

## Upwind Navier-Stokes 방정식을 이용한 무딘 물체 주위의 유동장 해석

권 창 오<sup>\*1</sup>, 김 상 덕<sup>\*2</sup>, 송 동 주<sup>\*3</sup>

### A Numerical Analysis of High Speed Flow over Blunt Body Using Upwind Navier-Stokes Method

C. O. Kwon, S. D. Kim, D. J. Song

Abstract : In this paper the upwind flux difference splitting Navier-Stokes method has been applied to study the perfect gas and the equilibrium chemically reacting hypersonic flow over an axisymmetric sphere-cone(5°) geometry. The effective gamma( $\bar{\gamma}$ ), enthalpy to internal energy ratio was used to couple chemistry with the fluid mechanics for equilibrium chemically reacting air. The test case condition was at altitude(30Km) and Mach number(15). The equilibrium shock thickness over the blunt body region was much thinner than that of perfect gas shock. The pressure difference between perfect gas and equilibrium gas was about 3 ~ 5 percent. The heat transfer coefficient were also calculated. The results were compared with VSL results in order to validate the current numerical analysis. The results from current method were compared well VSL results : however, not well at near nose. The proper boundary condition and grid system will be studied to improve the solution quality.

#### 1. 서 론

극초음속 비행체에 있어서의 공력현상 및 모멘트의 정확한 예측은 장래의 우주탐험에 대비한 비행체의 설계 및 제작시에 매우 중요한 역할을 하고 있다. 이러한 비행체 주위에 일어나는 충격파의 현상은 특히 비행체의 양력, 항력 및 피칭(pitching) 모멘트에 많은 영향을 미치게 되나 공기 열역학적 현상을 실험실에서 모의 실험하기는 매우 어려운 실정이다. 높은 고도에서 비행체가 초음속/극초음속으로 비행할때 큰 운동에너지가 비행체 부근에서 기체의 내부에너지로 변환하

여 유동장이 높은 온도로 가열되어 기체분자 진동에너지의 여기, 공기의 분자 해리(dissociation) 및 이온화(ionization)현상으로 인해 유동장내에 존재하는 분자구성비 및 물질적 특성에 큰 영향을 미치고있다. 이러한 현상은 항공기 추진장치 및 자동차 내연기관에서 일어나는 연소로 인한 유동에서도 발생되고 있으나 이를 실험적인 방법으로 해석할 때 그 해석에 막대한 비용, 시간 및 노력이 필요하므로 초기 설계단계에서 효율적으로 사용할 수 있는 공학적인 도구가 필요하다. 따라서, 전산유체공학적인 접근은 우주 비행체 주위의 외부 유동/turbine엔진의 nozzle내 유동, 내연기관의 연소유동의 해석을 효율적이며 저렴한 비용, 적은 시간 및 노력으로 할 수 있으므로 초기原型(prototype)을 제작하기 이전의 초기설계 및 개발에 매우 중요하다. 극초음속 유동을 해석하는데 있어서 가장 중요한 분야

- \*1 영남대학교 기계공학과 대학원
- \*2 영남대학교 기계공학과 대학원
- \*3 영남대학교 기계공학과

중 하나가 무딘 물체 주위에서의 유동 해석이다. 극초음속 비행시에는 낮은 조파 저항을 얻기 위한 설계보다도 공력가열현상이 더 중요한 설계인자가 된다. 이는 극초음속 비행시 우주선 정체점에서의 열전달율이  $1/\sqrt{Rn}$  ( $Rn =$  반경)에 비례하므로 열전달율을 줄이기 위하여 재래식 극초음속 우주비행체의 앞부분은 초음속 비행기, 미사일과는 달리 무딘 물체 형태를 가지고 있다. 극초음속 비행체의 높은 위치에너지와 운동에너지가 우주 비행체 정체점에서는 운동에너지가 "0"이어야 함으로 무딘 물체 주위에서 강한 활 모양의 충격파(bow shock)로 인하여 많은 에너지가 공기를 가열하는데 사용되고 상대적으로 적은 에너지가 물체를 가열하여 물체에 대한 열전달 양을 줄여 주기 때문에 무딘 물체가 극초음속 비행체 설계시 많이 사용되고 있다. 극초음속 유동장에서 무딘 물체 주위의 실질적인 최초의 해는 1966년 Moretti 와 Abbett[1]가 시간전진 유한차분법(time marching finite difference method)으로 구하였다. 이와 같은 시간 전진기법으로 정상 상태 유동장을 계산하는 것은 전산유체역학에 중요한 발전을 가져다 주는 계기가 되었으며, 이방법에다 MacCormack[2]이 개발한 외재적(explicit)이며, 예측-수정(predictor-corrector)기법의 유동 차분법이 70년대와 80년대에 무딘 물체 주위의 혼합된 아음속-초음속영역을 해석하는데 광범위하게 사용되었다.

현재 미국 등 항공우주 선진국에서 개발 운용하는 여러 극초음속 비행체가 비교적 저고도(30 km ~ 40 km)에서 비행시에는 상대적으로 높은 밀도내의 유동으로 충분한 분자간의 충돌로 순간적 국지 적용시간이 비행특성 시간보다 매우 짧게 되며 이경우 공기유동은 화학적/열적 평형(equilibrium) 상태에 놓이게 된다. 이러한 상태에서는 화학적 상태량, species분포들이 순간적인 유동조건에 적용하게 된다. 이러한 반응 공정은 공기의 해리와 이온화 화학반응에서 일어날 수 있고 또한 원자 및 분자의 여러 모드사이의 에너지교환(병진운동, 회전운동, 진동운동 및 전자여기)에서도 일어날 수 있다. 유동이 국지적 조건에 적용하는 것은 원자, 분자, 이온 및 전자간의 상호충돌에 의하여 이루어지며 극초음속 비행속도에 의하여 분자간의 충돌이 충분하여 화학적 혹은 열적 평형이 이루어지는 경우가 많다.

위와 같은 이유로 인하여 공기를 열량적 완전기체로 가정할 수 없게 되며 비열비( $\gamma$ )는 1.4가 아닌 온

도의 함수가 되게 된다. 고온상태에서 기체가 열량적 완전기체의 범위를 벗어나는 것은 기체분자의 내부에너지가 온도에 비선형적으로 여기되어서 열적(thermally)완전기체이나 화학반응에 의해 기체를 구성하는 화학성분의 종류와 양이 변하기 때문에 열량적으로 완전하지 않게 되기 때문이다.

실제기체(real gas)유동에 대해서는 이미 많은 연구가 이루어져 왔으며 특히 Vinokur와 Liu[3]는 upwind flux vector splitting 및 difference splitting방법에 새로운 인위적인  $\bar{\gamma}$ 를 정의하여 계수를 적절히 조절함으로써 평형기체를 해석할 수 있는 방법을 연구했다. Liou등[4]은 upwind method에서 실제기체유동을 외재적으로 표시된 상태방정식(EOS)을 이용하여 해석하였으며 Coivier[5]는 이와같은 외재적 상태방정식과 LUSGS형태의 solver를 이용하여 극초음속 corner유동을 해석하였다. 한편 Feiereisen과 Venkatapathy[6]는 Plume유동에서 Helmholtz free energy를 최소화하여 화학적 성분을, 압력은 Dalton의 법칙으로 부터,  $p = p_e(\bar{\gamma}-1)$ 로 부터  $\bar{\gamma}$ 를 구하는 방법으로 평형기체의 물성치를 얻었다. Saladino등[7]은 AFE(Aeroassisted Flight Experiment)등 고 엔탈피 유동에서의 실제기체의 효과를 예측하는 연구에서 Hansen[8]의 equilibrium gamma와 엔탈피-내부에너지 비를 사용하여 PARC2D Code에 실제기체 효과를 고려하여 평형상수법에 의해 화학성분을 구하고 혼합기체의 물성치는 Hansen[8]으로부터, 점도, 열전도 계수 및 확산 계수는 kinetic theory로 부터 구하였다.

1950년대 부터 1970년대 후반까지 이르는 기간 동안 극초음속 유동 해석에 관한 대부분의 연구는 편미분 방정식 해석 방법상의 어려움과 엄청난 계산시간 및 비용소요때문에 완전 Navier-Stokes방정식 대신에 비교적 간단한 방법인 경계층이론(Boundary Layer Theory[9]), 점성충격파층(Viscous Shock Layer[10]) 및 Parabolized N-S.[11]방법을 통하여 연구되어져 왔으며, 1980년대 이후 현재까지는 급격한 컴퓨터 하드웨어의 발달과 수치 해석적 알고리즘의 발달로 복잡한 유동 영역에 대하여서도 완전 Navier-Stokes 접근 방법을 가능하게 하고 있다. 현재 압축성, 점성 완전 Navier-Stokes 방정식을 푸는 수치적 이산화 방식은 크게 비점성 플럭스항을 중앙차분법을 사용하여 계산하는 Beam-Warming의 근사인수분해(Approximate Factorization)방식과 유동의 특성에 따라 전방 혹은

후방 차분법을 사용 하여 계산 하는 풍상차분법으로 나눌 수 있다.

풍상차분법(Upwind Flux Splitting Method)은 Steger-Warming에 의한 Flux Vector Splitting 방법 (flux jacobian 행렬의 고유치 부호에 따른 플럭스의 분해)[12], Van Leer의 Flux-Vector Splitting 방법(연속합수를 이용하여 ± 플럭스를 표현함으로써 음속점 등 불연속점 주변에서 보다 나은 거동을 보여줌)[13], Godunov Scheme에서 구한 엄밀한 Riemann해 대신에 특성변수와 보존변수간의 변환에 고유치와 고유벡터의 분해방식을 이용한 근사 Riemann 해를 구함으로써 격자의 interface간 플럭스차이를 구하는 Roe의 Flux Difference Splitting[14]방법 및 특성변수, 원시변수 및 보존변수간의 변환 행렬과 고유치의 부호에 의하여 플럭스를 분해하는 Lombard의 CSCM (Conservative Supra Characteristic Method) Flux Difference Splitting 방법[15][16][17]등이 있다. 그 중 Lombard의 CSCM 방법은 다른 3가지 방법에 비하여 주의를 받지 못하였으나 빠른 계산속도, Upwind 방식이 갖는 장점, 2-3차원 계산시 소형 workstation급 컴퓨터에서도 사용 가능한점 (대각지배 ADI solver가 갖는 장점)과 jet-interaction 문제해석[18]등에서 보여주는 우수하고 복잡한 문제해결 능력으로 주목을 받고 있다. 따라서 이러한 CSCM 풍상차분법으로 극초음속 비행시 발생 하는 고온, 고압으로 인한 공기의 화학적 평형 상태를 해석할 수 있다.

본 연구에서는 극초음속 축대칭(sphere-cone(5°)) 무딘 물체 주위의 완전 기체 및 화학적 평형 기체인 경우 점성 유동을 비교적 평형 상태에 가깝고 낮은 고도(30km)에서 마하수 15인 경우에 대해서 연구해 보았다.

## 2. 완전기체 지배방정식 및 이산화 기법

### 2.1 풍상차분법

2-D, 압축성, 점성유체를 Navier-Stokes 방정식의 유한 차분 형태로 일반 곡면 좌표계에서 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} \quad (1)$$

여기서 비점성 플럭스  $F, G$ , 점성 플럭스

$F_v, G_v$ 와 보존변수  $q$ 는 각각

$$\begin{aligned} F &= (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(\varepsilon + p))^T \\ G &= (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(\varepsilon + p))^T \\ F_v &= (0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + kT_x)^T \\ G_v &= (0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + kT_y)^T \\ q &= (\rho, \rho u, \rho v, \varepsilon)^T \end{aligned} \quad (2)$$

가된다. 그리고 총에너지  $\varepsilon = p/(\gamma - 1) + 1/2\rho(u^2 + v^2)$ 이며, 체적 내부에너지  $P$ 는 압력  $p$  대신에  $p/(\gamma - 1)$ 로 사용 되고 있다.

풍상차분법에 있어서 비점성 플럭스항  $\Delta_x F$ 는 상사변환(similarity transformation)을 이용하여 다음과 같이 여러 형태로 쓰일 수 있다.

$$\partial_x F = A \partial_x q = \overline{M} T \Lambda T^{-1} M^{-1} \partial_x q \quad (3-a)$$

$$= \overline{M} T \Lambda T^{-1} \partial_x \bar{q} = \overline{M} A' \partial_x \bar{q} \quad (3-b)$$

$$= \overline{M} T \Lambda \partial_x \tilde{q} \quad (3-c)$$

여기서  $A' = T \Lambda T^{-1}$ ,  $q$  = 보존 변수,  $\bar{q}$  = 원시 변수,  $\tilde{q}$  = 특성 변수

대각행렬  $\Lambda$ 는 실수의 고유치인  $(u, u, u+c, u-c)$ 를 그 원소로 갖고있다. 변수  $q, \bar{q}, \tilde{q}$  사이에는 다음과 같은 관계가 있다.

$$\partial_x \bar{q} = \overline{M}^{-1} \partial_x q, \quad \partial_x \tilde{q} = T^{-1} \partial_x \bar{q}.$$

$\overline{M}$  행렬은 원시변수  $\bar{q}$ 를 보존변수  $q$ 로 변환시켜준 다.

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

다음 단계는 원시변수로부터 특성변수로 바꿔주는 전환이며 이는 다음 식으로 부터 알 수 있다.

$$\begin{aligned} \overline{T}^{-1}(\overline{A}' \Delta \bar{q}) &\approx \overline{T}^{-1}(\overline{T} \Lambda T^{-1}) \Delta \bar{q} \\ &= \Lambda T^{-1} \Delta \bar{q} = \Lambda \Delta \tilde{q} \end{aligned} \quad (5)$$

$\overline{T}^{-1}$  행렬은 원시변수를 특성변수로 바꿔주는 행렬이며 밀도와 압력과 마하수를 대수(logarithm) 차분형태로 바꾸어 주는 자연 scaling을 사용하며 이와 같은

자유로운  $T^{-1}$  행렬의 도입이 본 방법의 중요한 특성이라고 할 수가 있다. 대각 행렬 진리 함수를 사용하여 고유치의 부호에 따라  $\Delta F$  를  $\Delta F^+$  와  $\Delta F^-$  로 나누는 과정은 식(3-b)를 사용하면 다음과 같다.

$$\Delta F = \overline{MT}(D^+ + D^-) \overline{T^{-1}A} \Delta \bar{q} = \Delta F^+ + \Delta F^- \quad (6)$$

여기서  $\Delta F^+ = \overline{MTD^+T^{-1}A} \Delta \bar{q}$  이고

$$D^+ = \frac{1}{2} \left[ \frac{\Lambda}{|\Lambda|} + 1 \right], \quad D^- = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\Lambda}{|\Lambda|} \right]$$

$$D^+ + D^- = I, \quad \Delta F^+ + \Delta F^- = \Delta F$$

Flux 항을 보존 변수  $q$ 를 이용하여 표시함으로써 CSCM flux difference splitting 방법을 Roe의 보존 형태로 나타낼 수가 있다.

$$\Delta F^+ = \overline{MTD^+T^{-1}M} \Delta q = \bar{A}^+ \Delta q \quad (7)$$

### 2.2 수치적 이산화

풍상차분법을 이용하여 일반적인 (i,j)번째 내부 점의 유한차분 방정식을 기술하면

$$(I + \bar{A}^+ \nabla_{\xi} + \bar{A}^- \Delta_{\xi} + \bar{B}^+ \nabla_{\eta} + \bar{B}^- \Delta_{\eta}) \delta q_{ij} = -\bar{A}^+ \Delta_{\xi} q_{i-1,j} - \bar{A}^- \Delta_{\xi} q_{i,j} - \bar{B}^+ \Delta_{\eta} q_{i,j-1} - \bar{B}^- \Delta_{\eta} q_{i,j} \quad (8)$$

$$q^{n+1} = q^n + \delta q$$

여기서  $\Delta$ 와  $\nabla$ 는 전방 및 후방공간 차분기호이다. 내재적인 인축항을 근사 인수 분해한 후 Lombard등[16]이 이용한 대각지배 ADI방식 혹은 Douglass-Gunn[19]의 근사인수분해를 도입하면 식 (8)는 다음과 같이 쓰여 질 수 있다.

$$(-\bar{A}^+, D, \bar{A}^-)(-\bar{B}^+, I, \bar{B}^-) \delta q_{ij} = (-\bar{A}^+, D, \bar{A}^-) D^{-1} (-\bar{B}^+, D, \bar{B}^-) \delta q_{ij} \quad (9)$$

$$\text{여기서 } D = I + \bar{A}^+ - \bar{A}^- + \bar{B}^+ - \bar{B}^-$$

식 (9)는  $\xi$  방향과  $\eta$  방향으로 순차적으로 block tridiagonal 형태를 교대로 풀어서  $\delta q_{ij}$  를 구하면 다음 식 (10)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} (-\bar{A}^+, D, \bar{A}^-) \delta q_{ij} &= RHS \\ (-\bar{B}^+, D, \bar{B}^-) \delta q_{ij} &= D \delta q_{ij} \end{aligned} \quad (10)$$

그러므로 새로운 해는 다음과 같이 구하며

$$q_{ij}^{n+1} = q_{ij}^n + \delta q_{ij}$$

최종해는 RMS(root mean square)에러가 초기치로부터  $10^{-4}$ 승 이하로 떨어질때에 수렴한 것으로 하였다.

### 2.3 경계 조건 및 격자계

경계면에서 완전결합(fully coupled)된 내재적 근사방법은 Lombard등[16]의 특성 경계방정식에 의해 구할 수가 있으며 보조 경계방정식을 보존변수나 원시 변수로써 나타낼 수가 있다[17].

2차원/축대칭 유동일 경우에 입구 경계조건으로는 초음속일때 일정한 entropy, total enthalpy와 입구에서의 유동속도등 4개의 물리적 경계조건이 사용되며 아음속일때에는 1개의 수치적 경계조건과 3개의 물리적 경계조건들이 사용된다. 2차원 극초음속 점성 유동에 대한 경계조건은 무딘 물체의 정체점 유선을 따라 대칭면에서는 대칭경계조건을, 벽면에서는 점착 조건을 사용하였고, 온도에 대한 경계조건으로는 벽면에서는 등온조건을 사용하였다. 한편 출구 경계조건으로는 초음속 유출 경계 조건을 사용하여 유동장 내부의 이산화 과정에서 내부적으로 외삽하여 처리하였다.

격자계 구성은 축대칭 무딘물체 주위에 대수적인 transfinite 보간법을 사용하여 구성하였다. 마하수 15, 고도 30 km 일 경우에는 격자의 영향을 검증하기 위하여 완전 기체일 경우에 대하여 4 가지 격자계(35×60, 60×60, 60×80, 80×80)에 대하여 격자계 수렴 시험을 하였으며, 평형 기체 일 경우에는 80×80 경우에 대하여 계산 하였다.

### 2.4 고온 기체의 물성치

열적 완전기체이며 열량적으로 불완전기체인 경우에  $C_p$  와  $C_v$ 는 기체분자 진동에너지의 여가와 원자, 분자내 전자의 운동에 의한 전자에너지로 인한 온도의 함수이며 엔탈피와 내부에너지 또한 온도만의 함수이다. 상태방정식은 Dalton의 법칙인  $p = (\rho R \sqrt{M}) T$  를 적용할 수 있다. 압력은 Saladino등[7]과 같이 수정된 비열비(엔탈피- 내부에너지 비)를 포함하는 기체 상태방정식을 이용한다.

$$p = (\bar{\gamma} - 1) [\epsilon - \rho(u^2 + v^2)/2].$$

극초음속 유동에서는 기체분자 진동에너지의 여기

(excitation), 분자들의 해리, 재결합으로 인한 화학반응 및 이온화 현상이 정체점 근방의 고온영역에서 발생하므로 비열  $C_p$ ,  $C_v$ , 및 비열비( $\gamma=C_p/C_v$ )는 온도의 함수가 된다. 공기의 경우 800K 이상에서 이러한 효과가 나타나기 시작하며 압력이 1기압에서 온도가 2000K에 이르면  $O_2$ 의 해리가 시작되고 4000K일 때  $O_2$ 의 해리가 끝나며, 산소의 대부분은 산소원자로 해리가 된다. 그리고 4000K에서  $N_2$ 가 해리되기 시작하며 9000K에서 해리가 완전히 끝나며, 한편  $NO$ 도 비교적 낮은 온도에서  $NO'$ 로 이온화된다.

본 연구에서 사용된 평형 기체의 물성치들은 Srinivasan 등[20]의 curvefit 방정식으로 부터 구하였으며, 이 방정식은 평형기체의 상태량들을 여러 자료로부터 모은 후 Grabau 형태의 함수를 이용하여 각 온도 영역에서 부드럽게 연결시킨 방정식이다. 이러한 방정식들은 내재적인 왼쪽항들의 Jacobian matrix 계산시 필요한  $\bar{\gamma}$ 의 도함수(즉,  $\partial \bar{\gamma} / \partial p$ ,  $\partial \bar{\gamma} / \partial p$ ) 등을 계산할때에 그 연속성에 문제점이 있는 것으로 알려져 있다. 현재의 풍상차분법의 구성은 위와같은  $\bar{\gamma}$ 를 사용하기 쉬운 형태이므로  $\bar{\gamma}$ 의 도함수를 쓰지않고 간류항의 계산에서  $\bar{\gamma}$ 의 값을 curvefit 방정식으로부터 사용하였다.

본 연구에서는 Srinivasan 등[20]의 curvefit 관계식으로 부터 공기의 평형 물질특성인 비열비(effective  $\gamma$ : 엔탈피-내부에너지 비)를 보정하여 사용하였다.

### 3. 결과 및 토의

#### 극초음속 무딘물체 주위의 유동장 해석

이와 같은 특성곡선에 기초한 완전기체/화학적 평형 축대칭 Navier-Stokes 코드를 검증하기 위하여 고속에 의한 고온 유동장을 해석하였다. 시험조건은 Table 1과 같으며 마하수 15, 고도 30 km로 비행하는 반경이 1 inch이고, 동체길이가 반경의 4배인 ( $X/Rn=4$ ) 축대칭 sphere-cone ( $5^\circ$ ) (Fig.1a) 주위의 점성 유동장을 완전기체와 평형 기체모델을 사용하여 계산하였다.

#### 3.1 완전기체유동

해의 정확성 및 수렴성과 격자의 영향을 검증하기 위하여 완전기체 Navier-Stokes 코드를 4가지의 격자계  $35 \times 60$ ,  $60 \times 60$ ,  $60 \times 80$  및  $80 \times 80$ 에 대하여 격자계 수렴시험을 하였다. Fig. 1b는  $60 \times 60$  격자계와 Fig. 1c는  $80 \times 80$  격자계를 보여주고 있다. 마하수 15, 고도 30 km, 레이놀즈수  $0.142 \times 10^6$ 인 고속비행 시험조건을 사용하였다. Fig. 2에는 4가지 격자에 대하여  $x$  방향을 따른 벽면 압력분포를 비교해 보았다. 벽면압력은 4가지 경우 모두 거의 잘 일치하고 있으나  $35 \times 60$  격자에서는 코(nose)부분에서 다른 격자계와 비교하여 좀더 높은 압력분포를 가지고 있음을 알 수가 있다. 이것은 코부분에서 유선방향의 격자가 다른 격자계와는 달리 적음으로 발생한 것으로 생각된다. Fig. 3a는  $60 \times 60$  격자계와 Fig. 3b는  $80 \times 80$  격자계에서 예측한 sphere-cone( $5^\circ$ ) 주위의 압력등고선을 각각 나타낸 것이다. 이러한 압력분포 등고선으로부터 압력이 구형 무딘 물체의 코부분을 지나면서 빠르게 확산되어 급속히 감소하는 현상을 볼 수 있으며 두 경우 모두 같은 압력분포를 보여주고 있음을 알 수 있다. Figs. 4a와 4b는  $60 \times 60$  격자계와  $80 \times 80$  격자계에서 마하 등고선을 각각 보여주고 있다. 무딘물체 코부분에서는 강한 충격파에 의한 아음속영역이 존재하며 후방동체로 진행할수록 유동이 초음속으로 바뀌며 무딘물체 앞에 활모양 충격파가 매끈하게 잡혀있음을 알 수가 있다.

#### 3.2 화학적 평형기체 유동

Fig. 5은 유선 방향으로의 벽면압력분포를 평형기체일 경우, 비점성 Euler방법, 점성 Navier-Stokes방법과 점성충격파층(VSL) 공간전진법으로 구한 Thareja[21] 등의 결과들과 비교하였다. 극초음속 점성 유동장 해석결과(N-S, VSL)는 거의 유사하였으나 비점성 Euler방법의 해는 점성일 경우보다 약간 더 높은 벽면압력분포를 보여주고 있다. 평형기체 압축성 Navier-Stokes방법으로 얻은 해는 정체점 근처에서 해의 진동등 여러가지 어려움이 많았으나 적절한 대칭 경계조건과 조밀한 격자계로서 수렴된 해를 얻을 수 있었다.

Fig. 6은 유선방향의 벽면압력분포를 완전기체와 평형기체일 경우에 대하여 비교한 그림이다. 우선 완

전기체, 평형기체 해 모두가 정체점 영역에서 압력이 매끈하게 잘 잡혀 있음을 알 수 있다. 평형 기체의 벽면압력분포가 정체점 영역에서는 완전기체의 경우보다 약간 더 높으나(3~5%), 후방동체로 갈수록 아주 근소한 차이를 보여주고 있다. 또한 정체점에서의 높은 압력이 구형부분을 지나면서 유동의 가속으로 빠르게 확산되어 급속히 감소하는 현상을 볼 수가 있다. 이렇게 고속고온에 의한 화학적 평형기체의 영향으로 무딘물체의 앞부분에서는 압력이 완전기체보다 더 높으며 이는 우주비행체가 지구 대기권을 재진입할 때 비행체의 피칭모멘트를 보다 더 양으로 만들어 비행체를 불안정하게 할 수가 있다. 평형기체 유동의 영향은 피칭모멘트 뿐만 아니라 열전달 및 표면마찰력 예측에도 크며 증가시키는 역할을 한다.

Figs. 7a와 7b는 마하수 15, 고도 30km에서의 80 × 80 격자계에 대하여 완전기체유동과 평형기체유동의 압력분포( $p/p_\infty$ ) 등고선을 보여주고 있다. Fig. 7a는 완전기체유동의 경우로 무딘물체 전면에 분리된 활모양 충격파가 매끈하게 잡혀 있으며, 평형기체유동의 충격파 분리거리(shock stand-off distance)가 완전기체유동의 경우보다 더 작음을 보여주고 있다(Fig. 7b). 이것은 충격파 분리거리는 밀도의 증가에 반비례하여 평형화학반응 고속유동의 경우에 충격파를 지나면서 일어나는 밀도의 증가가 완전기체의 경우보다 훨씬 더 크므로( $\rho_2/\rho_1=10$ ) 충격파 분리거리가 완전기체의 경우( $\rho_2/\rho_1=6$ )보다 더욱 얹아짐을 확인할 수 있었다. 고온화학반응은 온도, 밀도와 달리 압력에는 큰 영향을 주지는 않는다.

Figs. 8a와 8b는 sphere-cone 주위의 극초음속 완전기체와 평형기체 유동의 온도분포 등고선을 각각 보여주고 있다. Fig. 8a로부터 마하수 15일때 완전기체유동의 정체점 유선상의 충격파 직후 온도가 약 10,000 K이었다. 한편 마하수 15, 고도 30km시의 평형기체의 유동시 충격파 직후의 온도가 약 6,300 K정도를 나타내며(Fig. 8b참조), 완전기체에 비해 상대적으로 매우 낮은 온도분포를 가졌다. 이것은 유동이 고온상태가 되면서 공기분자의 진동에너지 여기, 분자 해리, 이온화가 일어나 열에너지를 흡수하여 유동장 온도를 내리기 때문이다.

Figs. 9a와 9b는 완전기체와 평형기체 유동의 마하수분포 등고선을 보여주고 있으며 앞에서 언급한 현상

들은 확인할 수 있었다. Figs. 10a와 10b는 마하수 15, 고도 30km일 경우 완전기체유동과 평형기체유동의 경우 속도벡터와 유선을 보여주고 있으며 경계층의 형성을 볼 수가 있다. Fig. 11은 다양한 방법과 기체 모델의 벽면 압력분포에 대한 영향을 비교하는 그림이며 완전기체 N-S해와 점성충격파층 해가 서로 잘 일치함을 정체점 근방에서 알 수 있으며, 평형기체의 경우보다 약 3~5% 가량 더 낮은 것을 확인할 수 있다. 평형기체의 벽면압력분포에 대한 영향은 정체점 부근의 영역에서 고속, 고온에 의한 분자 해리, 이온화로 완전기체에 비해 비교적 높았으나(Mach수 15일 때 3~5%), 하류에서는 매우 작았다.

Fig 12는 벽면에서 열전달율을 유선 방향에 대하여 공간 전진 방법인 VSL과 비교하여 보았다. 무딘 물체 앞부분에서 높은 운동에너지가 열적 에너지로 변환으로써 높은 열전달율을 보여 주고 있으며 구형을 지나면서 압력과 온도가 확산되므로 열전달율이 급격하게 줄어드는 것을 볼 수가 있다. 코 앞부분에서 움기(bump)되는 현상을 볼 수가 있는데 이것은 정체선에서 v 속도가 "0"이 되지 않고 일정한 값을 가지므로 정체점에서 약간 후류쪽에서 정점을가지고 있음을 알 수가 있었다. 그러나 전체적으로는 유사한 경향을 볼 수가 있었다.

#### 4. 결 론

특성곡선에 기초하여 Jacobian 행렬 고유치의 부호에 따라 전방 혹은 후방차분을 하는 풍상차분법 Navier-Stokes코드를 사용하여 고속에 의한 고온 점성 유동장을 성공적으로 해석하였다.

완전기체 모델을 사용하여 다양한 격자계를 시험한 결과 60×60이상의 격자계에서는 sphere-cone(5°) 주위의 벽면 압력분포가 거의 동일하게 나옴을 알 수 있었으나 80×80 격자계가 가장 좋은 해를 보여 주었다. 완전기체 N-S 벽면압력분포는 VSL방법에 의한 압력분포와 거의 유사하게 예측되었으며 특히 정체점 부근에서의 압력예측이 매우 매끈하였다.

평형기체 N-S 벽면압력분포 결과는 VSL 방법에 의한 압력분포와 정량적으로 거의 유사함을 알 수 있었다. 평형기체 N-S 결과는 정체점 부근에서 진동이 심하여 해가 얻기 어려우며 정체점 대칭 경계조건 및 격자 분포에 매우 민감하게 반응하였다.

평형기체 N-S 벽면압력분포는 M=15, 고도 30 km시협조건에서 완전기체분포보다 정체점 영역에서

약 3~5% 가량 높았으며 잘 예측되었다. 평형기체의 충격과 분리거리는 완전기체의 그것보다 정체점 영역에서 낮았으나 하류로 갈수록 차이는 줄어들었다. 평형기체의 영향은 정체점 부근의 영역에서 고속, 고온에 의한 분자 해리, 이온화로 비교적 컸으나 하류에서는 그 영향이 매우 작았다. 점성 유동장 해석시의 주요 지표인 벽면 열전달율은 코 앞부근에서 약간 옹기 되어 정점을 이루며 후방동체에서 급격히 감소되며 VSL 방법과 거의 유사함을 알 수가 있었다. 앞으로 다양한 고도, 비행 속도, 형상의 벽면 열전달율, 마찰력에 미치는 영향을 더 연구 하고자 한다.

후 기

이 논문은 '94년도 국방과학연구소의 연구비 지원으로 이루어진 결과이며 이에 감사 드립니다.

Table 1 Freestream Condition

고도 : 30km
압력 : 1190.45 Pa
밀도 : $1.83 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^3$
온도 : 227.4 K

5. 참고 문헌

[1] Davies, C. B., and Park, C., "Aerodynamic and Thermal Characteristics of Modified Raked Off Cone," AIAA/ASME 4th Joint Thermophysics and Heat Transfer conference, Paper No. 86-1309., Boston, MA, June 24, 1986.  
 [2] Vinopal, T. J., "System Technology Analysis of Aeroassisted Orbital transfer Vehicles(AOTVs) Low Lifts/ Drag (0.0-0.75), Final Report Vol. 1, Part B- Study Results," F1 80-29222-1., Boeing Aerospace Company, Seattle, WA 1985.  
 [3] Vinokur, M. and Liu, Y., "Equilibrium Gas Flow Computations II : An Analysis of Numerical Formulations of Conservation Laws," AIAA paper No. 88-0127, 1988.  
 [4] Liou, M. S., Van Leer, B. and Shuen, J. S., "Splitting of Inviscid Fluxes for Real Gases," *Journal*

*of Computational Physics*, Vol. 87, No. 1, pp.1-24, 1990.  
 [5] Coirier, W.J., "Efficient Real Gas Upwinded Navier-Stokes Computations of High Speed Flows," *AIAA J.*, Vol 29, No. 8, pp.1223-1231, 1991.  
 [6] Feiereisen, W.J. and Venkatapathy, E., "Computations of Ideal and Real Gas High Altitude Plume Flows," AIAA paper No. 88-2636, 1988.  
 [7] Saladino, A., Prahara, S., Collins, F. and Seaford, C., "Upgrade of PARC2D to include Real Gas Effects," AIAA paper No. 90-0552, 1990.  
 [8] Hansen, C.F., "Molecular Physics of Equilibrium Gases, A Handbook for Engineers," NASA SP-3096, 1976.  
 [9] Blotner, F. G. , Johnson, M, and Ellis, M. , "Chemically Reacting Viscous Flow Program for Multi-Component GAS Mixtures," Sandia Laboratory, Report No. SC-RR-70-754, Dec. 1971.  
 [10] Miner, E. W. and Lewis, C. H. , "Hypersonic Ionizing Air Viscous Shock-Layer Flows Over Nonanalytic Blunt Bodies," NASA CR-2550, 1975.  
 [11] Bhutta, B. A. and Lewis, C. H., "An Implicit Parabolized Navier-Stokes Scheme for High Altitude Reentry flows," AIAA 85-0362, 1985.  
 [12] Steger, J. L. and Warming, R. F., "Flux Vector Splitting of the Inviscid Gasdynamics Equations with Application to Finite Difference Methods," *Journal of Computational Physics*, Vol. 40, pp. 263-293, 1981.  
 [13] Van Leer, B., "Flux-Vector Splitting for Euler Equations," *Lecture Notes in physics*, Vol. 170, pp. 507-512, 1982.  
 [14] Roe, P. L., " The use of the Riemann Problem in Finite-Difference Schemes," Seventh International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, *Lecture Notes in Physics*, 141, pp. 354-359, 1982  
 [15] Lombard, C. K., "Conservative Supra-Characteristic Method for Splitting the Hyperbolic Systems of Gasdynamics for Real and Perfect Gases," NASA CR-166307, 1982.  
 [16] Lombard, C. K. , Bardina, J., Venkatapathy, E. and Olinger, J., "Multi-dimensional Formulation

of CSCM - An Upwind Flux Difference Eigenvector Split Method for the Compressible Navier-Stokes Equations," AIAA-83-1895, 1983.

[17] Lombard, C. K., Oliver, J., Yang, J. Y., Davy, W. C., "Conservative Supra Characteristics Method for Splitting the Hyperbolic System of Gasdynamics with Computed Boundaries for Real and Perfect Gases," AIAA-82-0837, 1982.

[18] Lombard, C.K., Hong, S.K., Bardina, J., Coddling, W.H., and Wang, D., "CSCM in Multiple Meshes with Application to High Resolution Flow Structure Capture in the Multiple Jet Interaction Problem," AIAA Paper 90-2102, 1990.

[19] Douglas, J. and Gunn, J.E., "A General Formulation of Alternating Direction Methods-Part I-Parabolic and Hyperbolic Problem," Numerische Mathematic, Vol.6 pp.428-453, 1964.

[20] Srinivasan, S., Tannehill, J.C., and Weilmuenster, K.J., Simplified Curve Fits for the Thermodynamic Properties of Equilibrium Air, NASA RP 1181, 1987.

[21] Thareja, R. R., Szema, K. Y. and Lewis, C. H., "Viscous Shock-Layer Prediction for Hypersonic Laminar or Turbulent Flows in Chemical Equilibrium over the Windward Surface of a Space Shuttle-Like Vehicle," AIAA paper No.82-0201.

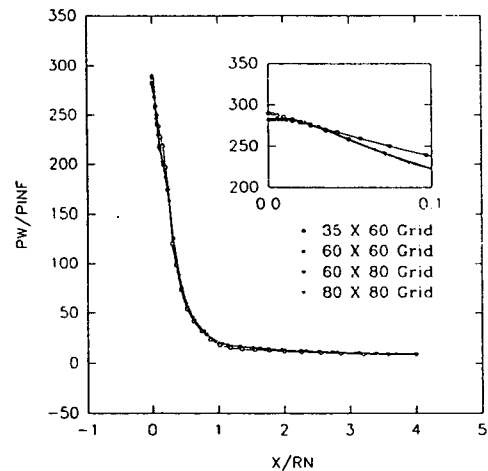
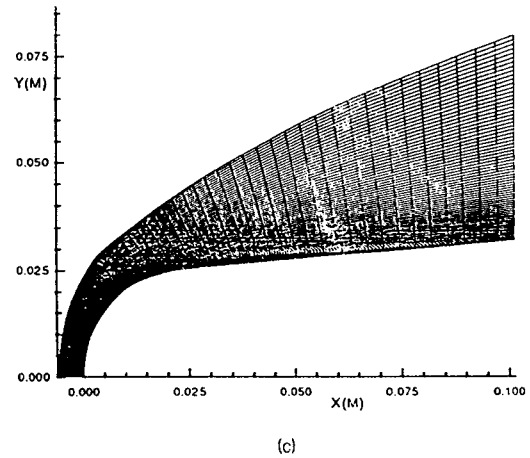
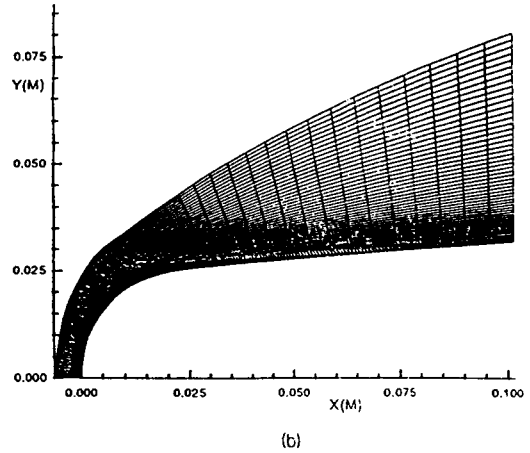
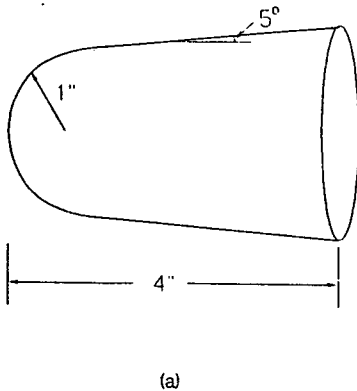


Fig. 1 Schematic of vehicle geometry : (a) Geometry of sphere-cone(5°) (b) 60×60 grid system, (c) 80×80 grid system.

Fig. 2 Grid convergence test : the wall pressure distribution comparison among various grids for perfect gas flow over sphere-cone(5°) at M=15.



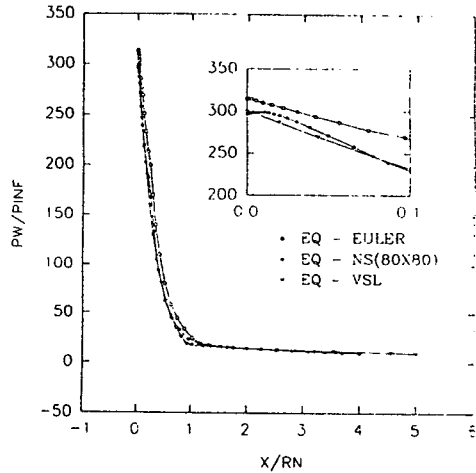
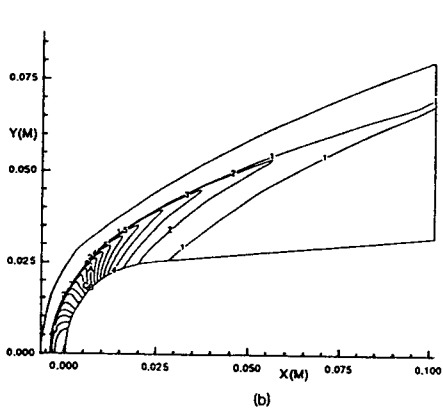
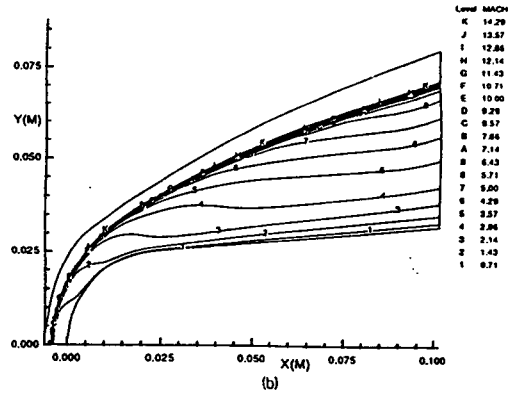
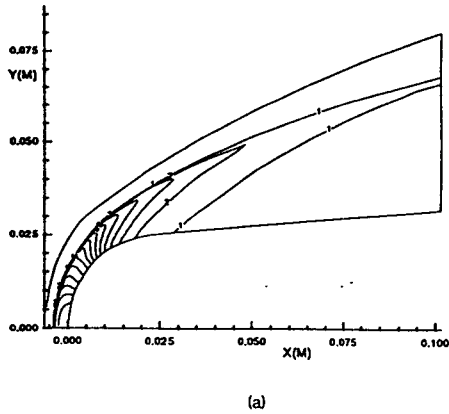


Fig. 3 Pressure contour plot over sphere-cone(5°) from perfect gas at M=15 in (a) 60×60 grid, (b) 80×80 grid.

Fig. 5 Equilibrium air wall pressure distribution comparison over sphere-cone(5°) among different methods.

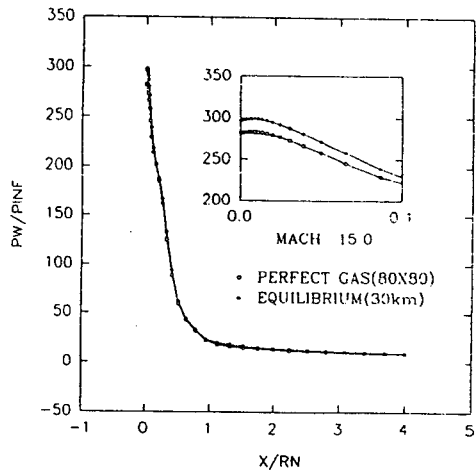
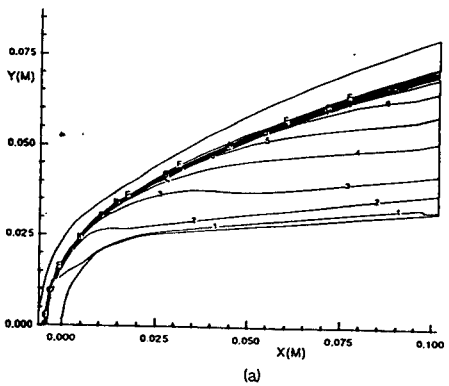


Fig. 4 Mach contour plot over sphere-cone(5°) from perfect gas model at M=15 at (a) 60×60, (b) 80×80 grid.

Fig. 6 Wall pressure distribution comparison between perfect gas and equilibrium air along the sphere-cone(5°) at M=15.

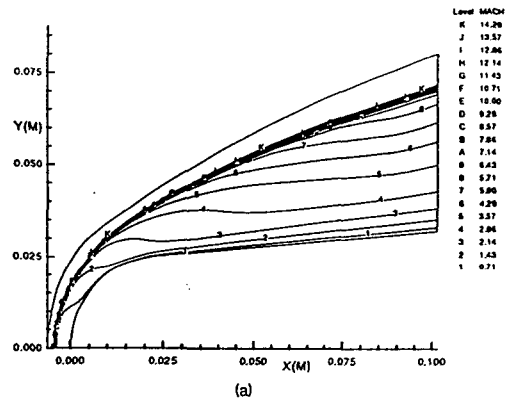
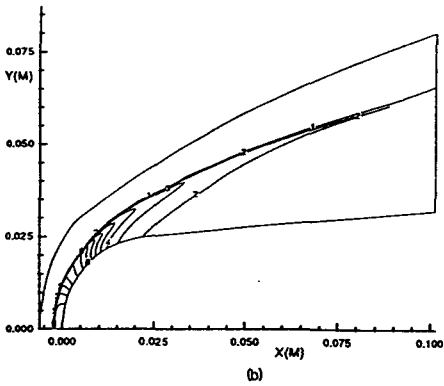
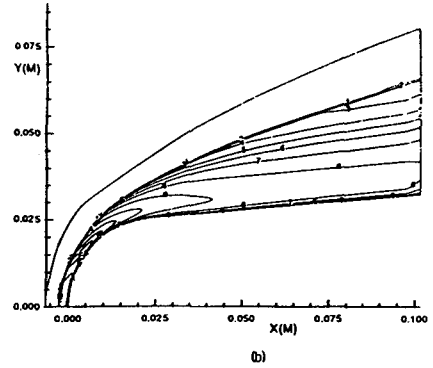
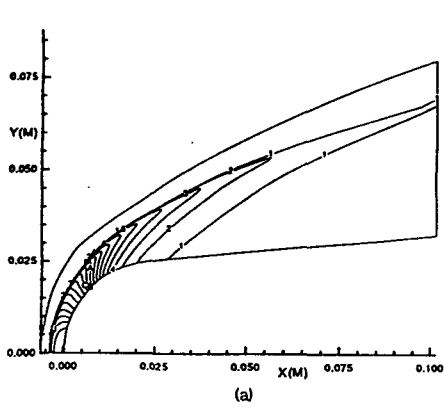


Fig. 7 Pressure contour plot over sphere-cone(5°) at M=15, altitude=30km, (a) from perfect gas, and (b) from equilibrium air model.

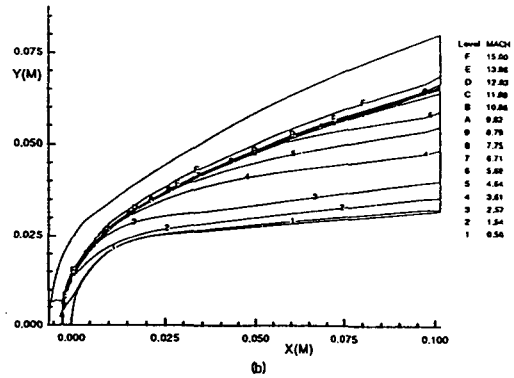
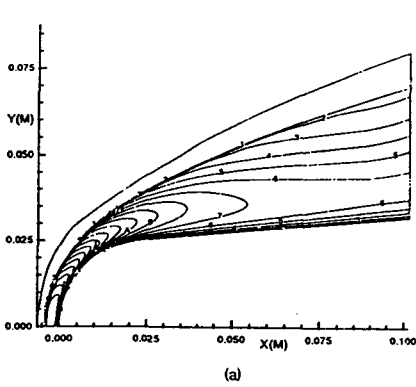


Fig. 8 Temperature contour plot over sphere-cone(5°) at M=15, altitude=30km, (a) from perfect gas, and (b) from equilibrium air model.

Fig. 9 Mach number contour plot over sphere-cone(5°) at M=15, altitude=30km, (a) from perfect gas, and (b) from equilibrium air model.

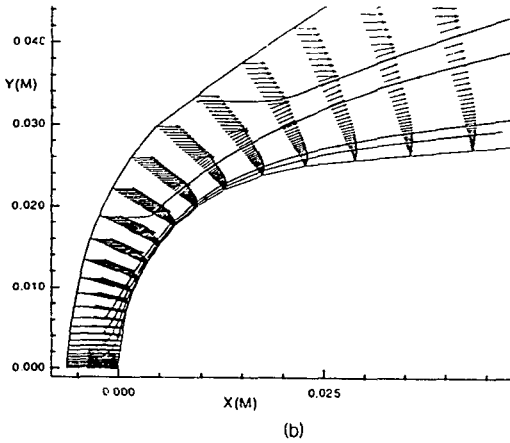
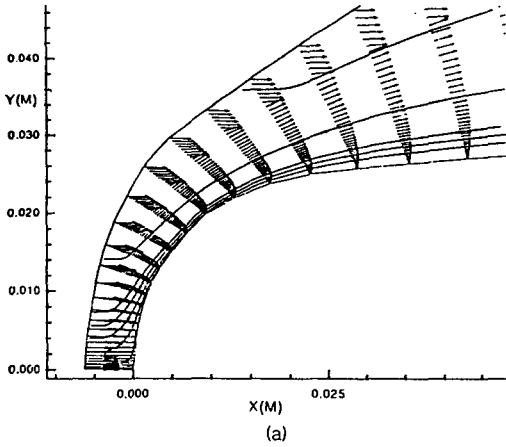


Fig. 10 Velocity vector plot for viscous flow over sphere-cone( $5^\circ$ ) at  $M=15$ , altitude=30km, (a) from perfect gas, and (b) from equilibrium air model.

Fig. 11 Wall pressure distribution comparison between various methods and gas models at  $M=15$ , 30km altitude.

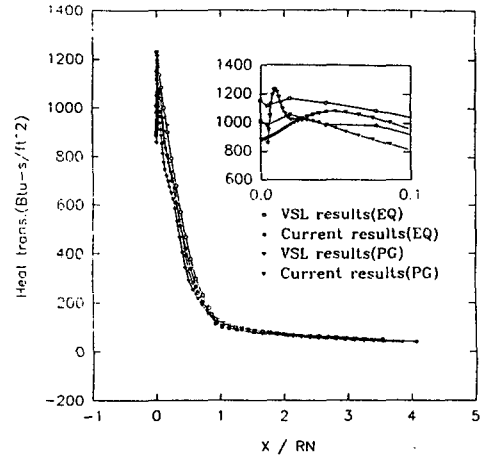


Fig. 12 Heat transfer distribution comparison between VSL results and current results at  $M=15$

