

衝突水噴流 冷却法の 體系化 (IV)

Systematization of Cooling Method Impinging Water Jet (IV)

崔 國 光*, 徐 正 閔**
Gug Gwang Choi, Jeong Yun Seo

이번 號서부터는 주로 衝突水噴流系의 流動特性 및 熱傳達特性에 대하여 代表的인 實驗 結果를 文獻들을 引用하여 紹介하기로 한다. 우선 이 號에서는 그 流動特性에 대하여 說明 한다.

9. 衝突水噴流系의 流動特性

9-1 衝突水噴流에 의한 液膜流의 流動形態

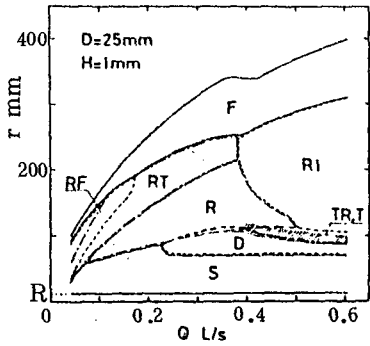
平板에 水噴流을 上向으로 衝突시킬때 衝突 面上에서의 液膜流의 流動形態는 그림 11 (노즐-平板間距離 $H=1\text{ mm}$)과 같이 그 領域을 分類할 수 있다.⁽⁴²⁾ 노즐에 가까운 S領域은 液面이 平滑한 液膜流로서 層流로 볼 수 있으며 流量이 작은 경우에는 領域S 밖의 半徑方向에는 노즐軸을 中心으로 하는 同心円狀의 波 (波長 $3\sim 5\text{ mm}$)가 나타나고(roll波의 R領域) 流量이 커지면 波頭가 崩壞되어 ripple波로 된다. 流量이 더 增大하면 roll波는 2~3개의 波가 合體하여 波長 $8\sim 10\text{ mm}$ 의 同心円狀의 波로 되며 이 波는 물과 空氣의 密度差때문에 생기는 不安定波인 Rayleigh-Taylor波 (RT波로 생각되는데(領域RT) 이것은 平板下面을 흐르는 液膜에서 나타나는 特有的 流動現象이다. 그 下流에서는 液膜은 液滴이 되어 落下하게 된다(領域F). 流量이 아주 작은 경우에

는 液滴의 落下의 衝擊으로 形成되는 波는 上流쪽으로 移動하게 된다(領域RF). 그림 12는 流量 0.18 l/s 일때의 흐름의 樣相이다. 流量이 比較的 커지면 領域S의 下流에 노즐軸을 中心으로 等間隔의 円을 그려놓은 듯한 가는 騷亂波가 나타나는데 이것을 D波로 부르기로 한다(D領域). 이 D波는 下流로 감에 따라 渦動의 成長에 의해 增幅하지만 流量이 그다지 크지 않으면 D波는 마침내 減衰하여 消滅하고 흐름은 領域R이 된다. 流量이 더욱 增大하면 領域D의 下流에서 增幅된 D波를 斷切하도록 하여 麥形의 格子모양을 한 波, 즉 LS波(lattice shaped wave, 領域TR)가 나타나며 그 下流에 $10\sim 100\text{ mesh}$ 의 Sand paper狀의 波長이 극히 작은 粒狀의 波, 즉 SL波(Sand paper-like wave, 領域T)가 나타난다. LS波의 存在領域(TR領域)은 放射狀 液膜流의 遷移域(그림 13)이 되며 SL波의 存在領域(T領域)은 亂流域(그림 14)이다.

下向水噴流의 衝突面上에 液膜流가 흐르는

* 正會員, 仁川大學 機械工學科

** 正會員, 仁荷工大 機械工學科



S : Smooth face
 D : Disturbance wave
 TR : Transition
 T : Turbulent
 R : Roll wave
 RT : Rayleigh-Taylor wave
 RI : Ripple wave
 F : Falling
 RF : Reflection wave of falling

그림 11 上向水噴流의 衝突面上 液膜流의 流動樣式

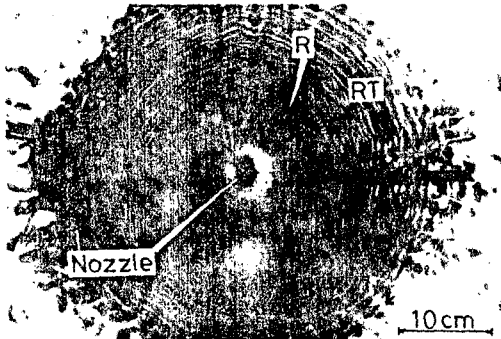
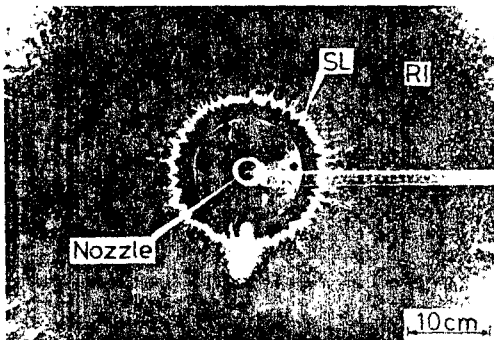


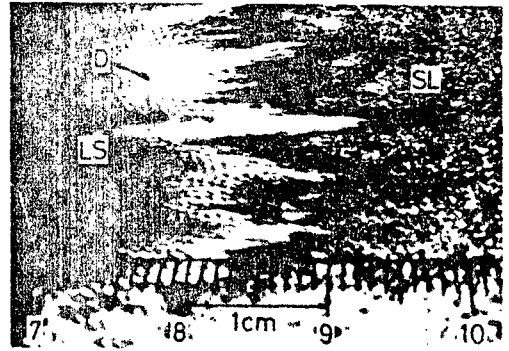
그림 12 R, RT波 ($D = 25\text{mm}$, $H = 1\text{mm}$, $Re = 4.5 \times 10^4$)



$D = 25\text{mm}$, $H = 1\text{mm}$, $Re = 1.5 \times 10^5$

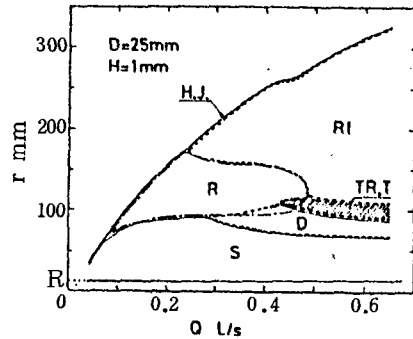
그림 13 亂流遷移

경우는 上向水噴流의 衝突面上의 液膜流에 대한 RT波 대신 円形 跳水(그림 15에 HJ로 표시)가 나타나며 roll波의 波長은 5~7mm가 되



$D = 25\text{mm}$, $H = 1\text{mm}$, $Re = 1.4 \times 10^5$

그림 14 遷移過程



S : Smooth face
 D : Disturbance wave
 TR : Transition
 T : Turbulent
 R : Roll wave
 RI : Ripple wave
 H.J. : Hydraulic jump

그림 15 下向水噴流의 衝突面上 液膜流의 流動樣式

는데 同心円狀으로 나타나지 않고 弧의 長이 20mm程度의 弓形을 이루어 비늘과 같은 形狀이 된다.

液膜流가 層流에서 亂流로 遷移하는 半徑位置 r_t 는 노즐徑 D 와 노즐-板距離 H 가 커지면 增大하고, 流出 Re 數의 增加에 따라 減少한다. r_t 의 無次元量인 無次元遷移半徑 $r_t^*(r_t/\sqrt{CDH})$ $Re^{-1/2}$ 과 Re 數의 關係는 그림 16에 表示된 바와 같다. 여기서 노즐徑 D 및 H 의 크기에 관계없이 r_t^* 는 流出 Re 數의 增加에 따라 거의 $Re^{-2/3}$ 에 比例하여 減少한다. 그리고 流出係數 $C = Q/\pi DHU_0$, 流出速度 $U_0 = Q/\pi a^2$, a 는 噴流半徑이다.

9-2 液膜두께

Watson⁽⁴³⁾은 運動量 積分方程式을 直接 積分하여 境界層內의 相似速度分布를 구하고 半徑 r 과 더불어 變化하는 液膜두께를 計算하였다. 그 結果들에 對해서는 層流流動의 경우는 그림 17, 亂流流動의 경우는 그림 18에 表示하였다(여기서 a : 噴流半徑, R : 噴流 Re 수 = $Q/\nu a$, h : 液膜두께, δ : 境界層두께, U_0 : 噴流速度). 이 線圖에는 液膜表面速度 및 境界層두께의 半徑方向變化도 아울러 表示되어 있다. 解析的 結果와 實驗的 結果(上面上의 흐름)와를 比較하면 그림 19⁽¹⁶⁾와 같다. 이 線圖에 의하면 半徑方向으로 갈수록 液膜두께는 처음에는 減少하지만 어느 位置에서 最小두께가 된후 다시 점차 增加하고 더욱 그 距離가 멀어지면 跳水現象이 發生하여 두께는 急激히 增加한다. 또 實驗結果는 Watson의 解析에 의한 液膜두께보다 두꺼우며 그림중 實線은 境界層內의 速度分布를 4次近似的 $f=2\eta-2\eta^3+\eta^4$ 으로 假定하여 液膜두께의 近似式을 구한 結果, 다음과 같이 表示된다. ($f=U/U_i$, $\eta=Z/\delta_b$, Z : 噴流軸上座標, δ_b : 境界層두께)

$$r^* \leq r_a^* \text{에서 } \delta^* = 1.01 r^{*\frac{1}{2}} + 0.5/r^* \dots (4-1)$$

$$r^* > r_a^* \text{에서 } \delta^* = 1.41 r^{*2} + 0.315/r^* \dots (4-2)$$

여기서 $r_a^* = Re_{ri}^{-\frac{1}{3}}(r_a/r_i)$, r_a : 境界層두께가 液膜두께와 同一할때의 半徑, r_i : 衝突時 噴流半徑, $Re_{ri} = U_i r_i / \nu$, r^* : 無次元半徑 = $Re_{ri}^{-\frac{1}{3}}(r/r_i)$, δ^* : 無次元 液膜두께 = $(\delta/r_i) Re_{ri}^{-\frac{1}{3}}$ 이다.

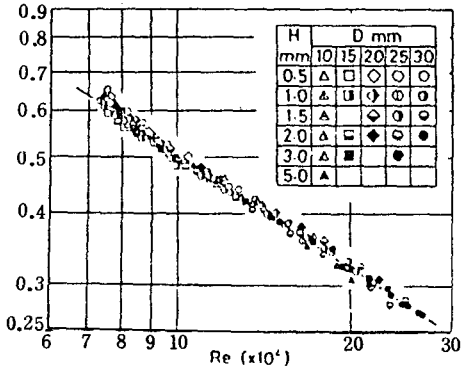


그림 16 無次元遷移半徑

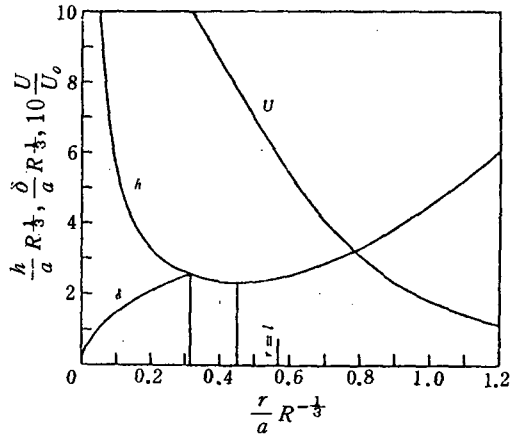


그림 17 液膜두께 및 表面速度의 半徑方向變化 (層流)

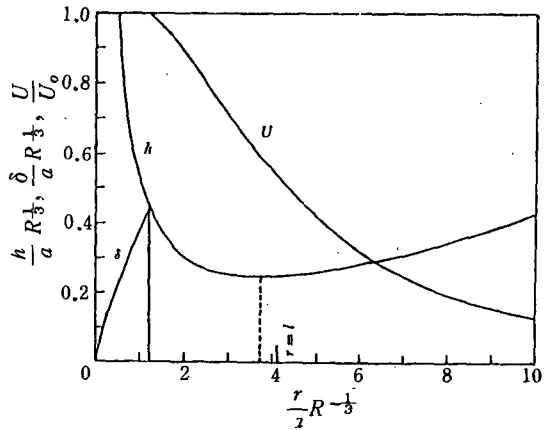


그림 18 液膜두께 및 表面速度의 半徑方向變化 (亂流)

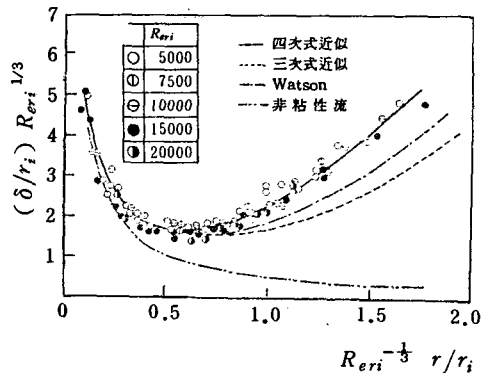


그림 19 液膜두께(上面上)

한편 上向水噴流가 平板下面에 衝突하여 흐를때 液膜두께는 그림 20⁽⁴⁴⁾와 같이 나타난다. 이 경우에도 Wastson의 解보다 膜두께는 더 크며 Azuma⁽⁴⁴⁾ 등은 連續의 式, 運動方程式, 境界條件을 利用하고 境界層內의 速度分布를 역시 4次式으로 近似시켜 解를 구한 結果, 實線과 같이 表示되는데 이것은 實驗結果와 一致한다. 그 式은 다음과 같다.

$$r^* \leq r_a^* \text{에서 } \delta^* = 1.79 r^{*\frac{1}{2}} + 0.5 / r^* \dots (4-3)$$

$$r^* > r_a^* \text{에서 } \delta^* = 5.03 r^{*2} + 0.642 / r^* \dots (4-4)$$

亂流遷移後의 液膜두께는 後述하는 式(4-13)으로 表示하였다.

跳水發生位置는 跳水發生半徑으로 表示할때 流量과의 關係는 그림 21⁽¹⁶⁾과 같다. 跳水發生半徑은 노즐徑에 거의 影響을 받지 않으며 流量이 增加함에 따라 그 位置는 下流側으로 移動한다.

9-3 壁面靜壓 및 半徑方向速度

下向水噴流를 平板에 衝突시킬때 衝突領域內의 壁面靜壓分布를 그림 22⁽¹⁵⁾에 나타냈다. 縱軸에는 任意點의 壓力을 stagnation point의 壓力(P_s)으로 無次元化한 項을 取하고 橫軸에는 半徑方向距離를 노즐直徑으로 無次元化한 項으로 表示하였다. 이 結果는 噴流速度의 넓은 範圍에 걸쳐 다음式으로 나타낼 수 있다.

$$\left. \begin{aligned} \frac{P - P_\infty}{P_s - P_\infty} &= 1 - \left(\frac{r}{D}\right)^2, & 0 \leq \frac{r}{D} < 1 \\ \frac{P - P_\infty}{P_s - P_\infty} &= 0, & 1 \leq \frac{r}{D} \leq 5 \end{aligned} \right\} \dots (4-5)$$

여기서 P_∞ 는 境界層밖의 無限遠方의 壓力이다. 이 結果를 利用하면, 이 壓力이 液膜內의 境界層밖에서의 壓力과 같다고 할때 Bernoulli 式 $\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 + P = P_s = \frac{1}{2} \rho U_i^2 + P_\infty$ 에 式(4-5)를 代入하면 液膜內의 境界層밖의 速度 U_∞ 의 半徑方向 變化는 다음과 같이 된다.

$$\frac{U_\infty}{U_i} = \frac{r}{D}, \quad 0 \leq \frac{r}{D} < 1 \dots (4-6)$$

$$\frac{U_\infty}{U_i} = 1, \quad 1 \leq \frac{r}{D} \leq 5$$

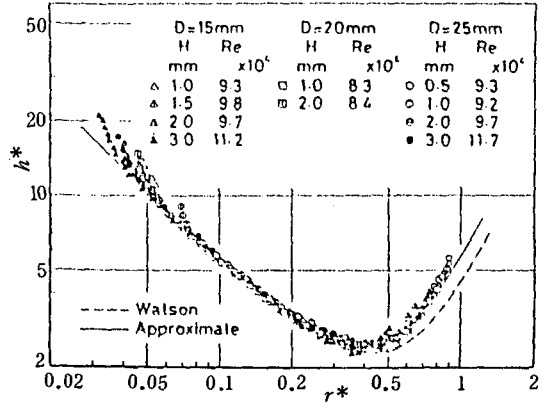


그림 20 無次元液膜두께 (下面上)

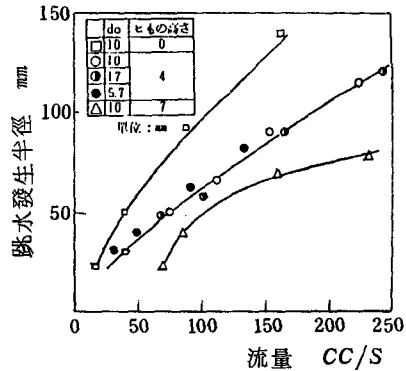


그림 21 跳水發生半徑

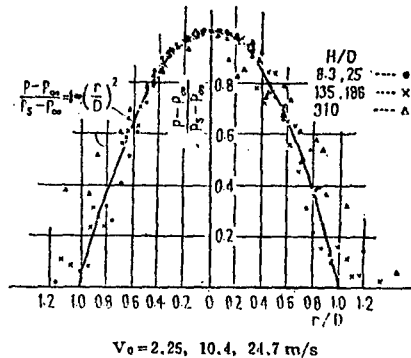


그림 22 壁面靜壓分布

여기서 衝突速度 U_i 는 다음式으로 定義된다.

$$P_s - P_\infty = \frac{1}{2} \rho U_i^2 \dots (4-7)$$

式(4-6)의 關係는 그림 23⁽⁴⁵⁾ 과 近似的으로 成立함을 알 수 있다.

上向 衝突水噴流에 대한 衝突領域內的 靜壓 分布에 대해서는 嚴·徐⁽³⁴⁾ 다음과 같이 實驗 結果를 整理하고 있으며 그림 24 와 같다.

$$\frac{P - P_\infty}{P_s - P_\infty} = 1 - \tan^2 h^2 \left(1.223 \frac{r}{r_0} \right) \dots\dots\dots (4-8)$$

여기서 r_0 는 靜壓이 零이 되는 半徑方向距離 이다.

2次元 下向水噴流에서의 壁面壓力 및 流速의 幅(x)方向 變化는 Nakanish⁽⁴⁵⁾ 등에 의해 그림 25 및 그림 26 와 같이 整理되었다.

9-4 液膜內的 速度 및 境界層두께

水噴流가 平板에 衝突하여 形成되는 放射狀 液膜流는 層流境界層의 發達域(I), 液膜이 層流境界層으로서 흐르는 發達液膜域(II), 亂流遷移가 發生할때는 亂流域(III)을 거쳐 平板의 上面을 흐르는 경우에는 跳수를 일으키고 下面을 흐르는 경우에는 液滴이 되어 落下한다 그 흐름의 모델을 그림 27 과 같이 表示할때 Azuma⁽⁴⁶⁾ 등은 液膜內的 境界層두께 및 速度 分布를 各 領域別로 다음과 같이 提示하였다.

領域(I) ($r \leq r_0$) : $\delta_i^* = 5.97\sqrt{r^*}$ (4-9)

$U/U_0 = 1$ (4-10)

領域(II) ($r > r_0$) : $\delta_i^* = 0.642/r^* + 5.03r^{*2}$ (4-11)

$U/U_0 = 0.714/(r^* \delta^*)$

.....(4-12)

領域(III) ($r > r_t$) : $\delta^* = \delta_i^* r_i^*/r^* - 0.0197R_e^{1/2}$
 $(r_i^{*9/4}/r^* - r^{*5/4}) \dots (4-13)$

$U/U_0 = 0.571/(r^* \delta^*) (4-14)$

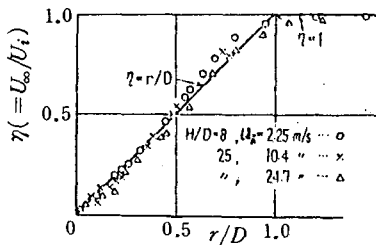


그림 23 境界層外緣速度的 半徑方向變化

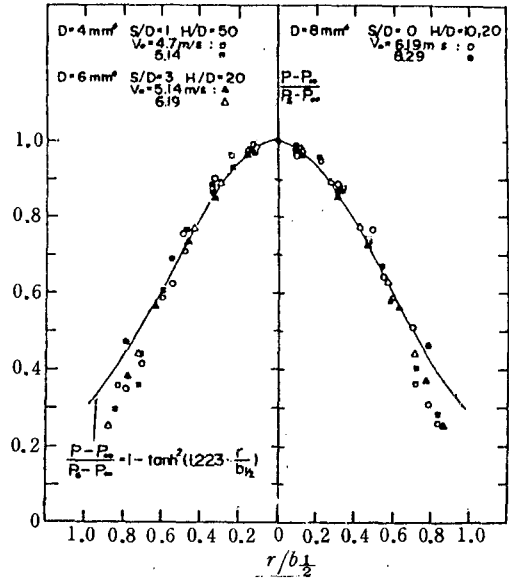


그림 24 衝突領域에서의 靜壓分布

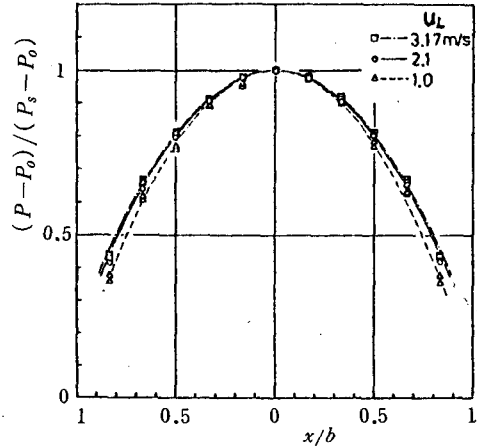


그림 25 壁面靜壓分布(二次元水噴流)

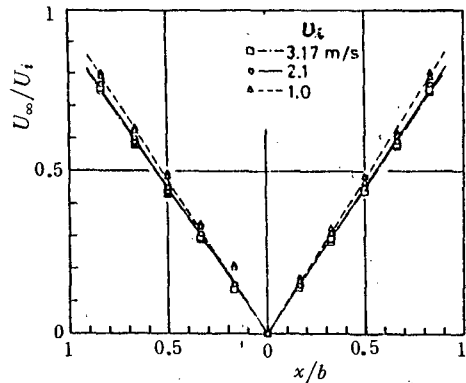


그림 26 流速의 幅方向變化

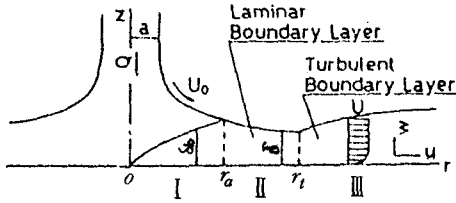


그림 27 流動모델

여기서 δ_b^* : 無次元 境界層두께 = $\delta_b R_e^{1/3} / \sqrt{CDH}$, $R_e = Q / (\sqrt{CDH} \nu)$, r^* : 無次元 半徑 = $r R_e^{-1/3} / \sqrt{CDH}$, δ^* : 無次元 液膜두께 = $\delta R_e^{1/3} / \sqrt{CDH}$ 이며 r_t 는 亂流遷移半徑이며 $r_t^* = 870 R_e^{-0.648}$ (44) 이다.

液膜內부의 速度分布가 下流로 향함에 따라 變化하는 모양을 亂流遷移가 發生하지 않는 경우 ($D=25\text{mm}$, $U_0=3.7\text{m/s}$, $H=2\text{mm}$, $R_e=3.9 \times 10^4$)에 대해서 表示하면 그림 28⁽⁴⁶⁾ 과 같다. 이 線圖에 의하면 層流境界層이 發達하고(領域 I) 마침내 境界層이 液面に 到達하면 그後 液膜은 境界層으로서 흐르는 領域 II가

됨을 알 수 있다. 亂流遷移가 發生하는 경우 ($U_0=9.7\text{m/s}$, $R_e=1.7 \times 10^5$)는 그림 29⁽⁴⁶⁾와 같다. 이 線圖에서 $r=91\text{mm}$ 까지의 흐름은 層流이지만 $r=100\text{mm}$ 로 되면 흐름에 간헐적으로 亂流로 遷移하는 것을 알 수 있다.

이 線圖에서 實線 및 破線은 層流에 대한 計算結果이다. Watson⁽⁴³⁾은 領域(III)에 있어서 運動方程式을 直接 積分하여 境界層內의 相似 速度分布를 다음과 같이 誘導하였다.

$$f(\eta) = \sqrt{3} + 1 - \frac{2\sqrt{3}}{1 + C\eta \{3^{1/4} K(1-\eta)\}} \quad (4-15)$$

層流일때의 速度分布는 Watson 形이 되지만 亂流로 遷移하면 層流일때에 비해 速度가 減少함을 볼 수 있다. $r=125\text{mm}$ 에서의 實測結果는 흐름이 完全히 亂流域인 것을 表示한다.

9-5 水中水噴流에서의 流動速度 및 濃度 分布

一定水位의 물이 차있는 水槽의 下面에 設置된 노즐로부터 上向으로 水噴流를 噴出시킬때

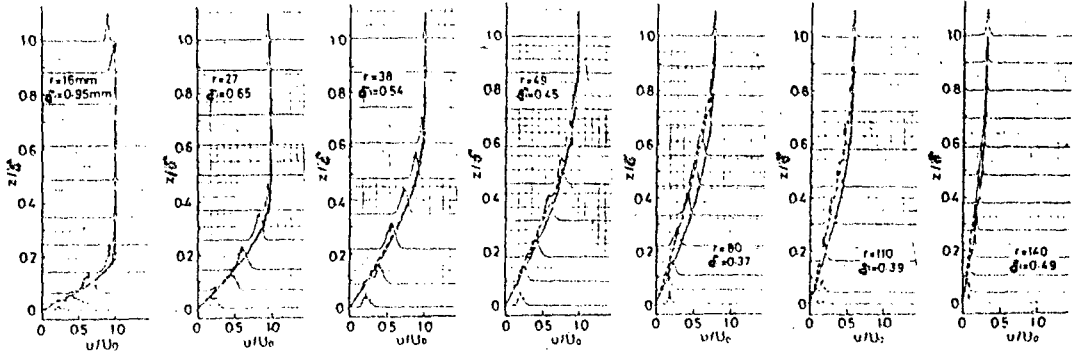


그림 28 液膜內 速度分布의 半徑方向變化(層流)

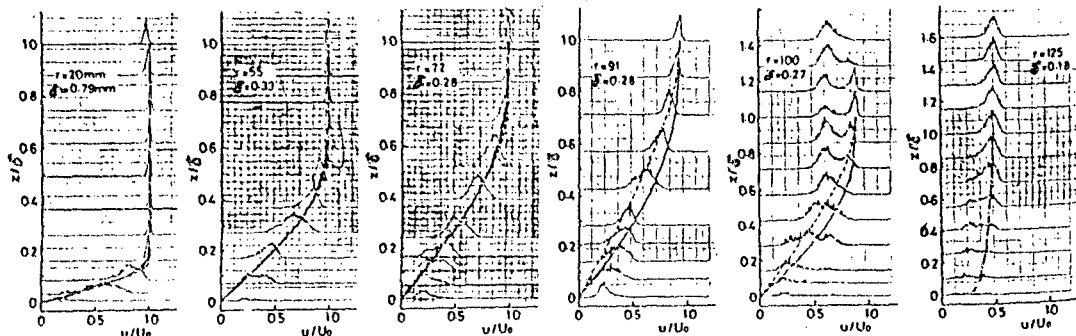


그림 29 液膜內 速度分布의 半徑方向變化(亂流 遷移)

軸方向 速度成分의 半徑方向變化와 濃度分布을 Walton Forstall⁽⁴⁷⁾ 등은 다음式으로 提示하였다.

$$U/U_c = \exp[-0.694(r/r_{mu})^2] \dots\dots (4-16)$$

$$\xi/\xi_c = \exp[-0.694(r/r_{\xi})^2] \dots\dots (4-17)$$

여기서 r_{mu} : $U=U_c/2$ 에서의 r 의 값, r_{ξ} : $\xi=\xi_c/2$ 에서의 r 의 값, ξ : tracer 物質의

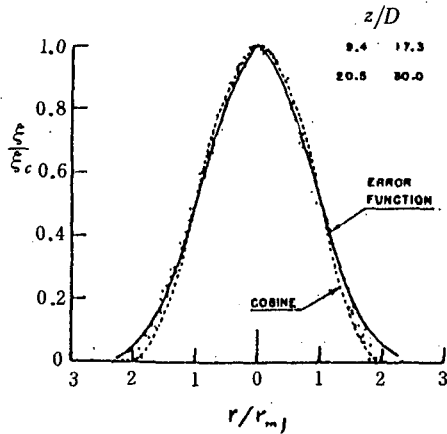


그림30 速度分布(軸方向)

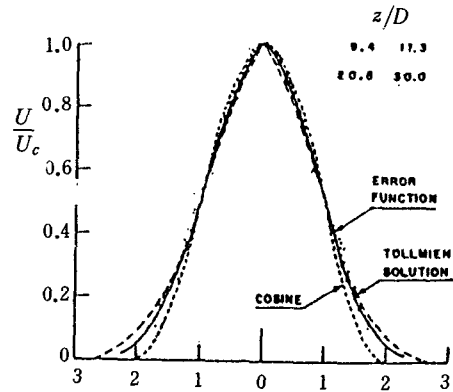


그림31 濃度分布

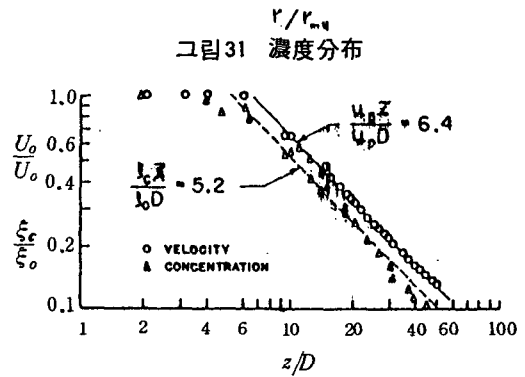


그림32 速度 및 濃度の 軸方向變化

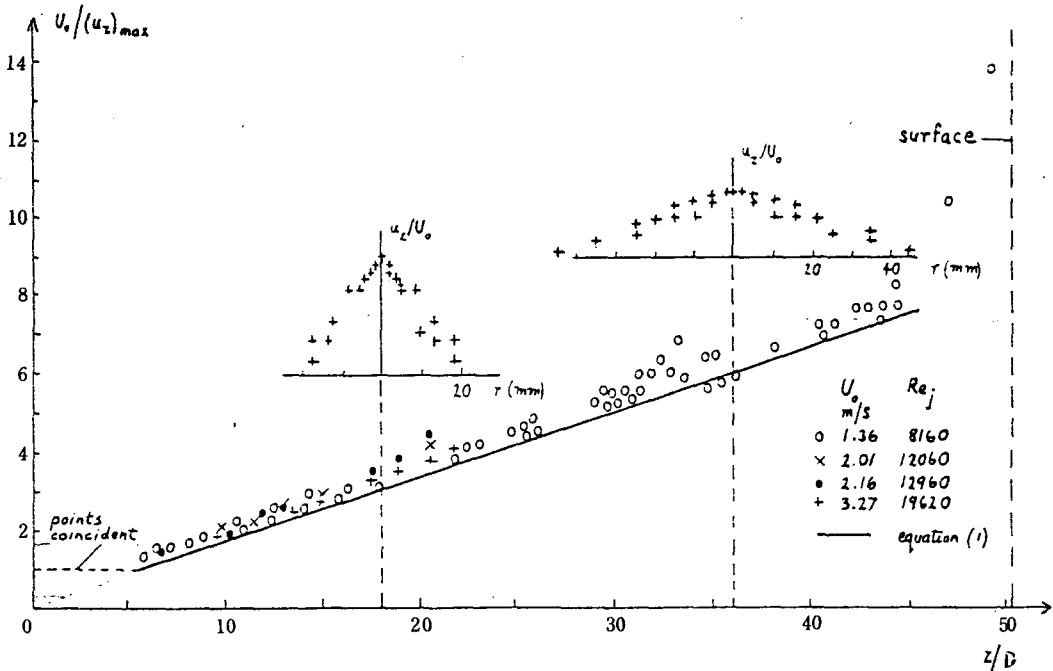
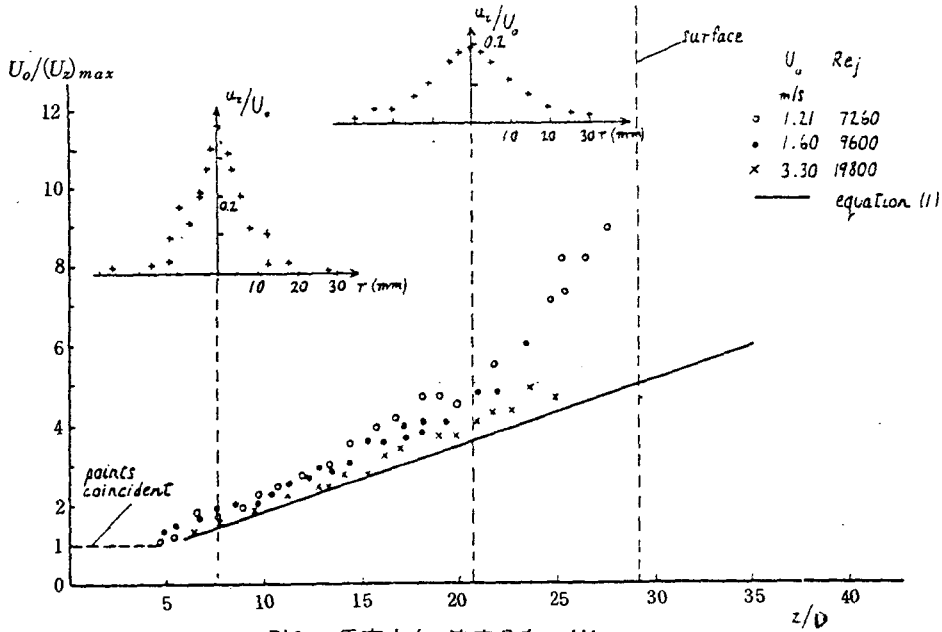


그림33 垂直方向 速度分布, $H' = 30.5$ cm



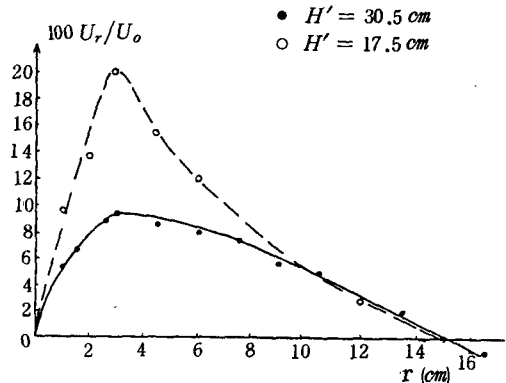
濃度, 添字 C 는 $r=0$ 에서의 값이다. 이것을
 線圖에 表示하면 그림 30 및 그림 31 과 같다.
 中心線上的 速度 및 濃度分布는 그림 32⁽⁴⁷⁾ 과
 같이 Z/D 가 約 6 까지는 노즐出口 速度 및
 濃도가 그대로 維持되어 一定한 값이 되며
 Z/D 가 그 以上이 되면 $U_z/U_0 = C_u D/Z$, $\xi/\xi_0 = C_f D/Z$ 이며 $C_u = 6.4$, $C_f = 5.2$ 의 結果
 를 얻고 있다.

GARRAD⁽⁴⁸⁾ 等도 自由表面으로부터 물깊이
 30.5, 25.5, 17.5 cm인 下面에서 上向으로 水噴
 流를 噴出시킬때 그림 33 및 그림 34 와 같은
 速度分布의 實驗結果를 얻고 있다. 그림중의
 實線은 Hinz의 自由噴流에 相當하는 速度減少
 의 理論式으로서 $(U_z)_{max}/U_0 = A \cdot D/(Z+b)$ 를
 提示하였는데 GARRAD는 $A = 5.9$, $b = -0.5D$
 를 얻고 있다. 여기서 U_z 는 軸方向 速度成分
 이다. 이들 線圖에서 알 수 있는 바와같이
 stagnation line의 速度는 potential core 領
 域을 除外하고 自由表面에 가까울수록 減少하
 고 또 自由表面으로부터 任意의 깊이에서 軸
 方向(上向) 速度分布를 半徑方向距離에 따라
 決定하면 그 結果는 自由表面에 가까울수록 즉
 Z/D 가 클수록 平坦한 速度分布로 나타난다.

그러나 stagnation line에서의 軸方向速度의
 絕對値는 Z/D 가 작을수록 크다. 또한 自由
 表面에서의 半徑方向速度의 分布를 그림 35⁽⁴⁸⁾
 에 나타냈다. 여기서 噴流軸上에서와 側面壁
 에서 速度는 零이며 自由表面에서의 半徑方
 向速度는 두點사이에서 最大值를 갖는다.

9-6 두개의 液噴流를 對向衝突하는 경우

두개의 液噴流를 對向으로 衝突할때 SAAD⁽⁴⁹⁾
 等은 有限差分法을 利用한 解析에서 stream
 function의 값을 計算하고 衝突面을 따라 壓



力 및 速度分布를 구한 結果를 그림 36 과 같 이 나타냈다. 이 線圖에서 V_j 는 噴流速度, equal jet 는 노즐徑이 같은 경우 unequal jet 는 노즐徑이 다른 경우를 意味한다.

9-7 衝突水噴流에 의한 核沸騰 및 burn-out에서의 流動狀況

Monde⁽²⁰⁾ 등은 水噴流(流量 G_0 , 噴流速度 U_0)가 高溫加熱面에 衝突하는 경우의 流動狀況의 모델을 提示하였으며 그림 37 과 같다. 그림 37 (a)에서 加熱面에는 核沸騰液層 (Nucleate boiling liquid layer)이 存在하고 이것이 核沸騰을 支配한다. 그리고 이 核沸騰液層위를 흐

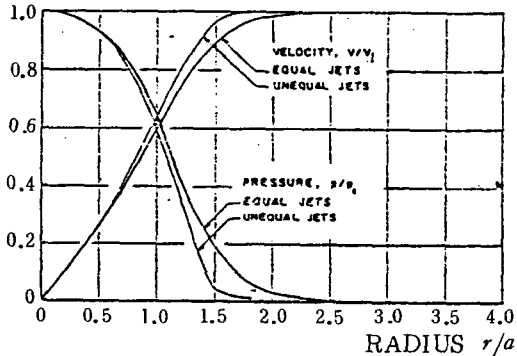


그림 36 衝突界面에서의 速度 및 壓力分布 (對向円形噴流)

르는 上層自由液流(upper liquid flow)가 있으며 이 液流는 下方側의 核沸騰液層으로부터 噴出하는 蒸氣液流를 吸收하는 作用을 받아 無數한 液滴으로 되는 飛散液滴流(flow of splashed droplets)가 發生한다. 噴流流量 G_0 로부터 飛散液滴流 G 를 뺀($G_0 - G$)는 核沸騰液層 및 上層自由部分을 흘러 加熱面周邊으로 overflow하여 流出한다. 이것이 part A에 該當한다.

熱流束을 더욱 增加시키면 飛散은 더 激烈해지고 上層自由液流는 衝突領域 近處에서 飛散하여 그 飛散形態는 円錐形을 이룬다. 그리고 核沸騰液層의 下流部分은 蒸氣로 이루어지는 周圍의 大氣에 露出되어 그 狀態는 part B (그림 37 (b))로 表示된다. 그림 37 (b)의 경우 傳熱面의 下流側에서 나머지 液體流量 $G_0 - (G + G')$ 는 없어지지 않고 傳熱面에서 核沸騰液層으로 維持된다. G' 는 液體의 蒸發量이다.

(다음號에 계속)

參 考 文 獻

42. Tsuneo AZUMA, Tatsuroh HOSHINO, The radial flow of thin liquid film (1st Report, Laminar-Turbulent Transition),

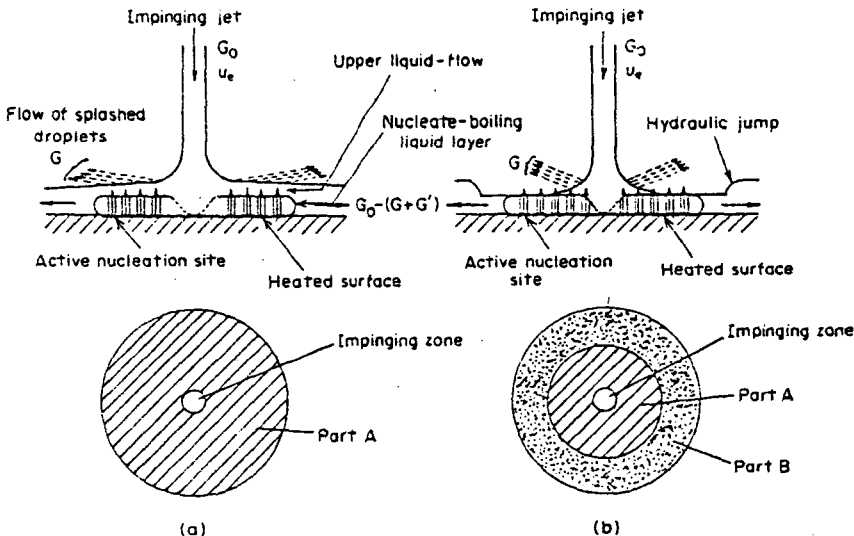


그림 37 核沸騰時 流動모델 (上向加熱面)

- Buletin of JSME, Vol. 27, No. 234, pp. 2739-2746, 1984.
43. E.J. WATSON, The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane, J. Fluid Mech. Vol. 20, Part 3, pp. 481-499, 1964.
 44. Tsuneo AZUMA, Tatsuroh HOSHINO, The radial flow of thin liquid film (2nd Report, Liquid Film Thickness), Buletin of JSME, Vol. 27, No. 234, pp. 2747-2754, 1984.
 45. 中西外 3名, 二次元衝突水噴流の膜沸騰熱傳達, 日本機械學會論文集(B編), 46卷, 405號, pp. 955-961, 1980.
 46. Tsuneo AZUMA, Tatsuroh HOSHINO, The radial flow of a thin liquid film (3rd Report, Velocity Profile), Buletin of JSME, Vol. 27, No. 234, pp. 2755-2762, 1984.
 47. Walton Forstall, E.W. Gaylord, Pittsburgh, PA., Momentum and Mass Transfer in a Submerged Water Jet, Journal of Applied Mech. pp. 161-164, 1955.
 48. A.D. Garrad, The Velocity Field Produced by a Submerged Jet directed Upwards at a Free Surface, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 26, No. 7, pp. 1029-1036, 1983.
 49. Michel A. Saad, Gene J. Antanides, Flow Pattern of Two Impinging Circular Jets, AIAA Journal, Vol. 10, No. 7, pp. 929-931. 1972.