[논문] 태양에너지
Solar Energy
Vol. 12, No. 3, 1992

파라핀을 채운 수직원관 내에서의 열전달 특성

염 성 배 · 홍 창 식*
홍익대 공업화학과 · 동양 중앙연구소*

Heat Transfer Characteristics for Inward Melting in a Paraffin-Filled Vertical Cylinder.

Sung Bae Yum · Chang Shik Hong*
Dept of Chemical Technology, College of Industry and Art, Hongik Univ.
Tong Yang Central Laboratories*

요 약

본 연구에서는 고-액 상변화 시의 잠열을 이용한 축열방법 중에서 고상파라핀을 충전한 수직원관의 관벽을 가열하여 축열하는 경우에 대하여 관 내에서 일어나는 열전달 특성과 축열속도를 이론적으로 해석하였다. 액상에서는 자연대류를 고려하였고 고상에서는 순수 열전도 모델을 사용하였다. 고상파라핀의 초기온도와 관벽의 가열온도 그리고 관의 형상비가 축열속도에 미치는 영향을 알아보았으며, 전체 열전달과정을 순수열전도 모델로 해석하여 자연대류가 축열에 미치는 영향을 고찰하였다.

용융초기에는 관벽과 고액경계면의 영향으로 자연대류에 의한 유동은 장애를 받으나, 40% 정도의 용융이 진행된 후 부터는 내부 액상에서의 자연대류가 활발히 일어나고, 용융중기로 갈수록 관의 상부에 뜨거운 액상층이 축적되므로 자연대류는 소멸하게 된다. 전체적인 융용속도는 순수열전도에 의한 용융속도보다 빨라지게 된다.

관벽의 가열온도와 형상비가 증가할수록 관 내에서의 자연대류가 활발하게 일어나므로 용융속도는 빨라지며, 형상비가 클수록 상하부 간에 불균등한 용융이 일어난다. 고상의 초기온도는 초기의 용융속도에 큰 영향을 미치고 용융이 진행될수록 그 효과는 줄어든다.

ABSTRACT

Heat transfer characteristics and heat storage rate for vertical cylinder packed with paraffin as a latent heat storage material were theoretically studied. Conduction and convection

mechanism were applied to the solid and liquid phase, respectively, and the results were compared with that of pure conduction model. The effects of heating temperature, initial solid temperature and aspect ratio on rate of storage were also studied.

In the initial stage of melting, the natural convection is nearly restricted by the friction at the wall and the phase boundary. But it is generated when about 40% of solid melts and again it shrinks by the hot liquid situated on the upper part of the cylinder. So overa ll melting rate is higher then that for pure conduction model.

The increase in heating temperature and aspect ratio activates the natural convection, so melting rate becomes higher. And the larger the aspect ratio, the greater the difference between upper and lower size of the solid. In the initial stage of melting, the initial temp erature of solid paraffin has great effect on the melting rate, but as melting proceeds its effect lessens gradually.

NOMENCLATURE

Cp : Specific heat capacity
Fo : Fourier number
g : Specific gravity
ΔH_f : Latent heat of paraffin
k : Thermal conductivity
L : Length of the cylinder
M : Mass of the solid packed
m : Mass of the liquid melt
Pr : Prandtl number
R : Radius of the cylinder
Ra_L : Rayleigh number
r : Coordinate in the radial direction
r_m : Radial position of solid−liquid boundary
Ste_l : Stefan number in the solid phase
T_o : Initial temperature of solid paraffin
T_l : Temperature of the liquid
T_m : Melting temperature of the paraffin
T_s : Temperature of the solid
T_w : Heating temperature of the wall
t : Time
U_r : Velocity in the radial direction
U_z : Velocity in the axial direction
z : Coordinate in the axial direction
z_m : Axial position of liquid−solid boundary

GREEK LETTERS

α : Thermal diffusivity of the paraffin
β : Thermal expansion coefficient
γ : Aspect ratio
η_l : Radial coordinate in the Landau transformation
η_s : Radial coordinate in the Landau transformation
ν : Dynamic viscosity
ξ_l : Axial coordinate in the Landau transformation
ξ_s : Axial coordinate in the Landau transformation
ρ : Density of the paraffin
Ψ : Stream function
ω : Vorticity

Subscript/superscript

l : Liquid
m : Melting
o : Initial
r : Radial
s : Solid
w : Wall
z : Axial

1. 서 론

태양에너지와 공장의 폐열과 같이 에너지의 수요시간대와 무관하게 공급되는 에너지나 전력과 같이 수요량의 변동이 심한 에너지를 효율적으로 사용하기 위해서는 에너지의 공급과 수요시간대 간의 차이를 극복할 수 있는 축열이 필요하다.

축열은 크게 현열축열과 잠열축열로 나누어지는데, 축열밀도가 높고 상변화가 일어나는 일정온도에서 대부분의 열을 축방열 할 수 있는 잠열축열이 유리하다. 잠열축열에 사용되는 축열재는 사용목적과 열원의 온도 그리고 축열재가 갖추어야 할 기본 조건[1]에 의해 선택되며, 이를 어떤 구조로 배열하여 축, 방열속도를 조절할 것인가? 가 또한 중요한 관심의 대상이다.

본 연구에서는 건물의 난방에 사용하기 적합한 상변화온도 49.1 C인 파라핀을 축열재로 수직원관 내에 충전하여 축열에 사용할 경우, 관내에서 일어나는 열전달특성과 축열속도를 이론적으로 해석하였다. 파라핀을 충전한 원관 내에서의 축열과정은 수직원관과 수평원관의 두 형태로 나눌 수 있으며, 각각의 축열속도와 열전달방식도 매우 상이하다.[2] 수평원관에 대해서는 비교적 많은 연구결과가 발표되었으나[3, 4, 5] 수직원관에 대해서는 몇 편의 논문[6, 7]을 제외하고는 아직 연구결과가 미진한 상태이다.

본 연구에서는 용융점 이하의 온도로 균일하게 유지되고 있는 수직원관 내의 고상 파라핀을 용융점보다 높은 온도로 관벽을 가열하는 경우를 대상으로 하였다. 관 내를 액상과 고상으로 분리하여, 액상에 대해서는 자연대류를 고려한 열전달모델을, 그리고 고상에 대해서는 순수열전도모델을 세워 이를 해석함으로써 축열속도와 이에 대한 이론적인 배경을 제시하였다. 특히 관 상부의 고상이 용융하여 축방향으로 고액경계면이 이동하는 상태에 대해서도 고려하여 관 내 파라핀이 완전히 용융되는 시점까지를 해석하였다. 그리고 고상파라핀의 초기온도와 관벽의 가열온도 및 관의 형상비가 축열속도에 미치는 영향을 알아보았으며, 아울러 순수열전도 모델에 의하여 전 과정을 해석하여 자연대류가 용융에 미치는 영향을 고찰하였다.

2. 이론적 해석

고상파라핀을 채운 수직원관을 외부에서 가열하여 관 내에 에너지를 저장할때, 관벽을 통해 내부로 유입된 열량은 액상파라핀을 거쳐서 고상파라핀으로 전달되며 이에의해 고상파라핀의 온도가 상승하고 또한 고액경계면에서는 용융이 일어난다.

액상에서는 뜨거운 관벽 주위에서 가열된 파라핀은 밀도가 낮으므로 관벽을 따라 상승하는 흐름을 유발하고, 고액경계면 주위의 액상파라핀은 고상파라핀의 용융잠열과 현열로 열을 빼앗기므로 밀도가 높아져서 하강하여 그 자리를 대체하게 된다. 그리고 용융이 진행되는 동안 관내의 액상에는 관벽의 가열온도와 고액경계면의 상변화온도가 존재하므로 자연대류가 발생할 수 있는 요인은 상존한다. 반면 고상에서는 고액경계면이 상변화온도로 고정되므로 액상으로부터 열을 전달받아 전도에 의해 초기온도에서 상변화온도로 상승하게 된다. 이와같이 관 내에서의 열전달방식은 고상에서는 열전도 그리고 액상에서는 자연대류이므로 전달현상을 해석함에 있어서 고상과 액상의 두 부분으로 구분하였다.

2-1. 모델의 설정

관 내의 액상파라핀은 관벽으로부터 열을 받아 가열되고, 한편으로는 고상파라핀으로 열을 빼앗기게 된다. 이 계에서의 열전달을 이해하기 위해서는 액상 내에서의 자연대류에 의한 유동장과 온도분포 그리고 고상에서의 온도분포를 해석해야 한다. 고상이 용융하여 액상파라핀으로 바뀌어 가는 축열과정은 다음과 같은 순서를 거치게 된다. 먼저 고상파라핀이 상변화온도로 가열된 후, 용융이 일어나며 그리고 용융된 액상파라핀의 온도가 상승하게 된다.

본 연구에서는 초기에 상변화온도(T_m)보다 낮은 온도(T_o)로 균일하게 유지되어 있는 고상파라핀을 상변화온도보다 높은 온도(T_w)로 관벽을 가열할 때에 관 내에서 일어나는 일련의 열전달 과정을 대상으로 하였다. 이 계에서 일어나는 전달현상을 해석하기 위하여 다음과 같은 가정을 하였다.

가정1) 자연대류에 의한 액상유동은 뉴튼성 층류이다.
가정2) 운동방정식에서 부력에 의해서 유발되는 힘에 관련되는 액상밀도를 제외한 모든 물성치는 온도에 무관하다. (Boussinesq 근사)
가정3) 고상과 액상의 모든 물성치는 동일하다.
가정4) 수직관의 상하부는 단열벽으로 구성되어 있다.

2-2. 지배방정식

관 내의 전달현상을 표현하기 위해서는 액상에 대한 r, z 방향의 운동방정식, 에너지수지식 그리고 연속방정식과 고상에 대한 에너지수지식이 필요하다. 따라서 이 식들에서의 종속변수로는 각 지점에서의 속도(U_r, U_z)와 온도(T_l, T_s)이다. 그러나 이식들을 해석할 때에는 속도를 대신하여 와류도(ω)와 흐름함수(Ψ)를 정의하여 사용하는 것이 편리하다. Fig. 1에는 수직원관에 대한 좌표축을 도시하였다.

가정 1) - 4)를 이용하여 주면좌표계(r,z)에서의 와류도방정식과 와류도-흐름함수 관계식 그리고 고액상의 에너지수지식을 쓰면 다음과 같다.

와류도방정식

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + \frac{1}{r}\left(\frac{\partial\omega}{\partial r}\frac{\partial\Psi}{\partial r} - \frac{\partial\omega}{\partial z}\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right) = \nu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial\omega}{\partial r} + \frac{\partial^2\omega}{\partial r^2} - \frac{\omega}{r^2} + \frac{\partial^2\omega}{\partial z^2}\right] + \beta g\frac{\partial T_l}{\partial r} \quad (1)$$

와류도- 흐름함수 관계식

$$\omega = \frac{1}{r}\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial\Psi}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} \quad (2)$$

액상의 에너지수지식

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} + \frac{1}{r}\left(\frac{\partial T_l}{\partial r}\frac{\partial\Psi}{\partial z} - \frac{\partial T_l}{\partial z}\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right) = \alpha\left(\frac{1}{r}\frac{\partial T_l}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2}\right) \quad (3)$$

고상의 에너지수지식

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha\left(\frac{1}{r}\frac{\partial T_s}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2}\right) \quad (4)$$

여기서 ω와 Ψ는 각각 다음과 같이 정의된다.

$$\omega = \frac{\partial U_r}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial r}, \quad U_r = \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial z}, \quad U_z = -\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r} \quad (5)$$

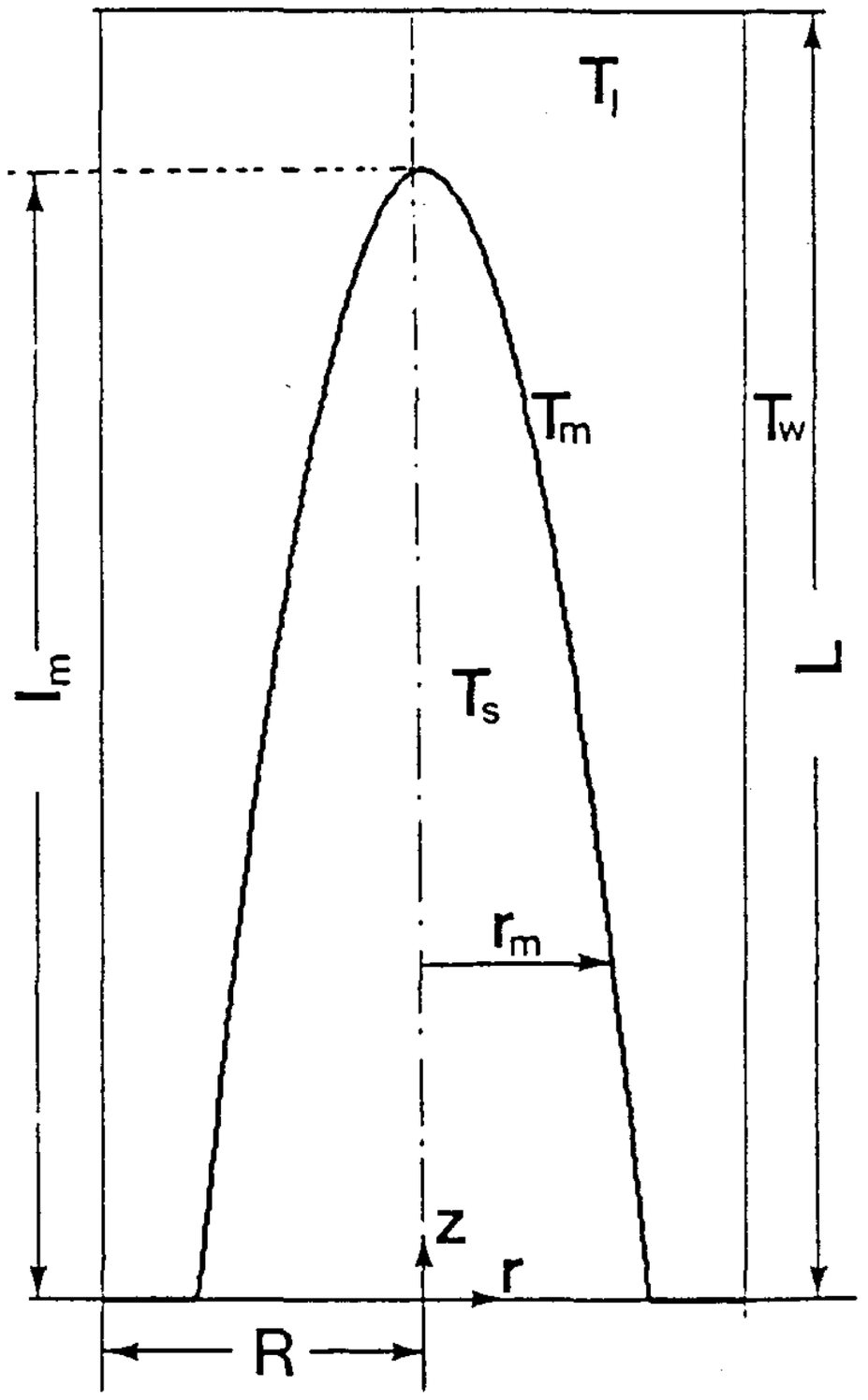

Fig. 1 Coordinate system for melting in a vertical cylinder.

2-3. 초기조건과 경계조건

지배방정식 (1)-(4)을 풀기 위해서는 초기조건과 경계조건이 필요하다. 그러나 용융이 처음 시작될 때에는 액상층이 존재하지 않으므로 계산의 진행이 불가능하다. 따라서 초기에 얇은 액상층의 존재를 가정하였다. 그러므로 초기조건과 경계조건은 다음과 같이 쓸 수 있다.

초기조건(t=0) :

$$\omega = \omega_o(r, z),\ \Psi = \Psi_o(r, z),$$
$$T_1 = T_{1,o}(r, z),\ T_s = T_o \qquad (6)$$

경계조건 :

관벽(r=R) : $\omega = \omega_w(z),\ \Psi = 0,\ T_1 = T_w$

고액경계면($r=r_m,\ z=z_m$) : $\omega = \omega_m(z),\ \Psi = 0,$
$T_1 = T_m,\ T_s = T_m$ (7)

상하관벽(z=L) : $\omega = \omega_L(r),\ \Psi = 0,$
$\partial T_1/\partial z = 0,\ \partial T_s/\partial z = 0$

관의 중심(r=0) : $\partial T_s/\partial r = 0$

이 조건들과 함께 시간에 따른 고액경계면의 위치를 추적할 수 있는 식이 필요하다. 이는 고액경계면에서의 에너지수지식으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.[8]

$$\rho \Delta H_f \frac{\partial r_m}{\partial t} = k\left[1 + \left(\frac{\partial r_m}{\partial z}\right)^2\right]\left(\frac{\partial T_s}{\partial r} - \frac{\partial T_1}{\partial r}\right) \qquad (8)$$

2-4. 무차원화

지배방정식과 그에 따른 조건들을 일반화하기 위하여 다음과 같은 무차원군을 도입하였다. 정의한 무차원변수는 아래와 같다.

$$\omega^* = \frac{R^2\omega}{\alpha},\ \Psi^* = \frac{\Psi}{\alpha L},\ T_1^* = \frac{T_1 - T_m}{T_w - T_m},$$

$$T_s^* = \frac{T_s - T_m}{T_m - T_o},\ t^* = \frac{\alpha t}{R^2},\ z^* = \frac{z}{L},\ r^* = \frac{r}{R}, \qquad (9)$$

여기서 t*는 Fourier수이다. 그리고 계를 대표하는 무차원상수는

$$Ra_L = \frac{g\beta L^3 (T_w - T_m)}{\alpha \nu},\ Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \qquad (10)$$

$$Ste_l = \frac{Cp(T_w - T_m)}{\Delta H_f},\ Ste_s = \frac{Cp(T_m - T_o)}{\Delta H_f},\ \gamma = \frac{L}{R}$$

이며 본 연구에서 사용한 값들을 Table 1에 정리하였다.

Table 1 The values of the dimensionless parameters used.

Rayleigh number, Ra_L	1.5×10^7, 1.2×10^8, 2.4×10^8 3.6×10^8, 9.6×10^8
Prandtl number, Pr	40
Stefan number of liquid, Ste_l	0, 0.15, 3
Stefan number of solid, Ste_s	0.15, 0.3 0.45
Aspect ratio, γ	2, 4, 8

2-5. Landau 변환

앞서 유도한 식들을 이용하여 직접 해를 구할 경우에는 시간에 경과함에 따라서 용융에 의해 고액경계면이 이동하므로 경계조건을 적용하기가 매우 어렵다. 이와같이 시간의 경과에 따라 경계면이 이동하는 문제에 대해서는 Landau 변환을 하면 편리하다.[9, 10]

액상에 대해서는 이동하는 고액경계($r^* = r_m^*$)와 고정인 관벽 ($r^* = 1$)간의 상대적인 거리(η_l)로, 고상에 대해서는 중심($r^* = 0$)에서부터 고액경계($r^* = r_m^*$)까지의 상대거리(η_s)로 반경방향의 위치를 표시하면 새로운 좌표계에서는 이동경계면의 위치가 $\eta_l = 0$와 $\eta_s = 1$로 고정되는 장점이 있다. 이와 마찬가지로 축방향으로도 수직원관 하부($z^* = 0$)로부터 고상파라핀의 최상단($z^* = z_m^*$)까지의 거리에 대한 상대거리(ξ_s)와 고상파라핀의 최상단($z^* = z_m$)으로부터 원관상부($z^* = z_m^*$)($z^* = 1$)까지의 거리에 대한 상대거리(ξ_l)로 표시

하면 동일한 효과를 얻을 수 있다.

본 연구에서는 반경방향(r)과 축방향(z)으로의 이차원적 Landau변환이다. 위의 내용을 정리하면

$$\eta_l = \frac{r^* - r_m^*}{1 - r_m^*}, \quad \eta_s = \frac{r^*}{r_m^*}, \tag{11}$$

$$\xi_s = \frac{z^*}{z_m^*}, \quad \xi_l = \frac{z^* - z_m^*}{1 - z_m^*},$$

가 되며(t^*, r^*, z^*)좌표계에서의 식(1)-(5)를 새로운(t^*, $\eta_{s,l}$, $\xi_{s,l}$)좌표계에 대하여 정리하면 다음과 같다.

액상에 대한 지배방정식

$$\frac{\partial\omega^*}{\partial t^*} = \left[\Pr\left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*} + \gamma^2\frac{\partial^2\eta_l}{\partial z^{*2}}\right) - \frac{\partial\eta_l}{\partial t^*} - \frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\right.$$
$$\left.\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\frac{\partial\Psi^*}{\partial\xi_{s,l}}\right]\frac{\partial\omega^*}{\partial\eta_l} + \left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\frac{\partial\Psi^*}{\partial\eta_l} - \frac{\partial\eta_{s,l}}{\partial t^*}\right)$$
$$\frac{\partial\omega^*}{\partial\xi_{s,l}} + \Pr\left[\left(\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\right)^2 + \gamma^2\left(\frac{\partial\eta_l}{\partial z^*}\right)^2\right]\frac{\partial^2\omega^*}{\partial\eta_l^2}$$
$$+ \Pr\left(2\gamma^2\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial z^*}\right)\frac{\partial^2\omega^*}{\partial\xi_{s,l}\partial\eta_l} + \Pr\gamma^2\left(\frac{\partial\eta_{s,l}}{\partial z^*}\right)^2$$
$$\frac{\partial^2\omega^*}{\partial\xi_{s,l}^2} - \frac{\Pr}{r^{*2}}\omega^* + \Pr Ra\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\frac{\partial T_l^*}{\partial\eta_l}$$

$$\omega^* = \frac{1}{\gamma r^*}\left(-\frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*} + \gamma^2\frac{\partial^2\eta_l}{\partial z^{*2}}\right)\frac{\partial\Psi^*}{\partial\eta_l} + \frac{1}{\gamma r^*}\left[\left(\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\right)^2\right. \tag{12}$$

$$\left.+\gamma^2\left(\frac{\partial\eta_l}{\partial z^*}\right)^2\right]\frac{\partial^2\Psi^*}{\partial\eta_l^2} + \frac{1}{\gamma r^*}\left(2\gamma^2\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial z^*}\right)$$
$$\frac{\partial^2\Psi^*}{\partial\xi_{s,l}\partial\eta_l} + \frac{\gamma}{r^*}\left(\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\right)^2\frac{\partial^2\Psi^*}{\partial\xi_{s,l}^2} \tag{13}$$

$$\frac{\partial T_l^*}{\partial t^*} = \left[\left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*} + \gamma^2\frac{\partial^2\eta_l}{\partial z^{*2}}\right) - \frac{\partial\eta_l}{\partial t^*} - \frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\right.$$
$$\left.\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\frac{\partial\Psi^*}{\partial\xi_{s,l}}\right]\frac{\partial T_l^*}{\partial\eta_l} + \left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_l}{\partial r_l} + \frac{\partial\xi_{s'l}}{\partial z^*}\frac{\partial\Psi^*}{\partial\eta_l}\right.$$
$$\left.-\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial t^*}\right)\frac{\partial T_l^*}{\partial\xi_{s'l}} + \left[\left(\frac{\partial\eta_l}{\partial r^*}\right)^2 + \gamma^2\left(\frac{\partial\eta_l}{\partial z^*}\right)^2\right]$$
$$\frac{\partial^2 T_l^*}{\partial\eta_l^2} + \left(2\gamma^2\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\right)\frac{\partial^2 T_l^*}{\partial\xi_{s,l}\partial\eta_l} + \gamma^2\left(\frac{\partial\xi_{s,l}}{\partial z^*}\right)^2$$
$$\frac{\partial^2 T_l^*}{\partial\xi_{s,l}^2} \tag{14}$$

(ξ_s for $0 < z^* < z_m^*$, ξ_l for $z_m^* < z^* < 1$)

고상에 대한 지배방정식

$$\frac{\partial T_s^*}{\partial t^*} = \left[\left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial\eta_s}{\partial r^*} + \gamma^2\frac{\partial^2\eta_s}{\partial z^{*2}}\right) - \frac{\partial\eta_s}{\partial t^*}\right]$$

$$\frac{\partial T_s^*}{\partial\eta_s} - \frac{\partial\xi_s}{\partial t^*}\frac{\partial T_s^*}{\partial\xi_s} + \left[\left(\frac{\partial\eta_s}{\partial r^*}\right)^2 + \gamma^2\left(\frac{\partial\eta_s}{\partial z^*}\right)^2\right]$$

$$\frac{\partial^2 T_s^*}{\partial\eta_s^2} + \left(2\gamma^2\frac{\partial\xi_s}{\partial z^*}\frac{\partial\eta_s}{\partial z^*}\right)\frac{\partial^2 T_s^*}{\partial\xi_s\partial\eta_s} + \gamma^2\left(\frac{\partial\xi_s}{\partial z^*}\right)^2$$
$$\frac{\partial^2 T_s^*}{\partial\xi_s^2} \tag{16}$$

2-6. 수치해석과정

액상과 고상에서의 전달현상은 각기 다른 방식으로 일어나지만 고액경계면을 통해 서로 연관성을 갖고 있으므로 이 두 부분에 대한 계산을 동시에 수행해야 한다. 용융이 진행되면 자연대류로 인하여 관의 하부보다 상부에서 용융이 빠르게 진행되므로 관하부로부터의 높이에 따라서 고액경계면의 위치가 달라지며 더욱 더 용융이 진행되면 고상의 높이가 줄어들게 된다. 따라서 이 시점을 기준으로 이전까지는 관 내를 고상과 액상의 두부분으로 나누고 이후부터는 고상, 고상이 존재하지 않는 액상(관의상부), 고상이 존재하는 액상(관의 하부)의 세부분으로 나누어 계산을 진행하게 된다.

앞서 기술한 식(11)-(15)를 유한차분법으로 전개(F.D.M., FTCS)하여 시간에 대한 음함수(Implicit function)로 표시하여 반복법에 의해 수렴을 시켰다. 프로그램 상의 논리적 계산순서도는 Fig. 2와 같다.

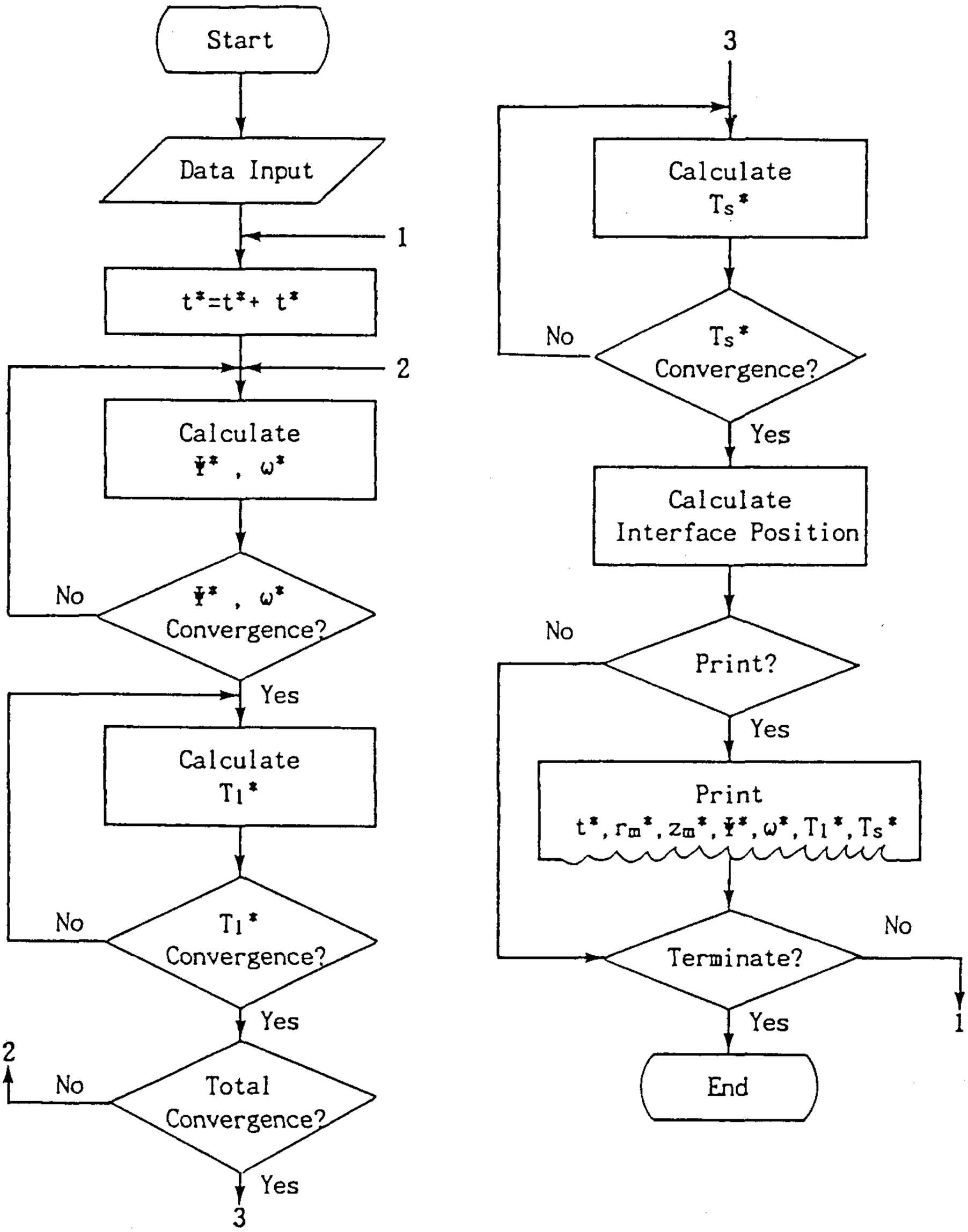

Fig. 2 Flow chart for solving the problem.

3. 결과 및 검토

상이한 조건의 여러 결과를 비교하기 위하여 Fourier수와 액상의 Stefan수를 곱하여 횡축으로 잡고 용융된 액상파라핀의 비율, m/M을 종축으로 표시하였다. 이 방식으로 횡축을 선택하면 관경(Fourier수)과 고액간의 열전달 추진력(Stefan수)에 무관한 시간축이 설정되므로 상변화가 일어나지 않는 열전도의 경우에는 조건에 무관한 결과를 얻을 수 있다.

3-1. 축열속도

초기에 고상파라핀이 상변화온도로 가열되어 있는 경우에 대하여, 자연대류를 고려한 모델 (a)와 순수열전도 모델 (b)로 해석한 잠열축열량을 Fig. 3에 도시하였다. (b)보다 (a)의 축열속도가 빠른 것으로 예측되었다. 이는 자연대류가 발생함으로써 관 내에서의 열전달이 빨라진다는 것을 의미한다.

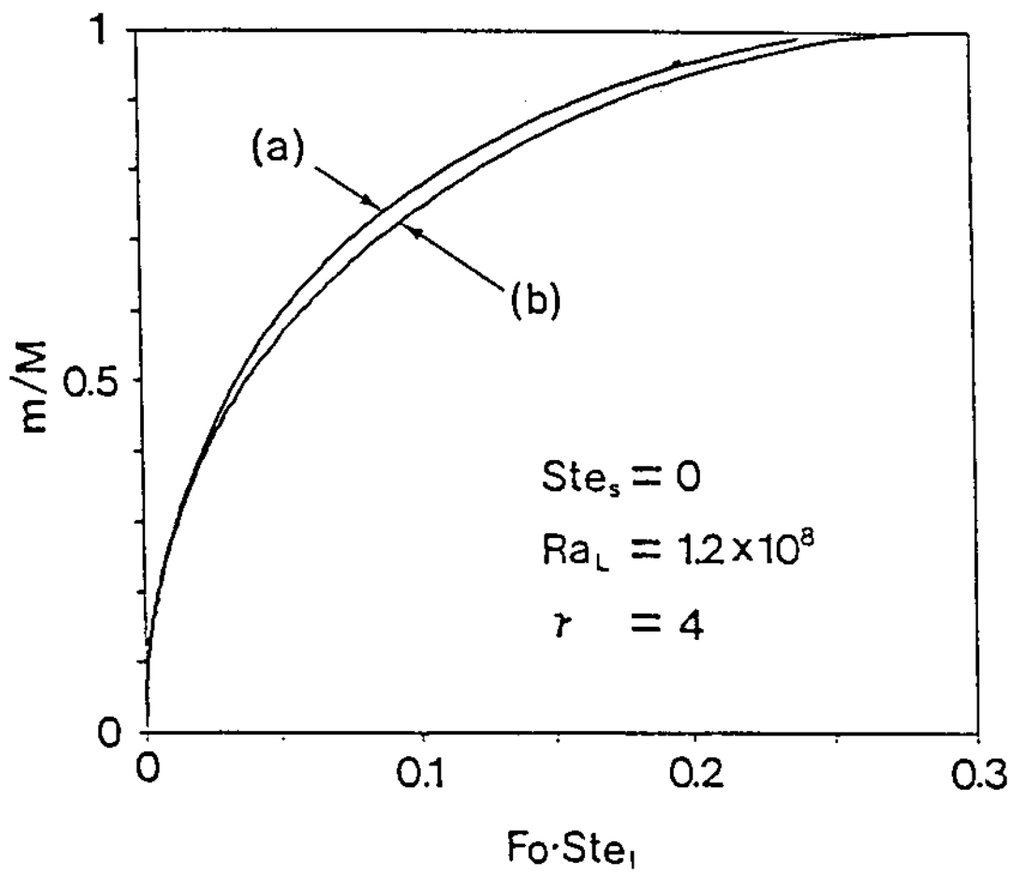

Fig. 3 The fraction of melted mass.
(a) by convection model
(b) by pure conduction model

전체적인 축열속도는 다음의 세가지 요인에 의해 결정된다. 첫째가 관벽과 고액 경계면 간의 간격증가이고, 둘째가 고상파라핀의 표면적 감소 그리고 세째가 자연대류에 의한 유동이다. 첫째와 둘째 요인은 열전달속도를 느리게 하고, 세째 요인은 빠르게 한다. 이 요인들에 의해서 용융초기에는 매우 빠르게 용융이 진행되다가 점점 느려지게 된다.

용융초기에는 액상층이 매우 얇아서 관벽과 고액경계면의 영향을 받아 자연대류에 의한 액상유동이 장애를 받는다. 그러므로 대부분의 열전달은 전도에 의해 일어나고 (a)와 (b)가 일치하게 된다 용융이 진행될수록 액상의 영역이 확장되어 벽면에 의한 영향이 감소하므로 자연대류는 활발해지고, 이에따라 관벽에서 뜨거워진 액상이 상승하므로 관 상부에서의 용융속도가 빨라진다. 그러나 용융 종기에서는 액상 내의 현열축열이 많아져서 관의 상부에 고온의 액상층이 자리잡아 자연대류에 의한 유동을 방해하여 그 영향은 감소한다. 일정량의 축열이 이루어진 상태에서 Fig. 3에서 (a)와 (b)의 기울기를 비교하면 그 영향을 알 수 있다.

3-2. 가열온도의 영향

고액 간의 열전달 추진력인 관벽온도와 상변화온도의 차($T_w - T_m$)를 2배, 3배로 증가 시키면 용융속도가 약 2, 3배로 증가하게 된다. 그러나 증가된 액상을 평균온도로 상승시키기 위해서는 4, 9배의 액상현열이 필요하다. 따라서 순수열전도의 경우에 Fo. Ste_1를 시간축으로 잡으면 Ste_1가 커질수록 축열율은 낮다.

Ste_1에 따른 잠열축열량을 Fig. 4에 도시하였다. 앞서 언급한 바와 같이 용융 초기에는 열전도가 주된 열전달방식이므로 축열율에 차이가 없으나 용융이 진행될수록 Ste_1가 큰 경우의 축열율이 높은 것으로 나타났다. 이는 자연대류에 의한 유동장이 관벽의 가열온도가 높을수록 활

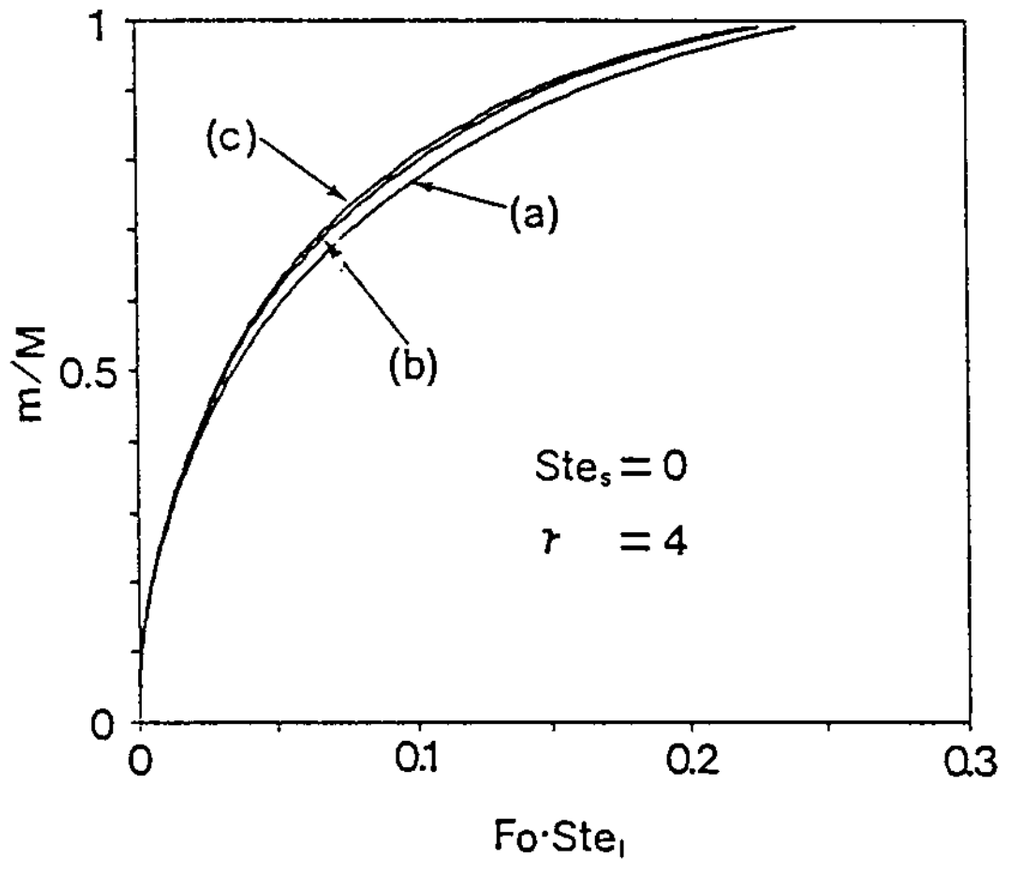

Fig. 4 The effects of the heating temperature on the melting rate.
(b) Stefan number of liquid = 0.3
(c) Stefan number of liquid = 0.45

발해져서 보다 많은 열을 고상파라핀에 전달하기 때문이다. Fig. 4에는 그 차이가 작은 것으로 나타났으나, 액상현열에 의한 차이를 고려한다면 그 증가폭은 상당히 크다는 것을 알 수 있다.

3-3. 초기 고상파라핀 온도의 영향

초기의 고상파라핀이 용융온도 하에 있을 때에는 고액경계면으로 전달된 열은 전부 고액전이에 이용된다. 그러나 고상의 온도가 용융점보다 낮을 경우에는 고상의 현열로 열을 빼앗기므로 용융속도는 느려지고, 고상에서는 상변화온도로 유지되는 고액경계면으로부터 열을 흡수하여 용융초기부터 온도가 상승하게 된다. 따라서 용융초기에는 온도차($T_m - T_o$)가 크므로 용융속도가 고상의 Stefan수의 영향을 크게 받게 된다. 그러나 시간이 경과할수록 고상의 온도가 상승하므로 고상으로 침투하는 열이 적어져서 용융량의 기울기는 $Ste_s = 0$일 경우와 비슷해 진다. Fig. 5에는 고상 Stefan수에 따른 잠열축열량을 도시하였다. 액상은 항상 관벽온도과 고액전이온도로 둘러싸여 있으므로 유동장에는 큰 변화가 없었다.

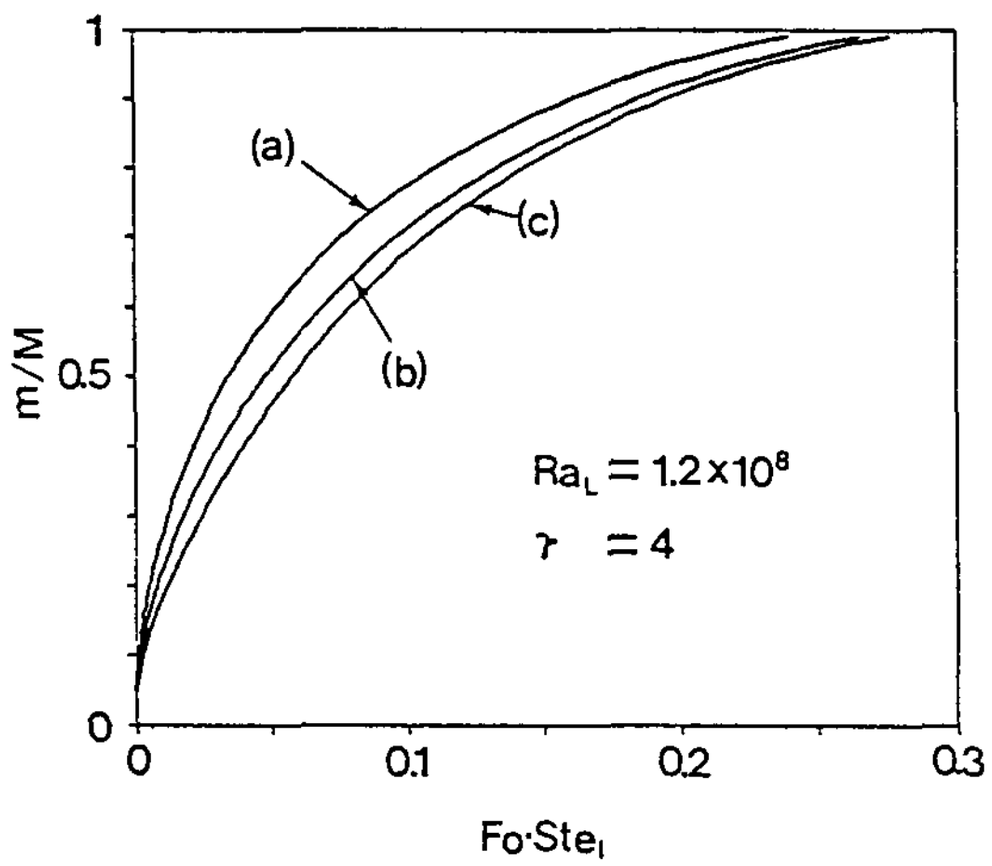

Fig. 5 The effects of the initial temperature of solid on the melting rate.
(a) Stefan number of solid = 0
(b) Stefan number of solid = 0.3
(c) Stefan number of solid = 0.45

3-4. 형상비의 영향

관의 반경과 길이의 비는 자연대류로 인해 형성되는 유동장의 속도에 영향을 미친다. Fig. 6에는 관의 형상비에 따른 잠열축열량을 도시하였다. 앞서 발표된 연구[7]에서 지적된 바와 같이 관의 형상비가 커지면 관 내의 자연대류가 활발해져서 뜨거운 액상이 상승하여 만나게 되는 관의 상부에서 많은 양이 용융하게 되므로 관의 상하부 간의 용융정도에 큰 차이가 난다. 전체적인 용융속도는 형상비가 커질수록 자연 대류의 영향으로 약간 빨라지는 것으로 나타났다.

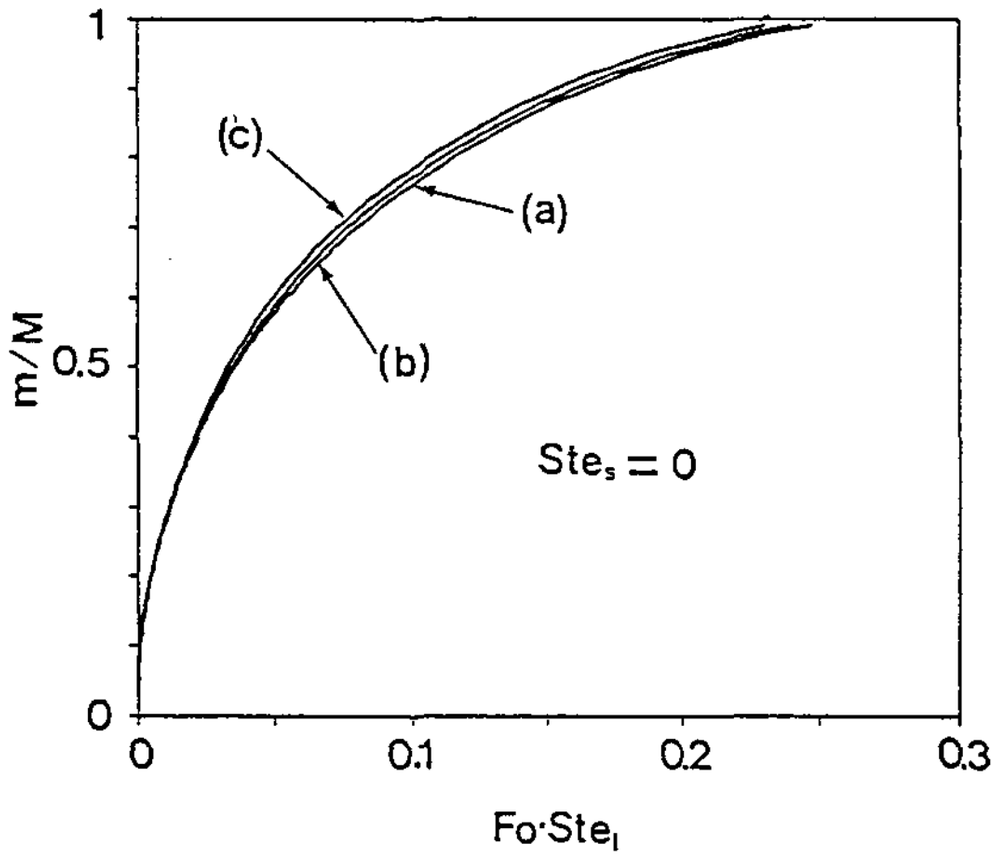

Fig. 6 The effects of the aspect ratio on the melting rate.
(a) Aspect ratio = 2, $Ra_L = 1.5\times10^7$
(b) Aspect ratio = 4, $Ra_L = 1.2\times10^8$
(c) Aspect ratio = 8, $Ra_L = 9.6\times10^7$

4. 결 론

수직원관 내에서의 용융과정에 대하여 이론적인 해석을 하여 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 용융초기에는 대부분의 열전달은 전도에 의해 일어나고, 용융중기에는 자연대류가 활발해져서 관의 상하부 간에 용융속도가 크

게 차이나며, 용융종기에는 관의 상부에 고온의 액상층이 형성되어 자연대류에 의한 영향이 감소한다.

(2) 액상의 Stefan수와 Fourier수의 곱을 시간축으로 하여 관벽온도와 관경에 대하여 객관화하여도 자연대류의 영향으로 관벽의 온도가 높을수록 잠열축열속도가 빠르다.

(3) 고상의 온도가 용융점보다 낮을 경우에 용융초기에는 용융속도가 고상의 Stefan수의 크기에 영향을 받지만 용융이 진행될수록 그 영향은 줄어든다.

(4) 관의 형상비가 커지면 관 내의 자연대류가 활발해지고 관의 상하부 간의 용융정도에 큰 차이가 나고, 용융속도는 자연대류의 영향으로 약간 빨라진다.

5. 참고문헌

(1) D. Heine and A. Abbat, "Investigation of physical and chemical properties of phase change materials for space heating/cooling applications," In sun (Ed. by F. D. Winter and M. Cox), Pergamon press, N. Y., Vol. 1, pp.500-506 (1990)

(2) 홍창식, "파라핀을 채운 수평원관 내에서의 축열 및 방열특성에 관한 연구," 박사학위논문, 서울대학교 공과대학(1990)

(3)T. Saitoh and K. Hirose, "High Rayleigh number solutions to the problems of latent heat thermal energy storage in a horizontal cylinder capsule," J. of Heat Transfer, Vol. 104, pp.545-553 (1982)

(4) M. Bareiss and H. Beer, "An analytical solution of the heat transfer process during melting of an unfixed solid phase change material inside a horizontal tube," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.27, pp.739-746 (1984)

(5) E. M. Sparrow and G. T. Geiger, "Melting in a horizontal tube with the solid either constrained or free to fall under gravity," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.29, pp.1007 1019 (1986)

(6) E. M. Sparrow and J. A. Broadbent, "Inward melting in a vertical tube which allows free expansion of the phase-change medium," J. of Heat Transfer, Vol.104, pp.309-315 (1982)

(7) 임 장순외 5인 "상변화물질을 사용한 축열조에서의 열전달-수직원관 내에서의 내향용융실험 및 수치해석," 태양에너지, 10권, 1호, pp.5-13 (1990)

(8) M. Necati Ozisik, "Phase-change problems," In heat conduction, John Wiley & Sons, Inc., N. Y., pp.397-438 (1980)

(9) H. G. Landau, "Heat conduction in melting solid," Quarterly of Applied Mathematics, Vol. 8, pp.81-94 (1950)

(10) H. Reiger, U. Projahn, M. Bareiss and H. Beer, "Heat transfer during melting inside a horizontal tube," J. of Heat Transfer, Vol.105, pp.226-234 (1983)

후기) 본 연구는 1991년 교육부 학술연구조성비에 의하여 연구되었다. 관계제위에게 감사의 뜻을 전한다.

Heat Transfer Characteristics for Inward Melting in a Paraffin-Filled Vertical Cylinder.

Sung Bae Yum · Chang Shik Hong*

Dept of Chemical Technology, College of Industry and Art, Hongik Univ.
Tong Yang Central Laboratories*

Heat transfer characteristics and heat storage rate for vertical cylinder packed with paraffin as a latent heat storage material were theoretically studied. Conduction and convection mechanism were applied to the solid and liquid phase, respectively, and the results were compared with that of pure conduction model. The effects of heating temperature, initial solid temperature and aspect ratio on rate of storage were also studied.

In the initial stage of melting, the natural convection is nearly restricted by the friction at the wall and the phase boundary. But it is generated when about 40% of solid melts and again it shrinks by the hot liquid situated on the upper part of the cylinder. So overall melting rate is higher then that for pure conduction model.

The increase in heating temperature and aspect ratio activates the natural convection, so melting rate becomes higher. And the larger the aspect ratio, the greater the difference between upper and lower size of the solid. In the initial stage of melting, the initial temperature of solid paraffin has great effect on the melting rate, but as melting proceeds its effect lessens gradually.

A Study on the Surface-Radiation Heat Transfer Characteristics in an Open Cavity with a Heat Source

Pyoung-Woo Nam · Myoung-Sig Park* · Chan-Woo Park*

Hanyang University
**Graduate School, Hanyang University*

The interaction between the surface radiation and the mixed convection transport from an isolated thermal source, with a uniform surface heat flux input and located in a rectangular enclosure, is stuied numerically. The enclosure simulates a practical system such an air cooled electric device, where an air-stream flows through the openings on the two vertical walls. The heat source represents an electric component located in such an enclosure. The size of this cavity is 0.1[m]×0.1[m]. The inlet velocity is assumed as 0.07[m/s] and the inlet temperature is maintained as 27℃ The inflow is kept at a fixed position. Laminar, two dimensional flow is assumed, and the problem lies in the mixed convection regime, governed by buoyancy force and surface readiation. The significant variables include the location of the out-flow opening, of the heat source and the wall emissivity. The basic nature of the resulting interaction betwwn the externally induced air stream and the buoyancy-driven flow generated by the source is