

論文

희박영역에서 예조건화 연속체기법과 직접모사법을 이용한 소형 추력기 플룸 거동에 관한 연구

이균호*, 이성남**

Study on Small Thruster Plume using Preconditioned Continuum Scheme and DSMC Method in Vacuum Area

Kyun-Ho Lee* and Sung-Nam Lee**

ABSTRACT

To study the plume effects in the vacuum area, the Direct Simulation Monte Carlo(DSMC) method is usually adopted because the plume field usually contains the entire range of flow regime from the near-continuum in the vicinity of nozzle exit through transitional state to free molecular at far field region from the nozzle. The objective of this study is to investigate the behaviors of a small monopropellant thruster plume in the vacuum area numerically using DSMC method. To deduce accurate results efficiently, the preconditioned scheme is introduced to calculate continuum flow fields inside thruster to predict nozzle exit properties used for inlet conditions of DSMC method. By combining these two methods, the vacuum flow characteristics of plume such as strong nonequilibrium near nozzle exit, large back flow area, etc, can be investigated.

초 록

일반적으로 노즐 출구 부근에서 준연속체 상태로 방출된 추력기 플룸 유동은 노즐출구에서 멀어질수록 천이영역을 거쳐 자유분자 영역에 도달하기 때문에 진공영역에서의 추력기 플룸 영향을 연구하기 위해서는 광범위한 유동영역의 모델링이 가능한 직접모사법(DSMC)이 주로 사용된다. 본 논문에서는 진공영역에서 소형 단일추진제 추력기의 플룸 거동을 직접모사법을 이용해 수치적으로 예측하는 것이 목적이다. 정확한 결과를 효율적으로 유추하기 위해 예조건화 기법을 노즐 내부 연속체 영역의 해석에 도입하였으며, 이로부터 얻은 노즐 출구의 물성치 결과들을 직접모사법의 유입조건으로 적용하였다. 이렇게 두 기법을 결합하여 사용한 결과, 노즐 출구 부근에서 발생하는 강한 비평형성 및 넓은 후방유동 영역 등과 같이 진공영역에서 플룸이 가지는 고유의 특성들을 확인할 수 있었다.

Key Words : Monopropellant Thruster(단일추진제 추력기), Thruster Plume(추력기 플룸), 예조건화 기법(Preconditioned Scheme), 직접모사법(DSMC Method)

† 2009년 5월 14일 접수 ~ 2009년 8월 18일 심사완료

* 정희원, 한국항공우주연구원 위성열/추진팀

교신저자, E-mail : khlee@kari.re.kr

대전시 유성우체국 사서함 113호

** 정희원, 한국과학기술원 기계항공시스템 공학부

1. 서 론

일반적으로 인공위성의 자세 및 궤도조정은 소형추진기관인 추력기를 사용해 진공의 우주공간으

로 플룸 개스를 방출함으로써 제어할 수 있다. 하지만, 인공위성의 임무환경은 진공의 진공영역(vacuum area)이기 때문에 대기환경과 달리 플룸 입자들은 과도한 팽창에 의해 우주공간으로 확산되면서 위성체에 충돌하게 된다. 그 결과, 교란 힘/토크(disturbance force/torque) 및 열적 하중(thermal load) 뿐만 아니라 광학장비 표면의 오염(contamination) 등과 같은 영향을 위성체에 끼칠 수 있다. 이러한 문제점들은 결국 위성체의 기능과 수명을 단축시킬 수 있는 요인으로 작용할 수 있으므로 위성체 설계단계에서부터 플룸의 거동을 정확히 예측하는 연구는 매우 중요하다고 할 수 있다[1]. 이를 위해 지상에서 위성체 부품과 플룸 거동간의 상호작용에 관한 다양한 연구가 수행되고 있으며, 그 중 실험적인 방법을 통해 예측하는 방법은 실제 우주환경에서의 작동조건을 모사하기 위해 고진공 환경과 설비를 지속적으로 유지하는 것이 용이하지 않을 뿐만 아니라 큰 비용이 소요되므로 아주 제한적인 조건에 대해서만 수행되고 있다. 따라서 최근에는 발달하는 컴퓨터 기술을 기반으로 수치적 기법을 통해 추력기 플룸의 거동과 특징을 예측하는 것이 보편적이다. 모사하기 위해 고진공 환경과 설비를 지(near-continuum) 적으로 유지하는 것이 용이하지 않을 뿐만 아니라 큰 비용이 소요되(transition area)므로 아주 제한적인 조(free molecular flow area)건에 대해서만 수행되고 있다. 따라서 최근에는 발달을 연구하기 위해서는 연속체 영역을 기반으로 정립된 기존의 Navier-Stokes 방정식 대신 기체운동이론에 근거한 직접모사법(Direct Simulation Monte Carlo Method; DSMC)이 주로 사용된다[2]. 직접모사법은 이론적으로 연속체영역, 천이영역, 자유분자 영역과 같은 광범위한 유동영역에 대해 모델링이 가능하다는 장점이 있기 때문에, 현재 우주비행체의 지구 대기권 재진입과 같은 항공우주 분야뿐만 아니라 MEMS와 같은 초소형 시스템 등과 같은 다양한 분야의 실용적인 문제를 해결하는 데 이용되고 있다[3,4]. 추력기 플룸과 관련한 연구를 살펴보면 직접모사법으로부터 얻은 결과를 실험 데이터와 비교함으로써 플룸의 원천적 특징에 대해 분석하였으며[5,6], 최근에는 실제와 유사한 조건에서 플룸의 상호작용에 대한 연구가 수행되기도 하였다[7].

본 논문에서는 저궤도 위성체에 일반적으로 사용되는 소형 단일추진제 추력기의 플룸 거동을 진공영역 조건하에서 직접모사법을 이용해 수치적으로 예측하는 것이 목적이다. 특히 추력기 내부 노즐 벽 부근의 경계층은 노즐 출구 부근에서 갑작

스런 후방유동(backflow)을 발생시키기 때문에 추력기 내부 경계층의 영향을 반영하는 것이 매우 중요하다고 할 수 있다. 이와 같이 추력기 플룸의 거동을 정확하게 예측하기 위해서는 플룸의 근원인 추력기 내부 연속체 영역에 대한 정확한 연구가 필수적으로 선행되어야 한다. 이를 위해 본 연구에서는 연소실의 아음속과 노즐의 초음속 영역이 공존하는 추력기 내부 연속체 영역을 효율적으로 동시에 예측하기 위해 예조건화 기법(preconditioned scheme)을 도입한 연속체 방정식을 이용해 노즐 내부 연속체 영역을 해석하였으며, 이로부터 얻은 노즐 출구의 물성치 결과들(속도, 온도, 밀도 등)을 직접모사법의 유입조건으로 적용함으로써 진공영역에서의 추력기 플룸 거동을 예측하였다. 이렇게 서로 다른 두 수치기법을 복합적으로 결합함으로써 노즐 출구 부근에서 발생하는 강한 비평형성 및 넓은 후방유동 영역 등과 같은 진공영역에서 플룸이 가지는 고유의 특성들을 효율적으로 예측할 수 있었다.

II. 유동해석 기법

2.1 예조건화 기법

일반적으로 압축성 유동해석을 위한 가장 적합한 수치기법은 밀도를 기반으로 한 시간전진 기법(time marching procedure)으로 알려져 있다[8]. 시간전진기법은 큰 마하(Ma)수를 가지는 고속의 압축성 유동문제에 대해서는 매우 좋은 수렴성을 보여주고 있으나 저속, 비압축성 유동과 같이 밀도가 일정한 경우에는 밀도를 시간에 대해 미분하게 되면 연속방정식이 사라지게 되며, 그 결과 특이성(singularity)을 발생시키기 때문에 해의 수렴성이 저하되는 단점이 있다. 이러한 문제를 해결하기 위해 가상 시간 항을 도입해 음과 속도를 입자속도와 같은 차수로 변경하여 저속유동의 수렴특성을 개선시킴으로써 아음속 및 초음속 영역을 동시에 고려할 수 있는 예조건화 기법이 개발되었으며, 현재 다양한 유동해석에 사용되고 있다[9-11].

예조건화 기법에 대한 자세한 설명을 위해 식(1)과 같이 밀도를 기반으로 한 2차원 축대칭 압축성 Navier-Stokes 방정식을 제시하였다. 여기서 Q 는 원시변수(primitive variable) 벡터, E 와 F 는 비점성 유속벡터, E_v 와 F_v 는 점성 유속벡터이며, H 는 축대칭 좌표계를 사용하는 경우에 나타나는 생성항 벡터이다. 높은 Ma수를 가지는 고속의 압축성 유동에 식(1)을 적용할 경우에는 행렬계

산으로부터 얻은 고유치 값들이 서로 비슷한 크기를 가지기 때문에 적절한 해를 비교적 빠르게 얻을 수 있으나, 경계층 내부와 같이 국부적으로 저속의 비압축성 유동영역에 대해서는 밀도가 일정하기 때문에 시간에 대해 밀도를 미분하게 되면 연속방정식이 사라지게 된다. 따라서 낮은 Ma수의 문제에서는 고유치 값들 간에 큰 차이가 생기게 되고, 이로 인해 경직성(stiffness)이 발생하게 되므로, 최종적으로 해의 수렴성이 심각하게 저하되는 결과를 가져오게 된다. 이를 방지하기 위해 예조건화 기법은 식(1)의 원시변수 벡터의 시간 미분항에 인공적인 압축성을 나타내는 예조건화 행렬을 곱함으로써 고유치 값들의 크기를 서로 비슷하게 조절할 수 있도록 하였고, 이를 통해 최종적으로 저속의 비압축성 유동문제에서도 해의 수렴성을 향상할 수 있도록 한 기법이다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(E - E_V)}{\partial z} + \frac{\partial(F - F_V)}{\partial r} = \alpha H \quad (1)$$

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \\ \rho k \\ \rho w \\ \rho Y_i \end{pmatrix} \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uh \\ \rho uk \\ \rho uw \\ \rho uY_i \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho w \\ \rho^2 + p \\ \rho h \\ \rho k \\ \rho w \\ \rho Y_i \end{pmatrix}$$

$$E_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_z \\ \tau_{rz} \\ \tau_z + v\tau_{rz} - q_z \\ \tau_{kz} \\ \tau_{wz} \\ q_{zi} \end{pmatrix} \quad F_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_r \\ \tau_{rr} \\ u\tau_{rz} + v\tau_{rr} - q_r \\ \tau_{kr} \\ \tau_{wr} \\ q_{ri} \end{pmatrix}$$

$$H = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ \rho vh \\ \rho vk \\ \rho vw \\ \rho vY_i \end{pmatrix} + \frac{1}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{rz} \\ \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ u\tau_{rz} + v\tau_{rr} - q_r \\ \tau_{kr} \\ \tau_{wr} \\ q_{ri} \end{pmatrix}$$

본 연구에서 추력기 내부 연속체 영역 해석을 위해 예조건화 행렬을 적용한 지배방정식을 식(2)에 제시하였으며, 이 예조건화된 방정식은 연속방정식에서 시간에 대한 밀도항이 압력항으로 바뀌어서 비압축성의 경우에도 특이성 없이 계산

이 원활하게 진행되며, 압축성 영역에서는 다시 밀도항으로 바뀌어서 일반적인 압축성 방정식을 계산할 수가 있게 된다. 이때, 식(2)에서 Γ 는 예조건화 행렬을, ρ_p 는 인공적으로 정의된 예조건화 계수를 나타내며, Θ 는 인공음속(artificial speed of sound)로서 모든 유동영역에서 고유치를 재조정하기 위한 파라미터이다.

$$\Gamma \frac{\partial Q_V}{\partial t} + \frac{\partial(E - E_V)}{\partial z} + \frac{\partial(F - F_V)}{\partial r} = \alpha H \quad (2)$$

$$\Gamma = \frac{\partial Q}{\partial Q_V}$$

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \rho_p & 0 & 0 & \rho_r & \rho_k & 0 & \rho_{y_j} \\ u\rho_p & \rho & 0 & u\rho_r & u\rho_k & 0 & u\rho_{y_j} \\ v\rho_p & 0 & \rho & v\rho_r & v\rho_k & 0 & v\rho_{y_j} \\ h\rho_p - 1 & \rho u & \rho v & h\rho_r + \rho c_p & \frac{5}{3}\rho + h\rho_k & 0 & \rho_{y_j} + \rho h_{y_j} \\ k\rho_p & 0 & 0 & k\rho_r & k\rho_k & 0 & k\rho_{y_j} \\ w\rho_p & 0 & 0 & w\rho_r & w\rho_k & \rho & w\rho_{y_j} \\ Y_i\rho_p & 0 & 0 & Y_i\rho_r & Y_i\rho_k & 0 & Y_i\rho_{y_j} + \rho\delta_{ij} \end{bmatrix}$$

$$Q_V = (P, u, v, T, k, w, Y_i)^T$$

$$\rho_p = 1/\Theta - 1/\alpha^2 + 1/RT$$

$$\Theta = \min[a, \max(V, V_{free} \times 0.5)]^2$$

추력기 내부에 분포하는 각 기체상의 열전도도, 점성 및 확산계수는 Chapman-Enskog의 이론에 따라 식(3)~(5)를 이용해 계산하였으며, 혼합기체의 점성계수는 Wilke의 혼합법칙에 따라 식(6)과 같이 구하였다[12]. 또한, 추력기 내부 유동장에 존재하는 각 화학종의 열용량 계수와 엔탈피는 온도에 대한 다항식으로 표현되는 실험치를 사용하였다[13].

$$\eta = \frac{2.67 \times 10^{-6} (WT)^{\frac{1}{2}}}{\sigma^2 \Omega_v} \quad (3)$$

$$\lambda = (1.15 \times C_v + 2.03 \times R) \times \eta \quad (4)$$

$$D_{jk} = 0.0188 \frac{\sqrt{T^3 / W_{jk}}}{\rho \sigma_{jk}^2 \Omega_v} \quad (5)$$

$$D_{im} = (1 - X_i) / \sum_{j \neq i} \frac{X_j}{D_{ij}} \quad (6)$$

$$C_p^\circ(T)/R = a_1 T^{-2} + a_2 T^{-1} + a_3 + a_4 T + a_5 T^2 + a_6 T^3 + a_7 T^4 \quad (7)$$

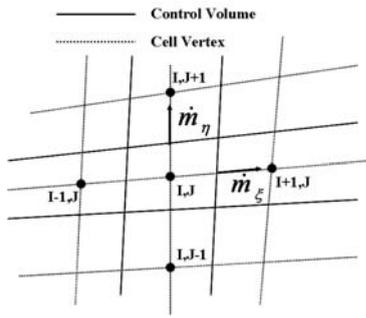


Fig. 1. Finite Volume Grid System

$$H_p^\circ(T)/R = -a_1 T^{-2} + a_2 \ln T/T + a_3 + a_4 T/2 + a_5 T^2/3 + a_6 T^3/4 + a_7 T^4/5 + b_1/T \quad (8)$$

한편, 식(2)에 제시된 전체 행렬에 대해 역행렬을 한꺼번에 계산하여 해를 구할 경우 행과 열의 개수가 늘어나기 때문에 그 과정이 복잡해지며, 계산시간이 크게 소요되므로, 본 연구에서는 식(2)의 행렬벡터를 유동장과 연소장, 난류장의 세 부분으로 분리한 후, 준암시적(semi-implicit) 방식을 이용해 각 행렬을 계산함으로써 해를 좀 더 효율적으로 빠르게 얻을 수 있도록 하였다. 식(2)의 해를 수치적으로 구하기 위해 유한 체적법(finite volume method)을 이용하여 그림 1의 격자점에 대해 식(9)와 같이 적분한 후, 최종적으로 식(10)의 대수적 식으로 이산화하였다. 이때, A~E는 각각 유속 jacobian을, R은 잔여항(residual term)을 의미한다.

$$\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} Q_i d\Omega + \int_i (E dr - F dz) = \int_i (E_v dr - F_v dz) + \int_{\Omega} H d\Omega \quad (9)$$

$$A Q_{v,I-1,J} + B Q_{v,I,J} + C Q_{v,I+1,J} + D Q_{v,I,J-1} + E Q_{v,I,J+1} = R_{I,J} \quad (10)$$

$$R_{I,J} = \frac{1}{\Omega} \sum_{faces} \{ (E - E_v) dr - (F - F_v) dz \} - H \quad 20$$

2.2 직접모사법

1960년대에 Bird에 의해 개발된 직접모사법(DSMC)은 비선형 볼츠만 방정식을 실질적으로 풀 수 있는 방법 중의 하나로 알려져 있다[2]. 직접모사법은 그림 2에서 보듯이 진공영역 같이 분자들의 평균자유행로(mean free path)가 실제 물리적 특성길이와 유사하거나 상당히 커서 Knudsen 수(Kn)가 1보다 큰 조건을 가지는 문제를 모델링하는데 상당히 유용한 것으로 검증되고 있다[2]. 일반적으로 직접모사법은 유동장을 모사하기 위해 실제 유동의 많은 입자를 수만에서 수백만 개의 가상 모사입자로 대표한 뒤, 이들을

기체운동론에 기반하여 유동 영역에서 이들의 운동을 추적한다. 이때, 시간에 따른 입자의 이동, 입자간의 충돌 및 에너지 교환, 화학반응, 경계면에서 발생하는 상호 작용 등 유체분자들의 미시적인 거동을 통계적 기법으로 처리함으로써 온도, 밀도, 압력 등과 같은 전체 유동장의 거시적 특성을 분석할 수 있다. 직접모사법의 계산영역은 거시적인 샘플링과 충돌표본체취를 위한 충돌쌍을 선택하기 위해 미소 크기를 가지는 다수의 셀(cell)로 나누어진다. 계산시간 역시 미소 시간 간격으로 나눈 후, 각 시간간격마다 모사입자들의 이동과 충돌을 고려할 수 있다. 직접모사법의 일반적인 알고리즘을 정리하면 다음과 같다[2].

- (1) 계산영역을 미소 크기의 셀(cell)들로 나눈다.
- (2) 초기조건(위치, 속도, 내부에너지 등)에 맞추어 유동장 내의 모사입자들을 생성한다.
- (3) 유입경계(inlet boundary)에서 초기 조건에 따라 모사입자를 생성한다.
- (4) 각 입자의 속도성분에 의해 미소시간간격 동안 움직인 각 입자의 새로운 위치를 계산하고, 동시에 입자와 유동장 경계조건 사이의 상호작용을 계산하여 최종위치가 계산영역을 벗어나는 모사입자는 제거한다.
- (5) 적절한 분자모델을 이용하여 입자들 간의 충돌을 계산하고, 필요한 경우 에너지 교환 및 화학반응도 계산한다.
- (6) 움직여진 입자를 새롭게 색인(indexing)하고 유동장의 평균속도나 병진온도 등과 같은 필요한 거시적인 변수를 샘플링한다.
- (7) 과정 (3)-(6)을 충분한 샘플사이즈(sample size)가 얻어질 때까지 반복한다.

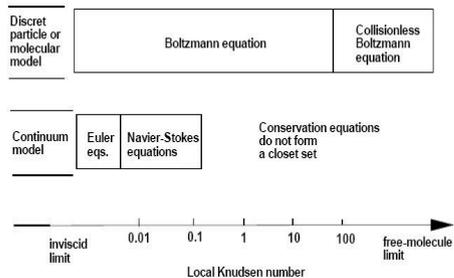


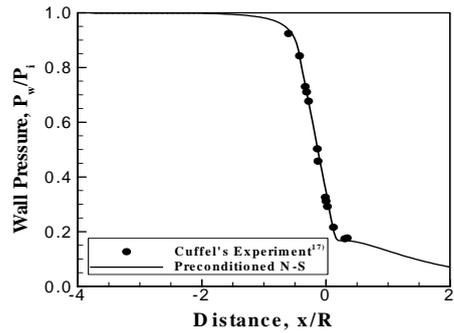
Fig. 2. Knudsen Number Limits on the Mathematical Model

본 연구에서는 진공영역에서 팽창하는 추력기 플룸을 모사하기 위해 삼각형 셀을 사용하는 비정렬 격자계에 기반한 2차원 축대칭 직접모사법을 사용하였다. 이런 삼각형 셀에서의 모사입자들을 추적하기 위해 유한요소법(finite element method)에서 사용되는 형상함수(shape function)를 이용한 입자추적방법을 적용하였다[14]. 그리고, 입자들의 충돌여부를 검토할 충돌쌍은 Bird의 비시계수법(no time counter)법을 사용하여 샘플링하였으며, 충돌쌍으로 선택된 입자들의 충돌 모델은 총 충돌단면이 각 충돌입자의 병진 에너지에 비례하도록 고안된 가변강구모델(variable hard sphere model)을 적용하였다[14]. 또한, 입자들 간의 충돌로 인한 병진에너지와 내부에너지 교환을 재분배하기 위해 Larsen-Borgnakke 현상학적 모델을 사용하였으며, 모사입자와 고체표면과의 반사를 고려하기 위해 확산반사(diffuse reflection) 모델을 적용하였다. 한편, 화학반응과 진동에너지는 노즐 목 영역 이후로는 동결(frozen)되고[15], 또한 소형 추력기의 경우 노즐 출구에서 멀리 떨어진 추력기의 플룸 온도가 일반적으로 높지 않기 때문에 본 연구에서도 플룸 입자들 간의 화학반응이나 진동에너지는 고려하지 않았다.

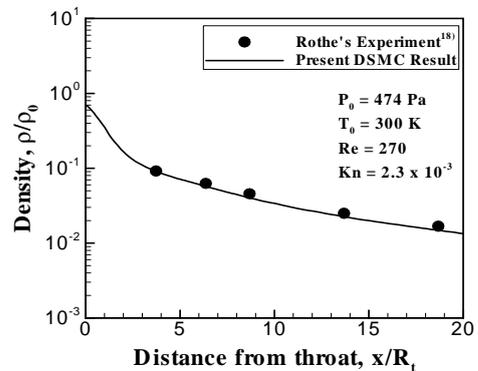
III. 플룸해석 결과

3.1 수치해석 프로그램 검증

추력기 플룸을 해석하기에 앞서 본 연구에서 사용한 수치해석 프로그램의 타당성을 검증하기 위해 실험으로부터 측정된 데이터와 예조건화 기법과 직접모사법 각각으로부터 계산한 수치해석 결과를 비교하였다. 첫 번째로, 예조건화 기법을 적용한 프로그램 검증을 위해 Cuffel et al.[17]의 JPL 노즐 실험결과와 비교하였다. JPL 노즐은 연소실에서 노즐목까지 45° 경사로 수축되며, 노즐목부터 노즐 출구까지 15° 경사로 확산하는 축대칭 형상을 가진다. 노즐 입구에서는 정체점 조건을, 출구에서는 초음속 유출 조건을 적용하였으며, 정체점 압력은 대기압의 10배, 온도는 555K를 가정하였다. 노즐 내부 기체는 공기이며, 축방향으로 130개, 반경방향으로 60개의 격자를 이용하였다. 노즐 벽면 압력 변화에 대해 수치해석 결과와 실험 데이터를 비교한 결과, 그림 3(a)에서 보듯이 두 결과 모두 노즐 내부 유동이 초음속으로 팽창하면서 압력이 감소하였으며, 서로 거의 일치함을 알 수 있다.



(a) Comparison of Pressure Variation



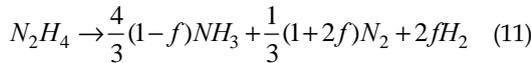
(b) Comparison of Density Variation

Fig. 3. Validation of Numerical Codes with Experimental Measurements

다음으로 직접모사법을 적용한 프로그램 검증을 위해 Rothe[18]의 저밀도 노즐의 실험결과와 비교하였다. Rothe의 노즐은 연소실에서 노즐목까지 30° 경사로 수축되며, 노즐 목부터 노즐 출구까지 20° 경사로 확산하는 축대칭 형상을 가진다. 노즐 입구에서는 연속체 상태의 정체점 조건을, 출구 외부압력은 진공 조건을 적용하였으며, 정체점 압력은 474Pa, 온도는 300K를 가정하였다. 노즐 내부는 질소기체가 존재하며, 그 밀도가 상당히 낮기 때문에 노즐목부터 출구까지 DSMC 기법을 적용하였다[18]. 개스 밀도 변화에 대해 수치해석 결과와 실험 데이터를 비교한 결과, 그림 3(b)에서 보듯이 노즐 출구경계조건이 진공이므로 두 결과 모두 압력파에 의한 갑작스런 밀도 증가가 생기지 않고, 밀도가 노즐 목으로부터 노즐 중심선을 따라 축방향에 대해 감소하였으며, 서로 거의 일치함을 알 수 있다. 이렇게 실험 데이터와 비교를 수행함으로써 본 연구에 사용된 수치 프로그램의 타당성이 충분히 검증되었다고 판단되었다.

3.2 추력기 플룸해석 결과

본 연구에서는 추력기 플룸해석을 위해 실제 저궤도 인공위성에 사용하는 5N급 단일추진제 추력기 형상을 고려하였으며, 그 개략도는 그림 4와 같다. 본 추력기는 추진제인 하이드라진 (hydrazine, N_2H_4)과 이리듐 촉매를 접촉시켜 열분해 반응을 일으킴으로써 추력을 공급해준다. 구체적인 열분해 반응을 살펴보면 일차적으로 액체상태의 하이드라진이 이리듐 촉매와 접촉하여 발열반응을 일으킴으로써 고온, 고압의 암모니아 (NH_3)와 질소(N_2) 개스로 분해되며, 암모니아 개스는 다시 수소(H_2)와 질소 개스로 분해된다. 실제로 암모니아의 분해반응은 NH_2 , NH , N , H 등의 여러 중간 생성물들을 포함하지만, 그 양이 매우 미약하기 때문에 본 연구에서는 식(11)과 같이 암모니아의 분해율을 도입한 하이드라진의 전분해 반응식을 사용하여 계산을 수행하였다. 이때, 분해율 f 는 식(12)와 같이 연소실 내의 정체온도 T 와 관련이 있는 것이 실험적으로 알려져 있다[16].



$$f = [1649 - T] / 782 \quad (12)$$

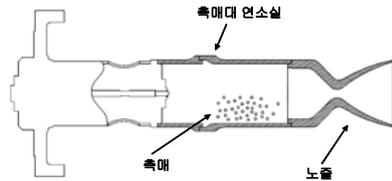


Fig. 4. Configuration of 5N Monopropellant Thruster

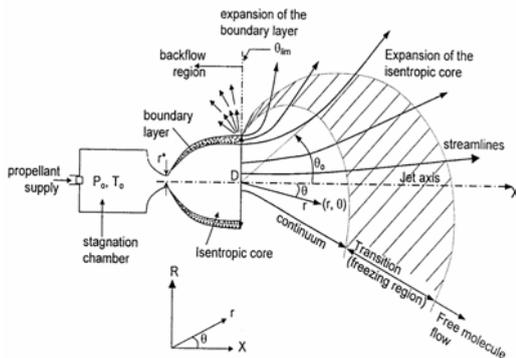


Fig. 5. Typical Plume Flow Regimes of Thruster in Vacuum

한편, 진공 중으로 팽창하는 추력기 플룸의 전형적인 유동영역을 그림 5에 설명하였다. 추력기 노즐 출구 부근에서는 연속체 상태로 분포하던 플룸 유동이 노즐 출구로부터 점점 멀어지면서 팽창됨에 따라 친이영역을 거쳐 결국에는 분자간의 충돌이 무시될 수 있는 자유분자 영역으로 발달하는 복잡한 구조를 형성하는 것을 알 수 있다. 특히 일반 대기압 조건에서와 달리 노즐 출구 부근에서 플룸이 사출되는 방향과 반대방향으로 후방유동 영역이 발생하게 되는데, 이러한 후방유동은 기존의 연속체 기법만을 적용하여 해석할 경우 그 현상을 예측하기가 거의 불가능해진다.

그 이유는 연속체 기법에 적용된 준평형 가정 때문으로, Navier-Stokes 방정식을 풀기 위해서는 식(2)에 적용되는 이상기체 상태방정식을 이용해야 한다. 이때, 진공조건을 위해 외부압력을 0으로 가정할 경우 이상기체 상태 방정식에서 밀도와 온도를 정의할 수 없는 특이해가 발생하기 때문에 비록 진공조건이라도 연속체 기법에서 해를 계산하기 위해서는 노즐 출구 부근에 임의의 미소 압력 값을 경계조건으로 반드시 설정해주어야 한다. 즉, 그림 2에서 보듯이 일반적으로 우주공간과 같은 진공영역에서 Kn 수는 1에 근사하므로, 준평형 상태를 가정한 Navier-Stokes 방정식만을 적용하는 데에는 물리적 한계가 있음을 알 수 있다. 이러한 연속체 기법의 한계를 연구하기 위해 그림 6(a)와 같이 연속체 기법만을 사용하여 추력기 내부 및 외부영역의 플룸 유동 해석을 수행한 결과, 해의 수렴성을 보장하기 위해서 추력기 외부영역에 미소 압력 값의 설정이 필요하였다. 본 해석에서는 대기압의 약 1/10 정도로 설정하는 것이 적절하였으며, 그보다 작은 값을 설정할 경우에는 해가 발산하기 때문에 연속체 기법만을 이용해서는 더 이상의 수치계산을 진행하기 어려운 것으로 확인되었다. 이렇게 미소 압력을 적용한 결과, 해는 수렴되지만 플룸보다 상대적으로 큰 외부압력의 존재로 인해 플룸이 반경방향으로 팽창되지 못하게 되었다. 그 결과 그림 6(b)의 속도장과 같이 노즐 출구부근에서 후방유동이 발생하지 않는 것을 알 수 있다. 또한 그림 6(c)와 6(d)의 결과에서도 이러한 외부압력의 영향으로 인해 후방유동이 발생하지 않는 것을 알 수 있으며, 그밖에 플룸 하류영역에서 Ma 수와 밀도분포가 점차 감소하다가 국소적으로 갑자기 증가하는 유동 압축현상이 발생하였다. 이 유동압축 현상은 본 해석에서 설정된 추력기 외부영역의 압력이 초음속으로 노출에서 사출되는

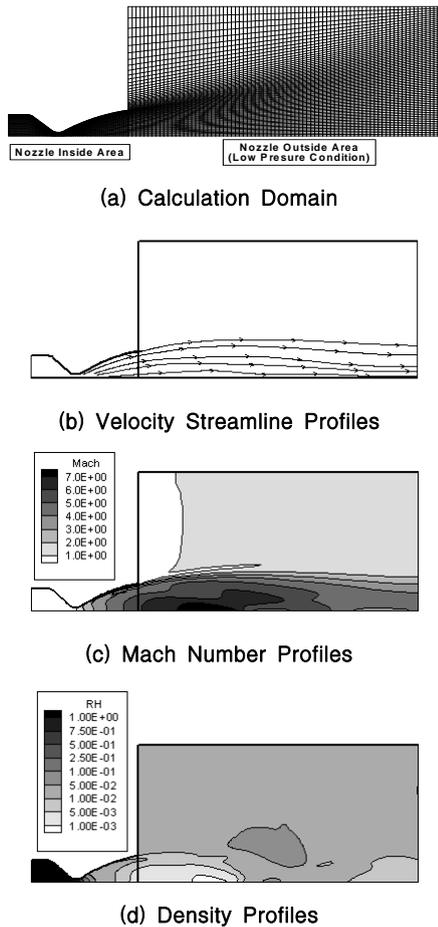


Fig. 6. Plume Behaviors by the Precondition Continuum Algorithm

플룸 유동 압력보다 크기 때문에 발생한 결과로서, 실제 진공조건에서는 플룸 압력이 절대적으로 외부 압력보다 높기 때문에 본 계산에서 예측된 유동 압축현상은 물리적으로 발생하기 어렵다 [19]. 따라서 후방유동과 같은 플룸의 고유 특성을 보다 정확하게 예측하기 위해서는 연속체 방정식이 아닌 기체운동론에 기반을 둔 직접모사법을 사용해야 한다. 하지만 직접모사법을 추력기 내부와 같이 연속체 영역에 적용할 경우 상당히 많은 수의 가상 모사입자를 사용해야 하기 때문에 계산시간과 저장메모리의 크기가 비약적으로 증가해지게 되므로, 직접모사법만을 이용해 추력기 내부 및 외부 영역을 모두 해석한다는 것은 그리 효율적이지 못하다고 할 수 있다. 따라서 본 연구에서는 연속체 기법과 직접모사법을 결합하여 사용함으로써 계산 효율성을 높이도록

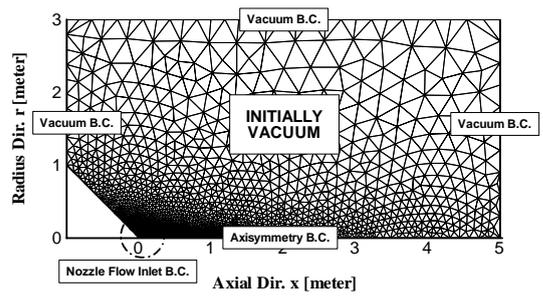


Fig. 7. Calculation Domain and Initial & Boundary Conditions for DSMC

하였다. 이때, 그림 5와 같이 노즐 내부와 외부 유동의 특성이 크게 달라지는 노즐 출구에서부터 후방유동의 거동을 정확하게 예측하기 위해 노즐 출구를 경계로 추력기 외부 진공영역은 직접모사법을 이용하였다. 또한 추력기 내부 연속체 영역이 플룸에 미치는 영향을 반영하기 위해 추력기 내부유동의 경우 예조건화 기법을 도입한 연속체 방정식으로 계산한 후, 이로부터 얻은 노즐 출구의 물성치 결과들을 직접모사법의 유입조건으로 적용하였다. 그림 7에 직접모사법의 계산영역과 경계조건을 제시하였으며, 희박효과에 의해 플룸이 팽창하면서 확산해가는 현상을 확실히 관찰하기 위해 노즐 전방으로 5m, 축방향으로 3m로 계산영역을 설정했으며, 후방유동 효과를 예측하기 위해 노즐 후방으로 1m의 영역을 고려하였다. 축대칭 축($r=0$)을 제외한 외부 경계영역은 모두 진공으로 가정했으며, 계산영역은 전체 4184개의 노드와 8052개의 셀로 구성하였다. 총 10,000번의 직접모사법 계산을 수행하는 동안 30번 반복계산 후 샘플링했으며, 정상상태에 도달했을 때 입자수는 약 26만개 정도이다. Intel Core2 Quad CPU 2.4GHz를 사용하여 약 30시간 소요되었다.

예조건화 기법을 도입한 연속체 방정식으로 얻은 노즐 출구에서의 수밀도, 온도, 축방향 및 반경방향 속도 결과들을 그림 8과 같이 반경방향에 대해 제시하였으며, 노즐 벽면에 근접할수록, 즉 이 1이 가까울수록 경계층 영역의 영향으로 인해 각 물성치의 분포들이 급격하게 변화하는 것을 알 수 있다. 이때, 추력기 연소실의 정체점 압력과 온도는 각각 9.8bar 및 975K로 가정하였다. 상세한 노즐 출구부근 계산 영역을 그림 9(a)에 제시하였으며, 추력기 내부 연속체 유동해석을 위한 계산영역은 $61 \times 41 = 2501$ 개의 셀로 구성하였다. 이와 같이 그림 8의 연속체 방정식에서 얻은 노즐 출구의 물성치 변화로부터 직접모사법을 이용하여 플룸해석을 수행한 결과, 그림 9(b)

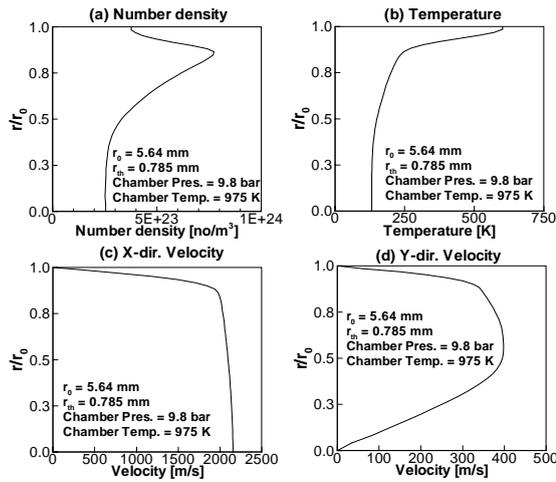


Fig. 8. Nozzle exit properties predicted from Precondition Continuum Algorithm

와 같이 사출되는 플룸과 반대방향으로 유속이 퍼져나가는 것을 확인하게 알 수 있다. 이 후방 유동은 추력기 내부 노즐 벽 부근의 경계층이 순식간에 압력이 0인 진공영역으로 사출되면서 반경방향으로 급격하게 팽창하기 때문에 발생하는 것으로 연속체 기법에서 얻은 그림 6(b)의 속도 분포와 전혀 다른 결과를 예측하는 것을 보여주고 있다. 이러한 후방유동에 의해 위성체 장비의 오염이나 교란외력 등과 같은 부가적인 문제점들이 발생할 수 있으므로 추력기 플룸 거동의 예측은 위성체 설계단계에서부터 반드시 고려해야 하는 중요 요소라고 할 수 있다. 이 후방유동의 존재는 그림 9(c)의 플룸 밀도 분포에서도 확인할 수 있으며, 노즐 출구에서 사출된 입자들이 급격히 진공영역으로 팽창됨에 따라 노즐 출구에서 멀어질수록 밀도분포가 감소하게 되며, 그림 6(d)의 연속체 기법으로부터 예측한 밀도결과와 달리 진공영역에서 유동압축현상은 발생하지 않는 것을 볼 수 있다. 그림 9(d)~9(f)는 총 온도(overall temperature), 병진(translational) 온도 및 회전(rotational) 온도분포 들을 나타내고 있으며, 연속체 영역에서 일반적으로 관찰할 수 있는 결과와 달리 병진 및 회전온도 분포사이에 큰 편차가 발생하는 것을 찾을 수 있다. 이것은 진공영역에서 플룸이 급격하게 팽창 및 확산하면서 입자들의 충돌이 충분하게 이루어지지 않기 때문에 병진-회전 에너지 간의 에너지 교환이 서로 원활하지 않기 때문이다. 특히 두 온도 차이는 노즐 출구 벽면 부근에서 뚜렷하게 발견할 수 있는데, 입자충돌이 적은 회전온도는 거의 동결에 가까운

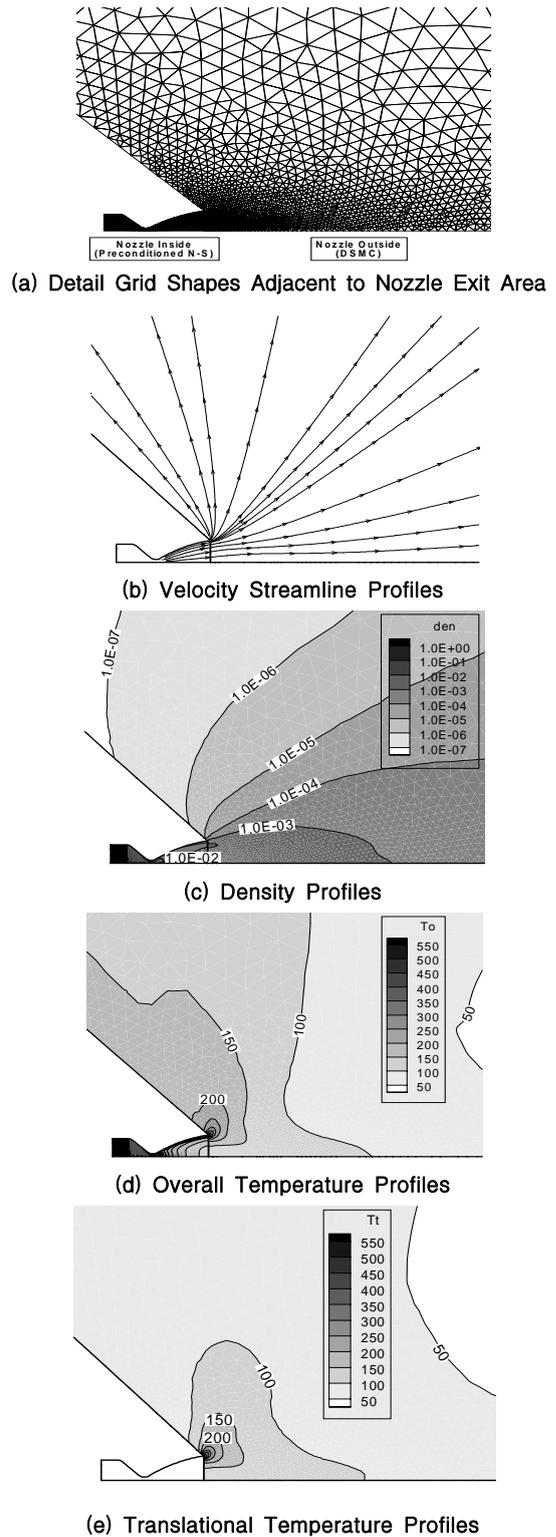
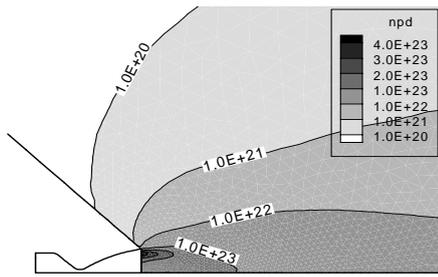
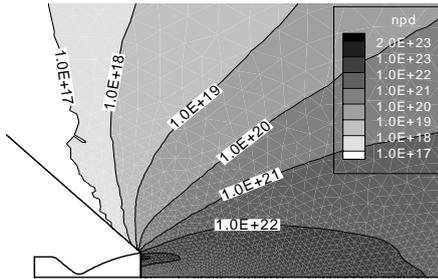


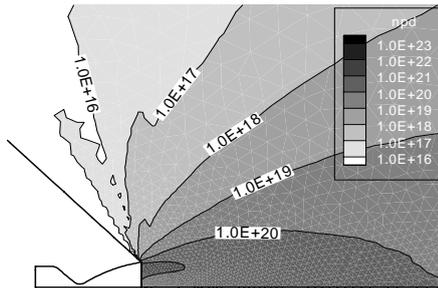
Fig. 9. Plume Results Predicted from the DSMC Method



(a) H2 Species



(b) N2 Species



(c) NH3 Species

Fig. 10. Number Density Distribution of Plume Species

상태를 유지하는 반면에 병진온도는 노즐 출구 부근에서 급격하게 팽창한다.

따라서 병진온도가 회전온도보다 빠르게 감소하면서 두 온도의 차이가 심화되며, 결국 내부에너지의 열적 비평형 현상이 발생하게 된다.

마지막으로, 추력기 플룸을 구성하고 있는 세 화학종 H_2 , N_2 , NH_3 의 수밀도(number density) 분포를 그림 10에 제시하였다. 각 화학종의 결과로부터 그 분포가 서로 다르게 확산됨을 알 수 있는데, 이는 연속체 영역에서는 예측이 어려운 화학종 박리(species separation) 현상으로서 진공영역으로 갑자기 팽창하면서 각 화학종들의 질량차에 의해 확산속도에 차이가 생기고, 이에 따라 화학종들의 분포가 처음 유입될 때와 달리 위치에 따라 각각 달라지게 되는 현상을 나타낸다.

특히, H_2 입자가 다른 두 입자들 N_2 , NH_3 보다 동일한 후방유동 영역 내에서 상당히 많이 분포하고 있는데, 이는 H_2 입자가 다른 두 입자들에 비해 분자량이 제일 가볍기 때문에 플룸의 주 유동방향으로부터 박리가 제일 심하기 때문이다. 이와 반대로, N_2 입자가 분자량이 가장 무겁기 때문에 플룸의 주 유동방향에 상당량 남아있는 것으로 예측되었다.

IV. 결 론

본 연구에서는 진공영역 조건하에서 저궤도 인공위성에 자세제어용으로 사용되는 소형 단일 추진제 추력기 플룸의 거동을 수치적으로 예측하는 것이 목적이다. 특히 추력기 내부 노즐 벽 부근의 경계층은 노즐 출구 부근에서 갑작스런 후방유동을 발생시키기 때문에 추력기 내부 경계층의 영향을 고려하는 것이 매우 중요하다고 할 수 있다. 기존의 연속체 기법만을 적용하여 진공영역에서의 플룸을 예측할 경우, 해의 수렴성을 보장하기 위해 추력기 외부영역에 미소의 압력값 설정이 필요하며, 결국 이 압력값에 의해 플룸이 반경방향으로 팽창되지 못하기 때문에 후방유동을 예측할 수 없게 되며, 또한 플룸 하류영역에서 Ma 수와 밀도분포가 점차 감소하다가 국소적으로 갑자기 증가하는 유동 압축현상을 유발시키는 원인이 된다. 따라서 플룸의 고유 특성을 보다 정확하게 예측하기 위해 본 연구에서는 연속체 방정식이 아닌 직접모사법을 사용했다. 이때, 추력기 내부 연속체 영역이 플룸에 미치는 영향을 효율적으로 반영하기 위해 추력기 내부유동은 예조건화 기법을 도입한 연속체 방정식으로 계산한 후, 이로부터 얻은 노즐 출구의 물성치 결과들을 직접모사법의 유입조건으로 적용하였다. 이렇게 서로 다른 두 수치기법을 복합적으로 결합함으로써 특성이 전혀 다른 두 유동영역에 대한 유동현상을 동시에 고려할 수 있다는 장점을 가질 수 있었으며, 그 결과 노즐 출구 부근에서 발생하는 강한 비평형성 및 넓은 후방유동 영역 발생, 화학종들의 박리 등과 같은 진공영역에서 플룸이 가지는 고유의 특성들을 효율적으로 예측할 수 있었다.

본 논문에서 고려한 희박영역 문제 외에도 MEMS의 한 분야인 초미세유동 문제의 경우, 입자의 평균자유행로가 실제 물리적 특성길이와 유사하거나 상당히 커서 Knudsen 수가 1보다 큰 조건을 가지게 된다. 초미세유동이 거시유동 영역에 영향을 미치는 문제의 경우 DSMC로부터

연은 결과를 Navier-Stokes 방정식에 전달할 필요성이 있으며, 이때 본 논문에서 제시한 기법이 적용 가능합니다.

향후에는 본 연구결과를 적용하여 3차원 위성체 형상에 대해 추력기 플룸이 미치는 영향을 상세히 연구할 예정이다.

후 기

본 연구는 교육과학부 지원의 "다목적실용위성 본체개발사업" 과제의 일부로 수행되었으며, 연구비 지원에 감사드립니다.

참고문헌

- 1) Boyd, I. D. and Stark, J. P. W., "Modeling of a Small Hydrazine Thruster Plume in the Transition Flow Regime", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 6, No. 2, 1990, pp. 121-126.
- 2) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon, Oxford, 1994.
- 3) Wilmoth, R. G., LeBeau, G. J. and Carlson, A. B., "DSMC Grid Methodologies for Computing Low-density, Hypersonic Flows about Reusable Launch Vehicles", *AIAA Paper* No. 96-1812, 1996.
- 4) Sun, Q. and Boyd, I. D., "A Direct Simulation Method for Subsonic, Microscale Gas Flows", *Journal of Computational Physics*, Vol. 179, No. 2, 2002, pp. 400-425.
- 5) Boyd, I. D., Penko, P. F., Meissner, D. L., and DeWitt, J., "Experimental Investigations of Low Density Nozzle and Plume Flows of Nitrogen", *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 10, 1992, pp. 2453-2461.
- 6) Chung, C. H., Kim, S. C., Stubbs, R. M., and DeWitt, K. J., "Low-Density Nozzle Flow by the Direct Simulation Monte Carlo and Continuum Methods", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 11, No. 1, 1995, pp. 64-70.
- 7) Vashchenkov, P. V., Kudryavtsev, A. N., Khotyanovsky, D. V. and Ivanov, M. S., "DSMC and Navier-Stokes Study of Backflow for Nozzle Plumes Expanding into Vacuum", *24th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, Vol. 762, 2005, pp. 355-360.

- 8) 송봉하, 김교순, 최윤희, 이병옥, "예조건화 기법을 이용한 층류 및 난류 화학반응 유동장 해석", *대한기계학회논문집 B권*, 제30권 제4호, 2006, pp. 320-327
- 9) Merkle, C. L. and Choi, Y. H., "Computation of Low Speed Flows with Time Marching Procedures", *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 25, 1985, pp. 293~311.
- 10) Venkateswaran, S., Weiss, J. M., Merkle, C. L. and Choi, Y. H., "Propulsion-related Flowfields Using the Preconditioned Navier-Stokes Equations", *Propulsior* 92-3437, 1992.
- 11) Shuen, J. S., Chen, K. H. and Choi, Y. H., "A Time Accurate Algorithm for Chemical Non-Equilibrium Viscous Flows at All Speeds", *AIAA Paper* 92-3639, 1992.
- 12) B. E. Poling, J. M. Prausnitz and J. P. O'Connell, *The Properties of Gases and Liquids*, McGraw-Hill, 5th Edition, 2001.
- 13) Zehe, M. J., Gordon, S. and McBride, B. J., "CAP : A Computer Code for Generating Tabular Thermodynamic Functions from NASA Lewis Coefficient", NASA/TP-2001-210959, 2002.
- 14) 박재현, 강신재, 김정수, 백승욱, 유명중, "인공위성 추력기 플룸의 DSMC 해석", *한국항공우주학회지*, 제29권 제8호, 2001, pp. 111-118
- 15) Kewley, D. J., "Predictions of the Exit Conditions, including Species Concentrations and the Ratio of, Specific Heats of Hydrazine Decomposition Thrusters", DFVLR, Internal Rept. IB 222-85 A05, Göttingen, Germany, 1985.
- 16) Legge, H., and Dettleff, G., "Pitot Pressure and Heat-Transfer Measurements in Hydrazine Thruster Plumes", *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 23, 1986, pp. 357-362.
- 17) Cuffel, R. F., Back, L. H. and Massier, P. F., "Transonic Flowfield in a Supersonic Nozzle with Small Throat Radius of Curvature", *AIAA Journal*, Vol. 7, 1969, pp. 1364-1366.
- 18) Rothe, D. E., "Electron-Beam Studies of Viscous Flow in a Supersonic Nozzle", *AIAA Journal*, Vol. 9, pp. 804-810, 1971.
- 19) Hamel, B. B., Maguire, B. L., and Muntz, E. P., "Some Characteristics of Exhaust Plume Rarefaction", *AIAA Journal*, Vol. 8, 1970, pp. 1651-1658.