

<論 文>

衝突水噴流에 의한 高溫面의 沸騰熱流束에 관한 研究

李 基 雨* · 金 裕**

(1987年 9月 7日 接受)

A Study on the Boiling Heat Flux on High Temperature Surface by Impinging Water Jet

Ki-Woo Lee and Yoo Kim

Key Words: Impinging Water Jet(衝突水噴流), Heat Flux(熱流束), Nucleate Boiling(核沸騰), Jet Velocity(噴流速度), Mean Surface Roughness(表面粗度), Forced Flow(強制流動), Gap Distance(間隙)

Abstract

A series of experiments was performed in this study to investigate the boiling heat flux between an impinging water jet and a hot surface. Test variables were surface roughness, jet velocity, saturation temperature excess of surface, nozzle diameter and the gap distance between nozzle plate and the hot surface. In order to make the impinged cooling water a forced flow streaming along the hot surface immediately after the initial impingement, the flat nozzle tip was extended to a circular flat plate having the same diameter as the hot surface. Utilizing the dimensionless parameter study on continuity, momentum and energy equations, 5 groups of variables involved in the nucleate boiling heat transfer were derived so that it is possible to estimate the increased heat flux by impinging water jet in a similar experimental work. For the case of saturated water being impinging onto a high temperature surface, an applicable correlation among dimensionless parameters describing the heat flux was found to be as follows.

q/ρvHfgUi=1000(σ/ρ1Ui²D)⁰·²⁸((Cp1ΔTsat)/Hfg)⁰·⁸⁷((S/D)⁻⁰·⁰⁴)((Ra/D)⁰·²²)((d/D)⁻⁰·¹³²

記 號 說 明

- A1 : 傳熱面에 液體의 接觸面積 (m²)
Ar : 傳熱面에 氣體의 接觸面積 (m²)
Cp1 : 液體의 比熱 (Kcal/°C-kg)

- Cpv : 氣體의 比熱 (Kcal/°C-kg)
d : 노즐직경 (m)
D : 傳熱面의 直徑 (m)
g, G : 重力加速度 (9.81 m/sec²)
h : 熱傳達係數 (Kcal/hr-°C-m²)
Hfg : 蒸發熱 (Kcal/kg)

* 正會員, 韓國動力資源研究所

** 正會員, 忠南大學校 工科學 機械工學科

K_c	: 銅의 熱傳導率(Kcal/hr-°C-m)
K_l	: 液體의 熱傳導率(Kcal/hr-°C-m)
K_g	: 氣體의 熱傳導率(Kcal/hr-°C-m)
\dot{m}	: 노즐출구에서의 流量(kg/sec)
P_l	: 液體의 分壓(kg/m ²)
P_g	: 氣體의 分壓(kg/m ²)
P_r	: Prandtl 數
q	: 熱流束(Kcal/m ² -hr)
r	: 半徑方向座標
R_a	: 中心線表面粗度(μ m)
R_1, R_2	: 氣泡의 半徑(m)
S	: 노즐板과 傳熱面과의 間隙(m)
T_i	: 噴流水溫度(°C)
T_1	: 傳熱面上的 液體溫度(°C)
T_{sat}	: 飽和溫度(°C)
T_g	: 傳熱面上的 氣體溫度(°C)
T_w	: 傳熱面の 溫度(°C)
U_i	: 노즐출구에서 噴流速度(m/sec)
U_1	: 半徑方向 液體速度(m/sec)
U_g	: 半徑方向 氣體速度(m/sec)
w_1	: 軸方向 液體速度(m/sec)
w_g	: 軸方向 氣體速度(m/sec)
z	: 軸方向座標
ΔT_{sat}	: 表面의 過飽和溫度(°C)
ρ_l	: 液體의 密度(kg/m ³)
ρ_g	: 氣體의 密度(kg/m ³)
μ_l	: 液體의 粘性係數(kg-sec/m ²)
μ_g	: 氣體의 粘性係數(kg-sec/m ²)
ν_l	: 液體의 動粘性係數(m ² /sec)
ν_g	: 氣體의 動粘性係數(m ² /sec)
σ	: 表面張力(kg/sec ²)
τ_l	: 液體의 剪斷應力(kg/m ²)
τ_g	: 氣體의 剪斷應力(kg/m ²)
ϕ_l	: 液體의 mechanical dissipation 합수
ϕ_g	: 氣體의 mechanical dissipation 합수

1. 序 論

高溫面에서의 沸騰熱傳達은 表面에 접하여 沸騰을 일으키는 액체의 소모와 액체층위에 있는 증기의 거동에 의하여 영향을 받게 되며, 表面의 온도가 상승하면 沸騰現象도 과거해 지며 表面에 형성된 증기층이 액체의 공급을 막아버려 表面의 온도는 상승하여도 熱傳達效果는 떨어지게 된다.

따라서 高溫의 表面에 형성된 증기층을 人工的으로 파괴한다면 높은 熱傳達效果를 얻을 수 있는 核沸騰領域을 高溫의 領域으로 까지 확대시킬 수 있으므로 衝突水噴流은 이와같은 목적으로 응용이 되고 있다. 특히 噴流된 液體가 液膜을 형성하고 증발·비등하면서 高溫面上을 유동하므로 冷却能力이 매우 높아 高溫鋼板의 冷却 및 原子爐內의 冷却 등 工業的으로 많이 응용이 되고 있다.

衝突水噴流의 沸騰에 대해 가장 포괄적인 研究는 Copeland⁽¹⁾가 니켈도금한 水平平板에 垂直上方向으로 水噴流하여 核沸騰熱流束을 表面의 過飽和溫度만의 함수로 나타내었으며, Ruch⁽²⁾는 프레온 113을 사용하여 衝突噴流에 의한 核沸騰과 膜沸騰領域에서의 熱流束을 表面의 溫度, 噴流速度 및 表面의 方向을 변수로 하여 實驗的 研究를 수행하고 核沸騰熱流束을 噴流速度와는 관계없이 表面의 過飽和溫도와 表面張力의 함수로 일 반식을 얻었다. 黑瀨⁽³⁾은 프레온 113의 衝突噴流에서 流量, 流速, 過冷度 및 傳熱面直徑이 核沸騰限界熱流束에 미치는 영향을 검토하여 噴流速度와 노즐직경의 比로 核沸騰限界的 熱流束을 나타내었으며, 勝田^(4,5)등은 表面張力이 熱傳達에 영향을 미칠 것으로 판단하고 沸騰媒體로 純水 및 界面活性劑添加液을 사용하여 衝突噴流에 의한 熱傳達에서 活性劑添加液의 沸騰熱流束이 純水에 비해 현저하게 향상됨을 지적하였다.

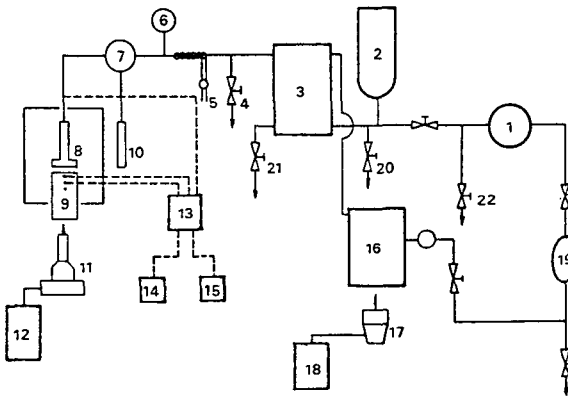
또한 衝突噴流에 의한 核沸騰限界에 관해서는 甲藤⁽⁶⁾, 門出⁽⁷⁾ 및 宮阪⁽⁸⁾ 등이 傳熱面上에 액체를 강제 공급하여 核沸騰領域의 확대에 대한 研究를 수행하고 限界熱流束의 無次元關係式을 噴流速度의 함수로 표시 하였다. 그러나 表面상태에 따라 熱傳達이 달라질 가능성이 있음에도 불구하고 대부분 表面상태에 대해서는 고려된 바가 없다. Hsu⁽⁹⁾, Clark⁽¹⁰⁾ 및 Griffith⁽¹¹⁾ 등은 무울비등(pool boiling)에서 沸騰이 활발하게 이루어지기 위해서는 空洞의 크기에 관련되는 적합한 表面조건이 존재한다고 보고하고 있다.

따라서 本 研究에서는 表面상태가 다양한 高溫面을 衝突噴流에 의하여 冷却하는 방식이 광범위하게 응용되고 있는 점에 유의하여 表面粗度, 노즐直徑 및 噴流速度를 변화시키고 노즐끝에 傳熱面의 直徑과 동일한 圓型板을 부착하여 飛散液體를 막고 間隙內에 噴流液體를 強制流動시킴으로써 熱傳達에 미치는 모든 영향을 實驗에 의해 고찰하고 飽和水噴流에 의한 熱流束의 無次元關係式을 도출하는 것을 本 研究의 目的으로 하였다.

2. 實驗裝置 및 方法

2.1 實驗裝置

實驗裝置의 概略圖는 Fig. 1 과 같으며 주요부분은 噴流水供給裝置, 噴流水 및 銅 block 의 加熱裝置, 銅 block 의 支持裝置, 그리고 測定裝置로 구성하였다. 噴流水의 供給裝置는 高壓으로 噴流水를 공급할 수 있도록 最高使用壓力이 40 bar 인 플런지식 펌프 ①을 사용하고 노즐출구에서 噴流水의 맥동을 제거하기 위해 펌프출구에 서어지 탱크 ②를 설치하였다. 그리고 噴流水壓力을 측정하기 위해 最高使用壓力이 40 bar 인 bourdon 管형 압력계이지 ⑥과 壓力調節用 니이들 밸브 ④, ②①



- ① High pressure pump
- ② Surge tank
- ③ Heat exchanger for impinging water
- ④ Pressure regulating needle valve
- ⑤ Temperature regulator
- ⑥ Pressure gage
- ⑦ Three way valve
- ⑧ Nozzle
- ⑨ Copper block
- ⑩ Bypass nozzle
- ⑪ Block heating burner
- ⑫ LPG tank
- ⑬ Cold junction
- ⑭ X-Y recorder
- ⑮ Pen recorder
- ⑯ Steam generating boiler
- ⑰ Oil burner
- ⑱ Fuel tank
- ⑲ Filter
- ⑳ Pressure regulating valve
- ㉑ Condensate water drain valve
- ㉒ Bypass valve

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

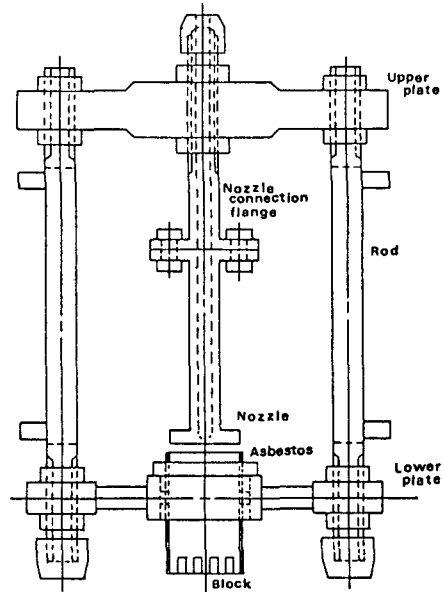


Fig. 2 Block supporter

을 연결하였으며, 실험에 요구되는 온도와 압력에 도달하기전까지는 three way 밸브 ⑦에서 bypass 노즐 ⑩으로 물을 바이패스시킬 수 있도록 구성하였다.

噴流水의 가열은 증기발생보일러 ⑯에서 발생한 증기로 噴流水加熱用 熱交換器 ③에서 飽和溫度까지 가열하고 미세온도조절은 2 kW 용량의 니크롬선을 감아 만든 temperature regulator ⑤에서 조정하였으며, 銅 block 표면의 온도를 366°C 로 가열하여 高溫面으로 하기 위해 最大加熱容量 630 Kcal/hr 인 LPG 용 버너를 이용하였다. 銅 block 과 노즐의 支持는 Fig. 2 와 같이 block supporter 를 제작하고, 노즐板과 銅 block 표면과의 間隙을 조절할 수 있도록 nozzle connection flange 의 상하이동이 가능토록 하였다.

그리고 高溫의 表面에 飽和水を 衝突噴流시킬 때 表面에서의 溫度와 熱流束을 測定하기 위해 表面에서 0.5 mm, 1.5 mm 의 위치에서 block 의 중심까지 0.6 mm 의 구멍을 뚫고 0.5 mm 의 stainless sheath 에 내장되어 있는 0.025 mm 의 CA 熱電對를 銅 block 의 중심까지 삽입하였으며, 두개의 熱電對를 X-Y 기록계에 연결하여 온도로 환산하여 表面온도와 熱流束을 測定하였다.

2.2 實驗方法

高溫面에 포화수를 衝突噴流시킬 때의 熱流束에 영향을 미칠 것으로 판단되는 高溫面의 表面粗度, 노즐

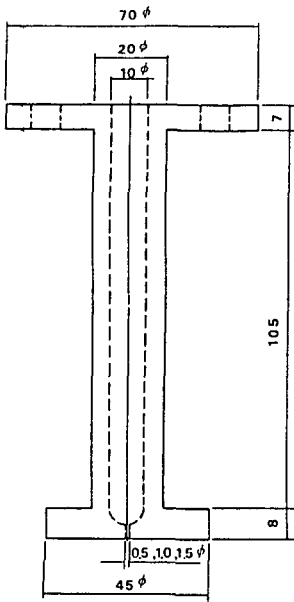


Fig. 3 Nozzle shape with plate

直徑, 노즐板과 高溫面과의 間隙 및 噴流速度를 變化시켜 실험을 수행하였다. 직경 45 mm, 길이 80 mm의 원통형으로 銅 block 을 3개 제작하고 표면을 연마지 (sand paper) #1000, #600 및 #200 으로 각 5회씩 한 방향으로 연마하여 傳熱面 A, B, C라 하고 각 표면의 中心線平均粗度 (center line average), Ra 를 측정하여 表面粗度로 표시하였다. 측정결과 A, B, C의 각 表面粗度 Ra 는 $0.175 \mu\text{m}$, $0.41 \mu\text{m}$, $1.0 \mu\text{m}$ 로 나타났다. 그리고 노즐의 형상은 Fig. 3과 같이 노즐 끝에 傳熱面の 직경과 동일한 圓型板을 부착하여 噴流水가 高溫面に 衝突하면서 飛散하는 것을 막을 수 있도록 하고 노즐직경은 0.5 mm, 1.0 mm 및 1.5 mm의 3종류를 황동으로 가공하였다. 노즐板과 傳熱面과의 間隙은 0.3 mm, 1.0 mm 및 2.0 mm의 3단계로 하여 間隙에 따른 熱傳達의 영향을 수행하였다.

噴流速度에 따른 熱傳達의 영향은 각 노즐직경에 대해 噴流壓力을 3, 6, 9, 12 및 15 kg/cm^2 의 5단계로 하여 噴流速度를 變化시켰고 噴流速度는 노즐직경별 압력에 따른 유량을 무게 측정하여 환산하였다. Table 1은 각 노즐직경별 噴流壓力에 따른 속도를 나타낸 것이다.

熱流束의 측정방법은 366.86°C 로 표면을 가열한 상태에서 飽和水を 분류시켜 표면에서 0.5 mm 위치의 熱傳對를 X-Y 기록계의 X 축에, 표면에서 0.5 mm, 1.5 mm 위치의 熱傳對起電力差를 Y 축에 기록하고 온

Table 1 Jet velocity at nozzle outlet according to pressure (m/sec)

Nozzle Dia. (mm)	P (kg/cm^2)				
	3	6	9	12	15
0.5	20.6	28.5	33.0	38.1	42.6
1.0	14.3	20.9	25.2	29.2	32.8
1.5	14.0	19.9	24.8	28.9	32.4

도로 환산하여 Fourier의 熱傳導式

$$q = K_c(T_2 - T_1)/dL$$

에 의해 총열점의 熱流束을 계산하였다. 또한, 傳熱面の 表面溫度 T_w 는

$$T_w = T_1 - 0.5/(1.0)(T_2 - T_1)$$

에 의해 산출하였으며, 여기서 dL 은 측정온도점의 간격으로 0.001 m이고 T_1 , T_2 는 표면에서 0.5 mm와 1.5 mm 위치의 銅 block 중심온도이다.

본 측정방법의 타당성을 입증하기 위해 내경 45 mm, 높이 35 mm의 원통형용기를 제작하여 傳熱面の 上面에 푸울 비등에서처럼 물을 담을 수 있도록 하고 본 측정방법으로 구한 푸울비등 熱流束과 잘 알려진 푸울비등 實驗式의 熱流束을 상호비교하였다. 푸울비등에 대한 熱流束實驗은 衝突噴流에서와 마찬가지로 傳熱面の 온도를 366.86°C 로 가열한 후 노즐판이 부착되지 않은 노즐을 이용하여 100°C 의 포화수를 원통형용기 안에 담아 비등에 의한 傳熱面の 온도변화를 X-Y 기록계에 기록하여 수행하였다.

Fig. 4에서 각 실선과 점선은 Kutateladze⁽¹²⁾, Rohsenow⁽¹³⁾ 및 西川⁽¹⁴⁾의 푸울비등에 대한 값을 나타낸 것으로 본 실험에서 얻은 것과 근소한 차이가 있음

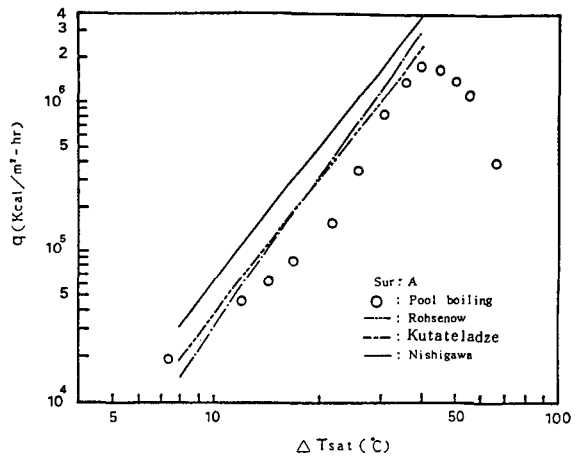


Fig. 4 Comparison of experimental results with existing heat flux correlation in pool boiling

알 수 있다. 따라서 본 측정방법에 의한 熱流束의 계산은 타당성이 있다고 사료된다. 그러나 熱電對의 삽입구멍 0.6 mm 을 1 mm 의 간격으로 銅 block 중심까지 뚫고 sheath 의 직경이 0.5 mm 인 熱電對를 삽입하였으므로 구멍과 sheath 직경의 차이에 의한 점점오차로 熱流束의 最大誤差는 10%로 예상된다.

3. 結果 및 考察

3.1 熱流束에 미치는 影響

(1) 噴流速度의 影響

噴流速度가 熱流束에 미치는 影響을 考察하기 위해 Fig. 5 의 (a)는 傳熱面에 대해 노즐板과 傳熱面과의 間隙을 0.3 mm 로 하고 노즐直徑 0.5 mm 일 때 飽和水的 噴流速度에 따른 熱流束을 나타낸 것이며, Fig. 5 의 (b)는 노즐直徑 1.0 mm, Fig. 5 의 (c)는 노즐直徑 1.5 mm 일 때 각각 噴流速度에 따른 熱流束을 표시한 것이다. Fig. 5 의 (a), (b), (c)에서 보는 바와 같이 傳熱面의 表面粗度에 관계없이 噴流速度가 增加할수록, 그리고 傳熱面의 過飽和溫度가 클수록 노즐直徑에 관계없이 熱流束이 增加함을 알 수 있다^(15,16).

그러나, Fig. 5 의 (a)에서 노즐直徑이 0.5 mm 일 때는 噴流速度 20.6 m/sec 에서 28.5 m/sec 로 增加할

때만 傳熱面의 過飽和溫度에 관계없이 熱流束의 增加幅이 크고 28.5 m/sec 以上에서는 噴流速度가 增加하여도 熱流束의 增加幅이 작게 나타나고 있으며, Fig. 5 의 (b)의 노즐直徑이 1.0 mm 에서는 噴流速度 14.3 m/sec 에서 20.9 m/sec 로 增加시킬 때 熱流束의 增加幅이 크고 25.2 m/sec 以上에서는 熱流束의 增加幅이 둔화하는 現象을 보이고 있다. 이와같은 現象은 傳熱面에 形成된 蒸氣層을 불어낼 수 있는 정도의 噴流速度 以上에서는 噴流速度影響이 적어지는 것으로 생각된다.

Fig. 5 의 (a)에서 實線은 Copeland⁽¹⁾와 甲藤⁽⁶⁾가 노즐板이 부착되지 않은 衝突噴流에서 噴流速度에 무관한 통상의 푸올비등의 熱流束을 연장한 線이다. 그리고 Fig. 5 의 (a), (b), (c)에서 核沸騰限界에서의 過飽和溫度는 노즐直徑 0.5 mm 일 때는 80°C~90°C, 노즐直徑 1.0 mm 일 때는 150°C, 노즐直徑 1.5 mm 일 때는 100°C~110°C 로써 푸올비등에서의 核沸騰限界의 過飽和溫度 30°C~40°C 보다 매우 높은 溫度까지 核沸騰領域으로 擴大됨을 알 수 있다.

여기서 核沸騰限界는 366.86°C 로 가열된 狀態에서 飽和水を 噴流시키면 冷却過程의 曲線은 溫度幅이 점점 커지다 表面의 溫度가 어느 限界에서 最大로 된 후 작아져 表面의 溫度가 飽和溫度에 이르러 0 으로 X-Y

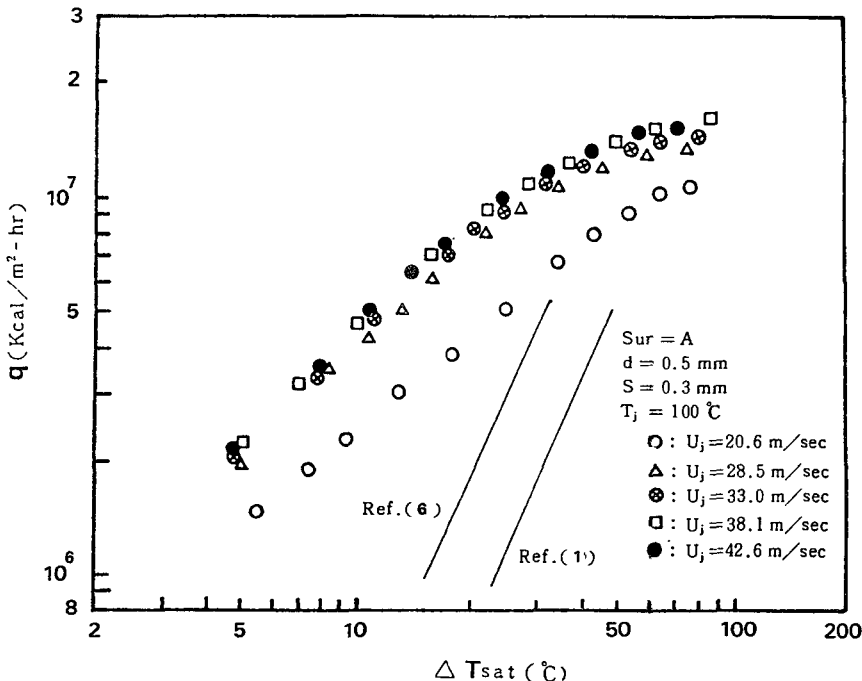


Fig. 5(a) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various jet velocity ($d=0.5$ mm)

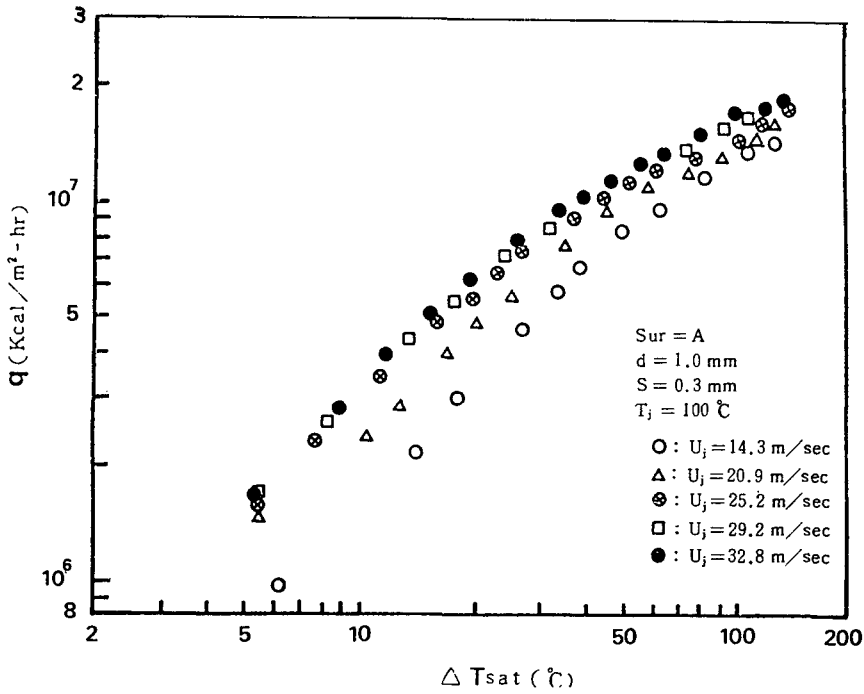


Fig. 5(b) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various jet velocity ($d=1.0$ mm)

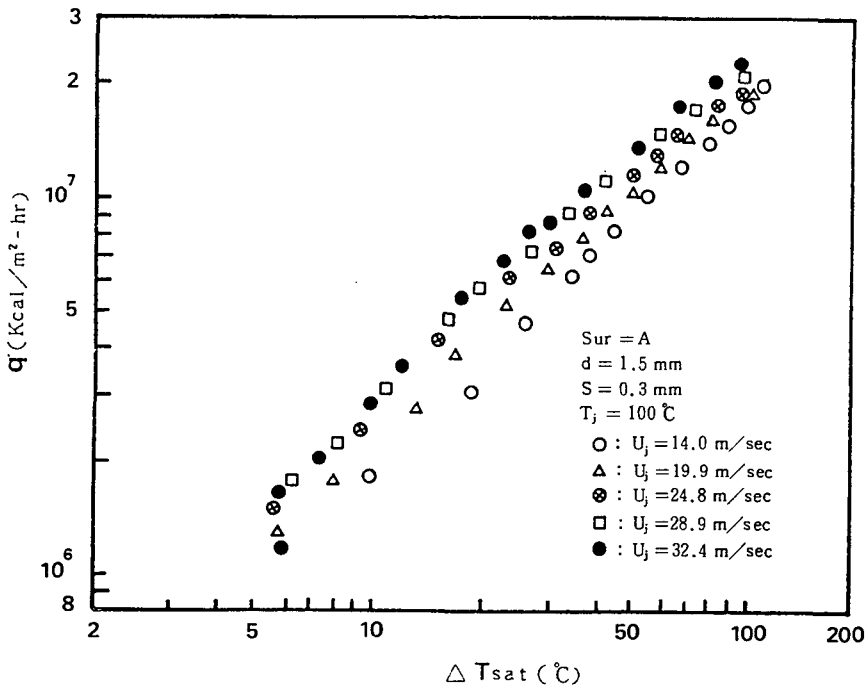


Fig. 5(c) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various jet velocity ($d=1.5$ mm)

기록계에 기록된다. 이때 最大의 溫度幅, 즉 熱流束을 核沸騰限界라 하고 表面의 溫度를 核沸騰限界의 過飽和溫度로 하였다.

이와같이 表面溫度가 高溫領域에 까지 核沸騰領域으로 擴大가 가능한 것은 噴流速度에 비례하여 極小間隙內의 液體의 平均流動速度 增加와 함께 傳熱面上에 形

成된 蒸氣層을 強制로 붙어냄으로써 高溫領域에서도 傳熱面에 液體의 供給이 용이하게 되어 核沸騰領域이 擴大되면서 熱流束이 增加하는 것으로 고려된다.

(2) 傳熱面의 表面粗度에 대한 影響
 Fig. 6의 (a), (b), (c)는 노즐直徑 0.5 mm, 1.0 mm, 1.5 mm 에 대해서 噴流壓力을 9 kg/cm²g 로 일정하게

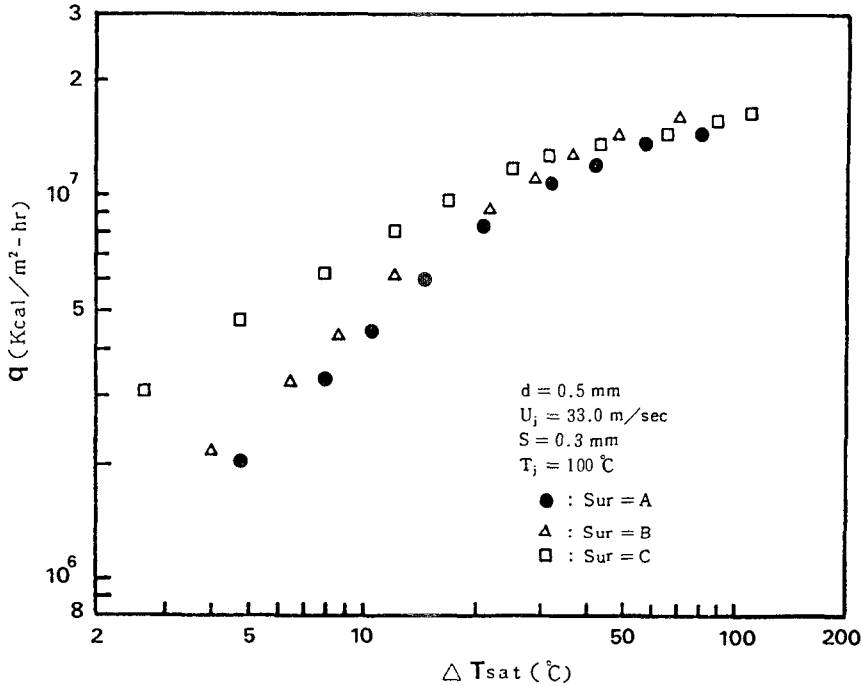


Fig. 6(a) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various surface roughness($d=0.5 \text{ mm}$)

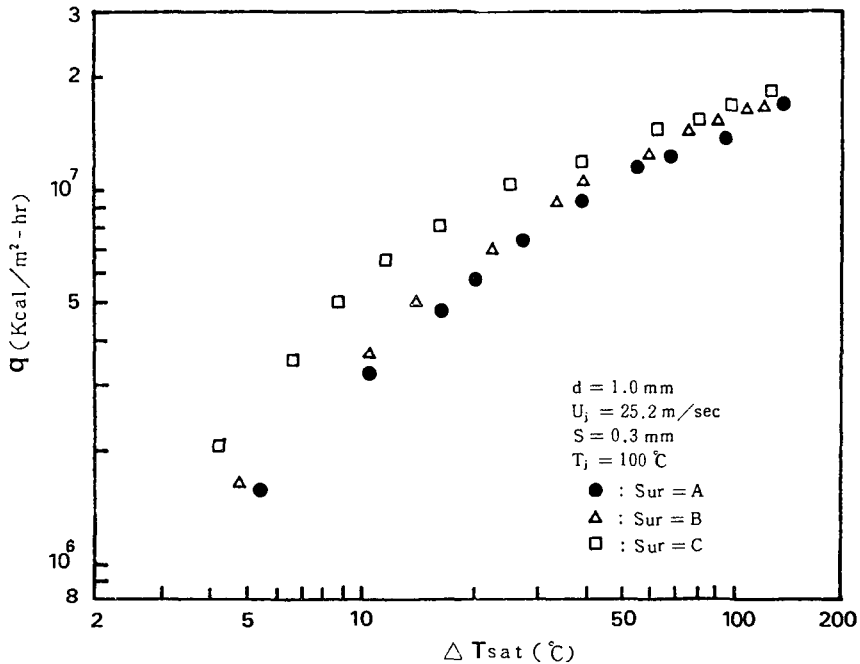


Fig. 6(b) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various surface roughness($d=1.0 \text{ mm}$)

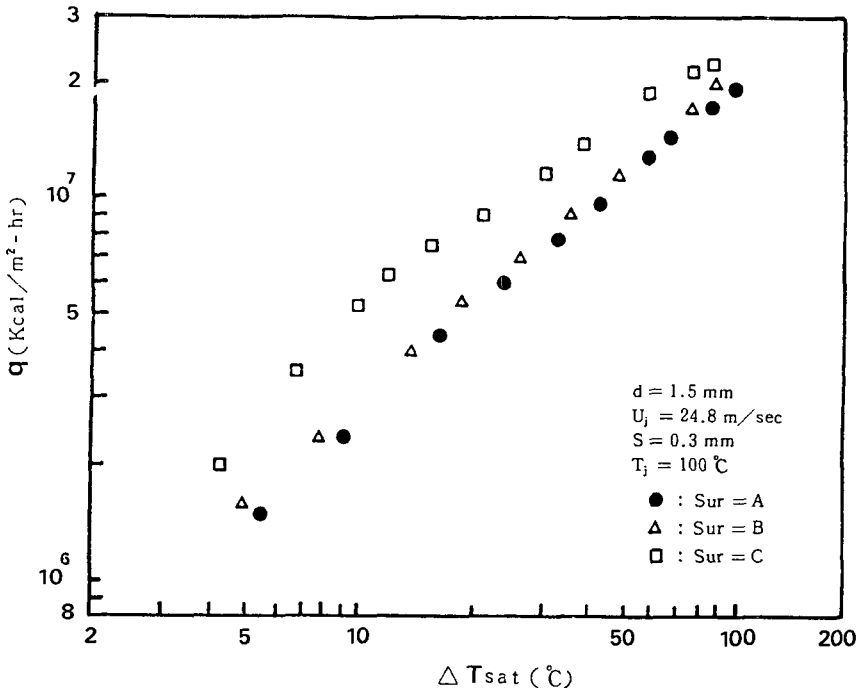


Fig. 6(c) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various surface roughness ($d=1.5$ mm)

하여 傳熱面의 表面狀態에 따른 熱流束의 影響을 나타낸 것으로 傳熱面이 거칠수록 熱流束이 增加하는 傾向을 나타내고 있다. 특히 傳熱面의 過飽和溫度가 낮은 領域(30°C 이하)에서는 傳熱面의 表面粗도가 거칠수록 熱流束이 크게 增加하는 傾向을 보이고 있으며, 過飽和溫度가 高溫領域으로 되면 表面粗도에 대한 熱流束의 影響은 점점 적어지는 現象을 나타낸다. 이와같이 表面이 거칠수록 熱流束이 크게 나타나는 것은 衝突噴流에도 Hsu⁽⁹⁾가 푸울비등에서 지적한 바와 같이 동일 傳熱面의 過飽和溫度에 대해 表面粗도가 큰 경우에는 氣泡를 발생시키는 空洞의 크기가 비교적 많아 氣泡가 많이 발생되어 熱流束이 增加되는 것으로 고려된다.

그러나 空洞이 氣泡의 發生點으로 되기 위한 活性化條件에 관하여는 많은 理論이 있지만 공통된 結論은 活性化 가능한 空洞 크기의 限界가 있으며 통상 空洞의 開口半徑의 범위로서 나타내고 있다. 따라서 衝突噴流에서도 무한정 거친 表面에 대해서 熱流束의 增加現象이 나타날 것인 지는 보다 廣範圍한 研究가 進行되어야 할 것으로 思料된다.

(3) 노즐直徑의 影響

푸울비등에서 核沸騰限界를 결정짓는 것은 液體層의 有無이며, 따라서 이와같은 液體層이 衝突噴流의 沸騰에도 液膜流內에 존재한다고 생각할 수 있다. 노즐板

과 傳熱面과의 미소한 間隙에서 噴流된 液體가 沸騰하면서 流動하는 狀況에서는 발생된 蒸氣와 液體가 間隙內를 꼭 메운 狀態에서 通過하게 되므로 噴流의 速度가 같다 하여도 노즐直徑이 다르면 噴流量이 다르고, 또한 미소한 間隙에 形成되는 液體層과 氣體層의 관계도 동일하다고 볼 수 없을 것이다. 따라서 이와같은 流量의 影響을 分析하기 위하여 노즐直徑을 바꾸어 實驗하였으며 Fig. 7의 (a), (b), (c)는 노즐直徑 0.5 mm, 1.0 mm, 1.5 mm를 사용하고 噴流速度를 33 m/sec로 일정하게 하였을 때 傳熱面 A, B, C에 대한 熱流束을 나타낸 것이다. Fig. 7에서 보는 바와 같이 傳熱面이 가장 매끄러운 A에서는 過飽和溫度가 50°C , B에서는 40°C , 가장 거친 C에서는 15°C 를 기준으로 각 基準溫度보다 낮은 傳熱面의 過飽和溫度領域에서는 噴流量이 가장 적은 노즐直徑 0.5 mm 일 때가 熱流束이 높고 그 基準溫度보다 높은 溫度領域에서는 流量이 가장 많은 노즐直徑 1.5 mm 일 때가 熱流束이 크게 나타나고 있다.

이와같이 傳熱面의 溫度가 基準溫度보다 낮은 領域에서는 노즐直徑이 작을수록 熱流束이 크고, 基準溫度보다 높은 領域에서는 노즐直徑이 클수록 熱流束이 큰 現象은 沸騰이 심하게 發生되는 高溫領域에서는 傳熱面의 表面에 발생되는 蒸氣層을 噴流水가 붙어내면서

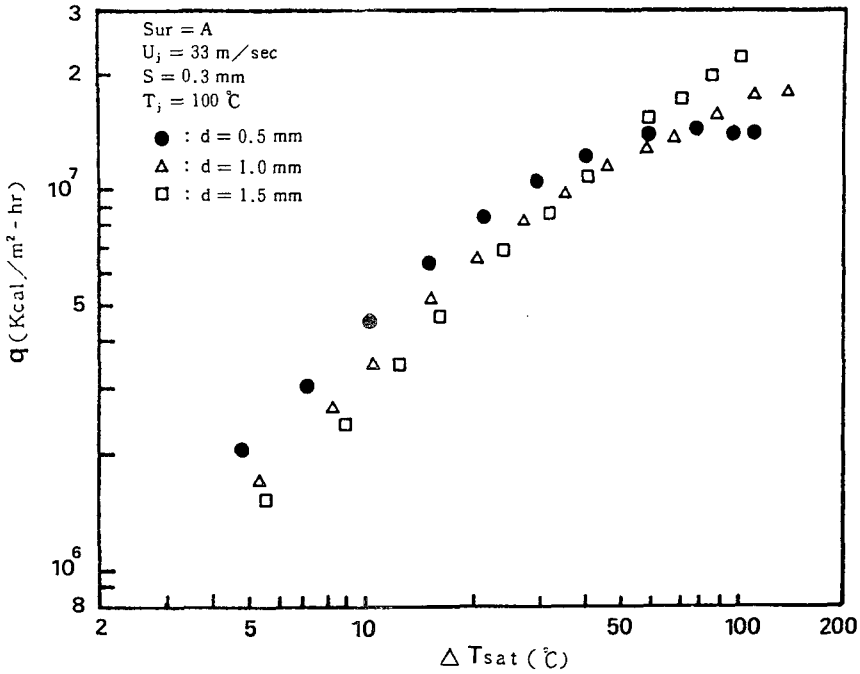


Fig. 7(a) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various nozzle diameter (Sur=A)

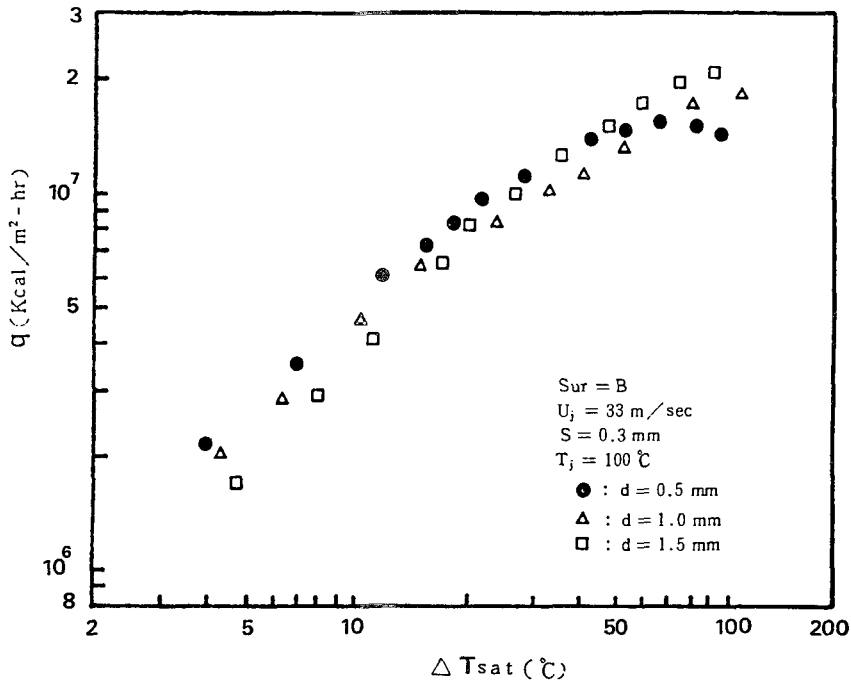


Fig. 7(b) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various nozzle diameter (Sur=B)

분출되므로 高溫領域에서는 노즐直徑이 클수록, 즉 噴流량이 많을수록 傳熱面의 表面에 형성된 蒸氣層을 불어내는 것이 용이하고 液體가 傳熱面に 접촉되는 시간

이 짧아 이와같은 現象이 나타나는 것으로 생각된다. 또한, 傳熱面의 溫度가 基準溫度보다 낮은 領域에서는 沸騰現象이 크지 않으므로 噴流된 液體가 쉽게 傳熱面

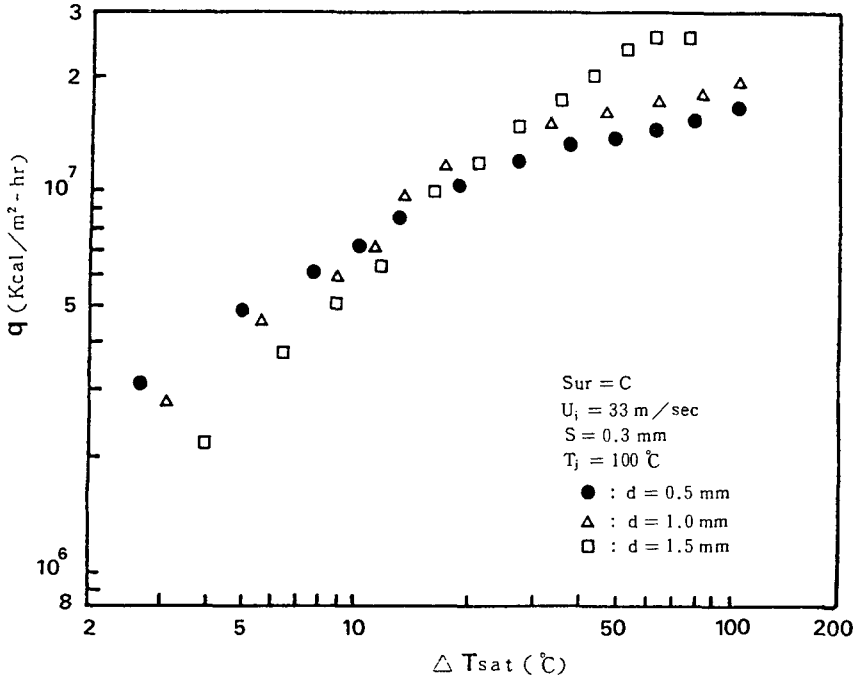


Fig. 7(c) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various nozzle diameter (Sur=C)

을 따라 流動하므로 液體가 表面을 따라 흐르는 低溫 領域에서는 노즐直徑이 작을수록 液膜이 얇아지면서 沸騰에 의해서 보다는 強制對流에 의해 熱流束이 커지는 것으로 고려된다.

따라서 噴流速度를 일정하게 유지하고 極小間隙內에서 液體를 強制流動시켜 高溫面을 沸騰冷却시키는 경우에는 高溫領域에서는 노즐直徑이 클수록, 低溫領域에서는 노즐直徑이 작을수록 冷却效果가 크게 나타남을 알 수 있다.

(4) 노즐板과 傳熱面과의 間隙의 影響

傳熱面 A, B, C에 대해 Fig. 8의 (a)는 노즐直徑 0.5 mm 일 때, (b)는 노즐直徑 1.5 mm 일 때의 傳熱面과의 間隙을 0.3 mm, 1.0 mm, 2.0 mm 로 변화한 경우의 熱流束關係를 過飽和溫度에 따라 나타낸 것이다. 노즐直徑이 0.5 mm 인 Fig. 8의 (a)에서 가장 매끄러운 傳熱面 A에 대해서는 間隙이 0.3 mm 인 경우는 間隙이 1.0 mm, 2.0 mm 일 때보다 熱流束이 더 크고 傳熱面 B, C에 대해서는 間隙 1.0 mm 와 2.0 mm 의 熱流束은 거의 비슷하였다. 또한 노즐直徑이 1.5 mm 인 Fig. 8의 (b)에서는 傳熱面 A와 B에서는 間隙이 0.3 mm 인 경우가 間隙 1.0 mm, 2.0 mm 일 때보다 熱流束이 크게 나타났으나 傳熱面 C에서는 間隙에 의하여 熱流束은 거의 影響을 받지 않았다.

噴流量이 일정한 경우에는 間隙이 작을수록 液體의 流動速度가 커져 傳熱面上에 형성되는 蒸氣層을 파괴하기 쉽고 傳熱面に 液體의 供給이 용이하여 熱流束이 增加하는 것으로 판단된다. 그러나 傳熱面이 거칠수록 間隙에 대한 影響이 적은 것은 형성된 蒸氣層과 傳熱面과의 摩擦力이 增加하여 噴流液體에 의해 蒸氣層을 強制流動시키기 위한 液體의 運動量도 커져야 한다. 그러나 本實驗에서 수행한 間隙範圍에서는 流動速度에 의하여 熱流束에 影響을 미치기에는 적합한 間隙이 되지 못하는 것으로 고려되므로 間隙에 대한 影響을 포괄적으로 파악하기 위해서는 보다 廣範圍하게 噴流速度와 間隙을 변화시켜 實驗을 수행하여야 할 것으로 생각된다.

3.2 熱流束의 無次元關係

圓形의 高溫洞에 垂直으로 衝突噴流된 液體가 間隙內에 沸騰하면서 液體와 氣體의 混合狀態로 流動하는 경우 非線形偏微分方程式과 복잡한 境界條件이 關係되므로 熱流束에 대한 순수한 理論解析은 사실상 매우 어렵다. 따라서 高溫面上의 間隙內에 형성된 液體의 흐름과 氣體의 흐름이 流體力學의인 힘의 均衡에서 이루어진다고 가정하고 基本方程式, 境界條件 및 液體의 界面條件을 無次元化하는 과정에서 無次元群을 導出하

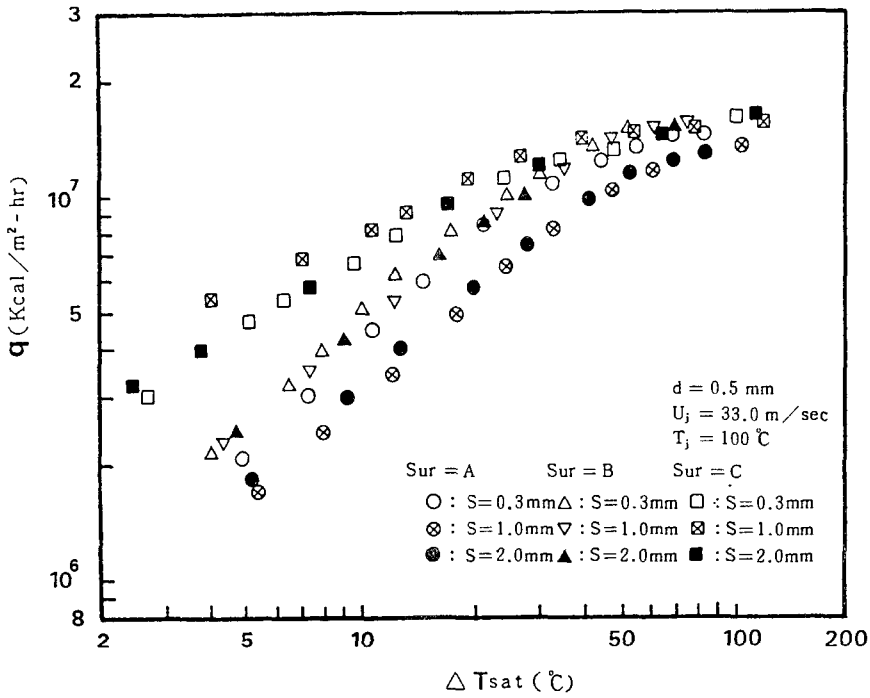


Fig. 8(a) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various gap between nozzle plate and surface ($d=0.5 \text{ mm}$)

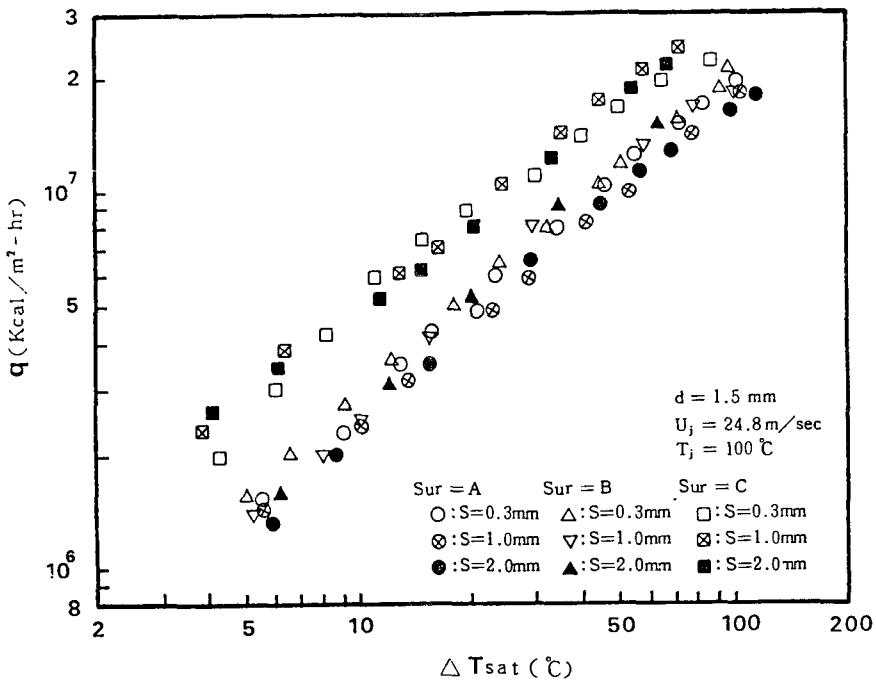


Fig. 8(b) Heat flux vs. saturation temperature excess of surface at various gap between nozzle plate and surface ($d=1.5 \text{ mm}$)

고 關係式을 구성하여 實論에 의한 값을 적용함으로써 無次元式을 유도하는 方法은 채택하였다.

高溫面과 노즐板과의 間隙內에 氣體와 液體가 混合된 상태의 流動을 液體의 흐름과 氣體의 흐름이 分離하여 흐르고 있는 定常分離二相流로 고려하고 二相流를 지배하는 基本方程式, 境界條件 및 液體와 氣體의 界面條件을 구성하여 無次元化하면 다음과 같다.

○基本方程式

一連續方程式

$$\text{液體: } \frac{\partial U_1}{\partial r} + \frac{U_1}{r} + \frac{\partial W_1}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\text{氣體: } \frac{\partial U_v}{\partial r} + \frac{U_v}{r} + \frac{\partial W_v}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

一運動量方程式

r 方向

$$\begin{aligned} \text{液體: } U_1 \frac{\partial U_1}{\partial r} + W_1 \frac{\partial U_1}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial r} \\ & + \nu_1 \left[\frac{\partial^2 U_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_1}{\partial r} - \frac{U_1}{r^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} \right] \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{氣體: } U_v \frac{\partial U_v}{\partial r} + W_v \frac{\partial U_v}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P_v}{\partial r} \\ & + \nu_v \left[\frac{\partial^2 U_v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_v}{\partial r} - \frac{U_v}{r^2} + \frac{\partial^2 U_v}{\partial z^2} \right] \quad (4) \end{aligned}$$

z 方向

$$\begin{aligned} \text{液體: } U_1 \frac{\partial W_1}{\partial r} + W_1 \frac{\partial W_1}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial z} \\ & + \nu_1 \left[\frac{\partial^2 W_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 W_1}{\partial z^2} \right] + g \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{氣體: } U_v \frac{\partial W_v}{\partial r} + W_v \frac{\partial W_v}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P_v}{\partial z} \\ & + \nu_v \left[\frac{\partial^2 W_v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W_v}{\partial r} + \frac{\partial^2 W_v}{\partial z^2} \right] + g \quad (6) \end{aligned}$$

一에너지方程式

$$\begin{aligned} \text{液體: } \rho_1 C_{p1} \left[U_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} + W_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \right] \\ = K_1 \left[\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right] + \mu_1 \phi_1 \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{氣體: } \rho_v C_{pv} \left[U_v \frac{\partial T_v}{\partial r} + W_v \frac{\partial T_v}{\partial z} \right] \\ = K_v \left[\frac{\partial^2 T_v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_v}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_v}{\partial z^2} \right] + \mu_v \phi_v \quad (8) \end{aligned}$$

○境界條件

-Z=0(傳熱面表面)

$$U_1 = U_v = 0$$

$$T_1 = T_v = T_w$$

$$\frac{\pi}{4} D^2 q = -K_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} A_1 - K_v \frac{\partial T_v}{\partial z} A_v \quad (9)$$

-Z=S(노즐板)

$$U_1 = U_v = 0 \quad (10)$$

○液體와 氣體의 界面條件

$$P_1 = P_v + \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

$$U_1 = U_v$$

$$\tau_1 = \tau_v$$

$$\dot{m} = \rho_1 W_1 = \rho_v W_v$$

$$H_{f, \sigma} m = -K_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + K_v \frac{\partial T_v}{\partial z} \quad (11)$$

여기서, 氣體와 液體의 二相을 지배하는 代表的인 變數를 基準으로 하여 無次元定數를 정의하고 이를 이용하여 連續方程式, 運動量方程式, 에너지方程式(1)에서 (8)과 境界 및 氣體와 液體의 界面을 결정하는 (9)式에서 (11)式을 無次元化하여 獨立無次元群을 선택해내고 蒸氣의 代表速度 $V = q/\rho_v H_{f, \sigma}$ 로 하여 노즐直徑 d와 傳熱面의 表面粗度 Ra를 無次元化하면 다음과 같은 16개의 獨立無次元群이 導出된다.

$$\begin{aligned} \left[\frac{P}{\rho_1 U^2}, \frac{q/\rho_v H_{f, \sigma}}{V}, \frac{q/\rho_v H_{f, \sigma}}{U}, \frac{\mu_1}{\rho_1 U D}, \right. \\ \left. \frac{S}{D}, \frac{K_1}{K_v}, \frac{\mu_1}{\mu_v}, \frac{Dg}{U^2}, \frac{C_{p1} \Delta T_{sat}}{H_{f, \sigma}}, \right. \\ \left. \frac{(\rho_1 - \rho_v)}{\rho_1 U^2} Dg, \frac{C_{p1}}{C_{pv}}, \frac{\rho_1}{\rho_v}, \frac{\sigma}{\rho_1 U^2 D}, \right. \\ \left. \frac{C_{p1} \mu_1}{K_1}, \frac{Ra}{D}, \frac{d}{D} \right] \quad (12) \end{aligned}$$

大氣壓의 상태에서 飽和水を 衝突噴流하였을 때의 沸騰은 液體와 氣體 모두 飽和狀態라 할 수 있으므로 常數로서 취급이 가능한 無次元群을 소거하면 飽和水的 衝突噴流에 관한 가능한 無次元群은 最終

$$\begin{aligned} \frac{q}{\rho_v H_{f, \sigma} U_j} = f \left(\frac{\sigma}{\rho_1 U_j^2 D}, \frac{C_{p1} \Delta T_{sat}}{H_{f, \sigma}}, \right. \\ \left. \frac{S}{D}, \frac{Ra}{D}, \frac{d}{D} \right) \quad (13) \end{aligned}$$

으로 표시된다. 따라서 式(13)을 指數形으로 표시하면

$$\begin{aligned} \frac{q}{\rho_v H_{f, \sigma} U_j} = C \left(\frac{\sigma}{\rho_1 U_j^2 D} \right)^{a_1}, \left(\frac{C_{p1} \Delta T_{sat}}{H_{f, \sigma}} \right)^{a_2}, \\ \left(\frac{S}{D} \right)^{a_3}, \left(\frac{Ra}{D} \right)^{a_4}, \left(\frac{d}{D} \right)^{a_5} \quad (14) \end{aligned}$$

으로 정리되어 飽和水的 衝突噴流沸騰에 의한 熱流束은 最終 (14)式으로 豫想되며 關聯指數는 實驗값을 적용함으로써 구할 수 있다.

3.3 熱流束의 無次元式 導出

大氣壓狀態에서 高溫의 傳熱面에 衝突水噴流하였을 때 沸騰現象은 飽和狀態에서 이루어진다고 볼 수 있으므로 물에 대한 熱流束 q는 飽和水的 無次元熱流束式

(14)에서 過飽和溫度(ΔT_{sat}), 噴流速度(U_j), 表面粗度(Ra), 노즐直徑(d) 및 間隙(S)의 函數로서

$$q = b(\Delta T_{sat})^{b_1} (U_j)^{b_2} (Ra)^{b_3} (d)^{b_4} (S)^{b_5} \quad (15)$$

으로 표시할 수 있다. 따라서 자 實驗條件에 의한 熱流束의 값을 ΔT_{sat} , U_j , Ra , d , S 중의 하나만의 函數로 표시가 가능한 同一條件에서 수행한 熱流束값을 정리하면 衝突水噴流의 熱流束에 대한 자 函數의 指數를 구할 수 있으므로 無次元式을 導出할 수 있다.

傳熱面 A, B, C 즉 表面粗度 $0.175 \mu m$, $0.41 \mu m$, $1.0 \mu m$ 에 대해 噴流速度를 33 m/sec 로 일정하게 하였을 때, 過飽和溫度에 따른 熱流束을 정리하여 Least square 方法에 의해 過飽和溫도의 指數 b_1 을 구하면 노즐直徑에 관계없이 過飽和溫度에 대한 指數 b_1 은 0.87 로 정리된다. 같은 方法으로 噴流速度, 表面粗度, 노즐直徑 및 間隙에 대한 指數를 구하면 噴流速度에 대한 指數 b_2 는 0.44 로 정리가 되며, 傳熱面の 表面粗도에 대한 指數 b_3 은 0.22 이며, 노즐直徑이 熱流束 熱流束에 미치는 影響을 나타내는 指數 b_4 는 -0.132 로써 노즐直徑이 클수록 熱流束이 감소하는 값으로 구하여지며 마지막으로 노즐板과 傳熱面과의 間隙에 대한 S 의 指數 b_5 는 -0.04 의 값으로 정리된다.

以上에서 구한 자 指數를 (15)式에 代入하면 다음과 같이 熱流束의 式이 정리된다.

$$q = b(\Delta T_{sat})^{0.87} (U_j)^{0.44} (Ra)^{0.22} (d)^{-0.132} (S)^{-0.04} \quad (16)$$

따라서 (16)式을 飽和水的 熱流束無次元式(14)의 형태로 再整理하면 最終 (17)式으로 熱流束의 無次元式이 정리된다.

$$q / \rho_w H_{fg} U_j = 1000 (\sigma / \rho_1 U_j^2 D)^{0.28} \left(\frac{C_{p1} \Delta T_{sat}}{H_{fg}} \right)^{0.87} \left(\frac{S}{D} \right)^{-0.04} \left(\frac{Ra}{D} \right)^{0.22} \left(\frac{d}{D} \right)^{-0.132} \quad (17)$$

本 實驗에서 導出した 熱流束의 無次元式 (17)에 의한 값과 實驗값을 比較하면 傳熱面の 過飽和溫度 50°C 以下の 領域에서는 노즐直徑에 관계없이 誤差가 $\pm 16\%$ 範圍內에 있으며 實驗값과 類似하게 一致하고 있다. 따라서 過飽和溫度 50°C 以下인 領域에서는 傳熱面の 表面粗도가 다르고 노즐板이 부착되어 있는 경우에는 噴流速度, 傳熱面の 表面粗度, 間隙 및 노즐直徑에 대한 影響을 고려한 (17)式이 衝突水噴流에 의한 高溫面의 熱流束豫測에 이용이 가능하다고 思料된다.

5. 結 論

表面粗도가 다른 圓形의 高溫 銅 block 表面中心에

노즐直徑, 노즐板과 傳熱面の 間隙을 변화시켜 飽和水的 高速으로 衝突시켜 노즐板과 傳熱面과의 사이를 噴流水가 強制流動토록 하여 核沸騰領域에서의 熱流束無次元式을 導出할 수 있었으며 熱傳達特性은 다음과 같다.

(1) 高溫의 傳熱面을 垂直下方向으로 물을 高速으로 衝突噴流하여 極小間隙內에서 強制流動하는 液體에 의해 沸騰冷却시키는 경우 噴流速度의 增加에 따라 熱傳達效果가 增加하며, 푸울비등에서 核沸騰限界的 過飽和溫度(30°C 내지 40°C)보다 큰 90°C 내지 150°C 까지 核沸騰領域으로 擴大가 가능하다.

(2) 傳熱面の 表面이 거칠수록 衝突水噴流에 의한 熱傳達效果가 增加하며 噴流速度가 같은 경우에는 노즐直徑이 클수록 表面의 溫度가 낮은 領域에서 熱流束이 적게 나타났다.

(3) 本 實驗에서 表面粗度($Ra=0.175\sim 1.0 \mu m$)가 다른 高溫의 傳熱面에 飽和水的 噴流速度 $U_j=14\sim 43 \text{ m/sec}$, 노즐直徑 $d=0.5\sim 1.5 \text{ mm}$ 의 範圍에서 衝突水噴流에 의한 核沸騰領域에서의 熱流束無次元式이

$$q / \rho_w H_{fg} U_j = 1000 (\sigma / \rho_1 U_j^2 D)^{0.28} \left(\frac{C_{p1} \Delta T_{sat}}{H_{fg}} \right)^{0.87} \left(\frac{S}{D} \right)^{-0.04} \left(\frac{Ra}{D} \right)^{0.22} \left(\frac{d}{D} \right)^{-0.132}$$

으로 表示됨을 얻었으며, 過飽和溫度 50°C 以下の 領域에서는 實驗값과의 誤差가 $\pm 16\%$ 로써 水噴流에 의한 高溫面의 熱流束豫測에 이용이 가능하다.

參 考 文 獻

- (1) R.J. Copeland, 1970, "Boiling Heat Transfer to a Water Jet Impinging on a Flat Surface", Southern Methodist Uni. Ph. d Thesis.
- (2) M.A. Ruch, J.P. Holman, 1975, "Boiling Heat Transfer to a Freon-113 Jet Impinging Upward onto a Flat Heated Surface", Int. Journal of Heat & Mass Transfer, Vol. 18, pp. 51~68.
- (3) 黑瀨武彦, 勝田正文, 1981, "液膜의 沸騰熱傳達에 關する研究(第2報 核沸騰限界熱流束について)", 日本機械學會論文集, 第47卷, 第421號, pp. 1849~1860.
- (4) 勝田正文, 1977, "液膜의 沸騰熱傳達에 關する研究(第6報 作動液として Freon 113을 用いた 場合)", 第14回 日本傳熱シンポジウム 講演論文集, pp. 154~157.
- (5) 黑瀨武彦, 勝田正文, 1978, "液膜의 沸騰熱傳達에

- 關する研究(第7報 界面活性剤添加液の噴流沸騰限界熱流束について)”, 日本機械學會 第902回 講演論文集, No. 780-18, pp.115~119.
- (6) 甲藤好郎, 國廣昌嗣, 1973, “バーンアウト機構の研究(高バーンアウト熱流束の沸騰系について)”, 日本機械學會論文集, 第39卷, 第317號, pp.269~277.
- (7) 門出政則, 甲藤好郎, 1977, “衝突噴流沸騰系のバーンアウトの研究(第2報 バーンアウト熱流束の無次元整理)”, 日本機械學會論文集, 第43卷, 第373號, pp.3408~3416.
- (8) 宮阪芳喜, 川泉茂昭, 小長谷芳彦, 1975, “衝突水噴流と加熱面の熱傳達に関する研究(第2報 膜沸騰熱傳達率にするばず流速の影響について)”, (第12回日本傳熱シンポジウム 講演論文集, pp.209~212.
- (9) Y.Y. Hsu, 1962, “On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface”, Journal of Heat Transfer, Aug. pp.207~216.
- (10) H.B. Clark, P.S. Strenge, J.W. Westwater, 1959, “Active Sites for Nucleate Boiling”, Chemical Engineering Progress Symposium, No. 29, Vol. 55, pp.103~110.
- (11) Peter Griffith, John D. Wallis, 1961, “The Role of Surface Conditions in Nucleate Boiling”, Chemical Engineering Progress Symposium Series, No. 30, Vol. 56, pp.49~63.
- (12) 内田秀雄, 1969, “傳熱工學”, 東京裝華房.
- (13) W.M. Rohsenow, 1951, “A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling of Liquids”, Transaction of the ASME, Aug. p.960.
- (14) 甲斐好郎, 1982, “傳熱概論”, 養賢堂發行, p.312
- (15) 李基雨, 1987, “衝突水噴流에 의한 高溫傳熱面の熱傳達特性에 관한 研究”, 忠南大學校 博士學位論文.
- (16) 金裕, 李基雨, 1986, “高速衝突水噴流의 傳熱特性에 관한 研究”, 大韓機械學會 1986年度 春季學術大會抄錄集, pp.535~538.