

## 이차원 초음속 이젝터 유동에 대한 수치해석적 연구

김희동\* · 이영기\*\*, 서태원\*

### Numerical Study of Two-Dimensional Supersonic Ejector Flows

Heuy-dong Kim\*, Young-kee Lee\*\* and Tae-Won Seo\*

#### ABSTRACT

Industrial ejector system is a facility to transport, to compress or to pump out a low pressure secondary flow by using a high pressure primary flow. An advantage of the ejector system is in its geometrical simplicity, not having any moving part, compared with other fluid machinery. Most of the previous works have been performed experimentally and analytically. The obtained data are too insufficient to improve our current understanding on the detailed flow field inside the ejector. In order to provide more comprehensive data on this ejector flow field, two-dimensional computations using Reynolds-averaged Navier-Stokes equations were performed for a very wide range of operating pressure ratio of the supersonic ejector with a secondary throat. The current results showed that the supersonic ejector system has an optimum pressure ratio for the secondary flow total pressure to be minimized. The numerical results clearly revealed the shock system, shock/boundary layer interaction, and secondary flow entrainment inside the supersonic ejector.

#### 초 록

본 연구에서는 기존에 수행되었던 초음속 이젝터에 대한 실험적 연구 및 수치계산 결과에 대한 타당성을 검증하고, 이젝터 유동을 보다 명확히 해석하기 위하여 이젝터 목을 가지는 초음속 이젝터 유동장에 대하여  $k-\epsilon$  난류모델을 적용하였다. 수치계산은 3~200까지의 매우 넓은 범위의 이젝터 작동압력비에 대하여 수행되었으며, 수치계산 결과들은 이젝터 내부의 유동특성들을 조사하는데 이용되었다. 계산결과, 이젝터 압력비가 6 이상인 경우 이젝터 내부에서 발생하는 유동장은 이젝터 압력비에 크게 의존하지 않는다는 것을 알았다. 본 연구에서 사용된 단순 형태의 초음속 이젝터에 대하여, 2차정체실의 압력은 이젝터 압력비가 6인 경우에 약 7kPa로 최소로 되었다. 그러나 이젝터 압력비가 6이상으로 증가하는 경우 2차정체실의 압력은 증가하는 것으로 나타났다. 이와 같은 2차 정체실의 압력증가는 1차노즐로부터 방출되는 부속팽창 제트유동이 이젝터 벽면에 충돌함으로써 발생하는 재순환 유동으로 설명할 수 있었다.

\*안동대학교 기계공학부(Andong Univ. Dept. of Mechanical Eng.)

\*\*안동대학교 대학원(Andong Univ. Graduate School)

## 1. 서론

일반적으로 이젝터(ejector)는 고압의 기체를 노즐로 분출시켜, 그 분류 주변의 저압기체와 운동량 교환을 통하여 저압의 기체를 보다 높은 압력까지 압축하여 수송하는 장치이다. 이젝터는 노즐(nozzle)과 디퓨저(diffuser)로 구성되어 있으며, 이젝터 시스템 내부에 회전부분이나 활동부분을 가지지 않으므로 고장이 적고, 소형임에도 불구하고 대용량의 유체를 압축할 수 있는 특징을 가지고 있다.

이젝터는 약 50년전 증기터어빈 복수기의 추기용 펌프용으로 이용되기 시작하여, 진공펌프, 배기펌프 및 열압축기 등에 주로 이용되어 왔다<sup>1), 2), 3)</sup>. 또 최근에는 연소장치, 천연가스장치, 식품제조장치, 공조시설, 건조 및 탈취장치, 각종 화학분야 등에 다양하게 이용되고 있을 뿐만 아니라, 수력발전소에서 홍수에 대비하여 비상용으로 설치하고 있는 제트펌프, 금속 가공용 블라스트 노즐, 로켓 엔진의 고고도 모사실험 장치나 V/STOL의 추력증강장치 등에 응용되면서 많은 실험 및 이론적 연구가 수행되어 왔다<sup>4), 5)</sup>.

이젝터의 주된 사용목적은 일반적으로 고진공을 얻기 위한 것, 대용량 유체의 추기를 위한 것과 추력증가를 위한 것이며, 고진공을 얻기 위한 목적으로 사용되는 이젝터에서 2차유동의 유량은 거의 없으며, 2차정체실에서의 진공도는 매우 높다. 또 대용량의 추기를 위한 목적으로 사용되는 이젝터에서 2차유동의 유량은 상당히 많으며, 2차정체실의 진공도는 크지 않다. 추력증가용으로 사용되는 이젝터에서는 1차노즐 유동에 의한 추력에 흡인되는 2차유동의 추력을 부가한다.

최근, 이와 같은 이젝터 유동에 대하여 많은 연구 결과들<sup>6), 7), 8), 9)</sup>이 보고 되었지만, 이젝터는 충격파와 벽면 경계층의 간섭 및 진동 등으로 인하여 매우 복잡한 유동형태를 가지며, 이젝터 내부 유동장에 미치는 변수들이 많기 때문에 이젝터 유동 특성에 대한 이해가 부족한 실정이다. 특히 작동유체를 변화시키는 경우나 다상(multi-phase)을 가지는 작동유체가 사용되는 경우에 대해서는 아직 충분한 고찰이 행해져 있지 않으며, 1차노즐의 유동이 초음속으로 되는 초음속 이젝터에 대해서는 많은 의문점이 남아있다. 또 종래에 수행된 1차원 이론해석으로부터 얻어진

결과들<sup>10), 11), 12), 13)</sup>은 실험결과와 충분히 비교되어 있지 않을 뿐만 아니라 해석과정에서 단순화를 위한 많은 가정들로 인하여 실제의 유동과는 상이점이 있다. 문헌(14,15)에서는 진공펌프로 사용되는 초음속 이젝터 유동에 대하여 실험을 수행하였다. 그 결과 2차정체실의 압력변화가 최소로 되는 이젝터 압력비를 제시하였으나, 제한된 측정으로 인하여 이에 대한 구체적인 물리적 고찰을 수행할 수 없었다.

본 연구에서는 기존에 수행되었던 초음속 이젝터에 대한 실험적 연구 및 수치계산 결과에 대한 타당성을 검증하고, 이젝터 유동을 보다 명확히 해석하기 위하여 이젝터 목을 가지는 초음속 이젝터 유동장에 대하여  $k-\epsilon$  난류모델을 포함하는 2차원 압축성 유동방정식에 유한체적법을 적용하였다. 수치계산은 3~200까지의 매우 넓은 범위의 이젝터 작동압력비에 대하여 수행되었으며, 수치계산 결과들은 이젝터 내부의 유동특성들을 조사하는데 이용되었다.

## 2. 2차원 압축성유동의 수치계산

### 2.1 지배방정식

본 연구에서는 이젝터 내부의 유동장을 수치적으로 모사하기 위하여, 표준  $k-\epsilon$  모델을 포함하는 2차원 압축성 유동방정식에 유한체적법을 적용하였다. 2차원 정상 압축성 유동의 지배방정식은 Reynolds-averaged Navier-Stokes 방정식과 에너지 방정식으로부터 각각 다음으로 쓰여진다.

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \left( \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u_i u_j}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i H) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( x + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j (\tau_{ij})_{eff} \right] \quad (3)$$

여기에서  $u_i, u_j$  ( $i, j = 1, 2$ )는 각각  $x_i, x_j$ 에 대응하는 직교좌표계의 속도성분들이며,  $\rho$ 는 밀도,  $p$ 는 압력,  $\mu$ 는 분자점성계수,  $H$ 는 비엔탈피,  $\chi$ 는 분자열전도율,  $\mu_t$ 는 난류점성계수,  $Pr_t$ 는 난류 Prandtl수,  $\tau_{ij}$ 는 deviatoric stress tensor를 나타낸다. 또 표준  $k-\epsilon$ 모델에서, Reynolds 응력들은 다음과 같이 쓰여진다.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (4)$$

여기에서  $u'_i, u'_j$  ( $i, j = 1, 2$ )는 각각 직교좌표계의 순간속도성분,  $\delta_{ij}$ 는 Kronecker delta이며, 난류점성계수는 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

위의 식 (5)에서 난류운동에너지  $k$ 와 소산율  $\epsilon$ 은 난류에너지의 수송이론으로부터 다음과 같은 방정식들로 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon (1 + 2 M_t^2) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] \\ + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \{ G_k + (1 - C_{3\epsilon}) G_b \} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (7)$$

여기에서  $M_t$ 는 난류마하수이며,  $M_t = (k/a^2)^{0.5}$ 로 정의되었다. 또  $G_k$ 는 난류응력에 의한  $k$ 의 발생량,  $G_b$ 는 부력에 의한  $k$ 의 발생량으로 이상기체의 경우에 각각 다음과 같이 정의된다.

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (8)$$

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (9)$$

위의 식들에서 부력(buoyancy force)의 효과가 무시되는 경우에  $G_b$ 는 고려되지 않는다. 또 본 난류모델에 이용된 상수들은 실험으로부터 얻어진 다음과 같은 값들이 적용되었다.

$$\begin{aligned} C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \\ \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, Pr_t = 0.85 \end{aligned} \quad (10)$$

### 2.2 수치해석 유동장 및 경계조건

본 수치계산에 사용된 초음속 이젝터에 대한 개략

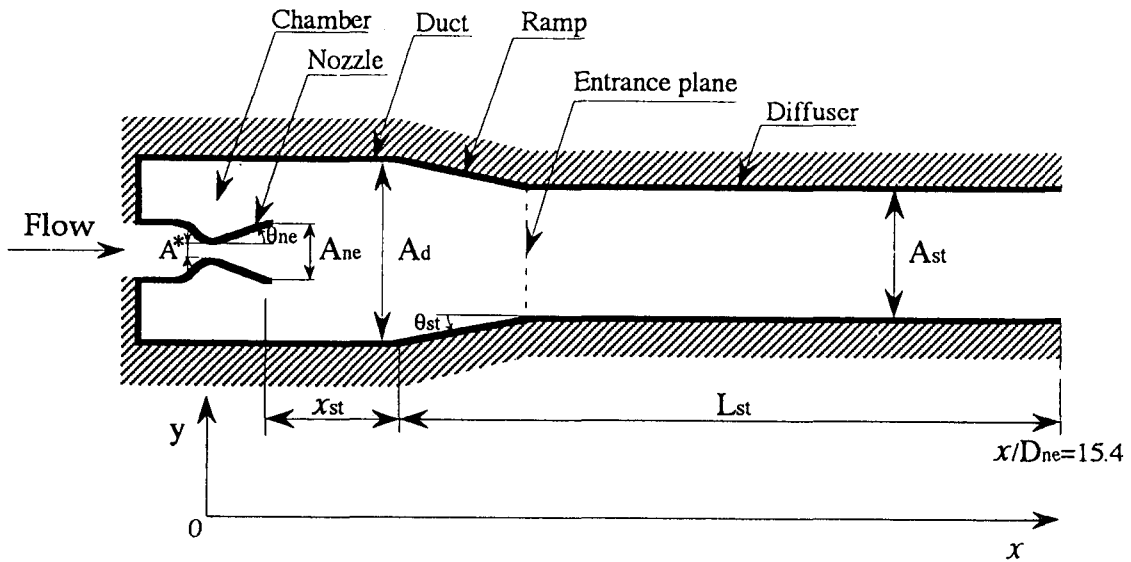


Fig. 1. Schematic of supersonic ejector flow field

도와 기하학적 제량들을 Fig. 1과 Table. 1에 나타내었다. Fig. 1에 나타낸 초음속 이젝터는 1차정체실(primary stagnation chamber)로부터 고압의 공기 유동을 가속시키기 위한 초음속 노즐, 2차정체실(secondary stagnation chamber) 그리고 디퓨저로 구성되어 되어있다.

Table. 1 Geometric properties

$A_{ne}/A^*=10.85, A_d/A^*=65.2, A_{st}/A^*=28.56$	
$\theta_{ne}=18^\circ,$	$\theta_{st}=12^\circ$
$L_{st}/D_{st}=7.63,$	$x_{st}/D_d=0.8$
$L_{st}/D_{ne}=12.38,$	$x_{st}/D_{ne}=1.96$

Table. 1에는 Fig. 1의 기하학적 형상에 대한 제량들을 나타내었으며, 상첨자 \*는 노즐목, 하첨자 ne, d, st는 각각 노즐 출구, 덕트 그리고 디퓨저 목에서의 상태를 나타낸다. 또  $\theta_{ne}$ 와  $\theta_{st}$ 는 각각 노즐 확대각과 디퓨저의 램프(ramp)축소각,  $x_{st}$ 는 노즐 출구로부터 디퓨저 입구까지의 거리,  $L_{st}$ 는 디퓨저의 길이를 나타낸다. 노즐의 형상은 초음속 노즐의 입구로부터 유동이 마하수 0.1로 시작하여 노즐목에서 유동이 초우크하며, 노즐 출구에서 설계마하수(design Mach number)  $M_{ne}=2.74$ 를 갖도록 설정되었다.

Fig. 2에는 본 연구에서 사용된 격자계를 나타내었다. 격자는 unstructured grid로 1차노즐 내부, 덕트 하류와 디퓨저 목의 상류부 사이에 집중하도록 하였으며, 계산상에서는 20000개의 격자점이 적용되었다.

경계조건으로는 초음속 노즐입구와 디퓨저 출구에, 각각 유입조건과 유출조건에 해당하는 전압  $P_{0p}$ 과 정

압  $P_a$ (여기에서  $P_a$ 는 대기압으로 일정한 것으로 가정)를 적용하였으며, 벽면에서는 no-slip조건이 적용되었다. 본 연구에서 사용된  $k-\epsilon$  유동모델은 이젝터 중심축에 대하여 대칭형태이므로 상반부에 대해서만 계산을 수행하였다. 계산 과정은 디퓨저 하류의 배압을 대기압으로 고정하여 1차정체실의 압력  $P_{0p}$ 를 변화시켰으며, 이젝터의 작동압력비  $P_{0p}/P_a$ <sup>(17)</sup>는 3에서 200까지의 범위에 대하여 계산을 수행하였다. 본 계산에서 수치해의 수렴은  $\epsilon=10^{-3}$ 에 대하여 약 5000회의 Iteration이 필요하였다.

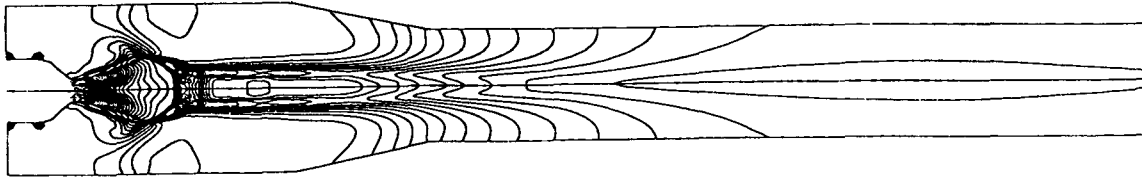
### 3. 결과 및 고찰

2차목을 가지는 이젝터는 1차유동과 2차유동 혼합부의 단면적이 일정한 이젝터에 비해 효율을 향상시킬 목적으로 고안되었다. 초음속 이젝터의 효율향상을 위해 여러 가지의 디퓨저 형상과 노즐확대각 및 노즐 출구 부분의 형상 변화, 디퓨저의 길이 변화, 덕트길이와 직경 및 램프각의 변화 등 다양한 기하학적 조건에 대하여 최근에 많은 연구결과가 보고되었으나<sup>(6), 7), 8)</sup>, 본 연구에서는 초음속 이젝터의 성능개선을 위한 기초적 연구의 일환으로, 간략화를 위하여 일정 면적의 이젝터 목을 설치한 이젝터에 대해 기하학적 형상 변화 없이 이젝터 압력비만을 변화시켰다.

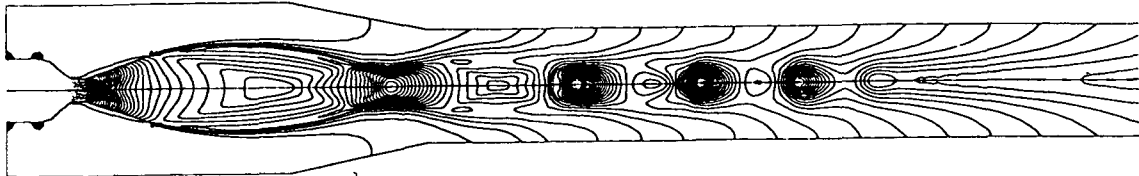
Fig. 3에는  $P_{0p}/P_a$ 가 각각 3, 5, 6, 7, 40, 100인 경우, 초음속 이젝터 유동에 대한 등밀도선도를 나타내었다. 각 그림들은 1차정체실로부터 고압의 공기가 노즐을 통해 팽창하여 얻어진 운동에너지를 이용하여, 2차정체실의 공기를 이젝터 출구로 수송하는 형태의 유동을 나타낸다. 이젝터 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 3으로 비교적 낮은 경우에 1차노즐의 출구에서 유동은 과팽창 상태<sup>(8)</sup>로 된다. 그림에서 1차노즐 출구 부근



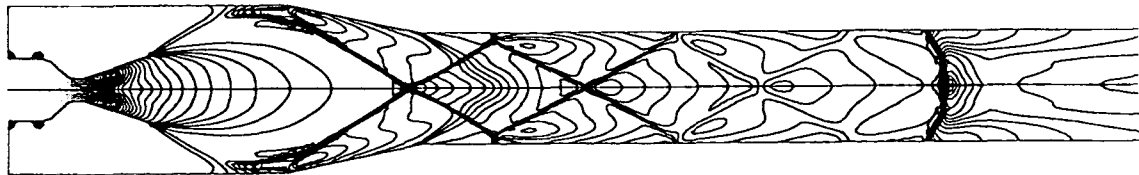
Fig. 2. Unstructured grid system



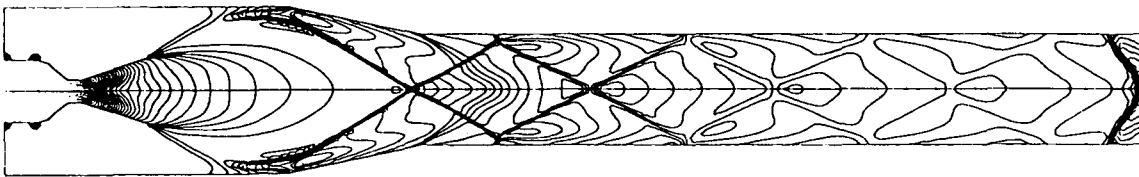
(a)  $P_{0p}/P_a = 3$



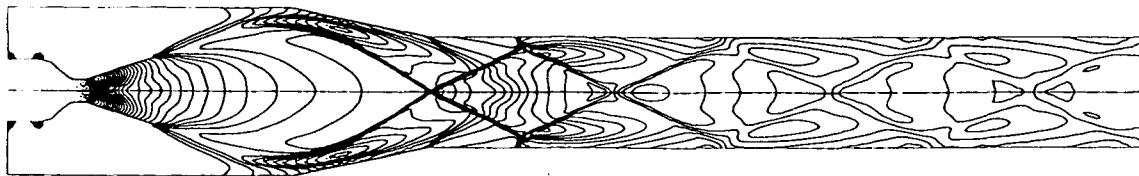
(b)  $P_{0p}/P_a = 5$



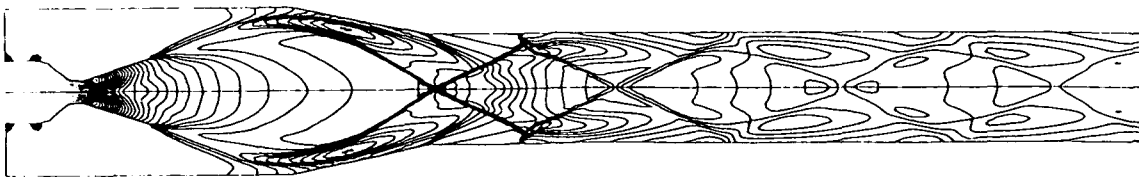
(c)  $P_{0p}/P_a = 6$



(d)  $P_{0p}/P_a = 7$



(e)  $P_{0p}/P_a = 40$



(f)  $P_{0p}/P_a = 100$

Fig. 3. Contours of density for various pressure ratios

에서 발생한 경사충격파는 노즐 중심축에서 반사하여  $\lambda$  형태의 충격파를 형성한다. 따라서 1차노즐을 통하여 초음속으로 가속된 유동은 이러한  $\lambda$  충격파에 의하여 감속된 후, 이젝터 목을 지나 하류로 유동하게 된다. 이 경우 1차노즐을 통하는 유동과 2차정체실로부터 흡입되는 유동은 이젝터 출구에서 완전히 혼합되지 않는 것으로 나타난다. 1차노즐 출구로부터 방출되는 제트 형상은 노즐 출구에서 발생하는  $\lambda$  충격파로 인하여 제트폭이 약간 감소한 후 하류방향으로 증가하게 된다.

이보다 압력비가 조금 높은  $P_{0p}/P_a = 5$ 인 경우는 1차노즐 출구에서 유동은 부족팽창 상태<sup>19)</sup>로 된다. 유동은 노즐을 통해 급속히 팽창하며 제트경계면에서 압축파로 반사한 후 바렐 형상의 충격파를 구성하며, 따라서 유동은 팽창과 압축을 반복하면서 하류로 향하게 된다. 유동장의 하류방향으로 갈수록 충격파의 강도는 약해지며, 이젝터 축상에서 유동은 충격파군을 통하여 대기압까지 압력을 회복한다.

이젝터의 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 6, 7, 40, 100으로 더욱 증가하는 경우에, 1차노즐의 출구에서 발생하는 부족팽창의 상태나 이젝터 내부에서 발생하는 경사충격파(oblique shock wave)의 형상들은 거의 유사한 형태로 나타난다. 구체적으로 1차노즐 내벽에서부터 발생하는 정상팽창파(steady expansion wave)들로 인하여 유동은 노즐 출구에서 부족팽창 제트상태<sup>19)</sup>로 급격히 확대된다. 이러한 팽창파는 제트경계에 충돌하여 정상압축파(steady compression wave)들로서 반사하며, 이들 압축파는 상호 집적되어 바렐형의 충격파를 형성한다. 그후 충격파는 이젝터 중심축에서 거의 정상반사(regular reflection)에 가까운 형태로 반사하여 경사충격파를 형성한다. 이 경사충격파는 다시 디퓨저 벽면으로 전파하여 디퓨저 벽면에서 마하반사(Mach reflection)하여 새로운 경사충격파를 형성한다. 따라서 이젝터 내부의 유동장에는 반복적인 경사충격파가 관찰된다. 그림의 등밀도선도로부터 이젝터 벽근처에서 발생하는 충격파와 경계층의 간섭현상은 명확하게 관찰할 수 없지만, 벽면에서 경사충격파의 역압력구배에 의하여 경계층의 두께가 증가한다는 것을 알 수 있다.

한편 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 6인 경우에 디퓨저 출구 부근에서 수직충격파가 관찰된다. 이 충격파에 의하여

유동은 아음속으로 감속된 후 대기로 배출된다. 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 7인 경우에 이젝터 출구 부근에서 나타나는 수직충격파는 보다 하류로 이동하여, 디퓨저 출구에 위치하게 된다. 그러나 압력비가 40, 100으로 더욱 증가하는 경우에는 이러한 수직충격파는 이젝터의 디퓨저 내에서는 관찰되지 않는다. 이것은 수직충격파가 이젝터 출구의 하류에 위치하기 때문이며, 따라서 디퓨저 내에서 유동은 초음속 상태로 배출된다.

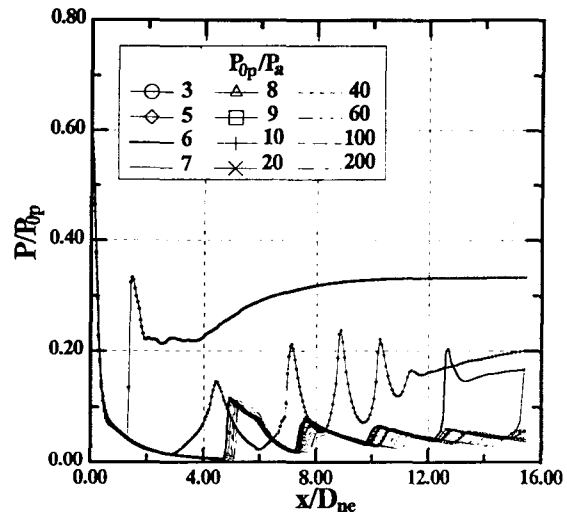


Fig. 4(a) Static pressure distributions along the ejector centerline

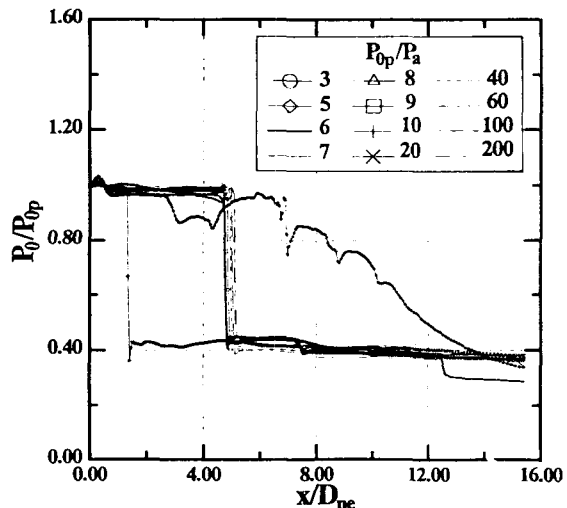


Fig. 4(b) Total pressure distributions along the ejector centerline

이젝터 내부 유동의 특성을 더욱 자세히 고찰하기 위하여, 압력비가 3에서 200인 범위에서 이젝터 중심축을 따르는 국소 정압과 국소 전압의 분포를 각각 Fig. 4(a)와 (b)에 나타내었다. 그림의 횡축은 1차 노즐의 목을 원점으로 하는 이젝터 축방향의 무차원 거리 ( $x/D_{ne}$ ; 여기에서  $D_{ne}$ 는 1차노즐 출구의 직경)를 나타낸다.

그림에서  $P_{0p}/P_a$ 가 3인 경우, 유동은 노즐내에서 팽창하여 압력이 급격하게 감소하게 되며, 노즐 출구 부근에서 발생하는 수직충격파에 의해 압력은 급격하게 상승한다. 그후 제트경계로부터 반사된 팽창파를 통해 압력이 감소하게 되며, 다시 디퓨저내에서 압력이 점차 증가한다. 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 5인 경우, 이젝터 중심축을 따르는 유동은 제트의 자유경계에 반사하여 형성되는 충격파군을 통해 압력을 회복하며, 유동의 하류방향으로 갈수록 충격파의 강도가 약해지고 있음을 알 수 있다.

압력비 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 6 이상으로 되면, 이젝터 중심축을 따르는 압력분포는 경사충격파군을 이루는 각 충격파가 약간씩 하류로 이동하는 것을 제외하고는 거의 일정한 형태로 된다. 압력비가 6에서 7 사이에서 디퓨저 출구 근처에서 수직충격파가 발생하게 된다. 충격파를 지난 유동은 아음속으로 감속하여 대기배출되며, 압력비가 6에서 7로 증가함에 따라 수직충격파는 디퓨저 출구쪽으로 이동하게 된다. 압력비를 더 증가시키면 수직충격파는 디퓨저 출구로부터 하류로 이동하게 되며, 따라서 유동은 초음속상태로 배출된다. 압력비가 10보다 큰 경우는 이젝터 내부의 유동은 거의 일정한 특성을 나타내지만, 경사충격파군은 압력비를 상승시킴에 따라 하류방향으로 약간씩 이동한다는 것을 알 수 있다.

Fig. 4(b)는 이젝터 중심축을 따르는 국소전압 분포를 나타낸다. 그림에서 압력비  $P_{0p}/P_a=3$ 인 경우 유동의 전압은 1차노즐의 출구보다 약간 하류 위치에서 발생하는  $\lambda$  충격파에 의하여 급격하게 감소하며, 그후 하류 방향으로 점차 감소하게 된다. 이와 같이  $\lambda$  충격파를 통한 전압손실 이외에도 유동의 전압감소는 1차유동과 2차유동의 혼합손실 및 이젝터 내의 유체점성과 관련된 마찰손실 등에 기인한다.  $P_{0p}/P_a=5$ 인 경우 전압은 유동방향으로 변동하면서 감소하게 된다. 이것은 Fig. 3의 등밀도 선도에서 나타난

바와 같이 이젝터 중심축 부근에서 나타나는 다수의 수직충격파에 기인한다.

한편 압력비  $P_{0p}/P_a=6$ 인 경우의 유동방향의 전압 분포로부터, 유동의 전압은 디퓨저 입구에서 발생하는 경사충격파에 의하여 매우 급격하게 감소한다. 제2의 경사충격파에 의한 압력손실은 그다지 크지 않으며, 디퓨저 출구에서 발생하는 수직충격파에 의하여 전압은 다시 크게 감소하게 된다. 그러나  $P_{0p}/P_a>8$ 인 경우에 전압분포는 거의 유사한 경향을 나타낸다.

Fig. 5(a, b)에는 이젝터 벽면에서의 유동을 고찰하기 위하여, 벽면정압의 분포와 벽마하수의 분포를 나타내었다. 벽면 근처에서는 난류경계층으로 인하여 낮은 운동량의 유동이 존재하게 된다. 이젝터 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 3과 5인 경우 벽면에서의 정압은 유동방향으로 단조롭게 증가하는 것을 Fig.5(a)에서 관찰할 수 있다.  $P_{0p}/P_a=3$ 인 경우에 정압은 1차노즐 출구에서 발생하는  $\lambda$  충격파로 인하여 급격하게 증가한 후, 하류방향으로 점차 증가하게 된다. 그러나  $P_{0p}/P_a=5$ 인 경우 정압은 Fig.3에서 관찰되는 바와 같이 다수의 충격파에 의하여 하류방향으로 증가하게 된다. 이와 같은 정압상승은 충격파의 역압력구배에 의한 상승과 난류혼합손실, 유체점성에 의한 손실 등에 기인한다. Fig. 5(a)에서  $P_{0p}/P_a=3$ 과 5에 대한 계산결과와 Fig. 4(a)에 나타난 정압분포의 비교로부터, 디퓨저 상류에서 벽면정압과 이젝터 중심축상에서 정압은 크게 차이가 발생함을 관찰할 수 있다. 그러나 디퓨저 출구 부근에서 두 정압은 거의 같다. 이것은 1차노즐로부터 방출되는 유동과 흡인되는 2차 유동이 난류혼합됨으로써, 거의 균일한 유동이 디퓨저 출구 부근에서 형성되기 때문이다.

한편  $P_{0p}/P_a>6$ 인 경우의 벽면 정압분포들은 디퓨저 출구 부근에서 관찰되는 급격한 정압상승을 제외하고는 정성적으로 거의 같다. 그러나 이젝터 압력비가 증가함에 따라 각 충격파에 의한 정압상승의 위치가 약간씩 하류로 이동하게 되지만,  $P_{0p}/P_a=6$ 에서부터 200까지의 정압분포는 같은 경향을 나타낸다.

위와 같은 벽면 정압분포로부터 벽면유동의 마하수를 구하면 Fig. 5(b)와 같이 나타내어진다. 그림에서  $P_{0p}/P_a<5$ 인 경우에 벽마하수는 디퓨저 출구에서 아음속상태이다. 그러나  $P_{0p}/P_a>6$ 인 경우 1차노즐에서 방출되는 유동에 의하여 흡인유동이 발생하게 되

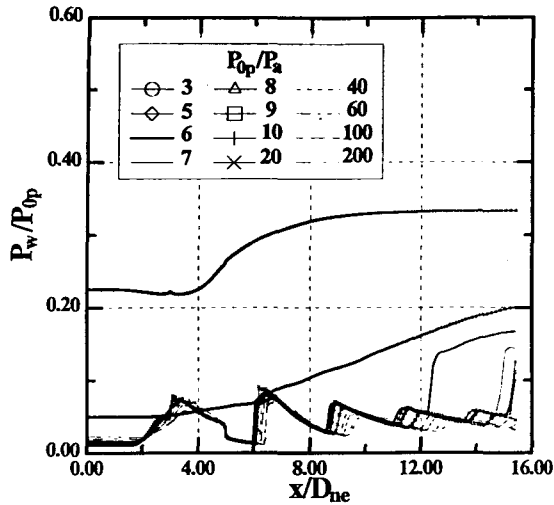


Fig. 5(a) Static pressure distributions along the wall surface

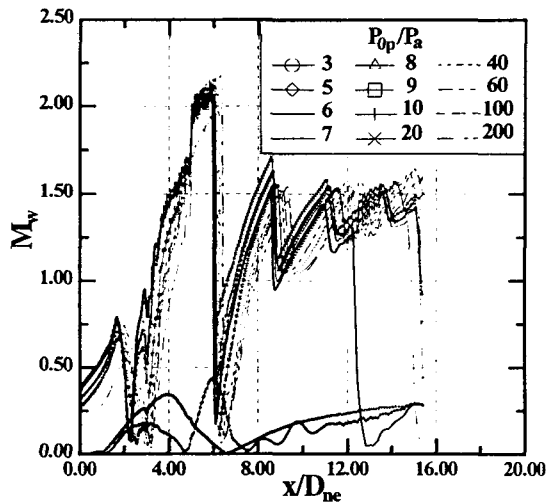


Fig. 5(b) Mach number distributions along the wall surface

므로, 2차정체실에서 벽마하수는 하류방향으로 급격하게 상승하게 되며, 1차노즐로부터 부족팽창 제트유동이 덕트벽면에 충돌하는 위치부근에서 벽마하수는 급격하게 감소한다. 그후 벽마하수는 하류방향으로 급격하게 증가하여 초음속으로 되며, 이젝터 내부에서 발생하는 경사충격파에 의하여 아음속으로 감속된다. 이러한 유동은 충격파와 이젝터 벽면의 난류경계층이 간섭하여, 유효단면적이 감소<sup>20)</sup>하여 벽면에서

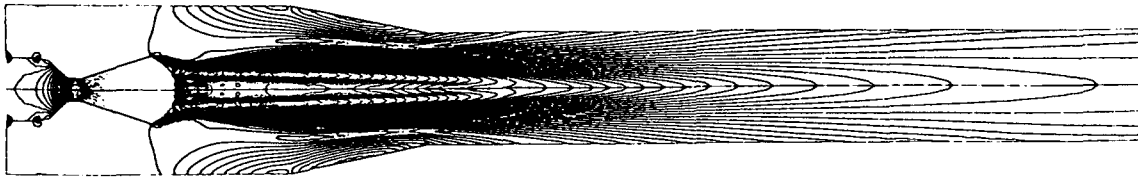
유동은 재차 초음속으로 가속되며, 디퓨저내에서 발생하는 다수의 충격파에 의하여 벽마하수는 급감소와 상승을 반복하게 된다. 이젝터 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 6에서 10 사이로 비교적 낮은 경우에는 디퓨저 출구 부근에서 발생하는 수직충격파에 의하여 벽마하수는 매우 급격하게 감소하여 아음속으로 된다. 그러나  $P_{0p}/P_a > 10$ 인 경우에는 수직충격파는 디퓨저 출구로부터 하류로 이동하게 되므로, 벽면에서 유동은 초음속상태로 대기로 방출한다는 것을 알 수 있다.

Fig. 6에는 위와 같은 유동형태를 보다 명확히 관찰하기 위해 등마하수 선도를 나타내었다. 압력비를 증가시키기에 따라 유동형태의 변화를 보다 자세히 관찰할 수 있다.  $P_{0p}/P_a = 3, 5$ 인 경우, 전반적인 유동형태는 Fig. 3에서 기술한 바와 같으며, 1차유동과 흡인되는 2차유동이 완전히 혼합되지 않음을 관찰할 수 있다.  $P_{0p}/P_a > 6$ 인 경우, 노즐로부터 유동은 급격히 팽창하여 제트경계면에서 정상압축파로 반사하여 집적된 경사충격파는 중심축 부근에서 다시 경사충격파로 반사하게 된다. 특히 디퓨저 입구부근에서 벽면 근처의 유동과 중심축 부근의 유동은 다른 강도를 지니는 충격파를 통과하여 강한 유속차를 나타내며 뚜렷한 전단층을 형성한다. 그후 전단층은 경사충격파와 간섭하여 vortex층을 형성한다. 또 중심축에서 반사된 경사충격파는 벽면의 경계층과 간섭을 일으켜 다시 경사충격파로 마하반사한다. 이러한 형태의 유동은 압력비를 증가시키기에 따라 더욱 뚜렷하게 나타나게 된다.

$P_{0p}/P_a = 6$ 인 경우, 디퓨저 출구 근처에서 수직충격파가 나타난다. 이젝터 중심부와 벽면 근처 유동의 뚜렷한 유속차로 인해 수직충격파의 형태는 벽면 근처에서  $\lambda$  형태로 되며, 이 수직충격파의 역압력구배로 인하여 경계층 두께는 급격하게 증가한다.  $P_{0p}/P_a = 7$ 로 압력비를 조금 더 증가시키면 출구 근처에서 나타난 수직충격파는 보다 하류로 이동하게 되고, 충격파의 형태는 유동방향으로 더욱 불룩한 형태로 된다. 압력비를 더욱 증가시키면 충격파는 디퓨저 출구 하류에 위치하게 되며, 이젝터 내부의 유동형태는 거의 유사하게 나타난다.

Fig. 7에는 이젝터 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 3에서 20까지 변화하는 경우, 이젝터 중심축을 따르는 유동의 마하수 분포를 나타내었다.  $P_{0p}/P_a = 3$ 인 경우 이젝터

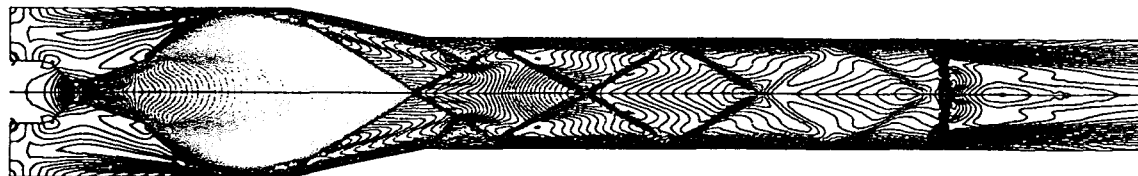




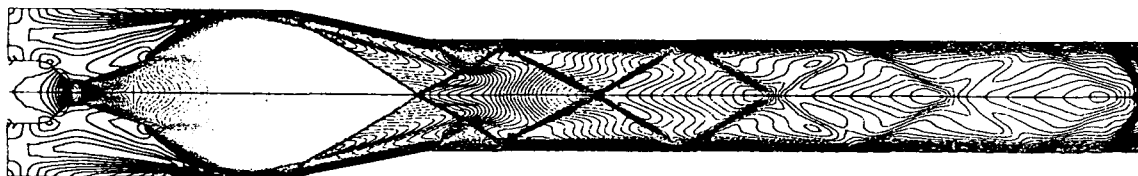
(a)  $P_{0p}/P_a = 3$



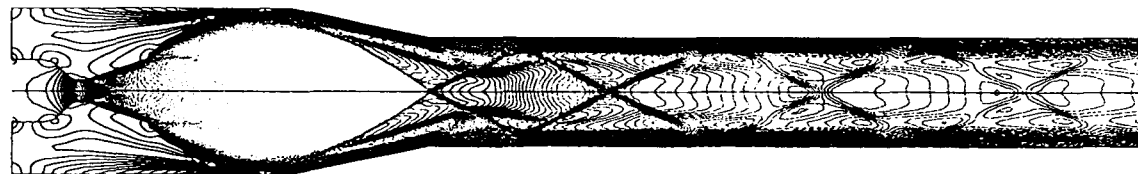
(b)  $P_{0p}/P_a = 5$



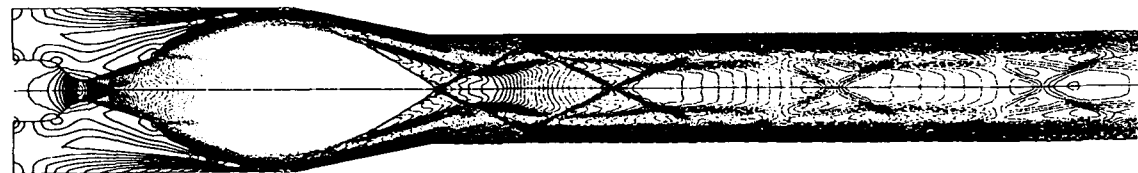
(c)  $P_{0p}/P_a = 6$



(d)  $P_{0p}/P_a = 7$



(e)  $P_{0p}/P_a = 40$



(f)  $P_{0p}/P_a = 100$

Fig. 6. Mach number contours for various pressure ratios

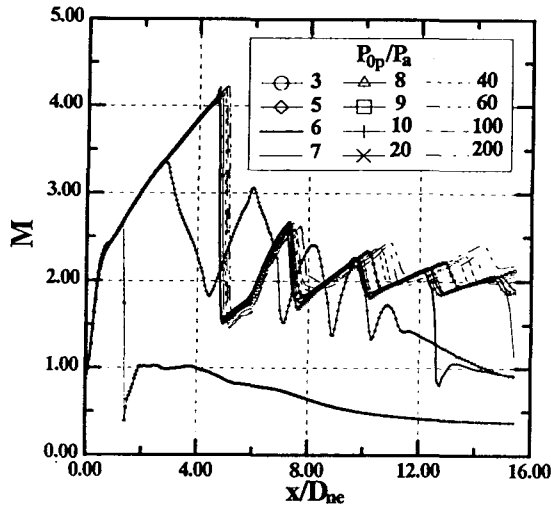


Fig. 7. Mach number distributions along the ejector centerline

중심축 선상에서 마하수는 1차노즐 출구에서 발생하는  $\lambda$ 형 충격파로 인하여 초음속에서 아음속상태로 된 후, 유효단면적 변화에 의하여 재차증가하여 다시 아음속상태로 감소하게 된다. 또  $P_{0p}/P_a=5$ 인 경우 중심축 선상의 마하수는 초음속으로 급격하게 증가한 후, 다수의 충격파에 의하여 급감소와 증가를 반복하게 되며, 디퓨저 출구 부근에서 아음속상태로 된다. 그러나  $P_{0p}/P_a \geq 6$ 인 경우에 이젝터 중심축 선상의 마하수는 거의 유사한 형태로 나타나며, 1차노즐로부터 방출되는 부족팽창 제트유동의 최대마하수는 디퓨저 입구에서 4.0이상으로 된다는 것을 알 수 있다. 이러한 고마하수의 유동은 충격파에 의하여 급격하게 감소한 후, 초음속상태에서 증가와 감소를 반복하게 되며, 디퓨저 출구에서 중심축 선상의 마하수는 초음속상태이다. 따라서 Fig. 5(b)의 결과와 비교로부터 디퓨저 출구에서 유동은 이젝터 압력비가 증가할수록 비균일유동으로 된다는 것을 알 수 있다.

이상의 결과들로부터 이젝터 압력비가 어떤 값 이상으로 증가하여도 이젝터 내부유동장은 크게 변화하지 않는다는 것을 알 수 있다. Fig. 8에는 초음속 이젝터 유동의 특성을 조사하기 위하여, 1차노즐의 출구에서 정압  $P_{ne}/P_a$ 와 2차정체실에서 전압  $P_{0p}/P_a$ 를 나타내었다. 그림에서  $\Delta$ 와  $\circ$ 는 각각 본 수치계산에서 얻어진 1차노즐 출구의 정압과 2차정체실의

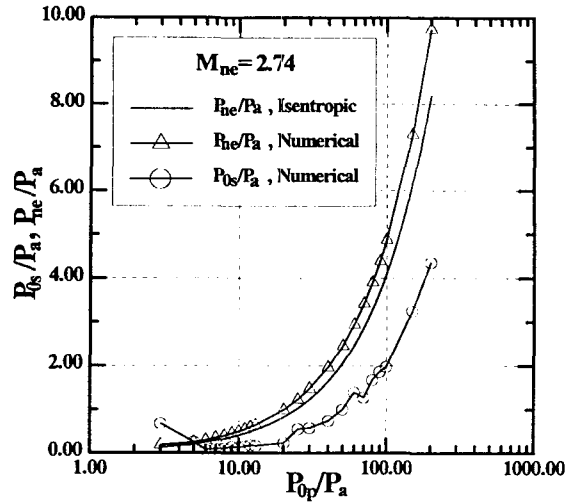


Fig. 8. Variation of  $P_{ne}/P_a$  and  $P_{0s}/P_a$  with ejector pressure ratio

전압을 나타내며, 실선은 본 수치계산결과와 비교하기 위해 이젝터 압력비에 대하여 등엔트로피 관계식으로부터 1차노즐 출구의 정압을 계산한 결과이다.

그림의  $\Delta$ 값과 실선으로부터 이젝터 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 증가함에 따라  $P_{ne}/P_a$ 는 급격히 증가하게 되며, 수치계산결과와 등엔트로피 관계식으로부터 구한 실선의 값은 약간의 차이를 나타내지만 거의 일치한다. 이것은 1차노즐 내부에서 발달하는 경계층의 영향으로, 노즐내부에서 유동은 거의 등엔트로피적으로 된다는 것을 의미한다. 또 그림의  $\circ$  값으로부터  $P_{0s}/P_a$ 의 값은 이젝터 압력비  $P_{0p}/P_a$ 가 증가할수록 감소하여, 어떤 최소값에 도달한 후 다시 증가한다.  $P_{0s}/P_a$ 의 최소값을 나타내는 이젝터 압력비는 이젝터를 진공펌프로 사용하는 경우에 이젝터 성능이 최고인 점을 의미한다. 따라서 2차정체실의 압력  $P_{0s}/P_a$ 가 최소인 이젝터 압력비를 이젝터의 최적압력비로 할 수 있으며, 본 수치계산의 결과로부터 이젝터 압력비가 6인 경우에 최적압력비가 얻어진다. 그러나 이젝터 압력비를 더욱 증가시키는 경우, 2차정체실의 압력이 다시 증가하게 되며, 이것은 1차노즐 출구로부터 방출되는 제트유동이 이젝터 벽면에 충돌하여 2차정체실 내부에 재순환유동이 형성되기 때문이다.

이젝터의 2차정체실에서 발생하는 재순환 유동을 상세히 고찰하기 위하여 Fig. 9에는 부족팽창 제트

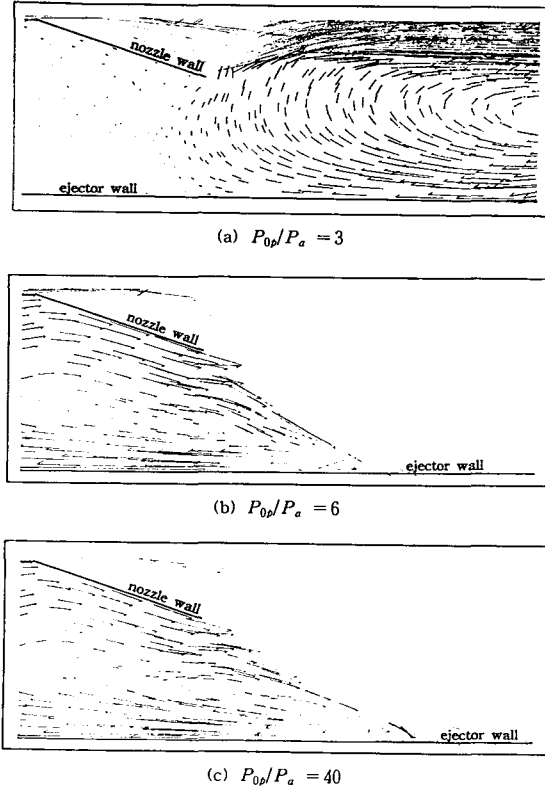


Fig. 9. Velocity vectors in the secondary stagnation chamber

유동이 이젝터 벽면에 충돌하는 유동장의 속도벡터들을 나타내었다.  $P_{0p}/P_a = 3$ 으로 압력비가 비교적 낮은 경우에 재순환 유동은 주로 1차노즐의 하류에서 발생하지만,  $P_{0p}/P_a = 6$ 과 40인 경우에는 노즐 출구로부터 부족팽창 제트유동이 이젝터 벽면에 충돌하여, 2차정체실 내부에는 강한 재순환 유동이 형성됨을 알 수 있다. 따라서 진공펌프의 용도로 이젝터를 사용하는 경우, 최적압력비 보다  $P_{0p}/P_a$ 를 증가시키면 2차정체실 압력은 증가하게 되어 비효율적란 것을 알 수 있다. 이젝터 압력비를 증가시킴에 따라 재순환유동은 보다 강해지게 되며, 2차정체실 내부의 압력도 증가하게 된다.

#### 4. 결 론

아음속 및 초음속 이젝터의 성능개선을 위한 기초

적 연구의 일환으로, 본 연구에서는 일정 단면적의 디퓨저 목을 가지는 초음속 이젝터 유동에 대하여 Navier-Stokes 방정식을 적용하여 수치계산을 수행하였다. 수치계산에서는 밀폐된 2차정체실과 1차노즐 그리고 혼합부로 이루어지는 이젝터 내부유동장에 대하여 비정렬격자를 적용하였다. 본 연구의 결과로부터 이젝터 압력비가 6 이상인 경우 이젝터 내부에서 발생하는 유동장은 이젝터 압력비에 크게 의존하지 않는다는 것을 알았다. 본 연구에서 사용된 단순 형태의 초음속 이젝터에 대하여, 2차정체실의 압력은 이젝터 압력비가 6인 경우에 약 7kPa로 최소로 되었다. 그러나 이젝터 압력비가 6이상으로 증가하는 경우 2차정체실의 압력은 증가하는 것으로 나타났다. 이와 같은 2차 정체실의 압력증가는 1차노즐로부터 방출되는 부족팽창 제트유동이 이젝터 벽면에 충돌함으로써 발생하는 재순환 유동으로 설명할 수 있었다.

#### 후 기

본 연구는 '97년도 교육부 기계공학 학술연구조성비 지원(과제번호: ME97-E-20)의 일부로 수행되었으며, 이에 관계자 제위께 감사드립니다.

#### 참 고 문 헌

1. 金義東, 李鍾洙, 1994, "眞空펌프용 超音速 이젝터에 관한 實驗的 研究," 大韓機械學會 秋季學術大會論文集.
2. 金義東, 申鉉昇, 李鍾洙, 1995, "排氣펌프용 超音速 이젝터에 관한 研究," 大韓機械學會 春季學術大會論文集.
3. Vogel, R., 1956, "Practical Application of Air Ejectors," NASA TT F-9352.
4. Quinn, B., 1976, "Ejector Performance at High Temperatures and Pressures," Jour. Aircraft, Vol. 13, No. 12, pp.948~954.
5. Alperin, M. and Wu, J. J., 1983, "Thrust Augmenting Ejectors, Part 2," AIAA Jour.,

- Vol. 21, No. 12, pp.1698~1706.
6. Liu,C.F. and Chen,F., 1992, "Analysis of Performance of The Second-Throat Ejector-Diffuser," Jour. Chinese Soc. Mech. Engr., Vol. 13, No. 5 pp.478-482.
  7. Chen,F., Liu,C.F. and Yang,J.Y., 1994, "Supersonic Flow in the Second-Throat Ejector-Diffuser System," Jour. Spacecraft and Rockets, Vol. 31, No. 1, pp.123~129.
  8. Wang,J.J. and Chen,F., 1996, "On the Start Condition of a Second-Throat Ejector-Diffuser," Aeronautical Jour., Oct., pp.321~326.
  9. Hamed,A. and Vogiatzis,C., 1997, "Over-expanded Two Dimensional Convergent Divergent Nozzle Flow Simulations, Assessment of Turbulence Models," Jour. Propulsion and Power, Vol. 13, No. 3, pp.444~445.
  10. Benson,R.S. and Eustace,V.A., 1973, "A Study of Two-Dimensional Supersonic Air Ejector Systems," Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 187, No. 60, pp.733~743.
  11. Emanuel,G., 1976, "Optimum Performance for a Single-Stage Gaseous Ejector," AIAA Jour., Vol. 14, No. 9, pp.1292~1296.
  12. Presz,W.,Jr., Blinn,R.F. and Morin,B., 1987, "Short Efficient Ejector Systems," AIAA/SAE/ASME/ASEE 23rd Joint Propulsion Conf., June-July, San Diego, California.
  13. Dutton, J. C. and Carroll, B. F., 1988, "Limitation of Ejector Performance Due to Exit Choking," Jour. Fluids Eng., Vol. 110, pp.91~93.
  14. Matsuo, K., Sasaguchi, K., Tasaki, K. and Mochizuki, H., 1981, "Investigation of Supersonic Air Ejectors, Part 1. Performance in the Case of Zero-Secondary Flow," Bulletin of the JSME, Vol.24, No.198, pp.2090-2097.
  15. Matsuo,K., Sasaguchi,K., Tasaki,K. and Mochizuki, H., 1982, "Investigation of Supersonic Air Ejectors, Part 2. Effects of Throat-Area-Ratio on Ejector Performance," Bulletin of the JSME, Vol. 25, No. 210, pp.1898~1905.
  16. Hoffmann, K. A. and Chiang, S. T., 1993, "Computational Fluid Dynamics for Engineers," Engineering Education System, Vol. II, Chap.17.
  17. Kim, H. D. and Matsuo, K., 1998, "Pseudo-Shock Phenomena in Internal Gas Flows," Progress in Aerospace Sciences (to be published).
  18. 金義東, 李鍾洙, 1996, "가스 미립화용 초음속 노즐로부터 방출되는 분류에 관한 실험적 연구," 大韓機械學會論文集, 제20권, 제2호, pp.679~709.
  19. 金義東, 1996, "초음속 노즐을 통하는 부족팽창 제트에 관한 수치계산적 연구(2)," 大韓機械學會論文集, 제20권, 제6호, pp.1994~2004.
  20. Kim, H.D. and Matsuo, K., 1994, "Post-Shock Expansion Phenomenon Caused by Normal Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction," JSME Intl. Jour., Series B, Vol. 36, No. 4, pp.1836~1843.