

◎ 논문

초음속 역분사 유동이 초음속 비행체 성능에 미치는 영향에 대한 수치해석적 연구

서 덕 교^{*1}, 서 정 일^{*2}, 송 동 주^{*3}

A Numerical Analysis of Supersonic Counter Jet Flow Effect on Performance of a Supersonic Blunt-Body

D. K. Seo, J. I. Seo and D. J. Song

The counter jet flow which is injected against the free stream at stagnation region of blunt body for improvement of aerodynamic performance has been studied by using upwind Navier-Stokes method. The variations of drag force and upwind forward penetration depth due to changes in the stagnation thermodynamic properties of counter jet flow such as total pressure, Mach number, and total temperature have been studied. The results show that the changes in the stagnation pressure and Mach number have large effects on the wall pressure and drag force, but the total temperature does not affect the wall pressure and drag force.

Key Words: 무딘물체(Blunt Body), 역 분사유동(Counter Jet Flow), 활모양 충격파(Bow Shock), 항력계수비(Drag Coefficient Ratio), 원추형충격파(Conical Shock), 침투깊이(Penetration Depth)

1. 서 론

초음속으로 비행하는 비행체의 항력을 줄이기 위한 연구는 비행체의 연료소비 감소와 이에 따른 유상하중 증가, “보다 높이, 보다 빨리” 비행하는 비행체 개발을 위한 인간의 노력과 함께 연구의 증대성이 갈수록 증대되어 왔다. 이러한 연구의 대부분은 초음속 비행체 선두부에 지침(needle)을 장착하거나 혹은 역분사유동(counter-jet flow)을 사용, 비행체 선두부 부근에 유동박리를 야기시켜 선두부 압력분포를 변경하는 방법으로 집중되어 연구되었다[1,2]. 역분사 유동을 사용한 항력감소 연구는 주로 분

사유동의 마하수, 전압력(total pressure) 및 전 온도(total temperature)의 영향에 대해 실험적으로 연구되어져 왔으나 비행체의 다양한 비행 조건(자유 유동조건)에 따른 연구를 실험적 방법에 의존하기에는 효율성 및 물리적 이해에 많은 제약이 뒤따랐다. 따라서 본 논문에서는 초음속으로 비행하는 무딘물체에 대하여 역분사 유동이 유동 구조에 어떠한 영향을 미치는지 연구하였다. 비행체 선두부 역분사유동의 전압력, 전온도 및 마하수를 변화시켜 표면 압력의 재분포 및 이에 따른 항력, 역분사 유동의 침투깊이 등을 수치해석적 방법으로 비교하여 보았다.

일반적으로 압축성 Navier-Stokes 방정식의 수치 해법으로는 크게 FVS(Flux Vector Splitting) 방법과 Approximate Riemann Solver를 이용한 FDS(Flux Difference Splitting)방법 등이 있으며 본 연구에서는 FDS 방법중 Lom-

* 2002년 6월 12일 접수

*1, *2 영남대학교 대학원 기계공학부

*3 영남대학교 기계공학부 (712-749 경북경산시 대동 214-1 Tel:053-810-2449)

bard 등[3]에 의해 개발되고 Kwon 등[4]에 의해 확장된 CSCM upwind flux difference splitting 방법을 이용하여 수치 해석적으로 연구하였다.

2. 역분사 유동의 특성

역분사 유동은 초음속 비행체의 선두부에 발생하게 되는 강한 활모양 충격파를 jet을 이용하여 자유 유동장 쪽으로 밀어내어 활모양 충격파를 원추형의 충격파로 변형시킨다. 이러한 충격파의 변화로 비행체 벽면의 압력이 감소하게 된다. 비행체 선두부에 스파이크를 장착하는 방법 역시 이러한 충격파의 변화를 야기시키는 방법으로 역분사 유동을 사용하는 방법보다 훨씬 간단하고 jet의 분출로 인한 추력의 증가도 생겨나지 않으나 스파이크의 코 부분에 강한 열 집중현상을 가져오게 된다. 그러나 역분사 유동은 추력은 약간 증가시키나 (jet 분출면이 크지 않아 큰 영향은 주지 않는다.) jet의 분출로 인해 선두부의 유동장에 넓은 재 순환영역이 나타나고 따라서 스파이크 장착시보다 더 낮은 항력을 나타낸다.

일반적으로 침투깊이는 완전팽창(주위의 압력과 jet의 압력이 거의 비슷할 경우)의 경우 가장 길게 나타나게 되고 이 경우 벽면의 압력이 가장 낮아지게 된다. 과소 팽창의 경우는 jet의 높은 압력이 벽면의 압력에 영향을 주게 되어 항력이 증가하게 된다. 반면 과대팽창의 경우 jet이 분출 직후 강한 충격파를 만나 압축되고 다시 팽창되면서 jet의 많은 전압력이 손실되어 침투깊이는 짧아지게 된다. 하지만 jet의 낮은 압력으로 인해 완전팽창시 보다 조금 높은 벽면압력을 가지게 되나 전체적으로 항력이 줄어들게 된다.

3. 수치해석방법

3.1 지배방정식

축대칭, 압축성, 완전기체, 점성유동장 지배방정식은 일반곡면 좌표계에서 다음과 같이 벡터 보존형태로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{J} \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_x}{J} f + \frac{\xi_y}{J} yg \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_x}{J} f + \frac{\eta_y}{J} yg \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_x}{J} f_v + \frac{\xi_y}{J} yg_v \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_x}{J} f_v + \frac{\eta_y}{J} yg_v \right) \quad (1) \\ & \text{혹은 } \frac{1}{J} \delta_r q + \Delta_\xi F + \Delta_\eta G = \Delta_\xi F_v + \Delta_\eta G_v \end{aligned}$$

여기서 q 는 보존변수, f 와 g 는 비점성 플럭스, f_v, g_v 는 점성플럭스로 다음과 같은 원시변수로 이루어져 있다.

$$\begin{aligned} q &= (\rho, \rho u, \rho v, \varepsilon)^T \\ f &= (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(\varepsilon + p))^T \\ g &= (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(\varepsilon + p))^T \quad (2) \\ f_v &= (0, \sigma_{xx}, \tau_{yx}, u\sigma_{xx} + v\tau_{yx} + kT_x)^T \\ g_v &= (0, \tau_{xy}, \sigma_{yy}, u\tau_{xy} + v\sigma_{yy} + kT_y)^T \end{aligned}$$

여기서 체적 total energy는 다음과 같이 정의한다.

$$\varepsilon = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

CSCM Upwind 방법에 있어서 비점성 플럭스 항 $\Delta_\xi F$ 는 다음과 같이 여러 형태로 쓰일 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta_\xi F &= \overline{A} \Delta_\xi q = \overline{M T M \Lambda T^{-1} M^{-1}} \\ &= \overline{M T \Lambda T^{-1} M^{-1}} \Delta_\xi \tilde{q} = \overline{M A'} \Delta_\xi \tilde{q} \quad (3) \\ &= \overline{M T \Lambda} \Delta_\xi \tilde{q} \end{aligned}$$

여기서 \tilde{q} 는 원시변수(primitive variable)이고, \tilde{q} 는 특성변수(characteristic variable)이다. 그리고 \overline{A} 는 Jacobian Matrix \overline{A} 의 고유치로서 반변속도와 음속을 대각항($\overline{W}, \overline{W}, \overline{W} + \overline{\xi}c$, $\overline{W} - \overline{\xi}c$)으로 가지는 대각행렬이다. $\overline{\xi}$ 는 metric 항을 나타내며 \overline{c} 는 $(\overline{\gamma p / \rho})^{1/2}$ 이다.

보존변수 q , 원시변수 \tilde{q} 와 특성변수 \tilde{q} 는 아래와 같은 관계식을 가진다.

$$\Delta \tilde{q} = \overline{M^{-1}} \Delta q, \quad \Delta \tilde{q} = \overline{T^{-1}} \Delta \tilde{q}$$

\overline{M} 행렬은 원시변수 \tilde{q} 를 특성변수 \tilde{q} 로 변환시켜주는 행렬이다.

$$\Delta q = \begin{pmatrix} \Delta \rho \\ \Delta \rho u \\ \Delta \rho v \\ \Delta \varepsilon \end{pmatrix} = \overline{M} \begin{pmatrix} \Delta \rho \\ \rho \Delta u \\ \rho \Delta v \\ \Delta P \end{pmatrix} = \overline{M} \Delta \tilde{q} \quad (4)$$

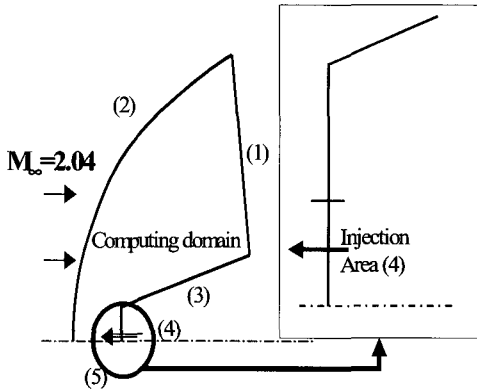


Fig. 1 Schematic view of computing domain and boundaries

특성변수는 아래의 관계를 통해 원시변수의 형태로 얻어진다.

$$\overline{T^{-1}}(\overline{A'}\Delta\tilde{q}) = \overline{T^{-1}}(\overline{T\Lambda T^{-1}})\Delta\tilde{q} = \overline{\Lambda}\Delta\tilde{q} \quad (5)$$

$\overline{T^{-1}}$ 행렬은 원시변수를 특성변수로 바꿔주는 행렬이며 밀도와 압력 그리고 마하수를 대수 차분형태로 바꾸어 주는 자연 변환을 사용한다. 비점성 플럭스 ΔF 는 대각진리함수와 식 (3)을 통해서 ΔF^+ 와 ΔF^- 로 나누어진다.

$$\begin{aligned} \Delta F &= \overline{MTIT^{-1}}\overline{A'}\Delta\tilde{q} \\ &= \overline{MT}(D^+ + D^-)T^{-1}\overline{A'}\Delta\tilde{q} \\ &= \Delta F^+ + \Delta F^- \end{aligned}$$

여기서 대각 진리함수 D 는 다음과 같다.

$$D^\pm = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{A}{|A|} \right]$$

$\overline{A'}\Delta\tilde{q} = \overline{M^{-1}}\Delta q$ 를 이용하여 위의 식을 다음과 같이 표현한다.

$$\Delta F^\pm = \overline{MTD^\pm T^{-1}}\overline{M^{-1}}\Delta q = A^\pm\Delta q \quad (6)$$

식 (6)은 Roe의 'U'특성을 만족하고 따라서 flux는 보존된다. 비록 계산식이 변환행렬 \overline{M} , \overline{T} ,

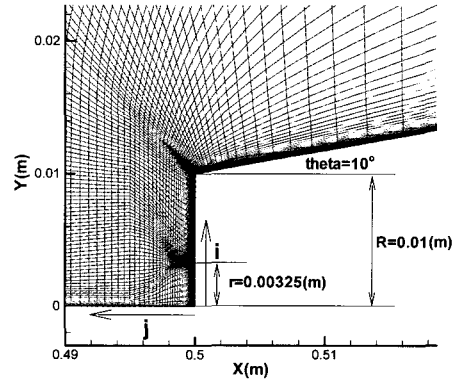


Fig. 2 Grid system near the forebody

그리고 $\overline{M^{-1}}$ 때문에 복잡해지지만 비교적 손쉽게 $\overline{T^{-1}}$ 를 변경함으로써 경계 점에서 특성경계조건을 사용할 수 있는 장점이 있다.

위의 방정식을 Jacobian 행렬의 특성치의 부호에 따라 내재적으로 유한 차분함으로서 이산화 되며 이산화된 방정식은 DDADI 방법[3,4]에 의해 근사 인수 분해한 후 ξ 방향, 연속적으로 η 방향의 해를 구한다.

3.2 경계 조건 및 격자계

경계면에서 완전 결합된 내재적 근사 방법은 특성경계방정식에 의하여 구할 수가 있으며[3] 보조 경계방정식을 보존변수나 원시변수로서 나타낼 수 있다.

본 연구에 사용된 무딘 비행체는 10°의 cone half angle과 원형의 역분사면(4)을 가지며 경계 조건은 다음과 같다.

- (1) supersonic outflow condition
(2nd order extrapolation)
- (2),(4) supersonic inflow condition
(flow direction, total values are fixed)
- (3) wall condition
(no slip, adiabatic wall)
- (5) symmetric boundary condition

Fig. 2는 본 연구에 사용된 격자계를 나타내는 그림으로서 역분사면(r)과 선두부 끝을 밀집 시킨 105×128 (i×j) H형 격자계를 기본으로 하여 jet의 침투깊이(penetration depth) 변화에 따라

Table 1 The total conditions of free stream

p_{of}	T_{of}	M_j
1(atm)	300(K)	2.04

Table 2 Test conditions of the counter jet

	p_{oj}/p_{of}	T_{oj}/T_{of}	M_j
M_j	3	1	1~3.5($\Delta 0.5$)
p_{oj}/p_{of}	3~10($\Delta 1$), 15	1	3.5
T_{oj}/T_{of}	3	1~10($\Delta 1$), 15, 20, 30	3.5

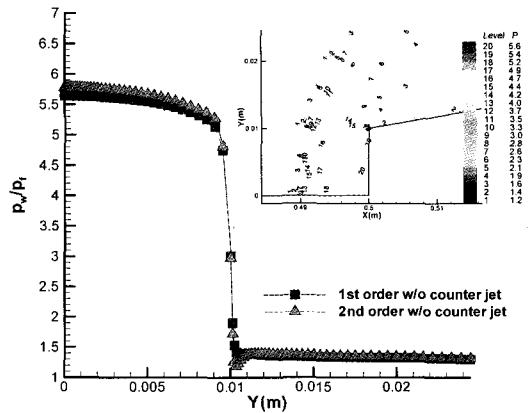
칩투방향으로 105×227 (i×j)까지 증가시켜 사용하였다. 역분사 면의 격자갯수는 20개이며 벽면을 따라 85개의 격자를 두었다.

4. 결과 및 토의

Table 1은 본연구에 사용된 자유유동 조건을 나타내며 아래첨자 o 는 정체값을 f 는 자유유동을 나타낸다.

Fig. 3은 jet이 없는 무딘 물체의 벽면 압력과 유동장의 등압력선을 나타낸 그림이다. 비행체 선두부에서 강한 활모양 충격파가 진동없이 잘 포착되고 있으며 벽면압력에 의한 항력계수 ($C_D=D/(0.5\rho V_\infty^2 A_{CS})$; A_{CS} 는 비행체의 단면적)는 1차 정확도의 경우 0.676, 2차 정확도의 경우 0.685로 1.6%정도의 미미한 차이를 보인다.

본 연구에 사용된 jet의 마하수 및 전압력, 전온도 변화조건은 Table 2에 나타낸 것처럼 마하수의 변화에 따라서 전온도비가 1, 전압력비를 3으로 고정한 후 jet의 마하수를 1~3.5까지 0.5씩 증가시키며 계산을 수행하였다. 이때 사용된 경계조건은 등엔트로피 관계식을 사용하여 적용시켰다. 전압력비의 변화에 대해서는 전온도비를 1, jet의 마하수를 3.5로 고정시키고 전압력비를 3~10, 15에 대하여 계산을 수행하였다. 마하수의 변화 때와 같이 경계조건의 값은 등엔트로피 관계식을 이용하여 계산을 하였다. 마지막으로 전온도비의 변화에 대하여는 jet의

**Fig. 3** Wall pressure distribution and pressure contour plot w/o counter jet

마하수를 3.5, 전압력비를 3으로 고정시킨 후 전온도비를 1~10, 15, 20, 30배까지 계산을 수행하였다.

4.1 Mach수 변화에 따른 항력 변화

Jet의 전압력비를 자유유동의 3배로 고정한 후 jet의 마하수를 1에서 0.5단위로 3.5까지 증가시키며 계산을 수행하였다.

Fig. 4는 jet의 다양한 마하수에 대한 jet 분사면 및 벽면 압력분포를 나타낸 그림이다. 등엔트로피 관계식에 따라서 일정 전압력, 전온도에서 마하수가 증가할수록 jet의 정압력이 낮아지게 된다. 따라서 출구면에서의 압력이 jet의 마하수가 가장 높은 3.5에서 최소의 정압을 가지게 된다. jet의 분출로 인한 벽면압력은 마하수 2.0이하에서는 오히려 jet이 없을 경우보다 더 높은 최고치를 가진다. 하지만 jet의 마하수가 2.5인 경우에는 벽면압력이 크게 떨어지게 되고 마하수의 증가에 따라서 그다지 큰 변화를 보이지 않는다.

Fig.5는 이에 따른 항력계수비 (C_{Dj}/C_{Db} : jet이 없는 경우에 대한 항력계수비)의 변화를 jet에 의한 추력(due to thrust), jet부분의 압력에 의한 항력(due to p_j) 및 분사면을 제외한 벽면압력에 의한 항력(due to p_w)을 항력계수비 형태로 나타낸 그림이다.

먼저 jet의 마하수 2.0이하의 경우 분사면의 압력에 의한 항력이 크게 나타나며 jet의 과소

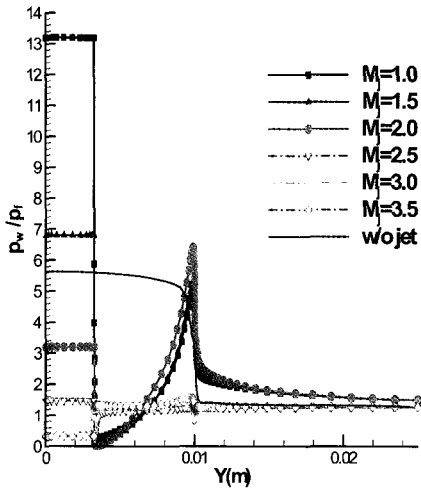


Fig. 4 Pressure distribution along the blunt body among different jet Mach numbers

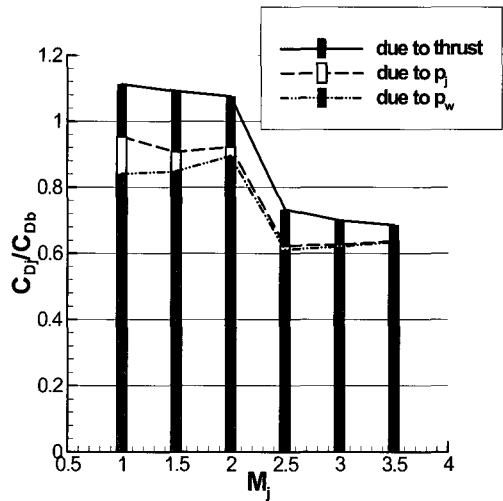


Fig. 5 Drag coefficient ratio among different jet Mach numbers

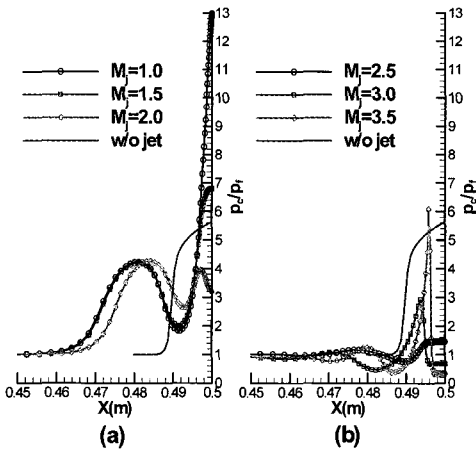


Fig. 6 Pressure distribution along the stagnation stream line among different jet Mach numbers

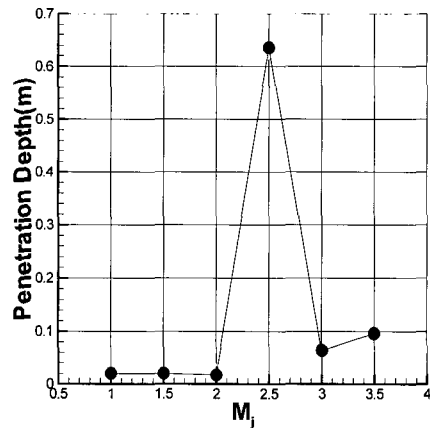


Fig. 7 Penetration depth among different jet Mach numbers

팽창(under expansion)으로 인한 높은 압력이 비행체 선두부 뒷부분에 영향을 미쳐 오히려 압력상승 효과를 가져와 항력계수비가 1이상을 나타내게 된다. 또한 질량유량의 증가로 추력에 의한 항력 증가요인도 jet의 마하수 2.5이상에 비해 비교적 뚜렷하게 나타난다. 반면 마하수 2.5이상의 경우 압력불균형에 의한 항력 증가는 거의 보이지 않으며 마하수가 커질수록 추력에

의한 항력은 줄어드는데 이것은 정체압이 고정되어있는 조건에서 마하수가 증가했기 때문이다.

Fig. 6은 jet의 마하수의 변화에 대한 정체선을 따른 압력변화를, 그리고 Fig. 7은 jet의 침투깊이를 나타낸 그림이다. 침투깊이의 경우 jet의 마하수 1, 1.5, 2.0에서는 jet 유동이 과소 팽창되어 침투깊이가 작은 반면 jet의 마하수가 2.5일 때 최고값을 나타내는데 이것은 압력분포

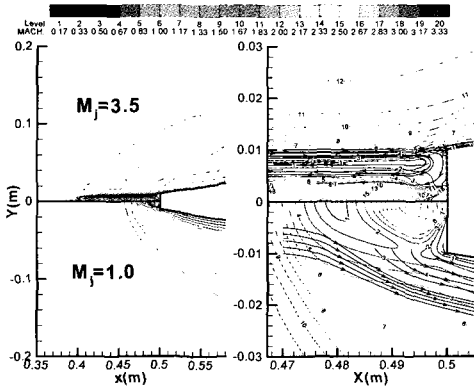


Fig. 8 Mach number contour and streamline plots between counter jet Mach number of 1.0 and 3.5

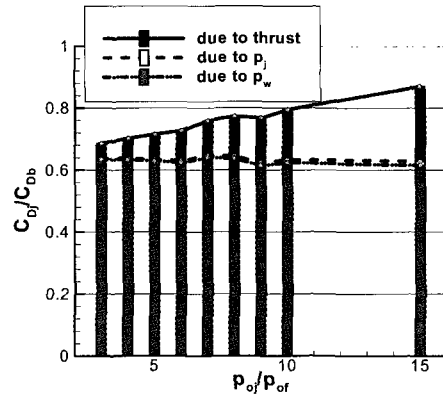


Fig. 10 Drag coefficient ratio among different jet total pressures

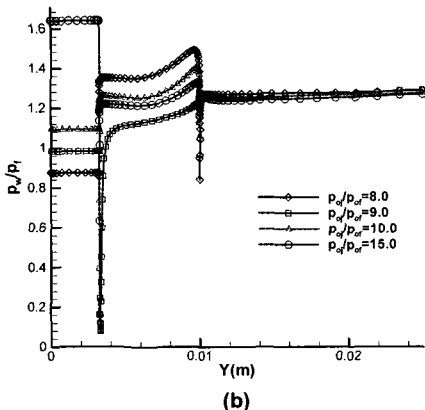
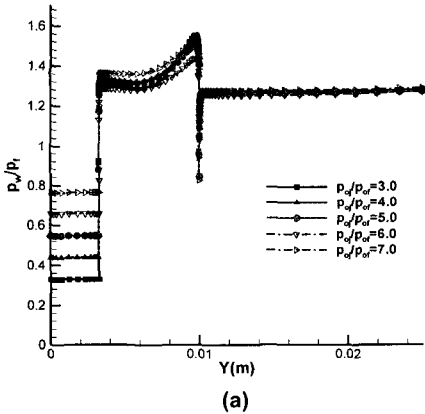


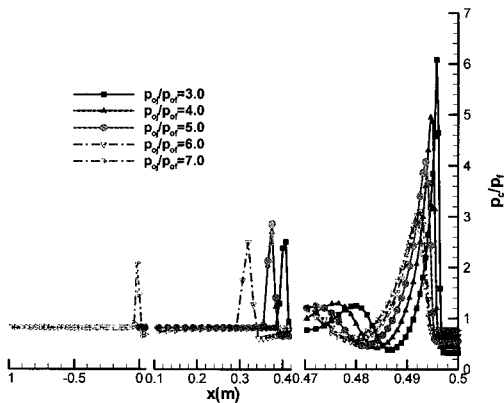
Fig. 9 Pressure distribution along the blunt body among different jet total pressures

에서 나타나듯 jet이 비행체 선두부에서 과소팽창되지 않으면서 동시에 마하수 3.0, 3.5의 경우의 과대팽창(over expansion)처럼 충격파를 지나지 않고 분사되기 때문이다. Fig. 6에서 보이는 것처럼 마하수 2.5의 경우에는 압축, 팽창과정의 거의 일어나지 않고 분사된다. 그리고 마하수 3.0, 3.5에서는 분사면 이후 강한 충격파를 지나 전압력 손실이 크게 생겨 침투깊이가 작게 나타났다.

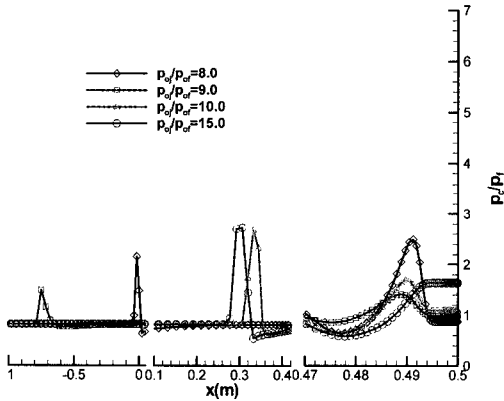
Fig. 8은 jet의 마하수 3.5 와 1.0에 대한 마하수 분포와 선두부에서의 유선을 나타낸 그림이다. 앞의 설명에서와 같이 침투깊이의 차이와 선두부에서의 충격파 및 과소팽창 과정을 명확하게 볼 수 있으며 마하수 1의 경우 유동의 재순환 영역이 비행체 선두부에서 나타나지 않음을 알 수 있다. 전체적 유동장의 형태가 jet을 사용하지 않은 유동장의 형상과 비슷하게 나타난다. 그리고 마하수 3.5인 경우 유동장의 재순환 영역이 비행체 선두부에 넓게 나타남을 확인할 수 있고 압축 팽창과정을 파악할 수 있다.

4.2 전압력 변화에 따른 항력 변화

Fig. 9는 jet의 마하수를 3.5로 고정한 후 jet의 전압력변화에 따른 벽면 압력 분포를 나타낸 그림이다. 일정 마하수와 전온도에서 전압력비를 변화시켰으므로 jet의 정압은 전압력비가 증가할수록 증가하게 된다. 그리고 벽면의 압력은 전압력비가 증가할수록 전체적으로 감소하는 경



(a)



(b)

Fig. 11 Pressure distribution along the stagnation stream line among different total pressures of counter jet flow

향을 보였으나 전압력비 9.0인 경우 최소의 벽면압력을 나타내었다.

Fig. 10은 항력계수비 변화를 나타낸 그림이다. 분사면 및 선두부의 압력차이에도 불구하고 분사면 압력 불균형에 의한 항력변화는 거의 나타나지 않으며 벽면 압력 변화에 의한 항력은 전압력비 9에서 가장 작았으나 전체적으로는 유사하였다. 반면 전압력비가 커질수록 추력에 의한 항력이 증가하게 되어 전체적인 항력은 증가하였다.

Fig. 11은 정체선을 따른 압력변화를 나타내고 Fig. 12는 전압력비에 따른 침투깊이를 나타낸 그림이다. 전압력비 3~8일때 역분사 유동은 선두부 앞에서 충격파를 지난 후 전압력비 3

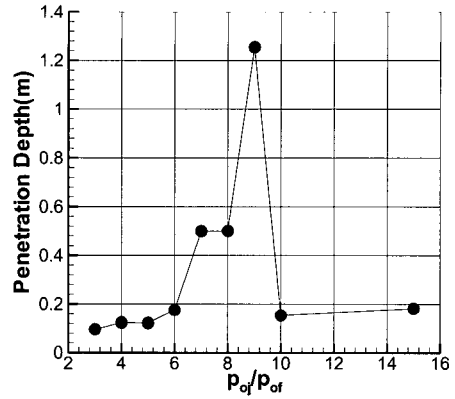


Fig. 12 Penetration depth among different total pressures of counter jet flow

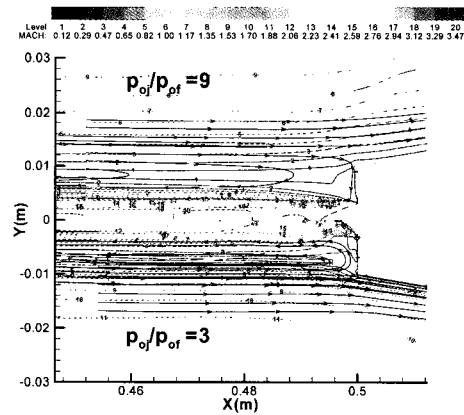


Fig. 13 Mach number contour and streamline comparison plots between $p_{oj}/p_{of}=3.0$ and 9.0

~6의 경우 $x \approx 0.35$, 7, 8의 경우는 $x \approx 0$ 부근에서 충격파를 만나 재압축되는 과정을 거치며 침투깊이가 작아졌다. 반면, 역분사 유동의 전압력비가 9이상에서 jet는 과소팽창되어 선두부 앞에서 충격파를 지나지 않은채 침투하게되나, 압력비 10, 15는 $x \approx 0.35$ 에서 충격파에 의한 압축 과정을 거치면서 침투깊이가 작게 나타났다.

Fig. 13은 수치해석의 조건 중 압력비 3과 9에 대한 마하수 분포를 비행체 선두부에서 비교한 그림이다. 압력비 3의 경우 원추형충격파가 jet의 출구직후에 형성됨을 확인 할 수 있으며 9의 경우 선두부에서 jet이 어느정도 압축되다가 다시 팽창됨을 확인할 수 있었다. 또한 유동 재순환 영역이 압력비 9의 경우가 3의 경우에

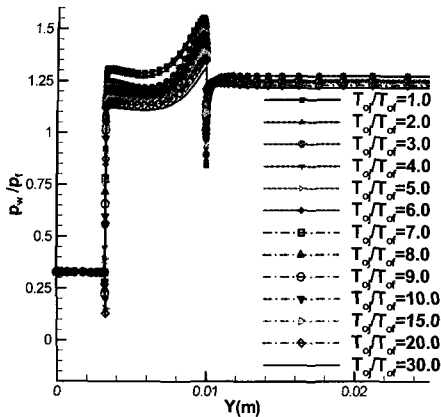


Fig. 14 Pressure distribution along the blunt body among different jet total temperatures

비해 보다 광범위하게 발생하고 있음을 확인 할 수 있다.

4.3 전온도 변화에 따른 항력 변화

Fig. 14는 jet의 마하수를 3.5로 고정된 후 jet의 전온도 변화에 대해 벽면을 따른 압력 분포를, 그리고 Fig. 15는 항력계수비 변화를 나타낸 그림이다. 전온도가 증가 할수록 벽면 압력은 약간 감소하는 경향을 보이나 항력계수 변화에 미치는 영향은 거의 없었으며 침투깊이도 거의 유사하였다.

5. 결론

축대칭 CSCM Upwind Navier-Stokes 방법을 이용하여 초음속 비행체 선두부에 발생하는 압력에 의한 항력을 역분사 유동의 마하수, 전압력, 전온도의 변화를 고려하여 연구하였다. 역분사 마하수 변화에 따른 영향을 살펴본 결과 분사 jet 유동이 과소팽창되는 조건에서는 유동 재순환 영역이 생기지 않아 항력이 증가하였다. 압력비에 따른 영향의 경우 압력비가 커질수록 추력에 의한 항력이 증가 하였으나 벽면 압력변화에 의한 항력변화는 크지 않았다. 전온도의 영향은 항력변화에 크게 작용하지 않았다.

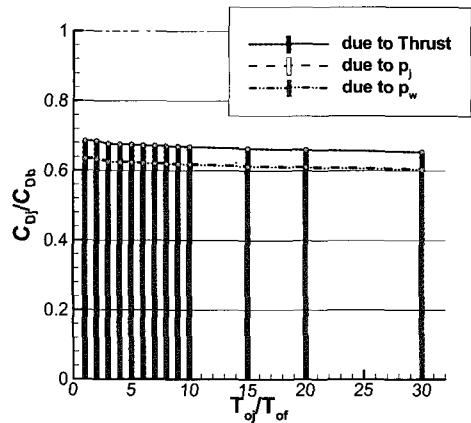


Fig. 15 Drag coefficient ratio among different jet total temperatures

후 기

본 연구는 두뇌한국 21(BK 21)의 지원을 받아 수행되었고 이에 감사의 말씀을 드립니다.

참 고 문 헌

- [1] Ganiev, Y.C. et al., "Aerodynamic Drag Reduction by Plasma and Hot-Gas Injection," *J. Thermophysics. Heat Trans.*, Vol. 14, No. 1 (2000), p.10-17.
- [2] Malmuth, N.D. et al., "Influence of a Counter Flow Plasma Jet on a Supersonic Bluntbody Pressures," *AIAA Paper No. 4883* (1999).
- [3] Lombard, C.K. et al., "Multi-Dimensional Formulation of CSCM-an Upwind Flux Difference Eigenvector Split Method for the Compressible Navier-Stokes Equations," *AIAA-83-1895*, (1983).
- [4] Kwon, C.O. et al., "A Computational Study of Two-Dimensional/Axisymmetric Nonequilibrium Chemistry Reaction Flows Using Upwind Navier-Stokes Method," *CFD J.*, Vol. 10, No. 1 (2001), p.14-21.