

## 鋼板冷却用噴霧冷却の熱伝達分布

Heat Transfer Distribution in Spray Cooling for Steel Slabs

金 榮 燦\*・西 尾 茂 文\*

Yeung-Chan KIM and Shigefumi NISHIO

本研究では、実際の鋼材製造プロセスを念頭に置き、主に①噴霧冷却高温域の熱伝達分布、②噴霧冷却熱伝達モデル、③液膜流の膜沸騰熱伝達、④液膜流と干渉する噴霧冷却の高温域熱伝達の理解を目的とした実験的・解析的検討を行った。その結果、サブクール液滴による噴霧冷却においても、サブクール液膜流またはサブクール液膜流と干渉する噴霧冷却のいずれにおいても、熱伝達には液体顕熱輸送が非常に重要であることが明らかになった。

## 1. は じ め に

微粒化した液滴群を高温面に衝突させ、顕熱および潜熱移動により高温面を冷却する噴霧冷却は、液滴流量密度の制御により気相流から液相沸騰流までの広範囲の熱伝達を表現できるとともに、噴霧法によっては熱伝達分布を比較的均一化することができるため、鋼材製造プロセス、軽水炉緊急炉心冷却系等に利用されており、またガラス強化、宇宙往還機のヒートシンク、電子デバイス冷却、資源リサイクルあるいは高性能気相流熱交換器等への利用を目的とした研究が行われている。

噴霧冷却は、この中でも主として材料の熱処理の分野で盛んに利用されている。例えば、加工熱処理の一種であるTMCP (Thermo-Mechanical Control Process) では、熱間圧延の後に鋼材を、水を媒体とした噴霧冷却あるいは水噴流冷却 (ラミナー冷却) により所定の温度まで冷却し、この意図的な急冷 (加速冷却) により鋼材の高強度化を図っている。TMCP では、鋼材性質制御のために加速冷却を所定温度で停止する必要があるが、この時、オンライン冷却ゾーンの出口における鋼材温度に大きな温度分散が生ずる現象 (冷却不安定現象) が問題となっている。

こうした鋼材温度分散は熱伝達率の分散に起因するが、この分散を引き起こす原因として、表面酸化に起因する鋼材表面性状 (熱物性、表面粗度、ぬれ性)<sup>1)~3)</sup>の分散や、液滴流量密度分布あるいは未蒸発液滴により鋼材表面に形成される液膜の流動不均一などが挙げられる。前者は、噴霧冷却に対する冷却面側因子の影響に関するもので、冷却面側因子としては、上述の因子のほかに冷却面熱容量<sup>4)</sup>、

大きさ<sup>5)</sup>などが挙げられる。一方、後者は冷却液体側因子の影響に関するものであり、冷却液体側因子としては、これまで液滴直径や液滴速度、液滴流量密度などの液体パラメータと噴霧冷却熱伝達との関係を検討した研究は多いが<sup>5)~7)</sup>、噴霧冷却における熱伝達分布に関する測定あるいはモデル化はほとんどなされていない。

本研究では、以上のような研究背景から、実際の鋼材製造プロセスを念頭に置き、主に①噴霧冷却高温域の熱伝達分布、②噴霧冷却熱伝達モデル、③液膜流膜沸騰熱伝達、④液膜流と干渉する噴霧冷却の高温域熱伝達の理解を目的とした実験的・解析的検討を行った。

## 2. 噴霧冷却における熱伝達分布

**2.1 実験装置および方法：**本実験で使用した装置の概略図を図1に示した。実験装置は、主に噴霧流を供給する装置と液膜流を供給する装置で構成されている。噴霧流を構成する液体はイオン交換水であり、噴霧ノズル⑩の鉛直下方  $H=300$  mm の位置に、図2に概略図を示した冷却面系⑬を水平上向きに設置した。冷却面は、 $110$  mm  $\times$   $110$  mm、厚さ  $19$  mm のステンレス鋼 (SUS304) 製矩形板である。また、図に示されているように、冷却面側面はセラミック繊維製の布により、裏面はセラミック繊維製ペーパーおよび静止空気層により断熱されている。本実験では、冷却面表面に沿った熱伝達分布を、冷却面温度履歴を測定することにより冷却面厚さ方向の一次元熱伝導の逆算法<sup>8)</sup>を用いて計算する。したがって、冷却面内  $z$  方向一次元性を可能な限り保つために、図に示したように冷却面表面から幅  $1$  mm (噴霧中心直下では  $1.5$  mm)、深さ  $18$  mm のスリットを切り (すなわちスリットは冷却面裏面から  $1$  mm の位置

\*東京大学生産技術研究所 第2部

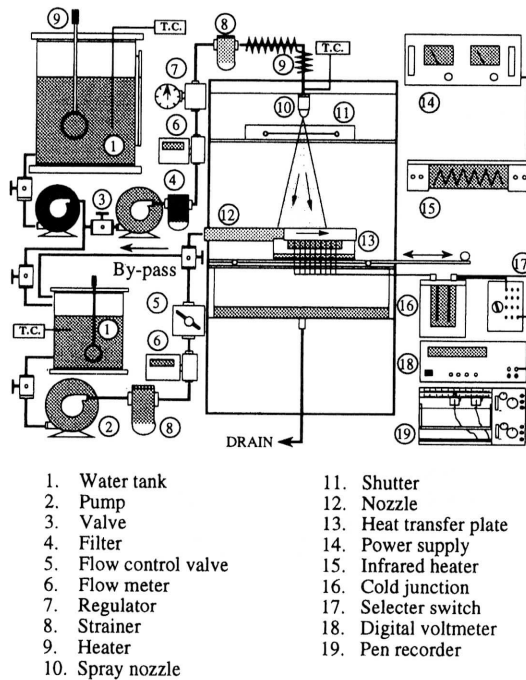


図1 実験装置の概略図

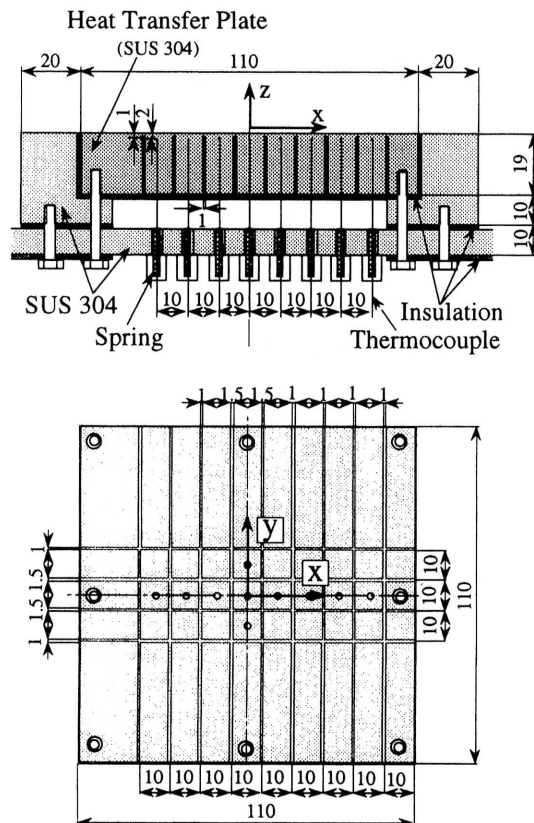


図2 冷却の概略図

までに達している), スリット内の空気層およびセラミック繊維性のペーパーの断熱性により  $x$  方向および  $y$  方向の熱伝導を低減した. スリットにより区分された四角柱の部分をブロックと呼ぶと, 図2に示した各ブロック中央 ( $x$  方向に液滴流量密度の分布が存在する) 冷却面裏面から直径 1 mm, 深さ 17 mm の孔を設け, 各孔に冷却面表面から 2 mm の位置まで市販のスプリング式の CA シース熱電対 (シース径 0.9 mm) を挿入した. 実験は, 冷却面を赤外線ヒータ⑮により所定の初期温度 (約 900~1000°C) まで加熱した後, 冷却位置に水平移動し, 噴霧ノズルから液体を供給することにより行った.

2.2 実験結果および考察: 図3は, 噴霧中心直下 ( $x=0$ ,  $y=0$ ) での熱伝達特性を, 局所液滴流量密度  $D_x$  (この場合は  $D_x \equiv D_{\max}$ ) をパラメータとして示したものである. 図中には, 参考のために二流体円錐ノズルによる噴霧冷却に関する整理式<sup>5)</sup> (ただし, 冷却面直径  $d=11.2$  mm) と, 扇型ノズル (フラットスプレーノズル) による噴霧冷却に関する Muller and Jeschar<sup>6)</sup> および Bolle and Moureau<sup>7)</sup> の整理式の値を細線で併記した. ただし, Muller and Jeschar の整理式は鉛直面系に対するものであり, それ以外は水平上向き平面系に対するものである. また, 太線は, 二流体系噴霧冷却に関する上述の整理式から求めた値を, 1/4 程度の値まで平行移動して得られた次式である.

$$h_f = h_{fl} + h_{aj} \quad (1a)$$

$$h_{fl} = 9.07 \times 10^6 \cdot D \cdot \Delta T_{\text{sat}}^{-0.5}, \text{ for } D \leq D^* \quad (1b)$$

$$h_{fl} = 9.87 \times 10^5 \cdot D^{0.7} \cdot \Delta T_{\text{sat}}^{-0.5}, \text{ for } D > D^*, \quad (1c)$$

ただし,  $h_f$  は噴霧冷却熱伝達率,  $h_{fl}$  は液滴による熱伝達

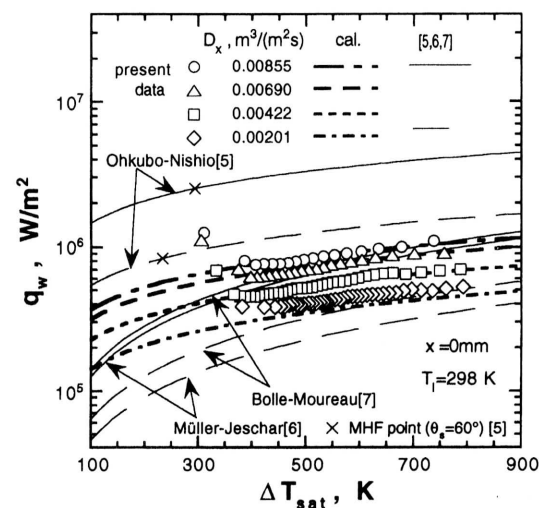


図3 噴霧中心直下における熱伝達特性

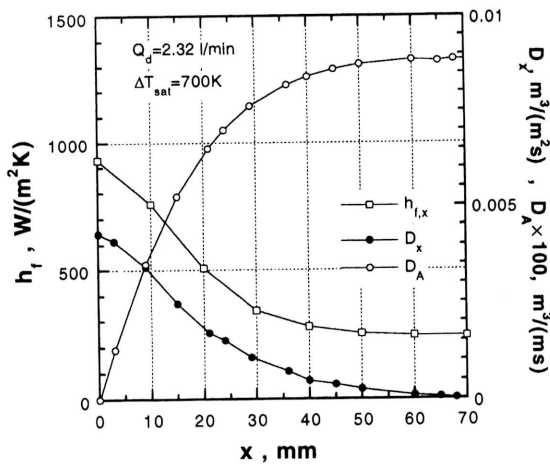


図4 熱伝達分布

率,  $h_{aj}$  は空気流および放射による熱伝達率であり,  $D^* = 0.0006 \text{ m}^3 / (\text{m}^2 \text{s})$  である。

図よりわかるように, いずれの液滴流量密度・過熱度でも, (1) 式の値に近く, またこの値は扇型ノズルの整理式に近い。

図4には, 液体流量  $Q_d = 2.32 \text{ l/min}$  の条件で得られた  $\Delta T_{\text{sat}} = 700 \text{ K}$  における熱伝達分布を, 噴霧中心直下から距離  $x$  に対して示した。図に示した熱伝達率はすべて高温域熱伝達率である。図中には, この局所液滴流量密度  $D_x$ , 積算供給流量  $D_A$  ( $D_x$  の  $x$  方向積分値) とを併記した。この図より, 局所熱伝達率は  $x$  の増加とともに積算供給流量が増大するにもかかわらず急速に減少する領域 ( $x \leq 30 \text{ mm}$  程度) と,  $x$  に対する依存性がほぼ消失し, 一定値に漸近する領域 ( $x \geq 50 \text{ mm}$  程度) とが存在することがわかる。すなわち, 高温域での噴霧冷却熱伝達には, 局所液滴流量密度の影響を強く受け, 局所液滴流量密度の減少とともに熱伝達率が減少する噴霧中心直下近傍領域と, 距離に対する依存性が弱くなり, 熱伝達率は全体液体流量に支配されると思われる周辺領域とが存在することが明らかになった。

### 3. 噴霧冷却における液体顕熱支配モデル

**3.1 モデルの概要:** 噴霧液滴の高温域における熱伝達モデルには, 大別して以下の2つの考え方がある。第一は, 冷却面上での噴霧液滴の蒸発潜熱に注目するモデルであり, 必然的に蒸発潜熱が重要な役割を果たす<sup>9), 10)</sup>。第二は, 現実の鋼材の噴霧冷却においては強サブクール水を分散媒体とした噴霧が使用される場合が多いことに注目して噴霧液滴の顕熱上昇に着目するモデルであり, 蒸発潜熱は副次的因子として扱われる<sup>11)</sup>。ここでは, 単一液滴列に関する庄司ら<sup>12)</sup>の報告に基づき, 第二の立場からモデル的考察を行う。

本モデルでは, 以下の仮定・手続きにしたがい噴霧冷却の高温域における熱伝達を考える。

①希薄噴霧流における噴霧中心直下から  $x$  の距離だけ離れた位置での局所熱流束  $q_w[x]$  は, 噴霧液滴による熱流束  $q_{wl}[x]$ , 放射による熱流束  $q_{wr}[x]$  との和であり, 一流体スプレーにおける気流による強制対流伝熱  $q_a[x]$  は無視できるものとする,

$$q_w[x] = q_{wl}[x] + q_{wr}[x] \quad (2)$$

②伝熱面表面温度  $T_w$  は  $x$  によらず一様であるとする。すなわち,

$$q_{wr}[x] = q_{wr} = \varepsilon \sigma (T_w^4 - T_{\text{rm}}^4) \quad (3)$$

ここで,  $\varepsilon$  は伝熱面の放射率であり,  $\sigma$  はステファン・ボルツマン定数,  $T_{\text{rm}}$  は室温である。

③伝熱面表面には, 液滴同士の合体による液膜は形成されておらず, したがって伝熱面と噴霧液滴との直接衝突が可能であるとする。この仮定は, 液滴流量密度が比較的小さい領域を対象としていることを意味している。

④噴霧液滴は, 図5にその概略図を示したように, 伝熱面上で衝突→リバウンド→再衝突を繰り返し, 液滴-伝熱面間の伝熱は衝突時にのみ起こるとする。すなわち, 初期衝突を  $j = 1$  とし, 以後の再衝突を  $j = 2, 3 \dots$  とし, 位置  $x$  を中心とする  $\Delta x$  の区間に  $j$  回目の衝突で到達する液滴による熱流束を  $q_{dx}[j]$  と書くとし,

$$q_{wl}[x] = q_{dx}[1] + q_{dx}[2] + q_{dx}[3] + \dots \quad (4)$$

⑤  $j$  回目の衝突直前のサブクール度が  $\Delta T_{\text{sub}}[j]$  である単一液滴に衝突時に伝わる熱量  $Q[j]$  は, 液滴温度が飽和温度にまで上昇するに要する顕熱に比例するとする。すなわち,

$$Q[j] = C \cdot \frac{\pi \rho c_p d_l^3 \Delta T_{\text{sub}}[j]}{6} \quad (5)$$

ここで,  $C$  は比例定数,  $\rho$  は液体の密度,  $c_p$  は液体の定圧比熱,  $d_l$  は液滴平均直径である。④, ⑤は, 本モデルの基本的考え方であり, モデルによる予測結果により妥当性を吟味する。

⑥(5) 式の  $C$  は, 液滴速度や寸法などに依存しない定数であるとする。これと④, ⑤(⑤の仮定は衝突→リバウンド→再衝突の過程では液滴体積変化は小さいことを意味する) の仮定より, (5) 式は次式のように書き換えられる。

$$Q[j] = C \cdot (1 - C)^{j-1} \cdot \frac{\pi \rho c_p d_l^3 \Delta T_{\text{sub}}[1]}{6} \quad (6)$$

比例定数  $C$  は, ウェーバ数  $We$  とペクレ数  $Pe$  の関数であ

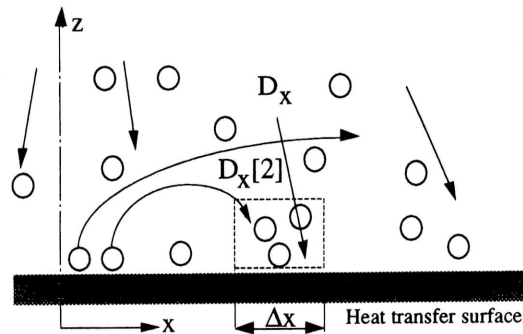


図5 高温域における液滴の挙動に関するモデル

ると考えられるが、庄司らの実験結果を参考に  $C$  を第一次近似的には定数とした。したがって、位置  $x$  を挟む  $\Delta x$  の区間に単位時間あたりに  $j$  回目の衝突として供給される液滴数を  $n_x[j]$  と書くと、(4) 式は、次式のように書き換えられる。

$$q_{wl}[x] = \left( \sum_{j=1} Q[j] n_x[j] \right) \cdot \frac{1}{\Delta x} \quad (7)$$

これを (6) 式を用いて書き直すと次式が得られる。

$$q_{wl}[x] = C \left\{ \rho_{cp} \Delta T_{sub}[1] \cdot \sum_{j=1} ((1-C)^{j-1} \cdot D_x[j]) \right\} \quad (8)$$

ここで、 $D_x[j]$  は  $\Delta x$  の区間に  $j$  回目衝突で到達する液滴流量密度である。

**3.2 具体的計算式：**いま、例えば庄司ら<sup>12)</sup>の単一液滴列の実験を参考に  $C = 0.5$  程度と取ると、(6) 式は、

$$Q[3] = 0.25 \cdot Q[1] \quad (9)$$

となるので、簡単のために (8) 式で  $j = 2$  まで考慮すると、

$$q_{wl}[x] = C(\rho_{cp} \Delta T_{sub}[1]) \{D_x[1] + (1-C)D_x[2]\} \quad (10)$$

ここで、 $\Delta T_{sub}[1]$ 、 $D_x[1]$  をそれぞれ  $\Delta T_{sub}$ 、 $D_x$  と書き直すと、

$$q_{wl}[x] = C(\rho_{cp} \Delta T_{sub}) \{D_x + (1-C)D_x[2]\} \quad (11)$$

次に、位置  $x$  に初期衝突した液滴が再衝突するまでに飛行する最大距離は  $L_{max}$  であり、個々の液滴の飛行距離は  $0 \sim L_{max}$  まで均等に分布しており、 $L_{max}$  は  $x$  によらないとすると、 $D_x[2]$  の分布に関する次式が得られる。

$$D_x[2] = \frac{1}{L_{max}} \cdot \int_0^x D_x dx \quad (12)$$

但し、 $x > L_{max}$  では、 $x$  の位置に 2 回目の衝突で到達してくる液滴流量密度は (12) 式のようにならないので、(12) 式は  $x \leq L_{max}$  でのみ成立する式である。

**3.3 実験結果との比較：**まず、 $x = 0$  では (10) 式は次式となる。

$$q_{wl}[x=0] = C(\rho_{cp} \Delta T_{sub}) D_{x=0} \quad (13)$$

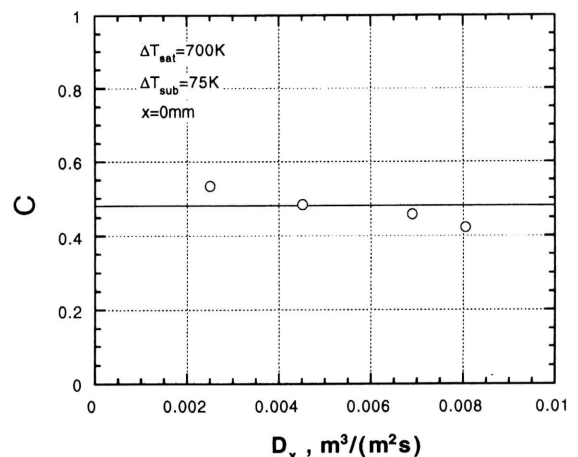
この式と、噴霧中心直下  $x = 0$  における  $q_w[x=0]$  の測定値より  $C$  を求めた結果を図 6 に示した。図に示したように本実験結果に対しては  $C \approx 0.48$  の結果を得た。この結果は、庄司ら<sup>12)</sup>が単一液滴列に対して定めた  $C = 0.5$  の値に近く、妥当な値であると判断できる。

次に、(11)、(12) 式から得られた次式と噴霧中心直下近傍領域 ( $0 < x \leq 30 \text{ mm}$ ) における  $q_w[x]$  の測定値より、上で得た  $C = 0.48$  を用いて  $L_{max}$  を求める。

$$L_{max} = \frac{(1-C) \cdot \int_0^x D_x dx}{\{q_w[x] / C(\rho_{cp} \Delta T_{sub})\}} \quad (14)$$

得られた結果を  $x$  に対して図 7 に示した。得られた  $L_{max}$  には多少の分散があるが、ほぼ  $x$  によらず  $L_{max} \approx 0.06 \text{ m} = 6 \text{ cm}$  程度の値を得た。この値は、本実験で液滴流量密度が主因子である噴霧中心直下近傍領域の代表寸法と近いオーダーにあり、この面からも非現実的な値ではないと考えられる。以上のように、本モデルにおいて実験定数である  $C$  および  $L_{max}$  に対し、噴霧中心直下における熱流束測定値より定められた  $C$  の値が液滴流量密度によらずほぼ一定値でありまたその値が単一液滴列における測定値に近いこと、こうして定められた  $C$  の値を用いて噴霧中心直下近傍領域における熱流束測定値より定められた  $L_{max}$  の値が噴霧中心直下からの距離によらずほぼ一定値であり、またその値が非現実的な値でないことから、本モデルにおける基本的仮定である④、⑤は非現実的な仮定ではないと判断した。

図 8 は、以上の結果に基づき、 $C = 0.5$ 、 $L_{max} = 0.06 \text{ m}$  として本モデルによる計算結果と噴霧中心直下近傍領域に

図6 噴霧中心直下における比例定数  $C$

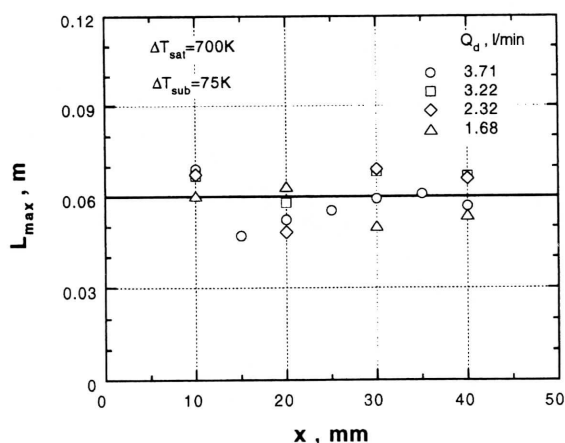
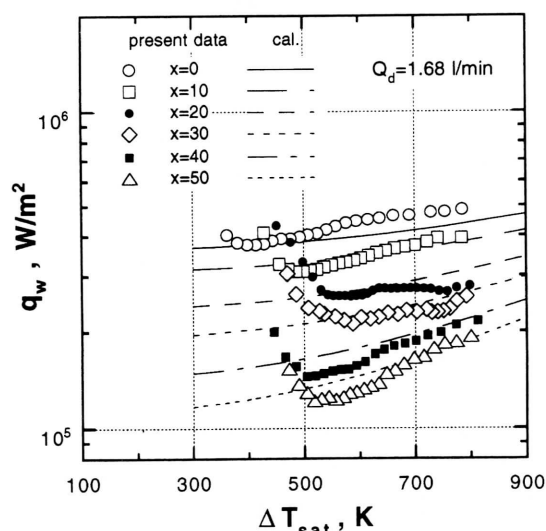
図7 最大液滴飛行距離  $L_{\max}$  の計算

図8 過熱度依存性の比較

おける測定結果とを比較したものである。図より過熱度依存性についてもほぼ良好な一致が得られていると考えられる。以上から、本モデルによる計算値と測定値は良く一致しており、高温域における噴霧冷却熱伝達分布が液滴頭熱輸送効果と液滴リバウンド運動とにより説明できる可能性

があることがわかる。

#### 4. 液膜流の膜沸騰熱伝達

**4.1 実験装置および方法：**本章の実験は、図1の噴霧流供給系を使用せず矩形断面ノズル⑫から液膜流を流すことにより水平に設置された冷却面を冷却する非定常実験により行った。図9に冷却部とノズルの概略図を示した。冷却面は、寸法（長さ110 mm，幅70 mm，厚さ20 mm）を除けば図2で示したものとほぼ同様である。液膜流を供給するノズル⑫は長さ350 mm，幅50 mmであり，高さは3 mm，5 mm，10 mmの3種を用いた。また，ノズル出口から下流方向には，ノズル高さと同じの高さのフェンスを冷却面両わきに冷却面幅50 mmを残して設けた。

**4.2 実験結果および考察：**本実験条件で冷却面上に供給される液膜流は，等価直径  $D^*$  ( $D^* = 4A/P$ ， $A$ は流路の断面積， $P$ はぬれ長さ)を代表長さにしたレイノルズ数 ( $Re = U_1 D^* / \nu$ ， $\nu$ は動粘性係数である)が約  $10^4 \sim 5 \times 10^4$ の範囲であることから，乱流であると考えられる。また，ビデオ観察により，液膜流の厚さは，核沸騰領域では冷却面での気泡発生などの影響を受けかなり変化するが，膜沸騰および遷移沸騰領域では冷却面前縁からの距離  $x$  に対する厚さの変化は少ないこと，膜沸騰領域の液膜厚さはノズル通路の厚さとはほぼ一致していることを確認した。

図10は，測定結果の一例として，膜沸騰から遷移沸騰にかけての熱伝達特性を冷却面前縁からの距離  $x$  をパラメータにして示したものである。図中には，液膜厚さが10 mmの場合を黒塗り記号，5 mmの場合を白塗り記号で示した。また，図中に示したサブクール度  $\Delta T_{\text{sub}}$  はノズル出口での値である。図からわかるように，膜沸騰熱流束は液膜厚さが厚い方が若干高い値を示しているが，その差は5%以内である。本研究でのいずれのサブクール度における測定結果においても液膜厚さによる熱流束の差は最大8%以内であったことから，本研究範囲での膜沸騰熱伝達は液膜厚さの影響をほとんど受けないものと考えられる。

また，膜沸騰熱伝達の距離依存性は，冷却面前縁からの

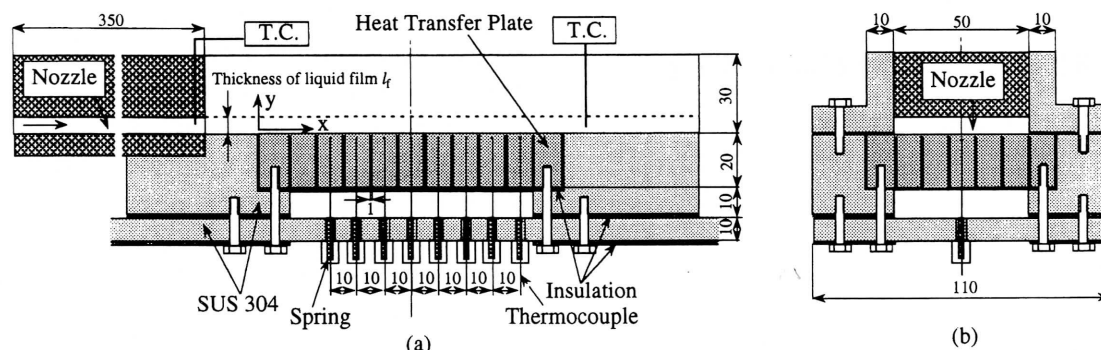


図9 実験装置の概略図



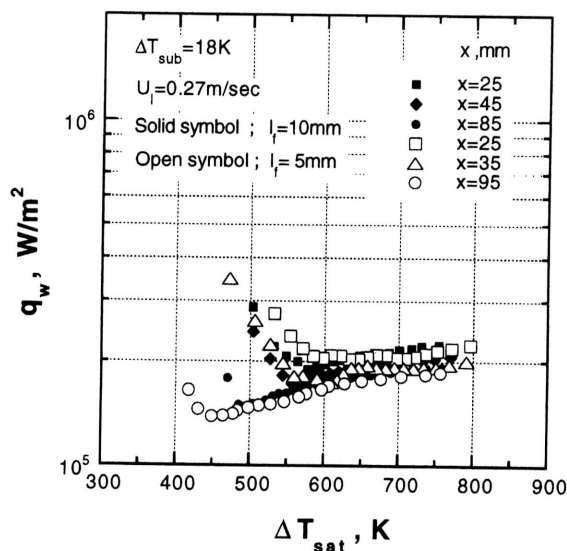


図10 液膜流の膜沸騰熱伝達率

距離  $x$  が 50 mm 程度より大きくなるとその影響はほぼなくなるがわかる。

図11は、本実験結果から得られた熱伝達率を無次元数を用いて整理したものである。図には実験結果を液膜流の厚さをパラメータにして示しているが、膜沸騰熱伝達率はこの液膜厚さの影響をほとんど受けないことがわかる。また、図中には、Wang and Shi<sup>[13]</sup>の実験値および整理式を併記したが、本研究で得た液膜流の膜沸騰熱伝達率の測定値はWang and Shiの式と類似した次式でほぼ整理できることがわかる。

$$Nu_x^* = 0.068 \cdot Re_x^{0.8} \cdot Pr_l \quad (15)$$

ここで、 $Nu_x^*$  は図中に示した修正ヌセルト数であり、 $Pr_l$  は液体のプラントル数である。また、この式より過熱度で定義した液膜流膜沸騰熱伝達率は次式で表される。

$$h_l = 0.0068 \cdot (\Delta T_{sat} / \Delta T_{sub}) \cdot (k / x) \cdot Re_x^{0.8} \cdot Pr_l \quad (16)$$

すなわち、液膜流サブクール膜沸騰熱伝達では液体の温度上昇に消費される顕熱が支配的であり、単相乱流熱伝達と類似した式で表現できる。

## 5. 液膜流と干渉する噴霧冷却の高温域熱伝達

**5.1 実験装置および方法：**ここでは、加熱された冷却面に液膜流を供給するノズル⑫から数秒先に液膜流を流した後に、スプレーノズル⑩から噴霧流を供給することにより伝熱面を冷却する。液膜流を供給するノズルは、長さ350 mm、幅50 mmであり、高さは5 mm、10 mmの2種を用いた。

本実験では、伝熱面斜め上方からビデオ撮影を行い、伝熱面表面での液体状態の観察を行った。観察によると、液

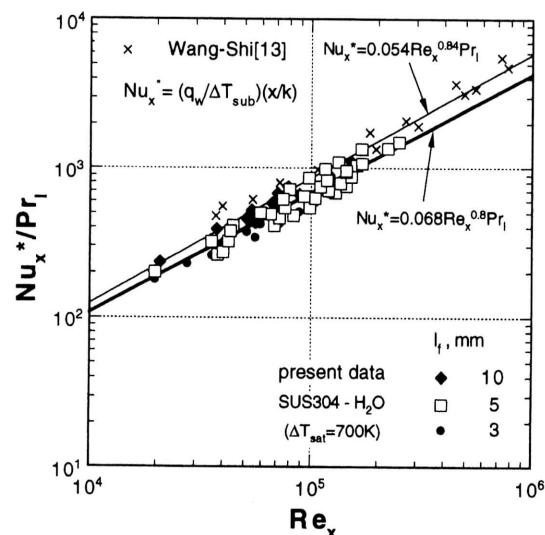


図11 液膜流膜沸騰熱伝達の整理

膜厚さは、図12にも示したように噴霧中心直下近傍では噴霧流の影響を強く受け、ノズル通路厚さより若干薄くなる。しかし、この厚さは、噴霧中心直下から下流側にいくとともにはほぼ変化しなくなり、ノズル通路厚さとほぼ一致するようになることが確認された。

**5.2 実験結果および考察：**図13は、液膜流と干渉する噴霧冷却熱伝達特性の測定結果の一例を、噴霧中心直下からの距離 $x$ をパラメータにして示したものである。ただし、両図では噴霧液体流量 $Q_d$ のみを変化させてある。またこれらの図には、同一の $Q_d$ で $Q_l = 0$ とした場合、および同一の $Q_l$ （あるいは $U_l$ ）で $Q_d = 0$ とした場合の測定結果を実線と点線で示した。

まず、噴霧中心直下 ( $x = 0$ ) に注目すると図中の測定値と実線との比較から、本実験条件では、(噴霧中心直下での) 噴霧流のみによる熱伝達率は、 $Q_d < Q_l$  にもかかわらず液膜流のみによる熱伝達率より高いが、液膜流の存在により低下していることがわかる。さらに、噴霧中心直下近傍領域 ( $x \leq 30$  mm) での熱流束は、噴霧液体流量が増大するとともに顕著に増大していくが、周辺領域 ( $x \geq 50$  mm) における熱流束の増加は顕著ではない。

次に、液膜流厚さの影響を検討するために、図13には平均液膜厚さが5 mmの場合の熱流束を白塗り記号、9 mmの場合を黒塗り記号で示し、その比較を行った。図中に示した液膜流速は、観察により測定された液膜厚さと液膜流量に基づいて計算したものである。図より、噴霧中心直下近傍領域での熱流束は、同一の液滴流量密度・液膜流速では液膜流厚さが薄い方が高くなることがわかる。このことは、噴霧流を基本として考えると、液膜流の存在が噴霧冷却熱伝達を低下させるとした上の結果を支持している。

一方、前述したように液膜流膜沸騰熱伝達に関する実験

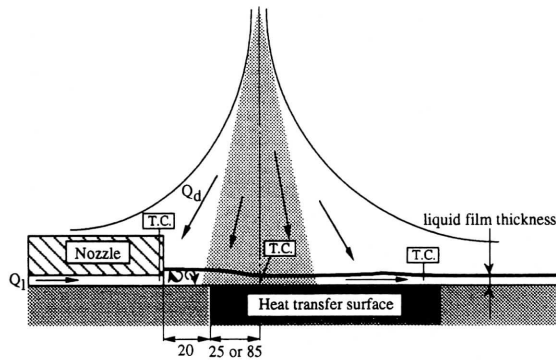


図12 実験状況の概略図

から液膜流膜沸騰熱伝達は液膜流厚さの影響をほぼ受けない結果が得られた。このことを考え合わせると、上述の液膜流厚さ変化による熱流束の差は、まず、以下の二つに起因すると考えられる。

- ①液膜流にサブクール度の異なる液体を供給する結果として液膜流の温度を変化させる効果。
- ②液膜流に液滴を供給することにより液膜流に乱れを与える効果。

すなわち、図13に示した実験条件では、液膜流が薄くなるとともに上述した①、②の効果により熱流束は増大していくものと考えられる。なお、図から、本実験においても周辺領域での熱流束は液膜流厚さの影響をほとんど受けないことがわかる。

図14は、局所熱伝達率と噴霧中心からの距離  $x$  との関係を液膜流速  $U_l$  をパラメータにして示したものである。図中には、噴霧液滴供給によるサブクール度変化を考慮して整理式 (16) から求めた値を併記した。また、図中には、参考のために噴霧流のみを供給した場合の実験値 (1) を

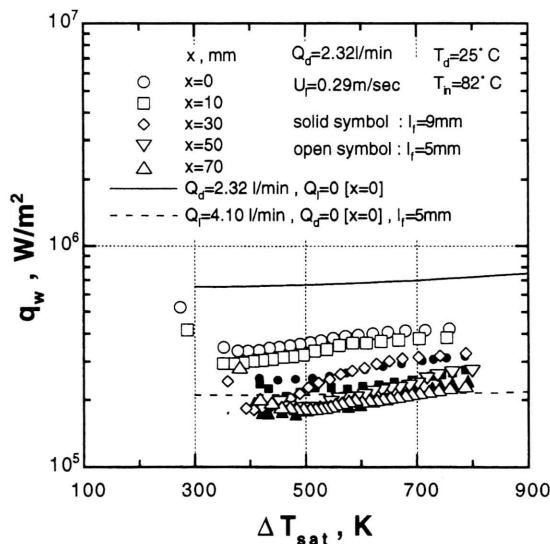


図13 液膜流と干渉する噴霧冷却の高温域熱伝達特性

黒塗り記号で示した。まず、図から、周辺領域での熱伝達率は、すでに述べたように (16) 式から求めた計算値と良く一致していることがわかる。しかし、噴霧中心直下 ( $x = 0$  mm) での熱伝達率は、噴霧液滴のみを供給した場合が最も高く、液膜速度が増加するとともに低下していくが、液膜流速  $U_l = 0.56$  m/sec 以上になると熱伝達率は液膜速度の増加とともに増加していくようになる。すなわち、噴霧中心直下近傍領域では、液膜流は噴霧冷却を阻害する効果をもっているが、液膜流速が増加するとともに噴霧液滴の寄与率が減少し、液膜流自体の熱伝達が向上する結果として、図に示したような最小値を含む傾向が現れると考えられる。

図15は、噴霧中心直下近傍領域における実験結果について、噴霧流供給による乱れ効果を表す熱伝達促進係数  $\beta$  と  $[D/U_l]$  との関係を計算したものである。液膜流と干渉する噴霧冷却熱伝達については、液膜流を基本系とすると、この基本系に噴霧流の効果が加わるものと考えることができる。この場合、前述したように、本実験範囲内での噴霧流の主な効果は、①液膜流に温度の異なる液体を供給する結果として液膜流の温度を変化させる効果、②液膜流に液滴を供給することにより液膜流に乱れを与える効果が考えられる。①の効果については、②の効果により液膜内の熱の拡散が速いとする、先に述べた簡単なエネルギーバランスにより評価できる。

また、②の効果については次式で定義される促進係数  $\beta$  で表す。

$$h_{\text{total}} = (1 + \beta) \cdot h_l \quad (17)$$

ただし、 $h_{\text{total}}$  は噴霧液滴と液膜流を同時に供給した場合の熱伝達率、 $h_l$  は液膜流による熱伝達率 (整理式 (16))

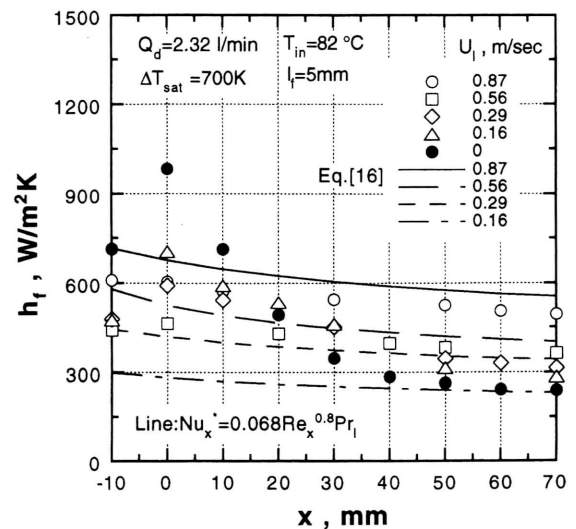


図14 液膜流と干渉する噴霧冷却の高温域熱伝達率

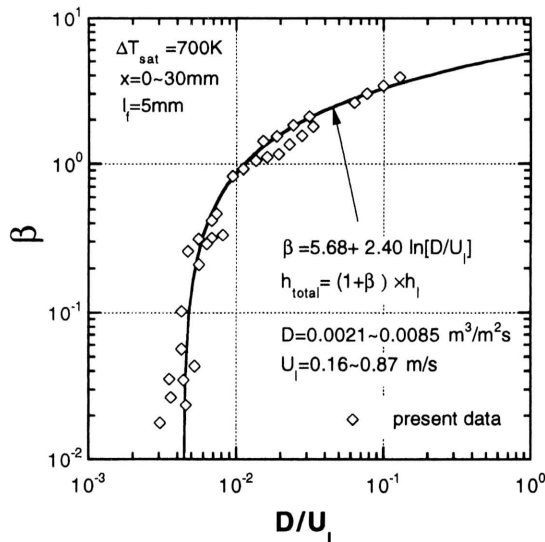


図15 噴霧中心直下近傍領域における実験結果の整理

である。βについては、実験結果より液滴流量密度 D の増大あるいは液膜流速  $U_l$  の減少とともに増大するので、ここでは次式で表しておく。

$$\beta = \text{Func.} [D/U_l] \quad (18)$$

図15から、βは  $[D/U_l]$  の関数として良く整理できることがわかる。ただし、図中にも示した  $h_{\text{total}}$ 、 $h_l$ 、D、 $U_l$  は、 $x = 0 \sim x$  までの平均値を使用した。

さて、図15に示した実験結果は、液膜流厚さ  $l_f = 5 \text{ mm}$  のものを対象として示したものである。前節で述べたように、液膜流と干渉する噴霧冷却熱伝達は、この液膜流厚さの影響を強く受ける結果を得ている。従って、液膜流厚さが増変すると、図に示した結果とは異なるようになると考えられる。

図15から、 $[D/U_l]$  の低下とともにβが急激に0に接近する領域が存在することがわかる。この周辺領域での熱伝達率は、液滴流量密度 D がほぼ0に近いことから、(16) 式によって表すことができると考えられる。

図16は、周辺領域 ( $x \geq 50 \text{ mm}$ ) での熱伝達率を図中に示した修正ヌセルト数を用いて整理したものである。図中には、液膜流の膜沸騰熱伝達率に関する整理式 (15) から求めた値を併記した。図から、周辺領域での熱伝達率は、噴霧液滴供給による液膜流のサブクール度変化を考慮すると、(15) 式から求めた値と良く一致していることがわかる。このことは、前述したように、周辺領域での熱伝達率は、液膜流の膜沸騰熱伝達率に関する整理式を用いることによりほぼ予測できることを意味している。

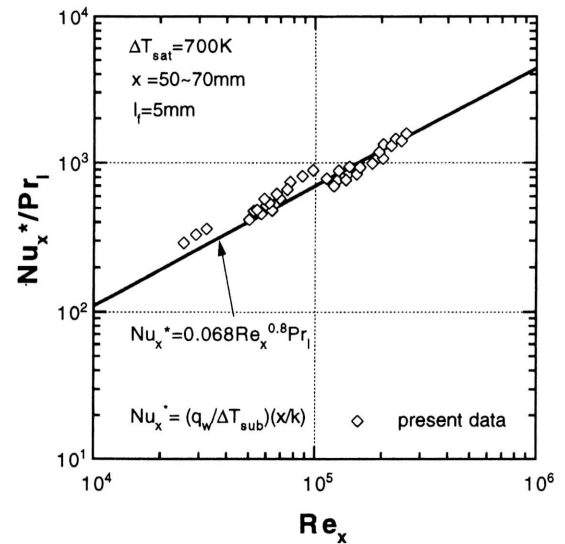


図16 周辺領域における実験結果の整理

## 6. ま と め

本研究では、実際の鋼材製造プロセスを念頭に置き、主に①噴霧冷却高温域の熱伝達分布、②噴霧冷却熱伝達モデル、③液膜流の膜沸騰熱伝達、④液膜流と干渉する噴霧冷却の膜沸騰熱伝達の理解を目的とした実験的・解析的検討を行った。その結果、サブクール液滴による噴霧冷却においても、サブクール液膜流またはサブクール液膜流と干渉する噴霧冷却においても、熱伝達には液体顕熱輸送が非常に重要であることが明らかになった。

(1995年9月14日受理)

## 参 考 文 献

- 1) 大久保・西尾, 54-501, B (1988), 1163.
- 2) 大久保・西尾, 54-500, B (1988), 934.
- 3) 大久保・西尾, 55-517, B (1989), 2846.
- 4) 大久保・西尾, 57-539, B (1991), 2349.
- 5) 大久保・西尾, 鉄と鋼, 79-4 (1993), 479.
- 6) Muller, H. and Jeschar, R., Arch. Eisenhüttenwes, 44-8 (1973), 589.
- 7) Bolle, L. and Moureau, J. C., Multiphase Science and Technology, 1 (1972), 1, Hemisphere Pub. Co.
- 8) Beck, J. V., Int. J. Heat Mass Transf., 13 (1970), 703.
- 9) 伊藤・ほか2名, 機論 (B), 55-511 (1989), 805.
- 10) Ito, T.・ほか2名, Bull. JSME, 35-4 (1992), 589.
- 11) 大久保, 東京大学博士論文 (1993).
- 12) 庄司・ほか2名, 機論 (B), 50-451 (1984), 716.
- 13) Wang, B. X. and Shi, D. H., Int. J. Heat Mass Transfer, 28-8 (1985), 1499.