

< 논문 >

DSMC 를 이용한 미끄럼흐름영역에서 미소채널의 유동저항 해석

성재용[†] · 안영규* · 이석종** · 이명호*

(2005 년 2 월 4 일 접수, 2005 년 12 월 21 일 심사완료)

Analysis of Flow Resistance in Microchannels at Slip-Flow Regime by Direct Simulation Monte Carlo Method

Jaeyong Sung, Youngkyoo Ahn, Sukjong Lee and Myeong Ho Lee

Key Words : DSMC(직접모사 몬테카를로 해석), Microchannel Flow(미소채널 유동), Knudsen Number(누센수), Slip-Flow Regime(미끄럼유동 영역)

Abstract

The characteristics of micro gaseous flows in microchannels have been analyzed in view of flow resistance using the direct simulation Monte Carlo (DSMC) method which is a molecule-based numerical modeling technique. For this purpose, a DSMC code where the pressure boundary condition was specified at the inlet and outlet, has been developed and the results of simulations showed satisfactory agreements with the analytic solution in the slip flow regime. ($0.01 < Kn < 0.1$) By varying the height and length of the microchannel, the effect of pressure difference between the inlet and outlet was examined. The present computation indicates that the curvature in pressure distribution along the channel increases due to the effect of compressibility when the pressure difference increases. To obtain the flow resistance regardless of the channel dimensions, a standard curve is devised in the present study by introducing the concept of unit mass flowrate and unit driving pressure force. From this curve, it is shown that in micro flows, a significant deviation from the laminar incompressible flow occurs by reducing the flow resistance.

1. 서 론

21 세기 정보혁명과 더불어 MEMS 기술에 대한 관심이 고조되고, 미소 구동기(microactuator), 미소 냉동기(microrefrigerator), 미소 발전기 (micro-generator) 등 많은 응용분야에 있어 미소유체역학적 설계가 중요한 문제로 대두되고 있다. 미소유체 소자를 설계하고 제작함에 있어서 수십 또는 수백 마이크론의 미소 채널 내에 유동을 어떻게 제어할 수 있는냐가 중요한 관건임에도 불구하고 이에 대한 물리적 해석은 아직 부족한 편이다. 미소

유체 소자에 대한 실험적 연구는 많은 제작비용과 어려운 실험조건으로 인해 실제 응용에 있어서는 아직도 한계가 있으며, 마이크로 유동의 특성을 잘 반영할 수 있는 수치 모사기법을 개발한다면 실제 문제에 대한 보다 폭넓은 접근이 가능하다.

미소채널 내 기체유동은 비록 대기압 조건에서 일어나는 현상이라 할지라도 기체입자의 평균자유행로(mean free path)에 비해 유동장의 특성길이가 매우 작으므로 연속체 가정에 근거한 기존의 Navier-Stokes 방정식을 사용할 수 없는 경우가 많다. 이러한 높은 누센수(Knudsen number) 영역에서의 유동을 모사 하기 위해서는 분자운동 이론에 근거한 새로운 지배방정식인 Boltzmann 방정식을 풀어야 하나 이 방정식은 직접 푸는 것은 매우 어려우므로 유동을 미시적 관점에서 물리적으로 직접 모사하는 확률적 방법인 직접모사 몬테카를로 기법(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC)을 적용하

[†] 책임저자, 회원, 서울산업대학교 기계공학과

E-mail : jysung@snut.ac.kr

TEL : (02)970-6398 FAX : (02)949-1458

* 서울산업대학교 기계공학과

** 서울산업대학교 에너지환경대학원

는 것이 가장 적합하다.

DSMC 방법은 Boltzmann 방정식을 직접 풀지는 않지만 Boltzmann 방정식이 유도되는 비슷한 절차로 물리적 상황을 모사하는 방법이다. DSMC 는 1960 년대에 호주 시드니 대학의 Bird⁽¹⁾에 의해 처음 제안되어 지금까지도 계속 개선되어지고 있다. 후에 Nanbu⁽²⁾에 의해 DSMC 방법의 해를 Boltzmann 방정식의 근사해로 볼 수 있음이 밝혀졌다. 초기에는 DSMC 기법이 우주공간과 같이 고진공에서의 희박기체 유동에 적용되어 왔으나 최근에는 MEMS 에 대한 관심이 고조되면서 미소 유동에 많은 연구들이 진행되고 있다.

Piekos & Breuer⁽³⁾는 저속 유동에서 기존의 속도 경계조건에 대한 문제점을 지적하고 압력경계조건을 사용하여 미끄럼유동 영역(slip-flow regime) 및 천이 영역(transition regime)에서의 유동특성을 논의하였다. Nance 등⁽⁴⁾도 저속 유동에서는 적용가능한 압력경계조건을 제안하였다. Oh 등⁽⁵⁾은 미소채널 내 초음속유동에 대한 수치해석을 수행하였고, Arkilic 등^(6,7)은 미끄럼유동 영역에서 이론적 해석과 실험을 동시에 수행하여 압력분포 곡선에서 두해가 잘 일치함을 보였다. Xue 등⁽⁸⁾은 주유동방향 속도 분포에 대한 이론해와 DSMC 해석 결과를 비교하여 DSMC 해석의 정당성을 설명하였다. Aktas 등⁽⁹⁾은 병렬화된 DSMC 코드를 개발하고 미소필터 내 기체유동에 적용하였다. 또한 Arkilic 등⁽¹⁰⁾은 질량유량을 측정하면서 운동량적응계수 및 압력구배의 영향에 대해 언급하였다. 미소채널 유동에 대한 그동안의 DSMC 해석성결과를 바탕으로 열전달 특성을 해석한 연구도 있었다.^(11,12) 국내에서도 그동안 고진공 희박기체 유동에 적용되어 오던 DSMC 기법을 MEMS 분야에 응용한 사례들이 있으며,^(13,14) Choi 등⁽¹⁵⁾은 미소채널유동 해석을 위해 DSMC 기법 대신 미끄럼 경계조건을 사용한 Navier-Stokes 방정식을 적용하였다.

본 연구에서는 미소 필터나 미소 공기배어링 등의 설계에 필요한 미소채널 내 유동저항(flow resistance)을 직접모사 몬테카를로(DSMC) 기법을 이용하여 해석하고 그 특성을 분석하고자 한다. 이를 위해 DSMC 코드를 개발하고, 이를 누셀수가 0.01~0.1 사이의 미끄럼유동 영역 에 대한 이론해와 비교하여 검증한다. 개발된 코드를 바탕으로 다양한 크기의 채널에 대해 입, 출구 압력차이를 변화시키면서 구동압력에 따른 속도 및 압력 분포곡선에 대해 논의한다. 그리고 질량유량과 구동력의 관계로부터 유동저항 특성에 대해 고찰한다.

2. DSMC 해석 기법

2.1 기본 알고리즘

DSMC 에서 사용되는 가정은 기체가 매우 희박(dilute)하다는 조건으로 기체분자간의 거리가 분자 직경의 10 배 이상이면 적용이 가능하다. 이를 바꾸어 말하면 충분히 작은 계산시간 간격 하에서 분자의 움직임과 분자간의 충돌을 서로 분리시켜 생각할 수 있다는 것이다. 또한 DSMC 에서는 기체유동을 모사하기 위해 실제 유동의 많은 입자를 대표하는 모사입자 수십만 또는 수백만 개를 이용한다. 각 시간간격에 대하여 주어진 모사입자의 위치와 속도를 추적해 가는데, 이 과정에서 분자 개개의 상호작용들을 난수로 표현하여 확률적인 거동을 모사하게 된다.

DSMC 계산을 위해서는 몇 가지 기본 조건을 충족하여야 한다. 첫째로 격자셀의 크기가 평균 자유행로의 1/3 이하가 되도록 하여야 한다. 두번째로 각 격자셀에 존재하는 모사입자수가 10 개 이상이어야 한다. 세번째로 시간간격이 평균충돌 시간(mean collision time)보다 작아야 한다. 네번째로 비정상 시간진진을 통한 정상상태의 해를 얻기 위해서는 모사입자가 평균 속도로 계산공간을 완전히 통과할만큼의 시간진진을 요한다. 마지막으로 DSMC 는 통계적인 해석방법이므로 정상상태가 도달한 후에도 충분히 많은 시간의 데이터를 바탕으로 시간평균 유동장을 구해야 한다. 즉, 본 연구와 같이 분자의 열속력은 약 500m/s 정도인데 반해 유동의 평균속도가 10~100m/s 로 비교적 낮을 경우 통계적 노이즈가 심각한 문제가 될 수 있어 시간 평균에 사용되는 순간유동장의 갯수를 충분히 크게 하여야 한다.

2.2 충돌 샘플링

마이크로 크기를 가진 미소유동이라 할지라도 대기압하에서 작동할때에는 유동장 내부에 있는 입자의 갯수가 매우 많기 때문에 실제 충돌 횟수를 모두 고려하여 계산할 수 없다. 따라서 이를 대표할 수 있는 몇몇 충돌만을 생각해야 하기 때문에 충돌을 샘플링하는 기법 (collision sampling technique)이 필요하다. 본 연구에서는 Bird⁽¹⁾가 제안하고 일반적으로 가장 널리 사용되는 NTC(no-time-counter)방법을 채택하였다. 이 방법에서는 주어진 시간간격 동안 충돌에 관여하는 분자쌍의 선택횟수를 다음 식과 같이 계산하여 그에 해당하는 분자 충돌을 일으킨다.

$$N_p = \frac{1}{2} N \bar{N} F_N (\sigma_T c_r)_{\max} \Delta t / V_c \quad (1)$$

여기서 N 은 격자셀 내의 모사입자수이고 \bar{N} 은 N 의 평균값이다. F_N 은 모사입자 한 개당 대표하는 실제분자수를 의미하고, σ_T 는 충돌단면적 (collision cross section), c_r 은 상대속도, Δt 는 시간 증분, V_c 는 셀의 체적을 나타낸다. NTC 방법은 TC(time counter) 기법과 NC(null-collision)기법의 단점을 극복한 것으로 현재 가장 널리 사용되는 기법이다.

분자의 충돌을 위해서는 분자에 대한 통계적 모델이 필요한데, 본 연구에서는 가변강구(VHS, variable hard sphere) 모델을 바탕으로 한 비탄성충돌모델(inelastic collision model)을 채택하였다. 비탄성충돌모델에서는 전체에너지는 변함없지만 회전, 병진, 진동 모드와 같은 모드간의 에너지 교환을 허용한다.

2.3 경계조건

유동장의 경계는 크게 고체 벽면과 같은 표면경계(surface boundary)와 유동장의 입구 또는 출구를 의미하는 유동경계(flow boundary)로 나눌 수 있다. 분자의 물체표면에서의 반사는 매우 복잡하여 분자의 속도 및 물체표면의 물리화학적 특성 등에 의해 달라질 수 있기 때문에 적절한 기체-표면 상호작용 모델(gas-surface interaction model)에 따라 처리된다. 고전적인 정반사(specular) 모델과 난반사(diffuse) 모델은 간단하면서도 아직 많이 사용되고 있으며, 최근에 이를 보완한 CLL(Cercignani, Lampis and Lord) 모델⁽¹⁶⁾이 가장 일반적이라 할 수 있다. 본 연구에서는 미소채널 내 유동해석 결과를 이론 해석과 비교하기 위하여 이론 해석에서 사용한 난반사 모델을 사용하였다.

입구, 출구와 같은 유동경계에서는 분자의 물리적 상태를 잘 반영할 수 있는 조건이 주어져야 하며, 일반적으로 유동장의 속도가 분자의 열속력보다 큰 경우 입, 출구에서 속도를 지정하는 방식을 적용해 왔다. 그러나 압력에 의해 구동되는 미소채널 유동에 있어서는 평균 유속이 매우 작기 때문에 입, 출구에서 압력을 직접 지정하여야만 정확한 해를 얻을 수 있다. 본 연구에서는 Piekos & Breuer⁽³⁾가 제안한 압력지정방식을 사용하였다. 이 방법에서는 입, 출구에서 경계에서 주어진 온도에 의해 분자의 최빈열속력(most probable molecular thermal velocity)을 지정하고, 주어진 압력에 의해 수밀도(number density)를 계산하여 이로부터 새롭

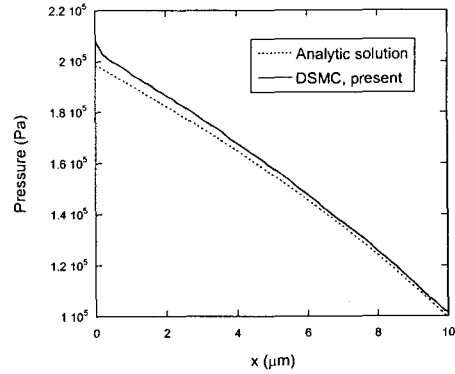


Fig. 1 Comparison of the pressure distribution along the channel

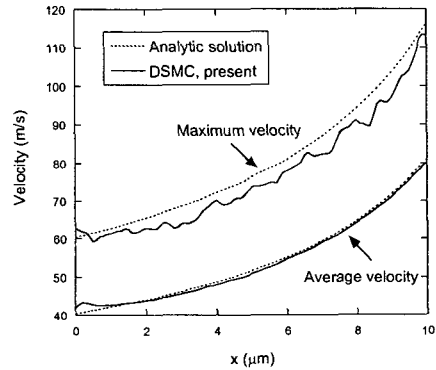


Fig. 2 Comparison of the velocity distribution along the channel

게 유입되는 분자의 수를 결정한다. 이때, 분자들의 평균속도가 필요한데, 이는 경계면에 바로 인접한 셀 내부에 있는 분자들의 평균속도를 사용한다. 즉, 매 시간진행마다 경계면에 있는 셀 내부 분자들의 평균속도를 구하고 이를 다음 단계에서의 평균속도로 지정한다. 유동해석에 있어 초기조건을 진공상태로 하여 계산하며, 분자들의 평균속도는 0 이 된다. 입구 경계의 경우 경계를 통하여 분자들이 유입되면서 셀 내부 분자들의 평균속도가 증가하고, 따라서 유입되는 분자들의 평균속도를 증가시키게 된다. 출구의 경우 초기에는 내부가 진공이므로 분자들이 유입되거나 입구에서 유입된 분자들과 충돌하여 하류로 밀려나기 때문에 시간이 어느정도 경과하면 출구에 인접한 셀에서의 평균속도가 주유동방향으로 바뀐다. 이 상태에서는 출구 경계에서 들어오려는 속도는 음수가 되어 더 이상 유입이 되지 않고 유출만 존재하게 된다.

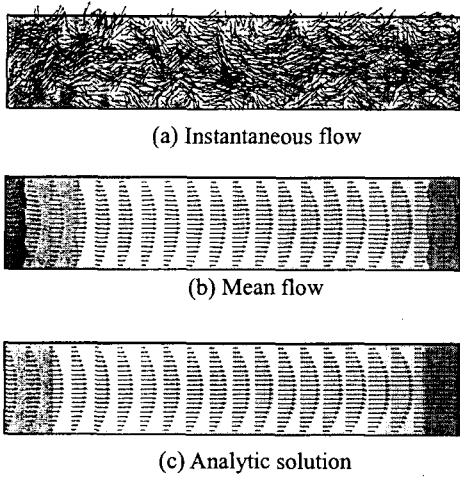


Fig. 3 Velocity fields and pressure contours

충분한 시간이 경과하면 통계적으로 정상상태의 유동이 되며, 이 시간 이후부터 시간평균을 수행한다.

2.4 코드 검증

본 연구를 통해서 개발한 2 차원 DSMC 코드를 검증하기 위하여 미끄럼유동 영역의 미소채널 유동을 계산하고 Fig. 1-2 에서 이론해와 비교하였다. 계산에 사용된 압력구동형 미소채널은 채널높이가 $h = 1 \mu\text{m}$, 길이가 $L = 10 \mu\text{m}$ 이며, 출구에서 대기압이 작용하고 입구에서는 출구 압력의 2 배가 되도록 하였다. 사용된 기체는 질소분자이며, 기체 및 채널벽면 온도는 300 K 로 동일하게 두었다. x, y 방향의 셀 수는 100×20 개를 사용하였으며, 시간중분이 $7 \times 10^{-11} \text{s}$ 이고 정상상태 도달까지 10,000 번의 반복계산을 수행한 후 10,000 번의 추가 계산된 데이터를 평균하여 시간평균유동을 구하였다.

분자의 평균자유행로의 크기 λ 와 평균충돌시간 $1/\nu$ 은 다음 식을 사용하여 계산가능하다.

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n d^2} \quad (2)$$

$$\nu = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{2RT}{\pi}}$$

여기서 d 는 분자의 직경, n 은 수밀도, R 은 기체상수, T 는 온도이다. 본 계산에서 출구 대기압을 기준으로 한 분자의 평균자유행로 크기는 $5.4 \times 10^{-8} \text{m}$, 평균충돌시간은 $1.13 \times 10^{-10} \text{s}$ 이다. 따라서 셀크기는 평균자유행로의 0.92 배이고, 시간중분은 평균충돌시간의 0.62 배로 주어졌다. 미끄럼유동 영역에서의 이론적인 압력 $p(x)$, 속도분포 $u(x, y)$ 그리고

질량유량 \dot{m} 은 낮은 레이놀즈수 및 마하수에서 미끄럼속도 경계조건을 사용한 Navier-Stokes 방정식의 해로부터 얻을 수 있으며, 실험 결과와 잘 일치하는 것으로 알려져 있다.⁽⁶⁾

$$p(x)/p_o = -6\sigma Kn_o$$

$$+ \sqrt{(6\sigma Kn_o)^2 + (\Pi^2 + 12\sigma Kn_o \Pi) \left(1 - \frac{x}{L}\right) + (1 + 12\sigma Kn_o) \frac{x}{L}}$$

$$u(x, y) = \frac{h^2}{2\mu} \frac{dp}{dx} \left(\frac{y^2}{h^2} - \frac{y}{h} - \sigma Kn \right) \quad (3)$$

$$\dot{m} = \frac{h^3 p_o^2}{24\mu R T L} [(\Pi^2 - 1) + 12\sigma Kn_o (\Pi - 1)]$$

여기서 $\Pi = p_i/p_o$ 는 출구 압력으로 무차원화된 입구압력이다. $\sigma = (2-F)/F$ 는 주유동방향 운동량적응계수(momentum accommodation coefficient)로서 접선방향 운동량적응계수 F 에 의해 표현된다. Kn 은 국소 누셀수이며, 하첨자 o 는 출구에서의 값을 나타낸다.

본 코드검증을 위하여 사용된 조건에서는 레이놀즈수가 5.5 이며, 평균 마하수가 0.153 이다. Arkilic 등⁽⁷⁾에 의하면 $Re = g(1)$ 이고 $Ma = g(h/L)$ 인 경우 통상적인 마이크로 유동에 해당된다. Fig. 1 은 채널 길이방향으로 평균된 압력분포를 나타내고 있으며, 채널 입구 부분에서 압력이 약간 높게 나왔으나 식 (3)에서 주어진 이론해와 비교적 잘 일치함을 볼 수 있다. Fig. 2 에서는 채널 중앙에서의 최대속도와 평균속도를 이론해와 비교하였다. 최대속도는 이론해보다 약간 낮고 노이즈를 포함하고 있었으나 평균속도는 거의 일치하였다. 그 이유는 Fig. 3(a)에서 보는 바와 같이 DSMC 로 해석된 순간 속도장이 분자의 매우 큰 열속력으로 인해 복잡한 형태를 띠고 있기 때문에 발생하는 노이즈라 할 수 있으며, 통상적인 DSMC 해석에서 일반적으로 나타나는 현상이다. Fig. 3(b)는 시간 평균된 정상상태 유동장이며, Fig. 3(c)의 이론해와 거의 일치한다.

3. 결과 및 고찰

3.1 압력 및 속도 분포

미소채널에서의 기체유동은 레이놀즈수가 매우 작기 때문에 층류유동으로 생각할 수 있으나 높은 누셀수로 인하여 비압축성 층류와는 상당히 다른 특징을 가지고 있다. 대표적으로 압축성 효과, 회박성, 점성에 의한 가열 등이 유동 특성을 지배하

Table 1 Conditions for the simulations of microchannel flows

Case	h (μm)	L (μm)	P_i (10^5 Pa)	Re	$\overline{\text{Ma}}$	$\overline{\text{Kn}}$
1-1	1	10	1.5	2.47	0.083	0.043
1-2	1	10	2.0	5.50	0.153	0.036
1-3	1	10	2.5	9.19	0.214	0.030
1-4	1	10	3.0	13.0	0.258	0.026
2-1	0.5	10	1.5	0.36	0.024	0.087
2-2	0.5	10	2.0	0.74	0.043	0.074
2-3	0.5	10	2.5	1.15	0.057	0.064
2-4	0.5	10	3.0	1.57	0.070	0.057
3-1	1	20	1.5	1.24	0.042	0.043
3-2	1	20	2.0	2.67	0.076	0.036
3-3	1	20	2.5	4.46	0.108	0.031
3-4	1	20	3.0	6.25	0.134	0.027

는 주요한 요소가 된다. 채널의 크기, 길이와 입, 출구 양단에 걸리는 압력차이가 미소채널 유동에 어떠한 영향을 미치는 지 살펴보기 위하여 Table 1 에 나타난 바와 같이 총 12 가지의 경우에 대하여 DSMC 수치모사를 수행하였다. 수치모사에 사용된 기체는 질소이며, 출구 압력은 대기압으로 고정하였다. 본 연구에서는 DSMC 방법을 이용하여 분자유동을 해석하였기 때문에 경계에서의 온도를 모두 동일하게 설정하더라도 최종 결과에서는 점성에 의한 가열로 인해 내부의 온도가 약간 상승하는 것을 볼 수 있었다. 그러나 이에 따른 영향은 압축성 및 회박성에 의한 영향에 비해 상대적으로 작으므로 체계적인 논의는 생략한다.

Fig. 4 에서는 Case 1-1~1.4 의 경우 동일한 크기의 채널에 대하여 입구압력을 증가시키면서 채널 길이방향으로 평균압력의 변화를 살펴보았다. 압력은 채널의 구동압력(driving pressure)으로 정의된 입, 출구 압력차에 의해 무차원화 하여 비교하였다. 일반적인 층류유동에서는 압력이 선형적으로 감소하나, 미소채널에서는 입구부근에서는 서서히 감소하고 출구부근에서는 많이 감소하는 비선형적 거동을 보인다. 이러한 현상은 압축성 효과로서 구동압력이 증가할수록 압력곡선의 곡률이 커진다. 증가된 구동압력은 채널 내 유속이 증가시키고 결과적으로 평균 마하수(Mach number)를 커지게 한다. 반면, 누센수는 회박성을 나타내는 지표로서 Table 1 에서 알 수 있듯이 입구 압력이 증가함에 따라 채널 내 평균 누센수는 감소한다. 평균 누센수가 감소하면 회박성이 감소하면서 압력곡선은 점점 비선형적으로 변하게 된다. 극단적으로 누센수가 0 이면 벽면의 미끄럼속도가 없는 유동이 되고 이 때가 가장 곡률이 크다. 이는 입구 압력이

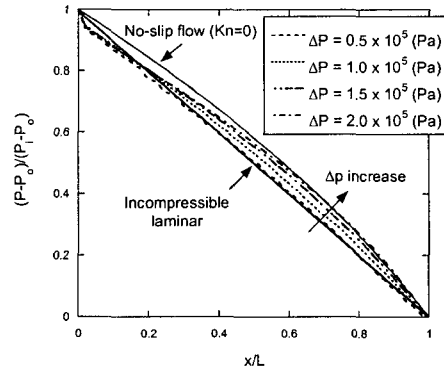


Fig. 4 Normalized pressure distribution along the channel

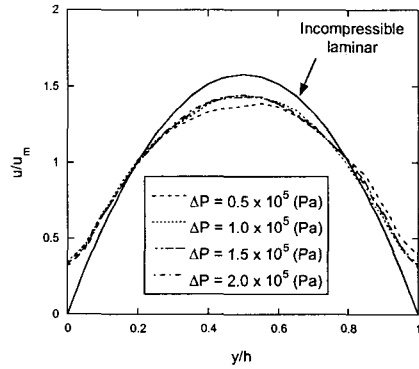


Fig. 5 Normalized velocity distribution along the cross section of the channel at $x/L = 0.5$

무한히 증가하여 압축성 효과만 나타나는 경우로 생각할 수 있으며, 층류 비압축성 유동과는 다른 유동이 된다.

Fig. 5 에서는 $x/L = 0.5$ 위치에서 추출한 속도분포를 비교하였다. 벽에서 미끄럼속도가 있음을 확인할 수 있고, 구동압력의 크기에 관계없이 평균속도로 무차원화된 속도분포는 거의 일치함을 볼 수 있다. 그러나 층류 비압축성 유동의 속도분포와는 상당히 다른 형태를 보인다.

3.2 유동저항

마이크로 필터와 같은 MEMS 소자를 설계함에 있어서 구동압력 대비 질량유량이 얼마가 될 것인가를 결정하는 것은 중요한 문제이다. 구동압력과 질량유량의 관계는 유동저항으로 표시할 수 있으며, 유동저항은 구동압력을 질량유량으로 나눈 값으로 정의한다. Fig. 6 에서는 구동압력에 따른 질량유량을 식 (3)의 질량유량식에서 미끄럼속도가 0 ($\text{Kn} = 0$) 인 경우 및 미끄럼속도가 존재하는 경

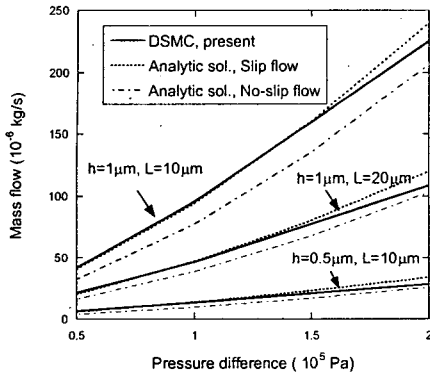


Fig. 6 Variations of mass flowrate according to the pressure difference

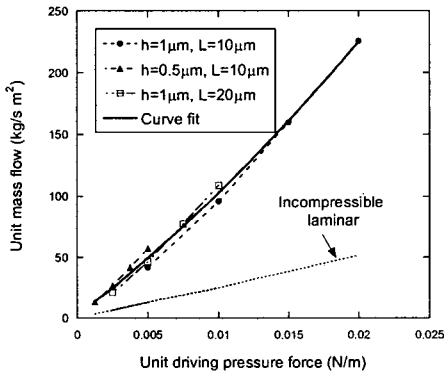


Fig. 7 Unit mass flowrate vs. unit driving pressure force

우의 이론해와 비교하였다. 3 가지 종류의 채널에 대하여 테스트한 결과 모두 구동압력이 증가하면 질량유량이 증가한다. 하지만 질량유량과 구동압력은 선형적인 관계가 아니라 구동압력이 클수록 질량유량의 증가량이 더 커짐을 알 수 있다. Fig. 6의 결과는 미끄럼속도를 고려한 이론해와 대체로 일치하나 구동압력이 클 경우 이론해보다 낮은 질량유량값을 보인다. 이는 유속이 빨라지면서 이론해에서 고려하지 않은 점성 가열 효과가 나타나기 때문이다. 또한 누센수가 0 인 이론해와 비교하면 동일한 구동압력에서 실제 유동은 보다 많은 질량유량이 나타남을 볼 수 있다.

구동압력이 같다고 하더라도 채널의 크기에 따라 질량유량이 다르게 나타나는데, 이를 비교 고찰하기 위하여 본 연구에서 단위 질량유량과 단위 구동력의 개념을 도입하였다. 깊이 방향으로 길이 스케일을 채널 높이와 같은 미소 사각 튜브를 생

Table 2 Flow resistance obtained from the curve fit data in Fig. 7

Unit force (10^{-3} N/m)	Unit mass flow ^(a) (kg/s m ²)	FR ^(b) (10^{-5} m ² /s)
5	49.512	10.1
10	102.75	9.73
15	161.07	9.31
20	225.13	8.88

(a) Curve fit function:

$$UF = 1.37 \times 10^{-5} + 1.03 \times 10^{-4} UM - 6.47 \times 10^{-8} UM^2$$

(b) Incompressible laminar: $FR = 38.2 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$

각했을 때, 단위 질량유량은 질량유량을 미소 사각 튜브의 단면적으로 나눈 값으로 정의하고, 단위 구동력은 구동압력을 단위채널 길이에서의 압력차에 면적을 곱한 구동힘으로 정의하였다. 따라서 유동저항 FR 은 단위 구동력 UF 와 단위 질량유량 UM 에 의해 다음과 같이 표시된다.

$$FR = \frac{UF}{UM} = \frac{\Delta p A / L}{\dot{m} / A} \quad (4)$$

여기서 Δp 는 입, 출구 압력차를 나타내며, \dot{m} 은 질량유량이다. 미소 사각 튜브의 단면적은 $A = h^2$ 이 된다. 본 연구는 2 차원 해석이지만 깊이 방향으로 변화가 없다고 가정하고 분석하였다.

3 가지 종류의 채널에 대해 Fig. 7에서 유동저항을 비교하였다. 이 그림에서 기울기는 유동저항의 역수가 되며, 채널의 크기와 관계없이 일반적으로 사용할 수 있는 관계곡선이 얻어졌다. 그림에서 나타나는 미세한 차이는 채널 내 누센수의 차이에 기인한 것으로 여겨지며, 향후 이에 대한 영향을 체계적으로 분석하는 것이 필요하다. 미소채널은 층류 비압축성유동으로 예측했던 것보다 유동저항이 훨씬 작게 나타났으며, 동일한 구동력으로 더 많은 질량유량을 보낼 수 있음을 확인하였다. 층류 유동의 경우 모든 크기의 채널에 대하여 구동력과 단위 질량유량이 선형적으로 동일한 관계를 가지나 미소채널에서는 압축성 및 희박성 효과에 의해 구동력이 증가함에 따라 질량유량이 비선형적으로 증가한다. 식 (4)에서 제한한 유동저항의 개념을 출구 대기압 조건의 미소채널에 대하여 정량화하기 위해서 곡선보정(curve fit)을 하고 Table 2에 그 데이터를 정리하였다. 본 계산에 사용된 단위 구동력 범위에서는 유동저항이 비압축성 층류인 경우에 비해 약 1/4 정도로 나타났다.

4. 결 론

미소채널 내 기체유동의 특성을 DSMC 해석기법에 의해 수치모사를 수행하였다. 개발된 2 차원 DSMC 기법을 미끄럼유동 영역에서 이론해와 비교하여 코드를 검증하였고, 다양한 크기의 채널에 대하여 입, 출구 압력차를 변화시켜 그에 따른 특성을 살펴보았다.

동일한 채널에서 압력차가 증가하면 압축성효과에 의해 압력곡선의 비선형성이 증가하고, 누선수의 크기는 반대의 경향을 보인다. 압력에 의해 구동되는 미소채널의 유동저항을 질량유량과 구동압력에 의해 표시할 수 있으며, 본 연구를 통하여 단위 구동력 대비 단위질량유량으로 나타내었을 때 채널 크기와 무관한 관계곡선을 도출할 수 있었다. 이 관계곡선으로부터 미소채널 유동은 층류 비압축성 유동의 경우와는 달리 구동력이 증가함에 따라 질량유량이 더 많이 증가함을 볼 수 있었다.

후 기

이 연구는 서울산업대학교 신입교수연구정착비의 지원으로 이루어졌으며, 이에 감사드린다.

참고문헌

- (1) Bird, G. A., 1994, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas flows*, New York, Oxford University Press.
- (2) Nabu, K., 1980, "Direct Simulation Scheme Derived from the Boltzmann Equation," *J. Phy. Soc. Japan*, Vol. 49, pp. 2042~2058.
- (3) Piekos, E. S. and Breuer, K. S., 1996, "Numerical Modeling of Micromechanical Devices Using the Direct Simulation Monte Carlo Method," *J. Fluids Engrg.*, Vol. 118, pp. 464~469.
- (4) Nance, R. P., Hash, D. B. and Hassan, H. A., 1998, "Role of Boundary Conditions in Monte Carlo Simulation of Microelectromechanical Systems," *J. Thermophysics Heat Trans.*, Vol. 12, No. 3, pp. 447~449.
- (5) Oh, C. K., Oran, E. S. and Sinkovits, R. S., 1997, "Computations of High-Speed, High Knudsen Number Microchannel Flows," *J. Thermophysics Heat Trans.*, Vol. 11, pp. 497~505.
- (6) Arkilic, E. B., Breuer, K. S. and Schmidt, M. A., 1994, "Gaseous Flow in Microchannels," *ASME FED-Vol. 197, Application of Microfabrication to Fluid Mechanics*, pp. 57~65.
- (7) Arkilic, E. B., Schmidt, M. A. and Breuer, K. S., 1997, "Gaseous Slip Flow in Long Microchannels," *J. MEMS*, Vol. 6, pp. 167~178.
- (8) Xue, H., Fan, Q. and Shu, C., 2000, "Prediction of Micro-Channel Flows Using Direct Simulation Monte Carlo," *Probabilistic Eng. Mech.*, Vol. 15, pp. 213~219.
- (9) Aktas, O., Aluru, N. R. and Ravaoli, U., 2001, "Application of a Parallel DSMC Technique to Predict Flow Characteristics in Microfluidic Filters," *J. MEMS*, Vol. 10, pp. 538~549.
- (10) Arkilic, E. B., Breuer, K. S. and Schmidt, M. A., 2001, "Mass Flow and Tangential Momentum Accommodation in Silicon Micromachined Channels," *J. Fluid Mech.*, Vol. 437, pp. 29~43.
- (11) Yan, F. and Farouk, B., 2002, "Computations of Low Pressure Fluid Flow and Heat Transfer in Ducts Using the Direct Simulation Monte Carlo Method," *J. Heat Trans.*, Vol. 124, pp. 609~616.
- (12) Mavriplis, C., Ahn, J. C. and Goulard, R., 1997, "Heat Transfer and Flowfields in Short Microchannels Using Direct Simulation Monte Carlo," *J. Thermophysics Heat Trans.*, Vol. 11, pp. 489~496.
- (13) Hwang, Y. K. and Heo, J.-S., 2002, "Performance Analysis of a Linear Micro-Actuator Operated by Radiometric Phenomena in Rarefied Gas Flow Field," *Trans. of the KSME B*, Vol. 26, pp. 1394~1405.
- (14) Lee, J., Ryu, D. and Lee, T., 2003, "The Study on the Two-Phase Flow in the Microchannel Using DSMC Method," *Trans. of the KSME B*, Vol. 27, pp. 1667~1672.
- (15) Choi, H.-I., Lee, D. and Maeng, J.-S., 2002, "Numerical Analysis of Microchannel Flows Using Langmuir Slip Model," *Trans. of the KSME B*, Vol. 26, pp. 587~593.
- (16) Lord, R. G., 1991, "Some Extension to the Cerciganani-Lampis Gas-Surface Scattering Kernel," *Phy. Fluids*, Vol. A3, No. 4, pp. 706~710.