

평판의 층류 막응축에서 복합열전달에 대한 근사해

이 역 수†

(원고접수일 : 2005년 2월 23일, 심사완료일 : 2005년 6월 10일)

Approximate Solution for Conjugate Heat Transfer of Laminar Film Condensation on a Flat Plate

Euk-Soo Lee†

Abstract : Liquid film thickness in laminar film condensation for flow over a flat plate generally is so thin that both fluid acceleration and thermal convection within the liquid film can be neglected. An integral solution method is proposed to solve the conjugate problems of laminar film condensation and heat conduction in a solid wall. It is found that approximate solutions of the governing equations involve four physical parameters to describe the conjugate heat transfer problem for laminar film condensation. It is shown that the effects of interfacial shear, mass transfer and local heat transfer are strongly dependent on the thermo-physical properties of the working fluids and the Jacob number.

Key words : Laminar film condensation(층류 막응축), Conjugate heat transfer (복합 열전달), Approximate solution(근사해), Integral solution method(적분 해석방법)

기호설명

A_0 : 상수	k : 열전도계수 [kW/mK]
b : 평판의 두께	\dot{m} : 응축률 [kg/m ² s]
C_f : 마찰계수	Pr : Prandtl 수, ν/α
C_{pl} : 정압비열 [kJ/kgK]	\widetilde{Re}_x : two-phase Reynolds 수, $U_\infty x/\nu_l$
h : 열전달계수 [kW/m ² K]	Re_x : Reynolds 수, $U_\infty x/\nu$
h_{fg} : 잠열 [kJ/kg]	Nu_x : 국소 Nusselt 수, hx/k
Ja : Jacob 수, $C_{pl}(T_s - T_w)/h_{fg}$	T : 온도 [°C]
Ja^* : Jacob 수, $C_{pl}(T_s - T_b)/h_{fg}$	u : x 방향 속도성분 [m/s]
	v : y 방향 속도성분 [m/s]
	z : $\theta_w^{1/2}$

† 책임저자(부경대학교 기계공학부), E-mail: esolee@mail1.pknu.ac.kr, Tel: 051)620-1617

그리스 기호

- δ : 응축액 두께
 δ^* : 무차원 응축액 두께, $\delta\sqrt{U_\infty/x\nu_l}$
 θ : 무차원 온도, $(T - T_s)/(T_w - T_s)$
 θ_w : 무차원 고체-액체 경계면 온도,
 $(T_w - T_s)/(T_b - T_s)$
 μ : 점성계수 [kg/m s]
 ν : 동점성 계수 [m²/s]
 ρ : 밀도 [kg/m³]
 τ : 전단응력 [N/m²]
 σ : $C \zeta Ja^{*-1/2}$
 ζ : 복합 무차원 변수

하첨자

- b : 평판의 아래쪽
 f : 응축액
 g : 증기
 l : 액체
 i : 액체-증기 경계면에서의 값
 s : 포화상태
 w : 고체-액체 경계면, 고체
 ∞ : 자유유동

1. 서론

응축 열교환기의 설계에서 중요한 증류 막응축에 대한 대부분의 연구는 응축액체와 고체 경계면 사이의 온도는 미리 주어진다. 그러나 더 정확하게 해석하려면 고체의 전도 열저항을 고려하여, 고체-유체 경계면의 온도는 주어지지 않고 고체벽에서 전도열전달과 유체에서 응축 열전달이 동시에 풀어야 한다. 이런 복합열전달 문제 (conjugate heat transfer problem)는 단상 (single phase) 유동에 대하여는 비교적 연구가 많으나, 2상 (two phase) 유동의 전도-대류열전달에 대하여는 문제의 복잡성 때문에 많은 연구가 이루어지지 않았다.

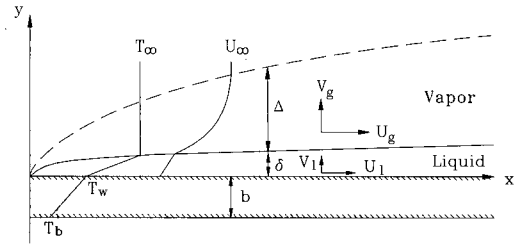


Fig. 1 Physical model and coordinates

일반적으로 증류 막응축의 경우에, 응축액의 두께는 매우 얇기 때문에 많은 연구자들이 운동량 방정식에서 관성력항과 에너지 방정식에서 열대류항을 종종 무시한다. 수직의 핀(fin) 주위의 증류 막응축에 대하여 이론적으로 연구한 Sarma et al.^[1]는 지배방정식에서 관성력과 열대류의 영향을 무시했고, 수직원관 내에서 증류막응축에 대하여 해석적으로 연구한 Pan^[2]과 수평원관 주위를 흘러내리는 증류 막응축 문제를 수치해석으로 연구한 Honda와 Fujii^[3]도 열대류와 관성력의 영향을 무시하였지만 기존의 실험결과와 잘 일치함을 보였다.

수평평판이나 수평원관의 강제대류 막응축 문제에서는 Cess^[4]의 연구, Wang과 Tu^[5]의 이론적 연구 그리고 Memory et al.^[6]의 해석적 연구 등에서 관성력과 열대류의 영향을 무시하였다. 그리고 수평평판의 강제대류 증류막응축에 대한 Lee와 Lee^[7]의 연구에서는 완전한 유사해와 관성력과 열대류를 무시한 유사해를 비교하였는데, 무차원 응축액의 두께 δ^* 가 2.1보다 작을 경우에는 두 해들이 잘 일치함을 보였다.

수평평판에서 강제대류 막응축에 작용하는 중요한 힘은 액체-증기 경계면에서 전단응력이며, 복합 열전달 문제로서 강제대류 막응축에 대한 해석은 그 복잡성 때문에 매우 제한되어 있지만, 지배방정식에서 관성력항과 열대류항을 무시한다면 해석이 비교적 간단할 수 있다. 본 연구에서는 수평평판에서 강제대류 증류 막응축 문제에 대하여 복합열전달 문제로서 관성력과 열대류의 영향을 무시하고 적분해석 방법(integral solution method)으로 근사해를 구해보고자 한다. 근사 적분방법은 해석이 간단하면서도 상당히 정확한 값을 줄 수 있다.

2. 지배방정식과 근사적분 방법

2.1 유동모델

Fig. 1은 유동모델에 대한 좌표계를 나타낸다. 증기의 유동속도 U_∞ 는 평판과 나란한 방향(x)으로 흐르고, 속도분포는 그림과 같이 균일하다. T_s 는 포화 증기의 온도이고 T_w 는 응축액과 두께가 b 인 평판의 경계면에서 온도이며, T_b 는 평판의 다른 면에서의 온도이다. T_b 와 T_w 는 일정하고 평판의 열저항을 무시할 수 있다면, $T_b = T_w$ 가 된다. 그러나 복합열전달 문제로서 T_b 가 주어진 경우에는 T_w 값은 일반적으로 알려져 있지 않고 응축액의 유동과 평판의 열전도에 의존한다. T_w 는 T_s 보다는 낮아서 막응축이 일어난다고 가정한다. 또한 정상상태 층류유동이며, 파동이 없다고 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 에너지 방정식을 무시할 수 있고, 액체쪽의 운동량 방정식과 에너지 방정식에서 부력과 점성에 의한 에너지 손실을 무시한다.

2.2 지배방정식과 경계조건

평판(고체)의 열저항을 무시할 수 있는 경우, 즉, $T_b = T_w$ 인 경우에 대하여 기본적인 지배 편미분 방정식과 경계조건들은 아래와 같다.

액상에서 :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

$$u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} = \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial \tau_l}{\partial y} \tag{2}$$

$$u_l \frac{\partial T_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{k_l}{\rho_l c_{pl}} \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} \tag{3}$$

증기상에서 :

$$\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = 0 \tag{4}$$

$$u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \tau_g}{\partial y} \tag{5}$$

경계조건 :

$$y=0 : u_l = 0, v_l = 0, T_l = T_w \tag{6}$$

$$y=\delta+\Delta : u_v = U_\infty, T_v = T_s, \frac{\partial u_g}{\partial y} = 0 \tag{7}$$

$$y = \delta : u_l = u_g = u_i \tag{8}$$

$$T_l = T_g = T_i \tag{9}$$

$$\mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y} = \mu_g \frac{\partial u_g}{\partial y} = \tau_i \tag{10}$$

$$\dot{m}_l = \dot{m}_g = \dot{m} \tag{11}$$

$$k_l \frac{\partial T}{\partial y} = \dot{m} h_{fg} \tag{12}$$

$$\text{여기서 } \dot{m} = \frac{d}{dx} \int_0^\delta \rho_l u_l dy \tag{13}$$

액체의 점성계수를 제외한 모든 물성은 두 상에서 각각 일정하다고 가정하고, 포화증기와 포화액체 상태의 물성을 취한다. 액체의 점성계수는 액체막을 대표하는 온도에서 물성치를 택하여 위의 방정식들을 풀고자 한다.

Lee와 Lee^[7]에 의하면, 1 atm에서 액체금속을 포함해서 대부분의 작동유체에 대하여 수정된

Jakob수 Ja/Pr 값이 0.1 보다 작거나 무차원 응축액 두께 δ^* 가 대략 2.1보다 작을 경우에는 관성력과 열대류를 무시할 수 있음을 보였다. Cess^[4]에 의하면, 액막에서 관성력과 열대류는 무차원변수 Ja/Pr 값이 3 보다 작을 때는 다른 힘에 비하여 무시할 수 있다고 보고하였다. 실제로 대부분의 강제대류 층류 막응축 문제에서 응축액은 매우 얇고 응축액의 속도는 매우 느리므로, 액체 유동에서 관성력항과 대류항은 무시할 수 있을 것이다. 따라서 근사해의 경우에 액상의 운동량 방정식과 에너지 방정식은 식(2)와 식(3)으로부터 좌변을 무시하면 아래와 같이 간단히 표시할 수 있다.

$$\frac{\partial \tau_l}{\partial y} = 0 \quad (2a)$$

$$\frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} = 0 \quad (3a)$$

그 외에 증기상에서 운동량 방정식과 경계조건은 동일하고, 액체-기체 경계면의 경계조건들도 동일하다. 단순화된 운동량 방정식(2a)과 액막의 에너지 방정식(3a)에 대해서는, 액체의 속도와 온도에 대한 경계조건들을 만족시키는 액체의 속도 분포와 온도분포를 구할 수 있다. 응축액의 전단응력은 y 방향으로 일정하고 정의식과 적분을 이용하여 구할 수 있다. 근사해의 경우에는 응축액에서 속도분포와 온도분포는 식(2a)와 식(3a)에서 알 수 있듯이 기본적으로 선형(linear)이며 아래와 같다.

$$U_l = \tau_l y / \mu_l \quad (14)$$

$$T_l = T_w + (T_s - T_w) \frac{y}{\delta} \quad (15)$$

이제 기본 방정식들 중에서 증기의 운동량 방정식(5)과 나머지 경계조건들을 만족하는 해답을 구해보자. 액체-증기 경계면에서 발달하는 증기 경계층내의 증기의 속도분포는 Schiller^[8]가 처음 가정한 것처럼 경계조건들을 만족하는 2차 곡선으로 가정한다. 즉

$$U_g = a + by + cy^2 \quad (16)$$

증기의 속도에 관한 이 방정식의 상수 a, b, c 는 경계조건식들(6)과 (7)로부터 알 수 있다. 증기의 운동량 방정식(5)을 적분한 적분방정식과 나머지 만족해야 될 경계조건으로 액체-증기 경계면에서 전단응력의 연속조건에 관한 식(10)과 에너지 평형조건에 관한 식(12)로 구성되는 아래의 기본방정식들이 남게 된다

증기의 운동량 적분 방정식 :

액상과 증기상의 속도분포를 대입하여 연속 방정식을 적분하고, 매개변수를 가지는 운동량 방정식(5)에서 Leibnitz Rule을 이용하여 정리하면 아래와 같다.

$$\frac{1}{15} \frac{dU_i}{dx} (6 U_i \Delta - U_\infty \Delta) + \frac{1}{15} \frac{d\Delta}{dx} (3U_i^2 - U_i U_\infty) - 2U_i^2 = \frac{\rho_l}{\rho_g} \left[\frac{Ja}{Pr} \frac{\nu_l}{\delta} (U_\infty - U_i) - \nu_l \frac{U_i}{\delta} \right] \quad (17)$$

에너지 평형 :

액상에서 온도분포와 증기상에서 속도와 온도분포를 식(12)와 식(13)에 대입하여 정리하면 아래와 같다.

$$\delta^2 \frac{dU_i}{dx} + U_i \delta \frac{dU_i}{dx} = 2 \nu_l \frac{Ja}{Pr} \quad (18)$$

액체-증기 경계면에서의 전단응력 :

전단응력은 x 방향에 따라 연속이므로, 식(10)에서 x 방향으로 미분을 취하고 액상과 증기상의 속도분포를 이용하면 아래와 같다.

$$-\frac{U_\infty \delta}{U_i^2} \frac{dU_i}{dx} + \frac{U_\infty - U_i}{U_i} \frac{d\delta}{dx} - \frac{1}{2} \frac{\mu_l}{\mu_g} \frac{d\Delta}{dx} = 0 \quad (19)$$

위의 세 연립방정식(17, 18, 19)은, 3개의 미지수 즉 액체-기체 경계면의 속도 U_i , 액체막의 두께 δ 그리고 증기 경계층의 두께 Δ 에 대한, 연립 1차 상미분방정식에 해당되며, 이들 3 식에 포함된 U_i, δ 와 Δ 는 일반적으로 모두 x 만의 함수이

다. 위의 연립방정식은 계수들의 행렬식으로 요약해서 표시하면 다음과 같이 표현할 수 있을 것이다.

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dU_i/dx \\ d\delta/dx \\ d\Delta/dx \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_1 \\ G_2 \\ G_3 \end{bmatrix} \quad (20)$$

초기 조건의 평가 :

위의 연립방정식을 풀기위하여 증기의 유동속도 U_∞ 와 특성길이 L 을 사용하여 3개의 변수 $U_i(x)$, $\delta(x)$ 와 $\Delta(x)$ 를 무차원화 시키고, Cramer의 법칙을 이용하여 풀어보면, $Z(=x/L) = 0$ 에서 계수들의 행렬식이 0이 되므로 특이 문제가 된다. 초기값 문제로서 수치계산을 하려면 $Z = 0$ 근방의 해를 찾으면 가능할 것이다. $Z > 0$ 인 영역에서 매우 작은 Z 값에 대한 초기값을 구하기 위해서 U_i 와 δ 를 급수 전개하면 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$U_i = A_0 U_\infty + A_1 Z + \dots \quad (21)$$

$$(\delta/L)^2 = B_0 Z + B_1 Z^2 + \dots \quad (22)$$

Z 값이 매우 작은 경우에 Z 값의 높은 차수의 항은 무시할 수 있으며, 단지 첫 항만 취하면 $U_i = A_0 U_\infty$, $(\delta/L)^2 = B_0 Z$ 이 되고 식(17), 식(18) 그리고 식(19)에 대입하면 무차원 상수 A_0 와 B_0 가 풀어지고 초기값이 결정된다. 그러므로 이 층류 막응축 문제는 근사 적분방법에 의하여 연립 상미분방정식의 초기치 문제로 풀 수 있게 되는데, 식(20)의 행렬식에 대입하면 동점성 계수 ν_i 이 소거되면서 단지 3개의 무차원 변수, 즉 Jacob 수 Ja , 프란틀수 Pr 그리고 물성치비 $\rho_i \mu_i / \rho_g \mu_g$ 의 함수가 된다.

2.3 복합 열전달

본 연구에서는 평판의 열저항을 무시할 수 없는 일반적인 경우, 즉 $T_b \neq T_w$ 인 경우에 대하여 운동량 방정식에서 관성력항과 에너지 방정식에서

대류항을 무시한 근사해를 복합열전달 문제로서 해석해 보고자 한다.

층류 막응축에 대한 복합열전달 문제의 해석에서, 전도와 대류에 대한 에너지 보존 방정식들은 응축액과 고체의 경계면에서 열유속(heat flux)이 연속이라는 조건으로 서로 연결된다. 일반적으로 막응축의 경우에는 열전달량이 매우 크기 때문에, 고체벽을 따른 축(x) 방향의 열전도는 직교방향(y)의 열전도에 비하여 매우 작으므로 x 방향의 온도변화는 상대적으로 작다. 그러므로 T_w 는 x축을 따라 변하지만, 1 차원 근사과정으로 주어진 x에 대한 고체-액체 경계면 평균온도로 정의한다. 그리고 이 경우에 고체 벽 내의 온도분포는 선형으로 가정할 수 있다. 액체막이 얇은 경우에는, 응축액의 온도분포도 선형으로 가정할 수 있고 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{k_w(T_w - T_b)}{b} = \frac{k_l(T_s - T_w)}{\delta(x)} \quad (23)$$

여기서 $\delta(x)$ 는 액체막의 두께이다. 액체막(혹은 열경계층)의 두께는 유체의 물성치와 속도 그리고 표면온도 등에 의존한다. 본 연구에서는 속도분포와 온도분포를 선형인 근사해로서 응축액 두께 $\delta(x)$ 를 Reynolds 수, Prandtl 수 그리고 Jacob 수의 함수로 나타내어 본다. 식(20)에서 Cramer의 규칙을 이용하면, $dU_i/dx = 0$ 가 되므로 경계면 속도 U_i 는 $A_0 U_\infty$ 으로 일정하다. 여기서 A_0 는 임의의 상수이다. 이를 식(18)에 대입하고 적분하면 액체막의 두께 $\delta(x)$ 는 아래와 같이 표현된다.

$$\delta(x) = x \left(\frac{Ja}{Pr} \frac{4}{A_0} \right)^{1/2} \bar{Re}_x^{-1/2} \quad (24)$$

여기서 $\bar{Re}_x (= U_\infty x / \nu_i)$ 는 자유유동의 증기속도와 응축액의 물성치를 사용한 이상(two-phase) Reynolds 수이고, Ja 는 $T_s - T_w$ 를 기준으로 한 Jacob 수이다. 그리고 무차원 경계면 온도 θ_w 를 정의하면 아래와 같다.

$$\theta_w = \frac{T_w - T_s}{T_b - T_s} \quad (25)$$

또한 식(23)을 최대온도차 인 $T_s - T_b$ 로 나누고, 식(24)을 대입하여 정리하면 아래와 같다.

$$1 - \theta_w = C \zeta (Ja^* / Pr)^{-1/2} \theta_w^{1/2} \quad (26)$$

여기서 상수 $C = (A_0/4)^{1/2}$ 이고, 물리적으로는 무차원 경계면 속도 U_i/U_∞ 를 의미한다. 그리고 Ja^* 는 최대온도차 인 $T_s - T_b$ 를 기준으로 한 Jacob 수로서 $Ja^* = Ja / \theta_w$ 의 관계가 있고, 무차원 복합변수 ζ 는 아래와 같이 정의된다.

$$\zeta = \frac{k_l}{k_w} \frac{b}{x} Re_x^{1/2} \quad (27)$$

이 복합변수는 Vynnycky et al^[9]이 단상의 강제 대류 열전달에 대하여 제안한 무차원 변수 $(k_l b / k_w x) Re_x^{1/2} Pr^{1/2}$ 그리고 Char와 Chang^[10]이 자연대류 열전달에 제안한 변수 $(k_l b / k_w L) Gr^{1/4}$ 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 경우에는 $T_w \cong T_b$ 가 된다. 식(26)에서 $z = \theta_w^{1/2}$ 로 두면, 아래와 같이 2차 다항식으로 나타낼 수 있다.

$$z^2 + \sigma z - 1 = 0 \quad (28)$$

여기서 수정된 복합변수 $\sigma = C \zeta (Ja^* / Pr)^{-1/2}$ 이고, z 는 σ 만의 함수이다. 이 식은 2차식이므로 2개의 근이 존재하는데, 항상 2개의 실근이 존재한다. 그러나 물리적으로 의미가 있는 값은 $0 \leq z \leq 1$ 범위이고, 그 범위에서는 무차원 변수 σ 의 값에 따라 항상 1개의 실근이 존재하는데, 근의 공식으로 구한 결과를 Fig. 2에서 볼 수 있다. 경계면 온도 θ_w 는 σ 의 증가와 함께 단조 감소함을 볼 수 있는데, 특히 $\sigma \leq 1.8$ 일 때 1에서 약 0.2까지 매우 급격히 감소하다가 그 후에 완만해짐을 볼 수 있다. 여기서 σ 는 ζ 와 Ja^* 그리고 상수 C 의 곱으로 이루어져 있고, 복합 층류 막응축에 대한 근사해는 4개의 식(17, 18, 19, 28)을 풀면 구할 수 있다. 따라서 초기조건을 대입하여 정리하면 근사해는 4개의 무차원 변수, 즉 Jacob 수 Ja^* , 프란틀 수 Pr , 물성치 비 $\rho_l \mu_l / \rho_g \mu_g$ 그리고 복합 무차원 수 ζ 의 함수이다. 여기서 경계면 속도와 관계가 있는 상수 $C = (A_0/4)^{1/2}$ 는 4개의 무차원 변수에 의해서 결정되지만, Fig. 2에서 알 수 있듯이 Ja^* 가 커짐에 따라서 거의 일정한 값을 가지기 때문에, 수정된 복합 무차원변수 σ 는 ζ 와 Ja^* 의 영향을 주로 받음을 알 수 있다.

복합 층류 막응축 문제로서 근사적분 해석방법은 경계조건과 함께 액상의 운동량 방정식과 에너지 방정식, 증기상의 운동량방정식 그리고 응축액-고체 경계면의 에너지 보존식이 함께 풀어져야 한다. 근사적분 해석은 계산방법이 간단하면서도 매우 정확한 해를 제공하는데, 먼저 작동유체와 무차원 변수 ζ 그리고 평판의 아래쪽 온도 T_b 가 주어진다. 상수 A_0 가 가정되면 무차원 복합변수 σ 가 계산되며, 식(28)에서 무차원 경계면온도 θ_w 가 구해지고, T_w 를 기준으로 막온도 $T_{film} = T_w + 1/2(T_s - T_w)$ 의 평가와 함께 선형연립방정식들을 Cramer의 rule을 이용하여 푼다. 또한 무차원 경계면 속도 U_i/U_∞ 와 상수 A_0 값을 비교하여 오차가 만족스러운 정도로 아주 작을 때,

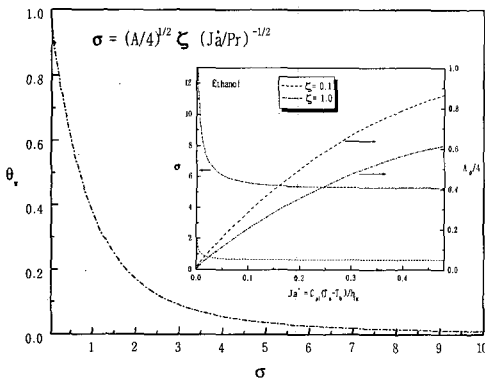


Fig. 2 Dimensionless solid-liquid film interfacial temperature

해(solution)로서 취하고 오차가 큰 경우에는 상수 A_0 를 다시 가정하고 앞의 과정을 반복한다. 비선형 방정식의 해석방법으로 증분 추적법(incremental search method)을 사용했고, 복합 열전달에 대한 지배 방정식들을 풀면, 식(21)의 경계면 속도와 식(24)의 응축액의 두께가 계산되고 경계면 전단응력, 응축률 그리고 열전달계수 등은 아래의 식(29) ~ 식(31)에서 계산할 수 있다.

$$\dot{m} = \frac{\mu_l}{\delta} \frac{Ja^*}{Pr} \theta_w \quad (29)$$

$$\tau_i = \frac{\mu_l A_0 U_\infty}{\delta} \quad (30)$$

$$h_x = \frac{k_l}{\delta} \quad (31)$$

3. 계산결과 및 고찰

복합열전달 문제로서 응축에 대한 연구는 매우 제한되어 있다. 복합 층류 막응축 문제로서 근사적분 방법에 대한 해(solution)는 4 가지 무차원 변수, Ja^* , Pr , $\rho_l \mu_l / \rho_g \mu_g$ 그리고 ζ 의 함수이다. 본 연구에서는 1 atm에서 대표적으로 프란틀 수가 다른 유체인 수은, 물 그리고 에탄올에 대하여 근사해를 구해서, Jacob 수가 증가함에 따른 작동유체와 무차원 복합변수 ζ 의 영향 등을 알아본다.

3.1 응축액 두께

지배 방정식 중 응축액의 관성력항과 열대류항을 고려한 완전한 유사해^[7]와 본 연구의 근사적분해를 비교하였는데, 일반적으로 속도분포와 온도분포가 응축액막이 얇을 경우에는 선형이므로 잘 일치하고 있음을 Fig. 3에서 알 수 있다. Fig. 4는 무차원 응축액 두께 δ^* 에 대하여 작동유체와 복합 무차원 변수 ζ 의 영향을 볼 수 있다. 응축액 두께 δ^* 는 Jacob 수 Ja^* 의 값이 증가함에 따라 처음에는 급격하게 증가하다가 다시 완만히 증가

하는데, Ja^* 의 값이 작은 경우에 δ^* 는 무차원 복합변수 ζ 의 영향을 많이 받고 있으며 ζ 의 값이 증가함에 따라 감소한다. 일반적으로 응축액의 두께가 두꺼워지면 관성력과 대류의 영향을 무시할 수 없는데, 무차원 응축액 두께 δ^* 가 약 2.1 이상(혹은 수은의 경우에 Ja^* 기준으로 약 0.003)에서는 지배방정식에서 관성력항과 대류항을 무시할 수 없기 때문에 더 이상의 Ja^* 에 대하여는 계산하지 않았다^[7]. 그리고 Jacob 수가 증가함에 따라서 Pr 이 작은 유체일수록 응축액의 두께가 빨리 증가함을 알 수 있다.

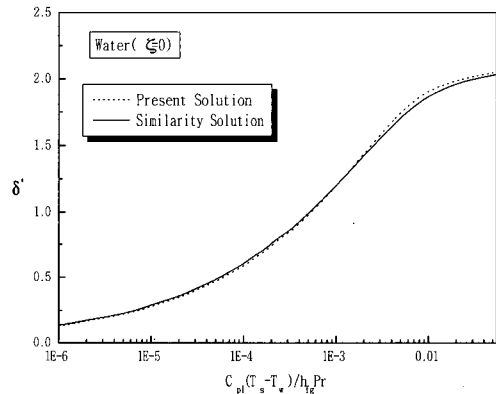


Fig. 3 Modified Jacob number and liquid film thickness

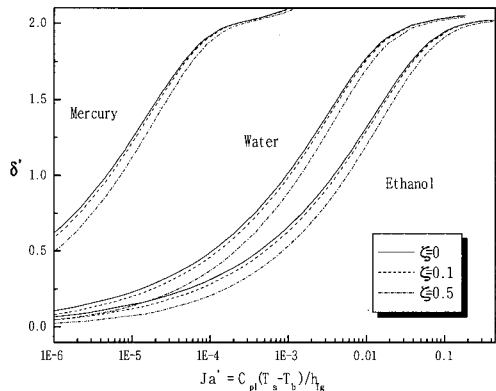


Fig. 4 Jacob number Ja^* and liquid film thickness

3.2 고체-액체 경계면 무차원 온도

Fig. 5는 응축액이 에탄올일 경우에 Jacob 수

Ja^* 가 증가함에 따른 고체-액체 경계면 무차원 온도 θ_w 를 보여준다. 전체적으로는 무차원 복합 변수 ζ 가 증가함에 따라 θ_w 가 감소하고 있음을 알 수 있다. 그리고 Ja^* 가 증가함에 따라 θ_w 가 일정한 값에 접근하는데, 처음에는 변화가 큼을 알 수 있다. 이것은 응축액의 두께가 매우 얇은 경우에는, 즉, Ja^* 가 작은 경우에는 Fig. 2에서 알 수 있듯이 Ja^* 의 영향을 가장 많이 받는 무차원 복합 변수 $\sigma = C \zeta (Ja^*/Pr)^{-1/2}$ 값의 변화가 매우 크기 때문이다. 그리고 Ja^* 가 증가할수록 σ 값의 변화는 완만해진다.

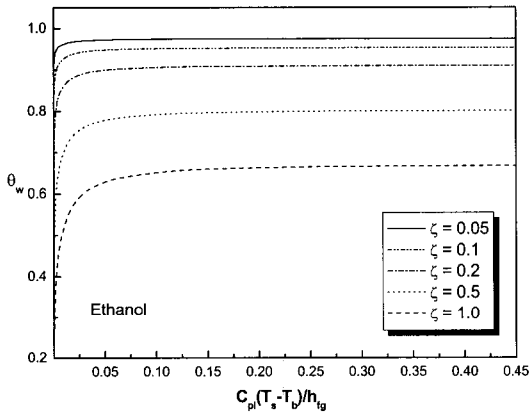


Fig. 5 Variation of interfacial temperature θ_w with Ja^*

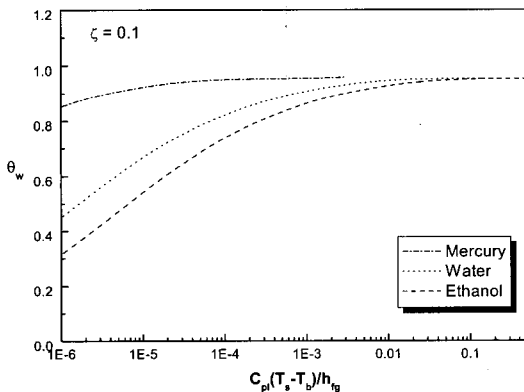


Fig. 6 Interfacial temperature θ_w under different fluids

그리고 Fig. 6에서는 경계면 온도 θ_w 가 온도에 따른 물성치의 변화가 작은 순서, 즉 수은, 물, 에탄올 순으로 주어진 ζ 의 값에 따라 일정한 값에 빨리 접근함을 알 수 있다.

3.3 액체-기체 경계면 전단응력과 응축률

Fig. 7에서는 강제대류 막응축에서 중요한 힘인 액체-증기 경계면 전단응력을 보여주는데, 무차원 전단응력 $1/2 C_f \bar{Re}_x^{0.5}$ 는 Jacob 수 Ja^* 가 증가함에 따라 증가함을 볼 수 있다. 특히 수은의 경우에는 매우 급격하게 증가함을 알 수 있고, 물(water)보다는 에탄올이 다소 완만하게 증가한다. 이것은 Fig. 4에서 Ja^* 에 대한 응축액 두께의 증가와 관계가 있다. 그리고 무차원 복합 변수 ζ 의 값이 증가함에 따라 감소함을 보여준다.

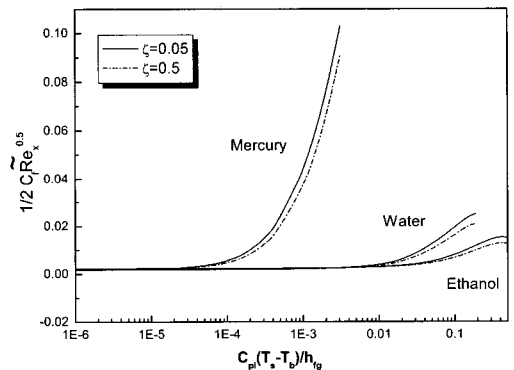


Fig. 7 Interfacial shear stress under different fluids and conjugate parameter ζ

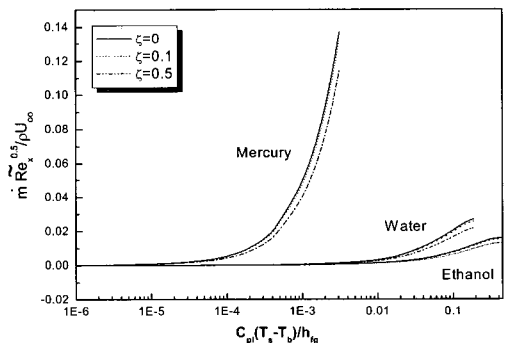


Fig. 8 Condensate flow rate under different fluids and conjugate parameter ζ

Fig. 8에서는 무차원 응축율 ($\dot{m}/\rho_l U_\infty \overline{Re}_x^{0.5}$)을 보여주는데, 경계면 전단응력과 거의 유사함을 알 수 있다. 그리고 액체-기체 경계면 속도 U_i/U_∞ 에 대한 경향도 경계면 전단응력과 유사하므로 표시하지 않았다. 본 모델의 해석에 의하면 ζ 값이 0.1 이하에서는 최대 5% 정도의 차이를 보여주지만, 그 이상에서는 약 90%까지 무차원 값들의 차이를 보이고 있다.

3.4 열전달계수

Fig. 9를 살펴보면, Jacob 수 Ja^* 의 값이 증가함에 따라 응축액의 두께가 두꺼워지므로, 응축액의 열저항이 증가하여 무차원 열전달 계수 $Nu_x \overline{Re}_x^{-0.5}$ 는 단조적으로 감소하고 있으며, 특히 작동유체의 영향이 매우 큼을 알 수 있다.

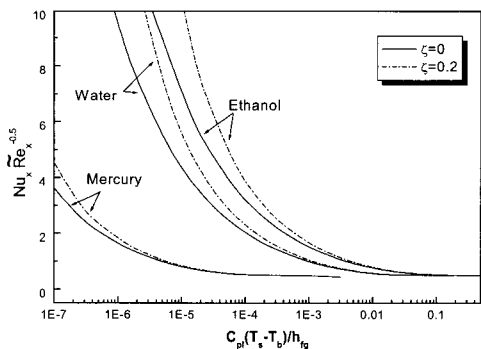


Fig. 9 Local Nusselt number under different fluids and conjugate parameter ζ

그리고 응축액의 두께가 얇은 경우(Ja^* 가 작은 경우)에 복합 무차원 변수 ζ 의 영향을 더욱 크게 받고 있음을 알 수 있다.

4. 결 론

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

액체유동의 운동량 방정식에서 관성력항의 효과

와 에너지 방정식에서 대류항의 영향은 매우 작기 때문에, 복합 열전달 문제로서 층류 막응축에 대하여 적분해석 방법을 적용하여 근사해를 구할 수 있다. 복합 층류 막응축에 대한 근사해는 Jacob 수 Ja^* , 프란틀 수 Pr, 물성치비 $\rho_l \mu_l / \rho_g \mu_g$ 그리고 복합 무차원 변수 ζ 를 포함하여 4개의 무차원 변수의 영향을 받고 있다. 그리고 Jacob 수 Ja^* 에 따라 복합 무차원 변수 ζ 가 증가하면, 무차원 열전달 계수는 증가하지만 무차원 응축액 두께와 경계면 전단응력 등은 감소하는 경향을 보여 주는데, 특히 응축액의 두께가 얇은 경우에 작동유체의 영향은 매우 크다. 그리고 ζ 값의 범위가 0.1 이내에서는 약 5% 정도의 차이가 난다.

후 기

이 논문은 두뇌한국 21사업에 의하여 일부 지원되었음.

참고문헌

- [1] P. K. Sarma, S. P. Chary and V. D. Rao, "Condensation on a vertical plate fin of a variable thickness", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31, No. 9, pp. 1941-1944, 1988.
- [2] Y. Pan, "Condensation characteristics inside a vertical tube considering the presence of mass transfer, vapor velocity and interfacial shear", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 4475-4482, 2001.
- [3] H. Honda and T. Fujii, "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, 1984.
- [4] R. D. Cess, "Laminar film condensation on a flat plate in the absence of a body force," Z. Angew. Math. Phys.,

- Vol.11, pp. 426-433, 1960.
- [5] C. Y. Wang, and C. J. Tu., "The effect of non-condensable gas on forced convection condensation along a horizontal plate in a porous medium", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, No.10, pp. 1847-1852, 1989.
- [6] S. B. Memory, W. C. Lee and J. W. Rose, "Forced convection film condensation on a horizontal tube-effect of surface temperature variation", Vol. 36, No.6, pp.1671-1676, 1993.
- [7] S. H. Lee and E. S. Lee, "Similarity and approximate solutions of laminar film condensation on a flat plate", KSME Int. J., Vol. 15 No.9, pp. 1339-1345, 2001.
- [8] L. Schiller, "Investigation on laminar and turbulent flow", Forschungsarbeiten, V.D.I., 248.
- [9] M. Vynnycky, S. Kimura, K. Kanev and I. Pop, "Forced convection heat transfer from a flat plate: the conjugate problem", Int. J. heat Mass Transfer, Vol. 41, No.1, pp.45-59, 1998.
- [10] M. I. Char and C. L. Chang, "Effect of wal conduction on natural convection flow of micropolar fluids along a flat plate", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, No.15, pp. 3641-3652, 1997.

저 자 소 개



이역수 (李德守)

1964년 3월생. 1989년 부산대학교, 기계설계공학과 졸업. 1992년 동대학원, 졸업(석사). 1999년 동대학원 졸업(박사), 현재 부경대학교 기계공학부 계약교수.