

엇갈린 배열의 돌출물들이 존재하는 마이크로채널 내의 스톱스 유동

손 정 수, 정 재 택*

전남대학교 기계공학부

STOKES FLOW THROUGH A MICROCHANNEL WITH PROTUBERANCES OF STAGGERED ARRANGEMENT

Jeong Su Son and Jae-Tack Jeong*

School of Mechanical Engineering, Chonnam National Univ.

In this study, the Stokes flow in the microchannel is analysed where the semicircular protuberances with constant spacing are attached on the upper and lower walls with staggered arrangement. For the low Reynolds number flow in microchannel, Stokes approximation is used and the periodicity and symmetry of the flow are considered to determine the stream function and pressure distribution in the flow field by using the method of least squared error. As results, the streamline patterns and pressure distributions in the flow field are shown for some specific values of the size and spacing of the protuberances, and shear stress distributions on the surface of semicircular protuberances are plotted. Especially, for an important physical property, the average pressure gradient along the microchannel is obtained and compared with that for the case of in-phase arrangement of the upper and lower protuberances. And, for the small clearance between the protuberances of upper and lower walls or between the protuberances and the opposite wall, the average pressure gradient is derived from the lubrication theory and compared with that of the present study.

Key Words : 마이크로채널(microchannel), 돌출물(protuberance), 주기 유동(periodic flow), 스톱스 유동(Stokes flow), 윤활 이론(lubrication theory), 2차원 유동(two-dimensional flow)

1. 서 론

LNG 플랜트에서의 마이크로 열교환기, 작은 위성의 경로 조절을 위한 마이크로 노즐장치, 관절액이나 혈액의 유동 및 마이크로로봇 장치 등 마이크로유동 해석에 대한 연구가 많이 진행되고 있다[1-3].

Wang[4,5]은 긴 원형 튜브가 주기적으로 존재하는 채널 내의 유동을 고려하여 튜브에 의해 초래되는 유동감소 현상을 연구하였고, 채널 벽면에 여러 개의 상하 대칭인 핀과 엇갈린 핀이 각각 주기적으로 부착된 경우에 대해서 유동을 해석하였다. Inasawa et al.[6]은 상류와 하류에서의 마이크로채널의 높낮이가 상하 비대칭인 경우에 대하여 유동을 반 해석적 방

법과 수치해석, 그리고 실험적인 방법으로 해석을 하였으며, Pozrikidis[7]는 투과성이 있는 원형 튜브를 통과하는 스톱스 유동을 혈관을 통과하는 혈류의 모델로 가정을 하여 표면전단응력의 변화를 조사하였다. Davis[8]는 경계 특이법(boundary singularity method)을 이용하여 채널 벽면에 돌출물이 주기적인 배열로 부착되어 있는 경우 2차원 크리핑 유동을 해석하였다. Meftah and Mossa[9]는 사각 배열로 존재하는 실린더를 통과하는 채널 유동의 특성을 예측하였으며, Kirsh[10]는 Stokes-Brinkman 방정식을 이용하여 다공성 쉘(shell)이 존재하는 실린더를 통과하는 유동을 해석하였다. Jeong[11]은 채널 내부에 상하 대칭으로 슬릿이 있는 경우에 스톱스 유동을 이론적으로 해석하였다. Jeong and Yoon[12], Jeong and Jang[13]은 마이크로채널 내부에 원형 실린더 주위의 이차원 스톱스 유동을, Son and Jeong[14]은 마이크로채널 내부에 반원형 돌출물이 동일간격으로 부착되어 있는 경우에 대한 스톱스 유동을 해석하였다.

본 논문에서는, 마이크로채널 내부의 2차원 Poiseuille 유동

Received: November 6, 2015, Revised: November 16, 2015,
Accepted: November 17, 2015.

* Corresponding author, E-mail: jtjeong@chonnam.ac.kr

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/ksfce.2015.20.4.109>

© KSCFE 2015

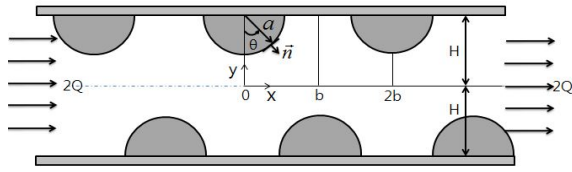


Fig. 1 The shape of the microchannel

(Poiseuille flow)에서 채널 벽면에 반원 형상의 돌출물들이 었 갈린 배열로 부착되었을 때의 영향에 대해 해석하고자 한다.

2. 문제 설명 및 수학적 전개

2.1 해석 모델 및 유동함수

Fig. 1처럼 마이크로채널 벽면에 반원형 돌출물이 부착되어 있는 2차원 채널 내부에 유량 $2Q$ 의 정상 점성유동이 통과하고 있다. 마이크로채널의 높이는 $2H$ 이고, 채널 벽면에 부착된 반원형 돌출물의 반경은 a , 돌출물들 사이의 간격은 $2b$ 이다. 무차원화를 위하여 간단히 $H=1, Q=1$ 로 놓으면, 채널 내의 유동이 막히지 않고 흐르기 위한 조건은 $0 < a < \min(2, \sqrt{b^2+4}/2)$ 이다. Fig. 2에 이러한 a, b 의 범위를 나타내었다. 그 중 영역 I ($0 < a < \min(2, \sqrt{b^2+4}/2, b)$))은 Fig. 1처럼 인접한 반원형 돌출물들이 겹치지 않는 경우에 해당되며, 영역 II ($b < a < \sqrt{b^2+4}/2$)는 인접한 돌출물들이 서로 겹쳐서 채널 벽면 전체가 돌출물들로 덮여 있는 경우에 해당된다. 회색 영역은 채널이 막혀 유동이 흐를 수 없는 경우이며 해석대상에서 제외된다.

Reynolds 수가 매우 작은 점성유동을 고려하면, 유동의 지배방정식은 연속방정식과 Navier-Stokes 방정식[15]에서 관성항을 무시한 Stokes 방정식으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla p = \mu \nabla^2 \vec{v} \tag{2}$$

여기서, 속도 \vec{v} 는 $\vec{v} = (u, v)$ 로 표현되며, 해석의 편의상 유동함수 ψ 를 도입하는데 유동함수는 속도와 다음과 같은 관계에 있다.

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{3}$$

식 (3)을 식 (2)에 대입하고, p 를 소거하면 유동함수는 다

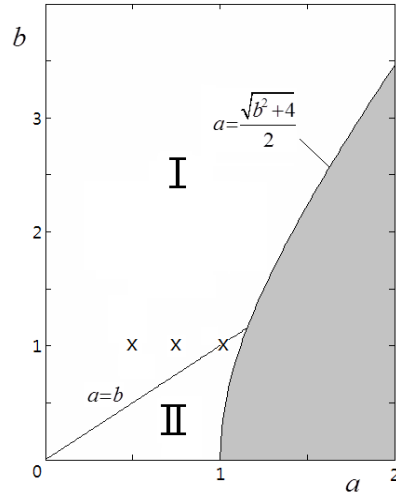


Fig. 2 The range of a and b used in the analysis

음과 같은 biharmonic equation을 만족하게 된다.

$$\nabla^4 \psi = \nabla^2(\nabla^2 \psi) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^2 \psi = 0 \tag{4}$$

돌출물들 사이의 간격이 $2b$ 이므로 유동 또한 x 방향으로 주기 $2b$ 인 주기유동이 된다. 따라서, 유동함수 $\psi(x, y)$ 를 x 에 대하여 주기가 $2b$ 인 Fourier 급수[16]로 전개할 수 있으며, $x=0$ 에서 대칭성을 고려하면 유동함수를 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$\psi(x, y) = A_0 + B_0 y + C_0 y^2 + D_0 y^3 + \sum_{n=1}^{\infty} F_n(y) \cos \frac{n\pi x}{b} \tag{5}$$

여기서, 해석 영역의 범위는 ($0 \leq x \leq b, -1 \leq y \leq 1$)로 해도 충분하다. $\lambda_n \equiv \frac{n\pi}{b}$ 로 두고 식 (5)를 식 (4)에 대입하면 다음과 같이 $F_n(y)$ 에 대한 상미분방정식이 얻어진다.

$$F_n^{(4)}(y) - 2\lambda_n^2 F_n''(y) + \lambda_n^4 F_n(y) = 0 \tag{6}$$

식 (6)의 해 $F_n(y)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$F_n(y) = A_n \cosh \lambda_n y + B_n \sinh \lambda_n y + C_n y \sinh \lambda_n y + D_n y \cosh \lambda_n y \tag{7}$$

유동함수 $\psi(x,y)$ 는 $(b/2,0)$ 에 대하여 점대칭이므로 다음의 조건을 만족한다.

$$\psi(x,y) = -\psi(b-x,-y) \tag{8}$$

점대칭조건 식 (8)을 식 (5)에 적용하면 $A_0 = C_0 = 0$ 을 얻을 수 있으며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F_n(y) = (-1)^{n+1}F_n(-y) \tag{9}$$

식 (7)을 식 (9)에 적용하면 n 이 홀수 ($n=1,3,5,\dots$)일 때 $B_n = D_n = 0$ 이고, n 이 짝수($n=2,4,6,\dots$)일 때 $A_n = C_n = 0$ 이 된다. 따라서 식 (5)에서 나타난 유동함수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \psi(x,y) = & B_0y + D_0y^3 \\ & + \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} (A_n \cosh \lambda_n y + C_n y \sinh \lambda_n y) \cos \lambda_n x \\ & + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{\infty} (B_n \sinh \lambda_n y + D_n y \cosh \lambda_n y) \cos \lambda_n x \end{aligned} \tag{10}$$

여기서, $B_0, D_0, A_{2n-1}, B_{2n}, C_{2n-1}, D_{2n}$ ($n=1,2,3,\dots$)은 경계조건으로부터 구해야 할 미지상수들이다.

2.2 경계조건 및 수치계산

경계조건으로 마이크로채널 벽면과 돌출물의 표면에서의 점착조건(no-slip condition)을 적용한다. 유동함수가 $(b/2,0)$ 에

대해 점대칭을 이루고 있기 때문에 $y > 0$ 인 영역의 경계조건만 고려해도 충분하다.

i) 반원형 돌출물의 표면 ($x^2 + (y-1)^2 = a^2$)

$$\begin{aligned} \psi(x,y) = 1, \quad \frac{\partial \psi}{\partial n}(x,y) = 0 \\ \text{for } 0 \leq x \leq \min(a,b) \end{aligned} \tag{11a}$$

ii) 채널 벽면 ($y = 1$)

$$\begin{aligned} \psi(x,1) = 1, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y}(x,1) = 0 \\ \text{for } a \leq x \leq b \end{aligned} \tag{11b}$$

식 (10)의 유동함수식에 경계조건식 (11a,b)를 적용하면 무한급수의 형태로 미지상수들에 대한 방정식이 나타나는데, 이를 $n=1$ 부터 N 까지의 유한한 식으로 절단(truncation)하여 유한급수로 나타내면 식 (12)와 같은 선형방정식들이 얻어진다.

경계조건식 (12)에는 $(4N+2)$ 개의 미지상수 $B_0, D_0, A_{2n-1}, B_{2n}, C_{2n-1}, D_{2n}$ ($n=1,2,\dots,N$)이 포함되어 있다. 미지상수들을 구하기 위하여 경계의 무한히 많은 점에 대하여 경계조건식 (12)를 적용할 수 있지만, 계산을 위하여 유한한 M 개의 점만을 취하면 $2M$ 개의 방정식이 도출된다. 여기서 $2M > 4N+2$ 의 조건으로 방정식 수와 미지수의 수를 취하고, 오차의 제곱을 최소화하는 방법(method of least error squared)[17]를 적용하여 $B_0, D_0, A_{2n-1}, B_{2n}, C_{2n-1}, D_{2n}$ ($n=1,2,\dots,N$)을 계산한다. 여기서 $N \geq 100$ 이면 수치 계산이 수렴하였다.

$$\begin{aligned} B_0y + D_0y^3 + \sum_{n=1,3,5,\dots}^{2N-1} (A_n \cosh \lambda_n y + C_n y \sinh \lambda_n y) \cos \lambda_n x + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{2N} (B_n \sinh \lambda_n y + D_n y \cosh \lambda_n y) \cos \lambda_n x = 1 \\ \text{for } x^2 + (y-1)^2 = a^2 \end{aligned} \tag{12a}$$

$$\begin{aligned} \left(\sum_{n=1,3,5,\dots}^{2N-1} \lambda_n (A_n \cosh \lambda_n y + C_n y \sinh \lambda_n y) \sinh \lambda_n x + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{2N} \lambda_n (B_n \sinh \lambda_n y + D_n y \cosh \lambda_n y) \sinh \lambda_n x \right) \times \cos \theta \\ + \left(B_0 + 3D_0y^2 + \sum_{n=1,3,5,\dots}^{2N-1} [\lambda_n A_n \sinh \lambda_n y + C_n (\sinh \lambda_n y + \lambda_n y \cosh \lambda_n y)] \cos \lambda_n x \right. \\ \left. + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{2N} [\lambda_n B_n \cosh \lambda_n y + D_n (\cosh \lambda_n y + \lambda_n y \sinh \lambda_n y)] \cos \lambda_n x \right) \times \sin \theta = 0 \\ \text{for } x^2 + (y-1)^2 = a^2 \end{aligned} \tag{12b}$$

$$B_0 + D_0 + \sum_{n=1,3,5,\dots}^{2N-1} (A_n \cosh \lambda_n + C_n \sinh \lambda_n) \cos \lambda_n x + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{2N} (B_n \sinh \lambda_n + D_n \cosh \lambda_n) \cos \lambda_n x = 1 \quad \text{for } a \leq x \leq b \tag{12c}$$

$$\begin{aligned} B_0 + 3D_0 + \sum_{n=1,3,5,\dots}^{2N-1} [\lambda_n A_n \sinh \lambda_n + C_n (\sinh \lambda_n + \lambda_n \cosh \lambda_n)] \cos \lambda_n x + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{2N} [\lambda_n B_n \cosh \lambda_n + D_n (\cosh \lambda_n + \lambda_n \sinh \lambda_n)] \cos \lambda_n x = 0 \\ \text{for } a \leq x \leq b \end{aligned} \tag{12d}$$

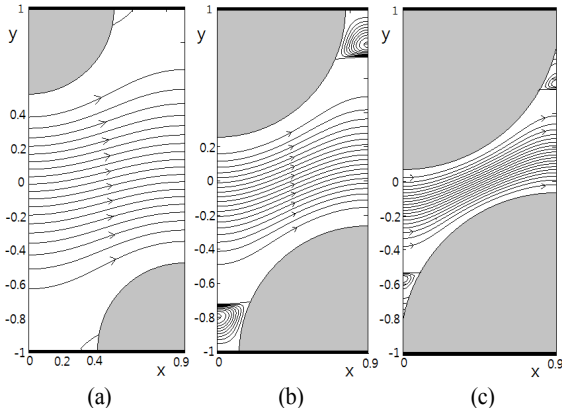


Fig. 3 Streamline pattern for $b = 0.9$, (a) $a = 0.5$, (b) $a = 0.75$, (c) $a = 0.92$ ($\Delta\psi = 0.1$ in main stream and $\Delta\psi = 0.002$ in viscous eddies)

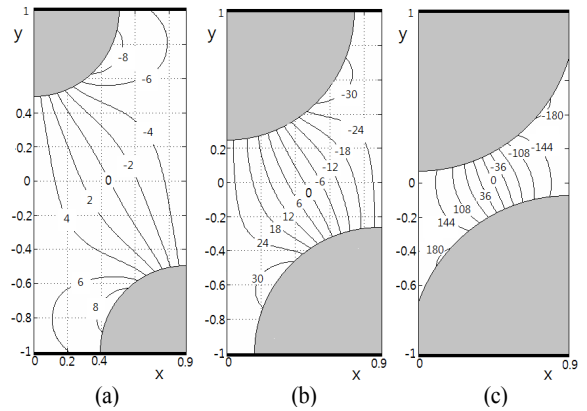


Fig. 4 The pressure distribution for $b = 0.9$, (a) $a = 0.5$, (b) $a = 0.75$, (c) $a = 0.92$

3. 결 과

3.1 유선의 형태

경계조건식 (12a,b,c,d)로부터 얻어진 선형방정식을 통해 $B_0, D_0, A_{2n-1}, B_{2n}, C_{2n-1}, D_{2n}$ ($n = 1, 2, \dots, N$)이 구해지면 유동함수식 (10)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \psi(x, y) = & B_0 y + D_0 y^3 \\ & + \sum_{n=1, 2, 3, \dots}^{2N-1} (A_n \cosh \lambda_n y + C_n y \sinh \lambda_n y) \cos \lambda_n x \quad (13) \\ & + \sum_{n=2, 4, 6, \dots}^{2N} (B_n \sinh \lambda_n y + D_n y \cosh \lambda_n y) \cos \lambda_n x \end{aligned}$$

Fig 2의 해석가능 범위 내의 a, b 값에 대하여 유동함수식 (13)을 계산하면 유선을 도식할 수 있다. 유동의 주기성과 대칭성을 고려하면, 전체 유동장 중 ($0 \leq x \leq b, -1 \leq y \leq 1$)인 영역 내의 유선만 표시하여도 충분하다. 참고로 돌출물이 없는 경우($a=0$)에는 $B_0 = 1.5, D_0 = -0.5$ 이 되고, $A_{2n-1} = B_{2n} = C_{2n-1} = D_{2n} = 0$ ($n = 1, 2, \dots, N$)이 되는데, 이는 매끈한 벽면의 마이크로채널을 통과하는 Poiseuille 유동에 해당된다.

Fig 3는 $b = 0.9$ 일 때 a 의 값이 변화하여 채널 유동장의 형상이 변화함에 따른 유선 형태의 변화를 보여 준다(Fig. 2에서 X 표시된 부분). Fig 3(a),(b)는 $a < b$ 인 영역(Fig. 2에서 I 영역)에서의 유선을 보여준다. 마이크로채널 벽면과 돌출물의 코너 부근 사이마다 점성 에디(viscous eddy)[18]가 발생함을 확인할 수 있으며(Fig. 3(a)), 인접한 두 점성 에디는 돌출물의 반경 a 가 커짐에 따라 서로 가까워지고 결국 합쳐짐을

알 수 있다(Fig. 3(b)). Fig. 3(c)는 $a = 0.92, b = 0.9$ 인 $a > b$ 인 경우(Fig. 2에서 영역II의 범위)를 나타내며, 인접한 돌출물 사이의 코너 부근에서 에디가 발생함을 확인할 수 있다.

3.2 압력 및 전단응력 분포

압력분포는 식 (2), (3) 그리고 식 (13)을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{p(x, y)}{2\mu} = & 3D_0 \left(x - \frac{b}{2} \right) \\ & + \sum_{n=1, 3, 5}^{2N-1} (\lambda_n C_n \sinh \lambda_n y \sin \lambda_n x) \quad (14) \\ & + \sum_{n=2, 4, 6}^{2N} (\lambda_n D_n \cosh \lambda_n y \sin \lambda_n x). \end{aligned}$$

여기서, 압력은 유동의 점대칭 점 ($b/2, 0$)에서의 압력을 기준압력으로 설정하였는데 ($p(b/2, 0) = 0$), 압력도 유동함수와 마찬가지로 점 ($b/2, 0$)을 중심으로 점대칭이 된다. 또한, $x = 0$ 과 $x = b$ 인 선을 따라서는 각각 압력이 일정하며, x 가 증가함에 따라 $y = 0$ 의 중앙선을 따른 압력 값은 단조 감소한다.

Fig. 4에 $b = 0.9$ 일 때 몇 가지 a 값들(Fig. 2에서 X표시된 부분)에 대한 압력분포를 등압곡선으로 나타내었다.

식 (14)로부터 $\Delta p \equiv p(0, 0) - p(b, 0) = -6\mu b D_0$ 이 되는데 여기서 마이크로채널의 단위길이 당 압력강하(또는 평균 압력강하율)를 구할 수 있다.

$$\frac{\Delta p}{\mu b} = -6D_0 \quad (15)$$

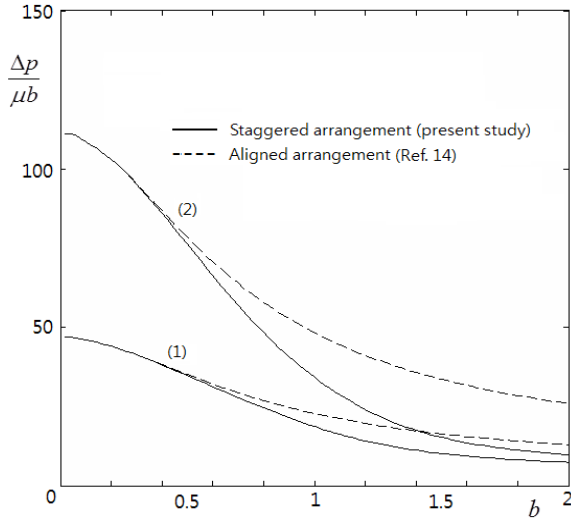


Fig. 5 The comparison of the pressure drop per unit length of microchannel between in this study and in-phase arrangement[14] for (1) $a = 0.6$, (2) $a = 0.7$

Fig. 5는 채널의 상하 벽면에 부착된 돌출물들이 엇갈린 배열일 때와 동일 위상의 배열일 때의 압력강하율 $\Delta p/\mu b$ 를 b 의 변화에 따라 비교하여 나타내고 있다. Fig. 5로부터 마이크로채널의 단위길이 당 압력강하는 상하 돌출물들이 동일한 위상인 경우[14]가 엇갈린 배열의 경우보다 크게 됨을 알 수 있다. $b \rightarrow 0$ 일 때, 두 경우 모두 마이크로채널의 높이는 $2(1-a)$ 로 작아지며 이에 해당하는 평균 압력강하율은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\Delta p}{\mu b} \rightarrow \frac{3}{(1-a)^3} \quad (16)$$

Fig. 5를 보면, $b \rightarrow 0$ 일 때, 두 가지 돌출물 배열에 대한 $\Delta p/\mu b$ 값은 서로 가까워지며 결국 식 (16)으로 수렴함을 알 수 있다.

a, b 의 변화에 따라 유로가 매우 좁아지는 경우가 있는데, 상하 돌출물끼리 근접하는 경우와 돌출물과 반대편 벽면이 근접하는 경우가 있다. $a \rightarrow \sqrt{b^2 + 4}/2$ 인 경우에 상하 돌출물들이 서로 근접하게 되는데, 이 경우 돌출물들 사이의 틈새 간격 d_1 은 $d_1 = \sqrt{b^2 + 4} - 2a$ 가 된다. $a \rightarrow 2$ 의 경우는 돌출물과 반대편 벽면이 근접하는 경우로서 그 틈새 간격 d_2 는 $d_2 = 2 - a$ 이다. 이러한 좁은 틈새를 갖는 유로에 대해서 윤희이론[19]을 적용하여 평균 압력강하율을 구하면 다음과 같다.

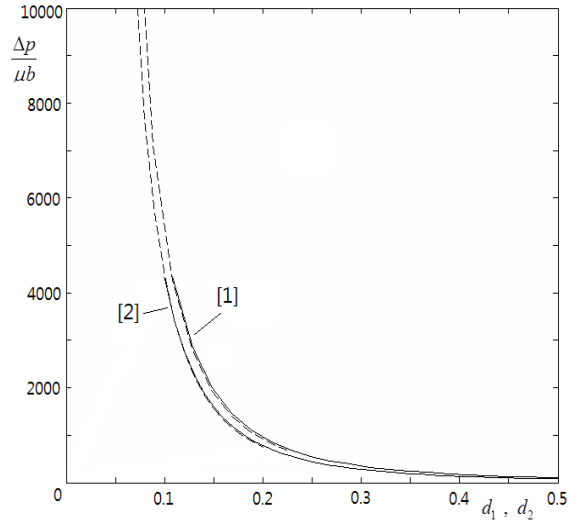


Fig. 6 The average pressure gradient along the length of the microchannel for [1] $d_1 \rightarrow 0, b = 2$, and [2] $d_2 \rightarrow 0, b = 4$. Dashed lines are from eq. (17) of the lubrication theory and full lines are from eq. (15) of this study (15)

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\mu b} &\rightarrow \frac{9\pi\sqrt{a}}{b(\sqrt{b^2+4}-2a)^{5/2}} + \frac{9\pi\sqrt{2a}}{b(2-a)^{5/2}} \\ &= \frac{9\pi\sqrt{a}}{b}(d_1^{-5/2} + \sqrt{2}d_2^{-5/2}) \end{aligned} \quad (17)$$

틈새의 크기 $d_1, d_2 \rightarrow 0$ 이 되면 평균 압력강하율 $\Delta p/\mu b$ 는 급격하게 증가하게 된다. Fig. 6는 윤희이론과 본 연구의 압력강하율의 계산결과를 보여준다. 실선은 본 연구의 결과를, 쇠선은 윤희이론의 결과를 나타낸다. 여기서, $d_1, d_2 \approx 0.08$ 일 때, 본 연구의 결과와 윤희이론의 오차는 1% 미만으로 나타나지만, $d_1, d_2 < 0.08$ 이면 오히려 오차가 더 크게 나타났다. 따라서, $d_1, d_2 \geq 0.08$ 의 경우에는 본 연구에 의한 결과식 (15)를 적용하고, 매우 좁은 유로($d_1, d_2 < 0.08$)의 경우에는 윤희이론에 의한 결과식 (17)을 적용하는 것이 바람직하다.

반원형 돌출물 표면에서의 전단응력은 Fig. 1에 표시한 좌표를 사용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau_{r,\theta} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right)_{r=a} = -\mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)_{r=a} \quad (18)$$

Fig. 7에 반원형 돌출물의 반주기가 $b = 1$ 이고 반경이 $a = 0.7, 0.8, 0.9$ 인 경우에 대하여 표면 전단응력의 변화를

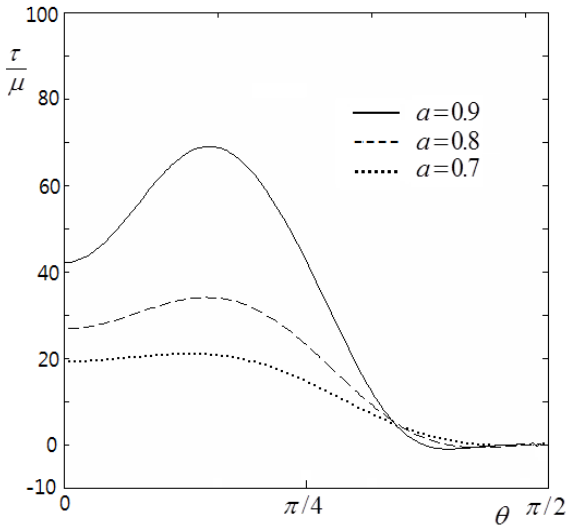


Fig. 7 The surface shear stress on a protuberance for $a = 0.7$, $a = 0.8$, $a = 0.9$ with $b = 1$

나타내었다. $\theta \approx 27^\circ$ 근방에서 전단응력 값이 최대가 되는데, 이것은 이 부분의 유동에서 유로가 가장 좁아지기 때문이다. 이 최대 값은 반경 a 에 따라 증가함을 보이고 있다. 특히, 전단응력이 $\theta = \pi/2$ 근방에서 음(-)의 값으로 부호가 바뀌는데, 이는 채널 벽과 돌출물 코너 부근에서 유동박리현상에 의한 점성에디가 발생하는 현상과 부합한다.

4. 결 론

본 연구에서는, 주기 $2b$ 를 갖는 반원형 돌출물(반경 a)들이 마이크로채널 양쪽 벽면에 엇갈린 배열로 부착되어 있는 경우 채널 내의 점성유동을 스톱스 유동으로 해석하였다.

해석의 결과로서, 몇 가지 a, b 값에 대하여 유동장 내의 유선과 압력분포를 도시하였다. 돌출물 뒤쪽 부근에서 유동박리와 함께 점성에디(viscous eddy)가 존재함을 알 수 있었고, a 가 커짐에 따라 인접한 점성에디들이 합쳐짐을 확인하였다. 또한, 돌출물의 크기 a 와 간격 b 에 따라 마이크로채널의 평균 압력강하율을 구하여 나타내었다. 모든 a 와 b 값에 대하여, 이 평균 압력강하율은 반원형 돌출물들이 동일한 위상으로 배열된 경우의 평균 압력강하율보다 작음을 확인하였다.

채널의 상하 벽면에 부착된 돌출물들 사이의 간격 ($d_1 = \sqrt{b^2 + 4 - 2a}$)이나 돌출물과 그 반대편 채널 벽면 사이의 간격($d_2 = 2 - a$)이 매우 작아지는 경우에는 매우 좁은 유로로 점성 유동이 통과하게 된다. 여기에 율이어론을 적용하여 마이크로채널 내의 평균 압력강하율을 계산한 결과와

본 연구의 결과를 비교하였을 때, $d_1, d_2 \sim 0.08$ 정도의 작은 간격에 대해서도 잘 일치함을 확인하였다. 또한, 유동장 내의 미약한 흐름인 점성에디가 명확히 나타나는 것은 본 연구에 의한 계산 결과의 정밀성을 충분히 입증하고 있다.

본 연구에서 다룬 마이크로채널 내의 유동해석 방법은, 열 전달 촉진을 위해 채널 벽면에 돌출물들이 존재하는 경우와 같이 마이크로채널 내부에 다양한 형상의 돌출물이 놓여 있는 경우의 유동이나 좁은 틈새면의 거칠기를 고려한 유체운할 등의 연구에 확장 적용할 수 있을 것이다.

후 기

이 논문은 2015학년도 전남대학교 학술연구비 지원에 의하여 연구되었음.

References

- [1] 2012, Nguyen, N.-T., *Micromixers Fundamentals Design and Fabrication, Second Ed., Elsevier, Waltham*, pp.321-342.
- [2] 2010, Berthier, J. and Silberzan, P., *Microfluidics for Biotechnology, Second Ed., Artech House, Norwood*, pp.17-72.
- [3] 2009, Sun, Z.-X., Li, Z.-Y., He, Y.-L. and Tao, W.-Q., "Coupled solid (FVM) - fluid (DSMC) simulation of micro-nozzle with unstructured-grid," *Micro-Nano fluids*, Vol.7, pp.621-631.
- [4] 2001, Wang, C.Y., "Flow in a Channel With Longitudinal Tubes," *J. Fluids Eng.-Trans. ASME*, Vol.123, pp.157-160.
- [5] 1997, Wang, C.Y., "Stokes Flow Through a Transversely Finned Channel," *J. Fluids Eng.-Trans. ASME*, Vol.119, pp.110-114.
- [6] 2014, Inasawa, A., Floryan, J.M. and Asai, M., "Flow Recovery Downstream from a Surface Protuberance," *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, Vol.28, pp.427-447.
- [7] 2010, Pozrikidis, C., "Stokes Flow through a Permeable Tube," *Arch. Appl. Mech.*, Vol.80, pp.323-333.
- [8] 1993, Davis, A.M.J., "Periodic blocking in parallel shear or channel flow at low Reynolds number," *Phys. Fluids*, Vol.5, pp.800-809.
- [9] 2013, Meftah, M. B. and Mossa, M., "Prediction of Channel Flow Characteristics through Square Arrays of Emergent Cylinders," *Phys. Fluids*, Vol.25, 045102.
- [10] 2006, Kirsh, V.A., "Stokes flow in periodic systems of parallel cylinders with porous permeable shells," *Colloid. J.*,

- Vol.68, pp.173-181.
- [11] 2006, Jeong, J.-T., "Two dimensional Stokes flow through a slit in a microchannel with slip," *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol.75, No.9, 094401.
- [12] 2013, Jeong, J.-T. and Yoon, S.-H., "Two-Dimensional Stokes Flow around a Circular Cylinder in a Microchannel," *J. Mech. Sci. Technol.*, Vol.28, pp.573-579.
- [13] 2014, Jeong, J.-T. and Jang, C.-S., "Slow motion of a circular cylinder in a plane Poiseuille flow in a microchannel," *Phys. Fluids*, Vol.26, No.12, 123104.
- [14] 2015, Son, J.S. and Jeong, J.-T., "Stokes flow through a microchannel with protuberances of constant spacing," *Trans. Korean Soc. Mech. Eng. B*, Vol.39, pp.335-341.
- [15] 2010, Cengel, Y.A. and Cimbala, J.M., *Fluid Mechanics Fundamentals and Applications*, McGraw-Hill, New York, pp.419-475.
- [16] 2011, Kreyszig, E., *Advanced Engineering Mathematics*, Wiley, Hoboken, pp.473-539.
- [17] 2012, Chapra, S.C., *Numerical Methods for Engineers*, McGraw-Hill, New York, pp.336-344.
- [18] 1964, Moffatt, H.K., "Viscous and Resistive Eddies near a Sharp Corner," *J. Fluid Mech.*, Vol.18, pp.1-18.
- [19] 2000, Day, R.F. and Stone, H.A., "Lubrication Analysis and Boundary Integral Simulations of a Viscous Micropump," *J. Fluid Mech.*, Vol.416, pp.197-216.