

〈논 문〉

## 천이영역의 희박기체 압축성 경계층 해석

최 서 원\*  
(1996년 5월 2일 접수)

### Analysis of Rarefied Compressible Boundary Layers in Transition Regime

Seo Won Choi

**Key Words :** Wall Velocity-Slip(벽면미끄럼), Compressible Boundary Layer(압축성 경계층), Rarefied Gas Dynamics(희박기체 유동), Knudsen Number(누센수), Transition Regime(천이영역), Boltzmann Equation(볼츠만 방정식), Navier-Stokes Equation(나비에-스톡스 방정식)

#### Abstract

Results of flat plate compressible boundary layer calculation, based on discrete formulation of DSMC method,<sup>(1)</sup> are presented in low Mach number and low Knudsen number range. The freestream is a uniform flow of pure nitrogen at various Mach numbers in low pressures (i. e. rarefied gas). Complete thermal accommodation and diffuse molecular reflections are used as the wall boundary condition, replacing unreal no-slip condition used in continuum calculations. In the discrete formulation of DSMC method, there is no need to use ad hoc assumptions on transport properties like viscosity and thermal conductivity, instead viscosity is calculated from values of other field variables (velocity and shear stress). Also the results are compared with existing self-similar continuum solutions. In all Mach number cases computed, velocity slip is most pronounced in regions near the leading edge where continuum formulation renders the solution singular. As the boundary layer develops further downstream, velocity slips asymptote to values that are between 10 to 20% of the magnitude of freestream velocity. When the freestream number density is reduced, so the gas more rarefied, the velocity slip increases as expected.

#### 1. 서 론

압축성유동의 해석에서는 밀도도 변수로 취급되어야 한다. 그래서 나비에-스톡스 방정식은 상태방정식을 포함하여 시스템을 완성시킨다. 압축성경계층은 한쪽 방향 전단응력이 두드러지게 유동장을

지배하는 대표적인 경우이다. 거시적 관점에서는 유체입자가 벽면에 가까울 수록 점성소산에 의한 온도증가가 심해지며, 이러한 벽면근처에서의 마찰열 발생은 자유유동의 마하수가 커질수록 증가하게 된다. 압축성유동에서만 존재하는 이러한 현상을 정확히 해석하기 위해 다음의 두 가지 효과를 고려해야 한다. 첫째 온도의 증가로 기체는 벽면근처에서 더욱 희박해지고, 이에 따라 비체적이 증가하여 경계층의 두께는 더욱 커진다. (반면에 비압축성

\*회원, 홍익대학교 기계공학과

경계층은 자유유동의 속도가 커질수록 오히려 얇아진다.) 둘째 경계층내부에 상당한 온도변화가 있으므로 온도에 민감한 점성이 더 이상 상수로 취급될 수 없게 된다. 종래의 해석들에서는 점성과 온도 사이에 간단한 멱함수 관계가 성립한다고 가정하여 나비에-스톡스 방정식을 풀므로써 몇몇 경우에 대해서는 비압축성 경계층 해석에서와 같은 상사해를 구해왔다.<sup>(2)</sup> 유동을 연속체로 다루는 이러한 종전의 해석들은 실제 현상과 상이한 다음의 두 가지 심각한 문제들을 안고 있다. 첫째 점성이나 열전도 계수와 같은 전달계수들이 상수 또는 다른 변수들에 간단한 함수관계로 의존하는 것으로 취급되어야 하고, 둘째 벽면에서 점착조건이 강요된다.

그러나 유체분자들의 운동을 지배하는 볼츠만 방정식에 근거한 몬테카를로 계산에서는 나비에-스톡스 방정식의 해가 가지는 이러한 문제들이 전혀 존재하지 않는다. 전달계수들은 문제를 풀기 전에 주어지는 파라미터가 아니고 문제를 풀면서 분자들의 운동으로부터 계산되어 지는 값들이며, 벽면 경계조건으로는 실제 물리적인 현상과 일치하는 분자들의 벽면 반사법칙만이 쓰인다. 따라서 분자운동을 추적하는 몬테카를로 계산법은 나비에-스톡스 방정식의 해들이 실패하는 비평형 유동영역 또는 고체 경계 근처에서 전달현상이 중요한 응용분야인 경우 유일한 해석방법으로 간주된다.

본 논문에서는 압축성 경계층의 몬테카를로 계산에 의한 결과와 분석이 제시된다. 볼츠만 방정식의 수치해석에는 물리, 화학, 항공 등 여러 분야에서 개발된 많은 방법들이 사용되고 있으나 이들의 소개는 분량 때문에 생략하며 관심 있는 독자들에게는 Yen<sup>(3)</sup>을 인용한다. Bird<sup>(1)</sup>의 시간샘법으로 볼츠만 방정식의 해를 구할 수 있다는 것은 Nanbu<sup>(4)</sup>에 의해 이론적으로 충분히 규명됐으나 Muntz<sup>(5)</sup>의 지적대로 물리적 현상에 직접 근거를 둔 시뮬레이션 방법을 수학적인 틀에 의해 정당화하는 것은 큰 의미가 없다는 견해도 있다. 이와 유사한 방법으로는 Nanbu<sup>(6)</sup>의 flux-splitting 방법, Koura<sup>(7)</sup>의 null-collision 방법 등이 있으나 물리적인 근거가 시간샘법과 대동소이하며 경우에 따라 계산시간이 더 커지기도 하므로 여기서는 사용하지 않았다.

본 논문의 유동에 대해 비압축성 해석을 실시하면 첨단에서 천이영역의 상류까지는 Blasius의 상사해를 얻는다. Blasius 해와 비교되는 결과의 일

부로 자유유동의 값들에 의해 무차원화된 밀도, 온도 및 마하수의 등고선이 제시되며, 무차원 벽면미끄럼도 보여준다. 벽면미끄럼은 첨단에서 매우 크고 하류로 갈수록 줄어드나 계산된 모든 경우에 대해서, 나비에-스톡스 방정식의 해와는 달리, 완전히 사라지지 않고 일정한 상수값에 접근한다. 물론 기체가 희박해질수록 벽면미끄럼도 더 커진다. 마하수의 증가도 벽면미끄럼을 크게 하나, 희박도에 의한 효과보다는 작다. 마하수의 증가는 벽면마찰의 증가에 의한 가열로 기체를 희박하게 하므로 이것 또한 간접적인 희박 효과로 볼 수 있다.

## 2. 문제의 정립과 해석 방법

경계층은 기본 유동에 속하면서 유동의 중요한 역학적 성격인 점성효과와 대류현상이 모두 포함되는 중요한 유동이다. 본 해석에서 다루어지는 경계층은 두 가지 밀도값을 갖는 질소로 이루어진 균일한 유동이 여러 마하수를 가지고 반응각 없이 평판위를 흐를 때 형성된다. 질소와 산소의 혼합물을 사용하여 실제 공기유동과 유사한 계산을 할 수도 있으나, 순수한 질소를 사용하여도 중요한 유동효과들은 거의 다 구할 수 있으며 계산시간이 단축되는 잇점이 있다.

기체의 희박도는 다음과 같이 정의되는 누센수에 의해 결정된다.

$$Kn \equiv \frac{\lambda}{L} \quad (1)$$

여기서  $L$ 은 유동장의 대표적 제원이고,  $\lambda$ 는 분자들의 평균 자유경로(mean free path)이다. 희박기체의 영역에서 유동장을 구하기 위해서는 다음과 같이 표시되는 볼츠만 방정식을 풀어야 한다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(nf) + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}(nf) + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{c}}(nf) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{4\pi} n^2 (f^* f_1^* - ff_1) c_1 \sin \theta d\Omega d c_1 \quad (2) \end{aligned}$$

여기서  $n$ 은 분자 밀도(number density), 그리고  $f$ 는 속도분포 함수(velocity distribution function)이며, 이 방정식의 미지수는  $nf$  하나뿐이다. 따라서 나비에-스톡스 방정식보다 상대적으로 미지수의 수가 적다. 그러나 독립변수에 기존의 시간  $t$  및 위치벡터  $\mathbf{r}$ 에 분자들의 속도벡터  $\mathbf{c}$ 가 포함되므로, 실제로는 훨씬 더 복잡한 식이 된다. 우변의 충돌

항은 모든 분자들에 대해 계산되어야 하므로 계산량은 분자수에 비례한다. 그래서 기체의 밀도가 증가하여 연속체 영역에 가까워지면 충돌항의 계산시간도 급격히 증가하게 된다. 그러므로 공학적인 계산의 경우 희박도가 심하지 않은  $Kn < 1$ 의 기체유동은 연속체 영역에 속한다고 간주하여, 나비에-스톡스 방정식의 해로 구하는 것이 효율적이다. 나비에-스톡스 방정식의 해법이 효율적이기는 하나, 한 가지 문제가 있다. 즉  $10^4 \leq Kn < 10^2$ 의 영역에 속하는 유동에서는<sup>(11)</sup> 고체경계 부근에서 국부적인 유동제원  $L$ 이 매우 작아지고, 이 경우 국부 누센수는 평균유동의 누센수보다 몇 order 커지게 된다. 이 때문에 나비에-스톡스 방정식의 경계조건으로 쓰이는 점착조건은 맞지 않으며, 벽면미끄럼이 있는 경계조건을 사용해야 한다. 이와 같은 천이영역에서 볼츠만 방정식의 해법으로 기본적인 평판 경계층 유동을 해석하고 벽면미끄럼을 정량적으로 구한 후, 공학적으로 좀더 효율적인 나비에-스톡스 계산을 실시할 경우 물리적으로 정확한 고체 경계조건을 제공할 수 있고 천이영역에서 나비에-스톡스 해의 정확도를 높일 수 있다.

분자운동을 고려할 경우 문제에서 다루어지는 길이 및 시간 스케일들이 넓은 영역에 걸쳐서 많이 존재하므로, 본 해석에서는 무차원화를 시도하지 않고 물리적인 양들을 직접 사용하였다. 계산에 사용된 파라미터의 값들은 Table 1에 표시되었다. 자유유동의 분자밀도  $n_\infty$ 는  $1 \times 10^{20}$  molecules/m<sup>3</sup> 또는  $1 \times 10^{19}$  molecules/m<sup>3</sup>의 값을 가진다. 따라서 자유유동의 밀도는  $4.65 \times 10^{-6}$  kg/m<sup>3</sup> 또는  $4.65 \times 10^{-7}$  kg/m<sup>3</sup>가 되며 이것을 상온상태의 공기 밀도  $1.206$  kg/m<sup>3</sup>와 비교하면 사용된 유동이 희박기체에 의한 것임을 분명히 알 수 있다. 자유유동의 평균 분자이동거리는 평형관계식

$$\lambda_\infty = (\sqrt{2}\pi d^2 n_\infty)^{-1} \quad (3)$$

으로부터 구할 수 있으며  $0.01294$  m 또는  $0.1294$  m가 된다. 여기서  $d$ 는 질소분자의 유효 직경이다. 충돌과정과 분자운동의 분리 계산을 위해 사용되는 시간단위는  $6.09 \times 10^{-6}$  초로 하였다. 계산된 모든 경우에서 자유유동의 온도는  $300^\circ\text{K}$ 이며 이로부터 자유유동의 평균 분자속도를 평형관계식

$$c_\infty = \sqrt{\frac{2kT_\infty}{m}} \quad (4)$$

에서 구하면  $422$  m/s가 된다. 따라서 자유유동의 특성시간은  $3.0665 \times 10^{-5}$  초 또는  $3.0665 \times 10^{-4}$  초이며, 시간단위는  $0.2$  또는  $0.02$  임을 알 수 있다.

평판의 길이  $L$ 은  $1.926$  m이다. 본 연구의 유동이 Chapman-Enskog 기체<sup>(12)</sup>에 해당한다고 보고, kinematic viscosity를 계산하면 case I의 경우  $\nu_\infty = 38.172$  m<sup>2</sup>/s이고 cases II-V는  $3.8172$  m<sup>2</sup>/s이 된다. 따라서 유선방향의 최대 레이놀즈수는 cases I-V에서 각각  $10.7$ ,  $178.2$ ,  $142.6$ ,  $100.7$ ,  $100.7$ 이 된다. 그러므로 자유유동의 속도와 점성에 근거한 유선방향 레이놀즈수는 하류에서의 최대치가  $150$ 을 넘지 않고, 이 값은 선형불안정성 해석에 의한 임계 레이놀즈수  $520$ 보다<sup>(3)</sup> 작으며 흔히 쓰이는 천이 레이놀즈수  $3.2 \times 10^5$ 보다<sup>(6)</sup> 훨씬 작으므로 모든 경우의 유동은 층류로 간주된다. 평판길이에 근거한 누센수  $Kn_L (= \lambda_\infty/L)$ 은  $0.00672$  또는  $0.0672$ 이므로 두 경우 모두  $Kn_L \ll 1$ 로 볼 수 있고, 따라서 계산된 유동들은 통상 연속체 영역에 속하는 것으로 볼 수 있다. 본 연구에서 다루어진 유동들은 전체적으로 층류 및 연속체 영역에 속한다고 볼 수 있다.

분자운동의 벽면경계조건은 열평형을 이루는 난반사(diffuse reflection) 조건이 사용되었다. Lord<sup>(9)</sup>의 지적대로 인공위성의 대기권 돌입시 발생하는 유동 등 몇몇 경우에 이러한 경계조건과는 상이할 수 있으나, 대부분의 실험치들이 풍동의 환경에서 공학적 표면을 갖는 모델들을 가지고 얻어졌으므로 이러한 경계조건을 사용한다.

충돌과정은 변강구 모델을 쓰고 충돌과 분자운동의 분리 계산에는 시간샘 방법을 사용하였다. 시간샘을 이용한 몬테카를로계산은 많은 내부 및 외부 유동장에 대해 시행되어 왔고 실험치들과 비교되어 만족할 만한 결과들을 얻고 있다. 이 방법에서 가장 중요한 가정은 분자들의 충돌과 충돌로 인한 분자들의 운동이 분리되어 계산이 진행된다는 것이

Table 1 Computational cases

Case	$M_\infty$	$\rho_\infty$ (kg/m <sup>3</sup> )	$T_w$ (°K)
I	0.6	$4.65 \times 10^{-7}$	250
II	1.0	$4.65 \times 10^{-6}$	250
III	0.8	$4.65 \times 10^{-6}$	250
IV	0.6	$4.65 \times 10^{-6}$	300
V	0.6	$4.65 \times 10^{-6}$	250

다.

시간셈법은 단위시간당 충돌빈도의 역수인 평균 충돌시간을 각 세포마다 계산하고, 계산에 쓰이는 분자들이 충돌에 걸리는 시간을 추적하여 충돌횟수가 계산 세포에 주어진 거시적 변수들에 일치하도록 하는 것이다. 평균충돌시간  $\Delta t_c$ 는 다음과 같이 계산되며

$$\Delta t_c = \frac{2/N_m}{\pi d^2 n c_r} \quad (5)$$

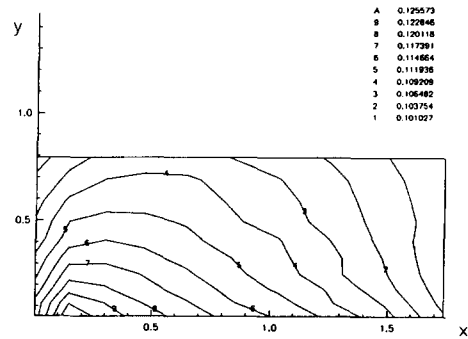
여기서  $n$ ,  $N_m$ 은 각각 세포 내의 분자밀도와 분자수이고,  $c_r$ 은 분자간의 평균상대속도이다. 분자의 시간은 매 충돌시마다  $\Delta t_c$  만큼 증가하며, 이 시간 유동의 평균시간과 같아질 때까지 충돌항의 계산을 반복한다.

### 3. 계산결과와 토론

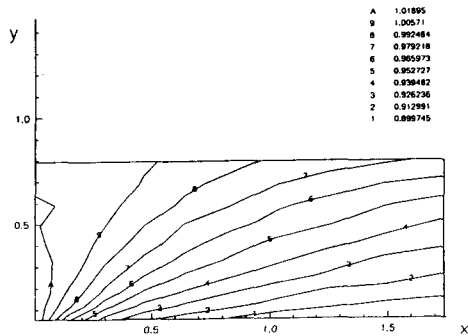
계산에 사용된 파라미터 값들은 Table 1에 표시하였고, 자유유동의 마하수, 밀도 및 벽면온도  $T_w$ 의 변화에 따른 계산을 실시하여 유동장 및 벽면미끄럼의 변화를 분석하였다.

Fig. 1~Fig. 5는 Case I-V의 유동장변수들인 (a) 무차원 밀도  $\rho/\rho_\infty$ , (b) 무차원 온도  $T/T_\infty$ , (c) 마하수  $M$  등을 등고선으로 표시한 것이다. 경계층을 형성하는 벽면은  $0.074 < x$ 에 존재한다. 따라서  $x=0.074$ 에서 나타난 등고선 경사의 방향 변화는 경계층 상류에 존재하는 blunt body 유동에 의한 것이다. Fig. 2(a), Fig. 3(a), Fig. 5(a)를 살펴보면, 벽면이 자유유동보다 차가운 경우( $T_w=250^\circ\text{K}$  and cases II, III, V) 경계층이 하류로 진행할 수록 두꺼워지면서 밀도가 감소하는 것을 알 수 있다. 이에 비해 벽면온도가 자유유동의 온도와 같은 경우(Fig. 4(a))에는 밀도감소가 하류방향으로 보다는 벽면쪽으로 일어나며 이것은 벽면에 의한 가열로 기체의 밀도가 감소하기 때문이다. (Fig. 4(b) 참조) 이와는 반대로 자유유동이 희박해지면 자유유동 영역에서 먼 벽면근처에서 오히려 밀도가 증가한다는 것을 알 수 있다. 마하수가 증가하면 벽면근처에서의 마찰열의 증가로 경계층의 두께가 커지고 이에 따라 밀도를 포함한 모든 변수의 변화가 완만해지나, 큰 정성적인 변화는 생기지 않는다. 예상대로 온도분포는 벽면온도의 변화에 의해 가장 크게 변화하며 마하수의 변화에는 크게 영향

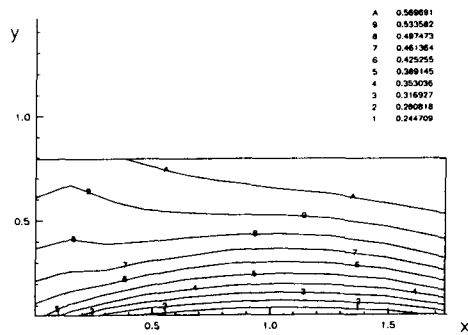
을 받지 않는다. Fig. 1(c)와 다른 마하수 등고선들을 비교해 보면, 마하수 변화는 자유유동의 밀도(희박도)에 의해 가장 큰 영향을 받는 것을 알 수 있다. 이것은 분자밀도의 변화가 운동에너지의 전달과 열에너지의 전달에 미치는 영향의 정도가 서로 다르기 때문이다. 또한 Fig. 1(c)에서 자유유동이 희박할수록 blunt body 유동과 경계층 유동 사이의 천이가 좀더 서서히 일어나는 것을 볼 수 있



(a) Normalized density



(b) Normalized temperature



(c) Mach number

Fig. 1 Flow field for case I:  $M_\infty=0.6$ ,  $\rho_\infty=4.65 \times 10^{-7}\text{kg/m}^3$ ,  $T_w=250^\circ\text{K}$

다. 벽면의 온도가 높아지면 벽면근처의 저마하수 영역으로부터 자유유동의 고마하수 영역까지의 변화가 좀더 완만해지나 큰 정성적인 변화는 없다. 즉 Fig. 4(b)(c)와 Fig. 5(b)(c)를 놓고 유동의 수직방향 변화를 동시에 비교해 보면 벽면가열 효과가 온도분포를 거꾸로 만들었으나 마하수분포에는 큰 영향이 없는 것을 알 수 있다.

Fig. 6은 수직방향 속도분포를 유선방향의 여러 지점에서 속도벡터로 표시한 것이다. 모든 계산된 경우에 있어서, 벽면이 시작하는 첨단 근처에서 갑

자기 수직방향 속도성분이 커지고 있으며 하류로 가면서 전형적인 경계층의 발달을 보여준다. 이렇게 전개되는 경계층의 형상은 비압축성의 경우와 한가지만을 제외하면 크게 다르지 않은것 같다. 그것은 벽면에서의 속도인데 비압축성의 경우와 달리 완전히 사라지지 않는다.

무시할 수 없을 만큼 큰 벽면미끄럼의 존재는 압축성 경계층과 비압축성 경계층 유동을 뚜렷이 구분하고 있지만, 비슷한 형태를 가지고 하류로 전개되는 속도벡터 분포는 유동이 상사를 가지고 있음

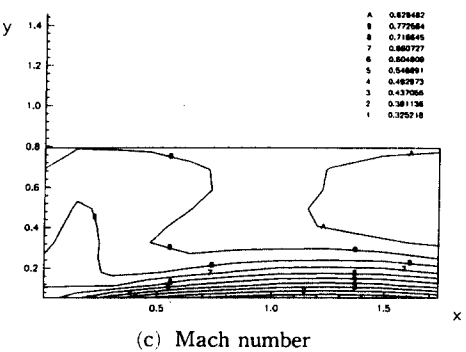
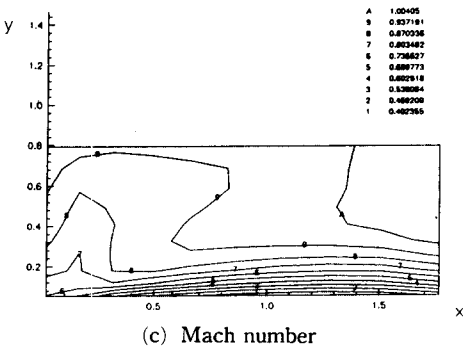
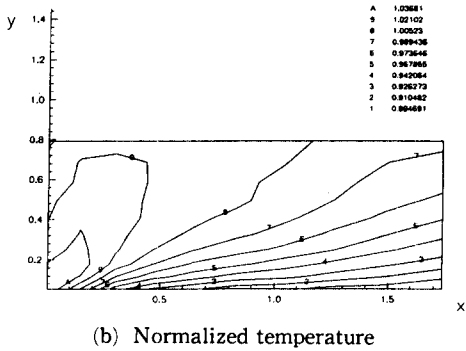
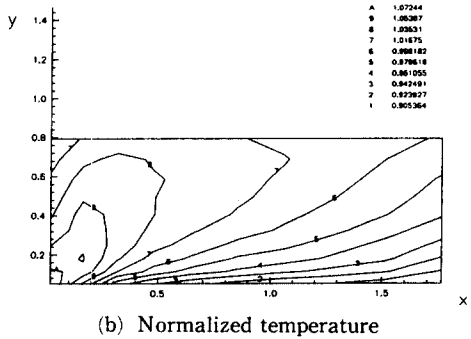
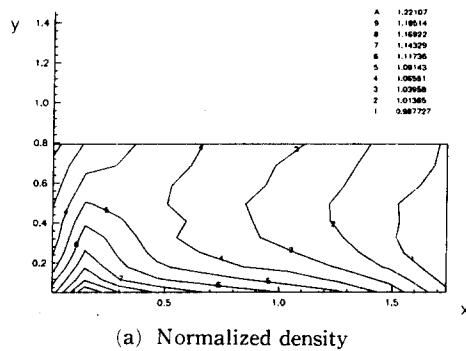
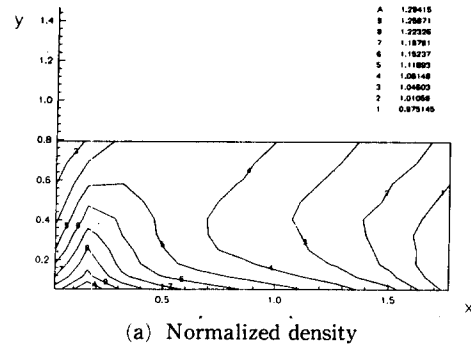


Fig. 2 Flow field for case II:  $M_\infty=1.0$ ,  $\rho_\infty=4.65 \times 10^{-6} \text{kg/m}^3$ ,  $T_w=250^\circ\text{K}$

Fig. 3 Flow field for case III:  $M_\infty=0.8$ ,  $\rho_\infty=4.65 \times 10^{-6} \text{kg/m}^3$ ,  $T_w=250^\circ\text{K}$

을 암시한다.

기체가 비압축성이면 본 논문의 유동은 블라지우스 경계층이 되며, (2) 유동함수가 다음과 같이 표시될 때

$$\Psi = \sqrt{\nu x U_\infty} f(\eta) \tag{6}$$

지배방정식과 경계조건은

$$\begin{aligned} 2f''' + ff'' &= 0 \\ f(0) = f'(0) &= 0, \quad f(\infty) = 1 \end{aligned} \tag{7}$$

이 된다. 여기서  $\eta$ 는 스케일된 수직좌표이다. 압축성 기체의 경계층 유동도 다음으로 정의되는 Howarth-Dorodnitsyn 변환을 이용하면 블라지우스 해를 얻을 수 있으므로(11), 경계층에 상사가 존재한다고 볼 수 있다.

$$\tilde{\eta} = \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu_\infty x}} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy \tag{8}$$

Fig. 7(a)~(e)는 무차원 속도 및 온도분포들을 자유유동의 Howarth-Dorodnitsyn 변환을 거친 수

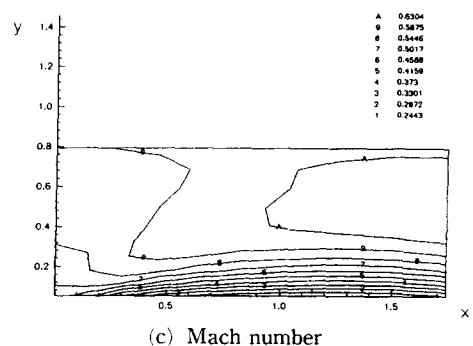
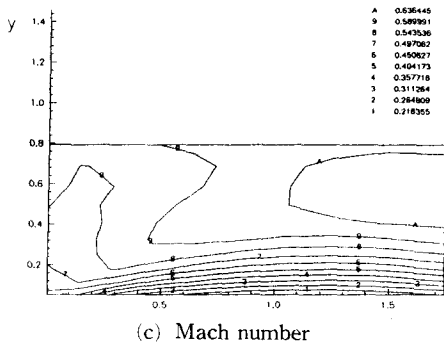
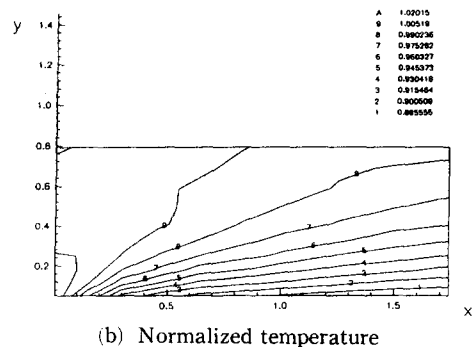
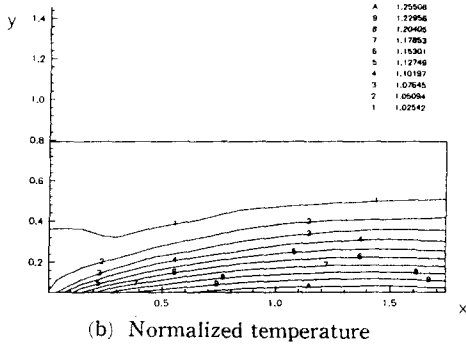
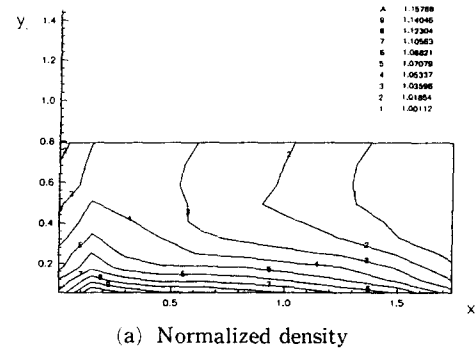
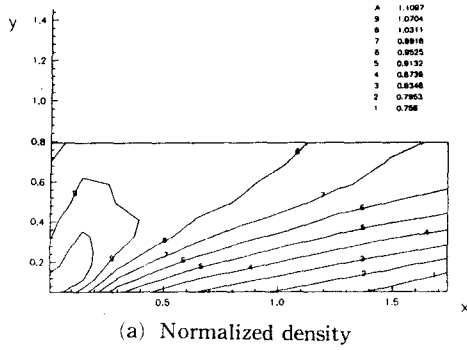


Fig. 4 Flow field for case IV:  $M_\infty=0.6$ ,  $\rho_\infty=4.65 \times 10^{-6} \text{kg/m}^3$ ,  $T_w=300^\circ\text{K}$

Fig. 5 Flow field for case V:  $M_\infty=0.6$ ,  $\rho_\infty=4.65 \times 10^{-6} \text{kg/m}^3$ ,  $T_w=250^\circ\text{K}$

적좌표  $\bar{y}$  에 따라 도시한 것이다. 모든 경우에서 속도분포의 이탈이 온도분포의 이탈보다 심하다. 또한 온도분포도 마하수가 커지면 자유유동 변수들에 의한 경계층 상사에서 멀어짐을 알 수 있다. (see Fig's 7(b) (c) (e)) 또한 Fig 7(a)로부터 기체가 회박해지면 속도분포의 이탈이 더 심해지며 경계층의 두께도 커지는 것을 알 수 있다.

이러한 벽면미끄럼의 분포를 살펴보기 위해 Fig. 8에는 자유유동속도로 무차원화된 벽면접선속도가 도시되었다. 분자운동에 근거한 몬테카를로계산에서는 2차원유동에서도 3방향 속도성분을 다 추적하므로 (따라서 비현실적인 2차원효과가 배제됨) 벽면접선속도는  $\sqrt{u_0^2 + w_0^2}$ 로 계산된다. 여기서  $u_0$ 와  $w_0$ 는 각각 유선방향 및 폭방향의 벽면 유속을 나

타낸다. 유선방향 좌표  $x$ 는 벽면이 시작하는 곳에 원점을 두고 있으며 첨단 ( $x=0$ )에서는 blunt body 유동효과로 벽면미끄럼이 최대치를 가지며 그 크기는 자유유동 속도의 절반 가량이다. 잘 알려진 대로 나비에-스톡스 방정식의 해는 이곳에서 singularity를 갖는다. 첨단에서의 벽면미끄럼은 마하수의 증가에 가장 민감하며 밀도의 변화에는 큰 영향을 받지 않는다. 왜냐하면 이 지점의 상류에서는 벽면의 영향이 전혀 없기 때문이다. 하류로 갈수록 벽면미끄럼은 점차 감소하다가 계산된 모든 경우에 있어서 일정한 값으로 접근한다. 자유유동이 회박할 수록 수렴하는 벽면미끄럼의 값이 커지며 이것은 잘 알려진 회박기체 효과 중 하나이다. 밀도가 작은 Case I의 경우 벽면미끄럼의 수렴치가 자유유동 속도의 20%에 접근하고 있다. 자유유동

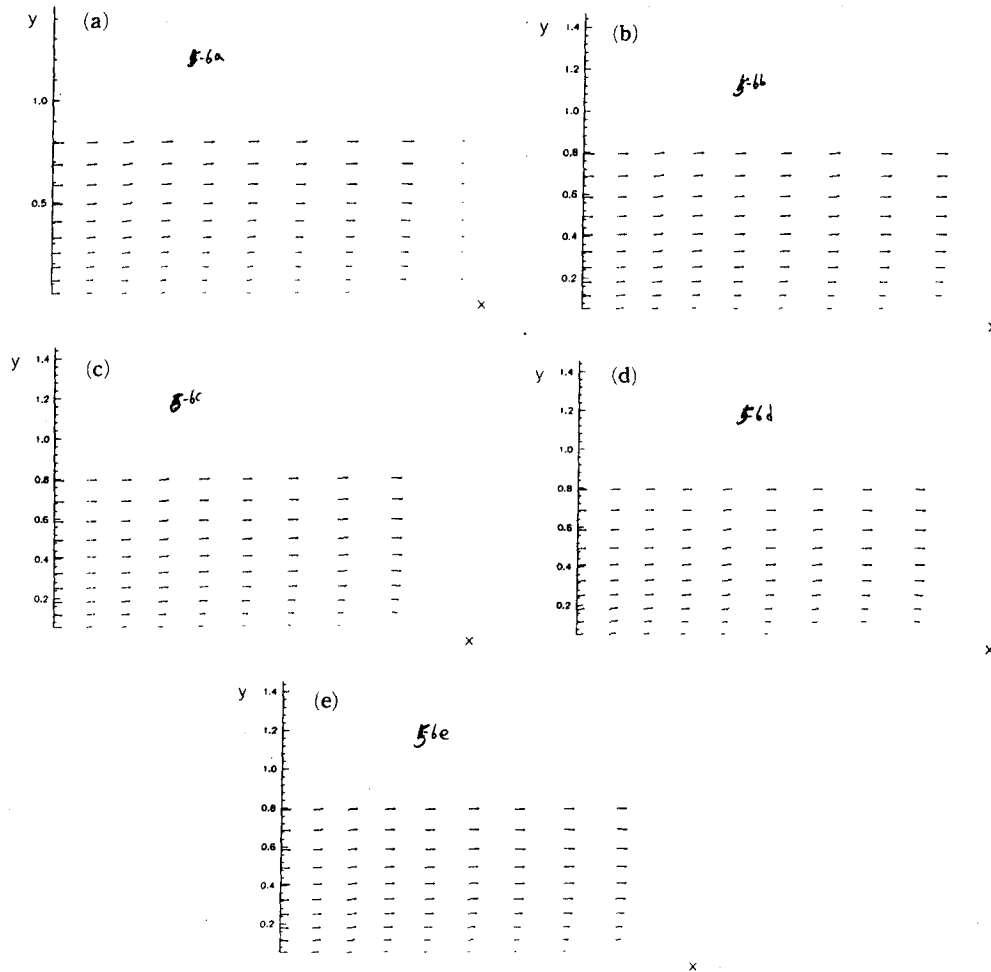


Fig. 6 Velocity vector (a) case I (b) case II (c) case III (d) case IV (e) case V (see Table 1)

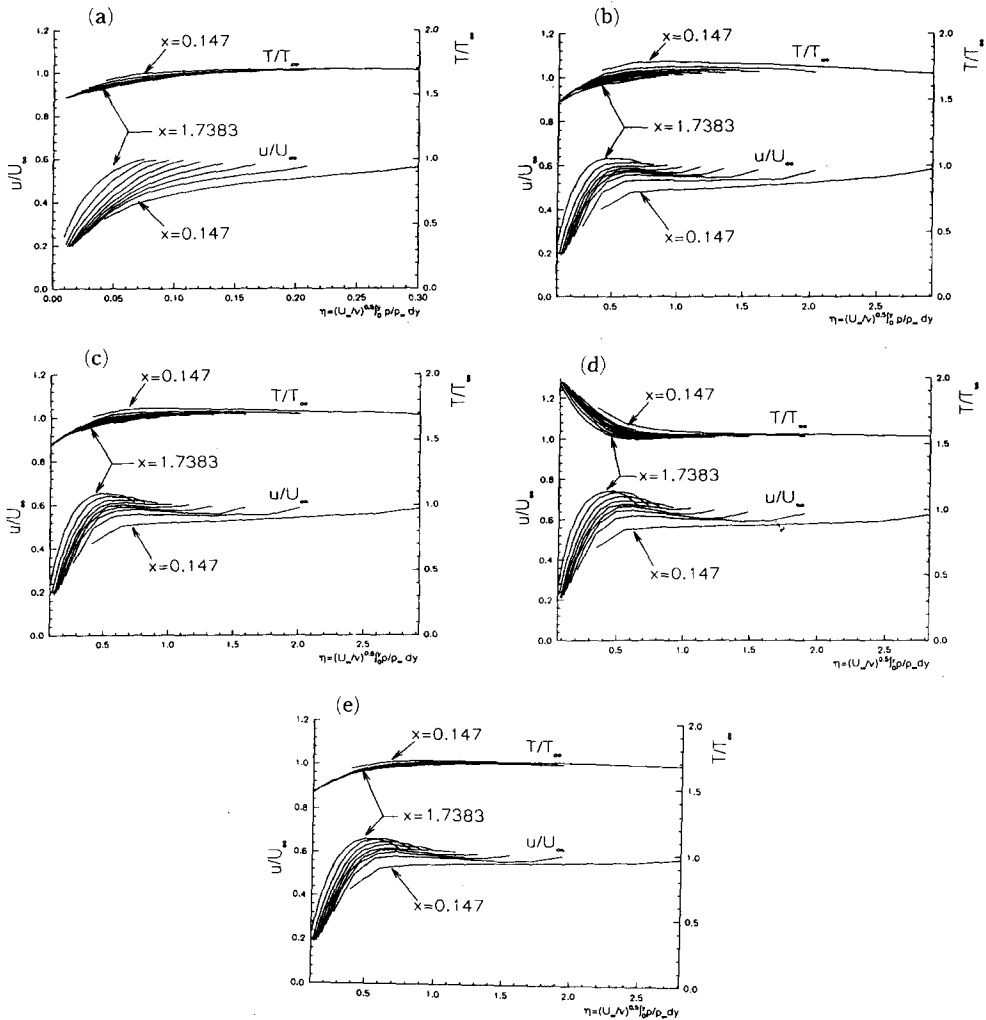


Fig. 7 Dimensionless velocity and temperature distribution vs. the scaled vertical coordinate  $\tilde{\eta}$  (a) case I (b) case II (c) case III (d) case IV (e) case V (see Table 1)

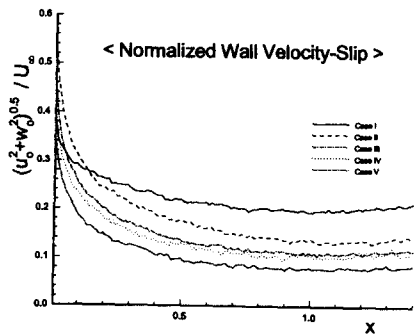


Fig. 8 Normalized velocity slip at wall vs. streamwise coordinate  $x$

의 마하수가 커지거나 벽면이 가열되었을 때에도 벽면미끄럼이 증가하는 것을 알 수 있다. 그러나 이 파라미터들 ( $M_\infty$  and  $T_w$ )이 증가하면 벽면마찰도 증가하고 따라서 벽면근처의 기체온도가 올라간다. 그러면 벽면 근처의 기체 밀도가 감소하게 되므로, 이들 또한 간접적인 희박기체 효과에 의해 벽면미끄럼의 증가를 가져온다고 볼 수 있다. 그러므로 벽면의 온도 또한 벽면미끄럼에 큰 영향을 미친다. Table 1에서 알 수 있듯이 case IV와 V의 유동은 레이놀즈수와 희박도가 같다. 그런데 Fig. 8에서 보이는 것처럼 벽면미끄럼의 크기에 큰 차이를 있는 것은 벽면 온도 조건이 다르기 때문이다.



#### 4. 결 론

본 논문에서는 반음각이 없는 압축성 경계층을 분자운동에 근거한 몬테카를로 계산으로 해석하여 비압축성 경계층과 전반적으로 비슷한 유동구조를 가지나 벽면에서 뚜렷한 벽면미끄럼을 갖는 신빙성 있는 결과를 얻었다. 또한 계산결과에 대한 분석으로부터 다음과 같은 세부 결론들을 유추할 수 있었다. 첫째 나비에-스톡스 방정식의 해가 singularity를 갖는 첨단 부근에서 유동은 매우 큰 벽면미끄럼을 갖는다. 둘째 경계층의 하류로 가면서 벽면미끄럼은 일정한 값으로 수렴한다. 셋째 압축성 경계층에서는 비압축성 경계층과 같은 형태의 (즉 자유유동의 변수들에 스케일된) 상사해가 존재하지 않으며, 일반적으로 온도분포보다 속도분포의 이탈이 더 심하다.

이러한 점들을 고려할 때 천이영역에 속하는 희박기체 압축성 경계층의 해석에서 벽면미끄럼을 고려하지 않는 나비에-스톡스 방정식의 해는 10% 이상의 정량적 오차를 가져올 수 있으므로, 볼츠만 해석에 의해 구한 벽면미끄럼 조건을 사용해야만 정확한 결과를 얻을 수 있을 것으로 사료된다. 또한 압축성 경계층에서는 비압축성 경계층의 상사해와는 다른 더 많은 스케일들을 포함하는 상사해가 존재하는 것을 알 수 있었다.

#### 후 기

본 연구는 한국과학재단 목적 기초 연구(931-1000-010-2)에 의해 지원되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

#### 참고문헌

(1) Bird, G. A., 1976, *Molecular Gas Dynamics*, Clarendon.

- (2) Schlichting, H., 1979, *Boundary-Layer Theory*, Translated by J. Kestin, McGraw-Hill.
- (3) Yen, S. M., 1984, "Numerical Solution of the Nonlinear Boltzmann Equation for Nonequilibrium Gas Flow Problems," *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 16, pp. 67~97.
- (4) Nanbu, K., 1986, "Theoretical Basis of the Direct Simulation Monte Carlo Method," RGD 15, ed. V. Boffi, C. Cercignani, B. G. Teubner, Stuttgart, pp. 369~383.
- (5) Muntz, E. P., 1989, "Rarefied Gas Dynamics," *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 21, pp. 387~417.
- (6) Nanbu, K., 1983, "Analysis of the Couette Flow by Means of the New Direct-Simulation Method," *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 52, pp. 1602~1608.
- (7) Koura, K., 1986, "Null-Collision Technique in the Direct-Simulation Monte Carlo Method," *Phys. Fluids*, Vol. 29, No. 11, pp. 3509~3511.
- (8) McComb, W. D., 1990, *The Physics of Fluid Turbulence*, Oxford Science Publications, p. 12.
- (9) Lord, R. G., 1992, "Direct Simulation Monte Carlo Calculations of Rarefied Flows with Incomplete Surface," *J. Fluid Mech.*, Vol. 239, pp. 449~459.
- (10) Bird, G. A., 1980, "Monte-Carlo Direct Simulation in an Engineering Context," RGD 12, ed. S. S. Fisher, Pt 1, pp. 239~255.
- (11) Emanuel, G., 1994, *Analytical Fluid Dynamics*, CRC, p. 319.
- (12) Chapman, S., Cowling, T. G., 1970, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, 3rd ed., Cambridge University Press.