

## 초음속 이중 압축 램프의 앞전 곡률에 따른 천이 유동 해석

신 호 철,<sup>1</sup> 사 정 환,<sup>2</sup> 박 수 형,<sup>\*1</sup> 변 영 환<sup>1</sup>

<sup>1</sup>건국대학교 항공우주정보시스템공학과

<sup>2</sup>한국과학기술정보연구원 슈퍼컴퓨팅융합연구센터

### TRANSITIONAL FLOW ANALYSIS OVER DOUBLE COMPRESSION RAMP WITH NOSE BLUNTNESS IN SUPERSONIC FLOW

Ho Cheol Shin,<sup>1</sup> Jeong Hwan Sa,<sup>2</sup> Soo Hyung Park<sup>\*1</sup> and Yung Hwan Byun<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Dept. of Aerospace Information Engineering, Konkuk University

<sup>2</sup>Supercomputing Research Center, KISTI

*Accurate prediction of supersonic transition is required for the heat transfer estimation over supersonic double compression ramp flows. Correlation-based transition models were assessed for a supersonic double ramp problem. Numerical results were compared with experimental data from RWTH Aachen University. A parametric study on the nose bluntness was performed using a selected transition model. As the nose bluntness increases, the boundary layer thickness is increased and the triple point of shock interactions moves downstream. The peak magnitude of the heat transfer is consequently decreased with the nose bluntness.*

**Key Words** : 전산유체역학(CFD), 충격파 경계층 상호작용(Shock Wave / Boundary Layer Interaction), 이중 압축 램프(Double Compression Ramp), 천이 모델(Transition Model), 열전달(Heat Transfer)

### 1. 서 론

스크램제트 공기 흡입구, 날개와 동체의 연결부 등의 복잡한 형상에서는 충격파와 충격파, 충격파와 경계층의 상호작용이 발생한다. 이러한 상호작용의 형태를 연구한 Edney[1]는 충격파와 충격파, 충격파와 경계층의 상호작용을 6가지 형태로 분류 하였다. Fig. 1은 이중 압축 램프에서 형성되는 3가지의 충격파 상호작용 형태를 도시하고 있다. 충격파와 충격파, 충격파와 경계층의 상호작용을 연구하기 위해서 이중 압축 램프를 이용한 많은 실험과 연구가 진행되어 왔다[2].

이중 압축 램프의 첫 번째 램프의 표면에 형성된 경계층이 두 번째 램프에 도달하기 전에, 충격파가 유발하는 강한 역압력 구배로 인하여 경계층이 박리되었다가 두 번째 램프에 재부착 되면서 박리거품이 형성된다. 발생된 박리 거품은 앞뒤

로 박리 충격파와 재부착 충격파를 만들어 내며 이는 이중 압축 램프 주위의 유동 구조를 결정하는 중요한 요인이다[2,3].

Neuenhahn and Herbert[4]는 초음속 이중 압축 램프 실험에서 표면 압력계수를 측정하고 Schlieren 기법을 이용하여 박리 거품의 발생을 확인하였으며, 램프의 표면 열전달 측정으로 박리 거품 앞쪽의 경계층이 층류 경계층에 가까움을 확인하였다. 또한 첫 번째 램프 앞전의 곡률 변화에 따라서 압력계수와 Stanton 수를 측정하여 곡률 변화에 따른 박리 거품의 크기, 위치, 표면 열전달량의 변화를 비교하였다.

충격파가 유발하는 박리 거품은 난류 천이를 일으켜 유동의 특성을 크게 변화시킨다. 통상적인 천이 모델은 아음속과 천음속에서의 실험 결과를 바탕으로 모델링되었기 때문에, 초음속 유동에서 박리 거품과 천이 현상을 예측하는데 어려움이 있는 것으로 알려져 있다. Krause[5]와 Zhang and Gao[6]는 초음속 영역에서의 천이를 고려하기 위해서 초음속 실험결과를 바탕으로 기존의 천이 모델의 관계식을 수정하여 이중 압축 램프를 해석하였다.

본 논문은 우선 완전 층류, 완전 난류,  $\gamma-Re_{\theta}$  천이 모델 [9,10]을 적용하여 앞전 곡률이 없는 경우의 이차원 이중 압

Received: October 16, 2015, Revised: December 24, 2015,  
Accepted: December 24, 2015.

\* Corresponding author, E-mail: pish@konkuk.ac.kr

DOI http://dx.doi.org/10.6112/ksfce.2015.20.4.036

© KSCFE 2015

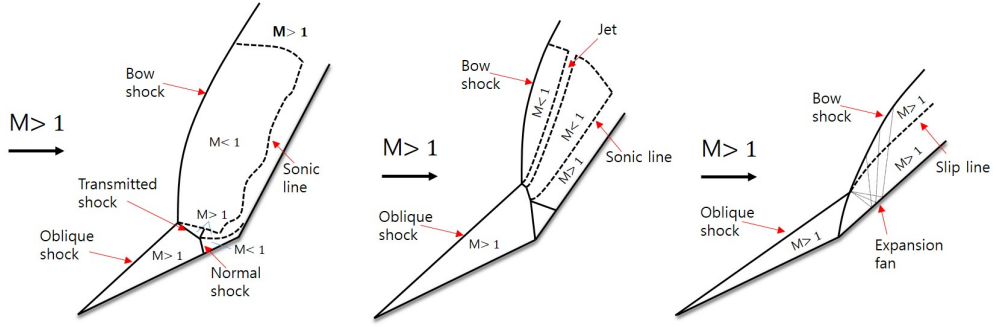


Fig. 1 Edney type shock interaction for double compression ramps[2]

축 램프에 대한 해석을 수행하였고, 같은 형상에 대하여 Kause[5]와 Zhang and Gao[6]의 수정 천이 모델에 이용한 해석을 추가하였다. 각 결과를 박리 거품의 크기와 압력 및 열 전달을 Neuenhahn and Herbert[4]의 실험결과와 비교하여 최적의 모델을 선정하고 이중 압축 램프의 앞전 곡률 변화에 따른 해석에 적용하여 그 영향을 살펴보았다.

## 2. 지배방정식과 수치기법

### 2.1 지배방정식

본 연구에서는 RANS 코드를 이용하여 계산을 수행하였으며 2차원 압축성 지배방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial (f_j - f_{vj})}{\partial x_j} = 0 \quad j = 1, 2 \quad (1)$$

여기서  $q$ 는 보존형의 유동변수벡터(conservative variable vector),  $f_j$ 와  $f_{vj}$ 는  $x_j$ 방향으로의 비 점성 유속벡터(invscid flux vector)와 점성 유속벡터(viscous flux vector)를 나타낸다. 식 (1)의 지배방정식을 공간이산화하기 위해 격자중심 유한체적법을 사용하였다. 비 점성 유속(invscid flux)을 계산하기 위하여 Roe 상류차분법[7]과 symmetric minmod를 사용하였으며 격자 경계면에서의 점성 유속을 구하기 위해서 중심차분을 사용하였다. 가상시간에서 정상해를 구하기 위해 DADI 기법(Diagonalized ADI)을 사용하였다. 완전 난류 모델로는  $k-\omega$  SST[8], 천이 모델로는  $\gamma-Re_{\theta_t}$  천이 모델[9,10]을 사용하여 해석을 하였다[11].

### 2.2 난류천이 모델

Krause[5]와 Zhang and Gao[6]은 초음속 천이 유동 해석을 위해서  $\gamma-Re_{\theta_t}$  천이 모델[9,10]을 수정하여 해석을 수행하였다.

$\gamma-Re_{\theta_t}$  천이 모델의 난류 전달방정식을 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \tilde{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha \frac{P_k}{\nu_t} - D_\omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \widetilde{Re}_{\theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \widetilde{Re}_{\theta_t})}{\partial x_j} = P_{\theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta_t}}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

여기서 식 (2)-(5)는 각각 난류 운동 에너지(turbulent kinetic energy), 난류 비소산율(specific dissipation rate), 난류 간헐도(intermittency), 천이 운동량두께 레이놀즈수(transition momentum thickness Reynolds number)의 전달 방정식이다.  $\gamma-Re_{\theta_t}$  천이 모델은 기본적으로  $k-\omega$  SST 모델을 기반으로 난류 운동 에너지 생성을 난류 간헐도(intermittency)인  $\gamma$ 로 조절하며,  $\gamma$  방정식의 원천항은  $Re_{\theta_t}$ 의 함수로 표현된다.

$\gamma-Re_{\theta_t}$  천이 모델에서  $\gamma$ 의 전달 방정식인 식 (4)에서 생성항인  $P_\gamma$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$P_\gamma = F_{length} c_a \rho S [\gamma F_{onset}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \quad (6)$$

여기서, 식 (6)의  $P_\gamma$ 는 난류 간헐도의 생성을 나타내며 실험적으로 구해진 관계식인  $F_{length}$ 와  $F_{onset}$ 의 함수로 구성된다.  $F_{onset}$ 은 다음 식과 같이 천이의 시작점을 정의하는 함수로서, 와류 레이놀즈수 (vorticity Reynolds number),  $Re_v$ 와 임계 운동량두께(critical momentum thickness) 레이놀즈수,  $Re_{\theta_c}$ 의 비에 의해 결정된다.  $F_{length}$ 와  $Re_{\theta_c}$ 는 모두  $\widetilde{Re}_{\theta_i}$ 의 함수로 표현되어진다[9,10].

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0) \quad (7)$$

$$\begin{cases} F_{onset3} = \max\left[1 - \left(\frac{R_t}{2.5}\right)^3, 0\right] \\ F_{onset2} = \min\left[\max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2.0\right] \\ F_{onset1} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta_c}} \end{cases} \quad (8)$$

$$F_{length} = f(\widetilde{Re}_{\theta_i}), \quad Re_{\theta_c} = g(\widetilde{Re}_{\theta_i}) \quad (9)$$

$\gamma$ - $Re_{\theta_i}$  천이 모델에서 식 (5)의  $Re_{\theta_i}$  전달 방정식의 원천 항인  $P_{\theta_i}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$P_{\theta_i} = c_{\theta_i} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta_i} - \widetilde{Re}_{\theta_i}) (1 - F_{\theta_i}) \quad (10)$$

여기서,  $F_{\theta_i}$ 는 경계층 외부에서만 원천항이 계산되도록 조절하고 있으며, 계산의 결과로 나온  $\widetilde{Re}_{\theta_i}$ 와 실험관계식에서 계산되는  $Re_{\theta_i}$ 의 차이를 비교하여 계산을 수행한다. 기존의  $\gamma$ - $Re_{\theta_i}$  천이 모델에서  $Re_{\theta_i}$ 는 국부적 난류 강도(local turbulence intensity,  $Tu$ )와 압력 구배(pressure gradient,  $\lambda_\theta$ )의 함수로 다음과 같이 표현 된다.

$$Re_{\theta_i} = E(Tu)F(\lambda_\theta) \quad (11)$$

### 2.2.1 Krause model

Krause[5]는 기존의  $\gamma$ - $Re_{\theta_i}$  천이 모델에서  $F_{length}$ 와  $Re_{\theta_c}$ 의 관계식이 아음속 유동에서 얻어진 경험식에 기반하기 때문에 초음속 유동의 천이를 잘 예측하지 못한다는 점에 착안하여 초음속 유동에 대한 새로운 관계식을 제안하였다. 실험을 통하여 자유류 난류 강도(freestream turbulence intensity),  $I_\infty$ 가  $Re_{\theta_c}$ ,  $F_{length}$ 의 주요한 변수임을 확인하고,  $\widetilde{Re}_{\theta_i}$ 의 함

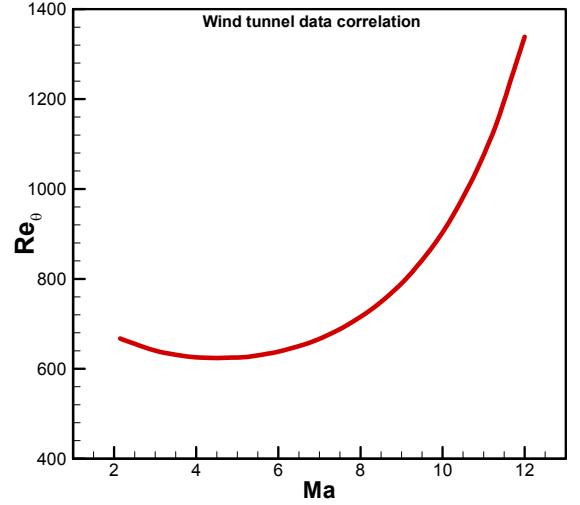


Fig. 2 Transition experiment on sharp cone  $Re_{\theta}$  vs  $Ma$

수가 아닌  $I_\infty$ 만의 함수로 다음과 같이 표현하였다.

$$Re_{\theta_c} = 967.341 I_\infty^{-1.0315} \quad (12)$$

$$F_{length} = 10.435 I_\infty^{2.9756} \quad (13)$$

$F_{length}$ 와  $Re_{\theta_c}$ 를  $\widetilde{Re}_{\theta_i}$ 의 관계식이 아닌 자유류 난류 강도의 관계식으로 표현이 가능하게 되었으므로 본 논문에선 Krause[5]의 수정된 난류 모델을  $I_\infty$  correction라 한다.

### 2.2.2 Zhang model

Reshotko[12]는 뾰족한 원뿔의 풍동 실험 결과에서  $Re_{\theta}$ 가 자유류의 마하수에 따라서 달라지는 것을 확인하였다. 이 결과를 이용하여 Zhang and Gao[6]이 기존의 관계식에서 자유류의 마하수( $Ma$ )가 포함된 관계식을 만들었으며 다음과 같이 표현되며, Fig. 2에서 자유류의 마하수에 따른  $Re_{\theta_i}$ 의 변화를 확인할 수 있다.

$$\begin{aligned} Re_{\theta_i} &= E(Tu)F(\lambda_\theta)G(Ma) \\ G(Ma) &= 0.00987Ma^3 - 0.14407Ma^2 \\ &\quad + 0.75109Ma + 1 \end{aligned} \quad (14)$$

기존의  $\gamma$ - $Re_{\theta_i}$  천이 모델에서  $Re_{\theta_i}$ 의 관계식에서  $Ma$ 에 대한 함수를 추가하여  $Re_{\theta_i}$ 의 관계식을 수정하였으므로 본 논문에선 Zhang and Gao[6]의 수정된 난류 모델을  $Re_{\theta_i}$  correction이라고 한다.

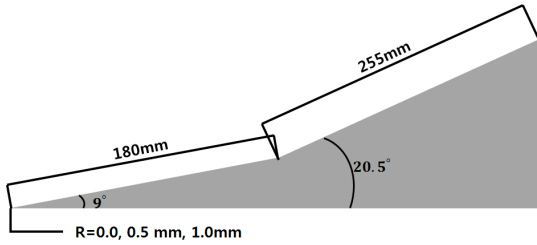


Fig. 3 Double compression ramp configuration

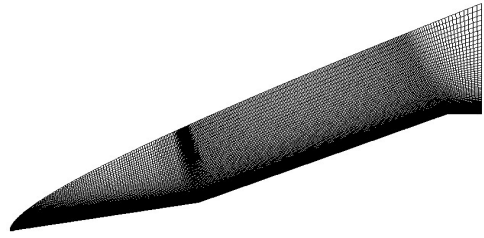


Fig. 5 Mesh of the double compression ramp with bluntness

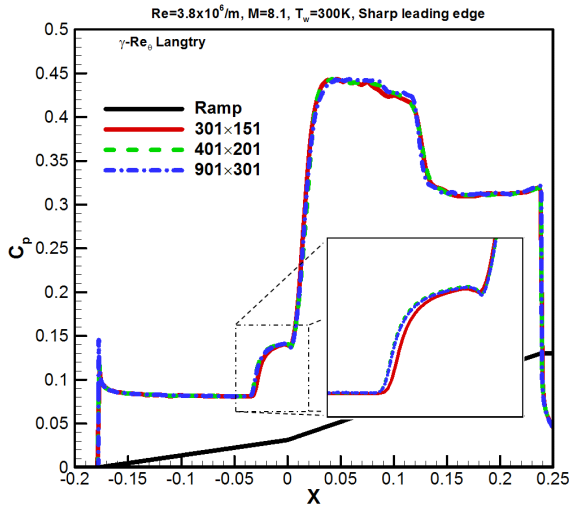


Fig. 4 Grid convergence test for sharp leading edge

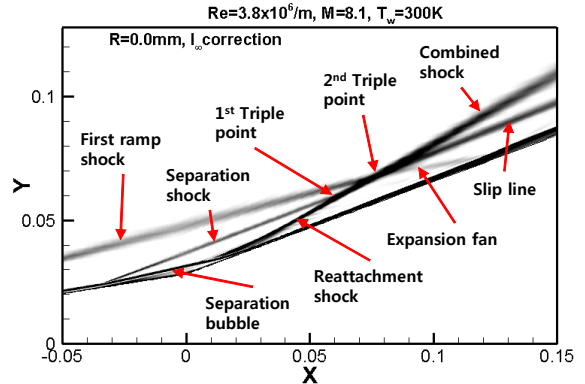


Fig. 6 Numerical shadowgraph of double compression ramp for  $I_{\infty}$  correlation

### 3. 유동해석조건 및 결과

#### 3.1 해석조건

이중 압축 램프 문제의 유동조건은 Table 1과 같다. 자유류의 난류 운동 에너지는 난류 강도로 결정하였으며 벽면 온도는 300K으로 고정하였다. 이중 압축 램프의 형상은 Fig. 3에서 확인 할 수 있으며, 앞전 곡률반경 0.0, 0.5, 1.0 mm의 3가

Table 1 Free stream conditions

Parameter	Value
$P_0$ [MPa]	5.7
$T_0$ [K]	1635
$h_0$ [MJ/kg]	1.54
$\rho_{\infty}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	0.0171
$T_{\infty}$ [K]	106
$P_{\infty}$ [mbar]	5.2
$M_{\infty}$	8.1
$Re_{x,\infty}$ [1/m]	$3.8 \times 10^6$
$T_w$ [K]	300

지 이중 압축 램프에 대한 해석을 진행하여 앞전 곡률 변화에 따른 변화를 관찰하고자 하였다.

본 연구 수행에 앞서서 앞전 곡률이 0.0 mm인 형상을 이용하여 격자 수렴성을 검토하였다. 사용된 격자는 301 x 151, 401 x 201, 901 x 301의 격자수를 가진 격자를 이용하였으며, 해석 수행 결과는 Fig. 4에서 확인할 수 있다. 박리 거품 크기 예측 및 유동 해석 경향성에 있어서 격자수에 영향을 확인하였고, 격자수의 영향을 최소화하며 계산의 효율을 높일 수 있는 401 x 201의 격자수를 가진 격자를 이용하였다. 격자는 레이놀즈수를 고려하여  $y+$ 가 1 이하가 되도록 격자 벽면부터 첫 번째 격자 중심까지의 간격은  $1.0 \times 10^{-6}$ 으로 하였다. 앞전에 곡률을 가지고 있는 이중 압축 램프의 전체 격자는 Fig. 5에 나타내었다.

#### 3.2 이중 압축 램프에서의 유동현상

초음속 이중 압축 램프에서 생기는 유동 현상을 Fig. 6에서 볼 수 있다. 첫 번째 램프에서 발생한 경계층이 두 번째 램프 앞에서 발생하는 역압력 구배로 인해서 박리가 되었다가 두 번째 램프에 다시 부착되면서 박리 거품이 발생하게 된다. 이때 박리 거품 앞뒤로 박리 충격파와 재부착 충격파가 발생하게 되고, 두 충격파는 첫 번째 램프의 앞전에서 발생하

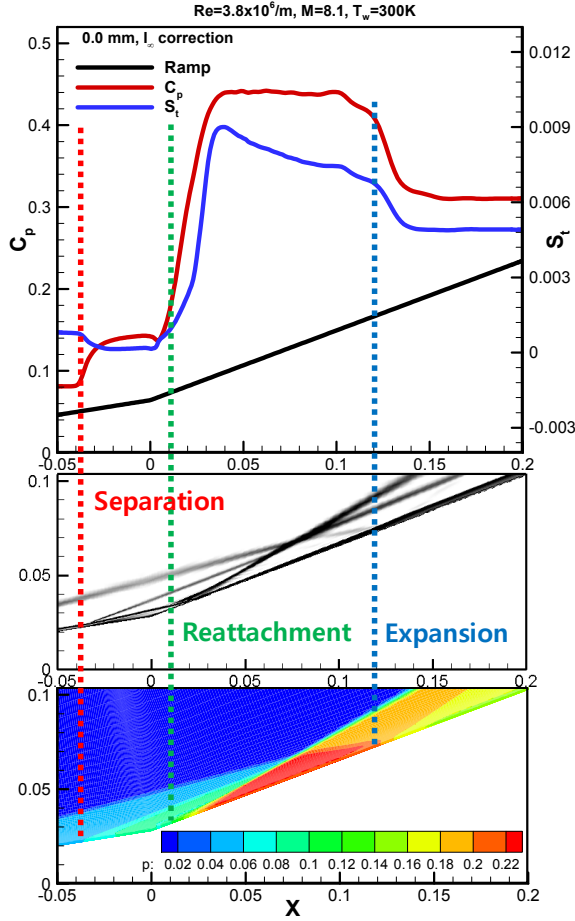


Fig. 7  $C_p$  and  $S_t$  distribution, Numerical schlieren and Pressure distribution for  $I_\infty$  correlation

는 경사 충격파와 만나게 되면서 삼중점(triple point)이 생겨나게 된다. 삼중점에서 속도가 다른 두 유동의 경계인 slip line, 결합충격파(combined shock)와 팽창파(expansion fan)가 발생하게 된다. Edney[1]의 충격파와 충격파, 충격파와 경계층의 상호작용 형태 분류에서 Type VI 형태가 관찰되었다. Fig. 7에서 압력 분포도와 표면에서의 압력계수, Stanton 수의 분포, 밀도구배를 표현하는 수치 schlieren, 유동장 압력 분포를 같은 척도로 도시하였다. Stanton 수( $S_t$ )의 정의는 다음과 같다.

$$S_t = \frac{q_w}{\rho_\infty U_\infty C_p (T_{aw} - T_w)} \quad (15)$$

여기서,  $q_w$ 는 벽에서의 열전달량(heat transfer)이며,  $T_{aw}$ 는 단열 벽 온도(adiabatic wall temperature),  $T_w$ 은 벽 온도다.

경계층의 박리점과 재부착점 사이에 발생하는 박리 거품

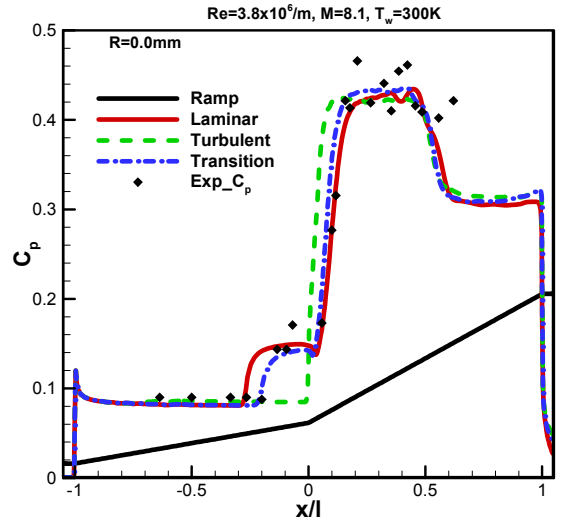


Fig. 8 Pressure coefficient distribution for sharp leading edge

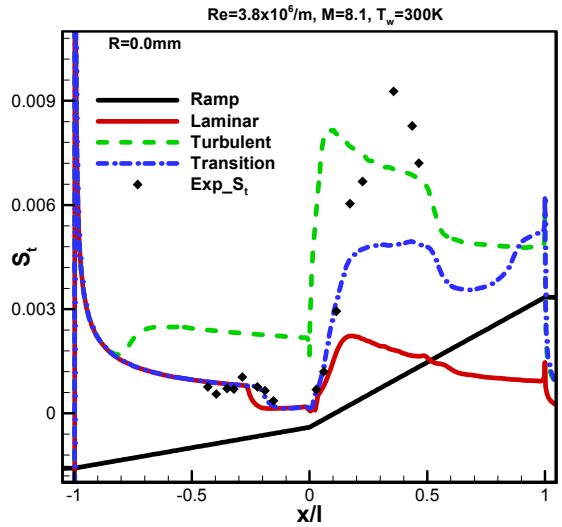


Fig. 9 Stanton number distribution for sharp leading edge

내부의 영역에서 유속이 느려지면서 압력이 증가하나, 유동이 순환하면서 열전달이 약해짐을 확인할 수 있다. 반면, 유동이 재부착하는 지점에서 난류성분이 급격히 증가하여, 압력과 열전달이 급격히 증가함을 볼 수 있다. 삼중점 이후 유동이 팽창하는 영역에서는 압력계수가 낮아지며 열전달도 함께 줄어들음을 확인할 수 있다.

### 3.3 난류 모델 비교

Fig. 8-9에서 이중 압축 램프에 대해 난류의 형성이 없는 층류 모델(laminar), 완전 난류 모델(fully turbulent),  $\gamma-Re_{\theta_i}$  전

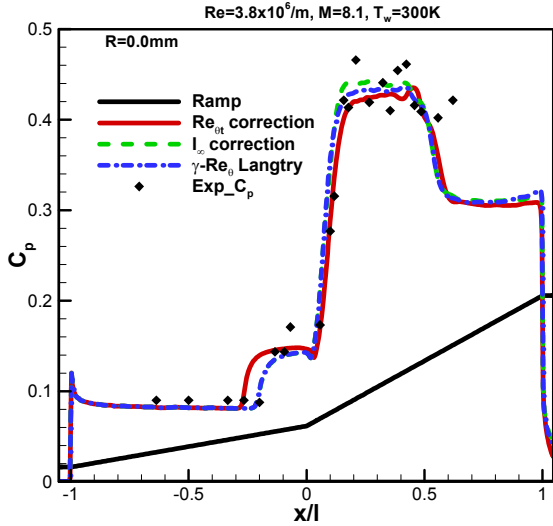


Fig. 10 Pressure coefficient distribution of transition models for sharp leading edge

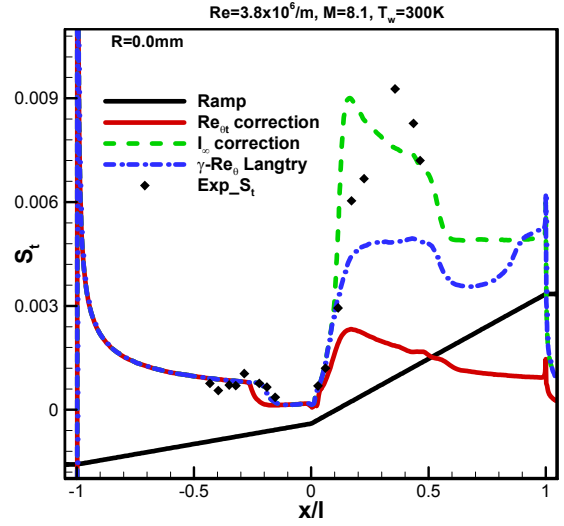


Fig. 11 Stanton number distribution of transition models for sharp leading edge

이 모델(transition)을 사용하여 얻은 표면 압력 계수와 Stanton 수 계산 결과를 Neuenhahn and Herbert[4]의 실험 결과와 비교한 결과를 확인 할 수 있다.  $x$ 축은 이중 압축 램프의 첫 번째 램프와 두 번째 램프를 좌표축 0으로 기준으로 나누어서, 각각 첫 번째 램프의  $x$ 축 길이와 두 번째 램프의  $x$ 축 길이로 나누어서 무차원화 하여  $x/l$ 로 나타내었다.

먼저 압력 계수의 분포를 보면 완전 난류를 제외한 층류와 천이 모델에서는 박리 거품의 발생을 확인 할 수 있었으며 실험 결과의 경향성이 나타나고 있는 것을 확인할 수 있었다. Stanton 수의 결과에선 박리 거품과 이전 영역의 열전달은 층류와 천이 모델이 실험 결과와 비슷한 경향성을 보였으나, 재부착 충격과 이후 Stanton 수에서 큰 차이를 보였다. 실험 결과에서는 경계층 재부착 이후 Stanton 수의 크기가 완전 난류 모델의 계산결과와 유사한 크기를 가지고 있음을 확인 할 수 있다. 이는 경계층이 재부착된 이후 유동이 천이가 진행되면서 난류로 변하게 되고 표면의 열전달이 층류에 비해서 커졌음을 알 수 있다. 이중 압축 램프에서 재부착 충격과 이전의 유동은 층류 유동이며 재부착 이후에 유동은 난류 유동임을 실험과 계산 결과의 비교를 통하여 알 수 있었다. 그러므로 초음속 유동에서의 이중 압축 램프의 열전달을 정확하게 예측하기 위해선 초음속 유동의 천이를 정확하게 예측하는 것이 필요하며 기존의 난류 모델로는 적절한 결과를 얻기가 어렵다는 것을 알 수 있다.

Fig. 10-11은  $\gamma-Re_{\theta}$  천이 모델( $\gamma-Re_{\theta}$  Langtry),  $I_{\infty}$  correction,  $Re_{\theta}$  correction을 사용하여 앞전에 곡률이 없는 이중 압축 램프의 표면 압력계수와 Stanton 수의 결과를 실험 결과와 함께

나타냈다. 3가지의 천이 모델 모두 표면 압력 계수 결과에서 박리 거품을 예측 하고 있음을 확인할 수 있다. 실험 결과와 박리 거품 크기를 비교한다면  $\gamma-Re_{\theta}$  Langtry와  $I_{\infty}$  correction 이  $Re_{\theta}$  correction에 비해 정확한 예측을 하고 있음을 확인할 수 있다. Stanton 수 결과에선 실험 결과에서 관찰되는 경계층의 재부착 이후 난류 발달은  $I_{\infty}$  correction 모델에서만 관찰할 수 있다.  $Re_{\theta}$  correction 모델은 경계층의 재부착 이후 영역을 층류에 가까운 예측을 하고,  $Re_{\theta}$  Langtry 모델은  $I_{\infty}$  correction 모델의 결과와 실험 결과에 비해서 Stanton 수를 낮게 예측하고 있음을 확인할 수 있다.

초음속 이중 압축 램프 문제에서 본 논문에서 사용했던 천이 모델 중에서 유동의 천이를 가장 잘 예측하고 있는 천이 모델은  $I_{\infty}$  correction 모델이며 이를 이용하여 앞전 곡률의 변화에 따른 영향을 연구하였다.

### 3.4 앞전 곡률 효과

이중 압축 램프에서 앞전 곡률의 효과를 관찰하기 위해서 같은 각도의 이중 압축 램프에 앞전 곡률반경을 0.0, 0.5, 1.0 mm 로 변화시키면서 천이 유동장을 계산하였다. Fig. 12-14은  $I_{\infty}$  correction 모델을 사용하여 얻은 결과이다.

Fig. 12에서 박리 거품 발생 영역의 수치 schlieren 결과를 보면 곡률반경이 증가함에 따라서 경계층의 두께가 발달하고 있음을 볼 수 있다. 경계층 두께의 증가는 박리 거품의 크기를 변화시키기 때문에, 박리 거품의 앞뒤로 발생하는 박리 충격과 재부착 충격과가 서로 다른 위치에서 발생하며 된다.



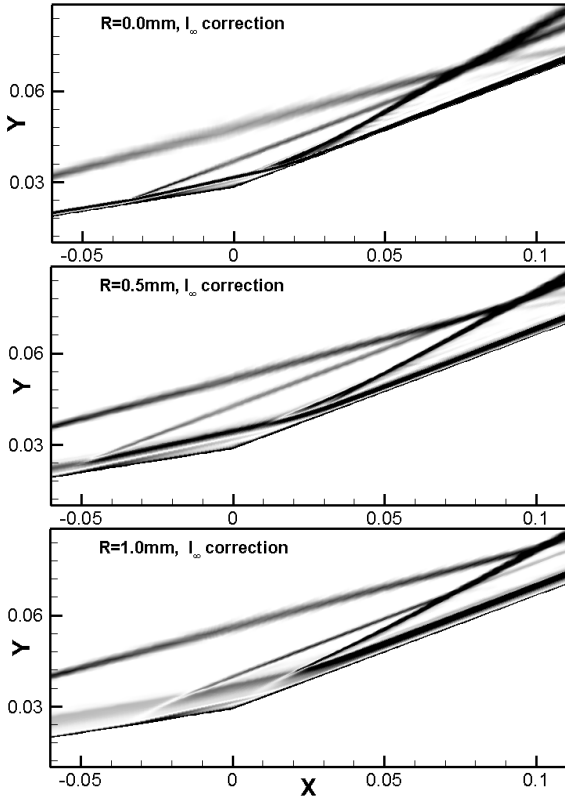


Fig. 12 Numerical schlieren different radii of leading edge for  $I_{\infty}$  correlation

앞전에서 발생한 충격파의 각도는 동일하게 유지 되고 있지만, 곡률반경이 커질수록 충격파의 위치가 위로 올라가고 있음을 확인할 수 있다. 앞전 충격파가 위로 올라감에 따라서 삼중점의 위치도 뒤쪽으로 이동하고 있음을 확인할 수 있다. 삼중점의 위치변화는 팽창영역의 발생 위치가 후방으로 미뤄지고 있음을 의미한다.

Fig. 13-14에서 이중 압축 램프의 곡률 변화에 따른 표면 압력계수와 Stanton 수를  $I_{\infty}$  correction 모델을 이용한 계산 결과와 Neuenhahn and Herbert[4]의 실험 결과를 비교하였다.

Fig. 13의 표면 압력계수 결과에서 경계층의 재부착 이후 압력 계수가 증가하는 영역의 기울기가 곡률반경이 증가할수록 완만해지고 있음을 실험 결과와 계산결과에서 같이 확인할 수 있다. 이중 압축 램프 앞전 곡률반경이 증가하면서 팽창파가 삼중점이 뒤쪽에서 형성되며, 이로 인해 압력이 다시 낮아지는 영역이 뒤쪽으로 이동하는 현상을 관찰 할 수 있다.

또한 앞전에서 곡률반경이 0.0 mm에서 0.5 mm로 증가할 때, 실험 결과와 계산 결과 모두 박리 영역이 증가하고 있으며, 실험과 계산의 결과가 거의 동일한 것을 확인할 수 있다.

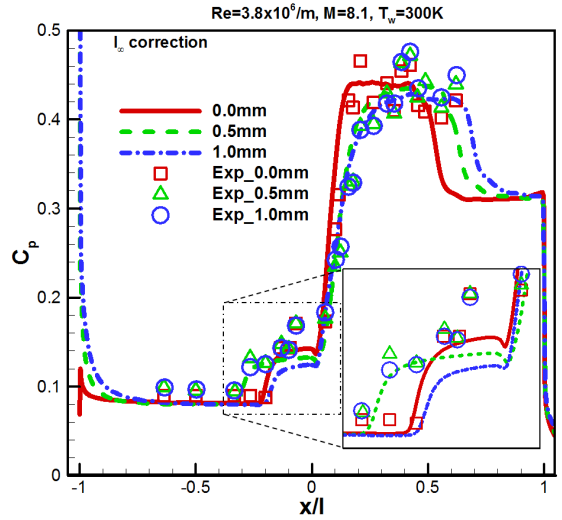


Fig. 13 Pressure coefficient distribution of different radii of leading edge for  $I_{\infty}$  correlation

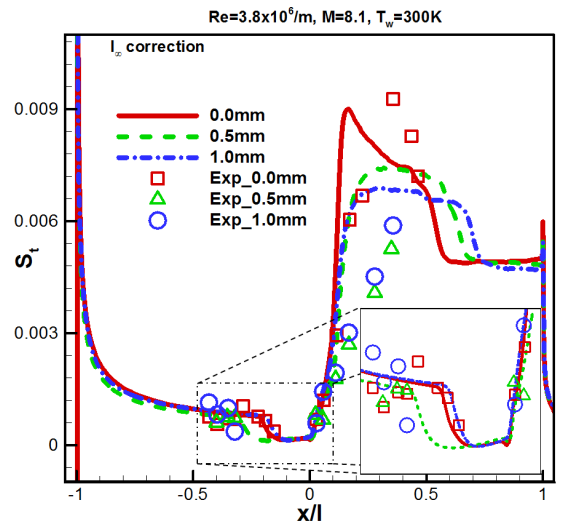


Fig. 14 Stanton number distribution of different radii of leading edge for  $I_{\infty}$  correlation

그러나 실험 결과에서는 곡률반경이 1.0 mm 일 때와 0.5 mm 일 때의 박리 거품 크기와 큰 차이가 없으나, 계산 결과에서는 0.5 mm 일 때보다 1.0 mm 일 때 박리 거품의 크기가 줄어들었음을 확인할 수 있다. 이러한 경향성은  $\gamma-Re_{\theta_i}$  천이 모델[9,10]에서도 확인할 수 있었는데, 이는  $\gamma-Re_{\theta_i}$  천이 모델에서 박리 영역의 난류강도를 계산하는 방법을  $I_{\infty}$  correction 모델에서도 똑같이 적용하고 있기 때문으로 판단된다. 초음속 유동의 박리 지점의 해석에 있어서 기존의  $\gamma$ -

$Re_{\theta_c}$  천이 모델이 정확한 예측을 하지 못하므로, 초음속 영역에서도 정확한 예측을 할 수 있도록 박리 영역의 난류강도 수정해야 한다고 판단된다.

Fig. 14에서 앞전 곡률반경이 증가할수록 높은 열전달이 일어나는 영역이 넓어지고 있으나, 그 최대값은 감소하고 있음을 확인할 수 있다. 이러한 현상은 곡률에 따라 삼중점의 위치가 이동함으로써 발생한 현상이다. Stanton 수에 대한 실험 결과에서는 곡률반경의 증가에 따라 경계층 재부착 이후 영역에서 열전달량의 증가 기울기가 완만해짐을 확인할 수 있는데, 계산 결과에서는 그러한 경향성이 거의 관찰 되지 않는다. 향후 이에 대한 추가적인 연구를 수행하고자 한다.

#### 4. 결 론

초음속 이중 압축 램프에서 발생하는 유동 현상과 열전달을 관찰하기 위해서 완전 층류, 완전 난류, 천이 난류 모델을 사용하여 해석을 수행하였다. 초음속 천이가 중요한 이중 압축 램프의 문제를 해석하기 위해서 Krause[5]와 Zhang and Gao[6]의 수정된 천이 모델을 이용하여 해석을 수행하고 검증 을 진행하였다. 해석결과 Krause 수정 모델이 실험결과와 가장 잘 일치하는 해석 결과를 제시하였다.

Krause[5]의 수정된 난류 모델을 이용하여 이중 압축 램프의 앞전 곡률의 변화에 따른 현상을 관찰하였다. 앞전 곡률의 변화로 박리 거품의 크기가 변하면서 박리 충격파와 재부착 충격파의 위치가 달라진다. 또한 곡률반경이 증가할수록 높은 열전달 영역이 넓어지는 반면, 그 최대값은 작아지게 된다. 이는 곡률반경이 커질수록 충격파의 상호작용이 일어나는 삼중점이 후방으로 이동한 결과임을 본 연구에서 확인 하였다.

#### 후 기

본 연구는 한국연구재단을 통해 교육과학기술부의 우주핵심기술개발 사업으로부터 지원을 받아 수행되었습니다(과제 번호:NRF-2011-0020837).

#### References

- [1] 1968, Edney, B., "Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of An Impinging Shock," *Flygtekniska Forsoksanstalten*, No.FFA-115, Stockholm(Sweden).
- [2] 2010, Schrijer, F.F.J., "Experimental Investigation of Re-entry Aerodynamic Phenomena," *Phd Thesis*, TU Delft.
- [3] 1997, Olejniczak, J., Wright, M.J., and Candler. G.V., "Numerical Study of Inviscid Shock Interactions on Double-wedge Geometries," *Journal of Fluid Mechanics*, 352, pp.1-25.
- [4] 2006, Neuenhahn, T. and Herbert, O., "Influence of the Wall Temperature and the Entropy Layer Effects on Double Wedge Shock Boundary Layer Interactions," *AIAA Paper 8136*.
- [5] 2008, Krause, M., "Numerical Analysis of Transition Effects for Scramjet Intake Flows," *Diss. Phd Thesis*, RWTH Aachen.
- [6] 2011, Zhang, X.D. and Gao, Z.H., "A Numerical Research on a Compressibility-correlated Langtry's Transition Model for Double Wedge Boundary Layer Flows," *Chinese Journal of Aeronautics*, 24(3), pp.249-257.
- [7] 2009, Toro, E.F. and Eleuterio, F., *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : a practical introduction*, Springer Science & Business Media.
- [8] 1994, Menter, F.R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, vol.32(8), pp1598-1605.
- [9] 2009, Langtry, R.B. and Menter, F.R., "Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes," *AIAA journal*, 47(12), pp.2894-2906.
- [10] 2004, Langtry, R., Menter, F., Likki, S., Suzen, Y. and Huang, P., "A Correlation-based Transition Model Using Local Variables: Part I - Test Cases and Industrial Applications," *Proceedings of ASME Turbo Expo*, Pow for Land, Sea and Air, paper GT2004-53454.
- [11] 2004, Park, S.H. and Kwon, J.H., "Implementation of k-w Turbulence Models in an Implicit Multigrid Method," *AIAA Journal*, Vol.42(7), pp.1348-1357.
- [12] 2007, Reshotko, E., "Is Retheta/Me a Meaningful Transition Criterion?," *AIAA journal*, 45(7), pp.1441-1443.

[1] 1968, Edney, B., "Anomalous Heat Transfer and Pressure