

작은 크기의 무딘 물체에 대한 극초음속 유동의 수치해석

Numerical Analysis of Hypersonic Flow over Small Radius Blunt Bodies

*이창호1) , 박승오2)

Chang Ho Lee and Seung O Park

The effect of nose radius on aerodynamic heating are investigated by using the Navier-Stokes code extended to thermochemical nonequilibrium airflow. A spherical blunt body, whose radius varies from 0.003048 m to 0.6096 m, flying at Mach 25 at an altitude of 53.34 km is considered. Comparison of heat flux at stagnation point with the solution of Viscous Shock Layer and Fay-Riddell are made. Obtained result reveals that the flow chemistry for very small radius is nearly frozen, and therefore the contribution of heat flux due to chemical diffusion is smaller than that of translational energy. As the radius becomes larger, the portion of diffusion heat flux becomes greater than translational heat flux and approaches to a constant value.

1. 서론

극초음속 비행체에서 공력가열의 심각한 영향을 받는 부분은 선두부와 날개 또는 조종면의 앞전 등으로 구분할 수 있다. 이와 같은 부분들은 서로 특성길이가 다르므로 극초음속 유동에서 중요한 상사변수인 Knudsen 수, Damkohler 수, Reynolds 수 등도 크게 다르게 되며, 이러한 변수들의 차이는 충격파의 형상, 기체의 열적, 화학적 상태, 벽면 열전달 등에 큰 영향을 준다. 본 논문에서는 고도 53.34 km에서 비행 Mach 수 25일 때 반구(hemisphere) 형상의 무딘 물체에 대해 반지름의 크기 변화에 따른 유동, 기체상태, 벽면 촉매효과 및 벽면 열전달률의 변화를 열적, 화학적 비평형의 Navier-Stokes 방정식을 수치해석을 통하여 분석하였다. 계산결과로서 비행체 반지름의 크기 변화에 따른 정체점에서의 벽면 열전달률을 참고문헌1의 Viscous Shock Layer 코드 결과 및 Fay-Riddell식 결과와 비교하였다. 비행체의 크기가 작은 경우는 유동의 특성길이가 작아지므로 화학반응은 감소하는 동결상태로 되어 확산에 의한 열전달 기여는 적다. 비행체 크기가 증가하면서 유동은 화학적 비평형 상태가 되어 확산 열전달의 비율은 병진온도에 의한 것보다 커지며, 이것은 본 연구에서 계산한 범위의 비행체 크기에서 거의 일정한 값을 보였다.

2. 지배방정식 및 물리적 모델

본 연구에서 다루는 기체는 5개 화학종 공기 모델로써 질소분자 N_2 , 산소분자 O_2 , 산화질소 NO , 질소원자 N , 산소원자 O 등으로 구성되어 있다. 기체의 내부에너지 모드에서 병진 및 회전 에너지 모드는 평형으로 가정하여 병진온도 T 로 나타내고, 진동에너지 모드는 비평형으로써 진동온도 T_v 로 나타낸다. 이와 같은 열적, 화학적 비평형 시스템을 다루기 위해 확장된 형태의 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_s u_j + \rho_s v_{s,j}) = w_s \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + p \delta_{ij} + \tau_{ij}) = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho E + p)u_j + \tau_{ij}u_i + q_j] = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho E_v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho E_v u_j + q_{v,j}) = w_v \tag{4}$$

여기서

$$\rho_s v_{s,j} = -\rho D_s \frac{\partial c_s}{\partial x_j} \tag{5}$$

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \tag{6}$$

$$q_j = -(k_t + k_r) \frac{\partial T}{\partial x_j} - k_v \frac{\partial T_v}{\partial x_j} - \sum_{s=1}^{ns} \rho_s v_{s,j} h_s \tag{7}$$

$$q_{v,j} = -k_v \frac{\partial T_v}{\partial x_j} - \sum_{s=1}^{nd} \rho_s v_{s,j} e_{v,s} \tag{8}$$

- 1) 한국항공우주연구원 터보기계연구그룹
- 2) 한국과학기술원 항공우주공학과

기체 내부에너지는 진동에너지만이 비평형으로 간주하여 분자의 진동에너지를 동차 진동자 모델로 나타내고, 각분자의 진동온도가 모두 같다고 가정하면 혼합기체의 단위 체적당 진동에너지는 다음과 같다.

$$\rho E_v = \sum_{s=1}^{nd} \rho_s e_{v_s} = \sum_{s=1}^{nd} \rho_s \frac{R_u}{M_s} \frac{\theta_{v_s}}{\exp(\theta_{v_s}/T_v) - 1} \quad (9)$$

혼합기체의 압력은 Dalton의 분압법칙에 의해 다음과 같이 계산한다.

$$p = \sum_{s=1}^{ns} p_s = \sum_{s=1}^{ns} \rho_s \frac{R_u}{M_s} T \quad (10)$$

동결음속 (frozen speed of sound)은 다음과 같이 유도된다.

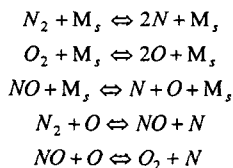
$$a^2 = \left(1 + \frac{R_m}{c_v}\right) R_m T \quad (11)$$

여기서 R_m 은 혼합기체상수로써 다음과 같다.

$$R_m = \sum_{s=1}^{ns} c_s \frac{R_u}{M_s} \quad (12)$$

혼합기체의 점성계수, 열전도계수, 확산계수는 다음과 같은 방법으로 결정한다. 먼저, 각 화학종의 점성계수는 Blottner의 curve fit식으로 계산하고 혼합기체의 점성계수는 Wilke 혼합식으로부터 구한다[2]. 화학종의 병진, 회전 및 진동온도에 대한 열전도계수는 Eucken식으로 계산한다. 혼합기체의 병진, 회전, 진동 온도에 대한 열전도계수는 Wilke의 혼합식으로 계산한다[2]. 질량 확산계수는 모든 화학종에 대해 동일한 것으로 가정하고, Schmidt 수를 0.5로 가정하여 계산한다.

공기의 화학반응모델은 이온화가 없는 것으로서 5개 화학종에 대해 다음과 같은 화학반응식으로 구성된다.



여기서 M_s 은 충돌대상 (collision partner)으로써 5개 화학종이 된다. 따라서 전체 반응식은 17개 이니, 각 화학종의 질량 생성물은 다음과 같이 결정된다.

$$w_s = M_s \sum_{m=1}^{ns} (v_{s,m}^* - v_{s,m}^-) \left[k_{f,m} \prod_{r=1}^{ns} \left(\frac{\rho_r}{M_r}\right)^{\nu_{r,m}} - k_{b,m} \prod_{r=1}^{ns} \left(\frac{\rho_r}{M_r}\right)^{\nu_{r,m}} \right] \quad (13)$$

이식에서 반응률계수, k_f, k_b 는 Park의 Two-temperature 모델[3]을 사용하여 계산한다. 이 모델에서 화학반응 m 에 대한 전방 반응률 계수는 다음과 같은 수정 Arrhenius 식으로 표현된다.

$$k_{f,m} = C_m T_a^{-n_m} \exp(\theta_m / T_a) \quad (14)$$

Park[3]은 기체분자의 진동에너지 여기가 분자 해리반응에 주는 영향을 고려해주기 위한 모델로써, 온도를 병진온도와 진동온도의 기하학적 평균온도, $T_a = T^q T_v^{1-q}$,를 사용하였다. 여기서 q 는 0.5-0.7사이의 값으로써, q 값이 0.5이면 병진온도와 진동온도는 해리반응에 같은 비중의 영향을 주게 되고, q 값이 커지면 상대적으로 진동온도의 비중은 줄어들게 된다. 본 연구에서는 $q=0.7$ 을 사용하였다. 후방 반응률계수는 전방 반응률 계수와 평형상수의 관계를 이용하여 계산한다.

본 연구에서 채택한 Park의 모델은 기체분자의 진동에너지와 해리반응의 상호작용 (vibration-dissociation coupling)을 고려하는 모델중 가장 간단하고 CFD 코드에 적용하기 쉬운 것이다. 하지만 이 모델은 경험적인 직관을 갖고 만들었기 때문에 논란이 있다. 진동에너지-해리반응 상호작용 현상이란 분자의 진동에너지가 여기된 상태에서는 해리반응이 쉽게 일어나고, 또한 분자들의 해리 반응은 분자수를 감소시키므로 전체 진동에너지는 감소하는 것을 뜻하는 것으로, Marcheret and Rich[4]은 기체운동이론에 근거한 모델을 제시하였으며, 이외에도 여러가지 모델들이 발표되었다[5,6]. 그러나 이와 같은 모델들은 복잡하여 CFD에 적용하기가 매우 어려우며, 발표된 결과를 보면 Park의 모델과 별로 차이를 보이지는 않는다. 단 밀도가 매우 낮은 영역의 유동해석에서는 Park의 모델보다 Marcheret and Rich의 모델이 물리적으로 타당한 결과를 주는 것으로 발표된 바 있다[5].

진동에너지 생성항은 Landau-Teller 모델로 표현되는 진동-병진에너지 상호작용에 의한 에너지 전달과 진동-해리에 의한 에너지 전달을 포함하여 다음과 같이 표현된다.

$$w_v = \sum_{s=1}^{nd} \rho_s \frac{e_{vs}^{eq} - e_{vs}}{\tau_{vs}} + \sum_{s=1}^{nd} w_s e_{vs} \quad (15)$$

여기서 e_{vs}^{eq} 와 e_{vs} 는 각각 화학종 s 의 평진 및 진동온도에 대한 진동에너지를 의미한다. 화학종 s 의 진동이완시간은 Park[3]이 제안한 수정 Millikan and White 식을 사용한다.

유동이 화학적 비평형인 경우에 벽면의 촉매(catalytic) 성질은 벽면으로 전달되는 열전달에 큰 영향을 끼친다. 경계층 내부의 유동이 화학적으로 비평형일 때 벽면에 충돌한 원자들이 분자로 재결합되는 현상이 발생하는데, 이때 충돌 원자들의 재결합 화학반응은 발열반응(endothermic reaction)이므로 벽면으로 전달되는 열전달은 증가하게 된다. 본 연구에서는 Gökcen[7]이 사용한 모델을 벽면 촉매조건에 적용하였다.

3. 수치해석기법

열적, 화학적 비평형 시스템에 대한 2차원/축대칭 Navier-Stokes 방정식을 직교좌표계에서 보존형태의 벡터식으로 쓰면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{G} - \mathbf{G}_v)}{\partial y} + \alpha (\mathbf{H} - \mathbf{H}_v) = \mathbf{W} \quad (16)$$

여기서 \mathbf{Q} 는 보존변수(conservative variables) 벡터, \mathbf{F} 와 \mathbf{G} 는 비점성 플럭스(invscid flux) 벡터, \mathbf{F}_v 와 \mathbf{G}_v 는 점성 플럭스(viscous flux) 벡터, \mathbf{H} 와 \mathbf{H}_v 는 축대칭에 의한 기하학적 생성항(axisymmetric source term), 그리고 \mathbf{W} 는 열화학적 생성항(thermochemisry source term) 벡터이다.

식 (16)을 일반곡선 좌표계 (ξ, η) 로 변환하여 셀 중심 유한체적법을 적용하면 다음과 같은 이산화 식을 얻을 수 있다. 이때 ξ 는 벽면과 평행한 방향이고, η 는 벽면과 수직방향이다.

$$\left(\frac{1}{J} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} \right)_{i,j} + (\tilde{\mathbf{F}} - \tilde{\mathbf{F}}_v)_{i+1/2,j} - (\tilde{\mathbf{F}} - \tilde{\mathbf{F}}_v)_{i-1/2,j} + (\tilde{\mathbf{G}} - \tilde{\mathbf{G}}_v)_{i,j+1/2} - (\tilde{\mathbf{G}} - \tilde{\mathbf{G}}_v)_{i,j-1/2} + \alpha \frac{1}{J} (\mathbf{H} - \mathbf{H}_v)_{i,j} - \frac{1}{J} \mathbf{W}_{i,j} = 0 \quad (17)$$

이식에서 삼첨자 \sim 는 셀 경계면에서 수치적 근사 플럭스(numerical flux)를 의미한다. 비점성 수치플럭스를 계산하는 방법으로써, 본 연구에서는 Edwards[8]의 Low-diffusion flux-splitting scheme을 수정하여 다음과 같이 계산한다. 식 (17)에서 비점성 수치플럭스 $\tilde{\mathbf{F}}_{1/2}$ 를 예로들면, 다음과 같이 대류항과 압력항으로 나누어 표현할 수 있다.

$$\tilde{\mathbf{F}}_{1/2} = \frac{|\nabla \xi|}{J} (C^+ a_L \Phi_L + C^- a_R \Phi_R) + \frac{|\nabla \xi|}{J} \Psi (D^+ p_L + D^- p_R) \quad (18)$$

여기서

$$\Phi = (\rho_1, \Lambda, \rho_{ns}, \rho u, \rho v, \rho h_1, \rho E_v)^T$$

$$\Psi = (0, \Lambda, 0, \hat{\xi}_x, \hat{\xi}_y, 0, 0)^T$$

Van Leer의 FVS[9], Liou의 AUSM[10], Edwards의 LDFSS[8] 기법들은 모두 식 (18)와 동일한 형태를 가지며, 단지 Mach수의 함수로 표현되는 분할 Mach수(split Mach number) C^\pm 의 정의방법이 다를 뿐이다. 이러한 기법들은 Van Leer의 기법에 근간을 두고 있으므로 먼저 Van Leer의 분할 Mach수 C_{VL}^\pm 와 분할 압력(split pressure) D^\pm 을 쓰면 다음과 같다.

$$C_{VL}^\pm = \begin{cases} \pm \frac{1}{4} (M \pm 1)^2, & \text{if } |M| \leq 1; \\ \frac{1}{2} (M \pm |M|), & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (19)$$

$$D^\pm = \begin{cases} \frac{1}{4} (M \pm 1)^2 (2\mu M), & \text{if } |M| \leq 1; \\ \frac{1}{2} \frac{(M \pm |M|)}{M}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (20)$$

이식들은 좌우 셀로부터 셀 경계면으로 전파되는 비선형파(genuinely nonlinear waves)를 기본변수(basis)로 하는 다항식이다. Van Leer 기법은 충격파 포획능력은 우수하지만 점성유동의 해는 정확도가 좋지 않다. 이것은 Van Leer 기법이 선형파를 무시하여 접촉불연속(contact discontinuity)을 포착하지 못함으로써 과도한 수치점성이 존재하기 때문이다.

본 연구에서는 분할Mach수를 다음과 같이 정의한다.

$$C^+ = C_{VL}^+ - \alpha_{1/2} M_{1/2} \quad (21)$$

$$C^- = C_{VL}^- + \alpha_{1/2} M_{1/2} \quad (22)$$

여기서 $\alpha_{1/2}$ 은 다음과 같이 계산한다.

$$\alpha_{1/2} = \max[0.0, 1.0 - \kappa \max(\beta_i, \beta_{i+1})] \quad (23)$$

$$\beta_i = \frac{|p_{i-1,j} - 2p_{i,j} + p_{i+1,j}|}{(1-\omega)(|p_{i+1,j} - p_{i,j}| + |p_{i,j} - p_{i-1,j}|) + \omega(p_{i-1,j} + 2p_{i,j} + p_{i+1,j})} \quad (24)$$

식(24)에서 $\omega = 0.5$ 를 사용하며, 함수 β 는 0과 1사이의 값을 갖게 되는데, 연속해 영역에서는 $O(0.001)$ 의 매우 작은 값을 가지며, 압력불연속

영역에서는 $O(0.1)$ 의 값을 갖는다. 식 (23)의 κ 는 10으로 정하였는데, 이 변수는 불연속부근에서 $\alpha_{1/2}$ 이 0에 가까운 값이 되도록 β 를 증폭시키는 역할을 한다.

$M_{1/2}$ 은 Edwards[8]가 제시한 'anti-diffusive correction'으로 다음과 같이 주어진다.

$$M_{1,2} = \begin{cases} \frac{1}{4} \left(\sqrt{\frac{1}{2}(M_L^2 + M_R^2)} - 1.0 \right)^2, & \text{if } 0 \leq |M_L| \text{ and } |M_R| \leq 1, \\ 0, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (25)$$

고차의 공간정확도는 셀간의 내삽을 통하여 경계면 좌우의 상태변수를 결정하는 MUSCL 기법을 사용하여 계산하였다. 내삽에는 원시변수, $w = (\rho, c_s, u, v, p, E_v)$ 를 사용하였으며 충격파에서의 진동을 막기 위하여 Van Albada 제한자 함수를 사용하였다.

비평형 화학반응이 존재하는 유동을 외재적(explicit) 시간적분법으로 수립된 해를 구하기는 거의 불가능하며, 화학적 생성항을 내재적으로 처리하여야 stiffness 문제를 해결할 수 있다. 본 연구에서는 정상상태 해를 구하기 위한 내재적 시간적분법으로 point SGS 기법[11]을 사용하였다.

4. 계산 및 결과

극초음속 유동에서 비행체의 크기에 따른 유동변화와 열전달 특성을 파악하기 위하여 Gupta et al.[1]이 Viscous Shock Layer 코드로 계산한 문제를 대상으로 계산하였다. 비행체는 구형으로 반지름이 0.003048 m ~ 0.6096 m (0.01 ft ~ 2 ft) 까지 변하며, 비행 Mach 수는 25, 비행고도는 53.34 km 이다. 벽면온도는 1256 K로 일정하고, 비축매 및 완전축매 벽면조건을 고려하였다.

먼저 계산결과와 격자의존도를 파악하기 위해 반지름 0.003048m, 완전축매 벽면조건일 때 20×40, 30×80, 40×120의 세가지 격자계에 대해서 계산을 수행하였다. Fig. 1은 격자계의 형태를 보여준다. Fig. 2에서는 격자 테스트 결과로서 벽면을 따른 열전달 분포와 정체유선에서의 병진 온도 분포를 도시한 것이다. 결과를 보면 벽면 열전달은 세가지 격자계에서 거의 차이가 없지만, 온도분포는 격자계에 따라 충격파의 위치가 다소 차이를 보인다. 가장 적은 수의 격자계 20×40에서 충격파의 위치는 다른 두가지 격자

계보다 벽면에서 멀리부터 시작되고 있다. 따라서 이후의 계산에서는 모두 30×80 격자계를 사용하였다.

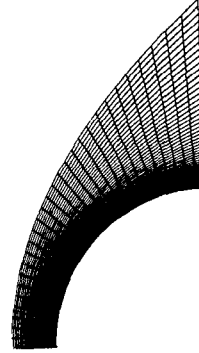
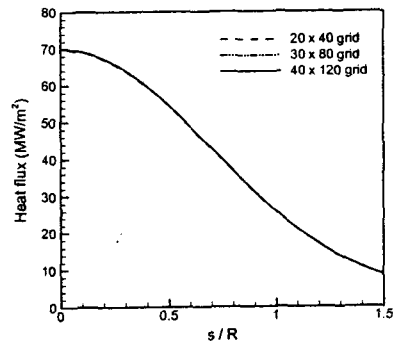
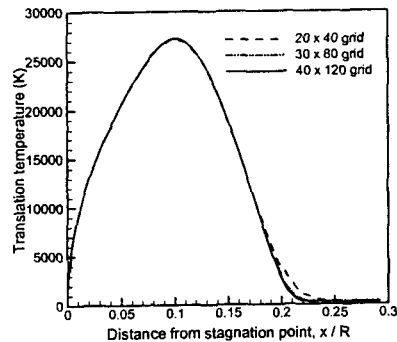


Fig. 1 Computational grid for a sphere of 0.003048 m radius



(a) Heat flux distributions along the wall



(b) Translational temperature

Fig. 2 Results of grid refinement test for fully catalytic wall

Fig. 3은 완전축매 벽면조건일 때 반지름 크기에 따른 정체점의 열전달 변화를 도시한 것이다. 본 Navier-Stokes 결과는 반지름이 매우 작은 경우를 제외하고는 참고문헌 1의 VSL결과와 잘 일치하고 있다. 반지름이 가장 작은 경우, 즉 0.003048 m 일때, Navier-Stokes와 VSL의 결과는 차이가 크게 나타나므로, 이때의 유동구조를 살펴보기 위하여 Fig. 4에 Navier-Stokes의 결과중에서 정체유선의 온도분포를 도시하였다. 온도분포 결과를 보면 이때의 충격파 모양은 극초음속 유동에서 전형적으로 나타나는 분리 궁형 충격파와는 매우 다른 것을 볼 수 있다. 병진온도는 충격파를 지나면서 급격한 불연속이 아닌 완만한 분포를 보이며, 벽면근처에서 경계층의 구분도 찾을 수 없다. 또한 벽면부터 충격파까지의 충격파층에서 진동온도는 병진온도보다 훨씬 낮은 값을 갖고 평형에 도달하지 못하는 열적 비평형 상태임을 볼 수 있다. 이와 같은 결과를 토대로 Navier-Stokes와 VSL의 결과차이 원인을 설명할 수 있다. VSL에서는 충격파를 불연속 경계면으로 가정하고 Rankine-Hugoniot 관계식으로 계산한다. 하지만 Fig. 4에서 나타난 것과 같은 충격파에 Rankine-Hugoniot 식을 적용하는 것은 부적절하다. 또한 참고문헌 1의 VSL코드에서는 열적 평형조건을 가정하고 있지만 Navier-Stokes의 결과에서는 열적 비평형 상태에 있다. 따라서 이와 같은 요인들이 작은 크기의 반지름을 갖는 경우에 Navier-Stokes와 VSL의 결과차이를 유발하는 것으로 판단된다. 한편 Fig. 3에는 참고문헌 1에서 Fay and Riddell 식으로 계산한 열전달을 같이 도시하였다. Fay and Riddell 식은 열전달을 Navier-Stokes 보다 작게 예측하며, 비행체의 반지름이 작아지면서 그 차이는 커지고 있는데, 그 원인은 비행체 주위의 유동장이 Fay and Riddell 식이 성립하기 위한 조건에서 벗어나기 때문이다.

다음 Fig. 5는 벽면 경계조건이 완전축매일때와 비축매일때의 정체점 열전달률을 비교하여 도시한 것이다. 결과를 보면 반지름이 가장 작을때와 클때보다는 0.01 m ~ 0.03 m 부근에서 열전달률의 차이가 크게 나타난다. 이것은 비행체가 이 영역의 크기일 때 확산에 의한 열전달이 가장 크다는 것을 의미한다. 즉 이때의 벽면재료를 비축매 재료로 하면 유입되는 열전달을 많이 감소시킬

수 있게 된다. Fig. 6은 완전축매 벽면인 경우에 비행체의 크기에 따라 병진온도에 의한 열전달률과 확산에 의한 열전달률을 전체 열전달률의 비율로 나타낸 것이다. 결과를 보면 반지름이 약 0.02 m 까지는 확산에 의한 열전달률 비율은 증가하고 병진온도에 의한 열전달률의 비율은 감소하여 거의 일정해진다. 또한 반지름이 약 0.01 m 인 점을 기준으로 두 값은 서로 교차하고 있다. 즉 반지름 0.01 m 이하에서는 확산에 의한 열전달 보다는 병진온도에 의한 열전달이 큰 기여를 하며, 이것은 반지름이 작을수록 커진다. 하지만 반지름 0.01 m 이상에서는 확산에 의한 열전달 기여가 병진온도에 의한 것보다 크며, 그 차이는 반지름의 크기 증가와 무관하게 거의 일정한 경향을 보인다. 이와 같은 결과의 원인은 비행체가 작아지면 유동의 특성길이는 작아져 Damkohler 수가 작아지므로 기체의 화학반응은 감소하는 화학적 동결상태로 접근하기 때문이다. 비행체의 크기가 커지면 유동은 화학적 평형상태로 된다. 하지만 Fig. 6의 결과를 보면 확산에 의한 열전달률 비는 감소하지 않고 거의 일정한 값을 보이는데 이것은 경계층내에서는 비평형 영역이 존재하여 확산 열전달이 여전히 큰 비중을 차지하는 것을 의미한다.

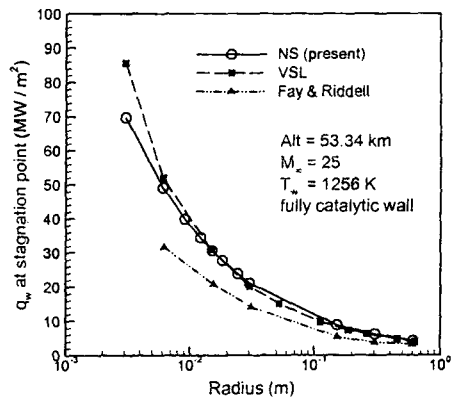


Fig. 3 Heat flux at stagnation point vs body radius for fully catalytic wall

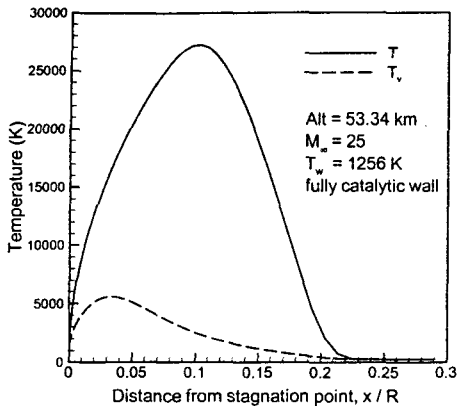


Fig. 4 Temperature profiles for a sphere of 0.003048 m radius

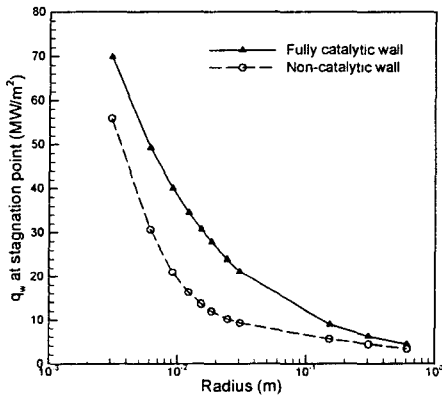


Fig. 5 Heat flux at stagnation point vs body radius

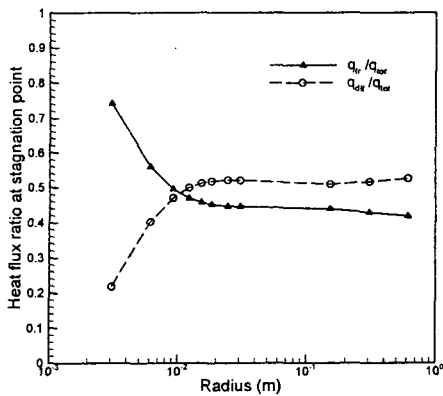


Fig. 6 Heat flux ratios at stagnation point vs body radius for fully catalytic wall

5. 결론

열적, 화학적 비평형 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 극초음속 유동에서 무딘 물체의 크기 변화에 따른 열전달률의 변화를 분석하였다. 계산 결과 비행체의 크기가 작을때는 화학반응은 감소하는 화학적 동결로 접근하여 확산에 의한 열전달률이 병진온도에 의한 열전달률보다 작았다. 비행체 크기가 증가하면서 기체의 화학반응은 증가하여 확산에 의한 열전달률은 병진온도에 의한 열전달률보다 비중이 커졌으며, 전체 열전달률에 대한 확산 열전달률의 비율과 병진 열전달률의 비율은 거의 일정한 값을 보였다.

참고문헌

- [1] Gupta, R.N., Zoby, E.V., and Lee, K.P., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 8, No. 3, 1994, pp. 494-499.
- [2] Candler, G.V., and MacCormack, R.W., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 5, No. 3, 1991, pp. 266-273.
- [3] Park, C., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3., 1993, pp 385-398.
- [4] Macheret, S.O., and Rich, J.W., *Chemical Physics*, Vol. 174, 1993, pp. 25-43.
- [5] Boyd, L.D., Candler, G.V., and Levin, D.A., *Physics of Fluids*, Vol. 7, No. 7, 1995, pp. 1757-1763.
- [6] Olejniczak, J., and Candler, G.V., *Physics of Fluids*, Vol. 7, No. 7, 1995, pp. 1764-1774.
- [7] Gökçen, T., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol 10, No. 2., 1996, pp 234-241.
- [8] Edwards, J.R., *Computers & Fluids*. Vol. 26, No. 6, 1997, pp. 635-659.
- [9] Anderson, W.K., Thomas, J.L., and Van Leer, B., *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 9, 1986, pp. 1453-1460.
- [10] Liou, M.S., and Steffen, C.J., *Journal of Computational Physics*, Vol. 107, 1993, pp. 23-39.
- [11] Lee, C.H., and Park, S.O., *KSAS International Journal*, Vol. 2, No. 1, 2001, pp. 1-11.