

< 논문 >

강제대류 층류 막응축에서 복합열전달

이 역 수*

(2005년 8월 23일 접수, 2006년 1월 25일 심사완료)

Conjugate Heat Transfer of Laminar Film Condensation Along a Horizontal Plate

Euk-Soo Lee

Key Words: Conjugate Laminar Film Condensation(복합 층류 막응축), Similarity Solution(상사해), Simplified Solution(단순해)

Abstract

This paper proposes appropriate conjugate parameters and dimensionless temperatures to analysis the conjugate problem of heat conduction in solid wall coupled with laminar film condensation flow adjacent to horizontal flat plate. An efficient methods for some fluids are proposed for its solution. The momentum and energy balance equations are reduced to a nonlinear system of ordinary differential equations with four parameters: the Prandtl number, Pr, Modified Jacob number, Ja^*/Pr , defined by an overall temperature difference, a property ratio $\sqrt{\rho_l \mu_l / \rho_v \mu_v}$ and the conjugate parameter ζ . The obtained similarity solution reveals the effect of the conjugate parameter, and the results are compared with the simplified solution. The variations of the heat transfer rates as well as the interface temperature and frictions along the plate are shown explicitly.

————— 기호설명 —————		\bar{Re}_x :	two-phase Reynolds 수, $U_\infty x / \nu_l$
A :	상수	Nu_x :	국소 Nusselt 수, hx/k
b :	평판의 두께	T :	온도[°C]
C_f :	마찰계수	U :	x 방향 속도성분[m/s]
C_{pt} :	정압비열[kJ/kgK]	V :	y 방향 속도성분[m/s]
f, F :	무차원 유동함수	Z :	$\theta_w^{1/3}$
h :	열전달계수	그리스 기호	
h_{fg} :	잠열[kJ/kg]	δ :	응축액 두께
Ja :	Jacob 수, $C_{pt}(T_s - T_w)/h_{fg}$	η :	상사변수[식 (1)참조]
Ja^* :	Jacob 수, $C_{pt}(T_s - T_b)/h_{fg}$	θ :	무차원온도, $(T - T_s)/(T_w - T_s)$
k :	열전도계수[kW/mK]	θ_w :	무차원 고체-액체 경계면 온도, $(T_w - T_s)/(T_b - T_s)$
\dot{m} :	응축률[kg/m ² s]	μ :	점성계수[kg/m s]
Pr :	Prandtl 수, $\mu_l C_{pt}/k_l$	ν :	동점성 계수[m ² /s]
R :	물성치 비, $\sqrt{\rho_l \mu_l / \rho_v \mu_v}$	ρ :	밀도 [kg/m ³]
		σ :	$\zeta (A Pr / 2Ja^*)^{1/3}$
		ζ :	복합 무차원 변수

* 회원, 부산대학교 기계공학부

E-mail : esolee@pusan.ac.kr

TEL : (051)510-2760 FAX : (051)512-9835

하첨자

- b : 평판의 아래쪽
- f : 단상의 유체
- fr : freezing
- l : 액체
- i : 액체-증기 경계면에서의 값
- s : 포화상태
- v : 증기
- w : 고체-액체 경계면, 고체
- ∞ : 자유유동

1. 서론

대부분의 층류 막응축 연구는 응축액체와 고체벽 경계면 사이의 온도는 등온조건으로 가정하고 미리 주어진다. 그러나 더 정확한 해석은 고체의 전도 열저항을 고려하여, 고체-유체 경계면의 온도는 주어지지 않고 고체벽에서 전도열전달과 유체에서의 응축 열전달을 동시에 풀어야 한다. 이런 종류의 복합열전달(conjugate heat transfer) 문제는 평판 위의 강제대류 열전달 문제에서 Luikov et al.⁽¹⁾가 처음 해석하였으며, 단상(single-phase)의 전도-대류열전달에 대하여는 많은 연구가 이루어졌다.

수평원관 내에서 막응축에 대하여는 Memory et al.⁽²⁾가 연구하였는데, 관성력과 대류항은 무시하고 단순해를 구하였다. 그리고 Honda와 Fujii⁽³⁾는 수평원관 주위를 흘러내리는 층류 막응축 문제를 전도 열저항을 고려하여 복합 열전달 문제로서 수치해석으로 연구하였는데, 응축액의 대류항과 관성력항을 무시하였지만 기존의 실험결과와 잘 일치함을 보였다.

수평평판의 강제대류 막응축 문제에서 응축 막에 작용하는 중요한 힘은 액체-증기 경계면에서 전단응력이며, 응축되는 증기의 운동량 변화가 전단응력에 영향을 준다. Cess⁽⁴⁾는 운동량 방정식에서 관성력항을 무시하고 에너지 방정식에서 대류항을 무시하고 해석하였으며, 평판의 강제대류 층류막응축에 대한 Lee와 Lee⁽⁵⁾의 연구에서는 완전한 상사해와 관성력과 열대류를 무시한 단순해를 비교하였는데, 무차원 응축액의 두께 η_δ 가 2.1 보다 작을 경우에는 두 해들이 비교적 잘 일치함을 보였다. 그러나 복합열전달 문제로서 수평평판에서 강제대류 막응축에 대한 해석은 그 복잡성 때문에 매우 제한되어 있다.

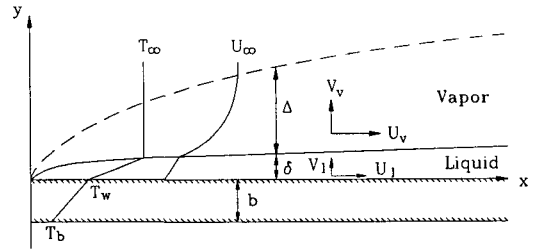


Fig. 1 Physical model and coordinates

본 연구에서는 수평평판에서 강제대류 층류 막응축 문제에 대하여, 복합열전달 문제로서 상사해를 구하고, 액상의 운동량 방정식에서 관성력항과 에너지 방정식에서 대류항을 무시한 단순해를 구해서 비교해보고자 한다.

2. 지배 방정식

2.1 유동모델

Fig. 1은 유동모델에 대한 좌표계를 나타낸다. 그림과 같이 유속이 U_∞ 이고, 온도가 T_∞ 인 자유유동이 평판과 나란한 방향(x)으로 흐른다. T_w 는 x 축 방향으로 응축액체와 평판의 경계면에서 평균온도이다. T_b 는 두께가 b인 평판의 다른 면에서의 온도로서 일정하며, 평판의 열저항을 무시할 수 있다면, $T_b = T_w$ 가 된다. 그러나 복합열전달 문제로서 T_b 가 주어진 경우에 T_w 값은 일반적으로 알려져 있지 않고 응축액의 유동특성과 평판의 열저항에 의존한다. 또한 유동은 과동이 없는 정상상태 층류이고, T_w 는 T_s 보다는 낮아서 막응축이 일어난다고 가정한다. 응축액과 증기 경계층의 두께들은 응축이 일어나는 평판의 길이에 비해 상대적으로 얇기 때문에, 증기의 경계층과 마찬가지로 응축액체의 유동에 대해서도 경계층 방정식을 적용할 수 있다. 응축 액막은 얇고 찬 벽면과 인접하므로 액체의 온도분포는 응축액에 수직인 방향(y)에 따라 크게 변화하고, y-방향의 열전달량이 크기 때문에 액체와 증기, 두 상에서 x-방향의 열전달은 무시할 수 있다.

x-방향의 운동량 방정식에서 중력의 영향은 무시할 수 있고, 증기 경계층의 두께 바깥으로는 비압축성 포텐셜 유동이므로 기체의 압력분포는 일정하다. 이와 같이 유동모델은 2차원 층류 정상유동이며, 증기의 에너지방정식을 무시할 수

있고, 액체쪽의 운동량방정식과 에너지방정식에서 부력과 점성에 의한 에너지 손실을 무시한다.

2.2 지배방정식과 경계조건

먼저 평판(고체)의 열저항을 무시할 수 있는 경우, 즉, $T_b = T_w$ 인 경우에, 액상과 증기상에서 경계층 편미분 방정식과 경계조건들을 Blasius형의 상사변환을 사용하여 상미분 방정식들로 바꿀 수 있으며 아래와 같다.⁽⁵⁾

상사변수와 유동함수 :

$$\eta_l = y \sqrt{U_\infty / \nu_l x}, \quad \eta_v = (y - \delta) \sqrt{U_\infty / \nu_v x}$$

$$\varphi_l = \sqrt{U_\infty \nu_l x} f(\eta_l), \quad \varphi_v = \sqrt{U_\infty \nu_v x} F(\eta_v)$$
(1)

액상 :

$$f''' + 1/2ff'' = 0$$
(2)

$$f(0) = f'(0) = 0$$

$$\theta'' + 1/2Pr \theta' = 0$$
(3)

$$\theta(0) = 1, \theta(\eta_\delta) = 0$$

증기상 :

$$F''' + 1/2FF'' = 0$$
(4)

$$F'(\infty) = 1$$

액체-증기 경계면에서 경계조건:

$$F(0) = Rf(\eta_\delta), \quad F'(0) = Rf'(\eta_\delta),$$

$$F''(0) = Rf''(\eta_\delta)$$
(5)

$$\frac{C_{pl}(T_s - T_w)}{h_{fg} Pr} = -\frac{f(\eta_\delta)}{2\theta'(\eta_\delta)}$$
(6)

여기서

$$\theta = \frac{T - T_s}{T_w - T_s}, \quad R = \sqrt{\frac{\rho_l \mu_l}{\rho_v \mu_v}}$$

이고 기호 Prime(')은 상사변수(η)에 대한 미분을 의미한다. 응축 액체막에 관한 물성치를 평가하기 위한 기준온도는 $T_l = T_w + 0.5(T_s - T_w)$ 를 사용하였다.

3. 복합 열전달

3.1 상사해

평판의 열저항을 무시할 수 없는 일반적인 경우, 즉 $T_b \neq T_w$ 인 경우에, 일반적으로 응축열전

달은 열전달량이 매우 크기 때문에, 고체벽을 따른 축(x) 방향의 열전도는 직교방향(y)의 열전도에 비하여 무시할 수 있다. 그리고 전도와 대류에 대한 에너지 보존 방정식들은 응축액과 고체의 경계면에서 열유속(heat flux)이 연속이라는 조건으로 서로 연결 된다. 이 경우에 고체 벽 내의 온도분포는 선형이고 아래와 같이 표현된다.

$$k_w(T_w - T_b)/b = k_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial y} \right)_{y=0}$$
(7)

$$T_w = \frac{1}{x} \int_0^x T(x,0) dx$$
(8)

여기서 T_w 는 x축 방향으로 평균온도로서 식 (8)과 같이 정의된다. 그리고 식 (7)은 응축액의 온도와 고체표면의 온도가 경계면에서 연속이라는 경계조건과 함께 다음과 같이 표현된다.

$$T_w = T_l(x,0) = \frac{k_l b}{k_w} \left(\frac{\partial T_l}{\partial y} \right)_{y=0} + T_b$$
(9)

여기서 무차원 고체-액체 경계면 온도 θ_w 를 정의하면 아래와 같다.

$$\theta_w = \frac{T_w - T_s}{T_b - T_s}$$
(10)

그러면 식 (1)과 식 (10)의 정의 그리고 식 (3)의 경계조건을 이용해서 식 (9)를 무차원 온도 $\theta(\eta)$ 의 함수로 변환하면 아래와 같다.

$$\theta_w - 1 = \zeta \theta_w \theta'(0)$$
(11)

여기서 무차원 복합변수 ζ 는 아래와 같이 정의된다.

$$\zeta = \frac{k_l}{k_w} \frac{b}{x} \widetilde{Re}_x^{1/2}$$
(12)

이 복합변수는 Luikov⁽⁶⁾가 단상의 복합 대류 열전달 문제의 해석에서 제안한 무차원 복합 변수 $(k_f b / k_w x) Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$ 와 Char과 Chang⁽⁷⁾가 자연 대류 열전달에 제안한 변수 $(k_f b / k_w L) Gr_x^{1/4}$ 와 유사하다. 이 식에서 복합변수 ζ 는 응축액의 대류 열저항과 평판(고체)의 전도 열저항의 비(ratio)를 의미한다. 한 예로 $\zeta = 0$, 즉 벽의 열저항 b/k_w 가 응축액의 열저항 δ/k_l 보다 매우 작을 경우에

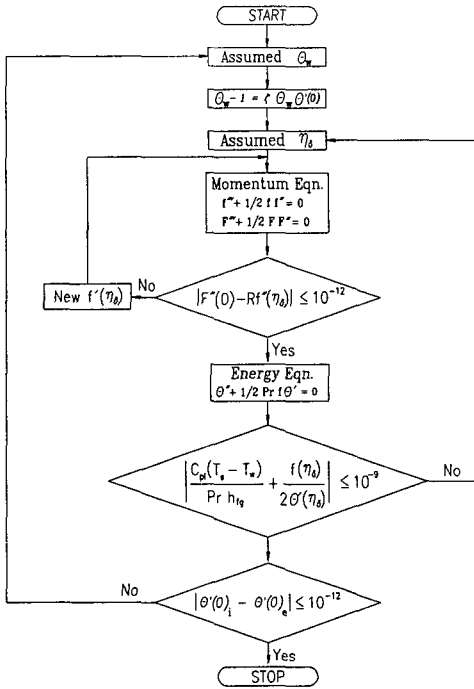


Fig. 2 Flow chart

는 $T_b \cong T_w$ 가 된다. 여기서는 전도 열저항을 y 방향의 1차원으로 가정하므로 $\zeta = 2$ 정도 까지만 해석해 보고자 한다. 그리고 식 (11)에서 무차원 고체-액체 경계면 온도 θ_w 가 주어지면 $\theta'(0)$ 을 계산할 수 있음을 알 수 있다.

계산방법은 Fig. 2의 흐름도(flow chart)에서 볼 수 있듯이 온도 T_b 이 주어지면, 무차원 액체-고체 경계면 온도 θ_w 가 가정되고 식 (11)에서 무차원 온도구배 $\theta'(0)$ 가 구해진다. 다시 무차원 응축액 두께 η_b 가 가정되며, 또한 $f'(\eta_b)$ 도 가정되면 경계조건으로 운동량 방정식 (2)는 풀린다. 식 (5)에서 경계조건과 함께 증기의 운동량 방정식 (4)를 풀어서 경계 조건식 (5)의 만족여부를 판정한다. 만족하지 않으면 새로운 $f'(\eta_b)$ 를 가정해서 앞의 과정을 반복한다. 만족하면 $f'(\eta_b)$ 의 값들과 경계조건으로 에너지 방정식 (3a)를 푼다. 경계면의 에너지 평형식 (6)의 좌변과 우변을 비교하여 오차가 매우 작으면, 에너지 방정식에서 얻어진 무차원 온도구배 $\theta'(0)$ 을 식 (11)에서 구한 $\theta'(0)$ 값과 다시 비교하고 오차범위에 들어오면 그 값들을 해로 취하고, 오차가 클 경우에는 다시 θ_w

를 가정하여 앞의 전 과정을 다시 반복한다. 복합 열전달에 대한 상사해는 4 개의 무차원 변수, 즉 수정된 Jacob수 Ja^*/Pr , 프란틀 수 Pr , 물성치비 R 그리고 무차원 복합변수 ζ 에 의해서 직접적으로 영향을 받는다. 일단 경계층 방정식들을 풀면, 액체-고체 경계면 온도 θ_w 등을 얻을 수 있다.

3.2 단순해

Cess⁽⁴⁾에 의하면, 액체막에서 관성력과 열대류는 무차원변수 Ja/Pr 가 3보다 작을 때는 다른 힘에 비하여 무시할 수 있다고 보고하였다. 실제로 대부분의 강제대류 층류 막음층 문제에서 응축액은 매우 얇고 응축액의 속도는 매우 느리므로, 액체유동에서 관성력항과 대류항은 무시할 수 있을 것이다. 따라서 액체막이 얇은 경우에는, 응축액의 온도분포도 선형으로 가정할 수 있으며 식 (7)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{k_w(T_w - T_b)}{b} = \frac{k_l(T_s - T_w)}{\delta(x)} \tag{13}$$

여기서 $\delta(x)$ 는 액체막의 두께이다. 액체막(혹은 열경계층)의 두께는 유체의 물성치와 속도 그리고 표면온도 등에 의존한다.

식 (3)의 에너지 방정식에서 대류항(= $1/2 Pr \theta'$)을 무시하면, $\theta'(\eta_b) = -(1/\eta_b)$ 이 되고, 식 (2)의 운동량 방정식에서 관성력항(= $1/2 f f''$)을 무시하면, $f(\eta_b) = A\eta_b^2$, $f'(\eta_b) = 2A\eta_b$, $f''(\eta_b) = 2A$ 가 된다. 여기서 A 는 임의의 상수로서, 물리적으로는 액체-증기 경계면 전단응력이다. 식 (6)에 단순해의 $f(\eta_b)$ 와 $\theta'(\eta_b)$ 의 값들을 대입하여 η_b 에 대하여 정리하고, 다시 식 (1)에서 η_b 는 $\delta/x \bar{Re}_x^{1/2}$ 이므로 $\delta(x)$ 에 대하여 정리하면, 아래와 같이 표현된다.

$$\delta(x) = x \left(\frac{Ja}{Pr} \frac{2}{A} \right)^{1/3} \bar{Re}_x^{-1/2} \tag{14}$$

여기서 $\bar{Re}_x (= U_\infty x/\nu_l)$ 는 자유유동의 증기속도와 응축액의 물성치를 사용한 이상(two-phase) Reynolds 수이고, Ja 는 $T_s - T_w$ 를 기준으로 한 Jacob수이다. 또한 식 (13)을 최대온도차인 $T_s - T_b$ 로 나누고, 식 (14)를 대입하여 정리하면 아래와 같다.

$$1 - \theta_w = \zeta (A Pr / 2 Ja^*)^{1/3} \theta_w^{2/3} \tag{15}$$

여기서 Ja^* 는 $T_s - T_b$ 를 기준으로 한 Jacob 수로서 $Ja^* = Ja/\theta_w$ 의 관계가 있다. 식 (15)에서 $Z = \theta_w^{1/3}$ 로 두면, 아래와 같이 3차 다항식으로 나타낼 수 있다.

$$Z^3 + \sigma Z^2 - 1 = 0 \tag{16}$$

여기서 복합변수 $\sigma = \zeta(A Pr / 2 Ja^*)^{1/3}$ 이고, Z 는 σ 만의 함수이다. 이 식은 3 차식이므로 3개의 근이 존재하는데, $\sigma = 0$ 인 경우를 제외하고는 항상 3개의 실근이 존재한다. 그러나 물리적으로 의미가 있는 값은 $0 \leq Z \leq 1$ 범위이고, 그 범위에서는 무차원 변수 σ 의 값에 따라 항상 1 개의 실근이 존재한다. 따라서 비선형 방정식의 근을 구하는 방법으로 무차원 경계면 온도 θ_w 를 구한 결과를 Fig. 3에서 볼 수 있다. 여기서 경계면 온도 θ_w 는 σ 의 증가와 함께 처음에는 매우 급격하게 감소하다가 다시 완만하게 단조 감소함을 알 수 있다. 그리고 σ 는 다시 ζ 와 Ja^*/Pr 그리고 상수 A 의 곱으로 이루어져 있다. 그림에서 σ 는 ζ 의 영향을 많이 받고 있으며, ζ 가 커질수록 σ 의 변화도 커지고, Ja^*/Pr 값이 증가할수록 σ 의 변화도 완만해 짐을 알 수 있다.

단순해의 계산방법은 비교적 간단한데, 먼저 유체의 종류와 무차원 변수 ζ 그리고 T_b 가 주어진다. 상수 A 가 가정되면 무차원 복합변수 σ 가 계산되며, 식 (16)에서 경계면온도 θ_w 가 구해지고, T_w 을 기준으로 막온도 T_f 의 평가와 함께 η_b 와 $f(\eta_b)$, $f'(\eta_b)$, $f''(\eta_b)$ 가 구해진다. 그리고 액체-증기 경계면 경계조건에서 $F(0)$, $F'(0)$ 를 알 수 있으며 $F'(\infty) = 1$ 의 조건과 함께 식 (4)를 풀어서 F'' 과 Rf'' 의 값을 비교하여 오차가 만족스러울 정도로 아주 작을 때 해(solution)로 취한다. 오차가 큰 경우에는 상수 A 를 다시 가정하고 앞의 과정을 반복한다. 적분방법으로 4 개 Runge-Kutta method를 사용했으며, Iteration 방법으로 사격법을 사용했다.

Table 1 Estimation of parameters at 1 atm

Fluids	$T_s - T_{fr}$	Pr	R	$(Ja^*/Pr)_{max}$
Water	100 °C	2.45	231	0.055
Ethanol	192.8	16.3	266	0.032
Mercury	395.8	0.012	233	12.0

일단 복합 열전달에 대한 상사해와 단순해의 지배 방정식들을 풀면 $f(\eta_b)$, $f'(\eta_b)$, $f''(\eta_b)$, 그리고 $\theta'(0)$ 의 값들을 이용할 수 있다. 즉 무차원 응축률, 액체-증기의 경계면 속도, 액체-증기 경계면 전단응력, 그리고 무차원 열전달을 등을 계산할 수 있다.

4. 계산결과 및 고찰

복합열전달 문제로서 막응축에 대한 연구는 매우 제한되어 있다. 본 연구에서는 Table 1에 나타나 있듯이 1기압에서 대표적인 유체인 물(water), 수은(mercury) 그리고 에탄올(ethanol)에 대하여 상사해와 단순해를 구해서, 무차원 복합변수 ζ 의 영향을 알아본다. Table 1에는 응축유체들에 대한 변수들이 있는데, $T_s - T_{fr}$ 는 1기압에서 끓는점과 어는점의 온도차로서 수은은 물보다 약 4배 정도 크고, 수정된 Jacob 수의 최대값 $(Ja^*/Pr)_{max}$ 는 수은을 제외하고 대략 0.1 이하로서 매우 작음을 알 수 있다. 일반적으로 액체금속을 제외하고는 대부분의 유체는 1 기압에서 $(Ja^*/Pr)_{max}$ 가 0.1 이내로서 응축액의 두께가 매우 얇다. 따라서 본 연구에서는 수정된 Jacob 수가 매우 큰(응축액의 두께가 매우 두꺼운) 수은을 중심으로 해석해 보고자 한다.

4.1 무차원 속도와 온도분포

경계층 상미분 방정식들을 풀면 독립 변수 η 의 함수로 얻어지며, 일차적으로 무차원 속도분포와 온도분포를 얻을 수 있다. 그림으로 나타나

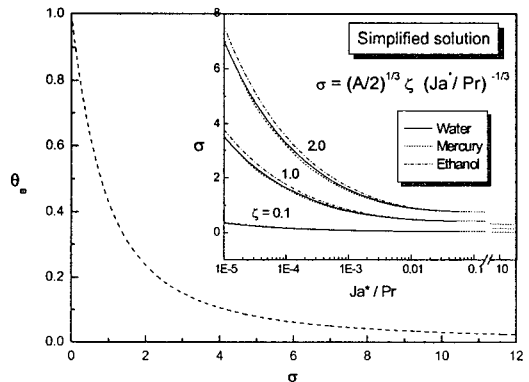


Fig. 3 Solid-liquid interfacial temperature and conjugate parameter σ

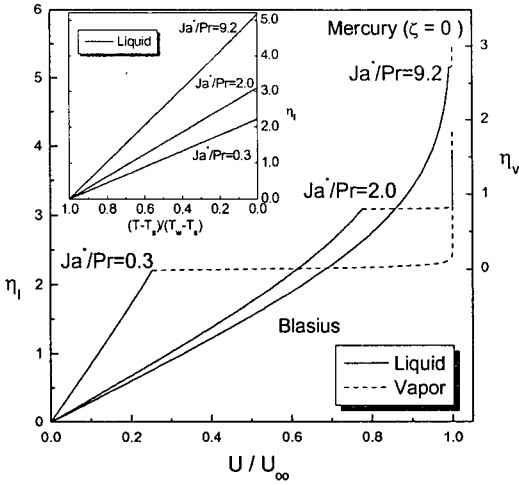


Fig. 4 Velocity and temperature profiles in condensate layer

지는 않았지만, 수은을 포함해서 Ja^*/Pr 이 대략 0.1 이내에서는 Pr 와 R 의 영향을 받아서 조금씩 차이를 보이지만, 응축액의 두께가 매우 얇기 때문에 속도분포와 온도분포 거의 선형이다. 그러나 Fig. 4에서 알 수 있듯이 수은의 경우에는 응축액이 점점 두꺼워지면 속도분포는 점점 비선형이 되면서 빨라진다. 그러나 온도분포는 Pr 이 매우 작기 때문에 여전히 선형분포를 보여준다.

4.2 고체-액체 경계면 무차원 온도

Fig. 5와 Fig. 6은 수정된 Jacob 수 Ja^*/Pr 의 증가에 대한 고체-액체 경계면 무차원 온도 θ_w 를 보여준다. Fig. 5는 주로 작동유체가 물(water)일 경우에 대한 값들로서, Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 θ_w 가 증가하며, 처음에는 변화가 크음을 알 수 있다. 이것은 Ja^*/Pr 가 작은 경우에는, Fig. 3의 단순해에서 알 수 있듯이 Ja^*/Pr 의 영향을 많이 받는 복합변수 $\sigma = \zeta(A Pr/2Ja^*)^{1/2}$ 의 값이 변화가 크기 때문이다. 그리고 물(water)에 대하여 단순해의 상사해에 대한 오차는 Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 조금씩 증가하지만, 약 1% 이내에서 매우 잘 일치하고 있다. 또한 수은과 에탄올 역시 두 해는 비교적 잘 일치하고 있으며, Pr 와 R 의 영향을 받아서 물과는 값들이 조금씩 차이를 보이지만 정성적인 경향은 비슷하므로, 본 연구에서는 수은에 대한 결과를 중심으로 하여 설명하고자 한다.

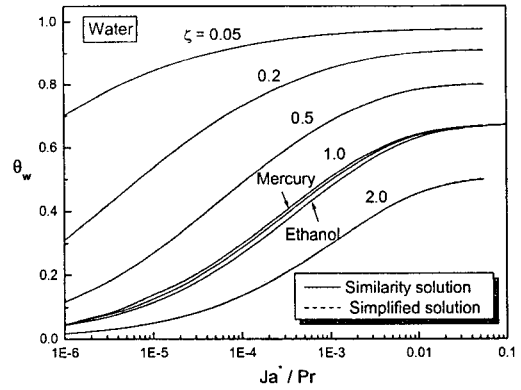


Fig. 5 Variation of interfacial temperature θ_w with Ja^*/Pr

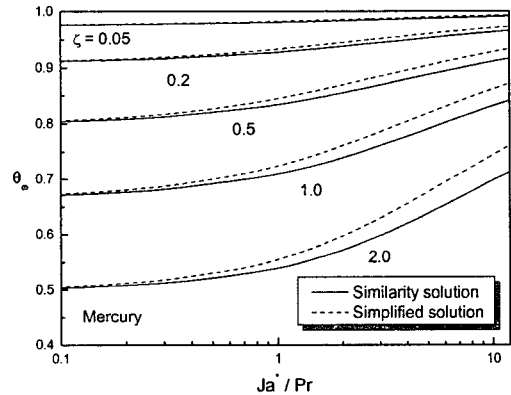


Fig. 6 Variation of interfacial temperature θ_w with Ja^*/Pr

Fig. 6은 Ja^*/Pr 가 0.1보다 큰 수은의 경우로서, Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 θ_w 가 조금씩 증가하며, 무차원 복합 변수 ζ 가 증가함에 따라 θ_w 가 감소하고 있음을 알 수 있다. 그리고 Ja^*/Pr 의 증가와 함께 두 해의 오차도 증가하는데, 판성력과 열대류를 무시하였기 때문에 단순해가 상사해보다 크게 평가됨을 알 수 있다. 또한 Fig. 7을 살펴보면 Ja^*/Pr 가 작은 경우에는 θ_w 가 비선형적으로 감소하다가 Ja^*/Pr 가 점점 증가함에 따라 θ_w 가 선형적으로 변하며 감소함을 알 수 있다. 그러나 단상의 강제대류 복합열전달을 연구한 Luikov⁽⁶⁾는 ζ 가 증가함에 따라 θ_w 가 항상 선형적으로 감소함을 보였다. 그리고 주어진 Ja^*/Pr 에 대하여 무차원 변수 ζ 가 증가할수록 상사해에 대한 단순해의 오차는 증가하며, $\zeta=2$ 를 기준으

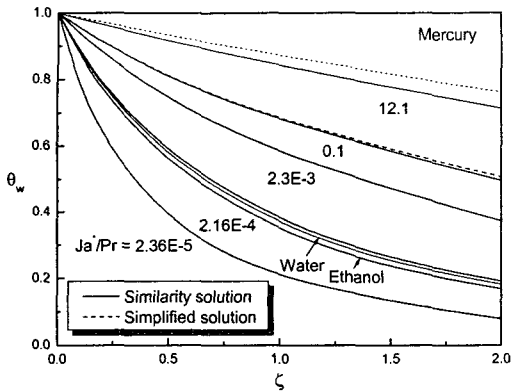


Fig. 7 Solid-liquid interfacial temperature θ_w and conjugate parameter ζ

로 Ja^*/Pr 가 0.1일 경우에 약 2.2% 정도이고, Ja^*/Pr 가 12.1일 경우에 7% 정도의 오차를 가진다.

4.3 액체-증기 경계면 속도와 전단응력

Fig. 8에서는 무차원 응축액-증기 경계면 속도 U_i/U_∞ 에 대하여 복합 무차원 변수 ζ 와 함께 무차원 변수 Ja^*/Pr 의 영향을 볼 수 있다. U_i/U_∞ 는 Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 처음에는 급격하게 증가하다가 변곡점(점 P)을 지난 후에 완만히 증가하는데, 이것은 Fig. 4에서 알 수 있듯이 응축액의 속도분포가 비선형이기 때문이다. 그리고 Ja^*/Pr 가 0.1보다 작은 경우에는 단순해와 상사해는 비교적 잘 일치하고 있으며, Ja^*/Pr 가 증가할수록 점점 오차가 커진다. 그리고 단순해는 관성력항을 무시하였기 때문에 상사해보다 상대적으로 작은 값을 가진다. 또한 무차원 복합 변수 ζ 의 영향을 많이 받고 있으며, ζ 가 증가함에 따라 감소한다.

액체-증기 경계면 전단응력 $0.5C_f \bar{Re}_x^{0.5}$ 에 대한 ζ 의 영향을 Fig. 9에서 볼 수 있다. 여기서 무차원 변수 Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 응축액이 두꺼워지면, 응축액의 속도분포가 선형에서 비선형으로 변하면서 액체-기체 경계면 속도구배가 $Ja^*/Pr=1$ 부근에서 최대값을 가진다(Fig. 4 참조). 그리고 최대값의 위치는 Fig. 8의 변곡점에 해당된다. 따라서 Ja^*/Pr 가 최대값 부근보다 작은 영역에서는 ζ 가 증가하면 경계면 전단응력이 감소하지만, 최대값 부근보다 큰 영역에서는 반대로 증가함을 알 수 있다. 그 외에 무차원 응축률

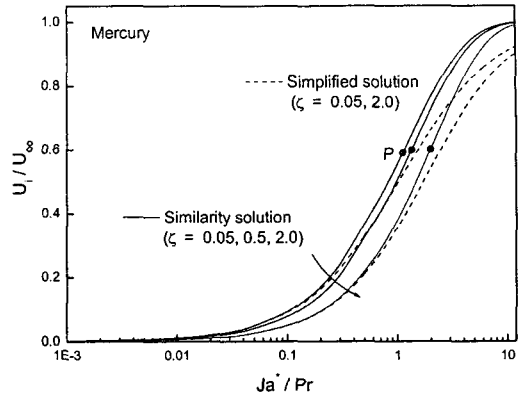


Fig. 8 Liquid-vapor interfacial velocity and conjugate parameter ζ

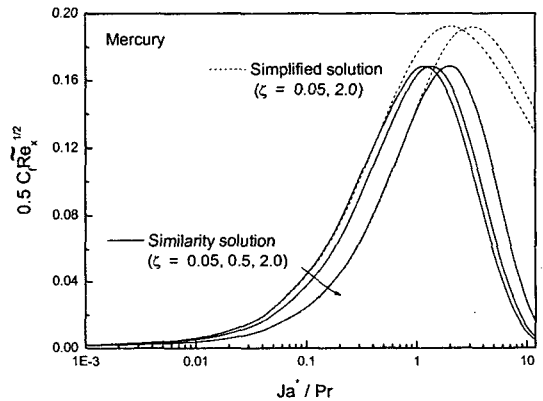


Fig. 9 Liquid-vapor interfacial shear stress and conjugate parameter ζ

$\dot{m} \bar{Re}_x^{0.5} / \rho_l U_\infty$ 는 무차원 변수 Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 비선형적으로 단조증가하고, 무차원 복합 변수 ζ 의 값이 증가함에 따라서 감소한다.

4.4 무차원 응축액 두께와 열전달 계수

Fig. 10과 Fig. 11을 살펴보면, 무차원 응축액 두께 η_δ 와 국소 열전달 계수 $Nu_x \bar{Re}_x^{-0.5}$ 는 Ja^*/Pr 가 증가함에 따라 전체적으로는 반대적인 거동을 보인다. 이것은 응축액이 두꺼워지면 열저항이 증가하여 열전달이 감소하기 때문이다. 또한 응축액은 Ja^*/Pr 에 따라 증가하다가 $Ja^*/Pr = 0.1$ 부근에서 변곡점을 가진 후 다시 증가한다. 여기서 $Ja^*/Pr = 0.1(\eta_\delta = 2)$ 부근에서 응축액의 속도 분포가 선형에서 비선형으로 변하는데, 운동량

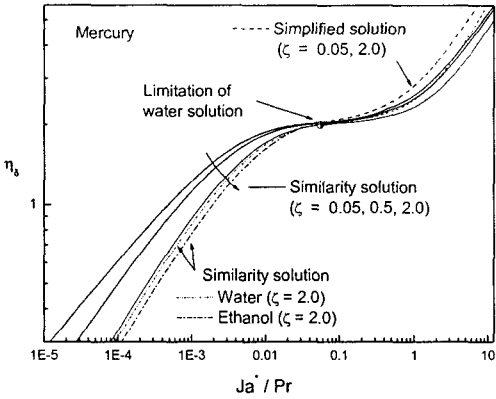


Fig. 10 Effect of conjugate parameter ζ on the liquid film thickness η_δ with Ja^*/Pr

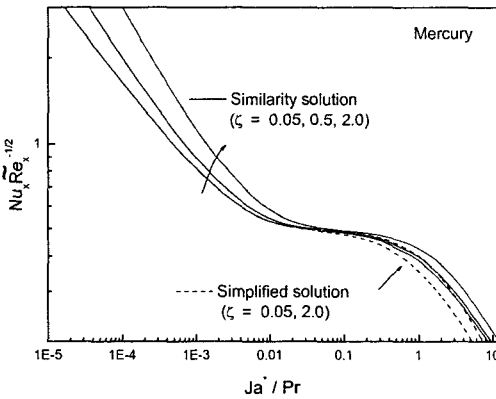


Fig. 11 Effect of conjugate parameter ζ on the local Nusselt number with Ja^*/Pr

방정식의 관성력의 영향이 중요하게 되면서 응축액 두께와 국소 열전달 계수가 변곡점을 갖는다. 그리고 복합 무차원 변수 ζ 가 증가하면 η_δ 는 감소하고 $Nu_x \overline{Re}_x^{-0.5}$ 는 증가한다. 또한 Ja^*/Pr 가 0.1보다 작은 경우에, 단순해의 상사해에 대한 오차는 약 3% 이내이다.

5. 결론

수평 평판위 강제대류에서 순수물질의 층류 막응축에 관한 문제를 증기와 액체유동에 대하여 경계층 이론을 적용하고, 평판의 전도 열저항을 고려하여 복합 열전달 문제로서 상사해와 단순해를 풀었다.

1 기압에서 액체금속을 포함해서 수정된 Jacob 수 Ja^*/Pr 의 범위가 0.1보다 작으면, 단순해법을 적용하여 구할 수 있으며, Ja^*/Pr 의 범위가 0.1보다 큰 액체금속은 완전한 상사해법을 사용해야 한다.

그리고 주어진 무차원 변수 Ja^*/Pr 에 대하여 복합 무차원 변수 ζ 가 증가하면, 고체-액체 경계면 온도, 응축액 두께, 액체-증기 경계면속도는 감소하지만, 무차원 열전달 계수는 증가한다. 또한 액체금속의 경우, Ja^*/Pr 에 대하여 액체-증기 경계면 전단응력은 최대값을 가지며, ζ 가 증가하면 최대값 부근 이전에는 감소하며, 최대값 부근 이후에는 증가한다.

참고문헌

- (1) Luikov, A. V., Aleksashenko, V. A. and Aleksashenko, A. A., 1971, "Analytical Methods of Solution of Conjugated Problems in Convective Heat Transfer," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, pp. 1047~1056.
- (2) Memory, S. B., Lee, W. C. and Rose, J. W., 1993, "Forced Convection Film Condensation on a Horizontal Tube-Effect of Surface Temperature Variation," Vol. 36, No. 6, pp. 1671~1676.
- (3) Honda, H. and Fujii, T., 1984, "Condensation of Flowing Vapor on a Horizontal Tube-Numerical Analysis as a Conjugate Heat Transfer Problem," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 106, pp. 841~848.
- (4) Cess, R. D., 1960, "Laminar Film Condensation on a Flat Plate in the Absence of a Body Force," *Z. Angew. Math. Phys.*, Vol. 11, pp. 426~433.
- (5) Lee, S. H. and Lee, E. S., 2001, "Similarity and Approximate Solutions of Laminar Film Condensation on a Flat Plate," *KSME Int. J.*, Vol. 15, No. 9, pp. 1339~1345.
- (6) Luikov, A. V., 1974, "Conjugate Convective Heat Transfer Problems," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 17, pp. 257~265.
- (7) Chair, M. I. and Chang, C. L., 1997, "Effect of Wall Conduction on Natural Convection Flow of Micro-polar Fluids Along a Flat Plate," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 15, pp. 3641~3652.