

## 축소-확대 유로에서의 가열에 의한 비정상 유동의 특성에 관한 연구

김 장 우\* · 정 진 도†

(2001년 1월 12일 접수, 2002년 3월 28일 심사완료)

### A Numerical Study on Characteristics of Unsteady Flows Caused by Heat Addition in a Convergent-Divergent Duct

Jang-Woo Kim and Jin-Do Chung

**Key Words:** Supersonic Flow(초음속류), Heat Addition(가열), Thermal Choking(열폐색), Engine Unstart(엔진 불시동), Inviscid Fluid(비점성유체)

#### Abstract

This Paper presents numerical solutions of two-dimensional Euler equations for supersonic steady and unsteady flows with heat addition in a convergent-divergent duct. The Van Leer FVS (flux vector splitting) method in generalized coordinates is employed in order to calculate the inviscid strong shock waves caused by thermal choking. We discuss on transient characteristics, start and unstart phenomena caused by thermal choking, limit of equivalence ratio to avoid thermal choking and fluctuation of specific thrust caused by thermal choking. We prove that thermal choking is a serious problem in view of engine performance.

#### 기호설명

<p><math>\rho</math> : 공기 밀도(kg/m<sup>3</sup>)</p> <p><math>u, v</math> : <math>x, y</math> 방향 속도 성분(m/s)</p> <p><math>e</math> : 단위 체적당 에너지(J/m<sup>3</sup>)</p> <p><math>\gamma</math> : 비열비</p> <p><math>a</math> : 국소음속</p> <p><math>\dot{q}</math> : 가열량(J/kg·s)</p> <p><math>\dot{m}_h</math> : 가열영역 내 유입 질량유량(kg/s)</p> <p><math>T_0</math> : 전온도(K)</p> <p><math>P_0</math> : 전압력(Pa)</p> <p><math>R_{sp}</math> : 전압력비</p> <p><math>\eta_{T_0}</math> : 전온도비</p>	<p><math>F^*</math> : 비추력(m/s)</p>
---	------------------------------------

#### 1. 서론

차세대 극초음속 수송기의 추진 시스템으로서 가장 유력시되고 있는 모델 중의 하나가 스크램 제트(Scramjet) 엔진이며, 1980년대 중반 이후로 그 실현을 위해 연구가 활발히 진행 중이다<sup>(1)</sup> 스크램제트라는 것은 Supersonic Combustion Ram Jet의 머리글자로서, 엔진의 작동 범위가 비행 마하수 4에서 15정도이고, 엔진 내에 흡입된 공기를 초음속의 상태에서 연소기 내에 보내 수소와 혼합연소 시키는 특징을 가지고 있다.

일반적으로 아음속류를 가열할 때의 전압손실이 초음속류를 가열할 때의 극단적인 전압손실에 비해 적어 아음속 연소가 효율적이거나, 비행속도가 초음속이 되면 공기 흡입구에서 아음속으로 감속할 때 발생하는 전압손실이 막대해져, 초음

† 책임저자, 회원, 호서대학교 환경안전공학부

E-mail : jwkim@office.hoseo.ac.kr

TEL : (041)540-5747 FAX : (041)540-5748

\* 회원, 호서대학교 환경안전공학부

속류를 가열할 때의 전압손실을 상회하므로 초음속연소가 유리하게 된다.

연소기에서 연소에 의해 형성되는 온도는 높을수록 추력이 커지고, 효율도 상승하지만, 열폐색(thermal choking) 현상 때문에 제한이 따른다. 열폐색이란, 연소에 의한 온도 상승으로 급격히 팽창하려는 기체가 엔진 출구를 통해 충분히 방출되지 못하여 높은 압력이 되고, 이것이 역압력구배를 형성해 그 영향이 공기 흡입구까지 미쳐, 엔진 전체가 아음속이 되어 성능이 저하되는 현상(엔진 불시동(unstart))이다. 이 현상은 초음속연소를 행하는 스크램제트 엔진 개발에 있어 해결해야 하는 가장 중요한 문제 중의 하나이다.<sup>(2)</sup>

열폐색 현상에 대한 기존의 연구는 1차원류에 대해 해석적 방법을 이용한 것<sup>(3)</sup>과 간단한 실험장치를 통해 열 방출 패턴, 압력 손실, 열폐색의 한계치 등을 조사한 것<sup>(4)</sup> 등이 대표적이나, 그 양과 내용에 있어 아직 미진한 부분이 많고, 특히 열폐색이 엔진 성능에 미치는 영향에 관해서는 많은 연구가 필요한 상황이다.

본 연구는 전산유체역학(CFD)을 이용해 단순구조의 축소-확대 덕트에 대해 열폐색의 발생에 의해 엔진이 불시동에 이르는 천이과정을 비점성의 유동장에 대해 수치 계산하여, 이때 형성되는 유동장의 변화를 온도, 압력, 전압손실 등을 이용하여 정성적으로 비교, 분석하고, 비추력의 변화를 통해 열폐색이 엔진 성능에 미치는 영향을 조사하고, 단순 덕트에서 열폐색이 발생하지 않는 한계 당량비를 구하여 그것의 의미를 밝히는 것을 목적으로 한다.

## 2. 수치계산법

### 2.1 지배방정식

압축성을 고려하지 않는 비압축성 유체를 다루는 경우, 일반적으로 지배 방정식은 연속방정식과 각 방향의 오일러(Euler) 방정식으로 이루어지나, 압축성 유체의 경우, 상태 방정식으로부터 변수 값을 구하기 위해서는 에너지 방정식을 포함시켜야 한다. 그러므로, 밀도의 변화를 고려한 2차원 확대-축소 덕트 내부의 비점성 유동장의 지배방정식은 에너지 방정식을 포함시켜야 한다. 또, 충격파와 같은 불연속면의 존재가 예상되므로 오일러 방정식 중의 밀도와 속도들의 곱을 하

나의 변수로 간주하는 벡터 보존형으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{H} \quad (1)$$

식 (1)의 좌변은 독립 변수 벡터항과 대류항을, 그리고 우변은 가열항을 나타내며, 각 벡터들은 다음과 같다.

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ (e+P)u \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho \dot{q} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + P \\ (e+P)v \end{bmatrix}$$

압력(정압력)은 이상기체에 대한 상태방정식으로부터 구한다.

$$P = (\gamma - 1) \left[ e - \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2} \right] \quad (3)$$

여기서,  $\gamma$ 는 비열비를 나타낸다.

가열항의 단위시간, 단위 질량당 열량  $\dot{q}$ 를 계산하기 위해 단위시간당 가열 영역으로 유입되는 질량  $\dot{m}_h$ 에 대해 단위시간당 총 발열량  $\dot{Q}$ 를 다음 식으로 정의한다.

$$\dot{Q} = \dot{m}_h R_{O_2} C_H q_{H_2} \phi \quad (4)$$

여기서, 공기 중 산소의 질량분율  $R_{O_2}$ 는 0.22, 수소의 완전 연소시 소비되는 산소에 대한 수소의 상대적 질량분율  $C_H$ 는 0.125이며, 수소의 단위 질량당 발열량  $q_{H_2}$ 는  $1.20915 \times 10^8 \text{ J/kg}$ 이다, 그리고 당량비  $\phi$ 는 수소의 연소시 소비되는 산소의 질량 분율을 나타낸다.

### 2.2 계산 방법

압축성을 고려한 지배방정식, 식 (1)~(4)에 대한 고해상도를 가진 공간 차분 해법으로서 일반적으로 이용되는 것은 Roe에 의해 처음 제안된 유속 차분 분리(flux difference splitting : FDS)법<sup>(5)</sup>과 van Leer에 의해 제안된 유속 벡터 분리(flux vector splitting : FVS)법<sup>(6)</sup>이다. TVD법으로 대표되는 Roe의 유속 차분 분리법은 충격파를 포함하는 유동장의 수치 유속(numerical flux)을 계산하기 위한 가장 일반적인 방법이나, 극초음속류나 강한 비정상성을 내포하고 있는 유동장의 계산에

대해서는 안정성에 문제점을 가지고 있으며, 이것의 대표적인 예가 entropy-violating과 odd-even decoupling과 같은 비물리적 현상이다. 이것은 격자에 수직인 방향에 대해 해의 구배를 감소시키는 역할을 하는 수치점성이 적기 때문이며, 이를 해결하기 위해서는 일정 양의 수치점성을 첨가해야 하나, 그 양을 결정하는 것은 매우 어려운 일이다.

이에 반해 van Leer에 의해 제안된 유속벡터 분리법은 Steger-Warming의 유속벡터 분리법<sup>(7)</sup>처럼 격자에 수직인 방향으로 많은 양의 수치점성을 포함하고 있어, 수치점성의 첨가를 필요로 하지 않아 비점성류의 계산에는 안정성 면에서 큰 장점을 가지고 있다. 이와 같은 관점에서 본 연구에서는 FVS법을 이용한다.

Steger와 Warming에 의해 제안된 FVS법은 유속(flux)에 대한 야코비 행렬의 고유값을 양의 그룹과 음의 그룹으로 분리하여, 유속벡터를 전진 부분과 후퇴부분으로 나눈 후, 이 분리한 유속벡터를 풍상(upwind) 방향으로 이산화하여 방정식을 차분화 시킨다. 그러나, 이 Steger-Warming의 FVS법의 경우, 전진유속과 후퇴유속이 고유값의 부호가 바뀌는 곳에서 미분 불가능이 되어 해의 작은 진동을 초래한다.

이에 대해 van Leer는 연속적으로 미분 가능한 수치유속의 분리법을 제한했다. 본 연구에서는 van Leer에 의해 제안된 유속벡터 분리법을 근간으로 공간 2차 정도(accuracy)의 MUSCL(monotone upstream-centred scheme for conservation laws) 형의 이산화 방법을 적용한다. van Leer에 의하면, x방향의 수치유속  $E^\pm$ 는 국소 1차원 마하수(Mach number)  $M_x \equiv u/a$ 의 함수로 주어진다.

초음속류에 대해  $|M_x| \geq 1$ ,

$$\begin{aligned} E^+ &= E, \quad E^- = 0 : M_x \geq 1 \\ E^+ &= 0, \quad E^- = E : M_x \leq -1 \end{aligned} \quad (5)$$

아음속류에 대해  $|M_x| < 1$ ,

$$E^\pm = \begin{pmatrix} f_1^\pm \\ f_1^\pm [(\gamma-1)u \pm 2a]/\gamma \\ f_1^\pm v \\ f_1^\pm [\{(\gamma-1)u \pm 2a\}^2 / \{2(\gamma^2-1)\} + v^2] \end{pmatrix} \quad (6)$$

여기서,

$$f_1^\pm = \pm \rho a \left[ \frac{1}{2} (M_x \pm 1) \right]^2 \quad (7)$$

y방향의 수치유속  $F^\pm$ 도 유사한 방법으로 얻는다. 그리고, 충격파와 같이 수치해가 불연속적인 면에서 발생하는 오버슈트(overshoot)와 언더슈트(undershoot)를 제거하여 고해상도의 해를 얻기 위해 Anderson 등에 의해 제안된 민-모드 리미터(min-mod : minimum modulus)<sup>(8)</sup>를 채용한다.

### 2.3 CFL조건

시간 차분법으로는 시간 2차 정도의 양적(explicit) MacCormack 알고리즘<sup>(9)</sup>을 이용한다. 이러한 양적 알고리즘을 이용하는 경우, 계산을 안정화시키기 위해서는 엄격한 시간 스텝(time step)의 제한이 필요하다. 본 연구에서 사용한 CFL 안정조건은 다음과 같다.<sup>(10)</sup>

$$\Delta t = \frac{C_{CFL}}{(\sqrt{u^2 + v^2} + a)_{\max} \sqrt{(1/\Delta x)^2 + (1/\Delta y)^2}} \quad (8)$$

쿨란수(courant number)가 1보다 작으면 스킴은 안정된다. 본 연구에서  $C_{CFL}$ 은 0.9로 한다. 정상 계산에 대해서는 해의 수렴성을 향상시키기 위해 각 격자점에 대해 국소적으로 상이한 시간 스텝을 적용시키며, 비정상 계산에 대해서는 식 (8)에 의해 계산된 국소 시간 스텝 중 최소값( $\Delta t_{\min}$ )을 전 계산 영역에 적용시킨다.

### 2.4 경계조건

계산 코스트를 줄이기 위해, 상측 경계(덕트의 중심선)를 대칭면으로 가정하고, 격자선(grid line)이 각 경계면에 수직인 89 × 31의 격자를 이용하며, 경계면에 수직인 유동장의 상태량과 속도 성분의 미분 값을 0으로 가정한다. 또, 고체 벽면에서  $u$ 는 0차 외삽을 이용해 구하고,  $v$ 는 0이라 가정하며, 단열면으로 가정한다. 덕트의 유입 경계면에 대해서는 지상 20,000m의 대기 조건인 정온도  $T_1=221.5[K]$ , 정압력  $P_1=2607.7[Pa]$ 로 하고, 마하수  $M_1=4$ 의 일정한 균일류를 가정한다. 그리고, 출구 경계에서는 유동장의 상태량과 속도 성분을 내부 격자점으로부터 0차 외삽에 의해 구한다.

## 3. 결과 및 고찰

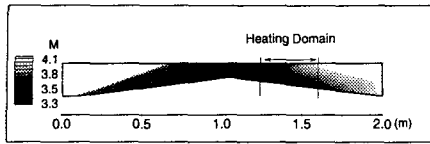


Fig. 1 Mach number contours ( $\phi=0.0$ )

동일한 당량비  $\phi$ 에 대해 가열영역의 확장비(가열영역 상류측 면적에 대한 하류측 면적의 비)를 크게 하면 열폐색을 지연시키거나 막을 수 있지만, 덕트의 구조를 Fig. 1과 같이 고정시키고, 당량비를 변화 시켜 유동장의 변화를 관찰한다. 단,

유입부의 폭은 0.2m이고, 목(throat)에서 0.115m이며, 가열영역은  $1.2 \leq x \leq 1.56\text{m}$ 이다. Fig. 1은 가열량이 0 즉,  $\phi=0.0$ 인 정상계산에 대한 마하수 분포를 나타낸 것으로, 유로의 변화에 의해 초음속 덕트 내부에 형성된 경사 충격파의 구조를 알 수 있으며, 마하수 분포로부터 덕트의 단면적의 감소와 경사 충격파의 영향으로 운동 에너지가 압력에너지와 열에너지로 전환됨을 유추해 볼 수 있다.

이 정상 유동장을 초기조건으로 하여 가열에 의한 비정상 유동장을 유도한다. 또, 정상 유동장의 마하수 분포를 이용하여 각  $x$ 단면에서 마하수의 평균값을 구하고, 이를 통해 열폐색이 발생하지 않는 이론적인 국소 한계 당량비를 구하여, 실제 수치 계산을 통해 얻은 유동장으로부터 구한 한계 당량비와 비교한다.

### 3.1 일차원 국소 한계 당량비

열폐색이 발생하기 시작하는 임계 당량비를 실제 계산만을 통해 구하는 것은 많은 시간을 소요하므로, 일차원 이론에 기초하여 한계 당량비를 구한 후, 실제 계산의 기초 자료로 이용한다. 일차원 한계 당량비에 관한 식으로부터 마하수 분포에 기초한, 다음의 이론 국소 한계 당량비 식을 정의한다.

$$\phi_{\text{lim}} = \frac{(1/\eta_{T_0} - 1)T_0}{Q_{H_2}} \quad (9)$$

여기서,  $T_0$ 는 전온도(total temperature)를 나타내며, 전온도비(total temperature ratio)  $\eta_{T_0}$ 는 다음과

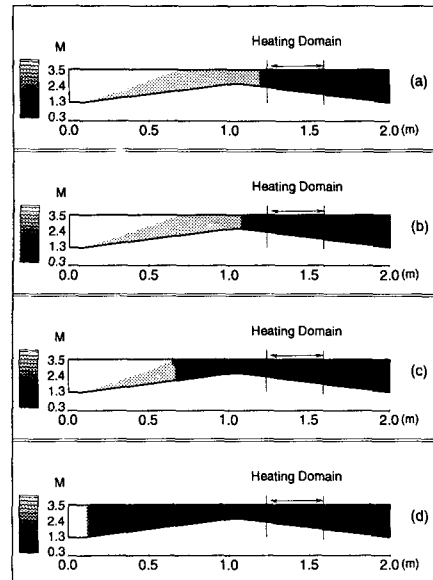


Fig. 2 Time-dependent change of Mach number contours caused by heat addition ( $\phi=1.0$ )

같다.

$$\eta_{T_0} = \frac{(\gamma+1)M^2 [2 + (\gamma-1)M^2]}{(1 + \gamma M^2)^2} \quad (10)$$

유동장의 국소 마하수를 토대로 식(9)를 이용해 계산한 결과, 이론 국소 한계 당량비는 유동장 전체에 걸쳐 0.2 이하이고, 가열 영역 내에서의 평균값은 0.136 이다.

### 3.2 수치계산 결과

이 절에서는 가열에 의해 형성되는 비점성 유동장의 지배 방정식에 대한 수치해를 나타낸다.

#### 3.2.1 열폐색의 과정

비점성류에 대한 열폐색의 천이과정을 정성적으로 조사하기 위해 당량비를 1.0으로 고정하고, 열폐색을 발생시켜 유동장의 변화과정에 대해 고찰한다.

Fig. 2는 가열에 의해 야기되는, 시간의 변화에 따른 유동장의 변화를 마하수의 분포를 통해 나타낸 것으로 (a)는 가열 개시로부터 약 2.1 ms 후의 유동장 변화의 형태이고, (b)는 약 13.4 ms, (c)는 29.6 ms, (d)는 약 33 ms 후의 유동장 변화의 형태이다. 가열 영역 내에 흡입된 전체 공기량에 대해 수소의 완전 연소시 발생하는 열량이

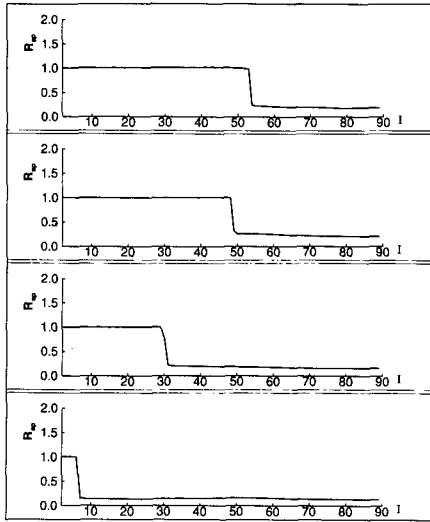


Fig. 3 Mean total pressure distributions for each I station ( $\phi=1.0$ )

가해져, 압력이 급격히 증가하면, 덕트의 출구 방향만으로는 배출이 불가능하게 되고, 역압력 구배가 형성되어, 이 역압력 구배가 수직 충격파를 야기해 상류로 이동함을 나타낸다. 이때 수직 충격파는 가열영역의 끝 부분( $x=1.56m$ )에서 처음 발생하여 시간의 경과와 더불어 빠른 속도로 상류 측으로 이동하는 비정상성을 나타낸다. 또, 충격파 전후로 십 수배의 압력 차가 발생하며, 충격파 후방에서 가열 영역의 말단까지 아음속의 영역이 됨을 알 수 있다. 이 영역을 통과하며 음속 1에 아주 근접한 유체는 덕트의 유로 확장의 영향으로 가속되어 초음속으로 유속이 회복된다.

충격파가 형성되어 덕트의 입구까지 도달하는 시간은 약 33ms이고, 입구 상태량을 기준으로 한 평균 마하수로는 0.18이다. 그러나 국소적인 이동 속도는 일정하지 않고, 덕트의 단면적이 가장 작은 곳에서 비교적 느리게 이동하며 이곳을 지나면 가속된다. 또 이동 중 충격파는 전방에 형성된 유동장의 구조와 간섭하며 복잡한 구조를 형성한다.

Fig. 3은  $x$ 축의 각 격자점 I에서 구한 평균 전압력을 입구 균일류의 전압력으로 나눈 전압력비(total pressure ratio)  $R_{sp}$ 를 도시한 것이다. 충격파의 전후로 막대한 전압손실이 발생하는 것을 알

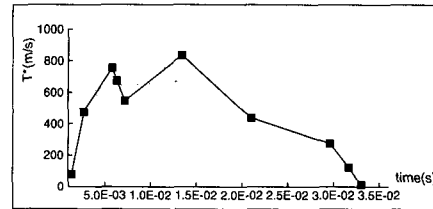


Fig. 4 Change of specific thrust ( $\phi=1.0$ )

수 있다. 이 때의 전압손실은 0.3MPa에 달하며, 이는 손실 이전 전압력의 약 3/4에서 4/5에 달하는 양이다. 전압손실은 전압력의 성분 중 정압력 성분은 증가하나, 상대적으로 큰 비율로 감소하는 동압력 성분의 영향이 크고, 이는 운동 에너지의 감소를 의미하므로, 가열 영역 내로 유입되는 공기 질량의 감소를 초래하여, 추력의 감소로 이어진다.

Fig. 2와 Fig. 3과 같은 천이 과정 중 추력의 변화를 알아보기 위해 비정상 상태에서, 단위 질량당 추력인 비추력을 정의한다. 가열된 기체가 덕트의 출구에서 대기압까지 팽창되지 않은 상태이고, 덕트 내부의 유동장이 비정상 상태이므로, 비추력  $F^*$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$F^* = \frac{F_T}{\int_s \rho_e u_e ds} \quad (11)$$

여기서, 추력  $F_T$ 는

$$F_T = \int_S (\rho_e u_e^2 - \rho_i u_i^2) ds + \int_S (P_e - P_i) ds + F_U \quad (12)$$

아래첨자  $e$ 와  $i$ 는 덕트 출구와 입구에서의 값을 나타내며,  $s$ 는 입구면적을 나타낸다.  $F_U$ 는 검사 체적 내에서 유체 운동량의 비정상적인 변화에 의한 추력 성분을 나타내며, 다음 식으로 정의한다.

$$F_U = \int_V \frac{\partial \rho u}{\partial t} dV \quad (13)$$

Fig. 4는 식(11)에 의해 정의된 비추력의 시간에 따른 변화를 나타낸 것으로서, 초기에는 가열 영역 내에 생성된 고압의 영향으로 덕트 출구부 근에서 정압력과 운동량이 증가하여 비추력도 증가하나, 가열 영역으로 유입되는 유량의 감소와 더불어 운동량이 큰 폭으로 감소하므로 비추력

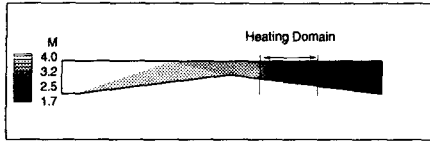


Fig. 5 Mach number contours ( $\psi=0.2$ )

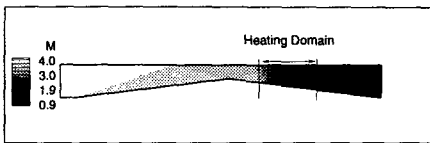


Fig. 6 Mach number contours ( $\psi=0.21$ )

또한 크게 감소함을 알 수 있다. 이와 같은 과정을 거쳐 엔진은 추력을 얻기 위해 필요한 질량유량을 얻지 못하게 되어 불시동 상태가 된다. 그러나, 그림에서 알 수 있는 것과 같이 엔진이 불시동 상태에 이르기 전에도, 비추력이 진동하는 비정상성을 내포하므로, 열폐색이 안정된 추력의 발생을 방해하여 엔진의 성능에 악영향을 미친다. 이와 같은 결과로부터 열폐색을 방지할 수 있는 제어 기구의 필요성을 알 수 있다.

### 3.2.2 한계 당량비

이론 한계 당량비를 기초로 하여 수치 계산을 한 결과, Fig. 5에 나타난 것과 같이 당량비가 0.2 이하일 때는 가열에 의한 감속은 발생하지만 유동장 전체가 초음속 상태를 유지하여, 가열에 의한 압력 상승이 역압력 구배로 작용하지 않아 열폐색이 발생하지 않는다는 것을 알 수 있다.

그러나, Fig. 6의 경우와 같이 당량비가 0.21 일 때는 국소적인 역압력 구배의 존재로 인해 아음속 영역이 생긴다. 이 경우에 발생하는 충격파는 덕트의 입구까지 전파되지는 않으나, 가열 영역의 상류 측에 위치하게 된다. 이러한 사실로부터, 유동장 전체가 초음속을 유지하는 한계 당량비는 약 0.2로서 가열 영역의 평균 이론 당량비 0.136 보다 크다는 것을 알 수 있다. 그러나 이 값은 동일한 입구 조건에 대한 이론 당량비와 거의 같으며, 덕트 출구부의 단면적 증가에 기인한 것으로 생각된다.

Table 1은 당량비의 증가와 더불어 비추력과 전압손실이 증가함을 나타낸다. 그러나 당량비 0.21의 경우, 수직 충격파가 생성되어 가열 영역

Table 1 Specific thrust and coefficient of total pressure drop for each equivalence ratio  $\psi$

$\psi$	$F^*$ (m/s)	$\eta_{P_0}$
0.00	-0.95	-0.85
0.15	74.94	37.55
0.20	123.38	0.81
0.21	130.01	0.83

의 상류 측으로 이동함과 더불어 비추력은 크게 감소하고, 전압손실은 크게 증가하게 된다. 이와 같은 사실로부터, 당량비 0.2를 한계로 비추력과 전압손실 변화의 구배가 반대 부호를 가지는 임계점 즉, 열폐색의 시작점이 존재할 것으로 생각된다. 이는 열폐색의 영향으로 유입 공기 중 연소 가능한 총량의 20%만을 실제 연소시킬 수 있음을 의미하며, 더 큰 추력을 얻기 위해서는 극복해야 하는 중요한 문제이다. Table 1에 제시된 전압손실 계수  $\eta_{P_0}$ 는 다음 식으로 정의된다.

$$\eta_{P_0} = \frac{P_{0i} - P_{0e}}{P_{0i}} \quad (14)$$

여기서,  $P_0$ 는 전압력을 나타낸다.

## 4. 결 론

가열에 의해 야기되는 비정상 비점성 유동장의 수치해로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 열폐색의 천이 과정에서, 가열에 의한 역압력 구배의 형성은 수직 충격파의 형성을 야기하며, 이 수직 충격파는 매우 빠른 속도로 상류 측으로 이동한다.

(2) 가열에 의해 형성된 수직 충격파가 상류 측으로 이동하는 과정에서 비추력이 진동하며 감소하여, 엔진은 불안정한 상태가 된다.

(3) 수직 충격파의 이동에 수반되는 전압손실은 손실 이전 전압의 3/4에서 4/5에 달하는 막대한 양이다.

(4) 본 계산 모델에 대한 한계 당량비는 0.2 이고, 이때의 비추력은 123.38(m/s)이다.

이상으로부터, 열폐색이 엔진 성능에 미치는 악영향은 막대하며, 그 제어기구의 개발이 필요

함을 알 수 있다.

### 참고문헌

- (1) White, M. E., Drummond J. P. and Kumar A., 1987, "Evolution and Application of CFD Techniques for Scramjet Engine Analysis," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 3, No. 5, pp. 423~439.
- (2) Heiser, W. H., McClure, W. B. and Wood, C. W., 1994, "Simulating Heat Addition via Mass Addition in Constant Area Compressible Flows," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 1, pp. 167~171.
- (3) Onodera, T. and Kaji, S., 1994, "2-Dimensional Numerical Analysis of the Interacting between Scramjet Engine Modules," *Journal of The Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 42, No. 480, pp. 53~59.
- (4) Yoon, Y., Donbar, J. M., Huh, H., and Driscoll, J. F., 1996, "Measured Supersonic Flame Properties: Heat-Release Patterns, Pressure losses, Thermal Choking Limits," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 12, No. 4, pp. 718~723.
- (5) Roe, P. L., 1981, "Approximate Riemann Solvers, Parameter vector and Schemes," *Journal of Computational Physics*, Vol. 43, No. 1, pp. 357~372.
- (6) Van Leer, B., 1982, "Flux Vector Splitting for Euler Equations," *Lecture Notes in Physics*, Vol. 170 No. 1, pp. 507~512.
- (7) Steger, J. L. and Warming, R. F., 1981, "Flux Vector Splitting of the Inviscid Gas dynamics Equation with Application to Finite Difference Methods," *Journal of Computational Physics*, Vol. 40, No. 2, pp. 263~293.
- (8) Anderson, W. K., Thomas J. L., and Van Leer, B., 1986, "Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 9, pp. 1453~1460.
- (9) Anderson, D. A., Tannehill, J. C., and Pletcher, R. H., 1984, *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, pp. 482~489.
- (10) Zhang, H. S. and So, R. M. C., 1991, "A Flux Coordinate-Splitting Technique for flows with Shocks and Contact Discontinuities," *Computers and Fluids*, Vol. 20, No. 4, pp. 421~442.