垂直管内空気-水系噴霧流熱伝達*

北川 哲也^{*1}, 鳥居 薫^{*2}, 西野 耕一^{*3}

Heat Transfer of Air-Water Dispersed Flow in a Vertical Pipe

Tetsuya KITAGAWA, Kahoru TORII and Koichi NISHINO

The heat transfer and its enhancement of an air-water dispersed flow in a heated vertical pipe have been studied. The axial and circumferential wall temperature distributions were measured for various mist ratios and wall heat fluxes. The measured wall temperature increased sharply at a particular point in the direction of the stream with a notable variation in the circumferential profile. This sharp rise was thought to be caused by the breakdown of the water film rather than by its dryout. A separate experiment in which no heating was used was carried on to estimate the droplet deposition velocity and the water-film flow rate. Numerical analysis taking into account the heat and mass transfer from the water film was performed to estimate the mean wall temperature, and good agreement was obtained with the experimental results in the area where the entire inner surface of the pipe was covered with the water film. In this area, the rate of heat transfer was approximately seven times higher than that for a single phase air flow. This enhancement was shown to be mainly due to the evaporation of the water film. The mechanism of the heat transfer enhancement is discussed in detail using the numerical analysis results.

Key Words: Heat Transfer Enhancement, Mass Transfer, Multiphase Flow, Air-Water Dispersed Flow, Water Film, Droplet Deposition Velocity

1. 緒 言

空気流による冷却はガスタービン翼の冷却をはじめとして、コンパクト熱交換器、電子デバイスの冷却など、工業的に幅広く使用されている。この空気流の熱伝達を飛躍的に促進させる方法の一つとして、空気単相流中に水を噴霧することが考えられる。

加熱管内噴霧流に関する従来の研究は水蒸気-水系に代表される単成分噴霧流がほとんどであり、空気-水系噴霧流熱伝達に関する研究は少ない。しかし、水蒸気-水系では圧力一定の加熱区間のバルク温度は一定であるのに対し、後者ではバルク温度は変化し得ることにも見られるように、前者の系ではその蒸発量は壁面熱流束と蒸発潜熱のみで与えられるのに対し、後者では気液界面における熱および物質伝達抵抗が無視できないなど、その伝熱機構は根本的に異なると考えられる。森ら⁽¹⁾は内径1.8 mmの加熱細管に噴霧流を流入させた実験を行い、気流中の大部分の液滴は内壁上で液膜となり流動することを報告している。そし

て高い熱伝達は液膜で覆われている領域で実現され、それは液膜表面からの蒸発によるとしている。また、Leeら⁽²⁾は内壁に伝熱面を設けた41×41 mmのチャネル内に噴霧流を流しLDAによる液滴径測定などを行い、伝熱面に極薄液膜が形成される領域で同じく高い冷却効果が得られることを報告している。一方、Mastanaiahら⁽³⁾は、内径12.95 mmの加熱円管内に噴霧流を流し、ポストドライアウト領域を対象として試験部入口直前で流入液膜を除去した実験を行い、入口部で高い熱伝達率を得た。しかしながら、それが気流中の液滴により新たに形成された液膜によるものか、除去しきれなかった流入液膜によるものか不明である。

そこで本研究では、加熱円管内空気-水系噴霧流の伝熱機構を解明することを目的として、伝熱面上の極薄液膜形成に着目して実験および理論解析を行った。得られた実験結果の考察のために、円管内面を全周にわたって一様に覆う液膜を仮定し、その液膜からの蒸発を考慮した伝熱数値解析を行った。解析に必要な液膜の流量や噴霧流から液膜への液滴到達係数などは非加熱実験にて測定し、液滴到達係数については理論解析との比較も行った。

* 原稿受付 1996年7月1日。

*¹ 正員、横浜国立大学大学院(〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台79-5)。*² 正員、横浜国立大学工学部。*³ 正員、横浜国立大学大学院工学研究科。

おもな記号表

c_p	定圧比熱 J/(kg・K)
C	濃度 kg/m ³
D	拡散係数 m ² /s
d	管内径 mm
G	質量流量 kg/s
G_{in}^*	試験部入口での流入水液相質量流量に対する 液膜質量流量割合
h	熱伝達率 W/(m ² ・K)
h_D	物質伝達率 m/s
K	液滴到達係数 m/s
L	蒸発潜熱 J/kg
m_D	管内壁への液滴到達量 kg/(m ² ・s)
m_e	液膜からの蒸発量 kg/(m ² ・s)
M	ミスト比(=試験部入口での流入水液相質量 流量/全質量流量) % または分子量
Nu	ヌッセルト数 $=hd/\lambda$
Pr	プラントル数
$p_v(T)$	温度 T における飽和蒸気圧 Pa
q_w	壁面熱流束 W/m ²
R	ガス定数 J/(kg・K)
Re	空気レイノルズ数 $=4G_a/\pi d\mu_a$
Sc	シュミット数 $=\nu/D$
s	気流・液滴速度比 $=u_a/u_d$
T	温度 °C
u_a	空気平均流速 m/s
V	分子容
z	管軸方向距離 mm
λ	熱伝導率 W/(m・K)
μ	粘性係数 Pa・s
ν	動粘性係数 m ² /s
ρ	密度 kg/m ³
添字	
a	空気
b	混合平均
d	液滴
e	蒸発
f	液膜
i	液膜表面
m	噴霧流
s	顕熱
t	全体
v	蒸気
w	壁面

*: 無次元数

2. 実験装置および実験条件

2・1 噴霧流伝熱実験 図1に噴霧流伝熱実験試験部の概略を示す。垂直加熱試験部は、内径 $d=11$ mm、肉厚 0.5 mm の SUS 304 引抜管を長さ 500 mm にわたり交流で直接通電し、等熱流束加熱している。試験部の周囲は、断熱のためにセラミックファイバで覆われている。流れ場を発達させるため、試験部上流の長さ 220 mm ($=20d$) を速度助走区間とした。

噴霧流の形成は、ステンレス管の上流側に接続した同内径で長さ約 80 mm のアクリル管下端にノズルを上向きに設置し、管内に直接噴霧して行った。液滴の搬送流体である空気は、同じくアクリル管下端からブローにより供給され、管内で噴霧と混合する。これにより、管入口では飽和状態の湿り空気となり、液膜・液滴とともに流入する。噴霧生成には二流体ノズル〔株〕いけうち製, AKI 04〕を用い、メーカーによる噴霧液滴の公称平均径は 50~70 μm である。本実験では、液滴径の別途測定は行わなかった。

試験部外壁には管外壁温度測定用に計 108 本の K 熱電対をスポット溶接している。熱電対は流れ方向の向かい合う 2 列 (T_{w1} , T_{w2}) に 49 箇所取付けられ、さらに途中 5 箇所については円周方向に 2 点追加して周方向の温度分布測定も行っている。これらの熱電対の

Fig. 1 Test section for heat transfer measurement

出力は、5 s 間隔で 256 回(=約 21 min) サンプリグされた。管内壁温度は、測定された管外壁温度から一次元定常熱伝導と管外壁での断熱条件を仮定し算出した。試験部の入口および出口部管内には、おのおのの混合平均温度を測定するために、T 熱電対の温接点が管中心部に位置するように設置されている。また、試験部管後端($z > 650$ mm)に透明樹脂管を接続し、出口における流動状況の日視観察を可能としている。

実験は、 $q_w = 13 \sim 46$ kW/m²、 $G_t = (5.29 \sim 5.83) \times 10^{-3}$ kg/s、 $M = 2.8 \sim 8.6\%$ 、 Re は約 32 000 の条件で行った。

2.2 液滴・液膜流量測定実験 図2に液滴・液膜流量測定用試験部の概略を示す。本実験は非加熱状態で行われ、測定結果から液滴到達係数が算出され、後述の数値解析の代入条件とした。図1の伝熱試験部と幾何学形状を同一とするため、非加熱試験部には内径 11 mm、肉厚 2 mm の透明アクリル管を用いた。その入口には伝熱実験時と同様の長さ約 80 mm のアクリル管を接続し、流入状態の統一を図った。試験部出口には管中心部を流れる液滴と管内壁面上を流れる液膜を分離する液膜トラップを設け、一定時間の全量測定により液滴・液膜質量流量(G_d , G_f)を求めた。液膜トラップは、透明アクリルの中空容器で、下流に設けられた同内径のアクリル管を同一中心軸上で試験部出口と突き合わせられる構造をしている。両アクリル管の突き合わせすきまは約 5 mm とし、この間隔で試験部出口からの飛散液膜が下流の管に流入しないことを目視確認した。試験部長さは 220, 320, 420, 570 mm の 4 種類とし、これにより流れ方向の液滴・液膜の流量変化を知ることができる。試験部長さが 220 mm における液膜流量を伝熱試験部入口における初期液膜

Fig. 2 Device for measuring droplet and water film flow rates

流量とみなし、伝熱数値解析の入口条件とした。

実験条件は、伝熱実験における試験部流入条件と同一になるよう設定した。すなわち、 $G_t = (5.65 \sim 6.12) \times 10^{-3}$ kg/s、 $M = 3.0 \sim 8.5\%$ 、 u_a は約 45 m/s ($Re = 34\,600$) とした。

3. 伝熱解析

これまでに円管内の蒸気-水系噴霧流熱伝達の解析手法が提案されており⁽⁴⁾、これを空気-水系に適用したものも存在するが⁽³⁾、両者とも伝熱面は乾いた状態を前提としている。Matida-Torii⁽⁵⁾は、これらポストドライアウト領域を対象とした解析手法に液膜の存在を考慮に加えた解析を行っているが、解析の主眼が噴霧流中および壁面上での液滴蒸発に置かれている。また噴霧流から壁面への液滴到達係数は理論的に与えている。

一方、本研究では、液膜支配の流動・伝熱状況を示す実験結果が得られており(4.2節で詳述)、液滴蒸発が伝熱に及ぼす割合は小さいものと推察される。そこで本解析では、伝熱への寄与が高いと考えられる液膜の存在に主眼を置き、伝熱実験で得られた壁温変化などを予測するために、管内壁の液膜と主流側の噴霧流との熱・物質伝達をモデル化した数値解析を行った。また液滴到達係数には本実験値を用い、より実際に即した解析を目指した。図3は解析対象の模式図である。解析は以下の考察と仮定に基づいて行った。

(1) 解析対象領域を液膜流領域と噴霧流領域とに分割し、各領域で質量およびエンタルピーの保存を考える。

Fig. 3 Analytical model

(2) 液膜内の速度分布および温度分布は特に考慮せず、液膜表面温度と壁面温度は等しい。

(3) 液膜表面からの蒸発は拡散律則であり、熱伝達と物質伝達のアナロジーが成立するものとする。

(4) 噴霧流領域内は飽和状態に保たれており、浮遊液滴の管断面内分布は一様である。

(5) 噴霧流から液膜表面へは液滴供給が行われ、その液滴到達係数には非加熱実験で求めた値を用いる。液膜からの液滴発生(エントレインメント)は考えない。

(6) 噴霧流中で液滴の蒸発は行われなとする。

(7) 加熱は等熱流束条件とする。

最初に、管断面に対する質量保存は次式で表される。

$$\frac{dG_f}{dz} + \frac{dG_a}{dz} + \frac{dG_v}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

式中の左辺は第1項からそれぞれ流れ方向の液膜、液滴、蒸気の流量変化を表す。液膜流量は次式で与えられる。

$$\frac{dG_f}{dz} = (m_D - m_e)\pi d \quad \dots\dots\dots (2)$$

この G_f が零となったときを液膜のドライアウト点とした。またドライアウト点までの液滴および蒸気の流量変化は仮定(6)と式(1)、(2)より次式で与えられる。

$$\frac{dG_a}{dz} = -m_D\pi d \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{dG_v}{dz} = m_e\pi d \quad \dots\dots\dots (4)$$

次に、エンタルピー保存を考える。比エンタルピー(J/kg)を水の三重点(0.01°C)基準で考え、式の導出過程で式(1)、(2)の関係を用いた。その結果、液膜流領域のエンタルピー保存は次式で表される。

$$\begin{aligned} q_w - q_c - L_f m_e - G_f C_{pf} \frac{1}{\pi d} \frac{dT_f}{dz} \\ - m_e C_{pvf}(T_f - T_b) - m_D C_{pfa}(T_f - T_b) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、第1項は壁面からの熱流束、第2項は液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達、第3項は液膜の蒸発潜熱、第4項は液膜の顕熱、第5、6項は液膜からの蒸発蒸気および噴霧流から液膜への到達液滴の顕熱である。また、噴霧流領域に対するエンタルピー保存は次式で表される。

$$\begin{aligned} q_c - L_b \left(\frac{1}{\pi d} \frac{dG_v}{dz} - m_e \right) \\ - (G_a C_{pa} + G_v C_{pv} + G_d C_{pd}) \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} \\ + m_e C_{pvf}(T_f - T_b) + m_D C_{pfa}(T_f - T_b) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、第1項は式(5)と同様の対流熱、第2項は噴霧流中液滴の蒸発熱(本解析では零)、第3項は噴霧流(空気+蒸気+液滴)の顕熱、第4、第5項は蒸発蒸気と到達液滴の顕熱である。なお式(5)、(6)中の T_f は液膜の平均温度を意味するが、本解析対象の液膜は非常に薄いと考え、仮定(2)より $T_f = T_w$ とする。

液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達による伝熱量 q_c は次式で与えた。

$$q_c = h_{az}(T_w - T_b) \quad \dots\dots\dots (7)$$

上式中の局所熱伝達率 h_{az} は、各物性値を混合平均温度 T_b で与えることにより次式で評価した⁽⁶⁾。

$$\left. \begin{aligned} h_{az} &= Nu_{az} \cdot \lambda / d \\ Nu_{az} &= \begin{cases} Nu_{a\infty} \cdot \{1 + C/5\} & z/d \leq 5 \\ Nu_{a\infty} \cdot \{1 + C/(z/d)\} & z/d > 5 \end{cases} \\ C &= 0.8 \{1 + (Re/1700)^{-1.5}\} \\ Nu_{a\infty} &= \frac{(f/2)Re \cdot Pr}{1.07 + 12.7\sqrt{f/2}(Pr^{2/3} - 1)} \\ f &= (3.64 \log_{10} Re - 3.28)^{-2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

液膜からの蒸発量 m_e は熱伝達と物質伝達のアナロジーに基づいて次式で与えた⁽⁷⁾。

$$\left. \begin{aligned} m_e &= h_D(C_{vi} - C_{vb}) \\ C_{vi} &= p_v(T_w)/R_v T_w, \quad C_{vb} = p_v(T_b)/R_v T_b \\ h_D &= h_{az} / \left\{ \rho_a C_{pa} \left(\frac{Sc}{Pr} \right)^{2/3}, \quad Sc = \nu_a / D \right\} \\ D &= 0.04357 \frac{T^{3/2}}{P(V_a^{1/3} + V_v^{1/3})^2} \sqrt{\frac{1}{M_a} + \frac{1}{M_v}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

上式中の C_{vi} 、 C_{vb} は液膜表面および噴霧流中の蒸気濃度である。また、 V_a 、 V_v は空気と蒸気の分子容、 M_a 、 M_v はそれらの分子量である。熱伝達率 h_{az} は式(8)から求め、各物性値の評価温度および拡散係数 D の温度 T は膜温度 $(T_f + T_b)/2$ で与えた。

噴霧流から液膜への液滴到達量 m_D は次式で与えた。

$$\left. \begin{aligned} m_D &= K C_d \\ &= K \cdot \rho_a \frac{G_d}{G_a} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで C_d は気流中の液滴の平均濃度である。また、液滴到達係数 K は非加熱実験で求められた値を代入した。

以上の基礎式を用い、下流方向への各物理量の変化を数値積分により求めた。具体的には式(2)～(6)を連立させ、液膜、液滴、蒸気の各流量 G_f 、 G_a 、 G_v を式(2)～(4)により、壁面温度 $T_w (= T_f)$ を式(5)より、

Fig. 4 Variation of the droplet flow rate along the axis

噴霧流の混合平均温度 T_b を式(6)より求めた。また試験部入口条件として空気質量流量、水質量流量、試験部入口における液膜質量流量割合、静圧、噴霧流バルク温度を実験値として与えた。

4. 実験結果および考察

4・1 液滴到達係数 図2の非加熱実験装置により測定された液滴質量流量 G_d の流れ方向変化を図4に示す。図4中の表には、試験部長さ220 mmにおいて測定された液膜流量を合計水質量流量(= $G_f + G_d$)で無次元化したもの、すなわち伝熱試験部入口での液膜の質量流量割合 G_{fin}^* を、ミスト比 M に対して示す。この結果から本実験条件では、ノズルから噴霧された液滴の大部分(約90%)は液膜として試験部に流入することが確認された。

液滴到達係数 K [m/s] は次式により算出される⁽⁸⁾。

$$K = -H_m \frac{u_a}{s} \frac{d(\ln G_d)}{dz} \quad \text{..... (11)}$$

ここで H_m は流体平均深さで $d/4$ である。また気流・液滴の速度比 s は経験的に1.0とした⁽⁹⁾。図4中の直線は、得られたデータに $G_d = A \cdot e^{B \cdot z}$ を回帰させたものである。求めた B の値を式(11)に代入して得た K の値を図4中の表に示す。本実験条件下では、液滴到達係数は0.3~0.43 m/sと評価された。ところで、ノズルを用いて液滴を管内に吹き込む類似の実験から次の実験相関式⁽¹⁰⁾が提案されている。

$$K = 0.0035 u_a^{1.17} \quad \text{..... (12)}$$

図4の本実験条件に対してこの相関式より予測される液滴到達係数は0.37 m/sとなり、本測定値はそれとよく一致する。

乱流気相中の噴霧流に関する液滴到達係数の理論解

Fig. 5 Comparison between numerical calculation and measurement of wall and bulk temperatures ($G_i \approx 5.4 \times 10^{-3}$ kg/s, $M \approx 4.7\%$)

析式として次式が報告されている⁽⁵⁾⁽¹¹⁾。

$$\frac{K}{u_\tau} = \frac{1.224 \eta_e^2}{\frac{\eta_e}{0.75} + 2.5 \ln \left\{ \frac{1 + 2[1 - 60/(Re\sqrt{C_f/2})]^2}{1 - [1 - 60/(Re\sqrt{C_f/2})]^2} \right\}} \quad \text{..... (13)}$$

ここで、 η_e は気流速度変動に対する液滴速度の振幅比、壁面摩擦係数は $C_f/2 = 0.03955 Re^{-0.25}$ 、摩擦速度は $u_\tau = \sqrt{C_f/2} \cdot u_a$ である。この式による液滴到達係数の予測値は0.12 m/sであり、本実験値を大きく下回っている。この差異の理由として、理論解析では半径方向の液滴濃度分布が十分に発達した噴霧流を対象としていることが考えられる。すなわち、本実験のようにノズルで液滴を吹き込む場合にはかなり下流まで濃度分布は十分には発達せず⁽⁹⁾、そのために理論解析に比べて液滴到達係数が2~3倍大きくなるものと考えられる。

4・2 伝熱実験 図5に試験部内壁温度の流れ方向変化を示す。この結果は、ミスト比をほぼ4.7%に保ち、熱流束を16, 21, 31, 42 kW/m²の4段階に変化させて測定したものである。図5中の●と▲は、試験部の対向する位置での温度であり(図1)、それぞれ約21分間の平均値である。

$q_w = 42$ kW/m²における壁温は、試験部入口から

$z/d < 20$ の領域で●と▲がほぼ一致する。すなわち円周方向の温度変化はほとんどなく、流れ方向への温度上昇は小さい。また、温度の時間変動はほとんど見られなかった。これらのことから、この領域では試験部内壁が円周方向に均一な液膜で覆われていると考えられ、「均一液膜領域」と呼ぶ。

均一液膜領域の下流では、壁温はある点を境に急激な上昇を始める。 $q_w = 42 \text{ kW/m}^2$ の条件では、▲が●より低い値を示すと同時に、流れ方向の壁温分布に凹凸が見られる状態になる。壁温急上昇後の対向測定列の温度変動を調べたところ、どちらも最大約 200°C もの変動が見られた。●では約 10 分周期の大変動が生じているのに対し、▲ではそのような大変動に加えてさらに約 2~3 min 周期で 100°C 程度の小変動も確認された。以上の結果から、 $z/d = 20$ での温度上昇は、それまでの均一な液膜が、円周方向のある部分で不均一かつ非定常に破断し始めたことによるものと考えられる。以下この位置を「液膜破断開始点」と呼ぶ。

液膜破断開始点より下流では、ドライアウトしきらない液膜が壁面上でリビュレット(すじ)状⁽¹²⁾などの分散した状態を形成し、周方向および流れ方向に不均一に時間的に位置を変えながら流れていくために、上述のような大振幅かつ長周期の壁温変動が発生すると考えられる。以下、液膜破断開始点から液膜がドライアウトするまでの領域を「リビュレット状液膜領域」と呼ぶ。

伝熱実験において、試験部出口液膜などの流出状況を目視観察した結果、熱流束の最も高い $q_w = 42 \text{ kW/m}^2$ の条件でも、破断したりビュレット状液膜が流出していることが確認されており、上述の流動様式の推察と整合する。なお、図 5 中の●と▲につねに一定の大小関係が生じるのは、管路のわずかなミスアラインメントなどの装置固有の原因によって●側より▲側のほうにリビュレット状液膜が多く存在しやすかったためと思われる。

液膜破断開始点を定める壁温の急上昇点は、熱流束が小さくなるにつれて下流側に移動し、 $q_w = 16 \text{ kW/m}^2$ では、本試験部長さの範囲内には液膜破断開始点は存在しない。それと対応してこの条件では、試験部出口の円周全域から液膜が流出していることを目視で確認した。図としては特に示していないが、 $M = 8.6\%$ で $q_w = 26 \sim 46 \text{ kW/m}^2$ とした実験でも、上述の結果と同様の壁温ならびに試験部出口状況を示した。一方、 $M = 2.8\%$ で $q_w = 22 \sim 31 \text{ kW/m}^2$ の条件では均一液膜領域は $z/d < 6$ の範囲でしか存在せず、試験部出口からは流出液の確認もされなかった。

図 5 の実線と破線は、それぞれ 3 章の伝熱解析から得られた壁温 $T_{w,calc}$ と混合平均温度 $T_{b,calc}$ である。解析の代入条件である K と G_{in} には、図 4 中の表の $M = 5.0\%$ に対する値を用いた。解析は液膜が管内周方向に一樣に存在していることを仮定しているため、その仮定が管路全域で成立していると考えられる $q_w = 16 \text{ kW/m}^2$ に対しては、解析結果は実験値と良好な一致を見せている。熱流束が大きくなると、液膜破断開始に起因する壁温上昇が発生し、このリビュレット状液膜領域において解析結果と実験値との一致は見られなくなるが、それより上流の均一液膜領域では良好な一致を見せる。本解析では、液膜の平均温度が壁温に等しいことを仮定しているが、均一液膜領域に対する結果から本実験条件におけるこの仮定は妥当であるといえる。本解析とは別に、管内に形成される液膜が層流であると仮定し、内壁-液膜表面温度差 ($T_w - T_i$) を概算してみた⁽¹³⁾。 $q_w = 42 \text{ kW/m}^2$ (図 5 の最上段) を例にとると、試験部入口での液膜レイノルズ数は 28 でそれに対応する液膜厚さは約 $35 \mu\text{m}$ と非常に薄く、それによる温度差は 2.4°C 程度と推定された。この見積もりからも液膜の温度はほぼ壁温に等しいことが確認された。

図 5 の $z/d = 45.5$ (グラフ右端) の×印は試験部出口流体温度の測定結果である。実験値は計算値 $T_{b,calc}$

Fig. 6 Calculated results

より若干低い値を示しているが、この原因として測定位置が厳密に $z/d < 45.5$ ではなくさらに下流方向位置 ($z/d \approx 59$) であること、熱電対接点に噴霧流中液滴の付着防止のための配慮を特に行っていないこと、などが考えられる。

図6に $q_w = 31 \text{ kW/m}^2$, $M = 4.8\%$ (図5の上から2段めに対応) における、実験による壁温と各種計算値を試験部流れ方向に対して示す。

最上段は図5と同様の実験による壁温 (●: T_{w1} , ▲: T_{w2}) と計算による壁温 T_{w_calc} と混合平均温度 T_{b_calc} を示したものである。実験の壁温から液膜破断開始点は $z/d = 30$ 付近であると考えられる。それ以降のリビュレット状液膜領域では実験による壁温は急上昇するが計算結果は低温を保ち続けている。

図6の中段は、計算により得られた各質量流量を試験部入口における水と水蒸気の合計質量流量 ($= G_f + G_d + G_v$) で無元化したものである。 G_f^* , G_d^* , G_v^* はそれぞれ液膜、液滴、蒸気の流量で、三者の合計は式(1)で表されるように一定である。なお、 G_{me}^* , G_{mb}^* はそれぞれ液膜からの蒸発量および噴霧流から液膜への液滴到達量である。

液膜は試験部入口で上述の合計質量流量の約71% (流入水液相質量流量に対しては約90%) の割合で流入し、流れ方向に減少するが、試験部の範囲内 ($z/d < 45$) ではドライアウト ($G_f^* = 0$) に達しない。計算上は $z/d = 60$ でドライアウトする結果となる。実験でも試験部出口から管壁を伝う大径液滴の流出が目視観察されており、円周方向に均一ではないにせよ管壁上に液が残留するという点で計算は実験と矛盾せず、リビュレット状液膜の存在を裏付けている。一方、図5の最上段 ($q_w = 42 \text{ kW/m}^2$) の解析結果 T_{w_calc} は、 $z/d = 44$ 付近で計算上のドライアウト点を示す壁温急上昇が見られる。しかし前述のように、試験部出口における目視観察からはこの位置でドライアウトは確認されていない。これは、円周方向に均一な液膜という解析上の仮定と、液膜破断後のリビュレット状液膜という実際の現象との差異に起因するものと思われる。しかしながら、実験に見られる壁温の急上昇を予測するためには、ドライアウト点の予測より円周方向に不均一な現象である液膜破断を適切に予測する必要がある、今後の検討課題である。

最下段は、管断面において熱輸送に主たる貢献をなす項の変化を示したものである。ここで、管断面に対するエンタルピー保存式は式(5)、(6)の和として次式で表される。

Fig. 7 Heat transfer enhancement ($G_t \approx 5.4 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, $M \approx 4.7\%$)

$$\left. \begin{aligned} & (G_d c_{pa} + G_v c_{pv} + G_d c_{pd}) \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} / q_w \\ & + G_f c_{pf} \frac{1}{\pi d} \frac{dT_f}{dz} / q_w \\ & + L_f m_e / q_w + L_b \left(\frac{1}{\pi d} \frac{dG_v}{dz} - m_e \right) / q_w = 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、第1項は噴霧流の顕熱、第2項は液膜の顕熱、第3項は液膜の蒸発熱で、図6中にはそれぞれ Q_{fs}^* , Q_{fe}^* , Q_{fb}^* として示している。なお第4項は噴霧流中の液滴の蒸発熱であるが、本解析では3章の仮定(6)から液滴の蒸発は考慮していないため零となる。

図6より、試験部入口付近では液膜の顕熱輸送 Q_{fs}^* が伝熱に大きく寄与していることがわかる。しかし、まもなく液膜の蒸発による熱輸送 Q_{fe}^* が大半を占めるようになり、これは G_{me}^* の変化に対応している。ミスト比が4.8%のため気相流量は質量割合で約95%以上に達するが、それによる顕熱輸送 Q_{fs}^* は2割程度であり、ごく微量の水の添加が伝熱に大きく寄与していることがわかる。

図7は、実験による壁温 (●: T_{w1} , ▲: T_{w2}) とエンタルピー保存式と実測値を用いて算出した混合平均温度 T_{b_calc} との温度差および壁面熱流束 q_w で定義した

局所熱伝達率(h_{z1} , h_{z2})を、式(8)で与えられる熱伝達率 h_{az} で無次元化したものである。すなわち空気単相流に対する空気-水系噴霧流による伝熱促進率を表す。実験条件は図5と同様で、伝熱促進率の不確かさは最大 $\pm 15\%$ (95%包括度)である。

図7より、液膜の蒸発による伝熱促進効果は、熱流束の増加に伴い顕著になっていくことがわかる。特に $q_w = 42 \text{ kW/m}^2$ では、均一液膜領域で局所的に7倍以上の伝熱促進が実現されているが、 $z/d = 20$ 付近の液膜破断開始点以降は急激に減少し、空気流と同程度までに低下している。この領域には、前述したようにリビュレット状液膜が形成されているが、その存在は時間平均熱伝達にはほとんど寄与しないようである。これらの結果から、高い熱伝達は管内周方向が一様に液膜で覆われている均一液膜領域で実現し、その破断が発生した後は、液相が存在しても伝熱促進効果はほとんど得られないといえる。

5. 結 論

垂直管内空気-水系噴霧流を対象とした加熱・非加熱実験を行った。加熱実験では、壁面熱流束 $13 \sim 46 \text{ kW/m}^2$ 、全質量流量 $(5.29 \sim 5.83) \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、ミスト比 $2.8 \sim 8.6\%$ 、空気レイノルズ数 $32\,000$ の条件の下で、壁温分布を管軸方向に管直径の約45倍の範囲まで測定した。非加熱実験では加熱実験に対応した条件の下で、液滴および液膜流量の管軸方向変化を測定した。また得られた実験結果を数値解析結果と比較検討し、以下の結論を得た。

(1) 熱流束が高い場合には、液膜破断開始に相当すると考えられる壁温急上昇点が見られた。それより下流では、リビュレット状液膜の非定常挙動に関連する大振幅かつ長周期の壁温変動が観察された。

(2) 本実験条件での液滴到達係数は $0.3 \sim 0.43 \text{ m/s}$ と見積もられ、類似条件下の他の実験結果とよく一致した。この結果は、液滴濃度分布が半径方向に十分に発達していることを仮定する理論値よりかなり大きい。

(3) 円周方向に均一な液膜の存在を仮定した本数値解析から得られた壁温分布は、液膜破断開始点より上流では実験結果と良好な一致を示したことから、解析方法の妥当性が確認された。

(4) 空気-水系噴霧流で得られる高い熱伝達率は均一液膜領域において実現され、リビュレット状液膜領域での熱伝達促進はわずかである。

本研究の実験遂行にあたり当時本学学部生 橘信仁、九木田教明両氏、ならびに大学院学生 山崎仁氏の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) 森 康夫・土方邦夫・安永寿夫, 機論, **47**-419, B (1981), 1332-1340.
- (2) Lee, S. L., Yang, Z. H. and Hsuya, Y., *J. Heat Transf.*, **116** (1994), 167-172.
- (3) Mastanaiah, K. and Ganic, E. N., *J. Heat Transf.*, **103** (1981), 300-306.
- (4) 小泉安朗・植田辰洋・田中宏明, 機論, **45**-395, B (1979), 1021-1028.
- (5) Matida, E. A. and Torii, K., *JSME Int. J. Ser. B*, **38**-4 (1995), 628-636.
- (6) 日本機械学会, 伝熱工学資料, 改訂第4版, (1986), 55-57.
- (7) Holman, J. P., *Heat Transfer*, SI Metric Edition, (1989), 583-593, McGraw Hill.
- (8) 植田辰洋, 気液二相流, (1981), 156-157, 養賢堂.
- (9) 波江貞弘・植田辰洋, 機論, **38**-308, 2 (1972), 821-831.
- (10) Alexander, L. G. and Coldren, C. L., *Ind. Eng. Chem.*, **43** 6 (1951), 1325-1331.
- (11) Yang, Z. H. and Lee, S. L., *Part. Part. Syst. Charact.*, **8** (1991), 72-78.
- (12) 植田辰洋, 気液二相流, (1981), 203, 養賢堂.
- (13) 植田辰洋, 気液二相流, (1981), 175-178, 養賢堂.