

## 회전날개주위 분자천이유동의 수치해석방법에 관한 연구

허중식\* · 황영규\* · 박종윤\*\*

성균관대학교 \*기계설계학과, \*\*물리학과  
(1998년 10월 9일 접수)

### A Study of the numerical method on the molecular transition flow for the rotating blades

Joong-Sik Heo\*, Young-Kyu Hwang\* and Chong-Yun Park\*\*

\*Department of Mechanical Design and \*\*Department of Physics, Sungkyunkwan University  
(Received October 9, 1998)

**요 약** - 하이브리드형 분자펌프를 구성하고 있는 원판형의 드래그펌프에 대하여 DSMC 수치해석을 이용한 성능해석을 수행하였다. 원판형위에 형성되어 있는 유로상의 기체유동은 3차원의 분자천이영역에 놓이게 된다. 상대적회전좌표계를 택하였기 때문에 분자 각각은 직선적이 아닌 곡선운동을 하게 된다. 따라서 본 연구에서는 코리올리스힘과 원심력을 포함한 미분방정식을 적분함으로써 분자 개개의 곡선궤적을 구하였다. 수치해석시 분자충돌과정은 null-collision기법과 VSS(variable soft sphere)모델을 이용하여 계산하였으며, 이전의 선행연구와 비교한 결과 큰 차이를 보여주었다. 이것은 출구로 부터의 분자들의 역류에 의해 펌핑유량이 매우 제한되어지기 때문이며, 이러한 현상은 기존연구에서는 나타나지 않았다.

**Abstract** - Pumping performance of a disk-type molecular drag pump for a hybrid molecular pump is numerically analyzed by the direct simulation Monte-Carlo method. The flows in pumping channels are three-dimensional (3D) in a molecular transition regime. The main difficulty in modeling a 3D case comes from the rotating frame of reference. Thus, trajectories of particles are no longer straight lines. In the present study, trajectories of particles are calculated by integrating a system of differential equations including the Coriolis and centrifugal forces. The null-collision technique with a variable soft sphere molecular model is used for calculation of molecular collisions. The present numerical results significantly disagree with the previously known ones. This indicates that an actual pumping passage is very limited to a narrow region due to the significant backstreaming of molecules from the outlet.

## 1. 서 론

진공기술의 비약적인 발전추세에 따라 진공산업은 전기, 전자, 화학, 기계 등의 일반산업분야, 반도체, 소재산업, 핵융합로 및 가속기등의 연구장비 등 그 응용이 매우 광범위하다. 과학 및 각종 산업분야에서의 이와 같은 진공이용의 증가와 더불어 오염물질이 전혀 없는 깨끗한 진공공간의 필요성이 부각되고 있으며, 진공을 이용한 연구개발 및 제품의 제조과정에서 이러한 고청정공간의 생성은 매우 필수적인 요소라고 할 수 있다. 고진공·고청정기술은 미래의 첨단산업을 선도할 극한기술중의 하나로서 현재 선진국들 뿐만 아니라 국내에서도 연

구개발이 활발히 진행중에 있다.

특히 CVD, 스퍼터링(sputtering), 이온주입(ion implantation), 에칭(etching)등의 작업공정을 필요로 하는 반도체산업 및 재료산업분야 등에서와 같이 고청정 및 큰 유량(throughput)이 요구되는 경우에 부합되는 펌프로서 최근 터보형 드래그펌프(drag pump)의 활용은 매우 활발하다[1-3]. 이러한 드래그펌프는 크게 Holweck 형태인 원통에 나선형 홈이 있는 것과 Siegbahn 형태인 원판에 홈이 있는 것으로 구분되며, 이외에도 다양한 형상의 펌프들이 제시되고 있다[4,5]. 최근 일본의 Daikin社[6]에서는 원통형의 드래그펌프 단독으로써 10<sup>-6</sup>Torr의 고진공에서부터 1Torr정도까지 배기할 수 있는 펌프를 개

발하여 시판하고 있다. 또한, 원통형과 원판형을 결합한 드래그펌프를 개발하였으며, 이것은 용량 20l의 용기를 대기압에서부터  $10^{-6}$ Torr 까지 배기하는데 약 8분 정도 소요된다. 또한, Hitachi社[7]에서는 세라믹으로 날개를 제작하여 25000 rpm에서 약 280 l/s의 펌핑속도를 갖는 원판형의 터보형 펌프를 개발하였다.

이러한 드래그펌프는 대유량에 적합할 뿐만 아니라  $10^{-6}$ Torr 정도의 고진공으로 부터 대기압까지 한 대의 펌프로도 기체를 압축·배기할 수 있다. 따라서, 기존의 펌핑시스템에서와 같은 후단펌프(backing pump)가 필요치 않기 때문에 시스템의 유지보수, 가격, 소음, 펌핑시간 등 여러 면에서 기존의 펌핑시스템과 비교할 수 없는 압도적인 우위성을 나타낸다. 일반적으로 후단펌프는 누설을 방지하기 위하여 오일을 사용하기 때문에 불가피하게 오일의 교환비용 및 오일의 역류에 의한 진공공간의 오염이 문제점으로 지적되고 있어서 기존의 오일식 펌프의 대체용으로서 최근 중진공용 무급유식 대유량의 기계식 펌프에 대한 요구성이 날로 증가하고 있는 추세이다[1-3].

또한, 국외의 여러 펌프제조회사[8-11]에서는 드래그펌프와 터보분자펌프(turbomolecular pump, TMP)를 결합하여 출구압력이 수 Torr인 높은 경우에도 일반 TMP의 40배 정도 큰 압축비 및 펌핑속도를 갖는 복합형 TMP 및 하이브리드형 TMP를 현재 활발하게 개발하고 있다. TMP 하단부에 설치된 드래그펌프는 출구압력을 상승시킴으로써 후단펌프로서 오일식이 아닌 다이아프램 펌프와 같은 소형의 무급유 기계식 펌프의 사용이 가능하기 때문에 깨끗한 진공공간을 생성할 수 있고, 펌핑시스템을 단순화할 수 있기 때문에 보수·유지면에서도 유리한 장점이 있다.

원판형 드래그펌프에 대해서 Shi등[12, 13]은 이론적 및 실험적으로 성능특성을 해석하였으며, 펌프의 작동압력을 0.133Pa 정도로 제한하여 자유분자유동(free molecular flow)영역을 대상으로 하였다. 그러나 이것은 실제의 작동영역인 분자전이영역(molecular transition region)과는 거리가 멀다.

Hwang등[14]은 원판형 드래그펌프를 분자전이영역에 대하여 확률적 수치해석방법인 DSMC(direct simulation Monte-Carlo)법을 이용하여 해석하였다. Hwang등의 연구에서는 분자모델로서 강체구모델을 이용하였으나, 본 연구에서는 보다 실제적인 VSS(variable soft sphere)모델[15]을 적용하였다. 또한 기존의 연구에서 무시하였던 분

자에 작용하는 코리올리스(Coriolis) 및 원심력을 고려한 분자의 궤적을 계산하여 이를 수치해석에 반영하였다.

Sawada와 Nakamura[16]는 움직이는 벽과 접해있는 사각형 흡내의 회박기체유동을 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼(slip) 경계조건을 이용하여 해석하였으며, 이 결과를 헬리컬 형상의 흡을 갖는 원통형 드래그펌프에 적용시켰다.

본 연구에서는 DSMC법을 이용하여 회전원판상의 유로에 형성되는 분자천이유동에 대한 유동장(속도 및 압력분포)을 구하였으며, 기존의 이론적 방법[16]을 원판형 드래그펌프에 적용하여 유로의 기하학적 형상에 따른 성능해석을 수행하였다.

## 2. 수치해석방법

### 2.1. DSMC simulation

본 연구에서 해석한 원판형 드래그펌프는 원판위에 Archimedes 나선 채널이 있는 형태이며(Fig. 1), 원심펌프의 형상과 흡사하다. 구조는 로터와 스테이터가 축방향으로 교대로 배열되어 있는 형상이며, 스테이터에 채널이 있는 경우(Type-I)와 로터에 채널이 있는 경우(Type-II)에 대하여 각각 해석하였다. Fig. 1에서 보듯이 안쪽에서 바깥쪽으로 펌핑되는 경우(+rps)와 반대로 바깥쪽에서 안쪽으로 펌핑되는(-rps) 두 가지 경우가 있으며, 본 연구에서는 +rps인 경우만을 해석하였다.

본 연구에서 다루고자 하는 영역은 펌프의 입구압력이 10Pa인 중진공 영역이며, 이때 펌프입구의 누센수( $Kn = \lambda/L$ )는 대략 0.03으로서 분자천이영역이 된다. 따라서 통계적 방법인 분자적 개념의 접근이 필요하며, 식(1)과 같은 Boltzmann 방정식의 해법으로서 Bird[17]에 의해 개발된 DSMC법을 이용하여 해석하였다.

$$\frac{\partial(nf)}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial(nf)}{\partial r} + \frac{F}{m} \cdot \frac{\partial(nf)}{\partial c} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{4\pi} n^2 (f^* f_1^* - f f_1) c \cdot \sigma d\Omega dc_1 \quad (1)$$

여기서,  $f$ 는 속도분포함수(velocity distribution function),  $n$ 는 수밀도(number density),  $c$ 는 속도,  $F$ 는 외력,  $m$ 은 질량,  $c_1$ 은 충돌분자간의 상대속도,  $\sigma$ 는 충돌단면적(collision cross section)을 각각 나타낸다. 그리고, 상첨자 \*는 충돌후의 상태, 하첨자 1은 충돌쌍을 나타낸다.

#### 2.1.1 무차원화 및 격자계

본 해석에서는 입구채널의 폭  $h_1$  (Fig. 2(a))을 특성길

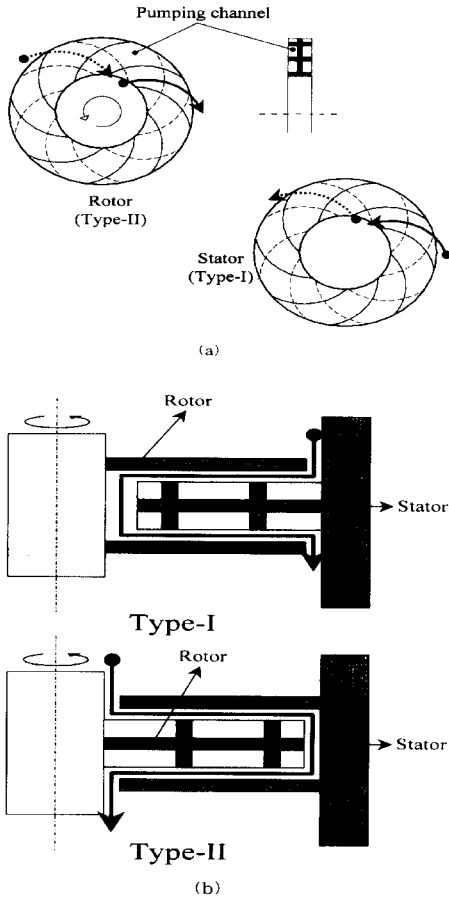


Fig. 1. Disk type drag pump of the hybrid molecular pump: (a) Top view, and (b) Side view.

이로 하였으며,  $\lambda_i/v_{0i}$ 를 특성시간으로 택하여 모든 관련 변수들을 무차원화 하였다. 여기서,  $\lambda_i$  및  $v_{0i}$ 은 각각 입구측의 평균자유행정(mean free path)과 분자속력(most probable molecular speed)을 나타낸다.

DSMC 수치해석에서의 격자(cell)는 단순히 셀내의 거시적 물리량들을 평균하기 위해 필요하다. 셀의 크기는 일반적으로 유동장의 평균자유행정보다는 작게 잡아

Table 1. Effect of cell size on the numerical results (Type-II, +rps) at  $P_1 = P_2 = 10\text{Pa}$

cell ( $x \times y \times z$ )	$W_{\max}$
10 × 6 × 6	0.229315
15 × 8 × 6	0.238417
20 × 10 × 6	0.241538
30 × 15 × 8	0.242621
40 × 20 × 10	0.242987

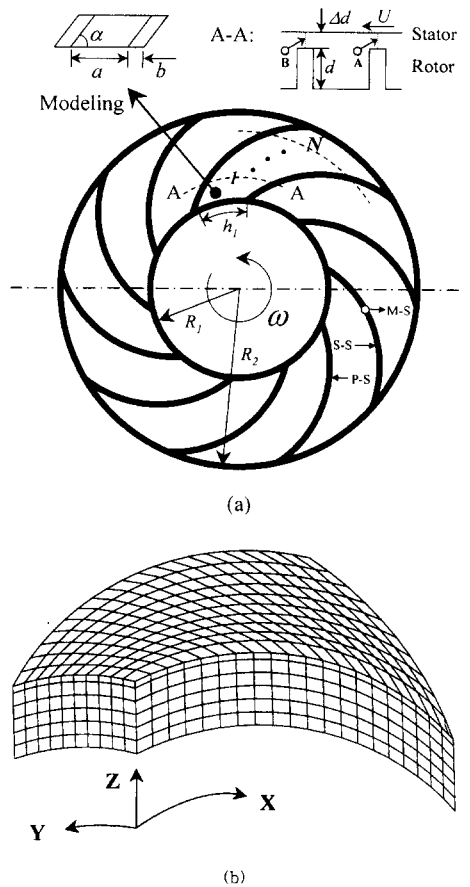


Fig. 2. Disk type drag pump: (a) Pumping channel, and (b) Computational cells ( $20 \times 10 \times 6$ ).

야 하지만, 계산시간을 고려하여 유동방향으로 20개, 회전방향으로 10개, 채널의 높이방향으로는 6개의 셀을 각각 선택하여 계산하였다(Fig. 2(b)). 셀수에 따른 계산 결과의 차이를 Table 1에 나타내었다.

### 2.1.2 분자모델 및 충돌계산

기존연구[14]에서는 분자모델로서 강체구모델을 이용하였으나, 본 연구에서는 보다 실제적인 VSS모델[15]을 적용하였다.

등방향 반사법칙(isotropic scattering law)을 따르는 강체구(hard sphere)모델은 충돌단면적이 분자간의 상대속도와는 무관하게 일정하며, 또한 변강구(variable hard sphere)모델과 함께 점성계수나 확산계수에 대한 Chapman-Enskog의 이론적해와 일치하지 않는다. 반면, VSS모델은 IPL(inverse power law) 및 LJP(Lennard-Jones potential)의 모델에 대한 Chapman-Enskog의 해와

서로 일치하며, 충돌단면적과 분자간의 상대속도는 서로 반비례하는 보다 물리적으로 타당한 조건을 택하고 있다[15]. VSS모델과 관련된 계산수치들은 Koura와 Matsumoto[18]의 결과를 이용하였으며, 작동기체로는 질소( $N_2$ )를 선택하였다. 한편, 충돌과정은 null-collision (NC) 기법[19]을 이용하였다.

### 2.1.3 분자의 궤적

기존의 연구[14]에서는 분자의 자유운동 궤적을 직선적으로 계산하였으나, 원판상에 고정된 상대좌표계 (Type-II인 경우)에서의 분자운동은 곡선적이다. 따라서 본 연구에서는 분자에 작용하는 코리올리스 및 원심력을 고려한 분자의 궤적을 계산하여 이를 수치해석에 이용하였다. 즉 상대기속도  $a_r$ 은 식(2)와 같이 표현되며 [20], 4차 Runge-Kutta 수치적분을 수행하여 분자의 궤적을 구하였다.

$$a_r = -\omega \times (\omega \times r_{mol}) - 2\omega \times V_{mol} \quad (2)$$

여기서,  $\omega$ 는 원판의 각속도,  $V_{mol}$ 과  $r_{mol}$ 은 분자의 상대속도와 궤적을 각각 나타낸다.

### 2.1.4 자유운동 및 입·출구를 통한 유입분자

시간  $\Delta t$ 동안 기체분자는 주어진 속도로 운동하여 이웃한 벽면과의 충돌, 분자간의 충돌 및 입·출구를 통한 유입, 유출이 이루어진다. 벽면과의 충돌은 난반사(diffuse reflection)모델을 이용하였으며, 간극을 통하여 이웃하는 채널로 이동하는 분자에 대해서는 주기경계조건(cyclic boundary condition)을 적용하였다(Fig. 2(a)에서 분자 A를 B로 대체하였음).

채널의 입·출구측에서 시간  $\Delta t$ 동안 유입하는 분자수  $N_1$ ,  $N_2$ 는 각각 식(3)과 (4)를 이용하여 계산하였다[17].

$$N_1 = N_0 K(s_1) \cdot Kn \cdot \Delta t / \sqrt{4\pi} \quad (3)$$

$$N_2 = \frac{P_2 A_2}{P_1 A_1} N_0 K(-s_2) \cdot Kn \cdot \Delta t / \sqrt{4\pi} \quad (4)$$

where,  $K(s) = \exp(-s^2) + \sqrt{\pi}s(1.0 + \text{erf}(s))$

$$\text{And } s = u / \sqrt{2RT}$$

여기서,  $A_1$ 과  $A_2$ 는 입·출구의 면적,  $N_0$ 는 입구측의 기체분자수,  $P_1$ 과  $P_2$ 는 각각 입·출구의 압력을 나타낸다.

한편, 입·출구의 평균속도  $u_1$  및  $u_2$ 는 계산초기에는 적당한 값으로 가정을 하였으며, 계산이 진행되는 동안 새로운 속도를 계산하였다. 입·출구의 평균속도를 구하는 데 있어서 기존연구에서와는 다르게 출구측 각 셀

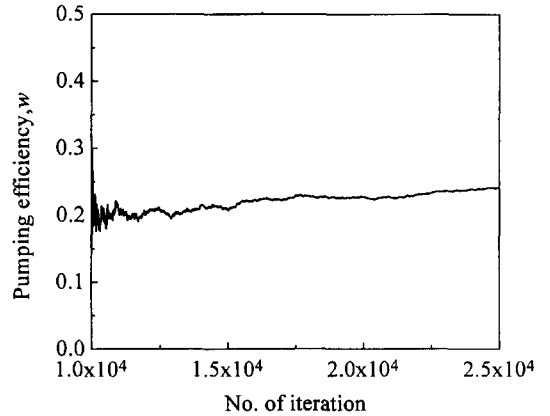


Fig. 3. Convergence history of the pumping efficiency vs no. of iteration.

마다의 평균속도를 계산하였다. 매 회 평균속도를 구하여 입·출구의 유입분자수를 계산하게 되면 해(solution)가 매우 불안정하게 되기 때문에 평균속도는  $100 \times \Delta t$ 마다 구하였다.

정상상태의 판정기준으로서는 입구측에서 유입된 분자중 샘플링시간( $t_s$ )동안 출구로 빠져나가는 분자수를  $N_{12}$ , 출구측에서 유입된 분자중 입구로 되돌아오는 분자수를  $N_{21}$ 이라고 할 때, 다음 식(5)로 정의되는 펌핑효율  $w$ 가 오차범위(0.1%)에 도달하는 순간으로 택하였다. 계산횟수에 따른 펌핑효율  $w$ 의 수렴과정을 Fig. 3에 나타내었다.

$$w = \frac{N_{12} - N_{21}}{(t_s / \Delta t) N_1} \quad (5)$$

펌핑속도  $S(l/s)$ 와 유량  $Q(Pa \cdot l/s)$ 는 다음과 같다[21].

$$S = w \cdot A_1 \cdot \sqrt{8RT/\pi} \cdot K(s_1) / 4.0 \quad (6)$$

$$Q = P_1 \cdot S \quad (7)$$

## 2.2. Navier-Stokes simulation

본 연구에서 해석하고자 하는 펌프의 작동영역은 중진공 영역이며, 분자천이영역 혹은 미끄럼영역(slip flow region)으로 간주할 수 있다. 이 경우 정확한 유동 해석을 통하여 펌프의 성능을 예측을 위해서는 분자적 개념의 확률 수치해법인 DSMC법을 이용해야 한다. 그러나 근사적으로는 이러한 영역에서도 연속체(continuum) 개념의 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼 경계조건을 이용하여 해석이 가능하다.

본 연구에서는 헬리컬 형상의 흡을 가진 원통형 드래그펌프에 적용했던 Sawada와 Nakamura[16]의 이론적 방법을 원판형 드래그펌프에 적용하여 원판상에 있는 유로의 기하학적 형상에 따른 성능해석을 수행하였으며, DSMC법의 결과와 비교하였다. 즉, 원판상에 있는 흡을  $N$ 등분하여 각각을 직선적인 헬리컬 흡으로 간주하였다(Fig. 2(a)참조). 입구압력  $P_1$ 에 대하여 첫 번째 흡의 출구압력  $P_2$ 를 구하고, 계산된  $P_2$ 를 두 번째 흡의 입구압력으로 하여 출구압력을 다시 계산하는 방식으로  $N$ 번째 흡의 최종 출구압력을 계산하였다. 원판형 흡내의 기체유동(정상, 등온, 층류, 비압축성)은 다음과 같은 Navier-Stokes 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (8)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

· 미끄럼 경계조건:

$$\begin{aligned} v &= U + A \lambda \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=0} \\ v &= -A \lambda \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=d+\Delta d} \\ v &= A \lambda \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=0} \\ v &= -A \lambda \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=h} \end{aligned} \quad (10)$$

여기서,  $U$ 는 원주방향 속도,  $A$ 는 미끄럼계수(slip coefficient)를 나타낸다.

Sawada와 Nakamura[16]는 식 (8)과 (9) 및 경계조건식 (10)을 이용하여 채널내의 속도분포를 구하였으며, 식 (11)과 같은 흡내부의 축방향 압력분포를 구하였다.

$$\frac{dP}{dx} = \frac{2\mu U F \cos \alpha \sin \alpha + 2\mu G M \{ \rho(d + \Delta d) \}}{(d + \Delta d)^2 (H \sin^2 \alpha + r_p q_p' / \epsilon)} \quad (11)$$

여기서,

$$\begin{aligned} F &= -(1-\epsilon) \left\{ q_p'(q_v + q_v' - r_v) + r_p \left( \frac{\epsilon}{1-\epsilon} q_v - q_v' + r_v \right) \right\} \\ G &= \frac{1-\epsilon}{\epsilon} q_p' + r_p \\ H &= (1-\epsilon) \left\{ q_p'(q_p + q_p') + r_p \left( \frac{\epsilon}{1-\epsilon} q_p - 2q_p' + r_p \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_v &= \frac{1}{2\beta}, \quad \beta = \frac{d + \Delta d}{\Delta d}, \quad \epsilon = \frac{a}{a+b} \\ r_p &= \frac{-A \cdot Kn - 1/6}{\beta^3} \end{aligned}$$

이며,  $d$ 는 흡의 깊이,  $\Delta d$ 는 로터와 스테이터의 간극,  $q$ 는 흡내의 기체의 체적유량,  $q'$ 은 간극( $\Delta d$ )으로 흐르는 기체의 체적유량,  $\alpha$ 는 흡의 경사각,  $\rho$ 는 밀도,  $M$ 은 질량유량을 각각 나타낸다.

### 3. 결과 및 고찰

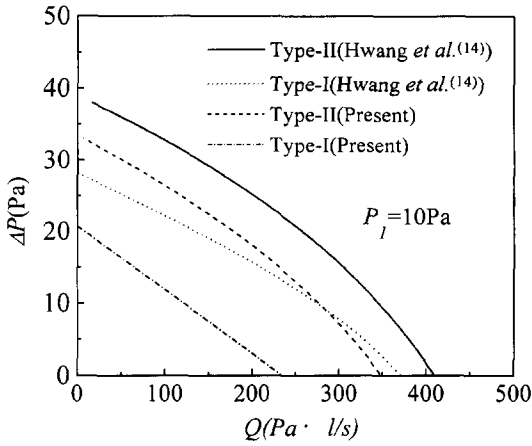
계산에 사용된 원판형 드래그펌프의 제원은 Table 2에 제시하였다. 표에서  $R_1$ 은 원판의 안쪽반경이며,  $R_2$ 는 원판의 바깥쪽반경을 나타낸다(Fig. 2(a)). 그리고  $\Delta d$ 는 로터와 스테이터간의 간극,  $d$ 는 채널의 깊이를 나타낸다. 본 연구에서 날개의 형상은 Archimedes 나선을 채택하였다.

#### 3.1. DSMC simulations

입구압력을 10Pa로 고정시켰을 때 출구와 입구의 압력차  $\Delta P$ 에 따른 유량의 변화를 Fig. 4에 나타내었으며, 펌핑채널이 로터에 형성되어 있는 Type-II의 배기성능이 스테이터에 형성되어 있는 Type-I 보다 우수함을 보여주고 있다. 또한 본 연구의 해석결과와 Hwang등[14]의 연구결과를 상호 비교하였다. Hwang등[14]은 DSMC 수치해석시 Bird[17]의 지적대로 셀당 분자수를 50개 이상으로 선택하였기 때문에 효율적인 계산을 위해 셀수를 많이 제한하였으며, 평균적으로 360개( $10 \times 6 \times 6$ )를 선택하였다. 그러나 본 연구에서 채택한 NC 기법은 셀당 분자수가 10개 이하인 경우에도 충분히 계산이 가능하기 때문에 상대적으로 많은 1200개( $20 \times 10 \times 6$ )의 셀을 사용하였으며, 셀수에 따른 계산결과와의 차이를 Table 1에 나타내었다. 또한 기존연구에서는 분자모

**Table 2.** Specification of the disk type drag pump (rotation speed = 400 rev/s)

$R_1$	43.0 mm
$R_2$	86.0 mm
$\Delta d$	0.5 mm
$d$	5.0 mm
$h_1$	21.6 mm
Archimedes' spiral channel	$r = R_1 + m \times \theta$ where, $m = 46.0$



**Fig. 4.** Comparison of the numerical results with the previous ones at  $P_1 = 10\text{Pa}$ .

델로서 강체구모델을 이용하였다. 이것은 분자간 충돌시 충돌단면적이 분자간의 상대속도와는 무관하게 일정하고, 점성계수나 확산계수에 대한 Chapman-Enskog의 이론적해와 일치하지 않는다. 반면 본 연구에서 이용한 VSS모델은 충돌단면적과 분자간 상대속도가 서로 반비례하는 보다 물리적으로 합당한 조건을 만족시킨다.

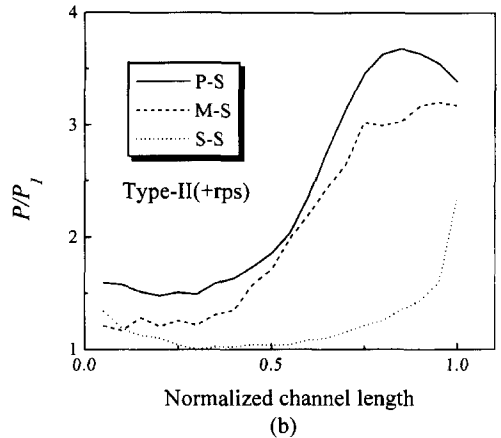
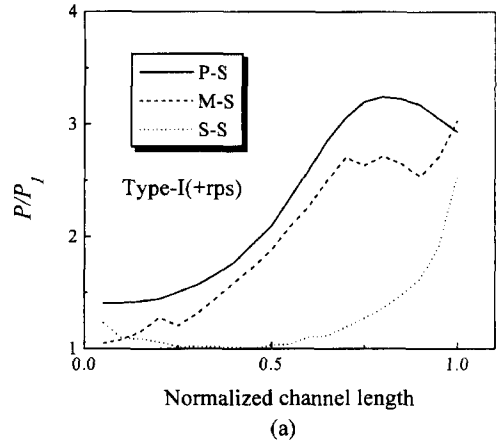
또한 기존의 연구[14]에서는 상대좌표계인 Type-II인 경우 분자궤적을 계산할 때 단순히  $\Delta t$  동안 분자들은 직선적으로 운동한다고 가정하였다. 즉 다음식 (12)와 같이  $\Delta t$  후의 새로운 위치( $r_{new}$ )를 계산하였다.

$$r_{new} = r_{old} + \Delta t \cdot V_{mol} \tag{12}$$

여기서  $r_{old}$ 는 분자의 초기위치를 나타낸다. 그 다음  $z$  방향(Fig. 2(b)참조)의 분자운동은 상대좌표계와 무관하므로 단지  $(x, y)$ 평면상에서만 초기위치  $r_{old}$ 와  $r_{new}$ 에서의 상대속도의 차이만큼을 벡터적으로 합성해주는 방법으로 분자의 궤적을 계산하였다. 한편 본 연구에서는 분자에 작용하는 코리올리스 및 원심력을 포함하는 미분방정식(식 (2))을 직접 적분함으로써 분자의 궤적궤적을 계산하였다. 결과적으로 기존의 연구와 비교할 때  $\Delta t$ 후

**Table 3.** Comparison our numerical results with those of Shi *et al.*[13] for maximum pumping efficiency  $w_{max}$

	Shi <i>et al.</i> [13]		Present study (DSMC without Numerical Experimental molecular collision)
	(test particle Monte-Carlo)		
Type-I(+rps)	0.230	0.187	0.146



**Fig. 5.** Pressure distribution along the pumping channel of (a) Type-I, and (b) Type-II at  $P_1 = 10\text{Pa}$ .

의 분자위치는 서로 다르게 된다.

본 연구에서 해석방법으로 채택한 DSMC법의 타당성을 검증하기 위하여 본 연구의 해석결과와 Shi등[13]의 연구결과를 Type-I(+rps)에 대하여 상호 비교하였다 (Table 3참조). Shi등[13]은 자유분자유동을 대상으로 하였으며, 해석시 test particle Monte-Carlo법을 이용하였다. 따라서 그들의 연구결과와 비교하기 위하여 DSMC 수치해석 과정에 포함되어 있는 분자충돌 부프로그램을 삭제함으로써 자유분자유동을 모사하였다. 본 연구에서 얻어진 수치해석결과는 Shi등[13]의 실험결과보다 약 22% 작게 예측됨을 볼 수 있다. 그들은 자유분자유동 해석시 분자수를 10000개 이하로 제한하였으며, 특히 분자의 운동은 직선적이라고 가정하였기 때문에 이러한 차이를 보이는 것으로 예상된다.

펌핑채널을 따른 압력분포를 Fig. 5에 나타내었다. 여

기서, 압력은 입구압력  $P_1$ 으로, 길이는 채널 중심선의 총길이로 각각 무차원화 하였다. 그림에서 P-S는 압력면(pressure surface), S-S는 흡입면(suction surface)을 각각 나타내며, M-S는 중간면(middle surface), 즉 날개의

끝부분인 누설면을 의미한다(Fig. 2(a)참조). 대부분의 압력상승은 압력면에서 발생함을 볼 수 있다. 그리고 압력면과 흡입면의 압력차가 입구측 보다는 출구측에서 더욱 커지게 되며, 이것으로부터 원판의 회전에 의해 발생하는 압력면과 흡입면의 압력차에 의하여 이웃한 펌핑채널로의 누설유동(leakage flow)이 일어남을 알 수 있다. 따라서 그림으로부터 Type-II가 Type-I 보다 누설에 의한 펌핑손실이 더 커지게 된다.

입구압력이 10Pa이고 출구압력이 10, 20Pa인 경우의 속도분포를 Fig. 6(a), (b)에 각각 나타내었으며, Fig. 6(c)는 입구압력과 출구압력이 모두 10Pa인 경우에 대

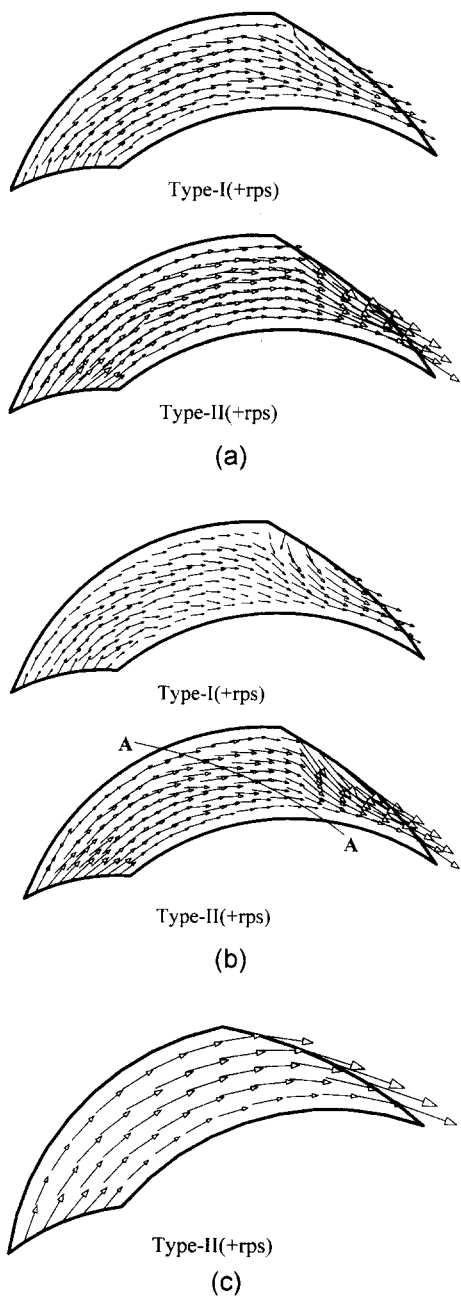


Fig. 6. Velocity vectors at  $P_1 = 10\text{Pa}$ : (a)  $P_2 = 10\text{Pa}$ ; (b)  $P_2 = 20\text{Pa}$ ; (c)  $P_2 = 10\text{Pa}$  ( $Z = 4\text{ mm}$ ).

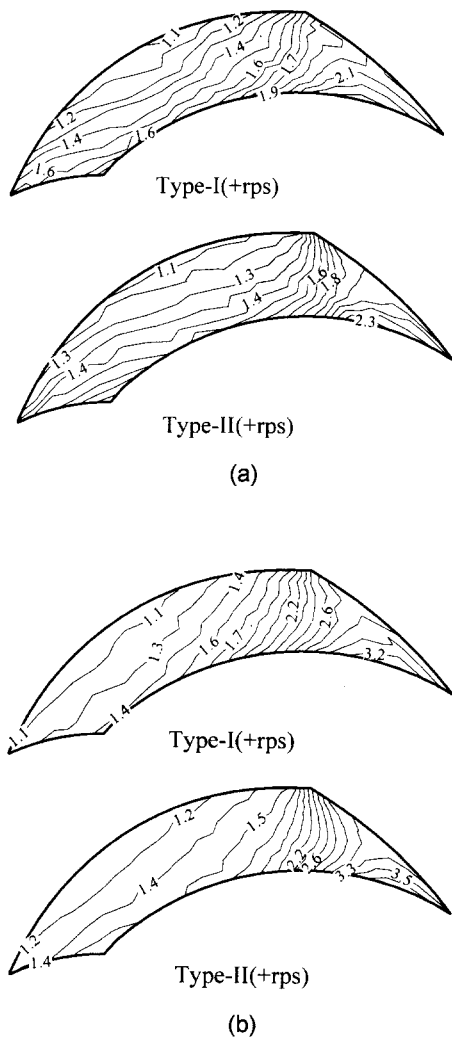


Fig. 7. Pressure contours at  $P_1 = 10\text{Pa}$ : (a)  $P_2 = 10\text{Pa}$ ; (b)  $P_2 = 20\text{Pa}$  ( $Z = 4\text{ mm}$ ).

한 기존의 연구결과[14]를 나타낸 것이다. Type-II인 경우에는 회전하는 날개에 의해 직접 큰 운동량을 전달받기 때문에 Type-I 보다 높은 속도를 지니고 펌핑되는 것을 볼 수 있으며, 두 경우 모두 출구부근에서 분자들의 역류(backstreaming)에 의하여 실제 펌핑되는 유량이 매우 제한됨을 볼 수 있다. 이점은 Fig. 4에서 나타난 Hwang등[14]의 연구결과와의 차이를 충분히 설명해 준다. 즉 기존의 연구에서는 출구의 평균속도를 구하는 데 있어서 본 연구에서와 같이 출구층의 각 셀마다 평균속도를 계산하지 않고 출구면에 대한 하나의 평균속도만을 계산했기 때문에 출구층에서 거의 균일한 속도분포를 보여주고 있다(Fig. 6(c)).

입구압력이 10Pa이고 출구압력이 10, 20Pa인 경우의 압력분포를 Fig. 7(a), (b)에 각각 나타내었다. 그림에서 수치는 입구압력  $P_1$ 으로 무차원화시킨 값을 의미한다. 두 경우 모두 출구층으로 갈수록 압력구배가 상승함을 볼 수 있으며, Type-II가 Type-I 보다 달성할 수 있는 최대압력이 더 크음을 알 수 있다. 일반적으로 누설유동은 Fig. 5에서 언급한 원주방향으로의 누설과 입구와 출구의 압력차에 의해 출구로부터 역류되는 누설 2가지로 구분된다. Fig. 7(a), (b)에서 보듯이 Type-II의 출구층에서의 압력구배가 Type-I 보다 더 크음을 알 수 있으며, 이것으로부터 Type-I이 Type-II 보다 역류로 인한 누설에 의해 펌핑손실이 더 커지게 된다.

Fig. 8은 Fig. 6(b)의 A-A 단면에서의(날개와 날개사이의) 속도분포를 나타낸 것이며, 큰 속도를 가지고 누설유동이 일어남을 알 수 있다. 또한 압력면으로부터 간극을 통하여 유입된 유동은 흡입면 부근에서 와(vortex)를 형성하여 펌핑방향과는 무관한 2차유동을 발생시킴을 볼 수 있다.

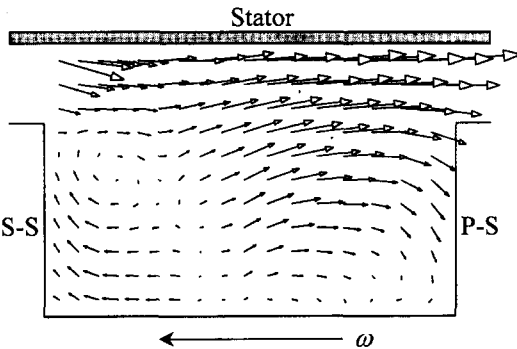


Fig. 8. Vector plot of secondary flows for Type-II.

### 3.2. Navier-Stokes simulations

Figs. 9~13은 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼 경계조건을 Type-II에 적용하여 해석한 결과를 나타낸 것이다.

Fig. 9는 Fig. 4의 DSMC 해석결과를 Navier-Stokes 방정식의 해석결과와 상호 비교한 것이다. 본 연구에서는 헬리컬 홈의 회박기체유동을 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼 경계조건을 이용하여 해석한 Sawada와 Nakamura [16]의 이론적 방법을 원판형 드래그펌프에 적용하였다. Fig. 2(a)에서와 같이 원판을  $N$ 개의 헬리컬 홈으로 가정하였으며, 각각의 구간에 기존의 방법을 적용시켰다. 입구압력을 10Pa로 고정시켰을 경우이며, 두 해석결과는 큰 차이를 보여주고 있다. 이것은 다음과 같이 설명할 수 있다. 기존의 연구[16]에서는 헬리컬 드래그펌프인 경우 펌핑채널의 길이가 매우 길기 때문에 채널의 끝단 효과(end effect)를 무시하였다. 본 연구에서도 이를 고려하지는 않았으나 원판상의 유로를  $N$ 개의 매우 짧은 헬리컬 홈으로 가정하였기 때문에 엄밀하게는 끝단효과를 무시할 수 없다. 또한, 입구압력이 10Pa인 경우 펌프 입구에서의 누설수는 대략 0.03으로서 분자천이영역이다. 이러한 영역에서는 연속체개념의 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼 경계조건을 이용한 해석은 정확한 해를 제공하지 못하게 된다. 이러한 이유들로 인해 Fig. 9에서와 같이 두 결과가 차이를 보이고는 있으나, 미끄럼영역으로 가정하여 해석한 Navier-Stokes 방정식의 결과는  $\Delta P$ 가 작지 않은 경우에는 근사적으로 성능예측이 가능함을 시사하고 있다. 또한 DSMC 수치해석의 경우 출구압력이 높아지게 되면 셀수를 더욱 증가시켜야 하며, 이

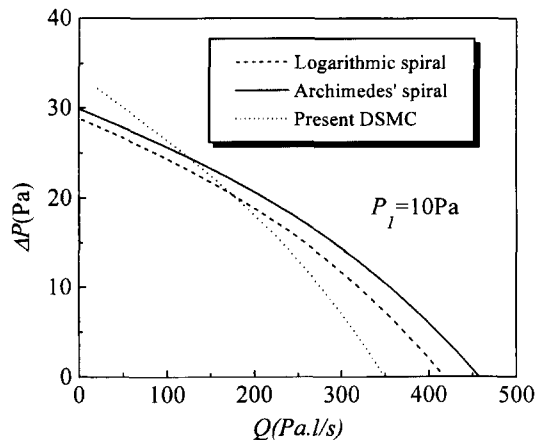


Fig. 9. Comparison of the DSMC results with the Navier-Stokes solutions.



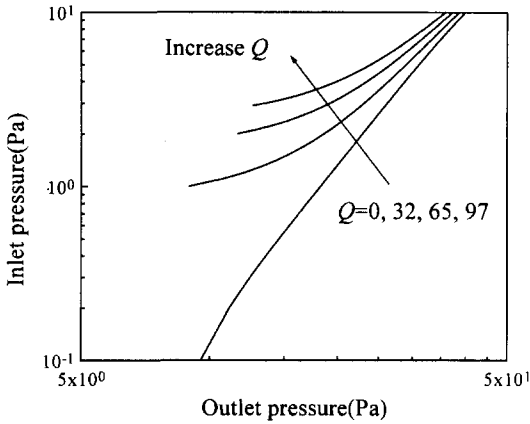


Fig. 10. Relationship between inlet and outlet pressure.

에 따른 분자수의 증가로 인해 계산시간이 많이 소요되는 단점이 있다. 반면 Navier-Stokes 방정식의 해법은 매우 간단하며, 계산시간이 거의 소요되지 않는다는 큰 장점을 지니고 있다. 한편 원판상의 유로의 형태를 Archimedes 형상에서 대수나선형으로 바꾼 결과 성능은 떨어짐을 알 수 있다.

Fig. 10은 유량의 변화에 따른 입구압력과 출구압력과의 관계를 나타낸 것이며, 고정된 출구압에 대하여 유량이 증가할수록 입구압력이 상승함을 볼 수 있다. 또한 유량이 증가하면 입구압력의 변화가 점차 둔화됨을 나타내고 있다.

Fig. 11은 간극에 따른 압축비의 변화를 보여주고 있다. 간극이 커질수록 압축비는 거의 선형적으로 감소하

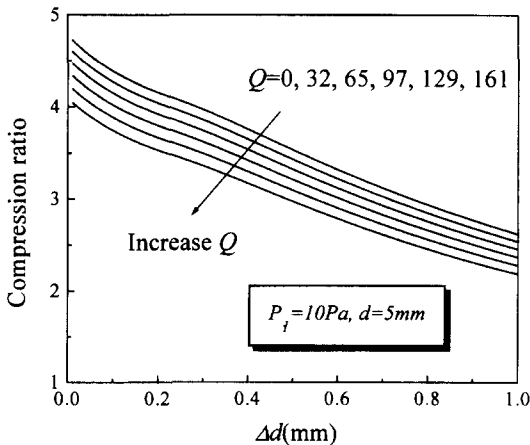


Fig. 11. Relationship between clearance and compression ratio.

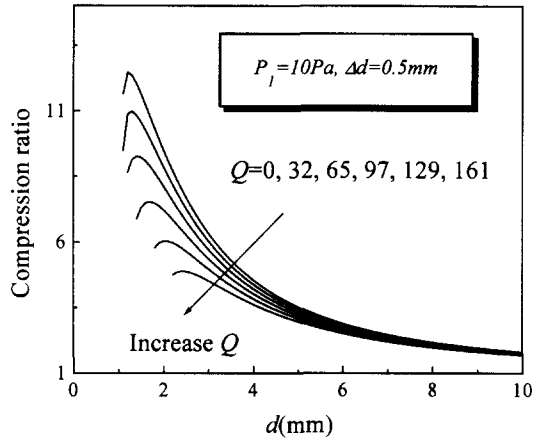


Fig. 12. Relationship between channel depth and compression ratio.

게 되며, 같은 간극에서 유량이 증가할수록 압축비는 떨어지게 된다.

Fig. 12는 채널의 깊이(또는 날개의 높이)에 따른 압축비의 변화를 나타낸 것이다. 채널의 깊이가 작아지면 압축비는 점차 증가하다가 어느 한계치를 넘어서게 되면 급격히 저하되는 것을 알 수 있다. 이것은 채널의 깊이가 아주 작게 되면 압축의 효과는 점차 떨어지게 되고, 인접한 채널로의 기체분자의 흐름이 커지기 때문이라고 판단된다.

Fig. 13은  $Q=0$ 일 때 회전수의 변화에 따른 압축비 변화를 나타낸 것이다. 회전수가 50000 rpm 부근까지는 회전수의 증가에 따른 압축비의 변화가 비교적 크지만,

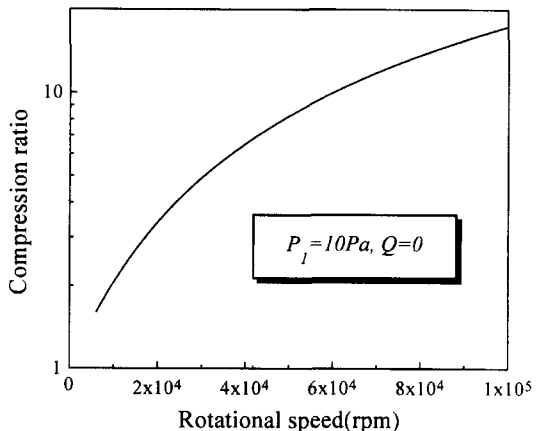


Fig. 13. Relationship between rotational speed and compression ratio at  $Q=0$ .

50000 rpm 이상에서는 그 상승폭이 둔화됨을 보여주고 있다.

#### 4. 결 론

본 연구에서는 분자천이영역에 놓여 있는 원판형 드래그펌프의 회전날개 주위유동을 DSMC법 및 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 해석하였다.

로터에 펄핑채널이 형성되어 있는 Type-II가 스테이터에 채널이 형성되어 있는 Type-I 보다 배기성능이 우수함을 보여 주었다. 그러나 각각에 대해서 성능곡선상에서 정량적으로 기존의 연구[14]와 큰 차이를 나타내었다. 본 연구와 기존연구와의 수치해석방법의 차이점은 다음과 같다.

(1) 기존연구에서의 셀수의 제한에 따른 문제점을 NC 기법을 채택함으로써 극복하였다.

(2) 분자간 충돌계산시 보다 물리적으로 타당한 분자 모델(VSS)을 선택하였다.

(3) 분자의 자유운동시 분자에 작용하는 코리올리우스 및 원심력을 고려한 분자의 곡선궤적을 계산하였다.

(4) 입·출구를 통과하는 분자들의 평균속도를 입·출구면의 각 셀마다 계산하였다.

결론적으로 본 연구에서는 기존연구의 수치해석방법을 개선함으로써 출구부근에서 분자들의 역류에 의해 펄핑유로가 매우 제한되는 경향을 보여줌으로써 기존의 연구결과에 비해 작게 성능이 예측되었다.

원판상 유로내의 분자천이유동을 근사적으로 미끄럼 영역이라 가정하였으며, 이를 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼 경계조건을 이용하여 해석하였다. 본 연구에서와 같이 누센수가 0.03인 영역에서는 연속체개념의 Navier-Stokes 방정식을 이용한 해석은 정확한 해를 제공하지 못하였다. 그러나 Navier-Stokes 방정식의 결과는 입구와 출구의 압력차가 작지 않은 경우에는 근사적으로 성능예측이 가능함을 보여 주었다. 또한 DSMC법에서는 압력이 상승하면 셀수를 더욱 증가시켜야 하며, 이에 따른 분자수의 증가로 인해 계산시간이 많이 소요되는 단점이 있으나, Navier-Stokes 방정식의 해법은 매우 간단하고 계산시간이 거의 소요되지 않는다는 큰 장점을 지니고 있다.

#### 감사의 글

본 논문은 1998년도 한국과학재단의 핵심전문연구과

제(981-1009-059-2) 연구비에 의하여 수행되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

#### 참고문헌

- [1] M. H. Hablanian, *High-Vacuum Technology* (Marcel Dekker Inc., 1990).
- [2] D. J. Hucknall, *Vacuum Technology and Applications* (Butterworth-Heinemann, 1991).
- [3] M. H. Hablanian, In *Vacuum Science and Technology: Pioneers of 20th Century* (AIP, New York, 1994), p. 126.
- [4] M. H. Hablanian, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 1614 (1993).
- [5] M. Mase, I. Gyoubu, T. Nagaoka and M. Taniyama, *J. Vac. Sci. Technol. A* **6**, 2518 (1988).
- [6] Dry pump, VC95-04C, Catalog, DAIKIN.
- [7] Y. Murakami, T. Abe, H. Ohsawa and S. Hata, *J. Vac. Sci. Technol. A* **9**, 2053 (1991).
- [8] Turbomolecular Pump, PM800-062PE(8906), Catalog, BALZERS.
- [9] G. Levi, *J. Vac. Sci. Technol. A* **10**, 2619 (1992).
- [10] Vacuum Pump, 1990.12.2000(UD), Catalog, OSAKA VACUUM.
- [11] Vacuum Products, Catalog, 中國科學院.
- [12] L. Shi, X. Wang, Y. Zhu and S. Pang, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 426 (1993).
- [13] L. Shi, Y. Zhu, X. Wang and S. Pang, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 704 (1993).
- [14] Y. K. Hwang, D. K. Kim and J. S. Heo, Proc. of the 5th Asian International Conference on Fluid Machinery **1**, 141 (1997).
- [15] K. Koura and H. Matsumoto, *Phys. Fluids* **3**, 2459 (1991).
- [16] T. Sawada and M. Nakamura, *Bull. JSME* **29**, 1770 (1986).
- [17] G. A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*(Clarendon Press, Oxford, 1994).
- [18] K. Koura and H. Matsumoto, *Phys. Fluids* **4**, 1083 (1992).
- [19] K. Koura, *Phys. Fluids* **29**, 3509 (1986).
- [20] J. B. Marion and S. T. Thornton, *Classical Dynamics of Particles and Systems*(Saunders College Publishing, 1995).
- [21] K. Nanbu, H. Kubota, S. Igarashi, C. Urano and H. Enosawa, *Trans. JSME* **57**, 172 (1991).