

<학술논문>

DOI:10.3795/KSME-B.2008.32.5.382

확산방정식을 이용한 헬리컬 드래그펌프의 성능해석

허 중 식*

(2008년 1월 3일 논문접수, 2008년 4월 2일 심사완료)

Analysis of Pumping Performance of a Helical Drag Pump Using the Diffusion Equation

Joong-Sik Heo

Key Words: Diffusion Equation(확산방정식), Compression Ratio(압축비), Diffusion Coefficient(확산계수), Knudsen Minimum(누센 최소값), Molecular Transition Region(분자전이영역)

Abstract

A simple analytical model of rarefied channel flow is developed to predict the compression ratio in a helical drag pump. If the surface velocity is zero, the model reduces to a capillary leaks. Predictions of our model agree well with the Knudsen's data for capillary leaks in transition flow, in addition to giving a good account of the Knudsen minimum. Also, the present results are compared with experimental data, and good agreement is obtained over the entire pressure range from molecular to slip flow.

기호설명

A : 채널 단면적
 AR : 채널 종횡비, h/w
 C : 컨덕턴스(conductance)
 D : 확산계수(diffusion coefficient)
 h : 헬리컬 홈의 깊이
 k : Boltzmann 상수
 K : 압축비
 Kn : Knudsen number, λ/h
 L : 드래그펌프의 축방향 로터길이
 n : 분자의 수밀도(number density)
 p : 압력
 q : 단위면적·단위시간당 분자수(= nu_d)
 Q : 유량(throughput)

R : 기체상수
 T : 절대온도
 u : 로터의 원주방향 속도
 u_d : 기체속도(drift velocity)
 v : 확산속도
 v_o : 분자평균속도, $\sqrt{8RT/\pi}$
 w : 헬리컬 홈의 너비

그리스문자

α : 헬리컬 홈의 경사각
 δ : 간극(clearance)
 λ : 평균자유경로(mean free path)
 μ : 점성계수
 σ : 충돌단면적(collison cross section)

* 책임저자, 회원, 한국기기유화시험연구원
 E-mail : jsheo@mpi.or.kr
 TEL : (031)785-1271 FAX : (031)785-1259

하첨자

l : 누설부

- m : 자유분자유동
- p : 펌핑채널부
- v : 점성유동
- 1 : 채널입구
- 2 : 채널출구

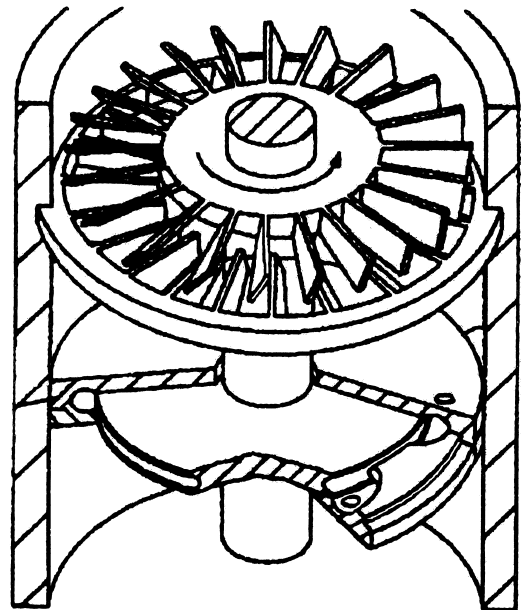
1. 서론

드래그펌프(drag pump)는 크게 Gaede 형태인 원판형 드래그펌프와 Holweck 형태인 원통에 나선형 홈이 있는 헬리컬 드래그펌프로 구분된다. Fig. 1(a)는 상용화된 터보형펌프를 보여주고 있다. 동축상의 상단부에는 터보분자펌프가 있고, 하단부에는 Gaede 형태의 드래그펌프로 구성되어 있다. Fig. 1(b)는 Fig. 1(a)의 드래그펌프에 대한 단순화된 해석모델을 보여준다. 입구부에서 유입된 기체분자는 고속으로 회전하는 로터에 이끌려 출구부로 압축·배기되며, 출구측에서 stripper라고 불리는 간극을 통하여 기체가 누설된다. 한편, Fig. 2는 헬리컬 드래그펌프를 나타낸 것이다.

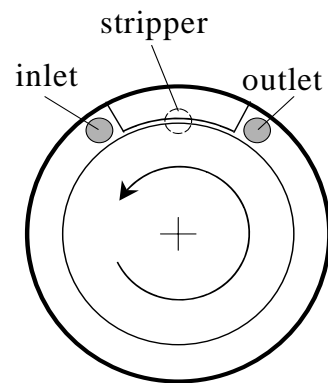
이와 같은 드래그펌프는 대유량에 적합할 뿐만 아니라 10^{-6} Torr 정도의 고진공으로 부터 대기압까지 한 대의 펌프로도 기체를 압축·배기할 수 있다. 따라서 기존의 펌핑시스템에서와 같은 후단 펌프(backing pump)가 필요치 않기 때문에 시스템의 유지보수, 가격, 소음, 펌핑시간등 여러면에서 기존의 펌핑시스템과 비교할 수 없는 압도적인 우위성을 나타낸다.^(1,2)

후단펌프는 일반적으로 누설을 방지하기 위하여 오일을 사용하기 때문에 불가피하게 오일의 교환비용 및 오일의 역류에 의한 진공공간의 오염이 문제점으로 지적되고 있어서 기존의 오일식 펌프의 대체용으로서 최근 드래그펌프와 같은 중진공용 무급유식 대유량의 기계식 펌프에 대한 요구성이 급속히 증가하고 있는 추세이다.

Nanbu 등⁽³⁾은 DSMC(direct simulation Monte-Carlo)법을 이용하여 헬리컬 드래그펌프의 배기특성을 이론적으로 해석하였으며, 실험결과와 상호 비교하였다. 이 경우 출구압을 일정하게 고정시키고 로터와 펌프하우징 사이의 간극의 크기와 입구압을 변화시키면서 펌프의 성능해석을 수행하였다.



(a)



(b)

Fig. 1 Gaede-type molecular drag pump: (a) cross-section of a commercial turbopump containing Gaede-type drag stage; (b) model of a Gaede pump

Ba 등⁽⁴⁾은 헬리컬 드래그펌프에 대하여 펌핑채널의 최적화에 관한 이론 및 실험적 연구를 수행하였으며, 펌핑채널이 회전익에 있는 것이 고정익에 있는 것보다 성능이 우수함을 보였다. 그리고 Panos 등⁽⁵⁾은 Gaede가 제안한 유동방정식을 이용하여 헬리컬 형상의 드래그펌프에 대하여 유동이 자유분자유동일 때와 점성유동일 때 펌프의 성능을 이론적으로 해석하였다.

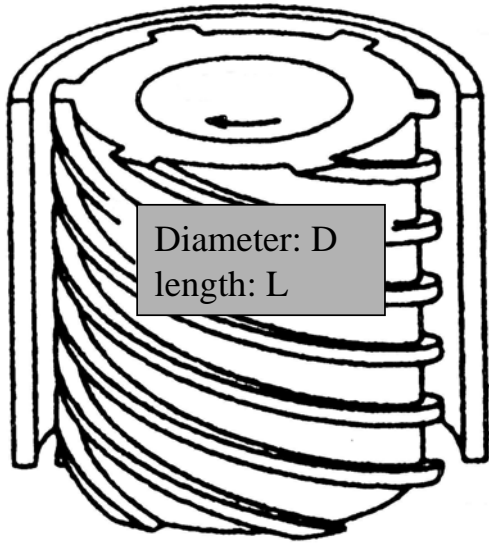


Fig. 2 Holweck-type molecular drag pump

Sawada⁽⁶⁾는 움직이는 벽과 접해있는 사각형 흡내의 희박기체유동을 Navier-Stokes 방정식과 미끄럼(slip) 경계조건을 이용하여 해석하였으며, 이 결과를 실링(sealing) 및 헬리컬 드래그펌프에 각각 적용시켰다.^(7,8)

또한 Sawada와 Nakamura⁽⁹⁾는 헬리컬 흡의 형상을 반원형, 사각형, 삼각형등으로 변형하여 각각에 대한 성능을 비교하였으며, $10^3 \sim 10^5 \text{Pa}$ 의 압력 범위에서 실험을 수행하였다.⁽¹⁰⁾

Helmer와 Levi⁽¹¹⁾는 1차원 확산방정식을 이용하여 Gaede 형태의 원판형 드래그펌프(Fig. 1)에 대한 분자천이영역에서의 압축성능을 해석하였다. 그들은 원판형 드래그펌프인 경우 Fig. 1(b)의 로터와 스테이터의 간극부분인 stripper에서의 기체 누설로 인해 채널의 길이가 증가하더라도 압축비는 더 이상 증가하지 않음을 밝혔다.

본 연구에서는 헬리컬 드래그펌프를 대상으로 하여 Helmer와 Levi⁽¹¹⁾의 확산방정식을 수정하여 헬리컬 흡의 기하학적 형상에 따른 성능해석을 수행하였으며, 이 결과를 기존의 이론 및 실험결과⁽¹²⁾와 상호 비교하였다.

2. 이론적 연구

본 연구에서는 먼저 사각채널내의 희박기체유동에 대한 확산계수(diffusion coefficient)를 유도하여 Helmer와 Levi⁽¹¹⁾의 확산방정식에 대입한 후

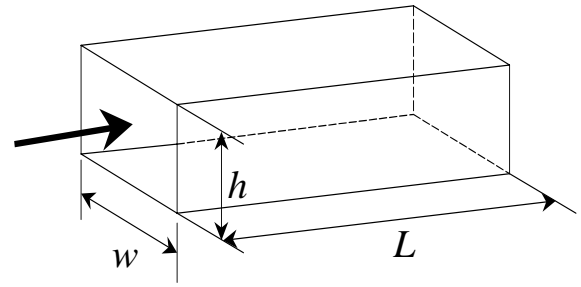


Fig. 3 Gas flow through the rectangular channel.

Knudsen의 해석결과와 비교함으로써 본 해석의 타당성을 검증하였다. 그리고 헬리컬 로터와 케이싱간의 간극부분에서 발생하는 가스 누설량을 새롭게 정의하여 드래그펌프의 압축성능을 해석하였다.

2.1 사각채널내의 기체유동

2.1.1 확산계수의 유도

수밀도(number density) 구배가 존재하는 1차원 유동장내에서 기체의 확산속도(v)는 다음과 같은 확산방정식으로 표현된다.⁽¹³⁾

$$v = -D \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \tag{1}$$

여기서, D 는 확산계수를 나타낸다.

자유분자유동(free molecular flow)인 경우 사각 단면관에서의 확산계수 D_m 은 다음과 같이 유도할 수 있다. 우선 관을 통한 유량(throughput) Q 는 다음 식으로 표현된다.⁽¹³⁾

$$Q = C_1 \frac{8}{3} \left(\frac{RT}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{w^2 h^2}{w+h} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \tag{2}$$

여기서, C_1 은 단면의 종횡비에 따른 보정계수(correction factor), R 은 기체상수, T 는 절대온도를 각각 나타내며, w 와 h 는 채널의 너비와 높이를 의미한다(Fig. 3 참조).

윗 식 (2)를 압력과 단면적의 곱(pA)으로 나누고, 상태방정식 ($p = nkT$)을 이용하면 다음과 같이 자유분자유동에 대한 확산속도 v_m 을 유도할 수 있다.

$$\frac{Q}{pA} = v_m = -D_m \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (3)$$

여기서, 확산계수 $D_m = 2C_1 v_o wh / \{3(w+h)\}$ 이고, 분자평균속도 $v_o = \sqrt{8RT/\pi}$ 이다.

한편 점성유동에서의 확산계수 D_v 는 다음과 같이 유도할 수 있다. 사각단면관에서의 컨덕턴스(conductance) C 는 다음과 같다.⁽¹³⁾

$$C = 3.54 \times 10^{-2} C_2 \frac{w^2 h^2}{\mu L} \bar{p} \quad (4)$$

여기서, μ 는 점성계수, L 은 관의 길이, \bar{p} 는 입구와 출구의 평균압력($= (p_1 + p_2)/2$)을 각각 나타내며, C_2 는 단면의 종횡비에 따른 보정계수이다. 컨덕턴스 C 는 점성영역에서의 확산속도 v_v 와 단면적 A 의 곱($v_v A$)으로 나타낼 수 있으므로 결국 윗 식 (4)를 v_v 에 대하여 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} v_v &= -C_2 \frac{wh}{28.249\mu} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \\ &= -D_v \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (5)$$

여기서, $D_v = C_2 v_o wh / (35.967\lambda)$ 이다.

2.1.2 확산방정식

본 연구에서 유도된 식 (3)과 (5)에서의 확산계수 D_m 과 D_v 를 Helmer와 Levi⁽¹¹⁾가 제안한 확산방정식에 대입하면 다음과 같다. 즉, 기체의 평균속도(average surface velocity or drift velocity) u_d 와 확산속도가 평형상태에 있다고 가정하면 다음 식이 성립한다.

$$u_d = (D_m f_m + D_v f_v) \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (6)$$

여기서,

$f_m = \lambda / (\lambda + h)$, $f_v = h / (\lambda + h) = 1 - f_m$ 이다. 식 (6)은 분자천이영역에서의 물리적인 현상을 단

순히 자유분자유동과 점성유동의 향으로 표현한 매우 간단한 식이다. 이 식에서 f_m 은 자유분자유동처럼 운동하는 분자의 분율을 나타낸다. 따라서 기체의 희박도를 나타내는 Kn 수($= \lambda/h$)가 작아지면(점성유동으로 접근하면) f_m 은 0에 근접하고, 반대로 Kn 수가 커지면(자유분자유동으로 접근하면) 1에 가까워진다.

사각단면을 통과하여 흐르는 기체의 단위면적·단위시간당 분자수를 q 라 하면, $q = nu_d$ 이므로 식 (6)은 다음과 같다.

$$q = D_m \left(f_m + \frac{D_v}{D_m} f_v \right) \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

그리고 분자이론(molecular theory)에 의해 분자간 충돌시의 충돌단면적(collison cross section) σ 는 $1/n\lambda$ 가 되고,⁽¹⁴⁾ $y = h/\lambda$ 라 하면 다음 식 (8), (9)가 성립한다.

$$y = \frac{1}{Kn} = \frac{h}{\lambda} = n\sigma h \quad (8)$$

$$\begin{aligned} q &= v_o \left\{ C_1 \frac{2wh}{3(w+h)} \right\} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda+h} \right. \\ &\quad \left. + \frac{C_2(1/AR+1)}{23.978C_1} \frac{h}{\lambda} \frac{h}{\lambda+h} \right\} \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (9)$$

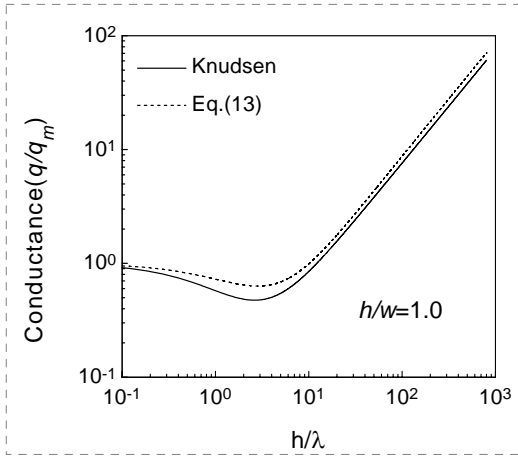
여기서, AR 은 단면의 종횡비 h/w 를 나타낸다.

한편 $\Phi = 2q\sigma/v_o$ 라 하고, 식 (8)을 이용하면 식 (9)는 다음과 같이 변환된다.

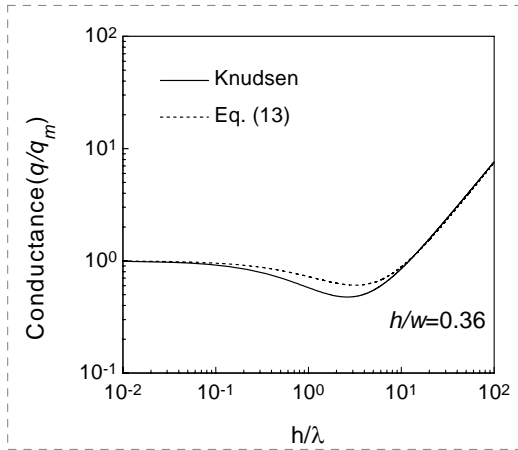
$$\Phi = \frac{4C_1}{3(1+AR)} \left\{ \frac{1}{1+y} + \frac{C_2(1/AR+1)}{23.978C_1} \frac{y^2}{1+y} \right\} \frac{dy}{dx} \quad (10)$$

결국 윗 식을 0부터 L 까지, 0부터 y 까지 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Phi L &= \frac{4C_1}{3(1+AR)} \left\{ \frac{C_3 + C_4}{C_4} \ln(1+y) \right. \\ &\quad \left. - \frac{C_3}{C_4} y + \frac{C_3}{2C_4} y^2 \right\} \end{aligned} \quad (11)$$



(a)



(b)

Fig. 4 Comparison of our theory with the Knudsen equation for the ratio of the conductance of a capillary leak in transition flow to the conductance in molecular flow: (a) $h/w=1.0$; (b) $h/w=0.36$

여기서, $C_3 = C_2(1/AR + 1)$, $C_4 = 23.978C_1$ 이다.

한편, 분자유동의 값 $\phi_m L$ 은 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\phi_m L = \frac{4C_1}{3(1+AR)} y \quad (12)$$

따라서, 분자유량 q 를 자유분자유동인 경우의 분자유량 q_m 으로 나눈 값은 식 (11)과 (12)로부터 다음과 같이 쓸 수 있다.

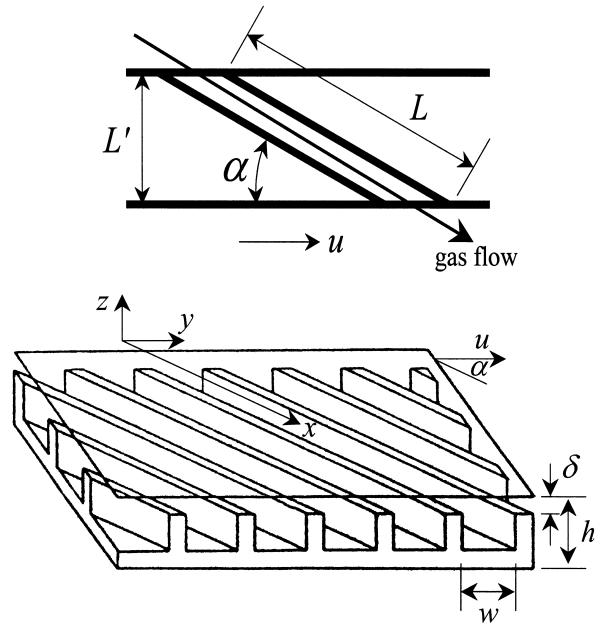


Fig. 5 Helical drag pump

$$\begin{aligned} \frac{q}{q_m} &= \frac{\phi L}{\phi_m L} \quad (13) \\ &= \frac{C_3 + C_4 \ln(1+y)}{C_4} \frac{C_3}{y} - \frac{C_3}{C_4} + \frac{C_3}{2C_4} y \end{aligned}$$

윗 식 (13)에 의해 계산된 결과를 Fig. 4에 Knudsen의 해석결과⁽¹³⁾와 함께 나타내었다.

Fig. 4에서 볼 수 있듯이 Knudsen의 결과에 비해 약간 크게 예측되고는 있으나, 전반적으로 확산방정식에 의한 해석결과는 만족할 만 하다고 판단된다.

2.2 헬리컬 드래그펌프

Fig. 5는 Fig. 2의 헬리컬 드래그펌프를 원주방향으로 펼친 구조를 나타낸 것이다. 따라서 실제로는 홈이 있는 로터가 회전을 하지만 스테이터(윗 평판)가 u 의 속도로 움직이는 것으로 단순화시킨 것이다.

드래그펌프인 경우 Fig. 5에서와 같이 간극 δ 를 통해 기체가 누설되므로 채널면적당 누설유량을 q 라 하면, 식 (6)은 다음과 같이 변환된다.

$$u_d - \frac{q}{n} = (D_m f_m + D_v f_v) \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (14)$$

여기서,

$$u_d = u \frac{w}{2(w+h)} \cos \alpha$$

$$\frac{u_d}{v_o} \left\{ \frac{3(w+h)}{2C_1wh} \right\} = \frac{\left(\frac{1}{1+y} + C_5 \frac{y^2}{1+y} \right) \frac{dy}{dx}}{\sigma hn \left(1 - b \frac{u_{\delta}}{u_d} \frac{\int_0^L ndx}{n} \right)}$$
(18)

이다.⁽¹⁵⁾

한편, Helmer와 Levi⁽¹¹⁾는 윗 식의 누설유량 q 를 다음 식 (15)와 같이 가정하였다.

$$q = n_2 u_d b', \quad b' = \frac{A_l}{A_p} \quad (15)$$

여기서, A_l 은 누설면적, A_p 는 펌핑유로의 면적을 각각 의미하며, n_2 는 출구면에서의 수밀도를 나타낸다.

Helmer와 Levi의 원판형 드래그펌프에서는 Fig. 1에서 보듯이 누설이 출구부의 stripper에서만 이루어지기 때문에 위의 식 (15)와 같이 누설량을 구하는 것이 합당하다. 그러나 헬리컬 드래그펌프인 경우에는 Fig. 5에서 보듯이 누설이 로터와 스테이터 간격 δ 를 통하여 입구부분에서부터 출구부근까지 연속적으로 발생하기 때문에 본 연구에서는 누설량을 다음과 같이 구하였다.

$$q = \int_0^L nu_{\delta} b dx \quad (16)$$

여기서,

$$b = \frac{\delta}{A_p}, \quad u_{\delta} = u \frac{L}{2(L+\delta)} \sin \alpha$$

따라서 식 (14)는 다음과 같다.

$$u_d n \left(1 - b \frac{u_{\delta}}{u_d} \frac{\int_0^L ndx}{n} \right) = \frac{v_o}{\sigma h} \left\{ C_1 \frac{2wh}{3(w+h)} \right\}$$

$$\times \left\{ \frac{\lambda}{\lambda+h} + \frac{C_2(1/AR+1)}{23.978C_1} \frac{h}{\lambda} \frac{h}{\lambda+h} \right\} \frac{dy}{dx}$$
(17)

여기서,

$$C_5 = \frac{C_2(1/AR+1)}{23.978C_1}$$

이다.

한편 식 (18)에서 우변의 분모에 포함되어 있는 적분항은 다음과 같다.

$$\sigma hn \left(1 - b \frac{u_{\delta}}{u_d} \frac{\int_0^L ndx}{n} \right)$$

$$= y - b \frac{u_{\delta}}{u_d} \int_0^L y dx$$
(19)

결국 윗 식 (19)를 이용하여 식 (18)을 0부터 L 까지, y_1 부터 y_2 까지 적분하면 다음과 같다.

$$\frac{u_d}{v_o} \frac{L}{h} \left\{ \frac{3(1+AR)}{2C_1} \right\}$$

$$= C_5 (y_2 - y_1) + \left(1 + C_5 \frac{1 + C_6^2 \bar{Z}^2}{2} \right)$$
(20)

$$\times \frac{1}{1 + C_6 \bar{Z}} \ln \frac{(y_1+1)(y_2 - C_6 \bar{Z})}{(y_2+1)(y_1 - C_6 \bar{Z})}$$

$$+ C_5 \frac{1 - C_6 \bar{Z}}{2} \ln \frac{(y_1+1)(y_1 - C_6 \bar{Z})}{(y_2+1)(y_2 - C_6 \bar{Z})}$$

여기서,

$$C_6 = b \frac{u_{\delta}}{u_d}, \quad \bar{Z} = \int_0^L y dx$$

이다.

윗 식을 후단압력(backing pressure)에 따른 압축비(K)의 형태로 나타내기 위하여 $y_1 = y_2/K$ 의

관계식을 이용하면, 식 (20)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{u_d}{v_o} \frac{L}{h} \left\{ \frac{3(1+AR)}{2C_1} \right\} \\ &= C_5 y_2 \left(1 - \frac{1}{K} \right) + \left(1 + C_5 \frac{1 + C_6^2 \bar{Z}^2}{2} \right) \\ & \times \frac{1}{1 + C_6 \bar{Z}} \ln \frac{\left(\frac{y_2}{K} + 1 \right) (y_2 - C_6 \bar{Z})}{(y_2 + 1) \left(\frac{y_2}{K} - C_6 \bar{Z} \right)} \\ & + C_5 \frac{1 - C_6 \bar{Z}}{2} \ln \frac{\left(\frac{y_2}{K} + 1 \right) \left(\frac{y_2}{K} - C_6 \bar{Z} \right)}{(y_2 + 1) (y_2 - C_6 \bar{Z})} \end{aligned} \quad (21)$$

본 연구에서는 우선 \bar{Z} 를 임의의 값으로 설정한 후 식 (21)을 고정된 y_2 에 대하여 압축비 K 를 계산한다. 그 다음 식 (18)을 적분하여 얻어진 $y(x)$ 를 이용하여 다시 \bar{Z} 의 값을 계산하고 식 (21)에 대입하여 압축비를 예측하는 방식으로 계산을 진행하였다.

3. 결과 및 고찰

후단압력에 따른 압축비 및 입구압력의 변화를 식 (21)에 의하여 계산하였으며, 계산결과를 Fig. 6과 7에 각각 나타내었다.

여기서 실험결과와 미끄럼 경계조건을 이용한 Navier-Stokes 결과 및 DSMC 결과는 참고문헌 (12)에 제시되어 있으며, 계산에서 사용된 헬리컬 채널의 기하학적 변수들은 Table 1에 나타나 있다.

Fig. 6을 보면 DSMC 결과가 실험결과에 가장 근접함을 알 수 있으며, 본 연구에서 이용한 확산방정식의 결과도 전체적으로 매우 타당한 해석결과를 제공하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 6의 후단압력을 압축비로 나누어 후단압력에 따른 입구압력의 변화를 Fig. 7에 다시 나타내었으며, Fig. 6에서와 같이 전체적으로 DSMC 결과 및 실험결과에 매우 근접함을 확인할 수 있다.

Table 1 Dimensions of the helical rotor

Rotor diameter	D	168.6mm
Rotor axial length	L'	132.0mm
Helix angle	α	15°
Channel width	w	13.6mm
Channel depth	h	4.9mm
Clearance	δ	0.9mm
rps	-	400

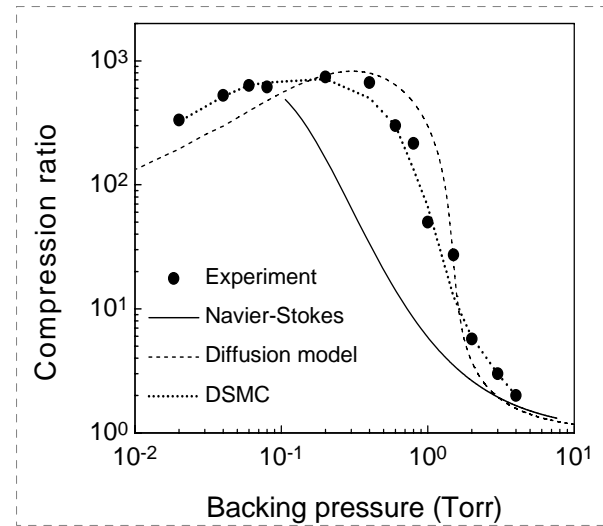


Fig. 6 Inlet pressure vs. backing pressure

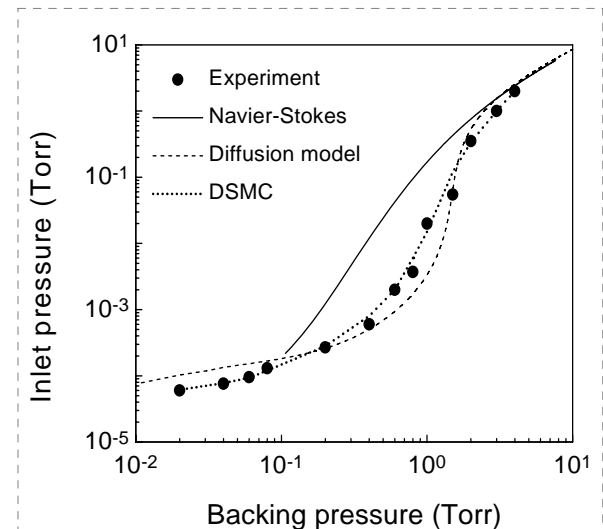
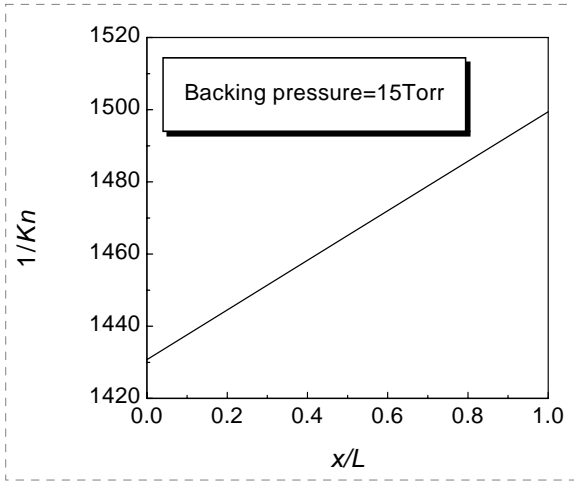
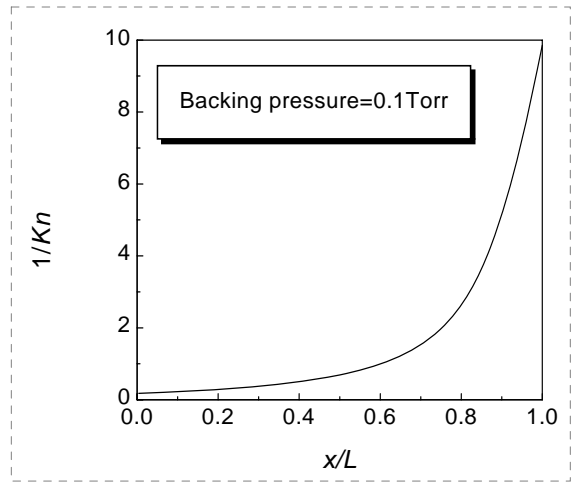


Fig. 7 Compression ratio vs. backing pressure



(a)



(b)

Fig. 8 Knudsen no. distribution along the pumping channel at $h/w=0.36$ and $L/h=50$: (a) backing pressure=15Torr; (b) backing pressure=0.1Torr

펌핑채널을 따른 Kn 수의 분포를 후단압력 15Torr, 0.1Torr인 경우에 대하여 각각 Fig. 8(a)와 (b)에 나타내었다. 후단압력이 15Torr인 경우 채널내의 유동은 대부분 점성유동에 가깝기 때문에 Kn 수의 분포(혹은 압력분포)가 선형적임을 알 수 있다. 그러나 후단압력이 0.1Torr로 낮은 경우에는 Kn 수의 분포가 비선형적(지수함수적)임을 알 수 있으며, 이러한 현상은 회박기체영역에서 많이 관찰된다.

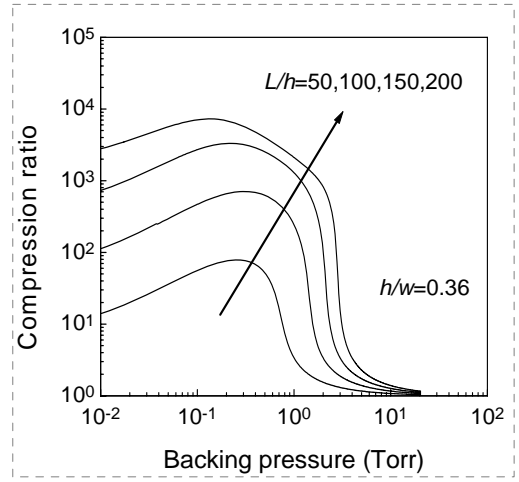


Fig. 9 Compression ratio vs. backing pressure

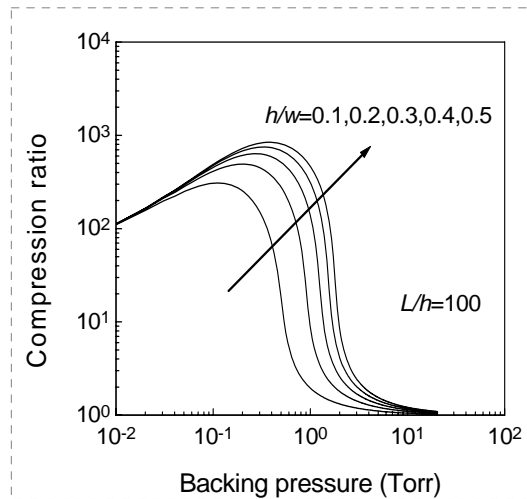


Fig. 10 Compression ratio vs. backing pressure

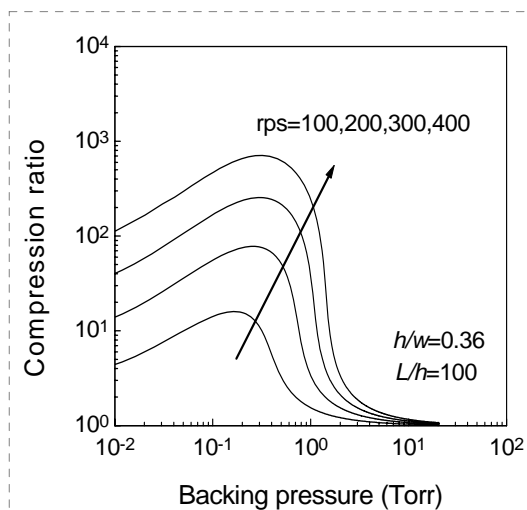


Fig. 11 Compression ratio vs. backing pressure

본 연구에서는 사각채널의 기하학적인 변수 및 로터의 회전수 변화에 따른 헬리컬 드래그펌프의 압축특성을 파악하였으며, 계산결과를 Figs. 9~13에 나타내었다. 여기서 로터의 직경은 168.6mm로 일정하게 하였다.

Fig. 9는 $rps=400$, $h/w=0.36$, $\alpha=15^\circ$ 일 때 후단압력에 따른 압축비의 변화를 $L/h=50, 100, 150, 200$ 에 대하여 각각 나타낸 것이다. Helmer와 Levi⁽¹¹⁾는 원판형 드래그펌프인 경우 로터와 스테이터의 간극부분인 stripper에서의 기체누설로 인해 채널의 길이가 증가하더라도 최대압축비는 더 이상 증가하지 않고 후단압력만이 증가함을 밝혔다. 그러나 본 연구에서 해석한 헬리컬 채널을 가진 드래그펌프인 경우에는 채널길이가 증가할수록 후단압력과 압축비가 동시에 증가한다는 것을 Fig. 9에서 알 수 있다. 또한 후단압력이 낮아질수록 압축비는 계속 상승하다가 어느 압력 이후부터는 다시 감소함을 볼 수 있다. 이러한 현상은 Fig. 4에서 관찰된 천이영역에서의 최소 컨덕턴스값(Knudsen minimum)에 기인된 것이라 설명할 수 있다.⁽¹¹⁾

회전수 $rps=400$, $L/h=100$, $\alpha=15^\circ$ 일 때 후단압력에 따른 압축비의 변화를 채널의 종횡비(h/w)에 대하여 Fig. 10에 나타내었다. 채널의 종횡비가 증가할수록 최대압축비와 후단압력이 모두 상승함을 알 수 있다. 또한 종횡비가 증가할수록 후단압력의 상승비율은 점차 감소함을 알 수 있다.

채널의 종횡비 $h/w=0.36$, $L/h=100$, $\alpha=15^\circ$ 일 때 후단압력에 따른 압축비의 변화를 로터의 회전수에 대하여 Fig. 11에 나타내었다. 채널길이에 따른 압축비의 변화를 나타낸 Fig. 9와 유사하게 회전수가 증가할수록 후단압력과 압축비가 동시에 증가한다는 것을 알 수 있다.

회전수 $rps=400$, $\alpha=15^\circ$ 일 때 후단압력에 따른 압축비의 변화를 로터와 스테이터의 간극 δ 에 대하여 Fig. 12에 나타내었다. 단, $h-\delta$ 의 값은 4mm로 일정하게 하였다. 여기서 간극변화에 따른 후단압력의 변화는 극히 작음을 알 수 있으며, 최대압축비는 간극이 증가할수록 점차 작아짐을 확인할 수 있다.

회전수 $rps=400$, $h/w=0.36$ 일 때 후단압력에 따른 압축비의 변화를 헬리컬 채널의 경사각 α 에

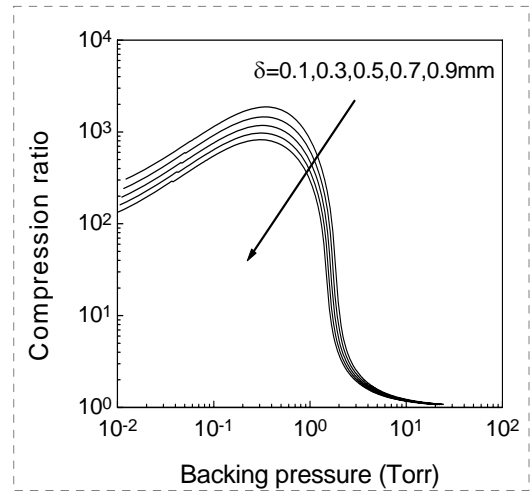


Fig. 12 Compression ratio vs. backing pressure

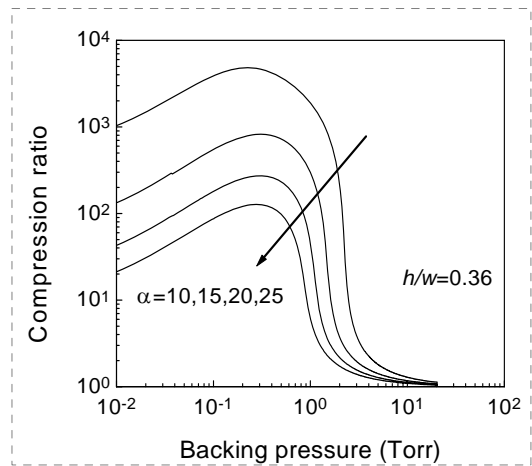


Fig. 13 Compression ratio vs. backing pressure

대하여 Fig. 13에 나타내었다. 경사각이 증가할수록 후단압력과 압축비가 동시에 감소한다는 것을 알 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 헬리컬 드래그펌프를 대상으로 확산방정식을 이용하여 헬리컬 채널의 기하학적 형상에 따른 성능해석을 수행하였다. 연구결과를 기존의 이론 및 실험결과와 상호 비교하였으며, 본 연구에 이용한 확산방정식은 매우 타당한 해석결과를 제공함을 알 수 있었다.

또한, Helmer와 Levi⁽¹¹⁾의 원판형 드래그펌프인 경우와는 다르게 채널의 길이가 증가할수록 후단압력과 압축비가 동시에 증가한다는 것을 알 수 있었다.

후 기

이 논문은 2007년도 정부(과학기술부)의 재원으로 한국과학재단의 지원을 받아 수행된 연구임 (No. R01-2007-000-11521-0).

참고문헌

- (1) Hucknall, D. J., 1991, *Vacuum Technology and Applications*, Butterworth-Heinemann.
- (2) Hablanian, M. H., 1990, *High-Vacuum Technology*, Marcel-Dekker Inc.
- (3) Nanbu, K., Kubota, H., Igarashi, S., Urano, C. and Enosawa, H., 1991, "Performance of Spiral Grooves on a Rotor of Turbo-molecular Pump," *Trans. JSME*, Vol. 57, No. 533, pp. 172~177.
- (4) Ba, D. C., Yang, N. H., Wang, X. D., Pang, S. J. and Zhu, Y., 1990, "The Helical Channel Pumping Mechanism of Compound Molecular Pumps," *Vacuum*, Vol. 41, No. 7~9, pp. 2067-2069.
- (5) Panos, C. N., Antoniou, A. G. and Vala-montes, S. E., 1994, "The Helicoid Multi-Groove Vacuum Pump in Both Viscous and Molecular States," *Vacuum*, Vol. 45, No. 8, pp. 841~847.
- (6) Sawada, T., 1976, "Rarefied Gas Flow in a Rectangular Groove Facing a Moving Wall," *Sci. Papers of the Institute of Physica and Chemical Research*, Vol. 70, No. 4, pp. 9~86.
- (7) Sawada, T., 1979, "Vacuum Sealing with a Spiral Grooved Gas Dynamic Seal," *Bull. JSME*, Vol. 22, No. 169, pp. 974~981.
- (8) Sawada, T. and Nakamura, M., 1986, "Spiral Grooved Visco-Vacuum Pump," *Bull. JSME*, Vol. 29, No. 252, pp. 1770~1774.
- (9) Sawada, T. and Nakamura, M., 1990, "Spiral Grooved Visco-Vacuum Pumps with Various Groove Shapes," *Vacuum*, Vol. 41, No. 7~9, pp. 1833~1836.
- (10) Sawada, T., 1993, "Improvement in the Performance of Spiral Grooved Visco-Vacuum Pumps in the Coarse Vacuum Region," *Vacuum*, Vol. 44, No. 5~7, pp. 689~692.
- (11) Helmer, J. C. and Levi, G., 1995, "Transition Gas Flow in Drag Pumps and Capillary Leaks," *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol. 13, No. 5, pp. 2592~2599.
- (12) Heo, J. S., 1999, "A Study on the Molecular Transition Flows in the Rotating Flow Fields", Ph.D. Thesis, School of Mechanical Engineering, Sungkyunkwan University.
- (13) Roth, A., 1990, *Vacuum Technology*, Elsevier Science.
- (14) Bird, G. A., 1994, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon Press, Oxford.
- (15) Van Atta C. M., 1965, *Vacuum Science and Engineering*, McGraw-Hill.