

# 核沸騰熱傳達에 있어서 高性能傳熱面\*

任 將 淳\*\*

## 1. 緒 言

熱에너지, 특히 低溫熱源으로부터 얻을 수 있는 熱에너지의 利用에 있어서는 큰 溫度差에 의한 熱交換은 最大限으로 放止해야 한다.

溫度差가 커지면 傳熱過程에서 非可逆 損失이 커져서 無効에너지가 많아진다. 이것은 一般的으로 傳熱面の 增加 또는 動力 cycle 에서는 熱效率의 低下를 가져온다.

熱에너지는 원래 低質의 에너지이지만 低溫熱源의 에너지도 有効하게 利用하여 에너지 供給事情을 개선해야 할 最近의 상황하에서는 高熱源溫度가 예전의 cycle 에서 보다도 낮은 溫度인 動力 cycle 을 取級해야 되는 경우에 가끔 부닥치게 된다.

理論은 單純하며 原理적으로 명확하여 溫度  $T_L$  의 低熱源과 溫度  $T_H$  의 高熱源에서 作動하는 Carnot cycle 의 熱效率  $\eta$  을 생각하면  $\partial\eta/\partial T_H = T_L/T_H^2$  이며 또  $\partial\eta/\partial T_L = -1/T_H$  이므로 낮은 溫度의 高熱源의 溫度  $T_H$  가 낮을 경우에는 高熱源과 低熱源의 溫度差의 약간의 增加 또는 減少가 熱效率에 미치는 영향은  $T_H^2$  및  $T_H$  에 逆比例하여 커지는 것을 쉽게 이해할 수 있다.

그런데 核沸騰熱傳達은 各種 熱 Plant 에서 作動流體의 受熱過程에서 매우 重要的 傳熱方式의 하나이므로 여기서 各種方法을 강구하여 傳熱效率을 높일 수 있다면 熱交換裝置의 小型化 또는 必要的 溫度差의 低下가 기대되므로 工業에서의 應用上 특히 低溫熱源의 有効利用上 매우 有益할 것이다.

그러나 核沸騰熱傳達에 關한 研究나 그에 關해 發表된 論文數가 많은데 比하면 核沸騰의 傳熱促進에 關한 研究는 적은 편이며 Bergles<sup>[1]</sup> 가 수집한 資料에 의하여 核沸騰의 傳熱促進에 조금이라도 關聯이 있다고 생각하는 論文까지 포함하여 約 400 여편이 發表된데 비해 沸騰熱傳達에 關한 論文은 수천편에 달한다.

核沸騰의 傳熱促進은 여러가지 方法으로 分類되지만 여기서는 傳熱面을 적시는 것에 의한 方法과 人工적으로 氣泡發生點을 만드는 方法에 關해서만 그리고 더욱 原理的인 pool 沸騰에 關한 것만 取級하였다. 다른 方法에 關하여는 Bergles 等の 참고문헌<sup>[1,3,4]</sup> 을 참조하기 바란다.

우선 第2節에서는 核生成理論의 最近의 成果인 Cavity 의 動的安定性的의 개념을 解說하고 第3節에서는 傳熱面을 部分的으로 짓기 어렵게 하는 方法에 依한 傳熱促進方法을 說明하고 몇가지의 實驗結果에 對해 檢討하였다. 더욱 第4節에서는 소위 Re-entrant(끝넓힘)한 Cavity 를 傳熱面에 만들어 주어 安定한 氣泡發生點을 확보하는 단단한 原理에 對해 記述하고 著者들의 研究結果의 一部를 소개하겠다.

## 2. 核生成理論

核沸騰에 있어서 氣泡發生에는 微少하지만 有限의 크기를 갖는 核이 必要하고, 固體表面上的 微視的인 缺陷과 파진곳이(以下 Cavity라 부른다) 核이 된다. 그러나 이러한 모든 Cavity 에서 氣泡가 發生하는 것은 아니며 어떤 것에서는 氣泡가 發生하지만 다른 것에서는 氣泡發生에 對하여 전혀 不治性이다.

Cavity가 安定한 氣泡發生點으로 作用할려면

\* Science of machine. Vol. 31. No. 1 (1979).

\*\* 正會員 漢陽大學校 工科大學

① 蒸氣를 Cavity로 들어오게 하는데 必要한 條件 ② 들어온 蒸氣를 核으로하여 氣泡가 發生하기에 必要한 條件들을 만족할 必要가 있다.

지금 圓筒型의 Cavity에 關해서 이러한 條件을 [5,6] 생각해 본다.

氣泡가 離脫한 直後에 氣液界面이 그림 1. 에 表示되어 있으며 그림에서와 같이 接觸角  $\theta$  를 갖고, 半지름  $R_c$ , 깊이  $D_c$ 의 Cavity內에 侵入하면 이것에 의해서 蒸氣의 一部가 排除되고 나머지 體積  $V_{VO}$ 의 蒸氣가 Cavity內에 들어온다. 이때 氣液界面(meniscus)의 曲率 반지름을  $R$ , 蒸氣壓力를  $P_{VO}$ 라고 하면,

$$R = R_c / \cos \theta \quad (1)$$

$$R_{VO} = P_I + 2\sigma_{LV} / R \quad (2)$$

여기서  $P_I$ : meniscus에서의 液體底力,  $\sigma_{LV}$ : 液體의 表面張力이다. 또 Cavity內의 液體의 初期溫度를  $T_{I0}$ 라 하면 飽和沸騰의 경우는

$$T_{I0} = T_s + A_1(T_w - T_s) \quad (3)$$

여기서  $T_s$ : 포화온도,  $T_w$ : 傳熱面 溫度,  $A_1$ 은  $0 \leq A_1 \leq 1$ 의 값을 갖는 常數이다.

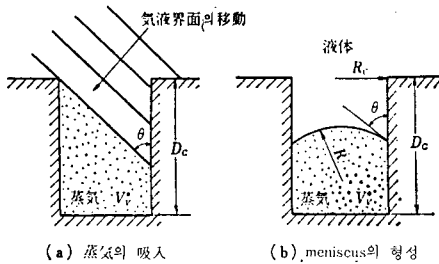


그림 1. 圓筒 Cavity의 蒸氣吸入機構

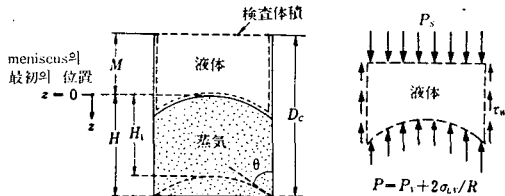


그림 2. 檢査體積과 여기에 작용하는 힘

그러나 Cavity內에 吸入된 蒸氣는 液體의 溫度보다 낮다면 凝縮하여 meniscus는 Cavity의 깊숙한 속에 形成된다. 그러나 凝縮이 進行되면 潛熱에 依해 加熱되기 때문에 meniscus의 前進

速度는 늦어진다. Cavity가 충분히 깊으면 어떤 위치에서 液溫과 蒸氣溫度는 平衡에 到達하고 그 이후는 Cavity벽으로부터의 傳熱 때문에 液溫쪽이 높게 되고 蒸氣가 생긴 Meniscus는 Cavity의 開口部 쪽으로 後退를 시작한다. 이 경우 Cavity는 安定된 氣泡發生點이 된다.

한편 Cavity의 깊이가 충분히 깊지 않으면 吸入된 蒸氣는 完全히 凝縮하여 Cavity는 不治性으로 된다.

이것이 meniscus의 時間的 變位를 追求하는 것으로부터 Cavity의 動的인 安定性에 對한 條件을 誘導할 수 있다. 이 때문에 그림 2.에 破線으로 表示한 液體의 檢査體積을 살펴보면 壁面에 作用하는 剪斷力은, 液體의 흐름을 Poiseuille 흐름이라고 假定하고 또한  $\mu$ 를 粘性係數라 할때

$$F_{sh} = -8\pi\mu V(M+Z) \quad (4)$$

또한 壓力에 依한 힘은

$$F_p = -[(P_v + \frac{2\sigma_{LV}}{R}) - P_s] \pi R_c^2 \quad (5)$$

로 된다. 따라서 運動量은 式은 다음과 같다.

$$\pi R_c^2 \rho_l (M+Z) \frac{dV}{dt} = F_{sh} + F_p \quad (6)$$

여기서  $V$  = 액체의 侵入速度,  $M$  = 液體의 Cavity內로의 初期侵入距離이다. 그리고 蒸氣는 理想 gas의 法則에 따르는 것으로 하고, 蒸氣溫度  $T_v$ 를 初期溫度  $T_{VO}$ 와 같다고 하면 蒸氣의 壓力  $P_v$ 는

$$P_v = P_{VO} \frac{W_g}{W_{go}} \cdot \frac{V_{VO}}{V_v} \quad (7)$$

여기서  $W_g$ 는 Cavity內의 蒸氣의 質量으로서

$$\overline{W}_g = \overline{W}_{go} + \frac{B\pi R_c^2}{L} \int_0^t q dt \quad (8)$$

로 된다.  $t$ 는 時間으로서  $\int_0^t q dt$ 는 氣液界面에 있어서 液體로부터 蒸氣로의 傳熱量을 나타내고  $B$ 는 境界面이 曲面이기 때문에 面積의 修正係數,  $L$ 은 蒸發替熱이다. 蒸氣의 體積은 다음式으로 구할 수 있다.

$$V_v = V_{VO} (1 - \frac{Z}{H}) \quad (9)$$

여기서 H는 Meniscus 맨 꼭대기로부터 Ca-  
vity 밑면까지의 거리이다. 이들은 使用하면 運  
動量의 式(8)은 다음과 같이 된다.

$$\rho_l (M+Z)(H-Z) \frac{d^2 Z}{dt^2} + 8\mu (M+Z)(M-Z) \frac{dZ}{dt} -$$

$$(P_s + \frac{2\sigma_{LV}}{R})(H-Z) + HP_{V0} (1 + \frac{BzR_c^2}{LW_{go}} \int_0^t q dt) = 0 \quad (10)$$

氣液界面의 溫度  $T_i$ 를 蒸氣溫度와 같다고 假  
定하면 Clapeyron의 式에서  $V_{fg}$ 를 蒸氣와 液體  
의 比體積의 差라 하면 다음式과 같이 된다.

$$P_v - P_s = \frac{L}{v_{fg} T_s} (T_i - T_s) \quad (11)$$

위의 (11)式에 式(7)~(9)를 代入하고  $P_v$ 에 消去  
하면 다음과 같이 된다.

$$(T_i - T_s)(H-Z) + \frac{P_s(H-Z)V_{fg} T_s}{L}$$

$$= \frac{v_{fg} HP_{V0} T_s}{L} [1 + \frac{BzR_c^2}{LW_{go}} \int_0^t q dt] \quad (12)$$

式(10) 및 (12)에 初期條件

$$t = 0, Z = 0, \frac{dZ}{dt} = V_0, P_{V0} = P_s + P_s + \frac{2\sigma_{LV}}{R}$$

$$T_{i0} = P_{V0} \text{에 對한 飽和溫度} \quad (13)$$

$$T_{i0} = T_s + A_1(T_w - T_s)$$

을 넣어 連立方程式의 解를 구하면 Meniscus의  
時間的 變位를 알 수가 있고 따라서 Cavity의  
動的 安定性を 판단할 수가 있다.

그림 3은 大氣壓에서 물과 Ethanol에 對한 計  
算結果의 一例를 圖示한 것이다. Parameter  $\Delta T_0$   
는 靜的인 核生成條件式이 주는 過熱度에 對한

$$(\Delta T)_{stat} = \frac{2\sigma_{LV} T_s v_{fg}}{LR_c} \quad (14)$$

實際의 傳熱面過熱度  $\Delta T$ 의 比이다.

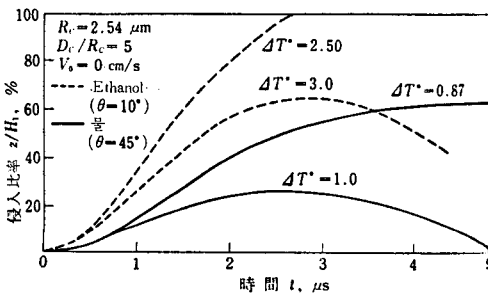


그림 3. Meniscus 位置의 時間에 따른 變化

$$\Delta T_0 = \frac{\Delta T}{(\Delta T)_{stat}}$$

그림 3의 세로축은 氣液界面의 Cavity 內로의  
侵入比率를 表示하고 이 값이 100%에 到達할  
경우에는 Cavity는 不治性으로 된다. 그림에 나  
타난 것에서는  $\Delta T_0 = 2.50$ 의 Ethanol의 경우에  
不治性이 된다.

그림 4. 5. 6.은 各各 Cavity의 動的 安定性的  
確保에 必要한 傳熱面 過熱度에 미치는 接觸角  
 $\theta$ , 液體의 初期侵入速度  $V_0$ , Cavity의 깊이  $D_c$   
및 液體의 初期溫度  $T_{i0}$ 의 영향을 表示한 것이  
다.

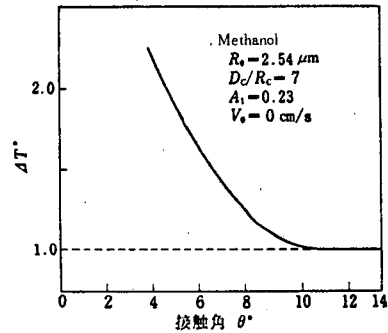


그림 4. 接觸角의 영향

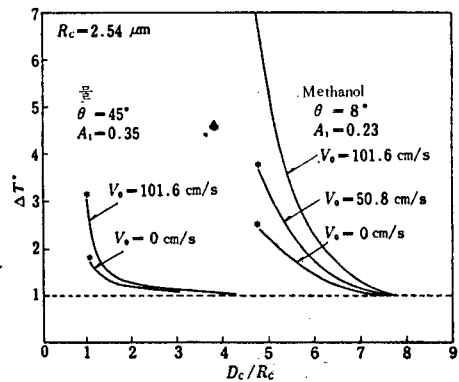


그림 5. Cavity의 깊이 및 液體의 初期 侵入  
速度的 영향

$\theta$ ,  $D_c$  및  $T_{i0}$ 의 값이 작아질수록, 또한  $V_0$ 가  
커질수록 Cavity의 安定化에 必要한 傳熱面過  
熱度는 增大하고 그 값은 式(14)의 靜的인 條件式  
에서 얻는 값보다 크다.

그러나 Cavity에서 安定한 核生成을 發生하기

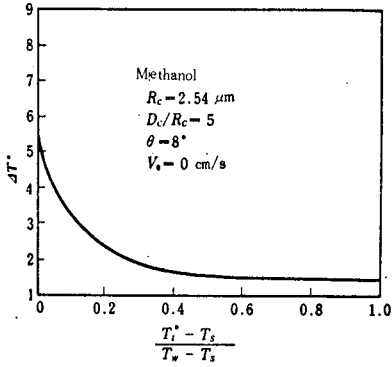


그림 6. 液體의 初期溫度의 영향

위하여는

- ① Cavity 內로의 蒸氣의 吸入條件
- ② Cavity 內 氣液界面의 移動에 對한 動的安定性의 條件
- ③ Cavity 開口部에 到達한 蒸氣核의 成長에 對한 靜的平衡條件

등을 만족해야 하며 傳熱面過熱度  $\Delta T_1$ 이 주어질 경우에 위에서 말한 核生成條件을 만족하는 Cavity의 범위를 표시하면 그림 7.의 斜線과 같이 된다. 그림 중에서 曲線  $O_1'G_1$ 은 ①의 條

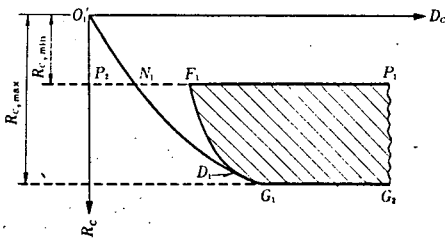


그림 7. 活性 Cavity의 범위(傳熱面過熱度 $\Delta T_1$ )

件에 대한 限界를 表示하고 이 曲線의 左側의 범위에서는 Cavity 內로의 蒸氣의 吸入이 實現되지 않는다. 曲線  $F_1D_1$ 은 ②의 條件에 대한 限界線으로서 이보다 右側의 범위는 動的安定性을 만족한다.

또한 直線  $P_1, P_2$  및  $G_1, G_2$ 는 ③의 條件에 대한 限界線을 表示하고 앞의 것은 式(14)로 주어지는 均一過熱溫度場에서의 靜的平衡條件에 대한 것이고 뒤의  $G_1, G_2$ 는 溫度경계층 두께  $S_1$ 가 有限인 것을 고려한 不均一 過熱溫度場에서

의 靜的平衡條件에 대한 것으로서 側를 들면 다음式으로 주어진다.

$$(R_c)_{\max} = \frac{\delta t}{2 C_1} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{8 C_2 \delta t T_s}{L R_v \delta t \Delta T}} \right] \quad (16)$$

여기서  $C_1, C_2$ 는 固液界面의 接觸角에 따라서 決定되는 常數다. 傳熱面過熱度가 增加하면 그림 8.에 表示한 바와 같이 活性 Cavity의 범위는 커진다. 이 관계를 3次元으로 表示하면 그림 9.와 같이 된다.

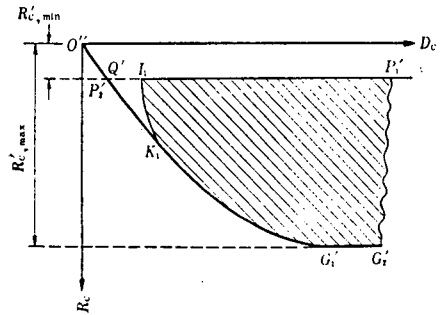


그림 8. 活性 Cavity의 범위(傳熱面 過熱度  $\Delta T_2 > \Delta T_1$ )

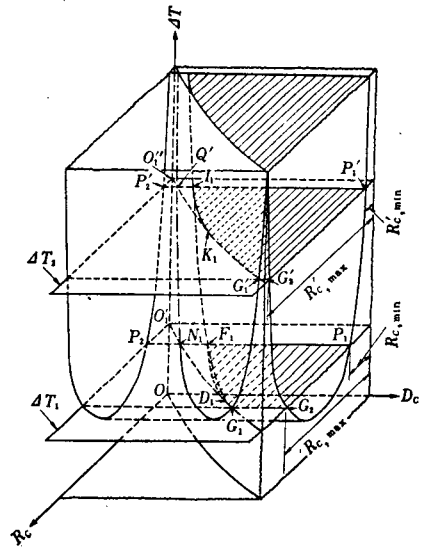


그림 9. 活性 Cavity의 범위의 3次元表示

그런데 되도록 낮은 傳熱面過熱度에서 安定한 核生成을 하는 面이면 高性能沸騰傳熱面이라 말할 수 있지만 傳熱面過熱度가 낮아지면 낮아질수록 活性化條件을 만족하는 Cavity의 범위도 좁아진다.

따라서 高性能沸騰傳熱面을 實現하기 위해서 는 위에서 말한 核生成理論에 의하여 活性Cavity 의 범위를 沸騰液體와 傳熱面의 材質에 대해 明確히 파악하고 그러한 條件을 갖는 Cavity를 傳熱面에 마련해 주는 方法을 檢討하는 것이 基本 이 된다.

### 3. 傳熱促進方法 I

傳熱面을 짓기 어렵게 하여 Cavity를 安定化시키는 方法

一般的으로 pool 核沸騰熱傳달 整理式은 沸騰 液의 表面張力이 熱傳달에 대해서 負의 效果를 미치게 되어있다. 즉 表面張力이 커지면 주어진 熱流束에 대한 熱傳달係數는 적어지며, 또는 주어진 過熱度에 대한 熱流束은 적어진다.

液體의 表面張力이 크면 ①氣泡의 傳熱面 이 탈時的 지름이 크게 되고 ②傳熱面은 沸騰液으로 짓기가 어렵게 되고 ③發泡點을 構成하고 있다고 생각할 수 있는 傳熱面의 Cavity는 安定化한다.

그림 10.은 固體面위에 놓은 작은 液滴에 있어서 固-液-氣相 3相 境界의 均衡의 양상을 表示한 것으로서 Young의 式〔9〕로부터

$$\sigma_{SV} - \sigma_{SL} = \sigma_{LV} \cos \theta \quad (17)$$

또는

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{SV} - \sigma_{SL}}{\sigma_{LV}} \quad (18)$$

로 쓰여진다. 여기서  $\sigma_{SV}$ ,  $\sigma_{SL}$  및  $\sigma_{LV}$ 는 固-氣 體사이, 固-液體사이, 氣-液體사이의 表面張力,  $\theta$ 는 接觸角이다.

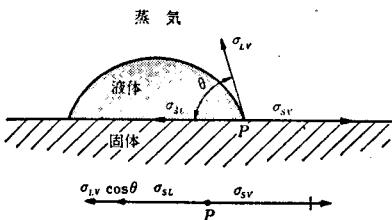


그림 10. 固-液-氣 3相境界의 均衡

式(18)에서 液體의 表面張力  $\sigma_{LV}$ 만을 單獨으로 變化시키지는 못하지만 여하튼  $\sigma_{LV}$ 가 크게되면 접

觸角  $\theta$ 는 커져 固體面은 液體로 적셔지기가 어렵게 된다. 이것이 위에서 말한 ②의 경우다. 또 氣泡의 傳熱面 離脫時 지름에 관한 ①은 Laplace 定數가  $\sqrt{\sigma_{LV}}$ 를 포함하므로 쉽게 理解된다.

다음에 Cavity의 安定性을 考察하기 위해 그림 11.과 같은 원뿔형의 Cavity에 채워져 있는 蒸氣塊를 檢討해 보자

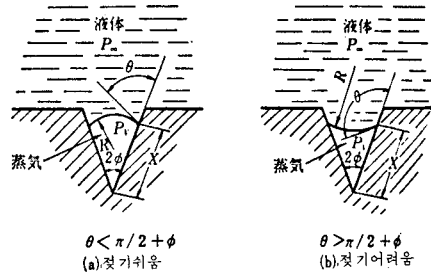


그림 11. Cavity의 靜的安定性

Cavity의 꼭지각을  $2\phi$ , 接觸角을  $\theta$ 로 할때  $\phi$ 와  $\theta$ 의 關係에 의해서 그림의 (a)와 (b)가 可能하고, 氣液界面의 曲率반지름 R은

$$R = \frac{\sin \theta}{\sin(\theta - \phi \pm \frac{\pi}{2})} \cdot x \quad (19)$$

$$+ : \theta < \frac{\pi}{2} + \phi, (a)$$

$$- : \theta > \frac{\pi}{2} + \phi, (b)$$

로 된다. 여기서  $x$ 는 원뿔면의 母線의 길이이다. 항상 우변의  $x$ 는 +이므로 이 曲線 반지름 R과 液體의 壓力  $P_s$ 에 의해서 蒸氣內의 壓力  $P_v$ 는

$$PV = P_s \pm \frac{2\sigma_{LV}}{R} \quad (20)$$

$$+ : \theta < \frac{\pi}{2} + \phi, (a)$$

$$- : \theta > \frac{\pi}{2} + \phi, (b)$$

로 表現된다. 따라서 그림 11.(a)의 경우에 蒸氣塊가 작다. 즉  $x$ 가 작아지면 蒸氣의 壓力은 커지고 이에 相當하는 飽和溫度도 거의 Clapeyron의 式에 따라서 높게 되고 그것이 蒸氣塊部分의 局所의溫度보다 높으면 蒸氣塊는 潛熱을 放出해서 凝縮한다. 凝縮에 의한 質量의 減少 때문에 蒸氣塊는 다시 작아져서 氣液의 熱力學的인 平衡이 達成되지 않는한 이 과정은 반복된다.

한편 그림(b)의 경우에는 (a)의 경우와 反對가

되고 蒸氣塊가 적게되면 蒸氣塊內의 壓力은 내려가고 그 壓力에 相當하는 飽和溫度는 낮으므로 어느 정도까지 凝縮이 進行되면 蒸氣部分의 局所의溫度는  $P_v$ 에 相當하는 飽和溫度와 같게 되어 平衡에 到達한다.

液體의 表面張力  $\sigma_{LV}$ 가 크거나 固氣사이의 界面張力  $\sigma_{SV}$ 가 작거나 혹은 兩者가 存在하면 式(10)에 의하여 接觸角은 크게 되어 Cavity에 들어온 蒸氣塊는 安定된다. 이것이 위에서 말한 ③이다.

여기서 重要한 點은 沸騰液의 種類나 壓力을 變化시키는 것에 의해서 表面張力을 크게(이것은 위에서 말한 ①과 ②에 關한 限核沸騰傳熱의 促進에는 좋지 않다.)하지 않아도 自由表面 Energy가 적은 傳熱面을 準備하면 Cavity의 安定化는 可能하다는 것이다. 自由表面 Energy는 Cavity의 內壁에서만 작게하면 좋다. 여기서는 傳熱面의 젖기 쉬움을 變化시키는것 혹은 人工的인 Cavity와를 組合시키에 의해 核沸騰熱傳達을 어느정도 促進시킬 수가 있는나를 實驗結果로부터 考察해 본다.

그림 12.는 長谷川等<sup>[10]</sup>이 部分的으로 젖기 어려운 곳을 갖은 傳熱面의 限界熱流束의 特性을 測定한 實驗結果中 低溫度差 部分의 概略이다.

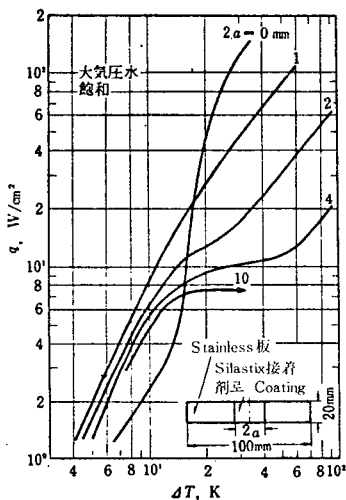


그림 12. 部分的으로 젖기 어려운 곳을 갖은 面에 의한 核沸騰熱傳達促進!

水平上向 Stainless 核의 中央 2a의 部分에

Silastix 接觸劑(Dow Corning 社의 商品으로 Dimethyl polysiloxane 중에 粒狀 Silica가 들어 있다.)를 두께 10 ~ 20  $\mu\text{m}$  Coating 한 것을 傳熱面으로 하여 大氣壓下에서 물의 pool 飽和核沸騰實驗을 行한 것이다.

Silastix의 물에 대한 接觸角은  $90^\circ \sim 110^\circ$ <sup>[11]</sup> 정도로 위에 나오는 TFE와 비등한 정도로 적시기 어려운 面이 된다. 長谷川等의 考察結果中 特히 적시기 어려운 面의 存在에 關聯된 部分은 「發泡開始點은 반드시 Silastix coating 部分에서 일어나고 일반 傳熱面에서는 發泡가 일어나지 않는 낮은 熱流束에서도 Coating 部分에서는 상당히 많은 發泡點이 存在한다. 또한 Coating 部分에서의 氣泡離脫時의 지름은 대단히 커서 約 5mm 정도가 된다. 이들 큰 氣泡의 모양은 傳熱面에 接觸部에서도 가늘어지지 않는다. Coating 部分에서는 매우 작은 熱流束(5~10W/cm)에서 安定한 膜이 形成되고 Coating 한 部分의 幅이(2a) 커지면 더욱 낮은 熱流束에서 膜이 形成된다.」는 것이다.

막상 그림 12.에서 特히 注目해야할 點은 적시기 어려운 面의 傳熱促進效果는 低熱流束에서, 2a가 적은 경우에 현저하다는 것이며 이 경우에는 Cavity의 安定化에 의한 傳熱促進效果가 強調되지만 熱流束이 커지고 2a가 큰 경우에는 Cavity部分 以外的 面이 젖기 어렵게 됨에 따라 傳熱이 나쁜쪽의 效果가 우세하게 되는 것으로 생각된다. 따라서 젖기 어려운 面에서 核沸騰熱傳達을 促進하려고 하면 좁은 젖기 어려운 部分을 여러곳에 만들어 준 傳熱面을 準備하면 좋다는 것을 쉽게 생각할 수 있다.

이러한 理論에 의한 研究를 다음에 소개한다.

Young等<sup>[12]</sup>은 TFE(Polytetrafluoroethylene, Teflon은 Du-Pont 社의 商品)을 Spot 형으로, Coating 한 것과 Emery paper로 눌러 문질러서 pit를 만든것에 대해 혹은 그 兩者에 의한것을 大氣壓下에서 물의 pool 飽和核沸騰熱의 促進效果를 檢討하여 그림 13.에 表示한 結果를 얻었다.

그림 13.중에 “1”은 素材 그대로의 Stainless

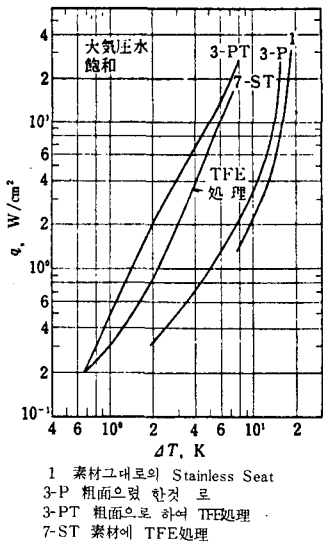


그림 13. Spot 모양의 TFE處理한 면에 의한 핵沸騰熱傳促進

seat, “3-P”는 Emery paper로 문질러 pit를 만든 면, “3-PT”는 3-P에 TFE Emulsion을 바르고 이것을 종이로 닦아 pit가운데에만 TFE를 남겨 다시 加熱하여 硬化시킨 면, “7-ST”는 TFE Emulsion을 Spot 모양으로 뿌어줘서 加熱硬化시킨 면이다. 그림 13.에서 pit를 준 것에 대한 效果(1과 3-P의 差 및 5-ST와 3-PT의 差)는 明確하게 알 수 있지만, TFE處理의 效果(1과 7-ST의 差 및 3-P와 3-PT의 差)는 傳熱特性에서 order의 差異가 나올만큼 커서 TFE같이 表面Energy가 적은 物質을 Spot 모양으로 Coating하는 것이 傳熱促進에 얼마나 有效한가를 알 수 있다.

또 3-PT와 7ST의 差가 그렇게 크지 않은 것은 7-ST에서는 원래相當한 數의 有效Cavity가 存在해 있던 경우와 7-ST의 硬化過程에서 有效한 Cavity가 形成되었던 경우 중 어느 한쪽이다. 또한 TFE 上의 물의 接觸角은 20°C에서 108°C이다.

다음에 TFE處理로 表面張力이 적은 液體질소의 핵沸騰을 促進하는 것이 可能한가를 實驗結果로부터 알아 보기로 한다.

보통 70K에서 液體질소의 表面張力은 100°C

의 大氣壓下의 물의 表面張力의 약1/6로서 TFE를 적신다.

따라서 이 節의 理論이 옳다면 TFE處理에 의해서 Cavity가 安定化되어 핵沸騰熱傳이 促進될 수 없는 것이 된다.

그림 14.는 Marto 等<sup>[14]</sup>에 의한 銅의 水平上向面으로부터 大氣壓에서 질소로의 飽和核沸騰熱傳達 實驗結果다.

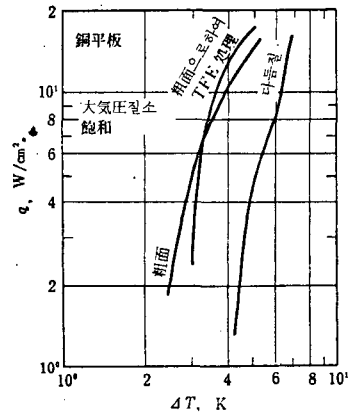


그림 14. 表面張力이 적은 沸騰液에 있어서 TFE處理의 效果 I.

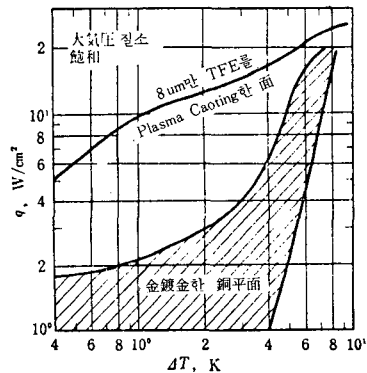


그림 15. 表面張力이 적은 沸騰液에 있어서 TFE處理의 效果 II.

粗面은 Emery paper로 눌러 문질러 만든 것이고 TFE處理는 Young 等<sup>[12]</sup>의 3-PT의 경우와 같다. 그림에서 보는 바와 같이 粗面으로 한 것은 傳熱促進에 어느程度 도움을 주지만 TFE處理는 거의 無의의하며 이는 위에서 말한 理論과 一致한다.

한편 Warner 등<sup>[15]</sup>은 TFE로 plasma-coating을 한 면(全體面을 處理)에서 악체질소의 pool飽和核沸騰實驗을 행하여 그림 15.와 같은 결과를 얻고 이러한系에서 TFE의 plasma-coating이 傳熱促進을 가져온다고 말하고 있다. 그림중에 빛금을 친 부분은 금으로 鍍金한 銅平面에 대한 實驗結果의 범위다.

Warner 등은 Plasma-coating 한 TFE는 一般 TFE와는 다르고 表面 Energy가 보다 작아 "Extensively crosslinked"하고 있다고 報告하고 있지만 ①그림 15.의 TFE를 plasma-coating 한 면과 그림 14.의 粗面 및 TFE處理한 면의 傳熱特性이 많이 다르지 않다는 것과 ②Cavity의 安定化에 의하여 高性能이 된 면의 傳熱特性은 平滑面の 傳熱特性과 比較하면 저어도 低熱流束領域에서는 order 정도로 큰 差異가 있다는 것등을 생각하면 이 경우는 傳熱促進은 Plasma-Coating의 工程에서 나타나는 면의 形狀에 의한 것이라고 생각된다.

막상 Freon은 冷媒로서 重要한 物質이지만 液化 gas와 같이 表面張력이 매우 적어  $10^{-2}$ N/m 정도이고 液體질소와 같다. 따라서 "Freonphobic (疎 Freon性이라는 의미로 만든 말)인 物質은 存在하지 않으므로 傳熱面の TFE處理와 같은 方法에 의하여 核沸騰의 傳熱促進은 行할수 없다."<sup>[4]</sup>

마지막으로 Gaertner는 Young 등<sup>[12]</sup>과 같이, 즉 pit를 눌러 붙여주어 그 內壁을 沸騰液으로 젖기 어렵게 한다는 原理에 따라 美國特許를 획득하고 있으며 그 公報에서 pit 內壁을 處理하는 物質에 要求되는 條件을 다음과 같이 말하고 있다.

- 즉 ① 沸騰液에 溶解되지 않을것
  - ② 化學的 및 熱적으로 安定할것
  - ③ 融點이 傳熱面溫度보다 충분히 높을것
  - ④ 傳熱面 材料에 잘 接着하고 溫度가 上昇한 沸騰液內에서도 接着이 떨어지지 않을것
  - ⑤ 沸騰液의 接觸角이 約 80° 이상일것
- 이러한 條件들은 대체적으로 妥當하다고 생각되

지만 ⑤의 80°는 式(19) 및 (20)에 의한 論議로부터 작은 것 같이 느껴진다.

#### 4. 傳熱促進方法II

##### Re-entrant인 Cavity에 의한 方法

前節의 마지막에서 말한 pit의 內壁을 處理하는 適當한 物質이 存在하지 않는 경우, 예를 들면 沸騰液이 Freon의 경우 등에 대해서는 소위 Reentrant인 Cavity로서 核沸騰 傳熱促進을 도모할 수 있다.

그림 16에서 入口部分의 円柱面에 連結하는 頂點이 液體쪽에 있는 凹面에 氣泡가 附着되어 있다고 생각하여 그림 11에서와 같은 計算(記號도 같음)을 行하면

$$R = \frac{\sin \theta}{\sin(\theta + \phi - \frac{\pi}{2})} \cdot x \quad (21)$$

$$- : \theta < \frac{\pi}{2} - \phi, \quad (a)$$

$$+ : \theta > \frac{\pi}{2} - \phi, \quad (b)$$

를 얻는다. 右邊의 x係數는 +이며 式(20)에 相當하는 式은

$$P_V = P_\infty \pm \frac{2\sigma_{VL}}{R} \quad (22)$$

$$+ : \theta < \frac{\pi}{2} - \phi, \quad (a)$$

$$- : \theta > \frac{\pi}{2} - \phi, \quad (b)$$

로 되나 兩式에서 接觸角의 境界值( $(\pi/2) - \phi$ )

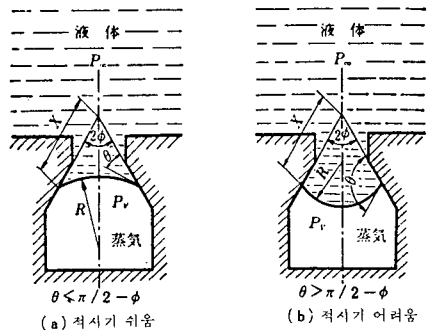


그림 16. Reentrant인 Cavity의 靜的安定性

가 式(19) 및 (20)의 경우  $\{(\frac{\pi}{2}) + \phi\}$ 에 比較하여 凹錐角의 頂角  $2\phi$ 만큼 작은 것을 알 수 있다. 즉 接觸角  $2\phi$ 만큼 작은 값으로 氣泡는 凹面이 되는 것이다. 또  $2\phi$ 가  $\pi$ (天井이 水平)로 되면 항상 凹面의 條件이 만족된다.



다시 그림과 같은 Cavity에 蒸氣가 들어와 있는 곳에 液體가 侵入해 오는 過程을 생각하면, 氣-液界面이 入口部의 凹柱面下端을 通過할 때 위에서 말한 凹面의 條件이 만족되면 갑자기 氣泡의 壓力은  $2\sigma_{VL}/R$ 만큼 減壓된다. 그리하여 그 壓力에 相當하는 飽和溫度가 Cavity 部分의 局部的 溫度보다 낮으면 凝縮은 防止되고 液體는 그 이상 侵入하지 못하게 된다.

그림 11(b)의 경우는 液體가 侵入하면 할수록 ( $x$ 는 적어진다) 界面의 曲率반지름이 적어져 蒸氣壓力이 低下하므로써 液體의 侵入에 對한 障壁은 더욱 더 높게 되지만 지금의 경우는 液體가 入口凹柱部分의 下端을 넘어서 더욱 侵入하면 ( $x$ 는 커진다) 曲率반지름은 커지고 蒸氣壓力의 低下가 緩和되므로 Reentrant인 Cavity에서는 넓어지는 部分으로 들어 오는 液體의 侵入에 대한 不連續의 큰 障壁이 存在한다고 말할 수 있다.

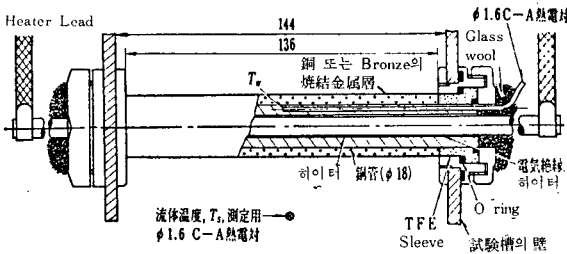


그림 17. 燒結金屬層으로 꾸민 傳熱面의 構造

著者等の 研究室에서는 高性能 沸騰熱面의 開發을 目的으로 商品으로 쓰이는(純度) 液體中에서 長期間 放置해 두지 않고도 高性能을 維持할 수 있는 核沸騰傳熱角의 一般條件을 밝히고, 예비실험으로 이를 확인하는 研究에 着手하여 Reentrant인 Cavity를 갖는 面의 一例로서 燒結層으로 둘러 싸인 管을 傳熱面으로 하여 Freon에 關한 몇개의 實驗을 行하였다. [17,18]

그림 17에 傳熱面의 構造를 表示했다. 바깥지름 18 mm의 銅管을 母材로하여 여기에 銅 또는 Bronze(JIS H 511의 3種 BC 3)의 球狀粒자를 같은 凹筒형태로 燒結시킨 것으로 粒子지름

은 100~1000  $\mu\text{m}$ , 燒結層두께  $\delta$ 는 0.4~4 mm 空間率  $\epsilon$ 은 0.38~0.71의 범위이다. 燒結粒子層의 外觀사진을 그림 18에 보여준다.

위의 一例로 大氣壓에서 飽和狀態의 R-113의 銅燒結金屬層에서의 pool核沸騰에 關한 測定結果를 그림 19에 表示했다.

粒子지름을 250  $\mu\text{m}$ 로 고정하고 燒結金屬層 두께를 0.4부터 4 mm의 범위에서 變化시킨 것으로서 比較하기 위해 1000번 Emery paper로 母材인 銅管을 다듬질한 것에 대한 data도 表示했다. 여기서 부터 같은 熱流束에 대한 熱傳達係數가 10倍로서 同一한 條件에서 溫度差가  $\frac{1}{10}$ 로 되는 傳熱促進이 可能하다는 것을 알 수 있다.

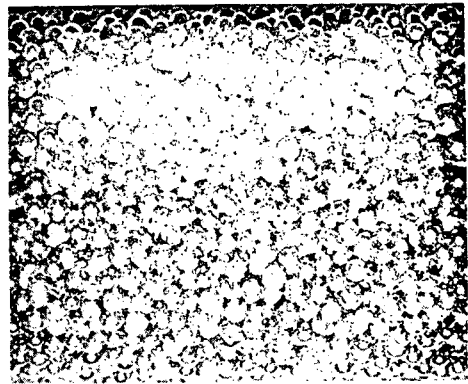


그림 18. 燒結粒子層의 外觀寫眞

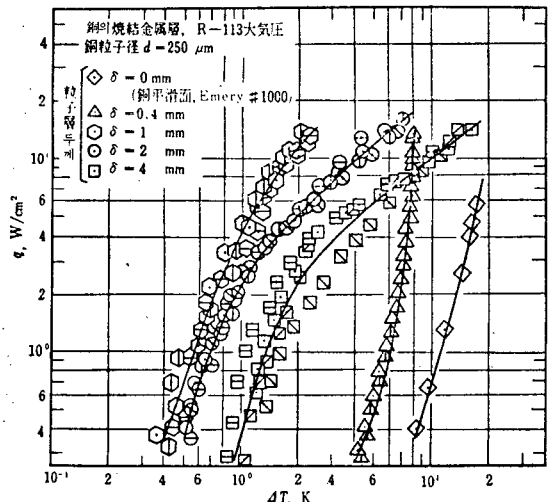


그림 19. 燒結金屬層으로 둘러싸인 圓柱의 核沸騰 傳熱特性

R-11에 관한 實驗도 같이 行했으며 이들 全般에 대한 特徵은 大略 다음과 같다.

- ① 銅粒자가 Bronze 粒子보다 傳熱促進效果가 크다.
- ② 銅粒子에서는 粒子지름  $d$ 가  $250\mu\text{m}$ , 粒子層두께  $\delta$ 가  $1\text{mm}$ 일 때, 반면에 Bronze 粒子에서는  $d$ 와  $\delta$ 가 각각  $500\mu\text{m}$ , 및  $2\text{mm}$ 일 때 傳熱促進效果가 가장 크게 나타났다.
- ③ Bronze 粒子의 경우에 傳熱促進이 期待되는 熱流束의 上限은  $10\sim 20\text{ W/cm}^2$  程度이지만 銅粒子의 경우는 그 上限이 더욱 큰 것으로 나타났다.

粒子의 材質의 영향이 意外로 크게 나타나고 傳熱促進은 Cavity 形狀이 Re-entrant인 것뿐 아니라 粒子材料의 熱的性質에도 많은 關係를 갖고 있는 것 같다. 이에 關하여는 후에 다시 論議하기로 한다.

HITACHI 會社에서는 Re-entrant인 Cavity를 外周部에 덮은 蒸發器用 傳熱管을 開發하여 Thermo-Excel-E라는 商品名으로 판매하고 있다.

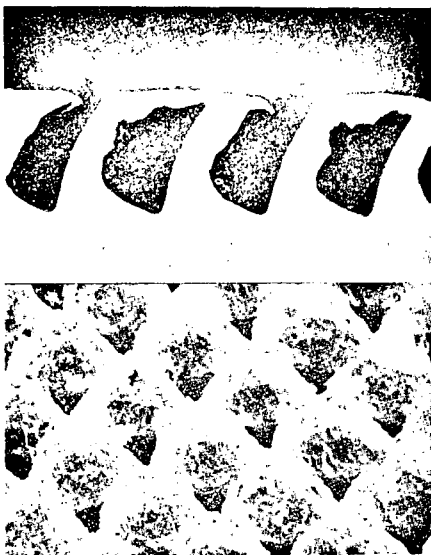


그림 20. Thermo Excel-E의 斷面(上) 및 表面의 사진(下)  
(HITACHI 會社의 Catalogue로부터 傳載)

Thermo Excel E의 斷面을 살펴보면, 傳熱面表面 바로 밑에 아주 작은 tunnel이 円

周方向으로 規則的으로 파여 있으며 이 tunnel과 沸騰液과를 連結하는 正三角形의 구멍이 規則的으로 나란히 파여 있는 구조이다. 이 斷面 및 表面의 사진을 그림 20에 表示했다.

製作關係上 tunnel의 pitch 및 구멍의 pitch는 각각  $0.3\sim 0.5\text{mm}$  및  $0.6\sim 0.7\text{mm}$ 이며 구멍의 內接圓의 지름은  $0.03\sim 0.2\text{mm}$ 의 범위에서 변화시켰다.<sup>[19]</sup> 이들 傳熱面에 對한 傳熱促進의 大略的인 狀況을 그림 21에 주었다.

여기서 Cavity의 形狀 parameter를 各種으로 變化시켜 實驗하여 最適이라고 생각되는 形狀에 대한 傳熱特性을 近似的인 直線으로 表示하였다. 또한 各直線에 붙인 記號의 마지막 文字는 傳熱面形狀을 나타낸다. T는 水平円柱, P는 上向水平 平面을 나타낸다. 끝에서 2번째의 文字에서 S는 平滑面, E는 Thermo Excel-E를 表示한다. 나머지 文字는 沸騰液의 種類 즉 W는 물,  $\text{N}_2$ 는 질소, He는 Helium 4를 數字는 Freon 冷媒番號를 表示하며 대개 大氣壓에서 pool飽和核沸騰에 關한 것이다.

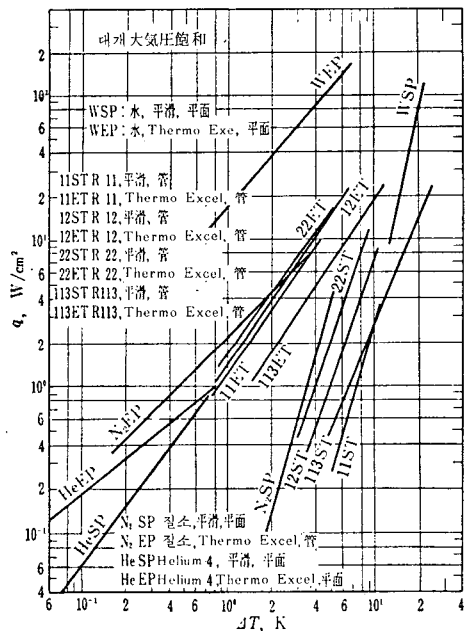


그림 21. Thermo Excel의 核沸騰傳熱 特性

傳熱促進效果가 1 order 程度로 되는 것이 가

꿈 있으며 그것이 低過熱度측에서 일어 나고 있다는 데에 關心을 두어야 한다.

冷凍機油의 混入도 R-12의 경우 3%까지에서는 傳熱劣化가 생기지 않는다는 것과 經時特性도 1000時間까지는 아무런 問題가 없다는 것이 實驗的으로 確認되고 있다.<sup>[20]</sup>

한편 Union Carbide 社에서는 金屬粒子(球狀이 아닌 것 같음)를 金屬面에 附着시키는 方法으로 高性能沸騰傳熱面을 開發하여(商品名으로 UC HIGH FLUX) 自社 및 고객의 plant에 大의으로 組立하여 좋은 成績을 얻고 있다.<sup>[21-25]</sup> 銅, Aluminium, 鋼, Stainless Steel 및 各種合金等 여러가지 金屬을 附着시킬 수 있고 粒子層 두께는 1/100~1/50 in, 空間率은 0.5~0.6로 알려져 있다.<sup>[24,25]</sup> 核沸騰傳熱特性的 測定結果를 매끈한 管의 것과 함께 그림 22에 表示했다.<sup>[24]</sup>

UC HIGH FLUX 管에 對한 測定點이 原圖에는 주어졌지만 그림 22에는 그림 21과 똑같이 近似的인 直線으로 表示하였다. 모두가 大氣壓에서 pool 飽和沸騰에 대한 것이다.

어떤 液體에 대해서도 같은 熱流束에 對해서 熱傳達係數를 기준으로 하여 約 10 倍의 傳熱促進이 確認되며 그림 22의 熱流束範圍에서는 그림 21의 경우와 같은, 즉 高熱流束측에서 傳熱促進이 둔하게 된다는 경향이 나타나지 않는다.

UC HIGH FLUX 管을 그대로 使用하면 傳熱에 對해 支配的인 低抗이 反對側面의 凝縮이나 對流傳熱로 되므로 核沸騰傳熱促進 效果를 充分히 利用하기 위해서 高速流動, fin 附着面, Corrugate 面 및 面 등을 利用하여 凝縮이나 對流傳熱低抗을 줄이고 있다.<sup>[23]</sup> O'Neil 等<sup>[25]</sup>은 Freon, Cryogen, Ammonia 水溶液, 低級炭化水素 Glycol 水溶液 및 海水에 대한 傳熱特性的 時間의 흐름에 따른 變化를 實驗裝置나 實際機械로부터 確認된 結果를 기초로 하여 最低 300時間부터 最高 2.5年間の 動作期間은 安定되어 있었다고 報告하고 特히 沸騰 propylene으로 Ethylene을 凝縮시키는 熱交換器에서는 沸騰液측에 9%정도의 기름이 함유되어 있음에도 불구하고 2.5年동안 一般熱交換器보다 6 倍의 性能

을 維持했다고 말하고 있다.

다음으로 앞서 말한 著者들의 測定結果를 Thermo Excel-E, UC HIGH FLUX 管 및 기타 測定值와 比較하여 그림 23에 表示했다.

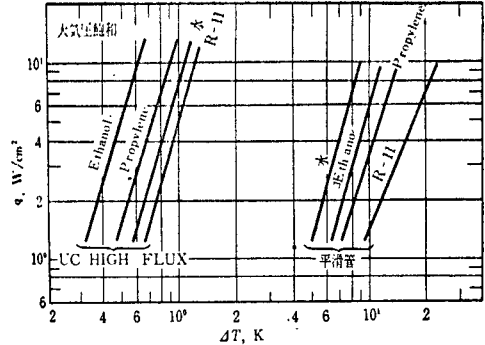


그림 22. UC HIGH FLUX 管의 核沸騰傳熱 特性

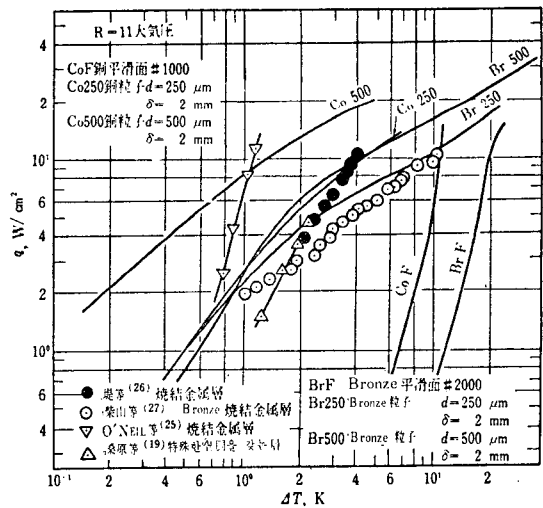


그림 23. Re-entrant 인 Cavity를 갖는 각종 傳熱面의 核沸騰傳熱 特性

Thermo Excel-E에 대해서는 文獻<sup>[19]</sup>, UC HIGH FLUX 管에 대해서는 文獻<sup>[25]</sup>에 의한 것이다. ●表는 提等<sup>[26]</sup>의 金屬球狀粒子(材質不明) 燒結層을 表面에 附着한 水平円柱에 대한 data로서, 平均粒子지름이 108 $\mu$ m, 燒結層 두께는 0.5 mm이다. 이 치수가 提等의 경우에는 R-11에 대해서 最適이라고 結論짓고 있다.

또 ○表는 柴山等<sup>[27]</sup>의 球狀 Bronze 粒子를 燒結시킨 水平上向面의 實驗結果로서 平均粒子

지름은 318  $\mu\text{m}$ , 空間率은 0.45 그리고 燒結層 두께는 확인되고 있지 않는다. 그림에서 쉽게 알 수 있는 바와 같이 똑같은 Re-entrant 인 Cavity를 갖는 면에 있어서도 同一한 沸騰液에 대한 熱傳達係數가 1 order 정도 다른 경우가 있고 著者 等의 Co 500의 傳熱性能(粒子層 두께 1 mm의 것이면 좋다) 보다  $\Delta$ 表의 UC HIGH FLUX 管의 傳熱性能이 높은 範圍에 있는 것을 생각하면 幾何學的 parameter에 관하여는 아직도 未解決된 分野가 많은 研究對象으로 남아 있다. 덧붙여서 Re-entrant 한 Cavity의 모양이나 製作法에 對하여는 多數의 特許가 公示되어 있다.[28-35] 한편 熔融金屬은 固體金屬面을 적시는 경우가 있고 [36,37] Re-entrant 한 Cavity를 갖는 면은 Sodium의 核沸騰熱促進에도 매우 有效한 것 같다.[38]

마지막으로 燒結金屬粒子層과 같은 多孔質層으로 円筒狀을 뒤덮은 管에서의 核沸騰熱傳達機構를 解析하기 위해 行한 計算結果를 紹介하기로 한다.

極限的인 것의 하나는 粒子層에 있어서 流動抵抗만을 생각하여 熱流束에 相當하는 蒸氣流의 壓力降下分만 粒子層의 下端이 過熱시키고 있다고 하면 주어진다. 流動抵抗을 Burke-plummer의 式 [39]에서 求하고 여기에 Clapaylon의 式을 組合하여 計算한 結果는

$$q = \sqrt{\frac{4\epsilon^3 d \rho_v^2 L^3}{7(1-\epsilon)\delta}} \ln \frac{T_w}{T_s} \quad (23)$$

로 된다. 여기서  $d$  = 粒子지름,  $L$  = 蒸發潛熱,  $q$  = 熱流束,  $T_s$  = 系壓力에서 飽和溫度,  $T_w$  = 粒子層 下端의 溫度,  $\delta$  = 燒結層 두께,  $\epsilon$  = 空間率,  $\rho_v$  = 蒸氣의 密度이다.

R-113의 경우에 粒子層 두께 2 mm, 粒子지름이 500  $\mu\text{m}$ , 空間率 0.427 그리고 또 하나는, 두께는 같고 粒子지름 1000  $\mu\text{m}$ , 空間率 0.525에 對해서 計算한 結果는 그림 24에 表示한 바와 같이 測定值보다 너무 높은 값으로 되어 Order의 으로 問題가 안된다.

다른 한 개의 간단한 極限的인 것은 內面쪽이 加熱되어진 液體로서 飽和된 水平의 円筒狀多孔

質流體層이다. 著者 等의 實驗條件에서는 Rayleigh數는 충분히 적고 對流가 發生하는 것은 생각하지 않아서 [40] Nusselt數는 1이 된다. 더욱 問題의 性質上 流體層의 구부러짐도 無視하여 平板狀의 流體層을 생각하면 다음식으로 熱流束이 計算될 수 있다.[41]

$$q = \lambda_m (T_w - T_s) / \delta \quad (24)$$

$$\lambda_m = \epsilon \lambda_L + (1-\epsilon) \lambda_P \quad (25)$$

다만  $\lambda_L$ ,  $\lambda_m$  및  $\lambda_P$ 는 液體, 겉보기 및 粒子의 熱傳導率이다. 式(23)에서와 똑같은 條件에 대해서 計算한 結果는 그림과 같이 測定值와 매우 近似하다.

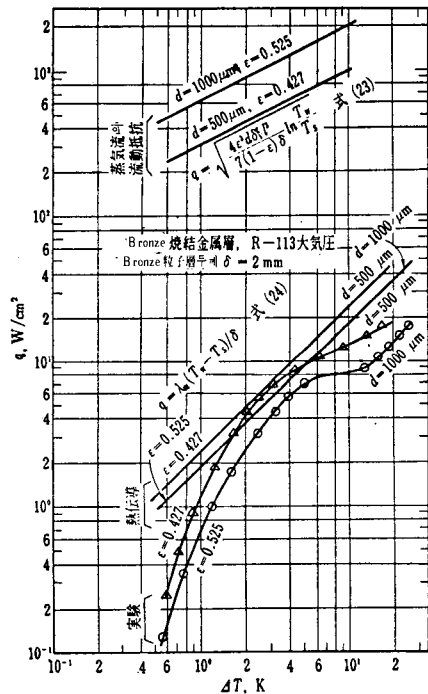


그림 24. 多孔質層으로 뒤덮인 面의 核沸騰熱傳達機構의 간단한 推測

다만 流體層의 겉보기 熱傳導率로 式(25)와 같은 간단한 Conductance 並列接續을 생각했지만 이것은 지금과 같이 式(24)의 order 만에 관계되기 때문이고 필요에 따라서는 더욱 상세하게 생각해야 한다. 이러한 간단한 解析을 발판으로 삼아 多孔質層에 의한 Re-entrant 인 Cavity의 傳熱促進機構가 解明될 것을 期待한다.

## 5. 後 記

Cavity에 들어 온 蒸氣의 安定性에 關하여 약간의 論議를 했으며 그것과 直接關係하고 있는 核沸騰傳熱促進法을 解說하여 몇 개의 測定結果를 檢討해 왔다. 熱Energy의 有効利用이 強調되고 있는 現時代에 조금이나마 도움이 되었으면 한다. 本文의 圖面은 SI單位로 變更하여 再作圖했다.

## 參 考 文 獻

1. A.E. Bergles & R.L. Webb : Review of Heat and Mass Transfer 4, 2 (1978), 61.
2. S.W. Gouse, Jr : An Index to the Two-Phase Gas-Liquid Flow Literature, M.I.T. Press, (1966).
3. A.E. Bergles & R.L. Webb : Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer, Winter Annual Meeting of the ASME, New York, (1970) 1.
4. A.E. Bergles : S.Kakac & T.N. Veziroglu ed., Two-Phase Flows and Heat Transfer, Vol. 2, Proceedings of NATO Advanced Study Institute, Istanbul, (1976) 817.
5. A. Singh, B.B. Mikic & W.M. Rohsenow : Trans. ASME, Ser. C, 98, 3 (1976), 401.
6. A. Singh : Sc. D. Thesis, MIT (1974).
7. Y.Y. Hsu : Trans. ASME, Ser. C, 84, 3 (1962), 207.
8. Y.Y. Hsu & R.W. Graham : Transport Processes in Boiling and Two-Phase System, Hemisphere Pub. Corp. (1976), 3.
9. R.F. Gould, Edit : Advances in Chemistry Series 43. Contact Angle, Wettability, and Adhesion, American Chemical Society, Washington, D.C., (1964)
10. 長谷川修・越後亮三・古賀啓介 : 機械學會論文集, 34, 268 (1968) 2182.
11. 竹川敏之・長谷川修・越後亮三 : 機械學會論文集, 39, 320 (1968) 1288.
12. R.K. Young & R.L. Hummel : Chem. Engng. Progr. 60 7 (1964), 53.
13. 櫻井俊男・玉井康勝編 : 應用界面化學, 朝倉書店 (1967).
14. P.J. Marto, J.A. Moulson & M.D. Maynard : Trans ASME, Ser. C, 90, 4 (1968), 437.
15. D.F. Warner, E.L. Park, & K.G. Mayhan : Intn. J. Heat & Mass Transfer, 21, 2(1978), 137.
16. R.F. Gaertner : US Patent 3, 301, 314, Jan. 31. (1967).
17. 西川兼康・伊藤猛宏・田中克典 : 第15回日本傳熱シンポジウム講演論文集, (1978), 166.
18. 西川兼康・伊藤猛宏・田中克典 : 冷凍, 53, 612 (1978), 905.
19. 桑原平吉・中山恒・大黒崇弘 : 第14回日本傳熱シンポジウム講演論文集, (1977), 121.
20. 日本電線會社のカタログ, CAT. No. A<sub>1</sub> - 5188.
21. A.M. Czikk, C.F. Gottzmann, E.R. Ragi, J.G. Withers & E.P. Habdas : ASHRAE Trans., 76, Pt. 1 (1970), 96.
22. P.S.O'Neil, C.F. Gottzmann & J.W. Terbot : Chem, Engng. Progr., 67, 7 (1971), 80.
23. R.M. Milton & C.F. Gottzmann : Chem. Engng. Progr., 68, 9 (1972), 56.
24. G.F. Gottzmann, P.S.O'Neil & P.E. Minton : Chem, Engng. Progr., 69, 7 (1973), 69.
25. P.S.O'Neil, C.F. Gottzmann & J.W. Terbot : Advances in Cryogenic Engineering, 17, (1976), 420.
26. 堤満康・河合素直・藤 純・熊谷五朗 : 機械學會講演論文集, No. 710-17 (1971), 121.
27. 柴山信三・師岡慎一・北川理一朗・石川克己 : 機械學會講演論文集, No. 750-20 (1975), 65.
28. R.M. Milton : US Patent 3, 384, 154 (1968).
29. L.C. Kun & D.I.-J. Wang : US Patent 3, 454, 081 (1969).
30. N.P. Theophilos & D.I.-J. Wang : US Patent 3, 457, 990 (1969).
31. Universal Oil Products Company : British Patent 1, 267, 139 (1970).
32. E. T. Szumigala : US Patent 3, 566, 514 (1971).
33. E.G. Ragi : US Patent 3, 684, 007 (1972).
34. R.L. Webb : US Patent 3, 696, 861 (1972).
35. M.M. Dahl & L.D. Erb : US Patent 3, 990, 862 (1976).
36. 佐野川好母 : 傳熱工學の進展 1, 養賢堂 (1973), 109.
37. C. C. Addison, E. Iberson & J. A. Manning :

- J. Chem. Soc., (1962), 2699. (1960).
38. P.J. Marto & W.M. Rohsenow : Trans. ASME. 40. J. -P. Caltagirone : J. Fluid Mech., 76, 2  
Ser. C, 88, 2 (1966), 196. (1976), 337.
39. R.B. Bird, W.E. Stewart & E.N. Lightfoot : 41. R.J. Buretta & A.S. Berman : Trans. ASME.  
Transport Phenomena, John Wiley & Sons, Ser. E, 43, 2 (1976), 249.