

# 사다리꼴 그루브를 갖는 미소 채널 내의 유동에서 기-액의 상호마찰의 영향

서 정 세\*

(2000년 10월 12일 접수, 2001년 10월 13일 심사완료)

## The Influence of Liquid-Vapor Interactions on Friction in Micro-Channel Flow with Trapezoidal Grooves

Jeong-Se Suh

**Key Words :** Friction(마찰), Micro-Channel(미소채널), Liquid(액체), Vapor(기체), Trapezoidal Groove(사다리꼴 그루브)

### Abstract

The flow of liquid and vapor is investigated in trapezoidal grooves. The effect of variable shear stress along the interface of the liquid and vapor is studied for both co-current and counter-current flows. Velocity contours and results for the friction are obtained for both trapezoidal grooves. An approximate relation that was previously utilized for the friction for the liquid was modified to obtain accurate agreement with the results for trapezoidal grooves.

### 기호설명

$A$	: 단면적 [m <sup>2</sup> ]
$D_h$	: 수력직경 [m], $4A/P_{wet}$
$f$	: 마찰계수
$H$	: 채널높이 [m]
$h$	: 그루브높이 [m]
$L$	: 채널의 절반길이 [m]
$\ell$	: 상경계 길이 [m]
$P_{wet}$	: 젖수주위 [m]
$W$	: 그루브 넓이 [m]
$w$	: 길이방향 속도 [m/s]
$\alpha$	: 접수각
$\phi$	: 그루브 각도

각장비들의 개발에 대한 연구가 최근에 들어 상당히 이루어지고 있다. 고집적 칩(chip) 등에서 발생하는 열을 보다 많이 전달해야 하는 요구에 부응하기 위한 장치로서 마이크로 히트파이프 및 마이크로 CPL 등의 개발이 활발히 이루어지고 있으며, 이러한 장치의 증발부에 사용되는 미소채널에서의 유동 및 열전달에 대한 연구가 꾸준히 이루어져 왔다. 특히, 그루브를 가지고 있는 미소채널 내에서 기체와 액체가 상존하여 유동함으로써 열전달 특성이 매우 복잡하게 나타나며, 보다 정확한 현상을 파악하는 것이 중요하다. 따라서, 그루브내 열전달 문제를 명확히 파악하기 위해서는 먼저, 그루브내의 기체와 액체의 유동현상을 정확히 파악하여야 한다. 채널내 기체와 액체의 상이한 속도로 인한 경계면에서의 전단응력의 영향으로 기존의 경계면에서의 전단응력변화를 무시하여 얻어진 마찰저항과 다르게 나타남으로써 그루브내의 열전달 현상이 달라질 것으로 예상된다. 따라서, 그루브내 경계면에서 기체와 액체의 상호작용으로 인한 전단응력의 변화를 고려한 기체와 액체유로 내의 다차원적 현상을 얻음으로써, 보다 정확한 미소 증발부를 설계할 수 있는 기반을 제시해 줄 것으로 생각된다. 이러한 문제에 대해 초기에 Ayyaswamy 등<sup>(1)</sup>은 사다리꼴 그루브에서의 모세관 유동(capillary flow)에 대한 연구를 하였으며, 계면

### 1. 서론

전자장비의 고집적화가 가속화되면서, 열전달의 촉진과 정밀한 열제어를 이루기 위한 미소 냉

\* 회원, 경상대학교 수송기계공학과  
E-mail : jssuh@nongae.gsnu.ac.kr  
TEL : (055)751-5312 FAX : (055) 757-5622

에서 전단응력을 고려하지 않은 2 차원 정상상태 층류유동을 Galerkin 방법을 사용하여 결과를 얻었다. Xu 와 Carey<sup>(2)</sup>는 Ayyaswamy 등<sup>(1)</sup>의 결과를 이용하여 미소 그루브내 열전달 문제를 해석하였다. 한편, 미소 그루브내에서 기-액 상호작용의 영향이 연구되어 왔으며, 일부 연구에서는 기-액 경계면의 전단응력이 균일하다고 하였다.<sup>(3-7)</sup> Ma 등<sup>(8)</sup>은 액상의 속도가 상경계면을 따라 일정하다고 가정함으로써 불균일한 상경계면의 전단응력을 고려하였다. Khurstalev 와 Faghri<sup>(9)</sup>는 사각형 그루브내의 유동에서 기체와 액체의 상호작용의 영향을 연구하였으며, 기-액 상경계면을 따라 전단응력의 국소변화를 고려하였다. 본 연구에서는 상경계면에서 전단응력의 국소변화를 고려하여 사다리꼴 그루브내 기-액 유동을 연구하고자 한다. 기체와 액체의 속도의 비가 액체영역의 마찰에 미치는 영향에 대해 연구하고자 하며, 액체와 기체의 평행류 및 대향류에 대해서도 연구하고자 한다.

2. 해 석

사다리꼴 그루브내에 완전히 발달된 층류 모세관 유동의 비압축성 Newtonian 유체를 Fig. 1 에서와 같이 고려하여 보고자 한다. 상경계면에서 액체의 속도가 기체와 액체사이의 속도의 세기와 상호 흐름방향에 상당히 영향을 받을 것이며, 이를 고려한 대향류 및 평행류에 대해 연구하고자 한다. 본 연구의 해석과정은 Khurstalev 와 Faghri<sup>(9)</sup>의 방법을 이용하고자 한다. Cartesian 좌표계를 이용하여 Fig. 1 에서와 같이 유동의 방향이 z 축과 일치하도록 한다.<sup>(1,6,7)</sup> 유동을 완전히 발달된 것으로 가정함으로써,

$$\frac{\partial w_l}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w_v}{\partial z} = 0 \tag{1}$$

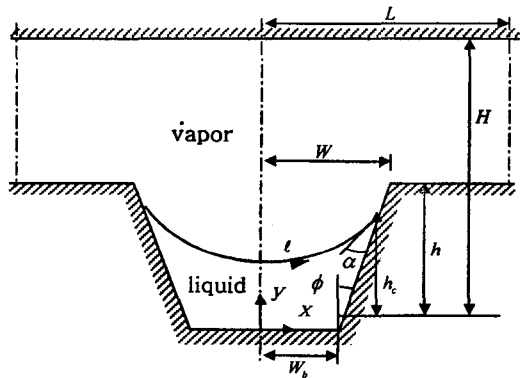


Fig. 1 Geometries and coordinate system in trapezoidal groove

여기서  $w_l$  와  $w_v$  는 각각 측방향 액체와 기체의 속도이다. 운동량 보존식은

$$\frac{\partial^2 w_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_l}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu_l} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_l, \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 w_v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_v}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu_v} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_v \tag{3}$$

로 간략화 된다. 액체영역에서의 경계조건은

$$w_l = 0 \quad (\text{그루브 표면}), \tag{4}$$

$$\left( \mu_l \frac{\partial w_l}{\partial n} \right) = \pm \left( \mu_v \frac{\partial w_v}{\partial n} \right) \quad (\text{상경계면}), \tag{5}$$

$$\frac{\partial w_l}{\partial x} = 0 \quad (x=0) \tag{6}$$

식 (5)에서 양의 부호는 액체와 기체가 평행류인 경우를, 음의 부호는 대향류를 각각 나타낸다. 기체영역에서의 경계조건은

$$w_v = 0 \quad (\text{채널과 그루브 표면}) \tag{7}$$

$$\frac{\partial w_v}{\partial x} = 0 \quad (x=0 \text{ 와 } L) \tag{8}$$

이다. 기체의 비체적이 액체에 비해 수백이상 크기 때문에 기체의 최대속도가 상경계면의 액체의 속도보다 상당히 크다. 따라서, 상경계면에서의 액체의 속도는 거의 정지되어 있다고 볼 수 있으며 (Longtin 등<sup>(3)</sup>)

$$w_v = 0 \quad (\text{상경계면에서}) \tag{9}$$

속도와 길이가 각각  $h^2(-\partial p/\partial z)/\mu$  와  $h$  에 의해 무차원화되면, 무차원 변수는

$$x^* = \frac{x}{h}, \quad y^* = \frac{y}{h}, \tag{10a}$$

$$w_l^* = \frac{w_l}{h^2(-\partial p/\partial z)_l/\mu_l}, \tag{10b}$$

$$w_v^* = \frac{w_v}{h^2(-\partial p/\partial z)_v/\mu_v} \tag{10c}$$

이다.

액체영역에서 운동량보존과 경계조건에 대한 무차원식은

$$\frac{\partial^2 w_l^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 w_l^*}{\partial y^{*2}} = -1 \quad (11)$$

$$w_l^* = 0 \quad (\text{그루브 표면}) \quad (12)$$

$$\frac{\partial w_l^*}{\partial n^*} = \pm \frac{\partial w_v^*}{\partial n^*} \left( \frac{\bar{w}_l^*}{\bar{w}_v^*} \right) \left( \frac{\mu_v \bar{w}_v}{\mu_l \bar{w}_l} \right) \quad (\text{상경계면}) \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{w}_l^*}{\partial x^*} = 0 \quad (x^* = 0), \quad (14)$$

여기서  $\bar{w}_l$  와  $\bar{w}_v$  는 각각 액체와 기체영역에서의 축방향 평균속도이다.

기체영역에서 운동량방정식에 대한 무차원식은

$$\frac{\partial^2 w_v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 w_v^*}{\partial y^{*2}} = -1 \quad (15)$$

이며, 무차원 경계조건은

$$w_v^* = 0 \quad (\text{채널과 그루브 표면}), \quad (16)$$

$$w_v^* = 0 \quad (\text{상경계면}), \quad (17)$$

$$\frac{\partial w_v^*}{\partial x^*} = 0 \quad (x^* = 0 \text{ 와 } L) \quad (18)$$

액체와 기체영역에서의 마찰계수는 다음의 관계식들(Ma 등<sup>(6)</sup>)로부터 얻어질 수 있다.

$$(f \cdot \text{Re})_l \equiv \left( \frac{-dp/dz}_l D_{h,l}}{2\rho_l \bar{w}_l^2} \right) \left( \frac{\rho \bar{w}_l D_{h,l}}{\mu_l} \right) \quad (19)$$

$$(f \cdot \text{Re})_v \equiv \left( \frac{-dp/dz}_v D_{h,v}}{2\rho_v \bar{w}_v^2} \right) \left( \frac{\rho \bar{w}_v D_{h,v}}{\mu_v} \right) \quad (20)$$

여기서  $D_h = 4A/P_{wet}$  는 수력직경이며,  $A$  와  $P_{wet}$  는 각각 단면적과 접촉주위를 나타낸다.

사다리꼴 그루브에 대해 그루브의 형상이

$$i) \phi < \frac{\pi}{2} \text{ 인 경우}$$

$$y^* = \begin{cases} 0, & (0 \leq x^* \leq W_b/h) \\ (x^* - W/h) \cot \phi, & (W_b/h \leq x^* \leq W/h) \\ 1, & (W/h \leq x^* \leq L/h) \end{cases} \quad (21)$$

$$ii) \phi = \frac{\pi}{2} \text{ 인 경우}$$

$$x^* = \frac{W_b}{h}, \quad (0 \leq y^* \leq 1) \quad (22)$$

로 정의된다(Thomas 등<sup>(7)</sup>). 상경계면의 곡률반경이 일정하다면, 상경계면의 형상을 나타내는 식은

$$i) \alpha + \phi < \frac{\pi}{2} \text{ 인 경우}$$

$$y^* = \frac{h_c}{h} + \left( \frac{W_b}{h} + \frac{h_c}{h} \tan \phi \right) \tan(\alpha + \phi) - \sqrt{\left( \frac{(W_b/h) + (h_c/h) \tan \phi}{\cos(\alpha + \phi)} \right)^2 - x^{*2}} \quad (23)$$

$$ii) \alpha + \phi = \frac{\pi}{2} \text{ 인 경우}$$

$$y^* = \frac{h_c}{h} \quad (24)$$

로 주어지며, 여기서  $W_b$  는 그루브의 넓이를,  $h_c$  는 메니스커스(meniscus)의 접수점의 높이를 나타낸다.<sup>(1,6,7)</sup>

### 3. 해석방법

지배방정식들은 액체와 기체영역에 대해 Karki 와 Patankar<sup>(11)</sup>의 방법을 이용하여 수치적으로 해석된다. 지배방정식은 먼저 곡선좌표계  $x = x(\xi, \eta)$  와  $y = y(\xi, \eta)$  로 변환된 후에 유한차분법<sup>(12)</sup>에 따라 이산화되며, 이렇게 이산화된 방정식은 Fig. 2 와 같이  $\xi$  방향 71 개와  $\eta$  방향 25 개로 구성된 불균일 격자계를 이용하여 풀어진다. 상경계면과 벽면근처에서는 격자계를 조밀히 배치하였으며, 속도에 대한 변화가 0.1% 이하일 때까지 반복계산을 하였다. 격자계를 142x50 로 하였을 때 계산결과가 0.01% 내에서 비슷하다. 본 연구의 계산 결과에 대한 검증을 위해 Ayyaswamy 등<sup>(1)</sup>과 Ma 등<sup>(6)</sup>에 의해 이루어진 문제에 대해 계산을

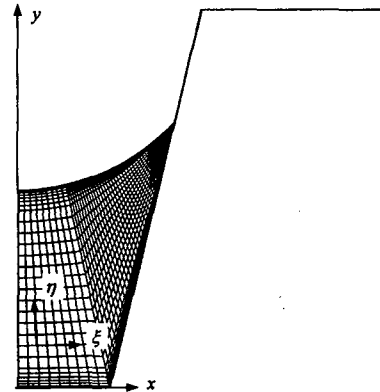
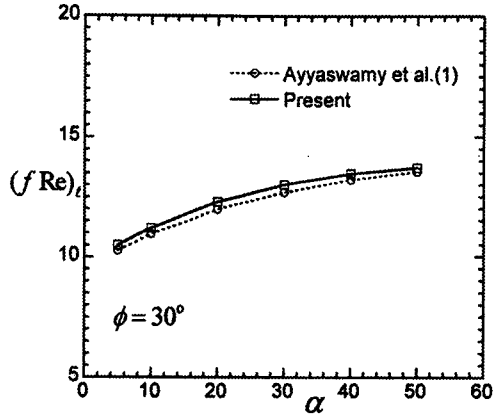
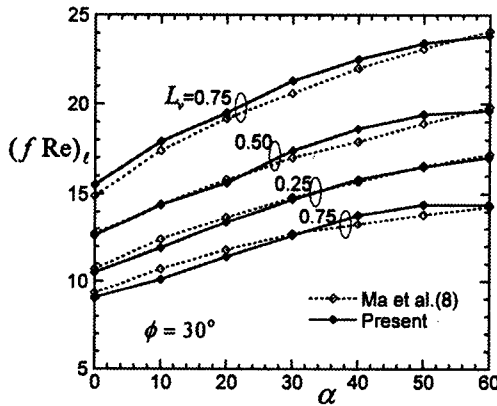


Fig. 2 Typical grid system for liquid region in the groove of micro channel



(a)



(b)

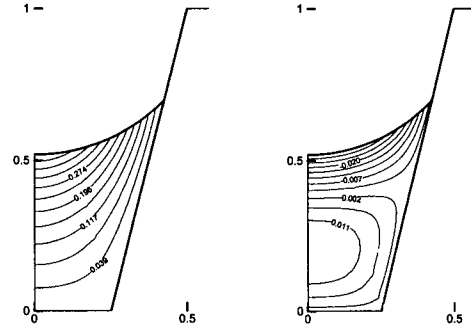
**Fig. 3** Friction factor with contact angle for groove angle of  $\phi=30^\circ$ . Comparisons with present study and results from: (a) Ref. (1); (b) Ref. (8)

하였으며, 얻어진 결과를 비교하여 Figs. 3(a,b)에 각각 나타내었다. 마찰계수에 대한 이들 연구의 결과와 상당히 잘 일치하고 있음을 확인하였다.

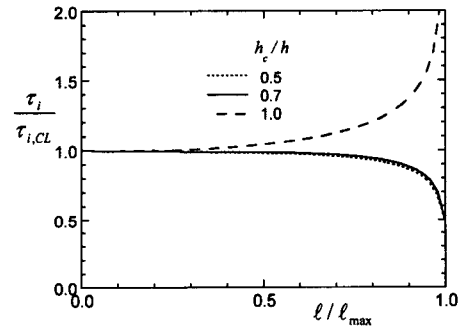
#### 4. 결과 및 토의

본 연구에서의 해석결과는 사다리꼴 그루브에 대해 얻어졌으며, 해석 변수들의 범위가  $0.5 \leq h_c/h \leq 1$ ,  $2 \leq H/h \leq 6$ ,  $0.3 \leq W/h \leq 0.7$ ,  $0 \leq W_b/W \leq 1$ ,  $1 \leq L/W \leq 6$ ,  $0^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$  에서 이루어졌다.

사다리꼴 그루브에서  $h_c = 0.7h$  인 경우의 액체 유동의 무차원 속도분포를 Fig. 4 에 평행류와 대향류에 대해 나타내었다. 그림에서 대향류의 경우에 상경계면 근처에서 나타나는 등속선의 음의 값



**Fig. 4** Contour plots for dimensionless velocities of the liquid in co-flow (left) and counter-flow (right) for  $W = 0.5h$  and  $h_c = 0.7h$  in trapezoidal groove



**Fig. 5** The variation of dimensionless shear stress at the interface for  $W = 0.5h$  in trapezoidal groove

은 기체의 유동방향과 같은 방향으로 액체가 흐른다는 것을 의미한다. 상경계면으로부터 멀어지면서 액체의 속도가 기체의 유동과 반대로 이루어지고 있음을 확인할 수 있다. 사다리꼴 그루브에 대해 Fig. 5 에 상경계면을 따라 변하는 전단응력을 나타내었다. 그림에서  $\tau_{i,CL}$  는 대칭축의 상경계면에서 전단응력을 나타낸다. 기체의 속도를 상경계면에서 영으로 놓았기 때문에[식 (9)] 기체의 유동은 액체의 유동과 무관하고, 상경계면의 전단응력 변화는 기체와 액체영역의 유동으로부터 모두 얻어질 수 있다. 그림에서  $h_c = h$  인 경우는 액체가 그루브의 모두를 채우고 있음을 의미한다.  $h_c = h$  일 때 상경계면의 전단응력의 크기가 그루브의 상부 가장자리에서 최대로 나타나고 있다. 그러나,  $h_c < h$  인 경우에는 전단응력이 그루브의 중심부에서 최대를 나타내고 있다. 이러한 결과는 사각형 그루브에 대해 Khrustalev 와 Faghri<sup>(9)</sup>가 제시한 결과와 다르다.

기체영역에서의 마찰에 대하여, 사다리꼴 그루브의 형상이 미치는 영향에 대해 알아보기 위해

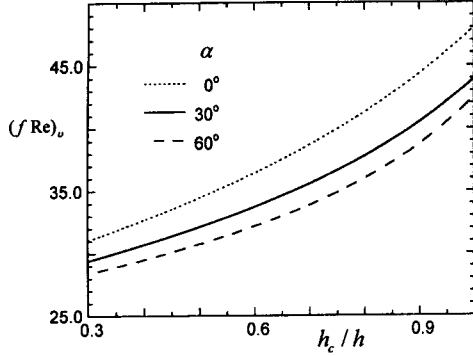


Fig. 6 Friction factor-Reynolds number product for the vapor region for three meniscus contact angles for  $W=0.5h$  and  $h_c=0.7h$  in trapezoidal groove

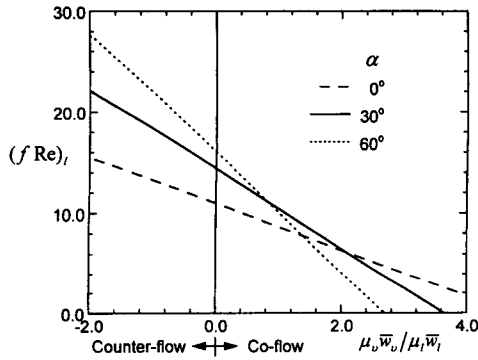


Fig. 7 Friction factor-Reynolds number product for the liquid region for three meniscus contact angles for  $W=0.5h$ ,  $h_c=0.7h$  and  $W_b=0.5W$  in trapezoidal groove

Fig. 6 에  $(f \cdot \text{Re})_v$  의 형태로 3 가지 경우에 대해 나타내었다. 마찰-Reynolds 수  $(f \cdot \text{Re})_v$  는  $h_c$  의 증가와 더불어 단조적으로 증가하고 있으며, 접수 각  $\alpha$  에 대해 다소 큰 변화를 보이고 있다. 사다리꼴 그루브에 대한 마찰계수의 결과가 다음의 식으로 정리된다.

$$(f \cdot \text{Re})_v = \left( -0.94 + 3.8e^{\frac{\pi h_c}{2h}} + \frac{11.8}{1 + \sin \alpha} \right) + \left( \frac{W}{L} \right)^2 \left( 52 + 4.6e^{\frac{\pi h_c}{2h}} + \frac{0.89}{1 + \sin \alpha} \right) \quad (25)$$

액체영역에서의 마찰에 대한 결과를  $(f \cdot \text{Re})_l$  에 대한 변수  $\mu_v \bar{w}_v / \mu_l \bar{w}_l$  의 함수로 몇몇 경우에 대해 Fig. 7 에 나타내었다. 평행류에 대해,

$(f \cdot \text{Re})_l$  는  $\mu_v \bar{w}_v / \mu_l \bar{w}_l$  가 증가할수록 거의 선형적으로 감소하고 있다. 그러나, 대향류에 대해서는  $(f \cdot \text{Re})_l$  가  $\mu_v \bar{w}_v / \mu_l \bar{w}_l$  의 크기가 증가할수록 거의 선형적으로 증가하고 있다. 이러한 경향이 Karustalev 와 Faghri<sup>(9)</sup>의 사각형 그루브에 대한 결과와 일치한다. 그리고 접수각  $\alpha$  가 증가할수록  $(f \cdot \text{Re})_l$  는  $\mu_v \bar{w}_v / \mu_l \bar{w}_l$  와 더불어 더욱 큰 변화를 보이고 있다.

Schneider 와 DeVos<sup>(13)</sup>는 상경계면에서 전단응력이 일정하다는 조건하에서 상경계면에서 그루브의 형상계수와 전단응력이 포함된 계수를 사용하여,  $(f \cdot \text{Re})_l$  와 전단응력이 없는 경우의  $(f \cdot \text{Re})_{l0}$  를 상호 연관시킨 DiCola<sup>(14)</sup>의 식을 이용하여 근사식을 다음과 같이 얻었으며,

$$(f \cdot \text{Re})_l = (f \cdot \text{Re})_{l0} \left[ 1 - \frac{\bar{\tau}_i^*}{3\gamma^2} \left( 1 - 1.971e^{-\frac{\pi\gamma}{2}} \right) \right] \quad (26)$$

이다. 여기서  $\gamma = h_e / W_c$  이고,

$$(f \cdot \text{Re})_{l0} = \frac{8\gamma^2}{(1 + \gamma)^2 \left( \frac{1}{3} - \frac{64}{\pi^5 \gamma} \tanh \frac{\pi\gamma}{2} \right)} \quad (27)$$

이며,  $\bar{\tau}_i^*$  는 경계면에서의 평균전단응력을 나타낸다. 이 관계식은 DiCola<sup>(14)</sup>의 결과와 잘 일치한다. 사다리꼴 그루브에 대해  $h_e$  와  $W_c$  는 사각형 그루브에 대한 등가 접수깊이와 절반의 접수 넓이를 나타낸다.

본 연구에서 상경계면의 전단응력  $\tau_i$  가 변하는 것을 고려하였으며, 이러한 경우의 결과들에 대한 근사식은

$$(f \cdot \text{Re})_l = B \cdot (f \cdot \text{Re})_{l0} \left[ 1 - \frac{\bar{\tau}_i^*}{3\gamma^2} \left( 1 - 1.971e^{-\frac{\pi\gamma}{2}} \right) \cdot E \right] \quad (28)$$

이며, 여기서

$$\bar{\tau}_i^* \equiv \frac{\bar{\tau}_i}{\mu_l \bar{w}_l / h_e} = (f \cdot \text{Re})_v \frac{h_e}{2D_{h,v}} \frac{\mu_v \bar{w}_v}{\mu_l \bar{w}_l} \quad (29)$$

이고,  $\bar{\tau}_i$  는 상경계면의 가변전단응력의 평균값을 나타낸다. 그리고, 보정함수  $B$  와  $E$  는 사다리꼴 그루브에 대해

$$B = 1.44 - \frac{0.84}{1 + \sin \alpha} \left( 1 - 0.19 \sqrt{1 - \left( \frac{W_b}{W} \right)^2} \right) \quad (30)$$

와

$$E = -1.2 + 1.1 \frac{W}{h} + 1.6e^{\left(\frac{w_b}{w}\right)^3} - 0.45 \sqrt{\frac{W}{L}} - 1.1\alpha \quad (31)$$

$$+ \frac{h_c}{H - h_c} \left( 1.6 - 0.77 \frac{W}{h} - 1.6e^{\left(\frac{w_b}{w}\right)^3} + 1.3\alpha \right)$$

가 된다. 식 (28)은 식 (10)-(18)에 설정하고 있는 사다리꼴 그루브의 지배방정식으로부터 얻은 결과의 5%내에서 잘 일치한다.

## 5. 결론

본 연구에서는 사다리꼴 그루브를 갖는 미소채널내 액체와 기체의 유동이 공존하는 경우에 기-액의 상호 마찰의 영향에 대해 알아보았다. 액체와 기체가 상호 평행류 및 대향류로 이루어지는 경우에 대해 연구되었으며, 액체와 기체영역이 접하는 상경계를 따라 전단응력이 변하는 경우에 대한 영향이 고려되었다. 사다리꼴 그루브를 갖는 미소채널에 대한 액체와 기체영역에서의 마찰계수의 상관식이 얻어졌다. 결과에서, 사다리꼴 그루브의 기하학적 형상이 기체와 액체의 마찰에 중요한 영향을 미치고 있음을 알았다. 액체영역에서의 마찰계수는 기체와 액체의 평균 속도비에 상당히 큰 영향을 받고 있음을 알 수 있었다.

## 후 기

본 연구의 일부는 BK21 지역대학육성사업단 및 항공기부품기술연구센터의 지원 하에 이루어졌다.

## 참고문헌

- (1) Ayyaswamy, P.S., Catton, I., and Edwards, D.K., 1974, "Capillary Flow in Triangular Grooves," *J. Applied Mechanics*, Vol. 41, pp. 332~336.
- (2) Xu, X. and Carey, V.P., 1990, "Film Evaporation from a Micro-Grooved Surface-an Approximate Heat Transfer Model and Its Comparison with Experimental Data," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 4, pp. 512~520.
- (3) Longtin, J.P., Badran, B., and Gerner, F.M., 1994, "A One-Dimensional Model of a Micro Heat Pipe During Steady-State Operation," *J. Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 709~715.
- (4) Khrustalev, D. and Faghri, A., 1994, "Thermal Analysis of a Micro Heat Pipe," *J. Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 189~198.
- (5) Lin, L. and Faghri, A., 1997, "Steady-State Performance of a Rotating Miniature Heat Pipe," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 11, pp. 513~519.
- (6) Thomas, S.K., Lykins, R.C., and Yerkes, K.L., 2000a, "Fully-Developed Laminar Flow in Sinusoidal Grooves."
- (7) Thomas, S.K., Lykins, R.C., and Yerkes, K.L., 2000b, "Fully-Developed Laminar Flow in Trapezoidal Grooves with Shear Stress at the Liquid-Vapor Interface."
- (8) Ma, H.B., Peterson, G.P., and Lu, X.J., 1994, "The Influence of Vapor-Liquid Interactions on the Liquid Pressure Drop in Triangular Microgrooves," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 2211~2219.
- (9) Khrustalev, D. and Faghri, A., 1999, "Coupled Liquid and Vapor Flow in Miniature Passages with Micro Grooves," *J. Heat Transfer*, Vol. 121, pp. 729~733.
- (10) Kirshberg, J., Liepmann, D., and Yerkes, K., 1999, "Micro-Cooler for Chip-Level Temperature Control," *Proc. SAE Aerospace Power System Conf.* Paper No. 1999-01-1407, pp. 233~239.
- (11) Karki, K.C. and Patankar, S.V., 1988, "Calculation Procedure for Viscous Incompressible in Complex Geometries," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 14, pp. 295~307.
- (12) Patankar, S.V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, DC.
- (13) Schneider, G.E. and DeVos, R., 1980, "Nondimensional Analysis for the Heat Transport Capability of Axially-Grooved Heat Pipes Including Liquid/Vapor Interaction," *AIAA Paper No.80-0214*.
- (14) DiCola, G., 1968, "Soluzione Analitica, Amesso Della Transformata di Fourier, di un Problema di Fusso in un Canale Rettangolare," *Euratom C.C.R. Ispra (Italy)*, C.E.T.I.S.; cited in (13).