Without and with Inlet Swirl", Journal of Propulsion and Power, Vol.10, NO.1, Jan.-Feb., 1994.
3. Marcum,D.L., Hoffman,J.D., "Numerical Boundary Condition Procedures for Euler Solvers", AIAA Journal, Vol.25, NO.8, 1986.
4. Pao,S.P.,Carson,J.R., "Computational Investigation of Circular-to-Rectangular Transition ducts", Journal of Propulsion and Power, Vol.10, NO.1, Jan.-Feb., 1994.
5. 윤용현, "원통과 사각통을 결합한 도관내의 공기흐름 해석", 한국항공우주학회지 제23권 제5호, 1995.10.
6. Yoon,Y.H., "Enhancements and Extensions of EAGLE Grid Generation System", Ph.D.Dissertation, Mississippi State University, May, 1991.
7. Rogers,S.E., Kwak,D.C., "An Upwind Differencing Scheme for the Incompressible Navier-Stokes Equation", Applied Numerical Mathematics, Vol.8,pp.43-64,1991.
8. 윤용현,김성초, "원형단면에서 사각형단면으로 바뀌는 도관내 공기흐름의 수치적 해석", 한국항공우주학회지 제24권 제1호, 1996.
9. Roe,P.L., "Approximate Riemann solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes", Journal of Computational Physics, Vol.43, p.357, 1981.
10. Son,H.J., "Comparisom of Higher-Order Turbulence Modeling for Internal Flow in Curved Ducts", Ph.D.Dissertation, Mississippi State University, August, 1996.

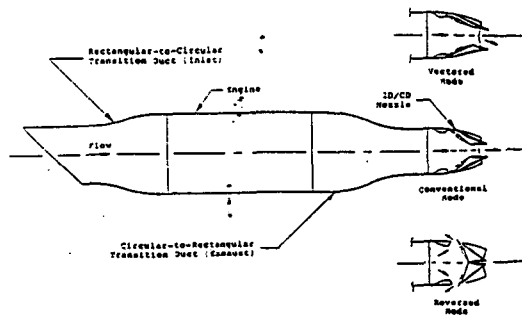


그림 1. Schematic of typical vector thrust propulsion system

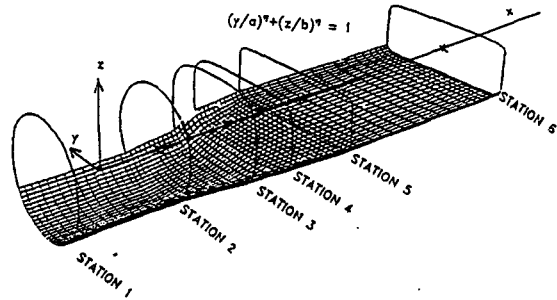


그림 2. Circular-to-rectangular transition duct

Circular-to-Rectangular Transition Duct
O-type Grid

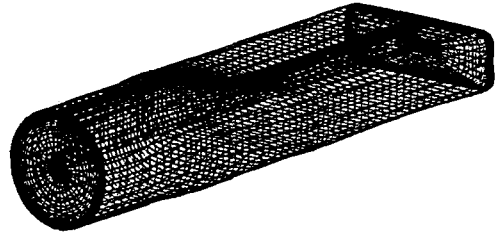


그림 3. O-type grid system

Circular-to-Rectangular Transition Duct
O-type Grid (Hidden line)

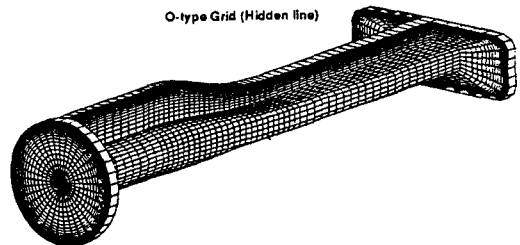
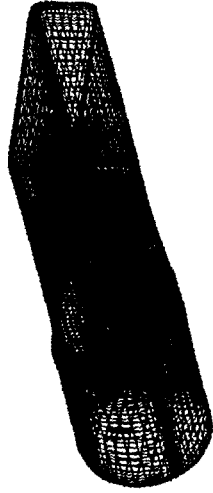


그림 4. O-type grid configuration

Circular-to-Rectangular Transition Duct

H-type Grid



Circular-to-Rectangular Transition Duct

H-type Grid (Hidden lines)

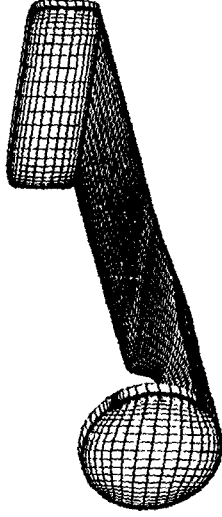


그림 5. H-type grid system

Top and Side View of C-R Duct

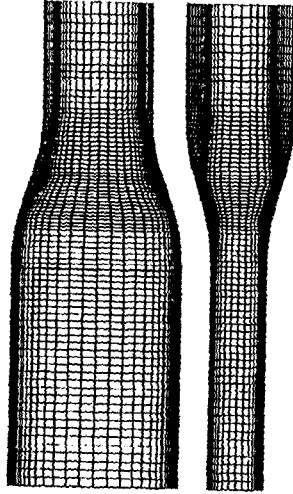


그림 7. Top and side view of H-type grid

그림 6. H-type grid configuration

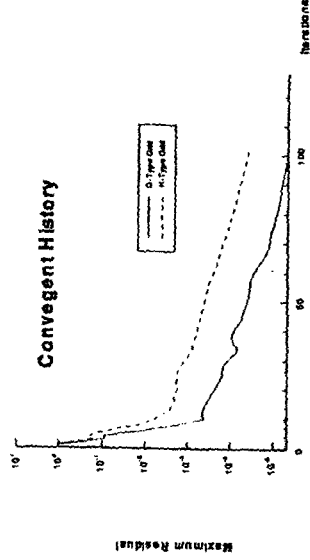


그림 8. Convergent History for C-R duct

Pressure contours at x-y plane

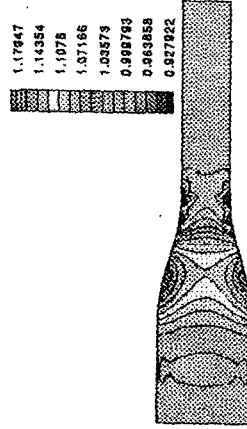


그림 9(a) Pressure contours at x-y plane

Velocity contours at x-y plane

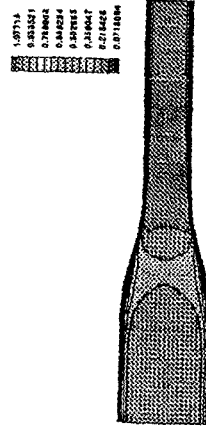


그림 10(a) Velocity contours at x-y plane

Pressure contours at x-z plane

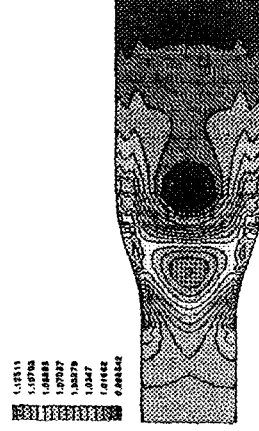


그림 9(b) Pressure contours at x-z plane

Velocity contours at x-z plane

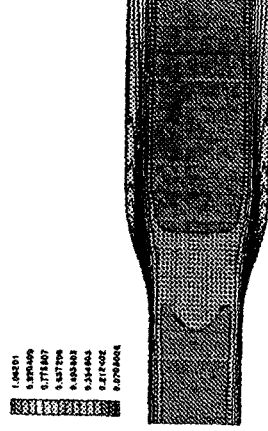


그림 10(b) Velocity contours at x-z plane

Pressure contour at reference cross sections

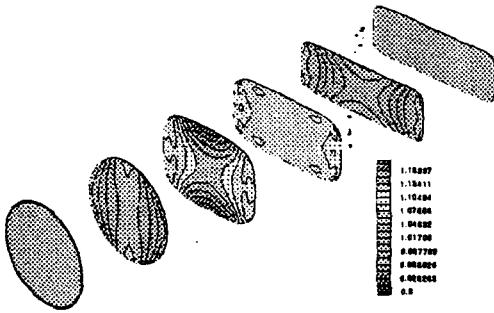


그림 11. Pressure contours at reference cross sections

Velocity contours at reference cross sections

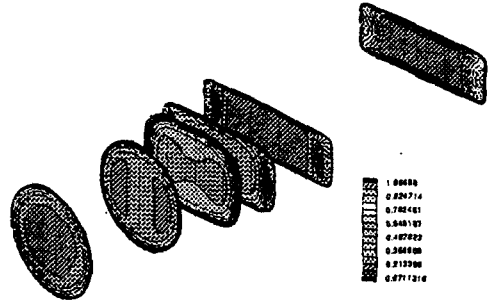


그림 12. Velocity contours at reference cross sections

Vorticity contours at reference cross sections

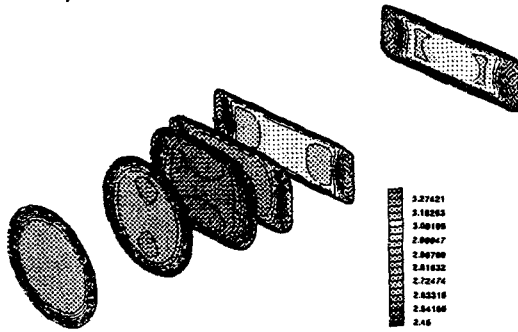


그림 13. Vorticity contours at reference cross sections

Velocity vectors at station 3,4,5

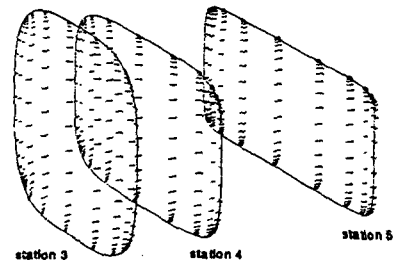


그림 14. Velocity vectors at station 3, 4, 5

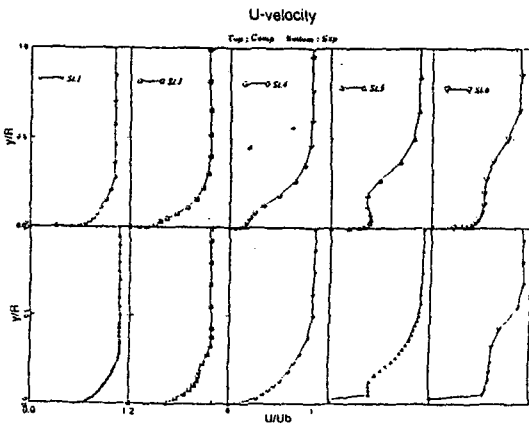


그림 15.(a) Comparison of the axial velocity profile along the semi-major axis

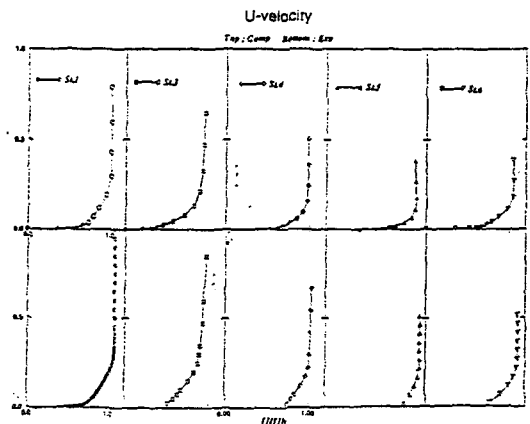


그림 15.(b) Comparison of the axial velocity profile along the semi-minor axis