

< 論 文 >

垂直平板에서의 強制對流 膜沸騰 流動의 熱傳達 解析

李奎植\* · 崔英惇\*\*

(1987年 1月 17日 接受)

Analysis of Forced Convective Laminar Film Boiling Heat Transfer on Vertical Surface

Kyou Sik Lee and Young Don Choi

Key Words: Film Boiling Flow(膜沸騰流動), Vertical Plate(垂直平板), Variable Thermodynamic Properties(可變 熱力學的 相態量), Bromley Correlation(Bromley 關係式)

Abstract

Accurate predictions of heat transfer coefficient of vertical laminar film-boiling are very important in many engineering applications. There are many predictions, however they are not exact as yet, since they have used the assumption of constant thermodynamic properties in the analysis. In this paper, heat transfer of vertical film boiling was analyzed by Runnge Kutta method using variable thermodynamic properties. 1/4 interval method was employed for the prediction of unknown wall boundary condition. Numerical computations were performed with varying the wall temperature and the free stream velocity of liquid.

Results show that assumption of constant thermodynamic properties induced considerable error in predicting the heat transfer coefficient, friction factor, film thickness, and critical length for transition to turbulent flow.

Comparison of the predicted heat transfer coefficient of present analysis with that from Bromley's correlation shows that the use of general latent heat in Bromely equation instead of modified latent heat is more desirable since it makes the coefficient of Bromley equation into constant.

記 號 說 明

$a$  : 吸收率

$C_f$  : 局所摩擦係數

$C_{pv}$  : 水蒸氣의 定壓比熱

$f_L, f_v$  : 물과 水蒸氣의 速度에 대한 相似變換變數

$g_s, g$  : 重力係數

$h$  : 局部熱傳達係數

$H_{fs}$  : 潛熱

$H_{fs}'$  : 修正潛熱

$h_r$  : 輻射熱傳達係數

$h_c$  : 總熱傳達係數

$k_L, k_v$  : 물과 水蒸氣의 熱傳達係數

$N_u$  : 누셀트數

\* 高麗大學校 大學院

\*\* 正會員, 高麗大學校 工科學 機械工學科

$P_L, P_v$	: 물과 水蒸氣의 壓力
$q_w$	: 壁面을 通해 傳達되는 熱傳達率
$R$	: 液體와 蒸氣의 $\rho\mu$ 의 계승근비
$R_c$	: 레이놀즈數
$T_M$	: 水蒸氣의 平均溫度
$T_s$	: 물의 飽和溫度
$T_w$	: 壁面溫度
$\Delta T_v$	: 壁面溫도와 飽和溫도와의 溫度差
$u_L, u_v$	: 물과 水蒸氣의 $X$ -方向 速度
$u_{max}$	: 水蒸氣의 局部最大速度
$u_{vm}$	: 水蒸氣의 局部平均速度
$u_w$	: 注水速度
$v_L, v_v$	: 물과 水蒸氣의 $y$ -方向 速度
$X_{crit}$	: 蒸氣膜의 臨界길이
$\delta$	: 蒸氣膜의 두께
$\varepsilon$	: 放射率
$\eta_L, \eta_v$	: 물과 水蒸氣의 相似變換變數
$\eta_{max}$	: 물의 自由흐름까지의 相似거리
$\eta_{vi}$	: 蒸氣膜의 相似두께
$\theta_v$	: 水蒸氣의 溫度에 대한 相似變換變數
$\mu_L, \mu_v$	: 물과 水蒸氣의 粘性係數
$\nu_s$	: 水蒸氣의 飽和粘性係數
$\nu_L, \nu_v$	: 물과 水蒸氣의 動粘性係數
$\nu_{vs}$	: 水蒸氣의 飽和動粘性係數
$\rho_L, \rho_v$	: 물과 水蒸氣의 密度
$\rho_{vs}$	: 水蒸氣의 飽和密度
$\sigma$	: Stefan-Boltzmann 常數
$\tau_w$	: 壁面에서의 剪斷應力
$\mathcal{F}_L, \mathcal{F}_v$	: 물과 水蒸氣의 流動函數

### 下添字

$i$	: 물과 水蒸氣의 相境界面
$L$	: 물
$M$	: 平均값
$S$	: 飽和狀態
$V$	: 水蒸氣
$W$	: 壁面

## 1. 序 論

高溫의 固體壁面에 液體가 接하게 되면 膜沸騰(film-boiling)現象<sup>(1)</sup>이 發生한다. 이러한 現象은 原子爐의 冷却材喪失事故 後에 冷却水를 再冠水할 때나, 金屬을 加熱한 後 담근질한 境遇, 로켓트의 엔진을 冷却할 境

遇에서 흔히 發見할 수 있다. 이 現象이 發生하면 蒸氣膜의 形成으로 인해 液體가 固體壁面과 分離되어 熱傳達率이 급격히 떨어지게 된다. 이와같은 膜沸騰現象이 포함되는 工學問題를 理論적으로 豫測하기 위해서는 膜沸騰流動에서의 正確한 熱傳達係數가 要求된다.

膜沸騰에 대한 理論的 解析은 Bromley<sup>(2)</sup>에서 시작되었다. 그는 壁面과 液體 사이의 蒸氣膜을 層流定常流動으로 생각하고 水平管에서의 自然對流熱傳達解析과 같은 過程으로 解析하였다. 그 以後에 여러 사람들<sup>(3-5)</sup>이 垂直表面에서의 層流定常膜沸騰流動에 대한 數值解析과 實驗을 통해서 더욱 더 자세히 檢討하였는데 그들의 解析에 의해 豫測된 熱傳達係數의 값은 Bromley의 關係式과 비슷함을 알 수 있다.

Koh<sup>(3)</sup>는 蒸氣의 熱力學的 狀態量이 一定하다는 假定하에서 停止液體의 垂直 膜沸騰現象을, Sparrow와 Cess<sup>(4)</sup>는 Koh의 解析條件에 亞冷却(subcooling)효과를 添加하여 數值解析하였으며, Nishikawa와 Ito<sup>(5)</sup>는 Sparrow와 Cess의 解析條件과 液體와 蒸氣의 相境界面의 接線方向速度  $u_i$ 를 考慮하여 數值解析하였다. 또한 最近 Elias와 Chambré<sup>(6)</sup>는 蒸氣膜의 두께가 一定하다는 假定 下에 蒸氣膜의 臨界길이를 豫測하는 아주 간단한 理論을 提示하였다.

이 以外에도 垂直膜沸騰에 대한 研究<sup>(7-14)</sup>는 多數 있으나, 壁面溫도와 注水速度, 蒸氣와 液體의 熱力學的 狀態量들의 變化 등을 考慮하여 熱傳達係數를 正確히 解析한 數值解析은 없다. 過去의 研究는 一般的으로 停止하고 있는 液體에서의 膜沸騰流動에 대한 解析이거나, 液體와 蒸氣의 熱力學的 狀態量들을 一定하다고 假定하여 解析하였기 때문에, 強制對流 垂直膜沸騰熱傳達에서 이들 結果의 正確性은 分明치 않다. 그런데 이들의 計算結果가 Bromley의 理論式에 接近하고 있기 때문에, 實際 再冠水現象에 대한 理論的 解析<sup>(15)</sup>에서 垂直膜沸騰流動의 熱傳達係數를 計算하는데 있어서 1950年代 Bromley가 自然對流解析으로부터 類推하여 誘導한 式을 그대로 使用하고 있다. 따라서 垂直膜沸騰流動의 正確히 解析하기 위해서는 이들 解析結果에 대한 再檢討가 必要하다.

本 解析에서는 強制對流가 있는 層流膜沸騰流動을 壁面溫도와 注水速度를 變化시키며 數值解析하여 熱傳達係數와 流動特性을 求하였고, 熱力學的 狀態量들을 一定하다고 假定하고 境遇와 狀態量들이 溫度에 따라 變한다고 假定하는 境遇가 熱傳達係數에 어떠한 影響을 미치는가를 檢討한 結果, 熱傳達係數는 注水速度에 는 큰 影響을 받지 않으나, 壁面溫도와 熱力學的 狀態

물의 變化에는 상당히 큰 影響을 받는 것으로 나타나고 있다.

## 2. 膜沸騰流動의 解析

### 2.1 膜沸騰流動의 形狀 및 應用

本 解析에서 解析하고자 하는 流動은 Fig. 1 과 같이 壁面溫度가  $T_w$  인 垂直 固體壁에 飽和溫度  $T_s$  인 물이 一定한 速度  $u_{\infty}$  로 注入되어 固體壁 周圍에서 層流蒸氣膜을 形成하며 흐르다가  $X = X_{crit}$  되는 곳에서 亂流流動으로 遷移되는 形態이다. 이러한 流動形狀은 原子爐의 冷却材喪失事故 後의 再冠水現象, 金屬材料의 담금질過程에서 發見된다.

### 2.2 基本方程式

#### (1) 基本假定

本 解析에서 使用한 基本假定들은 다음과 같다.

(가) 流動은 定常狀態 2次元 流動이다.

(나) 蒸氣와 물의 相境界面에서는 速度의 미끄럼이 없다.

(다) 壁面溫度  $T_w$  는 一定하고 물의 溫度는 飽和溫度이다.

(라) 壓力은 大氣壓이고 蒸氣의 定壓比率는 一定하다.

(마) 에너지方程式에서 에너지의 生成項과 消滅項은 無視한다.

(바) 蒸氣와 液體의 流動은 境界層流動이므로  $y$  방향 運動量方程式은 解析하지 않는다.

#### (2) 基本方程式의 誘導

定常狀態의 2次元 境界層의 連續方程式, 運動量方程式, 에너지方程式을 誘導하면 다음과 같다.

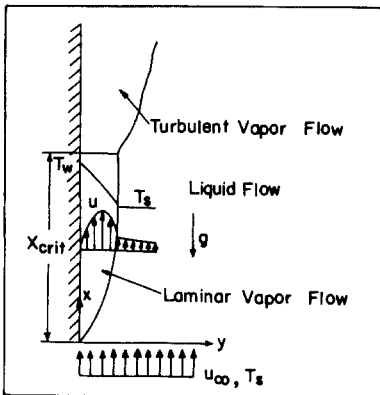


Fig. 1 Schematic diagram of forced convected vertical film boiling

(가) 蒸氣에 대한 基本方程式 連續方程式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_v u_v) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_v v_v) = 0 \quad (1)$$

運動量方程式

$$\begin{aligned} \rho_v \left( u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) \\ = - \frac{\partial P_v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) - \rho_v g_x \end{aligned} \quad (2)$$

에너지方程式

$$\begin{aligned} C_{pv} \rho_v u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + C_{pv} \rho_v v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( k_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

(나) 液體에 대한 基本方程式

液體는 飽和狀態이므로 에너지方程式은 풀 必要가 없고, 다만 熱力學的 狀態量이 一定하다는 假定下에 運動量方程式만 풀면 된다.

連續方程式

$$\frac{\partial u_v}{\partial x} + \frac{\partial v_v}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

運動量方程式

$$\begin{aligned} \rho_l \left( u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) \\ = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) - \rho_l g_x \end{aligned} \quad (5)$$

式(2), (5)의 運動量方程式에서 壓力勾配는 流體의 靜力學的인 壓力勾配로써 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -g_x \rho_l \quad (6)$$

따라서 壓力勾配項과 重力項을 合하면 다음과 같은 浮力項으로 나타나게 된다.

(가) 蒸氣에 대한 浮力

$$- \frac{\partial P}{\partial x} - \rho_v g_x = g_x \rho_v = g_x (\rho_l - \rho_v) \quad (7)$$

(나) 液體에 대한 浮力

$$- \frac{\partial P}{\partial x} - \rho_l g_x = g_x \rho_l - g_x \rho_l = 0 \quad (8)$$

式(7)을 式(2)에, 式(8)을 式(5)에 代入하면 式(2)와 (5)는 다음과 같은 式으로 轉換된다.

$$\begin{aligned} \rho_v \left( u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) + g_x (\rho_l - \rho_v) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\rho_l \left( u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) \quad (10)$$

連續方程式(1), (4)를 滿足하며 式(9), (10)에 適用될 수 있는 流動函數는 다음과 같다.

$$\rho_v u_v = \rho_{vs} \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \quad (11)$$

$$\rho_v v_v = -\rho_{vs} \frac{\partial \Psi_v}{\partial x} \quad (12)$$

$$u_L = \frac{\partial \Psi_L}{\partial y} \quad (13)$$

$$v_L = -\frac{\partial \Psi_L}{\partial x} \quad (14)$$

위의 流動函數들을 式(3), (9)(10)에 代入하고 整理하면 다음과 같이 變換된 式이 얻어진다.

(가) 蒸氣에 대한 基本方程式

運動量方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi_v}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \Psi_v}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi_v}{\partial y^2} \\ &= \frac{1}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{dT} \left[ \frac{\partial T_v}{\partial x} \left( \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \right)^2 \right. \\ & \quad \left. - \frac{\partial T_v}{\partial y} \frac{\partial \Psi_v}{\partial x} \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \right] + \frac{1}{\rho_{vs}} \frac{d\mu_v}{dT} \\ & \quad \times \frac{\partial T_v}{\partial T} \left( \frac{\partial^2 \Psi_v}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{dT} \frac{\partial T_v}{\partial y} \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \right) \\ & \quad + \frac{\mu_v}{\rho_{vs}} \left[ \frac{\partial^3 \Psi_v}{\partial y^3} - \frac{2}{\rho_v} \times \frac{d\rho_v}{dT} \frac{\partial T_v}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi_v}{\partial y^2} \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{\rho_v} \frac{d^2 \rho_v}{dT^2} \left( \frac{\partial T_v}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} - \frac{1}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{dT} \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \right. \\ & \quad \left. \times \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} + \frac{2}{\rho_v^2} \left( \frac{d\rho_v}{dT} \right)^2 \frac{\partial T_v}{\partial y} \right]^2 \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \\ & \quad + \frac{\rho_v}{\rho_{vs}^2} g x (\rho_L - \rho_v) \end{aligned} \quad (15)$$

에너지方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Psi_v}{\partial y} \frac{\partial T_v}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_v}{\partial x} \frac{\partial T_v}{\partial y} = \frac{k_v}{C_{Pv} \rho_{vs}} \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \\ & \quad + \frac{1}{C_{Pv} \rho_{vs}} \frac{dk_v}{dT} \times \left( \frac{\partial T_v}{\partial y} \right)^2 \end{aligned} \quad (16)$$

(나) 液體에 대한 基本方程式

運動量方程式

$$\frac{\partial \Psi_L}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi_L}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \Psi_L}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi_L}{\partial y^2} = \frac{\mu_L}{\rho_L} \frac{\partial^3 \Psi_L}{\partial y^3} \quad (17)$$

(3) 相似變換

위에서 誘導한 基本方程式들을 解析하기 간편한 常微分方程式으로 轉換하기 위해서는 相似變換을 하여야 하는데, 위의 基本方程式들에 適當한 相似變換 變數들을 設定하면 다음과 같다.

$$\eta_v = N_v x^{-1/2} y \quad (18)$$

$$f_L(\eta_v) = \frac{1}{M_v} x^{-1/2} \Psi_v \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \theta_v(\eta_v) &= \frac{T_v - T_s}{T_w - T_s} \\ &= \frac{T_v - T_s}{\Delta T_v} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\eta_L = N_L x^{-1/2} y \quad (21)$$

$$f_L(\eta_L) = \frac{1}{M_L} x^{-1/2} \Psi_L \quad (22)$$

위의 式들에서 나타나는  $N_v, M_v, N_L, M_L$  은 相似變換 常數들로써 다음과 같이 定義되는 값들이다.

$$N_v = \frac{1}{2} \left[ \frac{u_\infty}{\nu_{vs}} \left( \frac{\rho_L - \rho_{vs}}{\rho_{vs}} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (23)$$

$$M_v = \left[ u_\infty \nu_{vs} \left( \frac{\rho_L - \rho_{vs}}{\rho_{vs}} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (24)$$

$$N_L = \frac{1}{2} \left[ \frac{u_\infty}{\nu_L} \left( \frac{\rho_L - \rho_{vs}}{\rho_{vs}} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (25)$$

$$M_L = \left[ u_\infty \nu_L \left( \frac{\rho_L - \rho_{vs}}{\rho_{vs}} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (26)$$

式(15)~(17)의 方程式에 式(18)~(26)의 相似變換變數 및 常數들을 代入하고 整理하면 다음과 같은 非線形常微分 方程式이 얻어진다. 式(23)~(26)의 相似變換常數에  $\frac{\rho_L - \rho_{vs}}{\rho_{vs}}$  를 삽입한 것은 變換後 常微分方程式을 간단히 하기 위해서이다.

(가) 蒸氣의 相似變換 運動量方程式

$$\begin{aligned} & f_v''' + \frac{\mu_{vs}}{\mu_v} f_v f_v'' + \frac{8g_x}{u_\infty^2} \frac{\nu_{vs}}{\nu_v} \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_L - \rho_{vs}} x \\ &= \theta_v' \left[ \frac{\mu_{vs}}{\rho_v \mu_v} \frac{d\rho_v}{d\theta} f_v f_v' + \left( \frac{2}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{1}{\mu_v} \frac{d\mu_v}{d\theta} \right) f_v'' + (\theta_v')^2 f_v' \left[ \frac{1}{\rho_v} \frac{d^2 \rho_v}{d\theta^2} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{2}{\rho_v^2} \left( \frac{d\rho_v}{d\theta} \right)^2 + \frac{1}{\rho_v \mu_v} \frac{d\mu_v}{d\theta} \frac{d\rho_v}{d\theta} \right] \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{d\theta} \theta_v'' f_v' \right] \end{aligned} \quad (27)$$

(나) 蒸氣의 相似變換 에너지方程式

$$\begin{aligned} & \theta_v''' + \rho_{vs} C_{Pv} \frac{\nu_{vs}}{K_v} \theta_v' f_v + \frac{1}{K_v} \frac{dk_v}{d\theta} (\theta_v')^2 \\ &= 0 \end{aligned} \quad (28)$$

(다) 液體의 相似變換 運動量方程式

$$f_L''' + f_L f_L'' = 0 \quad (29)$$

式(27), (28)에서 蒸氣의 熱力學的 狀態量들은 溫度만의 函數이므로 Steam Table<sup>(17)</sup>을 利用하여 求한 關係式들을 使用하였다.

(4) 境界條件

(가) 壁面 境界條件

壁面에서는  $x$ -方向의 速度와  $y$ -方向의 速度는 零이고, 壁面溫度는  $T_w$  로 一定하므로 다음과 같은 境界條件이 成立이 된다.

$$\begin{aligned} \eta_v &= 0 (y=0) \\ f_v &= f_v' = 0 (u_v = v_v = 0) \end{aligned} \quad (30)$$

$$\theta_v = 1 (T_v = T_w) \quad (31)$$

(나) 蒸氣와 液體의 相境界面에서의 境界條件

蒸氣와 液體의 相境界面에서는 蒸氣와 液體의 溫度가  $T_s$ 로 같으며, 假定 (2)에서 速度의 미끄럼이 없다고 하였으므로 液體와 蒸氣의  $X$ -方向의 速度는 같다. 또한 液體에서 蒸氣로의 質量傳達은 連續的이고 蒸氣와 液體의 剪斷應力이 같으므로 다음과 같은 境界條件이 成立된다.

$$y = \delta$$

$$T_v = T_s \quad (32)$$

$$u_L = u_v \quad (33)$$

$$\rho_v (v_v - u_v \frac{d\delta}{dx})_i = \rho_L (v_L - u_L \frac{d\delta}{dx})_i \quad (34)$$

$$\mu_v \left( \frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_i = \mu_L \left( \frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_i \quad (35)$$

위의 式(32)~(35)들을 간단히 하기 위해서 (3)에서와 같은 相似變換 過程을 거치면 다음과 같은 相境界面에서의 境界條件들이 誘導된다.

$$\eta_v = \eta_{vi} = \eta_L (y = \delta)$$

$$\theta_v = 0 \quad (36)$$

$$f_L' = f_v' \quad (37)$$

$$f_L = R f_v + 2(R-1)x \frac{\partial \eta_{vi}}{\partial x} f_v' \quad (38)$$

$$f_L'' = R \left( f_v'' - \frac{1}{\rho_{vs}} \frac{d\rho_v}{d\theta} \theta_v' f_v' \right) \quad (39)$$

여기서  $R$ 은 液體와 蒸氣의 密度와 粘性係數의 積의 比로써 다음과 같이 表示되는 값이다.

$$R = \sqrt{\frac{(\rho\mu)_{vs}}{(\rho\mu)_L}} \quad (40)$$

熱力學的 狀態量이 一定하다는 假定下에서는 式(38), (39)는 다음과 같이 變換된다.

$$f_L = \frac{\rho_{vm}}{\rho_{vs}} R f_v + 2 \left( \frac{\rho_{vm}}{\rho_{vs}} R - 1 \right) x \frac{\partial \eta_{vi}}{\partial x} f_v' \quad (41)$$

$$f_L'' = R \frac{\mu_{vm}}{\mu_{vs}} f_v'' \quad (42)$$

(다) 蒸氣와 液體의 相境界面에서의 熱平衡條件

한편 蒸氣와 液體의 相境界面에서 蒸氣와 液體間의 熱平衡이 이루어져야 하므로 다음과 같은 熱平衡方程式이 成立된다.

$$\left( -k_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \right)_i = -\rho_v \left( v_v - u_v \frac{d\delta}{dx} \right)_i H_{fs}$$

$$+ \left( -k_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_i \quad (43)$$

윗 式에서 液體의 溫度는  $T_s$ 로 一定하므로  $\partial T_L / \partial y$ 는 零이 된다. 따라서 式(43)은 다음과 같이 縮小된다.

$$\left( -k_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \right)_i = -\rho_v \left( v_v - u_v \frac{d\delta}{dx} \right)_i H_{fs} \quad (44)$$

式(44)를 相似變換하면 다음과 같이 變換된 熱平衡方程式이 誘導된다.

$$\theta_v' = - \left( \frac{\rho_{vs} \nu_{vs}}{k_v \Delta T_v} \right) \left( f_v + 2x \frac{\partial \eta_{vi}}{\partial x} f_v' \right) H_{fs} \quad (45)$$

한편 熱力學的 狀態量이 一定하다는 假定下에 式(45)를 變換하면

$$\theta_v' = - \frac{\rho_{vs} \nu_{vs}}{k_{vm} \Delta T_v} \left( f_v + 2x \frac{\partial \eta_{vi}}{\partial x} f_v' \right) \quad (46)$$

이 얻어진다.

(라) 液體의 自由流動 區域에서의 境界條件

液體의 自由流動 區域에서 液體의  $X$ -方向 速度가  $u_\infty$ 로 一定하므로 다음과 같은 境界條件이 成立된다.

$$\eta_L \rightarrow \eta_{\max} (y \rightarrow \infty)$$

$$f_L' = 0.0498 (u_L = u_\infty) \quad (47)$$

### 2.3 數值解析 方法

式(27), (28)의 相似變換된 式들을 살펴보면, 式(28)은 完全히 相似變換되었으나 式(27)에는  $x$ 의 項이 없 어지지 않고 그대로 남아 있어서 完全히 相似變換되지 않았음을 알 수 있다. 실제로 強制對流 垂直膜沸騰熱傳達流動에서 모든 方程式을 함께 相似變化시키는 相似變換變數는 찾을 수 없었다. 따라서 式(27)은 매  $X$  格子마다  $X$ 의 값을 定해 주고 解析하여야 한다.

本 解析에서는 常微分方程式의 解析에 一般的으로 使用되는 Runge Kutta 方法<sup>(16)</sup>을 使用하였다.

(1) 熱傳達係數와 摩擦係數의 計算

(가) 熱傳達係數의 計算

熱平衡方程式(45)를 滿足하는  $\theta_v$ 의 값이 決定되면  $y$ -方向의 매 格子마다 溫度  $T_v$ 를 求할 수 있다. 壁面을 통해 傳達되는 熱量에 대한 熱傳達方程式은 다음과 같다.

$$q_w = h(T_w - T_s) \quad (48)$$

$$= -k_{vw} \frac{\partial T_v}{\partial y} \quad (49)$$

式(48), (49)으로부터 熱傳達係數는 다음과 같이 求해진다.

$$h = - \frac{k_{vw}}{T_w - T_s} \frac{\partial T_v}{\partial y} \quad (50)$$

이 된다. 또한 壁面과 液體의 輻射에 依한 熱傳達係數는 다음 式으로 주어진다.

$$h_r = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon} + \frac{1}{a} - 1} \frac{T_w^4 - T_s^4}{\Delta T_v} \quad (51)$$

Bromley의 理論에 依하면 輻射와 對流의 總熱傳達係數는 다음 式과 같다.

$$h_t = h + \frac{3}{4} h_r \quad (52)$$

누셀트數는 다음式으로부터 求하였다.

$$Nu = \frac{h_x}{k_{vm}} \quad (53)$$

(나) 레이놀즈數와 摩率係數의 計算

速度에 대한 數值解가 求해지면 레이놀즈數는 다음 式으로 計算할 수 있다.

$$Re = \frac{u_{max}\delta}{\nu_{vm}} \quad (54)$$

또한 速度分布로부터 蒸氣의 平均速度와 壁面 剪斷 應力은 다음 式으로부터 求해진다.

$$u_{vm} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u_v dy \quad (55)$$

$$\tau_w = \mu_{vm} \left. \frac{\partial u_v}{\partial y} \right|_w \quad (56)$$

蒸氣의 平均速度와 壁面剪斷應力이 求해지면 壁面摩率 係數는

$$C_f = 2 \frac{\tau_w}{\rho_{vm} u_{vm}^2} \quad (57)$$

으로 求하였다.

### 3. 解析結果 및 考察

本 解析에서는 먼저 注水速度  $u_\infty$  를 0.2m/s로 固定 시키고 壁面과 液體의 溫度差  $\Delta T_v$  를 200°C, 300°C,

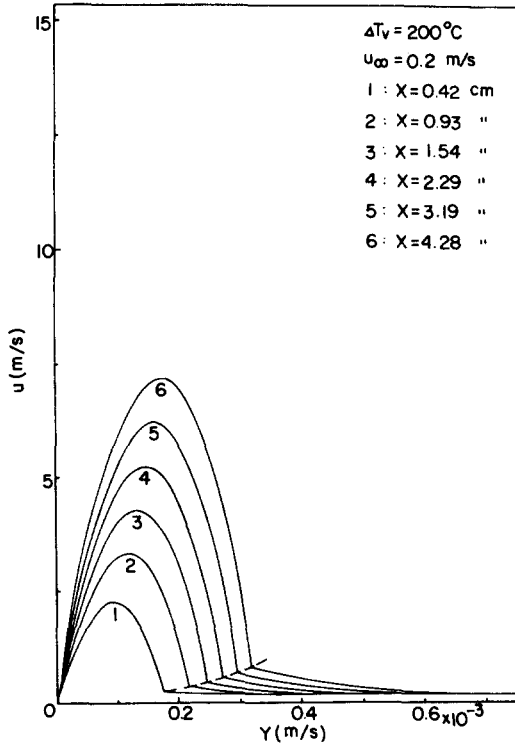


Fig. 2  $x$ -direction velocity profiles for  $T_w$  of 200°C in vertical film boiling

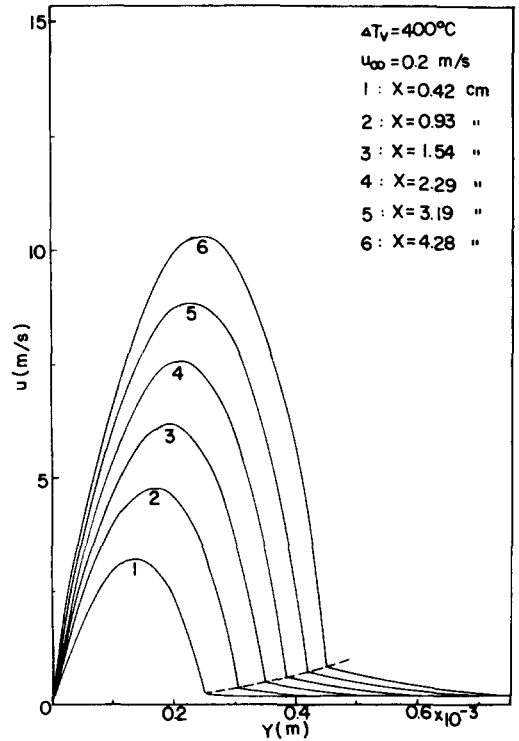


Fig. 3  $x$ -direction velocity profiles for  $T_w$  of 400°C in vertical film boiling

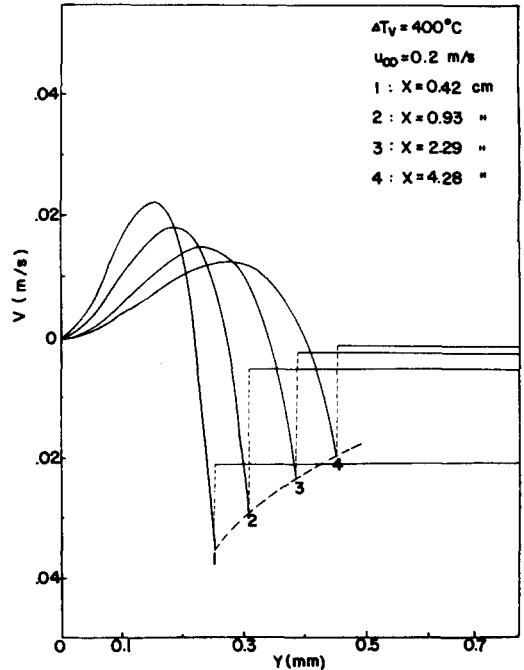


Fig. 4  $y$ -direction velocity profiles for  $T_w$  of 400°C in vertical film boiling

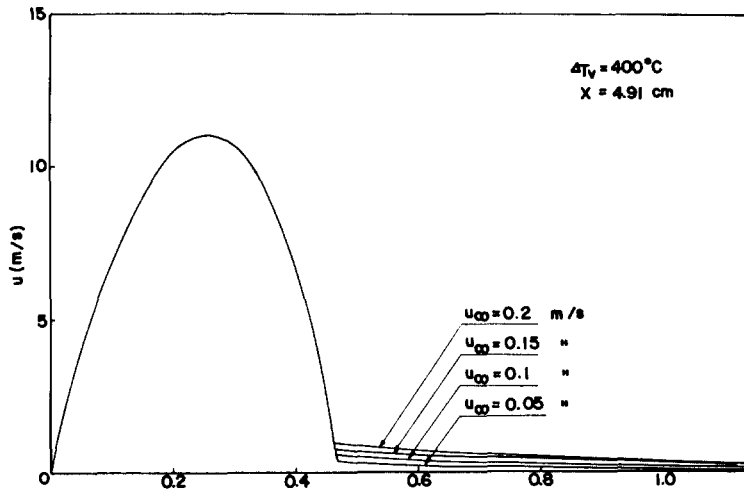


Fig. 5 x-direction velocity profiles with variation of inlet velocity in film boiling

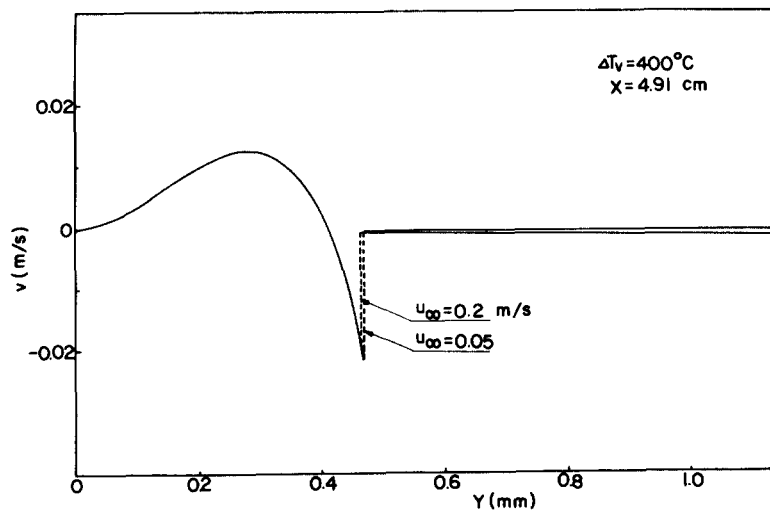


Fig. 6 y-direction velocity profiles with variation of inlet velocity in film boiling

400°C, 500°C, 600°C로 變化시키면서 一定 熱力學的 狀態量을 假定할 때와 狀態量의 溫度에 따른 變化를 考慮한 各各의 境遇에 대하여 運動量方程式과 에너지 方程式을 解析하였다. 다음에 壁面과 液體의 溫度差  $\Delta T_v$ 를 400°C로 固定하고 注水速度  $u_\infty$ 를 0.05m/s, 0.1m/s, 0.15m/s, 0.2m/s, 0.25m/s, 0.3m/s로 變化시키며 解析하였다.

Fig. 2와 Fig. 3은 X-方向의 速度分布이다. 速度分布는 溫度差의 變化에 따라서 相似한 形態를 갖기 때문에 注水速度 0.2m/s에서 溫度差 200°C, 400°C의 境遇만을 圖示한 것이다. 그림에서 보듯이 蒸氣의 速度는 X가 增加할수록 增加하나 그 形態는 相似하다.

液體의 速度는 큰 變化를 보이지 않는다. Fig. 4는 y-方向의 速度分布를 나타낸 그림이다. 入口部分에서 가장 큰 分布를 보이고 위로 올라갈수록 速度가 減少한다.

相境界面附近에서는 液體의 蒸發 때문에 速度는 陰의 값을 갖게됨을 알 수 있고, 위로 올라갈수록 蒸氣膜이 두꺼워지고 熱傳達이 적어져서 蒸發量이 減少함에 따라 y-方向의 速度는 減少됨을 알 수 있다.

Fig. 5와 Fig. 6은 溫度差 400°C, X=4.91cm에서 注水速度의 變化에 따른 X-方向의 速度分布와 y-方向의 速度分布를 나타낸 그림이다. 그림에서 알 수 있는 것은 蒸氣의 速度分布는 본 解析 범위의 注水速度의 變化에는 별 影響을 받지 않는 것이다.

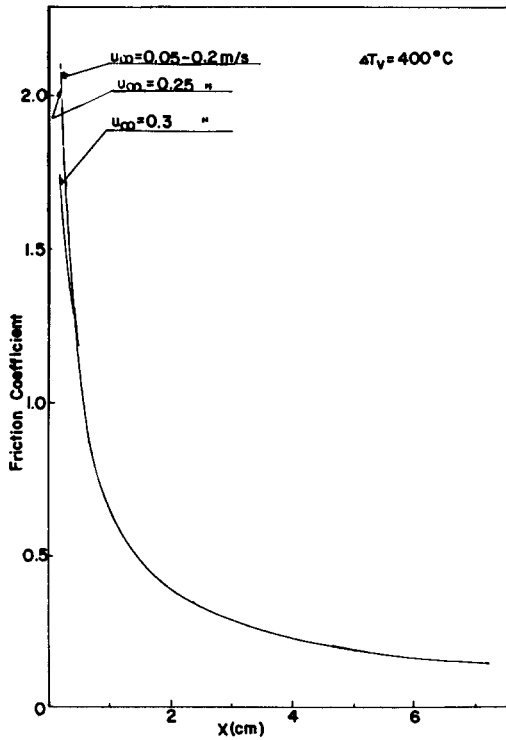


Fig. 7 Friction coefficients with variation of inlet velocity in film boiling

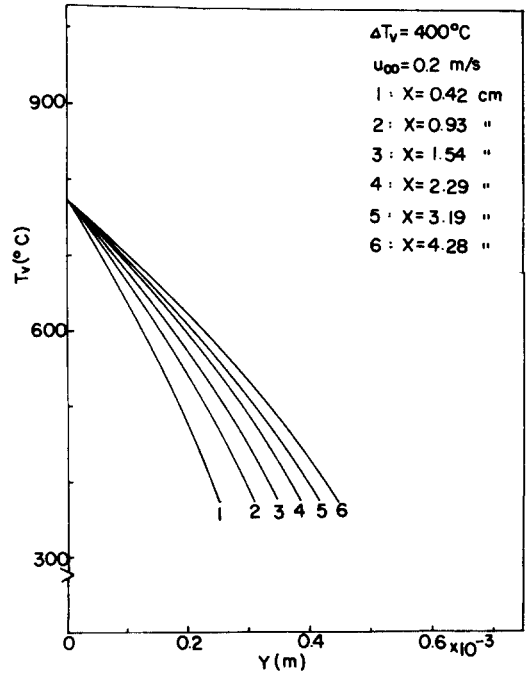


Fig. 9 Temperature profiles in vertical film boiling

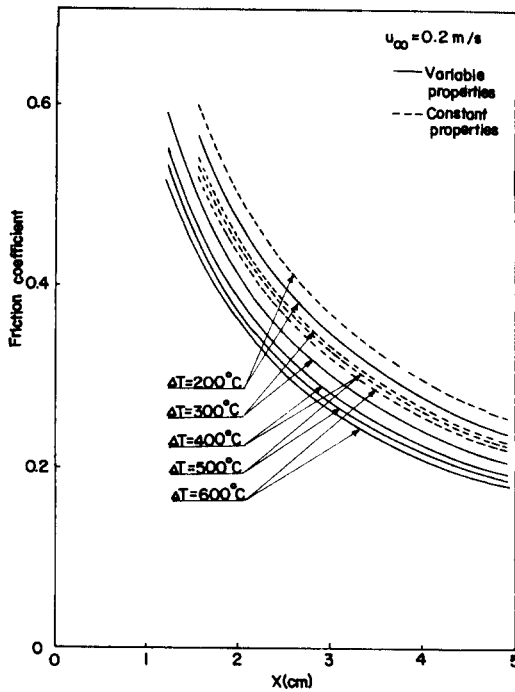


Fig. 8 Friction coefficients with variation of wall temperature in film boiling

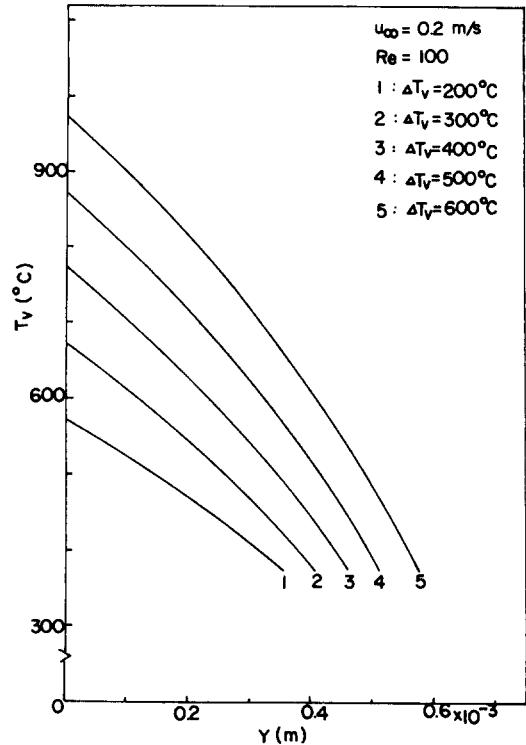


Fig. 10 Temperature profiles with variation of wall temperature in film boiling



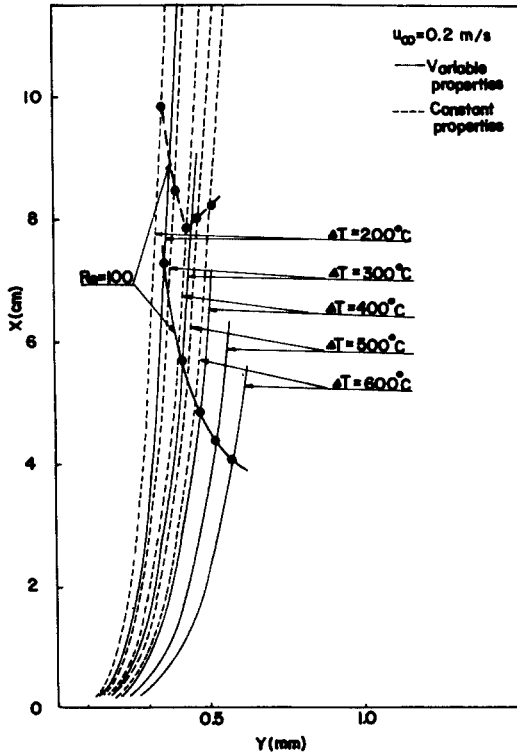


Fig. 11 Variation of film thickness with respect to axial distance

Fig. 7은 溫度差 400°C일 때 注水速度의 變化에 따른 局部摩擦係數의 分布를 나타낸 그림이다. 入口部分에서 약간의 變化를 보일 뿐, 注水速度의 變化에는 별 影響을 받지 않음을 알 수 있다.

그러나 만약 溫度差가 注水速度가 本 解析에서의 범위보다 커지고 그에 따라 경계면의 불안정성이 커지면 벽면의 마찰특성과 열전달특성이 溫度差와 注水速度에 큰 영향을 받을 것으로 생각된다.

Fig. 8은 熱力學的 狀態量이 一定하다고 假定할 때와 溫度에 따라 變한다고 假定할 때, 溫度差에 따른 局部摩擦係數를 計算하여 比較한 것이다. 局部摩擦係數는 溫差가 增加할수록, 減少하며 狀態量이 變할때 熱力學的 狀態量이 一定하다고 假定할 때보다 작은 값을 갖는다.

Fig. 9는 注水速度 0.2m/s, 溫度差 400°C에서의 X의 位置에 따른 溫度分布를 나타낸 그림이고 Fig. 10은 注水速度 0.2m/s, 레이놀즈數 100에서의 溫度差에 따른 溫度分布를 나타낸 그림이다. 蒸氣의 溫度分布는 모두 비슷한 形態를 보이고 있다.

Fig. 11은 注水速度 0.2m/s에서 熱力學的 狀態量이

一定하다고 假定할 때와 狀態量의 溫度에 따른 變化를 考慮할 때의 溫度差와 X의 位置에 따른 蒸氣膜의 두께를 나타내고 있으며, 流動이 亂流로 遷移되는(臨界 레이놀즈數(Re=100)로 알려져있는) 지점을 나타낸다. 一般의 熱力學的 狀態量의 變化를 考慮할 때가 一定하다고 假定할 때보다 蒸氣膜이 더 두껍고 臨界點까지의 膜길이가 더 짧음을 알 수 있다. 層流膜沸騰流動에서 亂流膜沸騰流動으로 遷移되는  $X_{crit}$ 을 正確히 豫測하는 것은 原子力 發電所의 冷却材喪失事故 後의 再冠水現象에서와 垂直膜沸騰이 包含된 熱傳達解析에서 重要한 意味를 갖는다. 왜냐하면 冷却材喪失事故 後의 熱傳達解析에서 逆環狀流動의 熱傳達係數는 一般의 平均 熱傳達係數式

$$h = C' \left[ \frac{k_v^3 g_x \rho_v (\rho_L - \rho_v) H'_{fg}}{\mu_v L \Delta T_v} \right]^{1/4} \quad (58)$$

을 使用하는데, 이때 L을 X의 函數로 하여 計算하는 것이 아니라 液體表面의 特性波長길이  $\lambda$ 와 같다고 假定하는데, 만약  $X_{crit}$ 이  $\lambda$ 보다 짧으면 逆環狀流動의 熱傳達係數式(58)은 不正確하다는 점이다.  $L = \lambda$ 라는 假定은 V ricosity의 概念에서 나온 것이다.

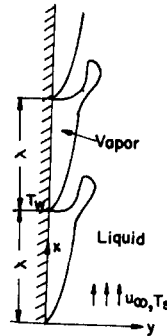


Fig. 12 Schematic diagram of forced convected vertical film boiling

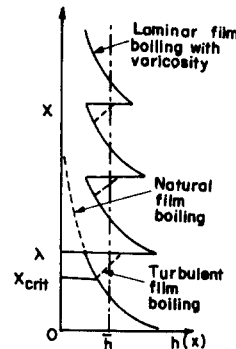


Fig. 13 Varicosity diagram of vertical film-boiling

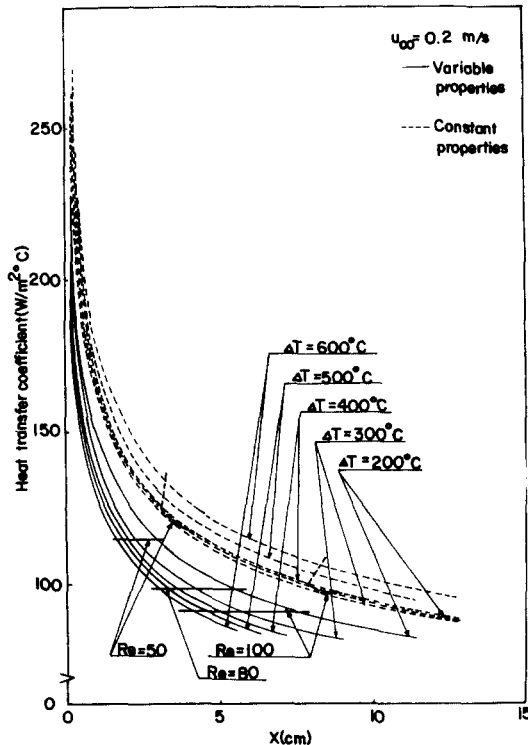


Fig. 14 Variation of heat transfer coefficient with respect to axial distance in film boiling

自然對流 垂直膜沸騰에서는 層流膜이 Fig. 1 과 같이 X軸을 따라서 길게 나타날 수 있지만 再冠水 模擬實驗에서와 같이 強制對流 垂直膜沸騰流動에서는 蒸氣系의 길이가 어느 이상되면 蒸氣와 液體의 表面에 不安定性이 생겨서 Fig. 12 와 같이 蒸氣가 液體로 떨어져 나가고 새로운 層流膜이 시작된다는 概念이다. 이 때 層流膜의 始作點에서 다음 層流膜의 始作點까지의 거리를  $\lambda$ 라 한다.

이와같은 現象이 發生하면 一般的인 垂直膜沸騰流動에서 熱傳達係數가 X가 增加함에 따라  $x^{-1/4}$ 으로 減少하는 것이 아니라, Fig. 13 과 같이 週期的 變化를 하게 된다. 再冠水流動의 模擬解析인 REFLUX 코오드에서는 이와같이 週期的으로 熱傳達係數를 平均하여 使用했는데 그 平均값은 式(58)에서  $L=\lambda$ 를 代入하면 求하였다<sup>(15,18)</sup>.

Fig. 14는 注水速度 0.2m/s에서 熱力學的 狀態量을 一定하다고 假定할 때와 溫度에 따라 變한다고 假定할 때의 溫度差에 따른 局部熱傳達係數를 나타낸 그림이다. 一般的으로 溫度差가 增加하면 局部熱傳達係數는 낮아지고, 狀態量이 溫度에 따라 變한다고 假定할 때

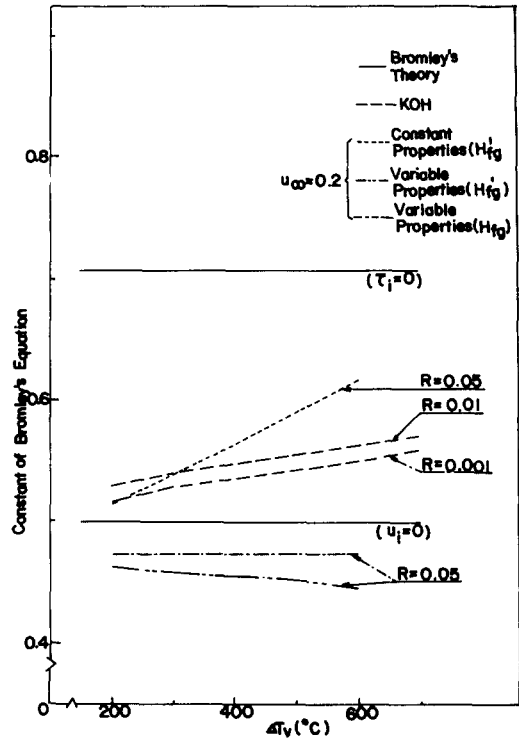


Fig. 15 Coefficients of Bromley's correlation in vertical film boiling

가 一定하다고 假定할 때보다 局部熱傳達係數가 낮음을 알 수 있다. 또한 溫度에 따라 狀態量이 變한다고 假定할 境遇 局部熱傳達係數는 같은 레이놀즈數에서 溫度差에 關係없이 一定함을 알 수 있다. 熱傳達係數는 레이놀즈數가 一定하면 溫度의 變化에 큰 影響을 받지 않는다는 一般的인 熱傳達理論과 一致하는 結果이다. 局部熱傳達係數에 대한 Bromley의 理論式은 式(58)에서 L 대신 X를 代入하고 係數를 3/4 배하면 얻어진다.

$$h = C \left[ \frac{k_v^3 \rho_v (\rho_L - \rho_v) g_x H'_{fs}}{\mu_v x \Delta T_v} \right]^{1/4} \quad (59)$$

여기서  $H'_{fs}$ '는 修正潛熱으로써 研究者들에 따라 여러가지 式이 있었으나, REFLUX 코오드에서는

$$H'_{fs} = H_{fs} \left[ 1 + 0.5 \frac{C_{pv} \Delta T_v}{H_{fs}} \right] \quad (60)$$

을 使用하고 있다. Bromley 式에서 C 값은 蒸氣와 液體의 相境界面의 條件에 따라 다른 값을 취하는데, 相境界面에서 剪斷應力  $\tau_1$ 가 零이라고 假定할 境遇에는  $C=0.707$ , X-方向의 速度  $u_1$ 가 零일 때는  $C=0.5$ 의 값을 갖는다고 提示했다.

Fig. 15는 본 解析의 結果를 Bromley의 式에 代入하여 얻은 常數  $C$ 의 값과 Bromley 式의 修正潛熱  $H_{fs}'$  대신 一般의인 潛熱  $H_{fs}$ 로 修正使用할 境遇 얻어진 常數  $C$ 의 값을 Bromley가 提示한 값 및 Koh가 一定 熱力學的 狀態量의 假定下에서 垂直膜沸騰流動을 數值 解析하여 얻은 常數  $C$ 의 값과 比較한 그림이다. 본 解析에서 熱力學的 狀態量이 一定하다고 假定했을 때의 境遇와 Koh의 結果는 Bromley가 提示한 값( $u_i=0$ )보다 큰 값을 나타내고 溫度差가 增加할수록  $C$ 의 값이 增加하여 비슷한 變化의 傾向을 나타낸다. 熱力學的 狀態量의 溫度에 따른 變化를 考慮할 境遇는 溫度差가 增加할수록 오히려 減少하는 傾向을 보이고 있다. 따라서 Bromley 式의 常數  $C$ 를 決定하기 위한 膜沸騰流動의 解析에서는 熱力學的 狀態量의 變化를 考慮하여야 正確한 값을 얻을 수 있다. 또한 修正潛熱대신 一般의인 潛熱을 使用했을 境遇는 溫度差에 關係없이  $C$  값이 一定한 값으로 나타나고 있다. 따라서 Bromley 式에서 潛熱은 修正潛熱보다 一般의인 潛熱을 그대로 使用하는 것이 더 바람직하다고 생각된다.

#### 4. 結 論

強制對流 垂直 膜沸騰 熱傳達流動의 方程式들을 熱力學的 狀態量이 一定하다고 假定할 때와 變한다고 假定할 境遇를 各各 解析하고 比較한 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

- (1) 垂直 膜沸騰 流動에서 熱力學的 狀態量이 一定하다고 假定했을 境遇는 熱傳達解析에 상당한 誤差를 發生시킨다.
- (2) 垂直 膜沸騰流動의 熱傳達係數에 대한 Bromley의 關係式에서 修正潛熱대신 一般의인 潛熱을 使用하는 것이 바람직하다.
- (3) 垂直 膜沸騰流動에서 亂流 遷移點까지의 거리는 壁面溫度가 높을수록 짧아진다.
- (4) 垂直 膜沸騰流動에서 蒸氣의 速度分布 및 溫度分布는 본 解析 법위의 注水速度의 變化에는 큰 影響을 받지 않는다.
- (5) Bromley의 關係式에서의 係數는 壁面溫度가 높을수록 減少한다.

#### 참 고 문 헌

(1) J.G. Collier, 1981, "Post Dryout Heat Transfer, Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power

and Proceses Industries", McG. Hill. Co., pp. 282~329.

(2) L.A. Bromley, 1950, "Heat Transfer in Stable Film Boiling", Chem. Eng., Prog, Vol. 46, No. 5, pp. 221~227.

(3) J.C.Y. Koh, 1962, Analysis of Film-Boiling on Vertical Surfaces", J. of Heat Transfer, Vol. 84, pp. 55~62.

(4) E.M. Sparrow and R.D. Cess, 1962, "The Effects of Subcooled Liquid on Laminar Film-Boiling", J. Heat Transfer, Vol. 84, p. 149.

(5) K. Nishikawa and T. Ito, 1966, "Two-Phase Boundary Layer Treatments of Free Convective Film-Boiling", Int., J. Heat Transfer, Vol. 9, pp. 103~115.

(6) E. Elias and P. Chamber, 1981, "Inverted-Annular Film-Boiling Heat Transfer from Vertical Surfaces", Nuclear Eng., and Design, Vol. 64, pp. 249~257.

(7) Y.Y. Hsu and J.W. Westwater, 1958, "Film-Boiling from Vertical Tubes", A.I. Ch., E. Vol. 4, No. 1, pp. 88~62.

(8) L.D. Clements and C.P. Colver, 1970, "Natural Convection Film-Boiling Heat Transfer", Ind., and Eng. Chem., Vol. 62, No. 9, pp. 26~46.

(9) E.M. Greitzer and F.H. Abernathy, 1972, "Film-Boiling on Vertical Surfaces", Int., J. Heat Transfer, Vol. 15, pp. 475~491.

(10) N.V. Suryanarayana and H. Merte, 1972, "Film-Boiling on Vertical Surfaces", J. Heat Transfer, Vol. 94, No. 4, pp. 377~384.

(11) S.K. Walsh and S.D.R. Wilson, 1979, "Forced-Convection Film-Boiling on a Wedge", Int., J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, pp. 569~574.

(12) K.K. Fung and S.R.M. Gardiner and D.C. Groeneveld, 1979, "Subcooled and Low Quality Flow Film-Boiling of Water at Atmospheric Pressure", Nuclear Eng., and Design, Vol. 55, pp. 51~57.

(13) Y. Sudo, 1980, "Film-Boiling Heat Transfer during Reflood Phase in Postulated PWR Loss-of-Coolant Accident", J. Nuc. Sc., and Tech., Vol. 17, No. 7, pp. 516~530.

(14) Y. Murao and J. Sugimoto, 1981, "Correlation of Heat Transfer Coefficient for Saturated Film-

- Boiling during Reflood Phase Prior to Quenching", J. Nuc. Sc., and Tech., Vol. 18, No. 4, pp. 275~284.
- (15) W.L. Kirchner, 1976, "Reflood Heat Transfer in a Light Water Reactor", Thesis of Ph. D. of M.I.T.
- (16) B. Carnaham, H.A. Luther and J.O. Wilkes, 1969, "Applied Numerical Method", Jhon Wiley and Sons, Inc.
- (17) E.R.G. Eckert and R.M. Drake, 1972, "Analysis of Heat and Mass Transfer", McGraw-Hill Co., pp. 777~782.
- (18) 박종석, 1983, "3×3 연료봉 다발에서의 재관수 열전달연구", 고려대학교 석사학위논문.