초음속 2단 벨노즐(SDBN)을 통하는 유동특성에 관한 연구

김희동* · 구병수**

A Study of The Flow Characteristics through a Supersonic Dual Bell Nozzle

H.D.Kim* · B.S.Koo**

ABSTRACT

Supersonic Dual Bell Nozzle (SDBN) is an altitude-adaptive propulsion nozzle achieved only by a nozzle wall inflection. In order to investigate the altitude adaptive capability and the effectiveness of this nozzle concept, the present study addresses a computational work of the flow through SDBN. Several types of the SDBNs are tested for a wide range of the pressure ratio which covers from an over-expended flow to a fully under-expended flow at the exit of the SDBN. Axisymmetric, compressible, Navier-Stokes equations are numerically solved using a fully implicit finite volume differencing scheme. The present computational results reveal that the base nozzle length affects the shock wave system occurring inside SDBN. For a quit wide range of the pressure ratio the flow separation occurs at the nozzle inflection point. It is found that the maximum thrust coefficient is obtainable for the correct expension state at the exit of SDBN.

초 록

초음속 2단벨노즐(SDBN)은 종래의 축소확대형 초음속 노즐의 벽면에 변곡점을 설치하여, 비행체의 고도에 따른 노즐내부의 유동특성을 조절하기 위한 새로운 개념의 추진노즐이다. 본 연구에서는 이러한 SDBN의 유용성과 유동특성을 조사하기 위하여 축대칭 Navier-Stokes 방정식을 유한체적법으로 수치계산하였다. 본 연구의 결과로부터 SDBN의 Base 노즐의 길이는 SDBN 내부에서 발생하는 충격파 시스템에 영향을 미칠 뿐만 아니라, 노즐 유동의 박리위치가 변곡점에 고착되는 넓은 범위의 압력비가 존재한다는 것을 알았다. 또 SDBN의 최대추력은 노즐출구에서 유동이 적정팽창 상태일 때 발생한다는 것을 알았다.

1. 서 론

일반적으로 초음속 노즐 유동은 가스절단, 용접, 금속가공 등 각종 산업기계에 광범위하게

* 안동대학교 기계공학과(Andong National University, School of Mechanical Eng.)
** 안동대학교 기계공학과 대학원(Andong National University, Graduate School of Mechanical Eng.)

응용되고 있을 뿐만 아니라, 초음속 풍동, 로켓이나 미사일 등의 추진노즐에서 높은 운동에너지를 얻기 위해서 사용된다. 노즐로부터 방출되는 초음속 유동의 추력을 활용하는 미사일 등의 각종 비상체의 경우, 고도에 따라 노즐의 작동압력비가 달라지게 되므로, 노즐 내부에서 발생하는 유동의 특성은 노즐의 작동압력비에 큰 영향을 받게 된다.

이 경우 노즐의 작동압력비가 동일하다고 하더라도, 배압의 크기에 따라 유동은 노즐내부에서 유동은 박리하거나 박리에 의한 충격파가 발생하는 등 복잡한 형태로 변화하게 된다. 따라서 노즐의 추력특성은 배압의 크기에 따라서 변화하게 된다.

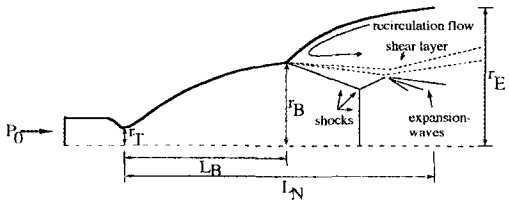
초음속 노즐내부에서 유동이 박리하는 경우, 유동의 불안정성이 발생하여 추력의 변동은 물론 여러 형태의 Side Forces등이 비상체에 작용하게 된다.[1] 이러한 현상은 미사일과 같은 비상체가 급격하게 상승하거나 하강하는 경우에 주로 발생하며, 추력의 손실을 수반하지 않고 유동의 불안정성이 발생하게 된다. 따라서 노즐의 배압이 변화하더라도 적절한 방법으로 노즐 내부유동의 안정성을 향상시키는 것이 요구된다.

종래의 연구에 의하면 초음속 노즐을 통하는 기체의 유동에 있어서, 노즐내부에서 발생하는 유동의 압력이 노즐배압의 40%이하로 감소하는 경우에 박리가 발생한다고 보고하였다.[2] 김 등[3]에 의하면 노즐내부에서 발생하는 박리현상은 단순히 노즐의 배압만에 의하여 결정되지 않고, 노즐의 작동압력비와 노즐의 국소 형상에 의존한다는 것을 보고하였다. 이와 같이 추진노즐 내부에서 발생하는 유동의 박리현상은 노즐유동의 성능예측에 매우 중요할 뿐만 아니라 비상체 전체의 불안정성에도 중요한 영향을 미치게 된다.

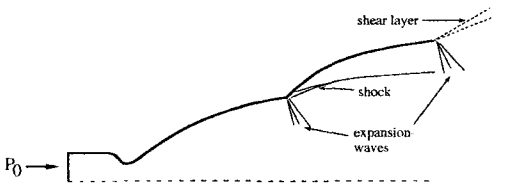
Fig.1에는 초음속 이중벨노즐 (Super-sonic Dual Bell Nozzle; SDBN)을 통하는 유동장을 나타내었다. 그림의 SDBN은 통상적인 초음속 노즐과는 달리 축소확대 노즐의 출구에 형상이 다른 확대부분을 첨가하여 이중 또는 2단 노즐과 같은 형상을 한다. 이 경우 노즐의 배압이 높은 경우에 노즐 단면적이 급격하게 변화하는 변곡점에 유동의 박리를 고착시켜, 유동의 불안정성을 경감시킬 수 있으며, 또 노즐의 배압이 낮을 경우 유동은 변곡점에서 발생하는 유심팽창파로 인하여 SDBN의 출구에서 보다 큰 추력을 발생시킬 수 있다.[4,5]

이와 같은 SDBN을 통하는 유동에 관해서는 최근 이론해석 및 수치해석적연구가 수행되어,[6,7] SDBN의 유용성이 검증된 바 있다. 그러나 SDBN을 통하는 기체유동의 상세한 물리적인 기구 및 SDBN이 추력특성에 어떠한 영향을 미치는지에 대해서는 잘 알려져 있지 않다.

본 연구에서는 SDBN의 유동특성을 조사하기 위하여, 수치계산을 수행하였다. 수치계산에서는 축대칭 압축성 Navier-Stokes방정식에 유한체적법을 적용하였다. 수치계산에는 약 10만개 정도의 정렬격자가 사용되었으며, 노즐의 작동압력비(5에서 1000사이의 범위)와 SDBN의 상세형상을 변화시켜 SDBN 내부 및 자유제트에서 발생하는 유동특성을 조사하였다.



(a) At low pressure ratio



(b) At high pressure ratio

Fig. 1 SDBN flows

2. 축대칭 점성 압축성 유동의 수치계산

본 연구에서 적용된 SDBN유동장을 Fig.1에 도식적으로 나타내었다. 전형적인 축소/확대의 초음속 노즐(이하에서는 Base nozzle이라 한다)의 목 (반경 r_T)으로부터 두번째 노즐(이하에서 2단노즐이라 정의한다)의 연결부까지의 길이 즉 Base nozzle 의 출구(반경 r_B)까지의 길이를 L_B라 정의한다. 또 축대칭 Base nozzle의 확대부는 곡률반경 R_B를 가지는 원추형으로, 출구에서 유동의 설계마하수는 M_B 이다.

Base nozzle의 출구에 연결되는 2단노즐은 출구반경 r_E, 길이 L_N-L_B(여기에서 L_N은 SDBN의 길이이다)이며, 2단노즐의 확대부는 Base nozzle과 다른 곡률반경을 가지도록 설계된다. 따라서 이러한 노즐의 경우 Base nozzle은 면적비 r_B^2/r_T^2를 가지게 되며, 2중 노즐은 r_E^2/r_T^2의 면적비를 가진다.

본 연구에서 SDBN의 형상을 변화시키기 위하여, 위의 Base nozzle과 2단노즐의 곡률 반경, 길이, 그리고 면적비를 변화시켰다. 또 노즐의 작동압력비를 SDBN의 입구에서 전압을 P_O, 배압을 P_a로 하는 경우에 $R_P(=P_O/P_a)$로 정의하였다. 본 수치계산에서는 작동압력비 R_P를 5에서 1000까지의 범위에서 변화시켰으며, SDBN의 면적비는 각각 r_B^2/r_T^2=48과 r_E^2/r_T^2=115로 하였다. 또 노즐의 평균확대각은 15도로 하였다.

한편 Base nozzle과 면적비가 동일한 conical nozzle의 길이를 L_C로 정의하는 경우, Base nozzle의 길이는 L_B=0.7L_C에서 0.85L_C의 범위에서 변화하였다.

수치계산에 적용된 정렬격자수는 약 10만개 정도이었으며, 계산영역의 하류경계의 위치는 노즐의 작동압력비에 따라 다소 변화하였으나, SDBN출구로부터 약 500r_E이었다. 노즐벽면에는 단열 no-slip조건을, 그리고 계산 영역의 외곽경계에는 일정압력 경계조건을 그리고 SDBN의 중심축에서 대칭조건을 적용하였다. 또 SDBN의 입구에는 전압과 정압을 적용하였으며, 참고로 Fig.2에는 본 수치계산에 적용된 정렬격자계의 일부를 나타낸 것으로, 벽면부근이나 SDBN의 출구부근 등에 격자점을 집중시켰다.

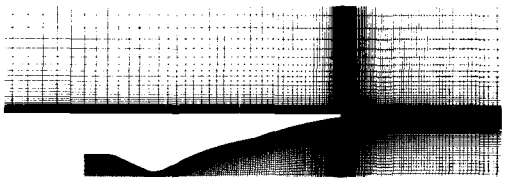


Fig.2 Structured grid system

3. 결과 및 고찰

본 연구에서 적용된 난류모델은 압축성효과를 고려한 k-ε모델로, 수치해의 빠른 수렴을 얻기 위하여 다중격자 수렴가속기법을 적용한 Time-marching scheme을 이용하였다. 지배방정식은 완전음적유한 체적법으로 이산화 하였으며, 공간항은 2차정도를 가지는 풍상차분법으로 이산화하였다. 그리고 시간 미분항의 적분은 4단계 Runge-Kutta 방법을 이용하였다.

본 연구에서는 수치해의 수렴판정을 위하여 질량, 운동량, 에너지, 그리고 k와 ε의 잔차들이 10^{-4} 이하로 되는 경우에 수렴해가 얻어지는 것으로 하였다. 또 벽면상의 어떤 위치에서 전단응력의 변화가 ±0.5% 이하로 되는 것과 계산영역을 출입하는 질량의 Imbalance가 거의 0으로 되는 조건을 추가적인 수렴해의 판정기준으로 설정하였다.

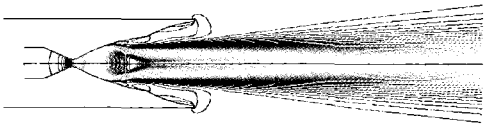
Fig.3에는 Base nozzle 길이(L_B)가 0.85L_C, R_P가 각각 50, 100, 200, 500 그리고 1000인 경우 SDBN을 통하는 유동의 등마하수 선도를 나타내었다. 그림에서 R_P가 증가함에 따라 박리위치, 충격파의 위치, 충격파의 형상 등이 뚜렷하게 변화하는 것을 관찰할 수 있다. R_P가 50인 (a)의 경우 유동은 Base nozzle내에서 박리 하며, 이로 인한 경사충격파가 발생하여 노즐의 중심축 부근에서 반사하여 수직충격파 혹은 마하디스크를 형성한다. 이 수직충격파는 R_P가 증가함에 따라

하류로 이동하며, 그림의 (c)에서 보는 바와 같이, R_P가 200인 경우에 유동은 Base nozzle과 이중노즐의 연결부에서 박리하게 된다. 또 SDBN 노즐내에서 발생하는 수직충격파의 마하디스크 부분의 높이는 R_P가 상대적으로 낮은 그림 (b)보다 그림 (c)의 경우가 더 작아진다. R_P가 더욱 증가한 그림 (d)의 경우 유동의 박리위치는 하류로 이동하지 않으며, 두 노즐의 연결부에 고착되는 것으로 보인다. 그러나 R_P가 더욱 증가하는 경우 그림 (e)에서 보는 바와 같이 충격파는 2단노즐에서 SDBN출구로부터 하류에서 노즐 중심축으로부터 정상반사의 형태를 취하게 된다. 그러나 이 경우 SDBN내의 유동은 Base nozzle출구에서 발생하는 유심팽창파로 인하여 가속하여 SDBN출구에서는 부족팽창 상태의 유동이 발생한다.

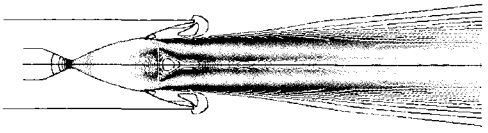
한편 R_P가 더욱 증가함에 따라 충격파는 SDBN의 출구로부터 하류로 이동하게 되며, 충격파의 형태는 바렐형의 경사충격파가 반복되는 형태로 된다.

충격파가 SDBN내부에서 발생하는 그림 (a), (b) 그리고 (c)의 경우 수직충격파를 지나는 아음속 유동과 벽면근처의 경사충격파를 지나는 초음속 유동사이에 강한 전단층이 형성되며, R_P가 1000이상으로 되면, SDBN를 통하는 유동은 완전한 초음속 유동이 되며, SDBN내부에서 유동은 박리하지 않는다. 위의 결과로부터 SDBN에서 발생하는 유동의 박리위치가 R_P의 값에 의존하지 않은 R_P의 범위가 존재하며, 이 경우 박리는 Base nozzle출구에 고정된다.

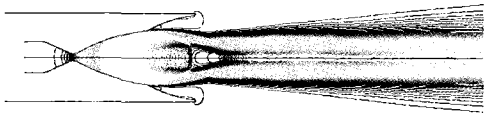
동일한 작동압력비 R_P=200에 대하여 Fig.4에는 Base nozzle의 길이가 각각 $0.7L_C$, $0.8L_C$ 및 $0.85L_C$인 경우 등마하수 선도를 나타내었다. 세 경우 모두 유동의 박리는 노즐의 변곡점에 고정된다. Base nozzle의 길이가 가장 짧은 경우인 그림 (a)는 노즐 중심축에서 충격파는 하류로 볼록한 형태를 하며, 그림 (b)와 (c)의 두 경우와 비교해 볼 때 마하디스크의 형상이 다르다. 이 경우 SDBN출구에서 발생하는 추력은 변화하게 되며, 비상체의 노즐 설계시 Base nozzle의 길이는 중요한 변수로 될 수 있다.



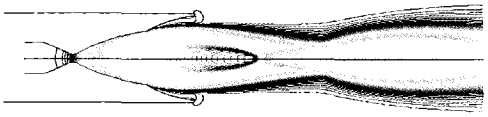
(a) R_P = 50 , LB = $0.85L_C$



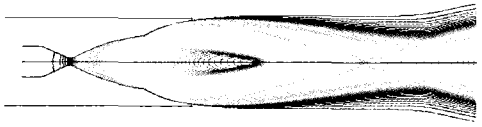
(b) R_P = 100 , L_B = 0. $85L_C$



(c) R_P = 200, L_B = 0. $85L_C$

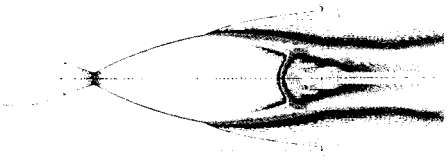


(d) R_P = 500, L_B = 0. $85L_C$

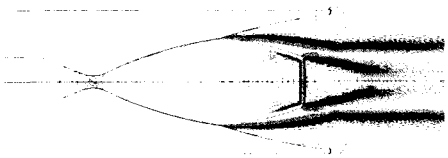


(e) R_P = 1000, L_B = 0. $85L_C$

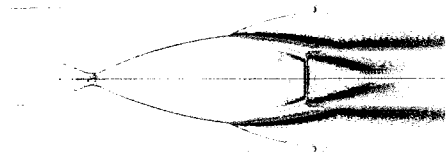
Fig.3 Mach number contours for various pressure ratios



(a) R_P = 200 , L_B = 0. 7L_C



(b) R_P = 200 , L_B = 0. 80L_C



(c) R_P = 200 , L_B = 0. 85L_C

Fig.4 Mach number contours for different SDBNs

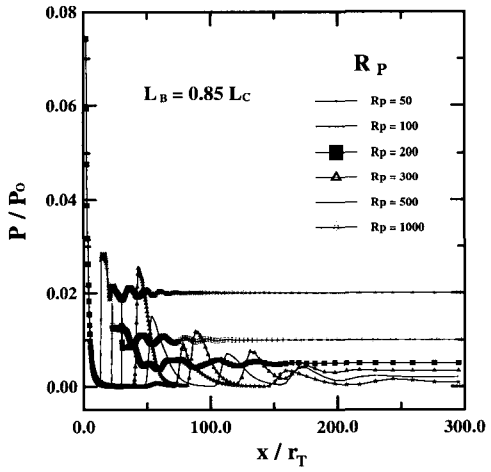


Fig. 5 Static pressure distributions along the SDBN axis

Fig.5에는 SDBN의 중심축에서 발생하는 국소 정압 P를 입구의 압력 P_O로 무차원하여 나타내었다. 그림의 횡축은 노즐 목을 원점으로 하류 방향으로 향하는 무차원 거리이다. 그리고 이 경우 Base nozzle의 길이는 L_B=0.85L_C로 고정하였으며, 참고로 SDBN의 출구는 횡축의 x/r_T =30에 위치한다.

그림으로부터 유동은 노즐 목을 지나면서 급격히 가속한 후, SDBN내부에서 발생하는 충격파로 인하여 압력은 급격히 증가하여, 어떤 피크값을 가진다는 것을 알 수 있다. 그 후 압력은 다시 급격히 감소하여, 충격파 하류에서 발생하는 팽창파와 압축파로 인하여 유동방향으로 큰 압력변동이 발생한다.

한편 그림의 압력분포로부터 충격파에 의한 압력 급상승의 형태 즉 압력 상승의 구배는 유동장에서 발생하는 충격파의 형상에 따라 달라진다. 구체적으로 R_P가 200인 경우 SDBN내에는 수직충격파가 발생하여, 압력 상승은 거의 불연속적으로 발생하게 되지만, R_P가 증가함에 따라 압력상승의 형태는 불연속적 증가에서 거의 연속적인 증가로 변화한다. 또 R_P가 증가할수록 충격파는 하류로 이동하게 되며, 충격파에 의한 압력상승의 피크값은 작아진다. 위의 압력분포로부터 x/r_T가 약 15이하의 영역에서는 Base nozzle내에서 발생하는 압력값이 R_P에 의존하지 않는다. 이것은 SDBN유동이 노즐 목에서 초크한다는 것을 의미한다.

Fig.6에는 Base nozzle의 길이가 변화하는 경우 노즐 중심축 상에서 발생하는 압력 P를 나타내었다. 그림에서 L_B/L_C가 0.8과 0.85인 경우에는 강한 수직 충격파의 영향으로 압력은 급격히 증가하지만, L_B/L_C가 0.7인 경우 SDBN의 하류에서 발생하는 다수의 충격파 시스템에 의하여 압력은 증가와 감소를 반복한 후 일정한 압력으로 된다.

Fig.7에는 세 형상의 SDBN에 대하여 R_P에 따른 충격파의 위치의 변화를 나타내었다. 그림의 종축의 값은 충격파의 위치를 SDBN길이 L_N로 무차원한 값이다. 그림에서 R_P가 증가할수록 충

격파의 위치는 노즐 목으로부터 하류로 이동하게 되지만, SDBN의 형상이 다른 경우 충격파의 위치변화는 뚜렷하게 나타나지 않는다. 구체적으로 R_P가 300보다 작은 경우 충격파는 SDBN 내부에서 발생하며, R_P가 300보다 큰 경우에는 SDBN출구로부터 하류에서 충격파가 발생하게 되어 전형적인 초음속 자유제트 유동과 유사하게 된다.

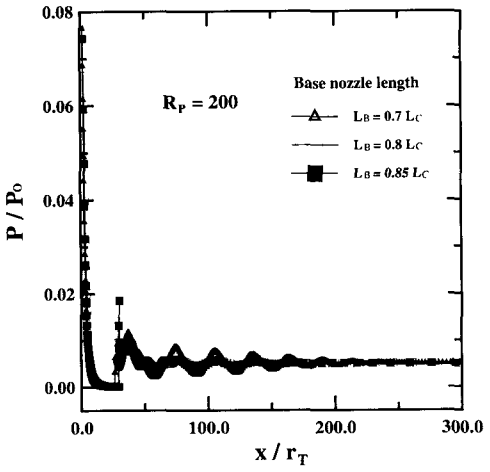


Fig. 6 Static pressure distributions along the SDBN axis

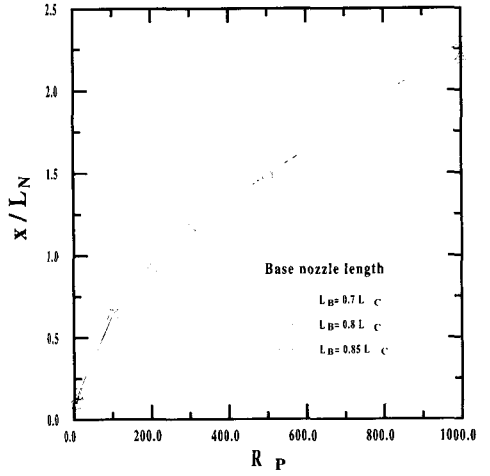


Fig. 7 Relationship between P_0/P_a and x/L_N

SDBN의 추력특성을 조사하기 위하여 노즐출구에서 발생하는 유동의 팽창상태와 추력계수와의 관계를 조사하였다. 본 연구에서는 SDBN내에서 발생하는 유동을 1차원 등엔트로피 유동이라고 가정하여, SDBN의 출구에서 발생하는 추력은 SDBN 출구면을 통과하는 유동의 압력과 운동량으로부터 다음과 같은 추력의 식을 얻을 수 있다.

$$F_t = P_0 A^* \sigma^* \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left\{1-\left(\frac{P_e}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right\}} + \qquad (1)$$

$$P_a A^* \sigma^* \left\{\frac{P_e}{P_0}-\frac{P_a}{P_0}\right\} \Big/ \left[\left(\frac{P_e}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left\{1-\left(\frac{P_e}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right\}}\right]$$

위의 식(1)에서 σ^*는 기체역학 함수 (γ=1.4인 공기의 경우 0.685)이며, p_0는 SDBN의 입구압력, A^*는 SDBN의 목면적, p_a는 노즐의 배압 그리고 P_e는 SDBN 출구에서 발생하는 단면평균 정압력을 의미한다. 위의 식에서 SDBN의 출구면에서 P_e값이 알려지는 경우에 추력 F_t의 값을 얻을 수 있다. 이와 같은 추력값은 SDBN 출구에서 발생하는 유동특성에 의존하게 될 뿐만 아니라 SDBN의 공급압력에 따라 변화하게 되므로, 본 연구에서는 다음의 식 (2)와 같이 추력값을 무차원화한 추력계수 C_t로 나타내었다.

$$C_t = \frac{F_t}{P_0 A^*} \qquad (2)$$

Fig.8에는 SDBN의 작동압력비가 변화하는 경우, 추력계수 C_t와 SDBN 출구에서 발생하는 유동상태 P_a/P_e와의 관계를 나타내었다. 그림에서 횡축의 P_a/P_e값이 1.0보다 작은 경우에는 유동은 SDBN의 출구에서 과팽창(Over-expansio n) 상태로 되며, P_a/P_e>1.0의 경우에는 부족팽창(Under-expansion)상태, 그리고 P_a/P_e=1.0인 경우에는 적정팽창(Correct expansion) 상태를 나타내며, 그림에는 본 연구의 수치계산으로부터 얻어진 결과를 함께 나타내었다. 그림에서 식(1)에 의한 이

론선들은 SDBN의 작동 압력비에 관계없이 횡축의 값이 1.0인 적정팽창 상태에서 최대값을 가지며, 과팽창과 부족팽창 상태에서는 추력계수의 값은 작아진다. 그림의 이론선들로부터 R_P가 증가하는 경우에 추력계수값은 증가하게 되지만, SDBN의 출구에서 발생하는 유동상태 즉 P_a/P_e에 크게 의존하지 않게 된다는 것을 알 수 있다. 한편 본 연구의 수치계산으로부터 얻어진 추력계수의 값은 이론선 보다 상당히 낮게 나타난다. 이것은 SDBN에서 발생하는 유동의 박리와 점성마찰에 의한 것으로, P_a/P_e의 변화에 따른 추력계수의 변화는 정성적으로 동일한 경향을 나타낸다.

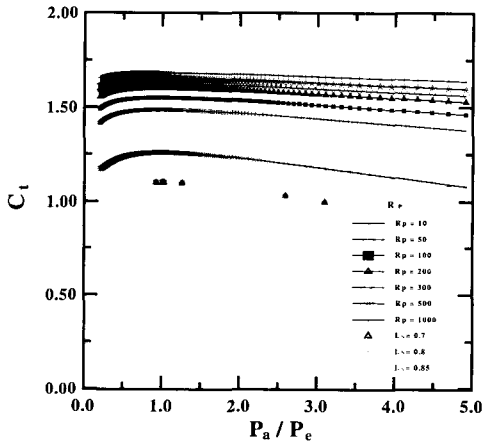
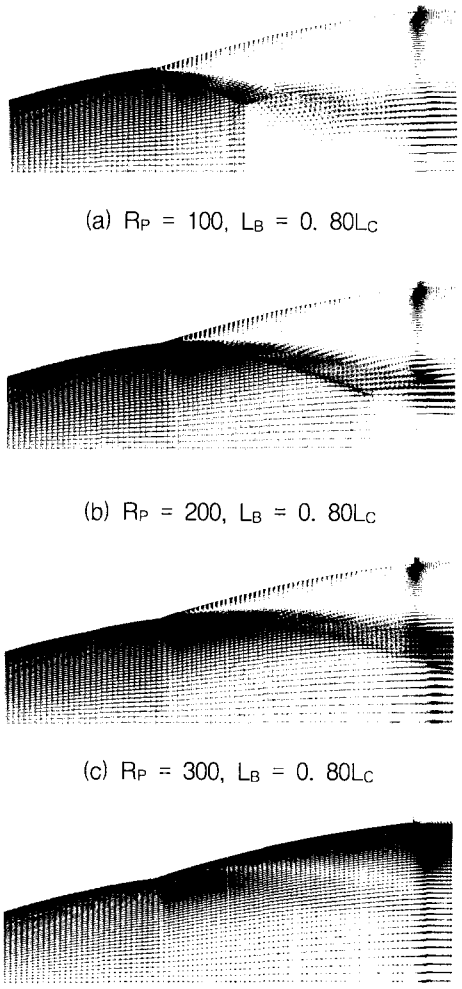


Fig. 8 Thrust Coefficient with the flow expansion ratio at the SDBN exit

Fig.9에는 SDBN의 연결부에서 발생하는 박리유동을 조사하기 위하여 속도벡터를 나타내었다. 그림으로부터 R_P가 증가함에 따라 박리영역의 규모는 작아지게 되며, R_P=500에서는 연결부에서 발생하는 팽창파로 인하여 박리영역의 규모는 매우 작아지게 된다는 것을 알 수 있다.

SDBN을 통하는 유동은 R_P에 따라 박리가 발생하거나 SDBN의 연결부에서 발생하는 팽창파로 인하여, 유동의 재팽창이 발생하게 되므로, Base nozzle의 출구면을 통하는 유동의 충격함수 F_1과 SDBN의 출구에서 발생하는 충격함수 F_2의 비를 조사하는 것은 SDBN의 추력특성을 이해하는데 매우 중요하다.



(a) R_P = 100, L_B = 0. 80L_C

(b) R_P = 200, L_B = 0. 80L_C

(c) R_P = 300, L_B = 0. 80L_C

(d) R_P = 500, L_B = 0. 80L_C

Fig. 9 Velocity Vectors for various pressure ratios

Fig.10에는 F_2/F_1에 미치는 R_P와 SDBN의 형상의 영향을 나타내었다. F_1과 F_2는 각각 Base nozzle과 SDBN의 출구에서 무차원 충격 함수로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F = \frac{PA(1+\gamma M^2)}{P_0 A^*} \qquad (3)$$

위의 식에서 γ는 비열비, P, M은 각각 단면 평균 압력과 마하수를 나타내며, A는 단면적, A^*는 노즐목 면적을 의미한다.

그림으로부터 F_2/F_1의 값은 R_P가 약 300에서 최대값을 가지며, R_P의 값이 이보다 작거나 큰 경우 F_2/F_1의 값은 작아지게 된다. 그림에는 이러한 유동을 이해하기 위하여 SDBN 출구의 중심축에서 발생하는 P_e/P_a의 비를 함께 나타내었다. R_P=300에서 노즐 중심축 상에서 SDBN의 출구의 유동은 부족팽창 상태로 된다. 본 연구에서 나타난 바와 같이 SDBN 출구의 유동팽창 상태를 1차원적으로 정의하는 것은 다소 곤란하다. 그러나 본 연구로부터 SDBN의 출구에서 부족팽창 상태의 유동이 발생하는 R_P에 대해서는 F_2/F_1의 값이 모두 1.0보다 크다는 것을 알 수 있다.

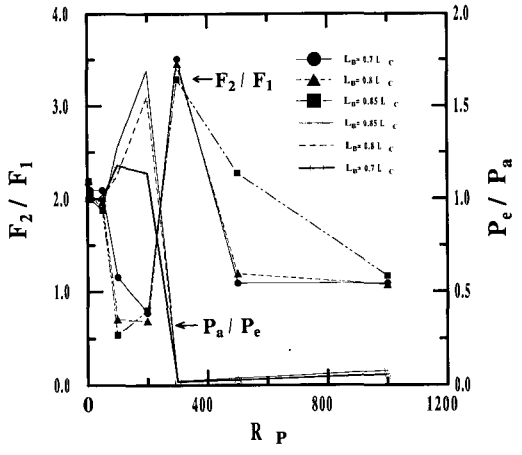


Fig. 10 Relationship between F_2/F_1 and R_P

4. 결 론

초음속 이중벨노즐(SDBN)에서 발생하는 유동특성을 이해하기 위하여, 본 연구에서는 *Navier-Stokes* 방정식을 이용하여 수치계산을 수행하였다. 그 결과 유동의 박리가 SDBN의 변곡점 부근에 고정되는 넓은 범위의 작동압력비가 존재하였다. 또 SDBN유동에서는 Base nozzle의 길이가 노즐 내부유동에 영향을 미치며, SDBN에서 추력계수의 값은 노즐 출구에서 유동이 적정팽창 상태일 때 최대로 되었다. 한편 1차원 등엔트로피 유동으로 가정한 이론식의 결과로부터 얻어진 추력계수의 값은 SDBN에서 발생하는 추력계수의 값과 상당한 차이를 보였다. 또 Base nozzle 출구면과 SDBN의 출구면에서 발생하는 충격함수의 비는 작동압력비가 약 300에서 최대가 되었으며, 이러한 경향은 Base nozzle의 길이에 크게 영향을 받지 않았다.

감사의 글

이 논문은 2000년도 두뇌한국21사업에 의하여 지원되었읍니다.

참 고 문 헌

1. Romine, G. L., "Nozzle Flow Separation," AIAA Jour., Vol. 36, No. 9 (1998)
2. Summerfield, M., Foster, C. and Swan, W., "Flow Separation in Overexpanded Super sonic Exhaust Nozzles," Jet Propulsion, pp. 319~321 (1954)
3. Kim, H. D., "Investigation on Onset of Shock-Induced Separation," International Journal Shock Waves, Vol.6, pp.275~286 (1997)
4. Immich, H. and Caporicci, M., "FESTIP Technology Developments in Liquid Rock et Propulsion for Reusable Launch Vehicles," AIAA Paper 97-3311 (1997)
5. Hagemann, G. and Krulle, G., "Numerical Flowfield Analysis of the Next Generation Vulcan Nozzle," Jour. of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 4 (1996)
6. Horn, M. and Fisher, S., "Dual-Bell Altitude Compensating Nozzles," NASA-CR-194719 (1994)
7. Manuel, F. and Gerald, H., "Critical Assessment of Dual-Bell Nozzles," Jour. of Propulsion and Power, Vol. 15, No. 1 (1999)