

空気—水系管内噴霧流における伝熱促進機構

(課題番号 08650244)

平成8年度～平成9年度科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))
研究成果報告書

平成10年3月

横浜国立大学附属図書館



10518801

研究代表者 鳥居 薫
(横浜国立大学工学部教授)

はしがき

高性能な伝熱促進技術は、高効率化・省エネルギー・省スペースの観点から近年ますます重要になっている。ガスタービン翼の冷却、電子デバイスの冷却、コンパクト熱交換器など空気で冷却されている機器は多く、気流中に水を噴霧することにより水滴の大きな蒸発熱をうまく利用できれば、ごく微量の水滴を添加することで飛躍的な伝熱促進が期待される。空気-水二成分系の場合には水の蒸発潜熱が大きいいため、特にこの効果が期待される。

従来の空気-水系噴霧流冷却の研究は、主として加熱物体周りを対象に行われてきた。また、本手法によれば空気の数倍～十数倍の熱伝達率が得られ、それは伝熱面上に形成される極薄液膜からの蒸発に依ることがわかっている。工業的にはガスタービン翼内部流路冷却に代表されるように、細管内部流路が冷却対象となる場合も想定される。伝熱面の外部流と内部流とでは伝熱を左右すると考えられる伝熱面上の極薄液膜流の形成および挙動に相違が生じると考えられるが、内部流路冷却を対象とした研究報告はあまりない。

一方、水蒸気-水単成分系噴霧流熱伝達に関する研究は管路内部流を対象として比較的多く行われている。しかし、本研究で対象とする空気-水二成分系の液相の相変化現象は単成分系のそれと本質的に異なる。特に管内壁周方向が液膜で一様に覆われている領域では、単成分系の場合液膜表面温度および噴霧流温度は系の圧力に対応する飽和温度で一意に与えられるが、二成分系の場合液相の蒸発は物質拡散により支配されるため前述の両温度間には大きな差が生じる。伝熱機構に特に影響すると考えられる相変化機構にこれだけの差異があることから、正確な現象把握を行うためには空気-水系に限定した研究が必要とされる。

本研究は、空気単相流に比べ液体の蒸発による飛躍的な伝熱促進効果が期待される空気-水系管内噴霧流を対象として、実験的・解析的な検討を行ったものである。噴霧流伝熱実験における壁温測定実験では、従来の同種の研究に比し壁面上に高密度・多数の熱電対を設置することにより詳細な時系列壁温挙動の把握を可能にした。得られた実験結果の比較・検討のため、熱・物質伝達を考慮した伝熱数値解析シミュレーションモデルを構築した。

本報告書は以上の研究課題の成果を取りまとめたものである。

研究組織

研究代表者： 鳥居 薫（横浜国立大学工学部教授）

研究経費

平成8年度	1,700 千円
平成9年度	500 千円
計	2,200 千円

研究発表

1. 学会誌等

- [1] 加藤裕之, 西野耕一, 三枝宏, 鳥居薫, 非球形粒子の粒子径・速度のステレオ画像計測, 63 巻, 606 号 (1997-2), pp.461-468.
- [2] 北川哲也, 鳥居薫, 西野耕一, 垂直管内空気—水系噴霧流熱伝達, 日本機械学会論文集 (B編), 63 巻, 608 号 (1997-4), pp.1359-1366.
- [3] Kitagawa, T., Torii, K. and Nishino, K., Heat Transfer of Air-Water Dispersed Flow in a Vertical Pipe, Heat Transfer Japanese Research, (1997) (*to appear*).
- [4] 北川哲也, 西野耕一, 鳥居薫, 空気—水系噴霧流リビュレット状液膜領域の伝熱特性, 日本機械学会論文集 (B編), 掲載予定.

2. 口頭発表

- [1] 北川哲也, 鳥居薫, 西野耕一, 垂直管内空気—水系噴霧流熱伝達, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol. III (1996-5), pp.815-816.
- [2] Nishino, K., Kato, H., Saegusa, H. and Torii, K., Stereo Imaging Measurement of Size and Velocity of Particles in Dispersed Two-Phase Flow, The Forty-Ninth Annual Meeting, Division of Fluid Dynamics of the American Physical Society at Syracuse University, Syracuse, New York, 1996.

目 次

はしがき	1
研究組織	2
研究経費	2
研究発表	2
目次	3
研究成果概要	5
付録 主要発表論文	13

研究成果概要

1 序論

本研究は、高性能な冷却手法として従来より注目されている空気—水系噴霧流冷却について、噴霧流を垂直加熱円管内に流した際の伝熱機構の把握を目的とする。

従来の噴霧気流冷却の研究は主として加熱物体周りを対象に行われてきた。また、本手法によれば空気の数倍～十数倍の熱伝達率が得られ、それは伝熱面上に形成される極薄液膜からの蒸発によることがわかっている。

ガスタービン翼の高性能冷却法として、従来の空気流に代わり水冷却または蒸気冷却が提唱されている。これらは冷却媒体は異なるものの、空気冷却と同じく流体の顕熱輸送効果を利用したものである。仮に、タービン翼内細管流路を流れる空気流に微量の水滴を混入させると、水の蒸発潜熱により従来の顕熱冷却に比べ格段の伝熱性能が期待できると同時に、水の蒸発時の体積増加が空気に吸収される形になり圧力変動なども起きにくい。このように工業的には狭い流路内の空気—水系噴霧流冷却も要求されるものの、これに関する研究報告はあまりない。

一方、水蒸気—水単成分系噴霧流熱伝達に関する研究は管路内部流を対象として比較的多く行われている。しかし、本研究で対象とする空気—水二成分系の液相の相変化現象は単成分系のそれと本質的に異なるため、より正確な現象把握のためには空気—水系に限定した研究が必要とされる。

そこで本研究では、加熱細管内冷却に空気—水系噴霧流を用いることを前提とした以下の実験的・解析的検討を行った。

1. 垂直加熱管内に空気—水系噴霧流を流した際の管壁温時系列挙動の把握。
2. 非加熱実験による液滴・液膜流量の測定。
3. 伝熱実験の壁温挙動などを検討するための熱・物質伝達を考慮した数値解析手法の構築。
4. 実験結果と解析結果の比較・検討から伝熱機構などを考察。

2 噴霧流伝熱実験

2.1 実験装置

伝熱試験部には内径 11 mm, 肉厚 0.5 mm のステンレス管を用い, 流れ方向 500 mm 区間を低電圧・大電流の交流で直接通電加熱した。なお, 試験部周囲は断熱材で覆われている。これにより, 単位体積あたりの発熱量一定の条件が実現されると考えた。また, 試験部後端には出口付近の管内流動観察用の透明管を取り付けた。

噴霧流は試験部下端に設置された同内径の亚克力管内を流れる空気流 (ブロワで供給) 中に直接噴霧して生成した。これにより, 気相流は試験部入口で飽和湿り空気となり, 液滴および内壁上に形成された液膜とともに流入する。なお, 液滴の公称平均径は約 50~70 μm である。

試験部表面には K 型熱電対が管軸に対して向かい合う位置に 2 箇所, 流れ方向に 10 mm 間隔で計 49 箇所スポット溶接されている。さらに流れ方向 5 箇所については周方向に 2 点の測定箇所を加え周方向の分布も確認できるようにしている。これら合計 108 本の熱電対出力は, 5 秒間隔で 256 回 (=約 21 分間) 多チャンネルデータ収録装置とコンピュータにより取り込まれる。

実験は, 熱流束 9~46 kW/m^2 , 試験部流入総質量流量 $(2.95\sim 6.84) \times 10^{-3} \text{ kg}/\text{s}$, ミスト比 (=水質量/流体総質量) 2.8~8.8 % および試験部入口空気流速 24~55 m/s の条件で行った。

2.2 時間平均壁温分布

各熱電対の時系列データを時間平均化し, それを流れ方向の分布として示すことで試験部壁温の全体像を掴む。ここでは, ミスト比が約 4.7 %, 熱流束が 16, 21, 31, 42 kW/m^2 の結果について検討する。熱流束が比較的大の実験結果は, 試験部入口からしばらくの間低壁温で管周方向の温度分布が無い領域が続き, ある流れ方向位置で壁温の急激な上昇が見られ, その後周方向の温度分布が生じ始める, という 3 種の壁温特性を示す。これは熱流束が小さくなるにつれ, 壁温低温部は下流方向に拡大, 温度上昇点も下流方向に移動, そして温度分布部は縮小するという変化を見せる。

空気单相流にはみられないこれらの特徴的な壁温分布は, 管内壁に形成される液膜挙動と密接に関係していると考え, 次のような流動状況を推察した。1. 管内壁円周方向を一樣に覆う液膜が試験部開始から流れ方向にわたりしばらく続く。2. ある流れ方向位置で円周方向の液膜の一部が破断する。3. 破断後の液膜はすじ (リビュレット) 状化して管周方向に乾き面と濡れ面を生むことで周方向壁温分布が生じる。本研究ではこれらの領域

をそれぞれ「均一液膜領域」「液膜破断開始点」「リビュレット状液膜領域」と定義・分類した。

2.3 非定常壁温挙動

ある実験条件における試験部流れ方向壁温分布の非定常挙動から、液膜破断開始点を示す壁温の急上昇点は流れ方向にほとんど位置を変えていない、つまり流れ方向に占める均一液膜領域範囲はほぼ一定であることが確認された。また、リビュレット状液膜領域における、大振幅の壁温変動が確認された。

リビュレット状液膜領域の周方向4箇所の時系列壁温測定の結果、リビュレット状液膜の管内周方向揺動が示唆された。また、壁温変動値の周波数スペクトルから、大部分の大振幅は数分オーダの長周期に集中しており、その傾向は流れ方向位置や実験条件に依らないことがわかった。

従来、液膜を伴う加熱管内の壁温変動に関する研究は主に水蒸気—水単成分系で行われてきた。それによると、比較的長周期（＝数秒程度）の壁温変動は系の流動不安定の影響が大きいとされているが、本実験ではこのような流動変動は確認されなかった。また、本実験で得られた壁温変動は従来単成分系で確認されているものに比べ相当に長周期で、変動幅も大きい。従来の研究と本研究とでは実験条件が異なるため定量的なことは言えないが、単成分系と二成分系では壁温変動特性に相違が見受けられる。特に変動幅に関しては、水蒸气流に比し空気流の熱伝達率が小さいため後者の乾き面温度が高くなり変動幅が大規模化するととの定性的考察が浮かび上がる。

3 液滴・液膜流量測定実験

3.1 実験装置

本実験は、後述の伝熱数値解析の代入条件となる液滴到達係数および試験部流入液膜流量を求める目的を持つ。

本実験は非加熱環境下で行った。試験部としてアクリル管を用い、その後端で液膜と液滴を分離し、それぞれの全量測定により液滴と液膜の質量流量を求めた。そして、試験部長さを4種類（0.22, 0.32, 0.42, 0.57 m）に変化させることで両質量流量の流れ方向変化が得られた。なお、試験部長さ0.22 mにおける測定値を加熱試験部の入口相当位置（ $z = 0$ ）での値とした。実験条件は空気流速が45 m/s、ミスト比が3～9%である。

3.2 実験結果

液滴流量測定値は、試験部流れ方向に減少する傾向を示した。この結果と従来の計算手法から液滴到達係数を $0.3\sim 0.43$ m/s と評価した。この値は過去に報告されている乱流気相中の噴霧流に関する理論解析値の数倍の値であるが、過去にノズルを用いて液滴を管内に吹き込む類似の実験で得られた実験相関式とは妥当な一致を示した。このことから、本実験で得られた液滴到達係数はノズル吹き込みの影響が強く残っていると考えられる。なお、後述の数値解析では本実験で得られた液滴到達係数を使用した。

本実験で加熱試験部入口相当位置 ($z = 0$) における液膜質量流量が測定され、試験部に流入する水の約 90 % は液膜で流入することを確認した。この流量は全水質量流量に対する比、即ち試験部流入液膜流量割合として計算の代入条件となる。

4 伝熱数値解析

4.1 概要

伝熱実験結果の比較・検討を行うための数値解析シミュレーションモデルを構築した。上述の伝熱実験で測定された壁温挙動は、「均一液膜領域」と「リビュレット状液膜領域」において特徴的な結果を示した。そこで本解析は、この2種の液膜領域を対象として行われた。

4.2 均一液膜領域

本領域の解析は、試験部内壁周方向が液膜で覆われた状態が対象となる。解析にあたり、次の仮定を考慮した。

1. 解析対象領域を液膜流と噴霧流の2つに分割し、各領域で質量およびエンタルピーの保存を考える。
2. 蒸発現象は拡散律則であり、熱伝達と物質伝達のアナロジーが成立するものとする。なお、伝熱に寄与する液相の蒸発は液膜表面でのみ行われ、噴霧流中のそれは考えない。
3. 液膜の流れは層流とする。また、液膜は非常に薄いため、液膜表面温度と壁面温度は等しいとする。
4. 噴霧流から壁面へは液滴供給が行われる。なお、液膜からの液滴発生（エントレインメント）は考えない。
5. 管壁内部を伝わる周方向熱伝導は無視する。
6. 加熱は等熱流束条件とする。

4.3 リビュレット状液膜領域

本領域の解析は、液膜が管周方向の一部にのみ存在し、それ以外は乾き面である状態が対象となる。解析は、前節の仮定 (2)~(6) に加え以下の仮定を考慮した。

1. 解析対象領域をリビュレット状液膜流と噴霧流の2つに分割し、各領域で質量およびエンタルピーの保存を考える。
2. リビュレット状液膜は、円周に対する「濡れ割合 $\alpha (0 \leq \alpha \leq 1)$ 」の幅で流れ、その厚さは一定とする。
3. 噴霧流から壁面への到達液滴のうち、液膜へ到達したものは液膜の流量増加に、乾き面へ到達したものはそこで蒸発して蒸気の流量増加にそれぞれ寄与する。

4.4 計算手法

計算は試験部入口条件に実験値を与え、 $z = 0$ から均一液膜領域の基礎式を流れ方向に積分する。その後、ある流れ方向位置で均一液膜からリビュレット状液膜の計算に移行するが、その遷移点である液膜破断開始点を精度良く予測することは困難であるため、実験の壁温が急上昇する位置をその位置として対応させた。そして、それより下流ではリビュレット状液膜領域の計算を適用した。

5 実験結果と計算結果の比較・検討

5.1 実験と計算の壁温

試験部入口から低い壁温を示す均一液膜領域では計算値は実験値とよく一致した。壁温急上昇を示す液膜破断開始点で、均一液膜領域の解析からリビュレット状液膜領域の解析へと移行する。それと同時に濡れ面—乾き面温度差が生じる。ここで、この温度差は実験壁温の最大—最小差を与えると考えられる。伝熱実験で得られた壁温変動の中で、流れ方向のある位置で確認される最大—最小壁温差と同位置における乾き面—濡れ面温度差の計算値を比較してみたところ、計算の温度差は実測の壁温変動の上限を与えるにとどまった。しかし、この計算値に周方向熱伝導と濡れ割合等を考慮した補正を加えたところ、計算結果は実験結果を良く表し得た。

5.2 伝熱促進率

本解析から実験では未測定 of 噴霧流バルク温度の流れ方向変化が得られ、これと実測の壁温と熱流束を併せて熱伝達率が求まる。さらにこの値を噴霧流と同一質量流量の空気単

相流の熱伝達率で無次元化することで、本冷却手法の空気流に対する伝熱促進率が得られる。この結果、高い熱伝達率は均一液膜領域で実現されており、熱流束最大の条件では最大で7倍近い伝熱促進率を示した。しかし、リビュレット状液膜領域では壁面上に液相が残っているにもかかわらずその熱伝達率は空気単相流とほとんど変わらない程度に低下した。

5.3 均一液膜形成条件

加熱開始位置以降の均一液膜領域における液膜厚さは流れ方向に徐々に減少し、リビュレット状液膜領域では解析の仮定に従い厚さ一定となる。これにより、均一液膜流として流動可能な「限界液膜厚さ」が得られる。この限界液膜厚さを気液界面摩擦速度に対して整理したところ、摩擦速度の増加につれて限界液膜厚さも薄くなるという一定の相関が認められた。過去に垂直二重円管内の空気—水系上昇液膜流における破断開始点の液膜厚さが報告されているが、本解析結果はこの実験結果の半分以下の値となるものの、両者の傾向は妥当に一致した。一方、本伝熱実験とは別に行われたコンダクタンスプローブ法による加熱試験部内の液膜厚さの測定結果は、本解析結果に近い値を与えている。

このように実験と解析の比較から得られた限界液膜厚さ—気液界面摩擦速度の関係を前述の伝熱数値解析に組み込むことで、均一液膜の形成条件が示された。

5.4 その他の解析結果

リビュレット状液膜領域の解析で、リビュレット幅に相当する濡れ割合が得られた。その値は流れ方向に減少する傾向を示し、これは乾き面が下流方向に拡大することを意味する。

液膜、液滴、蒸気の質量流量の流れ方向変化を得た。液膜流量は流れ方向に減少するが、リビュレット状液膜領域に入るとその減少率は小さくなる。本解析では限りなく液膜の幅が小さくなることが仮定されているため、厳密には液膜流量がゼロにならない。実際にはリビュレットの幅がある程度以下に狭くなると表面張力などの作用でさらに細流化または滴状化すると考えられる。なお、本計算条件に対応する実験条件下において、試験部出口で滴状の液膜が流出する様子が目視観察されている。

管壁から投入される熱の輸送配分（液膜の顕熱、液膜の蒸発熱、噴霧流の顕熱）の流れ方向変化を得た。加熱開始付近は液膜の顕熱が支配的だが、まもなく液膜の蒸発が熱輸送の大部分を担うようになり、その後液膜の顕熱はほとんど影響しなくなる。リビュレット状液膜領域では、熱輸送機構は濡れ割合の変化に対応して液膜蒸発から気相の対流伝熱に移行する結果が得られた。この結果から、均一液膜領域で実現される良好な伝熱は液膜の蒸発によるもので、リビュレット状液膜領域における熱伝達率の急減は液膜蒸発から単相流伝熱へ移行するためと考えられる。

6 結論

垂直加熱管内に空気—水系噴霧流を流した際の多点時系列壁温測定実験，非加熱環境下における液滴・液膜流量測定実験，および熱・物質伝達を考慮した数値解析との比較・検討などから以下の結論を得た。

1. 壁温の多点時系列測定により試験部全域の詳細な壁温変動特性を明らかにした。その結果，管内を流れ方向に「均一液膜領域」「液膜破断開始点」「リビュレット状液膜領域」に分類した。また，リビュレット状液膜の揺動に起因する長周期かつ大振幅の壁温変動の存在を指摘し，その変動特性について単成分系と比べ相違があることを確認した。
2. 管内の液膜流動と熱・物質伝達を考慮した数値解析シミュレーションモデルを構築した。均一液膜領域において壁温の実測値と計算値は良好に一致した。また，リビュレット状液膜領域の解析で実測の最大壁温差を予測できることを示した。
3. 解析と実験との比較より得られた限界液膜厚さと気液界面摩擦速度との相関は従来の実験結果と妥当に一致し，その相関関係を利用し均一液膜形成条件を示した。
4. 空気—水系噴霧流による高い熱伝達率は均一液膜領域で実現され，リビュレット状液膜領域では液相の残存にも関わらず空気单相流程度の熱伝達率しか得られない。
5. 非加熱実験で本実験条件下の液滴到達係数が見積もられた。また，液膜流量測定から，本研究の管径および噴霧条件下では液相の大部分が液膜流となった。

付録

主要発表論文

	ページ
1. 加藤裕之, 西野耕一, 三枝宏, 鳥居薫, 非球形粒子の粒子径・速度のステレオ画像計測, 63巻, 606号(1997-2), pp.461-468.	15
2. 北川哲也, 鳥居薫, 西野耕一, 垂直管内空気-水系噴霧流熱伝達, 日本機会学会論文集(B編), 63巻, 608号(1997-4), pp.1359-1366.	23
3. Kitagawa, T., Torii, K. and Nishino, K., Heat Transfer of Air-Water Dispersed Flow in a Vertical Pipe, Heat Transfer Japanese Research, (1997) (<i>to appear</i>).	31
4. 北川哲也, 西野耕一, 鳥居薫, 空気-水系噴霧流リビュレット状液膜領域の伝熱特性, 日本機会学会論文集(B編), 掲載予定.	49
5. 北川哲也, 鳥居薫, 西野耕一, 垂直管内空気-水系噴霧流熱伝達, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol. III (1996-5), pp.815-816.	57
6. Nishino, K., Kato, H., Saegusa, H. and Torii, K., Stereo Imaging Measurement of Size and Velocity of Particles in Dispersed Two-Phase Flow, The Forty-Ninth Annual Meeting, Division of Fluid Dynamics of the American Physical Society at Syracuse University, Syracuse, New York, 1996.	59

非球形粒子の粒子径・速度のステレオ画像計測*

加藤 裕之*¹, 西野 耕一*²
三枝 宏*³, 鳥居 薫*²Stereomaging Measurement of Size and Velocity
of Nonspherical ParticlesHiroyuki KATO, Koichi NISHINO,
Hiroshi SAEGUSA and Kahoru TORII

A stereomaging technique was applied to the measurement of size and velocity of nonspherical fine particles. This technique was previously developed by us and verified by the measurement of transparent glass beads falling in a pipe. In the present study, several transparent/opaque and spherical/nonspherical particles, each approximately 100 μm in mean diameter, were measured to demonstrate the applicability of this technique to a wide range of particle shapes and particle materials. The measured size distributions were in reasonable agreement with those measured separately by a microscopy. The three-dimensional velocity measurement was also shown to give reasonably good results. Furthermore, the measured characteristics of the particle shape such as the maximum length, the width and the aspect ratio were compared with those obtained by the microscopy. Some statistical features of the attitude of falling particles were also discussed.

Key Words: Multi-phase Flow, Dispersed Flow, Particle Sizing, Digital Image Processing, Flow Measurements, Three-Dimensional Measurement

1. 結 言

分散混相流中を飛翔する微小粒子の粒子径・速度の同時計測は、噴霧機器や燃料噴射装置等の性能評価、液滴ミストによる伝熱促進効果の把握、分散混相流の数値計算の検証などにおいて重要である。特に近年の数値計算では、個々の粒子の運動を直接に取扱うラグランジュン手法の有効性が認識されており⁽¹⁾、粒子群の平均粒子径や平均速度の情報だけでなく、個々の粒子についての情報が必要とされている。また、粒子形状に関する情報(例えば、最大長、幅、縦横比など)は粒子の識別・分類に不可欠であるのみならず⁽²⁾、粒子群の挙動や固体粒子の壁面近傍での運動を理解するうえでも重要であり、そのような情報を取得できる計測手法の開発が望まれる。

分散混相流の粒子径・速度の同時計測には、これまで主として位相ドップラー法⁽³⁾⁽⁴⁾が用いられてきた。この手法は、測定体積を通過する粒子によるレーザ光の屈折あるいは反射の情報から、粒子が完全球形であ

ることを仮定して粒子径を求めるものである。したがって、非球形液滴あるいは表面凹凸の存在する固体粒子等の測定には適しておらず、粒子形状に関する情報も得られない。そのような欠点を克服するために、いくつかのレーザ応用計測手法が開発されているが[その状況は文献(5)に詳しい]、それらは位相ドップラー法を上回る問題点や難しさを抱えていることが知られている。近年、レーザビームを背景照明とするシャドードップラー法⁽⁵⁾が提案され、これまでのレーザ応用計測手法に代わるものとしてその潜在性能が期待されている。この手法では粒子速度の測定にはLDVを別途使用する必要があるため、計測システムの複雑化が避けられないと思われるが、粒子径のみならず粒子形状(正確には投影粒子形状)の把握が可能であることから、前述したような分野への適用も期待される。

背景照明による測定手法は古くから直接撮影法として知られている。著者らはストロボ装置による背景照明を用いて、2台のCCDカメラによるステレオ撮影を利用した粒子径・速度の同時計測手法を開発し、従来の直接撮影法が抱えていたピンボケおよび被写体深度の問題が最小限に抑えられることを報告した⁽⁶⁾。その検証として、管内を自由落下する透明球形ガラスビーズを測定し、粒子の速度3成分とともに投影面積相

* 原稿受付 1996年4月22日。

¹ 正員, 横浜国立大学大学院 (〒240 横浜市保土谷区常盤台156)。² 正員, 横浜国立大学工学部。³ 学生員, 横浜国立大学大学院。

当径が定量的に把握できることを示した。本手法は原理的に透明/不透明、球形/非球形の粒子を測定対象とすることができる。本報では、そのような種々の微小粒子の自由落下を測定することによって本手法の適用範囲を検証するとともに、非球形粒子の特徴である粒子形状ならびに落下姿勢について考察を加える。

2. 計測手法

計測システムおよび手順は既報⁽⁶⁾と同一なので、ここではその概略を述べる(既報の図1あるいは本報の図7を参照)。本手法では2台の白黒CCDカメラと鏡を用いて測定領域($3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$)をステレオ撮影する。測定領域から鏡までの距離は約150 mm、カメラ光軸の交差角は約 12° である。テレビ映像は画像処理装置によりA-D変換される。1画素に対応する空間分解能は $6.8 \mu\text{m}$ である。背景照明は2台のストロボ装置(発光半値幅 $3 \mu\text{s}$, 発光ジッタ $1 \mu\text{s}$)より供給され、ファイバライトガイドで1箇所へ導かれ、すりガラスに照射される。発光方法はAdachiら⁽⁷⁾と同様であり、落下粒子の速度に応じてダブルパルス発光の時間間隔が調整される。カメラ校正画像の撮影は実験の前後に実施される。

粒子形状の測定は粒子像の輪郭線を検出することによって行われる。検出アルゴリズムは既報⁽⁶⁾と同一であるが、ここでは粒子形状の測定に焦点をあてて詳述する。

輪郭線は粒子像外縁の輝度こう配極大点を連ねたものとして定義され、次の手順によって求められる。

- (1)背景減算による原画像のシェーディング補正
- (2)二値化による仮の輪郭点と仮の重心位置の決定
- (3)仮の輪郭点近傍での輝度こう配極大点の探索

図1は輝度こう配極大点の探索手順を具体的に示したものである。仮の重心位置から延ばした放射線上の輝度分布に対して、仮の輪郭点を含む区間に三次多項式を近似して輝度こう配極大点を定める。近似区間は輝

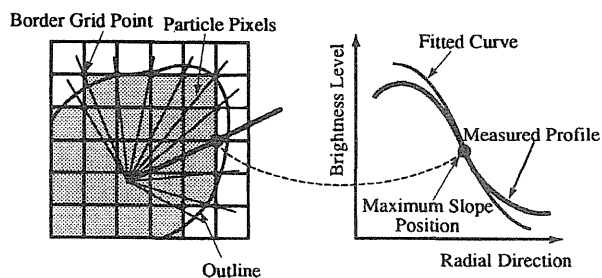


Fig. 1 Searching scheme for maximum slope position

度最大点と最小点には含まれる区間である⁽⁶⁾。放射線は仮の重心から仮の輪郭点すべてに向けて設け、放射線上の輝度は4近傍格子点の輝度値からの面積補間により内挿する。本検出方法は粒子形状に大きな凹凸があつて放射線が輪郭線と複数回交わるような場合には正常に機能しない。その改善策として輪郭線の曲率に応じた適切な探索方向を設定することが考えられるが、本報では既報と同一の検出方法を用いて、その性能を評価することとした。また、輪郭線検出における任意パラメータである二値化しきい値の影響を調べるため、後述する図2の粒子像についてしきい値を 90 ± 30 の範囲で変化させたが、検出された輪郭線はほぼ一定であった。

本検出方法を適用して得られた輪郭線を図2に示す。左側の粒子像は外径約 $150 \mu\text{m}$ のナイロン粒子を顕微鏡撮影したもの、右側は検出された輪郭線である。撮影では64回の積分入力を行って輝度値のランダムノイズを低減した。両図を比較すると細部にわたって輪郭線が妥当に検出されていることがわかる。

定量的な検証実験として厚さ1 mmの透明ガラス板に描いた円形パターン⁽⁶⁾の輪郭線を検出し、各輪郭点までの半径を測定した。円形パターンは直径 $10 \sim 500 \mu\text{m}$ の範囲に22種類あり、それらの直径は $\pm 1 \mu\text{m}$ 以上の精度で既知である。それらを前述のステレオ撮影システムで撮影し、64回の積分入力を行った。図3(b)は検出された輪郭線の妥当性を示すもので、縦軸は円形パターンの重心から各輪郭点までの距離と投影面積相当半径との差の標準偏差である。例えば $100 \mu\text{m}$ の円形パターンでは約80点の輪郭点を得られるので、それらより標準偏差を計算した。参考のために図3(a)には投影面積相当径と既知直径との差をバイアス誤差として示してある。標準偏差はすべての粒子径に対して $6 \mu\text{m}$ 以下にとどまっており、それらの多くは $3 \mu\text{m}$ 以下であることから、輪郭線が1画

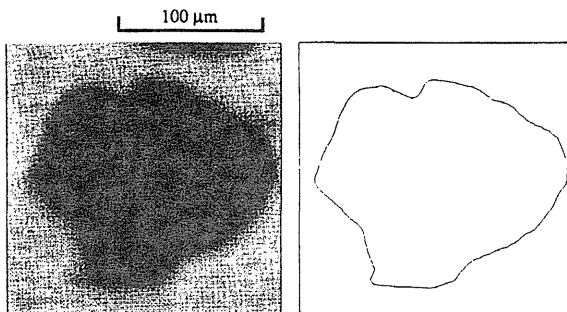


Fig. 2 Image of a still particle and its detected outline

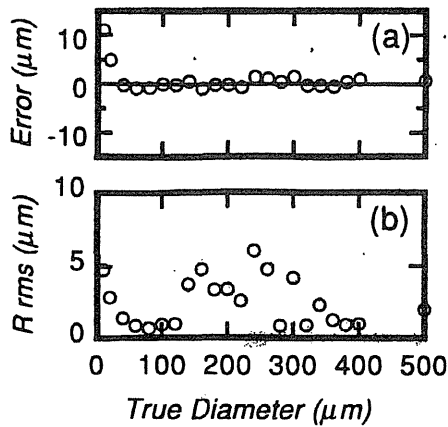


Fig. 3 Bias and random errors in outline detection of circular target marks

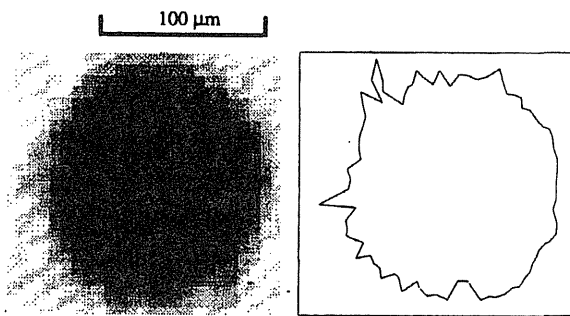


Fig. 4 Image of a falling particle and its detected outline

素の空間分解能に対応する精度でとらえられていることが確認される。

粒子像の輝度ノイズは輪郭線の検出に対して少なからず影響を与える。上述の検証実験では積分入力によってその影響を最小限に抑えたが、実際の測定では積分入力は難しい。図4は後述する自由落下実験で得られた鉄粒子(球形, 外径約140 μm)の粒子像と検出された輪郭線である。図2と比較すると撮影分解能の粗さとともに粒子像には輝度ノイズが多く含まれており、輪郭線にはノイズ状の凹凸が生じていることがわかる。

この影響を定量的に調べるため、既報⁽⁶⁾の透明球形ガラスビーズ(平均粒子径約100 μm)の自由落下実験で得られた粒子像を再処理して輪郭線を検出した。粒子径は20~200 μmの範囲に分布しており、投影面積相当径の測定結果は顕微鏡測定結果と良好に一致することが確認されている。図5は粒子像重心から各輪郭点までの距離と投影面積相当半径との差の標準偏差である。標準偏差の値は粒子ごとに異なり、粒子径とともに増加する傾向にある。標準偏差の算術平均値は3.62 μmであり平均的には十分に小さいが、一部の粒

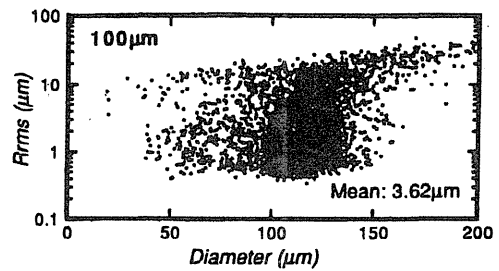


Fig. 5 Random error in outline detection of falling glass beads

子については投影面積相当径の20%程度の標準偏差を有する。輝度ノイズの影響を低減する方法として、(1)照明強度を高めてコントラストを上げる、(2)高感度撮像素子あるいは冷却形CCD素子を用いて暗電流ノイズを減らす、(3)画像平滑化のフィルタリングを行う、などが考えられるが具体的検討は今後の課題とし、本報では粒子形状パラメータの算出を工夫することとした。

粒子像の輪郭線が検出されると粒子形状を表す種々のパラメータ⁽²⁾が算出できる。本報では、投影面積相当径、最大長、幅、縦横比を求め、さらに落下粒子については最大長方向と鉛直方向のなす角として落下角を求めた。なお、輪郭線データは三次元情報を用いて粒子面に逆投影され、物理空間中の実長に変換される⁽⁶⁾。被写体深度を外れた粒子データを除外するため、三次元位置が指定された測定領域にある粒子のみを処理対象とする。

最大長の定義として通常用いられるものは「輪郭線上の任意の2点間の距離の最大値」⁽⁶⁾である。幅はその最大長方向に平行な2直線で輪郭線をはさんだときの直線間距離として定義される。これらの定義は輪郭線ノイズの影響を受けやすく、本手法への組み込みに問題があることが判明した。そこでノイズの影響を受けにくい積分形の定義として、投影粒子像の慣性モーメントに基づく方法を採用した。長軸と短軸の長さが $2a$ と $2b$ のだ円では、長軸回りと短軸回りの慣性モーメントはそれぞれ $I_x = \pi ab^3/4$ 、 $I_y = \pi a^3 b/4$ となり、長軸長さ $(2a) = 4(I_y/S)^{1/2}$ 、短軸長さ $(2b) = 4(I_x/S)^{1/2}$ 、縦横比 $= (I_y/I_x)^{1/2}$ によって定められる。ここで S は面積 $(= \pi ab)$ である。本報ではこれらの式を用いて、粒子形状をだ円とみなしてその最大長、幅、縦横比を算出した。長軸方向は慣性モーメントが最小となる方向として見だし、短軸方向はそれに直交する方向(=慣性モーメント最大の方向)とした。

上述の慣性モーメントに基づく定義は通常の定義による粒子形状パラメータと必ずしも同一の結果を与え

ないので、相互比較には注意が必要である。例えば、長方形粒子(アスペクト比:1~∞)では両者の定義の違いによる差は最大長において-18~+15%である。一方、同一の結果を与えるべきだ円粒子についても輝度ノイズに起因する差異が発生する。その評価のために、だ円の輪郭に対して半径方向に正規乱数に応じたノイズを付加した輪郭線データ(長軸の長さは18画素、短軸の長さは12画素、正規乱数の標準偏差は1画素)を用いて数値シミュレーションを行った。その結果、通常の方法で求めた長軸、短軸の誤差はそれぞれ+15、+28%であるのに対して慣性モーメント定義の場合では長軸、短軸の誤差はともに+2%に収まる事が確かめられた。

既報⁶⁾の透明球形ガラスビーズの画像を用いて粒子形状パラメータの測定方法を検証した。図6は縦横比のヒストグラムを示したもので、点線は積分入力した顕微鏡画像より求めたもの、実線と一点鎖線は落下粒子の画像から慣性モーメント(図6中では oval approximation と記されている)と通常の方法を利用して求めたものである。完全球形粒子では縦横比=1となる。顕微鏡画像から求めたヒストグラムは縦横比=1~1.05に集中しており、慣性モーメントを利用した結果はそれと妥当に一致している。これに対して通常の方法を利用した結果では縦横比=1~1.05の頻度が減少し、縦横比>1.05の頻度が増大している。これは輪郭線に含まれるノイズ状突起の先端から先端までを最大長とみなすためである。同様の過大評価は幅についても存在し、縦横比の測定値は両者の兼ね合いで定められることになる。以上の結果より、通常の方法を本手法に組み込むことは最大長方向を検出する落下姿勢の測定において特に好ましくないものと考えられる。

粒子形状から落下粒子の姿勢を知ることができる。本手法では落下姿勢を立体的にとらえることはできず、投影姿勢が得られるにすぎない。立体的な落下姿勢は粒子の最大長方向が鉛直方向となす角として定義され(図15参照)、天頂角 θ と方位角 φ によって一意

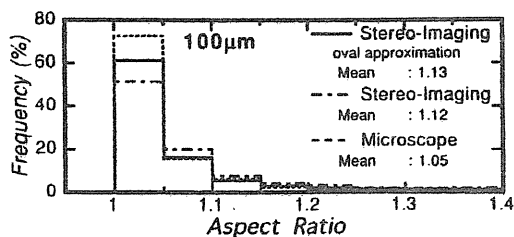


Fig. 6 Comparison of aspect ratio distributions

に定められる。投影粒子形状からは最大長方向が鉛直方向となす角 α が測定される。立体的な落下姿勢の確率密度関数 $P_{\theta\varphi}(\theta, \varphi)$ が既知であれば投影粒子形状の落下姿勢の確率密度関数 $P_{\alpha}(\alpha)$ を求めることが可能であるが、その逆は一般に不可能である($P_{\theta\varphi}$ と P_{α} の数学的關係については付録を参照)。そこで本報では、落下姿勢が θ と φ に対して完全に一樣となる場合、すなわち何ら特徴的な落下姿勢を有さない場合の確率密度関数を算出し、それと測定結果とを比較す

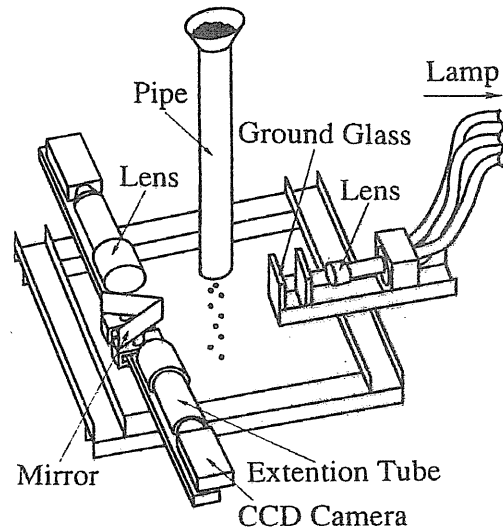


Fig. 7 Experimental apparatus

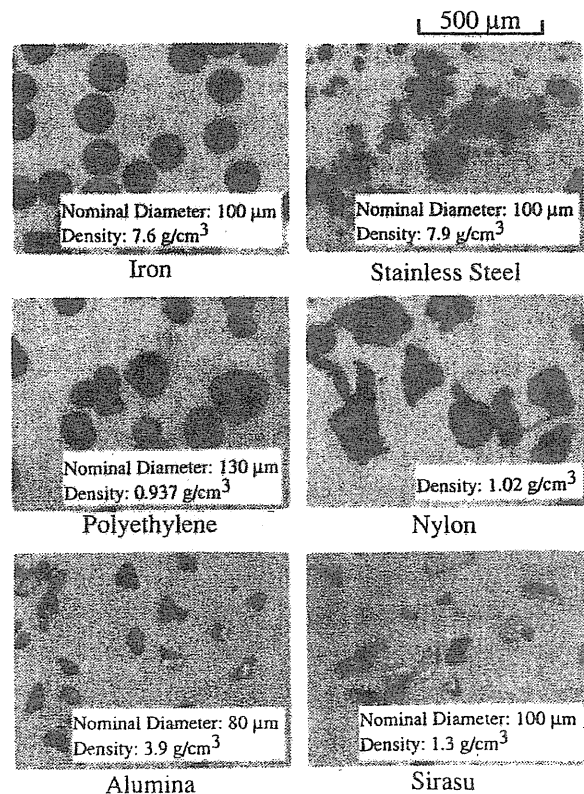


Fig. 8 Photograph of particles

ることとした。落下姿勢が θ と φ に対して完全に一樣となる場合は $P_{\theta\varphi}(\theta, \varphi) = 1/\pi^2$ となる。これを、式(3)に代入することにより、比較すべき投影粒子形状の確率密度関数 $P_a(\alpha)$ を得た。

3. 自由落下粒子の測定

3.1 実験方法 図7は自由落下粒子の測定方法を示したものである。長さ2.2 m、内径50 mmの塩化ビニル管の上部より手作業で粒子を落下させ、管端直後の管軸付近を計測領域とした。図8に粒子の顕微鏡写真とその特性値を示す。不透明球形粒子として鉄粒子、不透明非球形粒子としてポリエチレン、アルミナ、ステンレス、ナイロンの各粒子、透明非球形粒子としてシラスを測定した。非球形粒子の中でポリエチレン粒子は比較的球形に近い。どの粒子も公称平均粒子径は100 μm 付近にある。粒子形状に関する比較データを取得するため、同一サンプルを背景照明で顕微鏡撮影し、市販の粒子解析パッケージ(ネクサス, nexusQube Ver. 2.2)による処理を行った。この粒子解析パッケージは文献(8)の定義に基づいて専用ハードウェア上で解析を行うものである。顕微鏡撮影の空間分解能は1画素あたり1.9~3.7 μm であり、ステレオ撮影法の空間分解能(6.8 μm)の1.7~3.6倍である。ステレオ撮影法ではストロボ装置の発光時間間隔を80~150 μs に設定し、各粒子あたり1024枚のテレビフレームを処理することによって落下速度ならびに粒子形状の測

定値を得た。

3.2 実験結果と考察 図9は投影面積相当径についてステレオ撮影法と顕微鏡測定の結果を比較したもので、粒度分布、平均粒子径、標準偏差を示している。球形の鉄粒子と球形に近いポリエチレン粒子については、両測定結果は互いに良好に一致している。特に平均粒子径の差異は4 μm 以下にとどまっており、本手法によって高精度の粒子径測定が可能であることがわかる。非球形の度合いが強いアルミナ、シラスの各粒子では、粒度分布は定性的には一致しているものの、平均粒子径には9~18 μm の差異が見られ、顕微鏡測定のほうが一貫して大きな値を与える。この原因として、他の報告⁽⁹⁾にもあるように、顕微鏡測定では非球形粒子がプレパラート上で最も安定する姿勢をとり、投影面積が大きくなる方向を対物レンズに向ける傾向があるためと考えられる。その影響が最も顕著なのはナイロン粒子の測定であり、平均粒子径について71 μm もの相違が生じている。この粒子を水中に浮遊させて調べたところ、扁平な円盤形状のものが多く含まれていることが判明した。このように、非球形粒子の測定は観察方向に対する粒子姿勢(以後、被観察姿勢と記す)に影響されるため、異なる測定手法を相互比較するときには注意が必要である。粒子形状が最も不規則なステンレス粒子の粒度分布を見ると、定性的には両測定結果に対応が認められるものの、細部を比較すると最頻直径(40 μm 付近)と大直径($\geq 130 \mu\text{m}$)

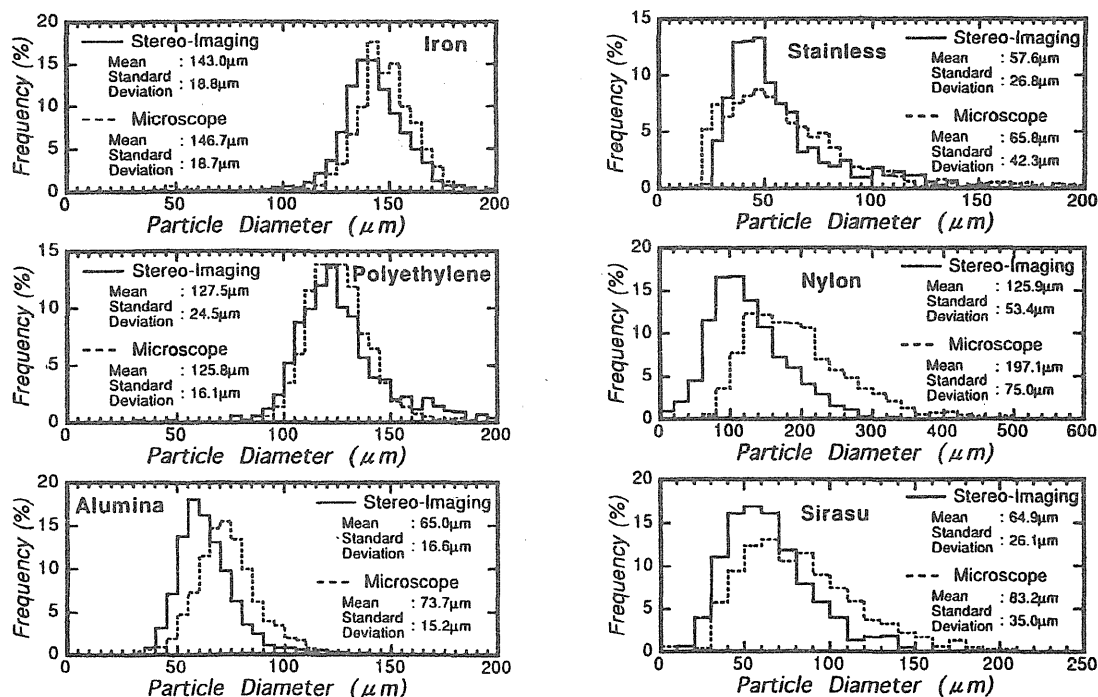


Fig. 9 Comparison of size distributions

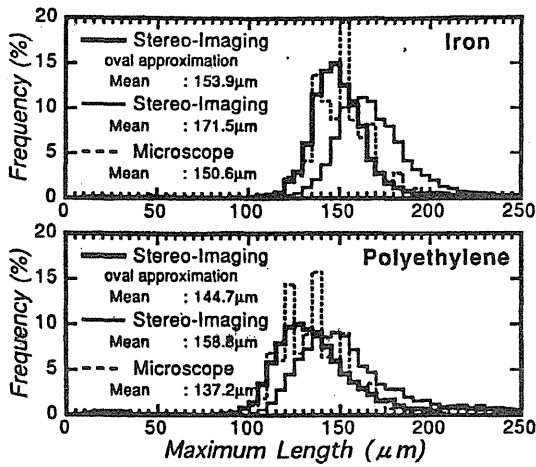


Fig. 10 Comparison of maximum length distribution

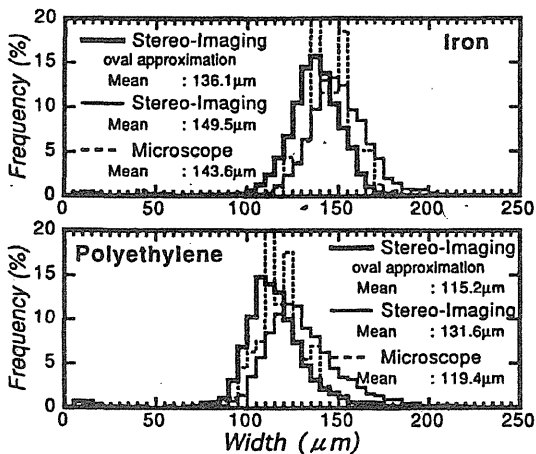


Fig. 11 Comparison of width distributions

の粒度分布に差異が認められ、ステレオ撮影法のほうが最頻直径に集中したヒストグラムを与える。これは、空間分解能に劣るステレオ撮影法がステンレス粒子の微細な枝状凹凸を完全にはとらえていないためと推定される。

被観察姿勢の影響の少ない鉄粒子とポリエチレン粒子について最大長と幅の測定結果を図10と図11に示す。図10、11中の点線が顕微鏡測定結果、極太実線と実線がそれぞれ慣性モーメントと通常の定義に基づくステレオ撮影の結果である。どちらの粒子についても慣性モーメントに基づく結果は顕微鏡測定の結果と良好に一致する。これに対して通常の定義に基づく結果では最大長と幅がともに顕微鏡測定結果より過大評価される傾向にあり、前述した輝度ノイズの影響が明りょうに現れている。

鉄、ポリエチレン、アルミナの各粒子の縦横比のヒストグラムを図12に示す。実線はステレオ撮影から慣性モーメントを利用して求めたもの、点線は積分入

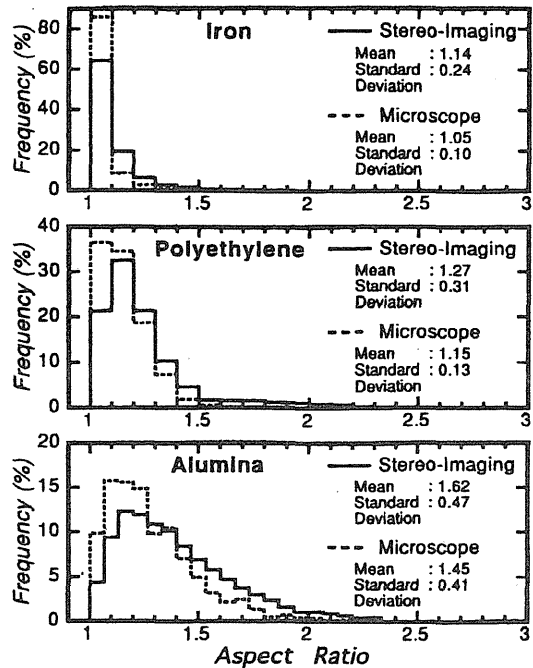


Fig. 12 Comparison of aspect ratio distributions

力した顕微鏡画像より求めたものである。鉄粒子ではどちらの結果も縦横比=1に集中した分布をとっており、両者は妥当に一致している。球形に近いポリエチレン粒子についても両者はほぼ一致している。非球形のアルミナ粒子では両者に有意な差異が見られ、ステレオ撮影の結果のほうが縦横比の大きな区間での頻度が高い。輝度ノイズの影響はむしろ球形粒子に顕著であると考えられることから、アルミナ粒子における差異は粒子形状をだ円と仮定したことおよび被観察方向の影響と考えられる。他の非球形粒子(ステンレス、シラス、ナイロン)についてもアルミナ粒子と同様の結果が得られている。

図13は落下中の鉄、ポリエチレン、アルミナの各粒子の瞬時速度3成分を示したもので、横軸は粒子径である。U、V、Wはそれぞれ水平方向、被写体深度方向、鉛直方向の速度成分で、図13中の各ドットが個々の瞬時値を表す。W成分のグラフに含まれている実線と破線はそれぞれストークス域と遷移域における単一球形粒子の理論終端速度⁽¹⁰⁾である。V成分の図中に含まれている破線は測定の不確かさ(95%包括度)を示したもので、他成分の不確かさはV成分に比して1けた程度小さいので省略されている。W成分の結果を見ると、いずれの粒子についても落下速度に大きな変動があることがわかる。その変動の幅は落下速度と同オーダーである。平均落下速度については、鉄粒子は理論終端速度よりやや小さく、ポリエチレン粒子とアルミナ粒子はやや大きい。しかしながら本実験では粒

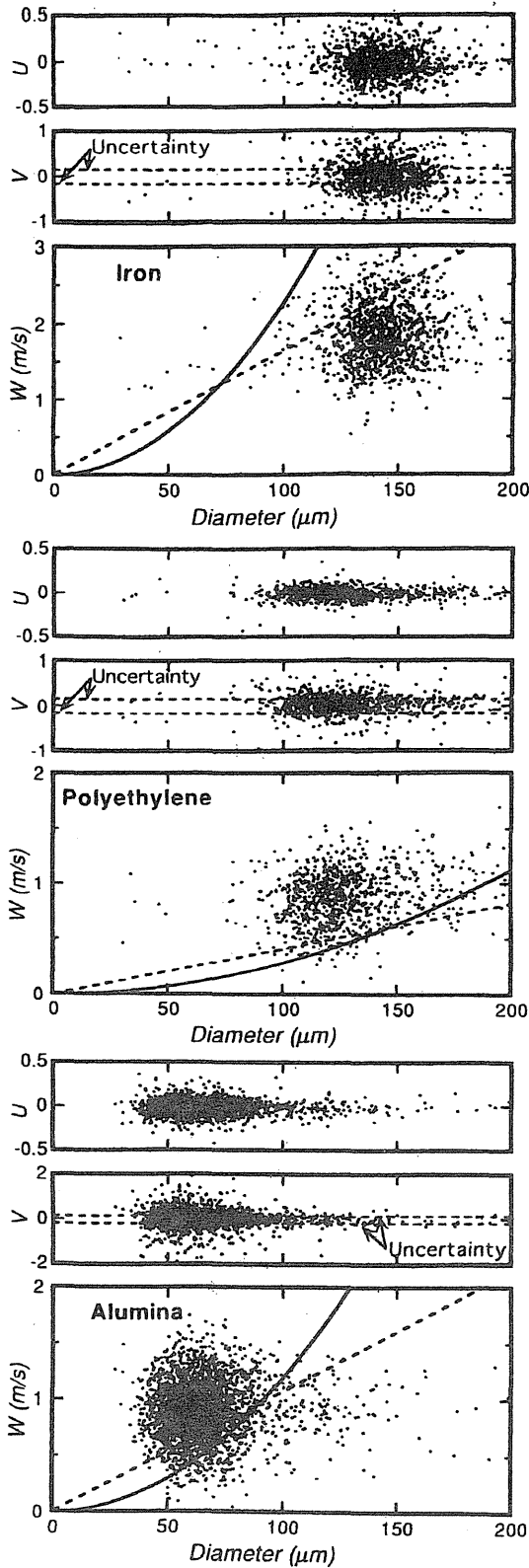


Fig. 13 Three components of particle velocity

子落下に起因する二次的な管内空気流の存在が無視できないため、本結果から粒子群の平均落下速度を評価することは難しい。U成分とV成分の結果を見ると、どの粒子も不確かさの幅を上回る速度変動の存在が確

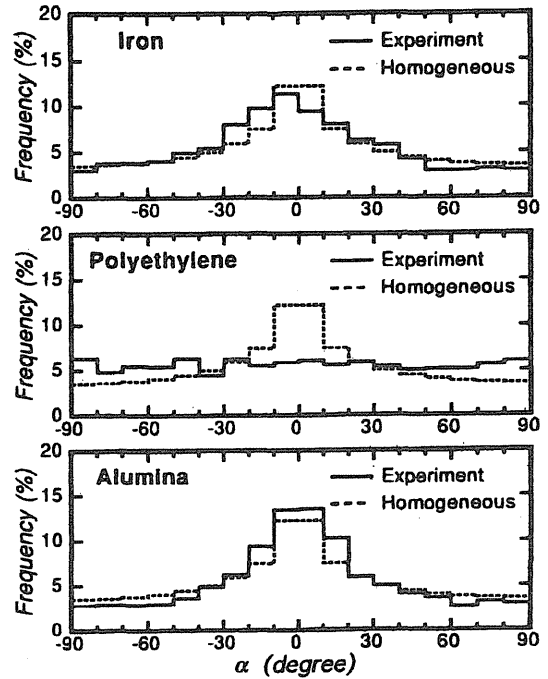


Fig. 14 Distributions of attitude angle

認できる。このような結果は粒子群の落下に起因する大きな速度変動の発生を示すものである。

図14は落下角 α のヒストグラムを示したものである。実線が測定結果、点線が P_0 より求めた一様分布に対応するヒストグラムである。球形の鉄粒子では特有の落下姿勢を有さないはずであるが、本結果は一様分布とよく一致しており、その条件を満足することが確認される。非球形であるアルミナ粒子についても測定値は一様分布に近く、アルミナ粒子がランダムな姿勢で落下していることを示している。一方、ポリエチレン粒子では一様分布と明らかに異なる傾向を示しており、最大長方向を水平にした姿勢での落下頻度が高い結果となっている。同様の結果はナイロン粒子についても見られ、他の非球形粒子(ステンレス、シラス)ではアルミナ粒子に類似した結果が得られている(図省略)。落下姿勢に見られるこのような差異の理由は現時点では不明であり、著者が知る限りこのことに関及した報告も見あたらないが、非球形粒子群の流動現象を把握するうえで興味深いものと思われる。

4. 結 論

ステレオ撮影法に基づく球形/非球形粒子、透明/不透明粒子の粒子径と速度3成分の同時計測手法を開発し、管内を自由落下する6種類の粒子(平均粒子径100 μm 前後の鉄、ポリエチレン、アルミナ、ステンレス、ナイロン、シラス)の測定によって本手法の健全性と

有効性を実証した。球形粒子あるいは球形に近い粒子については、本手法で測定された投影面積相当径は顕微鏡測定結果と良好に一致し、平均粒子径の測定が4 μm 以上の精度で可能であることを示した。非球形粒子についても両測定結果は定性的には一致するが、プレパラート上の静止粒子を撮影する顕微鏡測定とは厳密な比較が困難であることを確認した。粒子形状測定では、輝度ノイズの低減された積算入力画像を処理する場合については、粒子像の輪郭線が1画素の空間分解能に対応する精度で妥当にとらえられることを示した。輝度ノイズが存在する実際の落下粒子画像については直径の20%程度の凹凸を輪郭線に生じる可能性がある。輝度ノイズの影響を抑えるため、慣性モーメントに基づく最大長、幅、縦横比の測定方法を提案し、顕微鏡測定と妥当に一致することを示した。最大長方向と鉛直方向のなす角として定義した落下角について調べ、立体的な落下姿勢と投影粒子形状のそれとの関係を導出した。それを利用して落下粒子の姿勢を調べたところ、ポリエチレン粒子とナイロン粒子は最大長方向を水平にした姿勢をとる頻度が高く、他の粒子はランダムな姿勢で落下していることを明らかにした。

本実験の遂行にあたり当時横浜国立大学大学院学生進士晃氏の協力を得た。また(株)ネクサスより画像処理の支援を受けた。ここに記して謝意を表する。

〔付 録〕

落下粒子の姿勢(θ, φ)と投影粒子像の姿勢(α)との関係は、図15より

$$\tan \alpha = \tan \theta \cdot \cos \varphi \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 θ, φ, α の範囲は次のとおりである。

$$-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2, \quad -\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2, \quad -\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$$

このように、落下粒子の姿勢は天頂角 θ と方位角 φ で定められるのに対して、投影粒子像の姿勢は傾き角 α のみで定められる。ここで便宜的に投影粒子像の方位角 φ' を考え $\varphi' = \varphi$ の関係が成立するものとする。すると立体的な落下姿勢の確率密度関数 $P_{\theta\varphi}(\theta, \varphi)$ と投影粒子像のそれ $P_{\alpha\varphi'}(\alpha, \varphi')$ には以下の関係が成立する。

$$P_{\alpha\varphi'}(\alpha, \varphi') = P_{\theta\varphi}[f(\alpha, \varphi'), g(\varphi')] |J| \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、

$$\theta = f(\alpha, \varphi') = \tan^{-1} \{ \tan \alpha / \cos \varphi' \},$$

$$\varphi = g(\varphi') = \varphi'$$

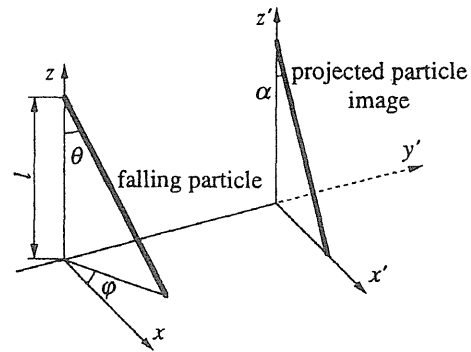


Fig. 15 Schematic of geometrical relationship between a falling particle and its projected image

$$|J| = \begin{vmatrix} \frac{\partial f}{\partial \alpha} & \frac{\partial f}{\partial \varphi'} \\ \frac{\partial g}{\partial \alpha} & \frac{\partial g}{\partial \varphi'} \end{vmatrix} = \frac{\cos \varphi'}{\cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi' + \sin^2 \alpha}$$

実際に測定される投影粒子像の落下姿勢の確率密度関数 $P_{\alpha}(\alpha)$ は $P_{\alpha\varphi'}(\alpha, \varphi')$ を $-\pi/2 \leq \varphi' \leq \pi/2$ の範囲で積分したものである。すなわち、

$$P_{\alpha}(\alpha) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P_{\alpha\varphi'}(\alpha, \varphi') d\varphi'$$

$$= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P_{\theta\varphi}[f(\alpha, \varphi'), g(\varphi')] |J| d\varphi' \quad \dots\dots\dots (3)$$

式(3)は $P_{\theta\varphi}(\theta, \varphi)$ が既知であれば $(\theta, \varphi) \rightarrow (\alpha, \varphi')$ の変数変換と φ' についての積分とによって $P_{\alpha}(\alpha)$ が与えられることを表している。

文 献

- (1) 佐藤洋平・菱田公一、機論、62-593, B(1996), 26-33.
- (2) 例えば、遠藤茂寿、資源、3-2(1991), 82-96.
- (3) Durst, F., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 104(1982), 284-296.
- (4) 小保方富夫、第4回微粒化フォーラムテキスト「噴霧特性の測定原理と実習」、(1996), 59-70.
- (5) Hardalupas, Y., Hishida, K., Maeda, M., Morikita, H., Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H., *Appl. Opt.*, 33-36(1994), 8317-8326.
- (6) 加藤裕之・西野耕一・進士晃・鳥居薫、機論、62-602, B(1996), 3620-3628.
- (7) Adachi, T., Nishino, K. and Torii, K., *J. Flow Visualiz. Image Process.*, 1(1993), 317-335.
- (8) 長谷川純一・興水大和・中山晶・横井茂樹、画像処理の基本技法、(1986), 165, 技術評論社.
- (9) 森北博巳・菱田公一・前田昌信、機論、59-568, B(1993), 3749-3755.
- (10) 神保元二・ほか5名編、微粒粒子ハンドブック、(1991), 115, 朝倉書店.

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のチャン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/m³
 D : 拡散係数 m²/s
 d : 管内径 mm
 G : 質量流量 kg/s
 $G_{f,in}$: 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/(m²·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/(m²·s)
 m_e : 液膜からの蒸発量 kg/(m²·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/m²
 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 m²/s
 ρ : 密度 kg/m³

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

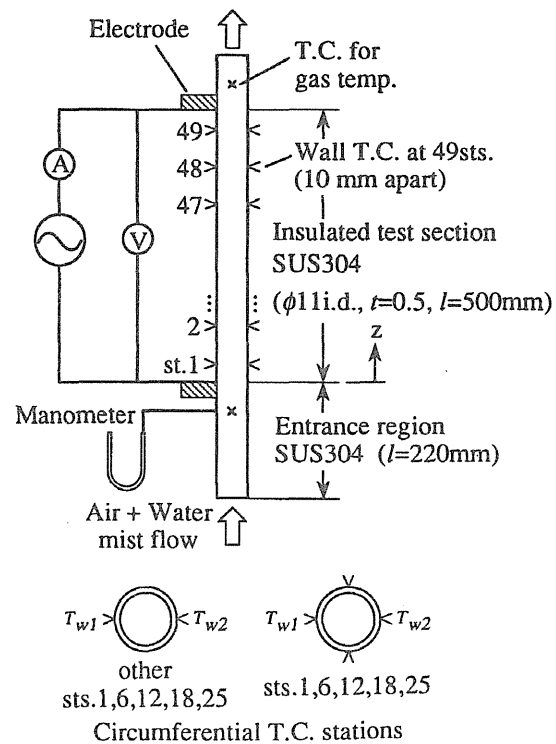


Fig. 1 Test section for heat transfer measurement

出力は、5 s 間隔で 256 回 (= 約 21 min) サンプリングされた。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目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

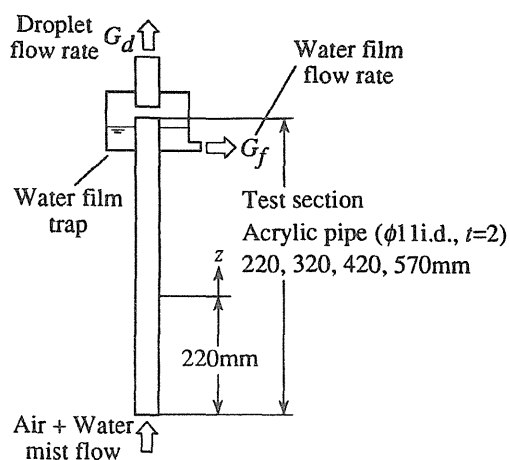


Fig. 2 Device for measuring droplet and water film flow rates

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測値を用い、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。

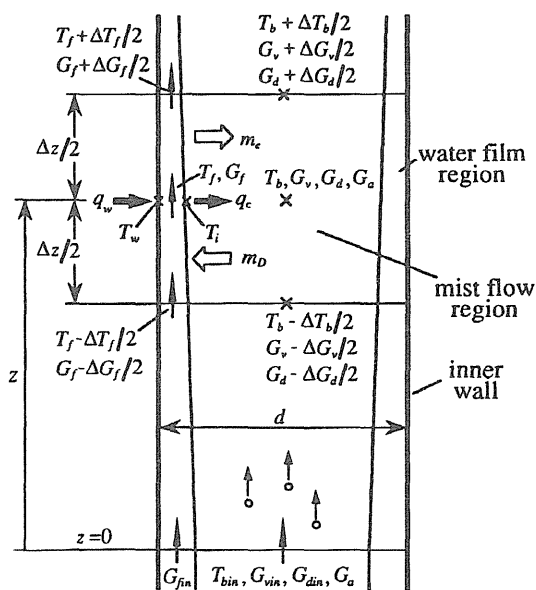


Fig. 3 Analytical model

(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樣である。

(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。

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

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。

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

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見え、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⁾。

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

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、

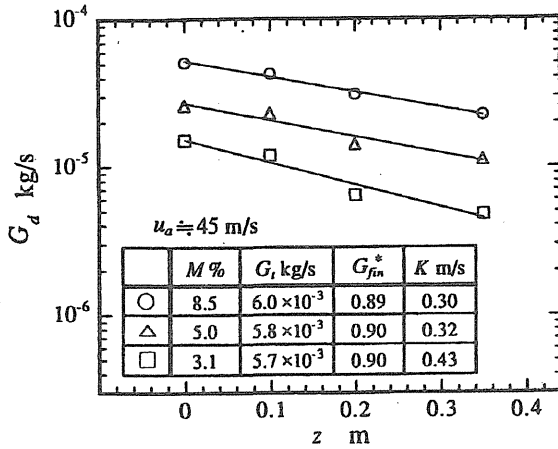


Fig. 4 Variation of the droplet flow rate along the axis

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220mmにおいて測定された液膜流量を合計水質量流量(= $G_r + G_d$)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_{fm}^* 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⁾。

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

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。

$$K = 0.0035 u_a^{1.17} \dots\dots\dots(12)$$

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

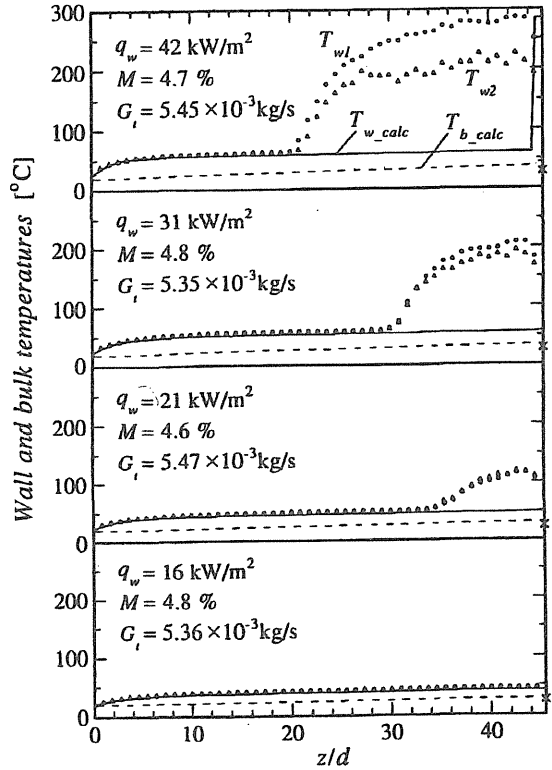


Fig. 5 Comparison between numerical calculation and measurement of wall and bulk temperatures ($G_t = 5.4 \times 10^{-3}$ kg/s, $M = 4.7\%$)

析式として次式が報告されている⁽⁵⁾⁽¹¹⁾。

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

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 $u_r = \sqrt{C_f/2} \cdot u_a$ 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様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 $T_{b,calc}$

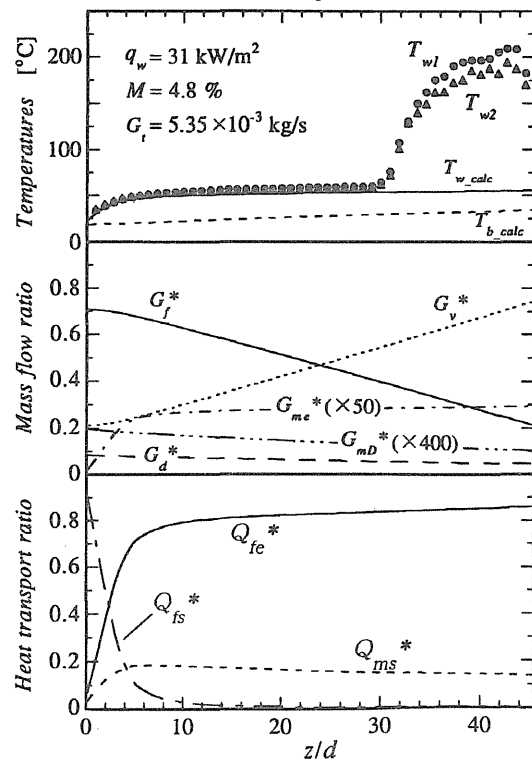


Fig. 6 Calculated results

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 ($z/d = 59$) 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 ($= G_f + G_a + G_v$) で無元化したものである。 G_f^* , G_a^* , 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、 $G_{m\dot{e}}^*$, $G_{m\dot{b}}^*$ 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り、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。

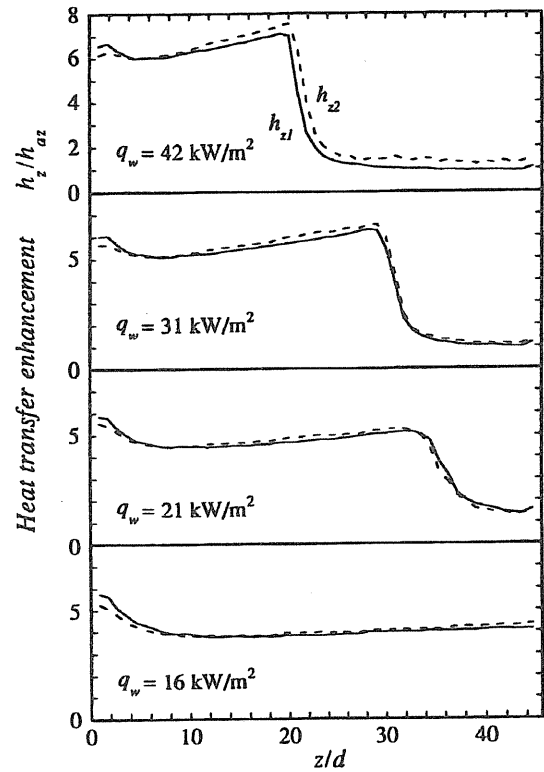


Fig. 7 Heat transfer enhancement ($G_t = 5.4 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, $M = 4.7\%$)

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

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_{ms}^* , Q_{fs}^* , Q_{fe}^* 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 $G_{m\dot{e}}^*$ 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_{ms}^* 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±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 橋信仁、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 Hsyua, 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.

以下の頁は著作権者の許諾を得ていないため、公表できません。

p. 31 ~ p. 48

p. ~ p.

p. ~ p.

p. ~ p.

p. ~ p.

空気—水系噴霧流リビュレット状液膜領域の伝熱特性*

北川 哲也^{*1}, 西野 耕一^{*2}, 鳥居 薫^{*3}

Heat Transfer Characteristics in the Rivulet-Like Liquid Film Region of Air-Water Dispersed Flow

Tetsuya KITAGAWA, Koichi NISHINO and Kahoru TORII

Characteristics of heat transfer in the rivulet-like liquid film region of an air-water dispersed flow in a heated vertical pipe have been studied. Simultaneous multi-point measurements show that wall-temperature fluctuations in this region are quite large and of low frequency, being compared with those reported previously for single-component two-phase flows, and that such fluctuations are caused by the meandering motion of rivulets. A model for predicting heat transfer mechanism is constructed by introducing the critical liquid-film thickness and the wetting fraction, with which the breakdown of annular liquid film and the subsequent appearance of wet and dry surfaces in the rivulet-like liquid film are handled. It is demonstrated that the numerical analysis based on the present model can predict well the wall-temperature characteristics observed experimentally. It is also shown that there is a clear correlation between the critical liquid-film thickness determined in the analysis and the friction velocity estimated at a liquid-gas interface in the annular liquid film region.

Key Words : Multi-phase Flow, Heat Transfer, Pipe Flow, Air-Water Dispersed Flow, Wall Temperature Fluctuations, Rivulet-Like Liquid Film

1. 緒 言

工業的に幅広く用いられている単相空気流冷却に代わり, 熱伝達を飛躍的に促進させる手法として, 主流に水滴などの分散液相を混入させた噴霧流を用いることが提案されている⁽¹⁾.

著者らは前報⁽²⁾で, 垂直管内の空気—水系噴霧流の伝熱特性を実験的に調べ, 管内壁に形成される液膜からの熱・物質伝達を考慮した伝熱解析モデルを提案した. その結果, (1) 質量比5%弱の水滴を混入させるだけで局所的に約7倍の伝熱促進が得られること, (2) この伝熱促進は管内壁全域が液膜で覆われている均一液膜領域で実現されること, (3) 液膜が破断し濡れ面と乾き面が生じるリビュレット状液膜領域では伝熱性能は格段に低下すること, (4) リビュレット状液膜領域は長周期の大きな壁温変動を伴って下流の長い区間にわたり持続することを示した.

大規模な壁温変動は伝熱面素材の熱疲労を引き起こす恐れがあることから壁温特性の定量的に適切な予測

が望まれるが, これまでの研究で壁温特性に及ぼすリビュレット状液膜流の影響を直接に取り扱っているものは数少ない⁽³⁾. また前報⁽²⁾の均一液膜領域の存在を仮定した伝熱解析モデルではリビュレット状液膜領域の壁温特性を予測し得ず, 課題として残されていた. 加熱管内噴霧流の壁温変動に関して, 従来水やナトリウム等の単成分系について研究が行われている⁽⁴⁾⁽⁵⁾. そこで観測された変動は0.3Hz程度の長周期成分と1Hz程度の短周期成分に分けられ, 発生原因を前者は系の流動不安定に, 後者はドライアウト固有の現象に求めている. しかし, 本研究のような空気—水系噴霧流に生じる壁温変動の研究はほとんど見当たらず, これまでの著者らの測定⁽⁶⁾で得られている変動幅や周期は単成分系に比して相当に大振幅・長周期である.

リビュレット状液膜流は環状液膜の破断に起因すると考えられ, 破断メカニズムや発生条件等に関しては幾つかの報告がある⁽⁷⁻⁹⁾. しかし, 本研究で対象とするような高速噴霧流を伴う加熱条件下の破断を予測することは, メカニズムの複雑さに加えて伝熱面性状や水の汚染などの管理し難い因子が影響することから, 妥当な予測値を得ることが難しい状況にある.

以上のことを踏まえ, 本研究ではリビュレット状液膜領域の壁温特性を実験的に調べ, 観測された液膜破

* 原稿受付 1997年 月 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, 横浜国立大学大学院工学研究科.

*³ 正員, 横浜国立大学工学部.

断とリビュレット状液膜流とをモデル化した伝熱解析モデルを提案し実験結果との比較・検討を行った。

おもな記号表

- c_p : 定圧比熱 J/kgK
 - C : 濃度 kg/m³
 - d : 管内径 m
 - G : 質量流量 kg/s
 - g : 重力加速度 9.8 m/s²
 - h, h_D : 熱伝達率 W/m²K, 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 : 液滴到達量 kg/m²s
 - m_e : 液膜からの蒸発量 kg/m²s
 - 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)
 - q_w : 壁面熱流束 W/m²
 - Re_f : 液膜レイノルズ数 = $4\Gamma/\mu_f$
 - T : 温度 °C
 - u : 流速 m/s
 - u_τ : 摩擦速度 = $\sqrt{\tau/\rho}$ m/s
 - y_i : 液膜厚さ m
 - z : 管軸方向距離 m
 - α : 濡れ割合 ($0 \leq \alpha \leq 1$)
 - Γ : 単位幅あたりの液膜流量 kg/ms
 - μ, ν : 粘性係数 Pa·s, 動粘性係数 m²/s
 - ρ : 密度 kg/m³
 - τ : せん断応力 Pa
- 添字
- a : 空気
 - b : 混合平均
 - c : 対流, 限界値
 - d : 液滴
 - dry, wet : 乾き面, 濡れ面
 - e : 蒸発
 - f : 液膜
 - g : 気相 (空気+蒸気)
 - i : 液膜表面
 - in : 試験部入口
 - m : 噴霧流
 - s : 顕熱
 - t : 全体
 - v : 蒸気
 - vf (cf. C_{pvf}) : 液膜温度の蒸気に関する値
 - w : 壁面
 - $*$: 無次元数

2. 実験

2・1 実験装置および実験条件 実験装置は前報⁽²⁾と同一である。垂直加熱試験部は、内径 $d = 11\text{mm}$ 、肉厚 0.5mm の SUS304 引抜管を長さ 500mm にわたり加熱したもので、周囲はセラミックファイバで断熱されている。試験部上流には長さ 300mm ($= 27d$) の速度助走区間が設けられている。

噴霧流の形成は管下端に二流体ノズル [(株) いけうち製, AKI04] を上向きに設置し、管内に直接噴霧して行った。空気は同様に管下端から供給され管内で液滴と混合する。これにより、試験部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。液滴の公称平均径は $50 \sim 70 \mu\text{m}$ である。

試験部外壁には管外壁温度測定用に計 108 本の K 熱電対がスポット溶接されている。熱電対は管軸方向の向かい合う 2 列 (T_{w1}, T_{w2}) に 49 箇所取り付けられ、さらに途中 5 箇所については円周方向に 2 点 (T_{w3}, T_{w4}) 追加して周方向の温度分布測定も行っている。これら

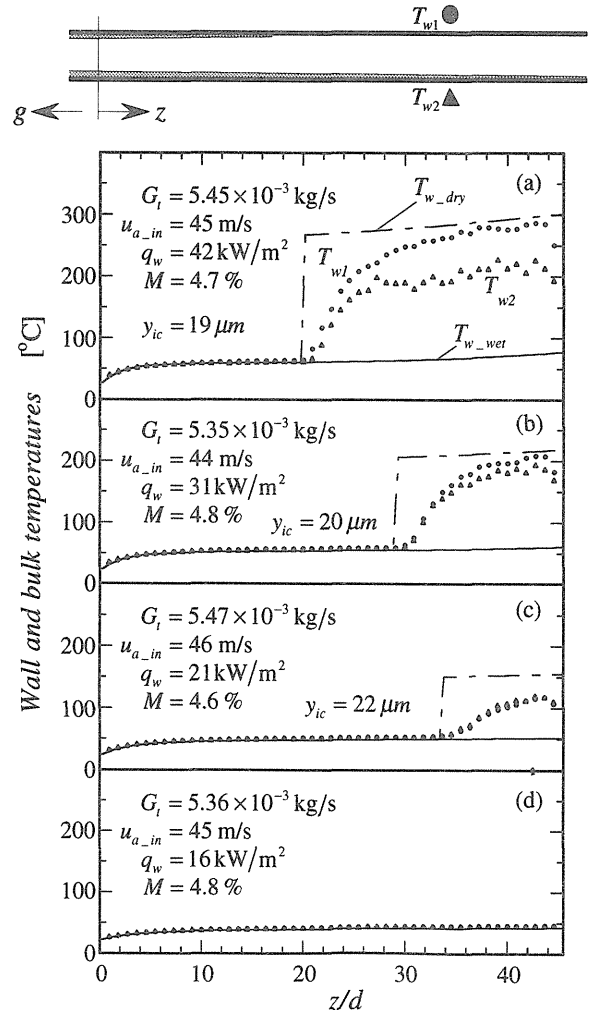


Fig. 1 Mean temperature distributions.

の熱電対の出力は、全チャンネル同時に5秒間隔で256回(=約21分)サンプリングされた。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。なお、正弦波変動する熱伝達率を管内壁側境界条件とする非定常一次元熱伝導解析を行った結果、1 Hz以下の変動に対して内壁温度と外壁温度の変動振幅比は99%以上であることを確認している。

実験は $q_w = 9 \sim 46 \text{ kW/m}^2$ 、 $G_i = (2.95 \sim 6.84) \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、 $M = 2.8 \sim 8.8 \%$ および $u_{a-in} = 24 \sim 55 \text{ m/s}$ の条件で行った。

2・2 実験結果および考察 図1に試験部内壁温度の流れ方向変化を示す。これらの測定結果は前報⁽²⁾で既に報告したもので、ミスト比をほぼ4.7%に保ち、熱流束を16, 21, 31, 42 kW/m²に変化させたものである。図中の●と▲は対向する位置の温度で(模式図参照)、約21分間の平均値である。また、図中の線は後述の数値解析結果である。

図1(a)の壁温状態を例にとると、試験部管内は $z/d < 20$ で壁温が低く円周方向に温度差がない「均一液膜領域」、 $z/d = 20$ 付近で壁温が急激に上昇する「液膜破断開始点」、 $z/d > 20$ の範囲で周方向に温度差が生じる「リビュレット状液膜領域」に分類される⁽²⁾。液膜破断

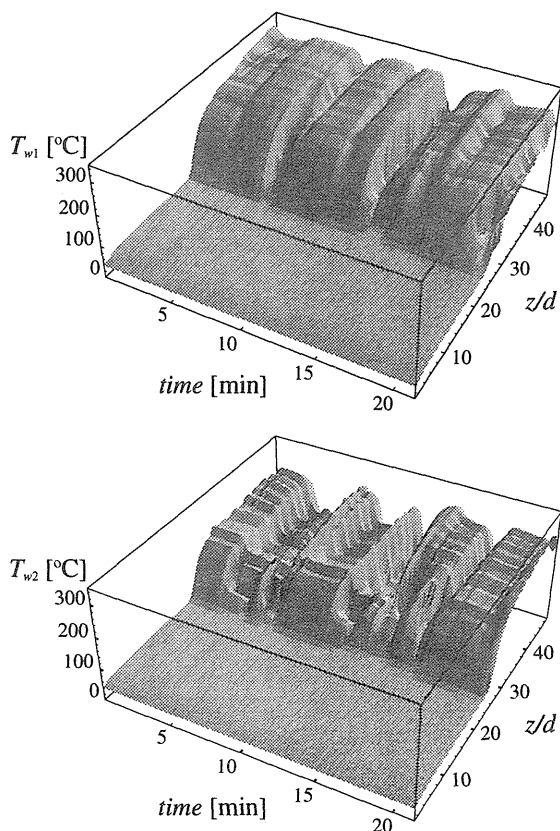


Fig. 2 Temperature fluctuations of T_{w1} and T_{w2} . ($M = 4.7 \%$, $q_w = 42 \text{ kW/m}^2$)

開始点は、熱流束が小さくなるほど下流側へ移行する。

図2に図1(a)の実験条件における試験部全域の非定常壁温挙動を示す。横軸は時間、奥行き軸は流れ方向位置、縦軸は壁温である。 T_{w1} 、 T_{w2} ともに $z/d < 20$ では壁温変動はまったく見られず、 $z/d = 20$ より下流で壁温の急激な立ち上がりと共に変動が見られるようになる。液膜破断開始点の流れ方向への揺動はあまりみられない。 $z/d > 20$ では T_{w2} の方が T_{w1} より全体的に低温で変動周期が短いことから、 T_{w2} 側に頻繁にリビュレット状液膜が存在しているものと推察される。

図3は、円周方向4箇所($T_{w1} \sim T_{w4}$)の壁温変動を時間に対してプロットしたもので、 $z/d = 11.8$ (St. 13)、22.7 (St. 25)、33.6 (St. 37)の位置での結果である。なお実験条件は図2と同一である。均一液膜領域にある図3(a)では壁温変動も周方向への温度差もほとんど見られないのに対して、液膜破断直後の図3(b)を見ると120°Cもの壁温変動が現れる。詳細に見ると、 T_{w4} は常に低温で変動もごくわずかであるのに対して、 $T_{w1} \sim T_{w3}$ は比較的位相の揃った大変動を示し、乾き面に対応する高温状態と濡れ面に対応する低温状態とが同程度

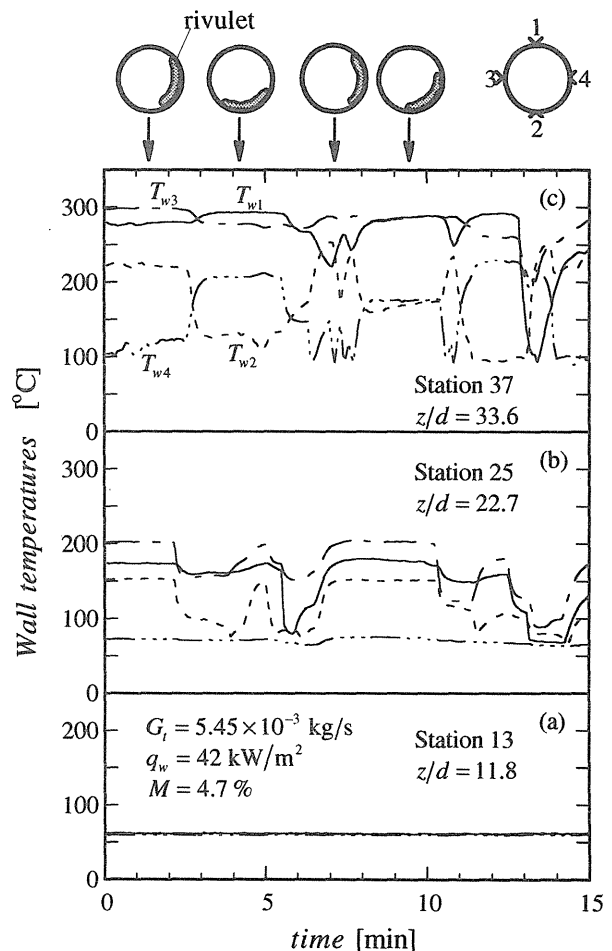


Fig. 3 Temperature fluctuations at circumferential positions.

の占有時間で出現する。このような壁温変動特性は、液膜破断直後に乾き面が急速に広がることを意味し、図1に見られる平均壁温の急速な立ち上がりに対応するものと考えられる。下流に進むと変動幅はさらに拡大し最大で約200℃に達する(図3(c))。この位置では $T_{w1} \sim T_{w4}$ の変動はある時間間隔で比較的交互に生じている。このような壁温変動とリビュレットの存在位置との関係はグラフ上の管断面模式図のようになっているものと考えられ、周方向へのリビュレットの揺動が壁温変動を引き起こしているものと推察される。

図4は壁温変動値の周波数スペクトルで、実験条件は図3に対応するもの(図4(a), (b))とそれとは異なるもの(図4(c))である。スペクトル算出は時間窓を掛けない温度変動振幅データに対しFFT法を適用して行った。図より、大部分の大振幅は数分オーダーの長周期に集中しており、その傾向は流れ方向位置や実験条件に依らないことがわかる。

単成分系の水蒸気-水系蒸発管内の壁温変動を対象とした従来の報告では、数秒程度の長周期変動は系の流動不安定に依るとされているが⁽⁴⁾、本実験では流動不安定は確認されず、変動周期もかなり長い。熱流束と液膜流量の条件が異なるため定量的な比較は難しいが、単成分系と二成分系とでは壁温変動特性に上述したような顕著な相違があると考えられる。これは、二成分系の湿り空気熱伝達率が単成分系の水蒸気熱伝達

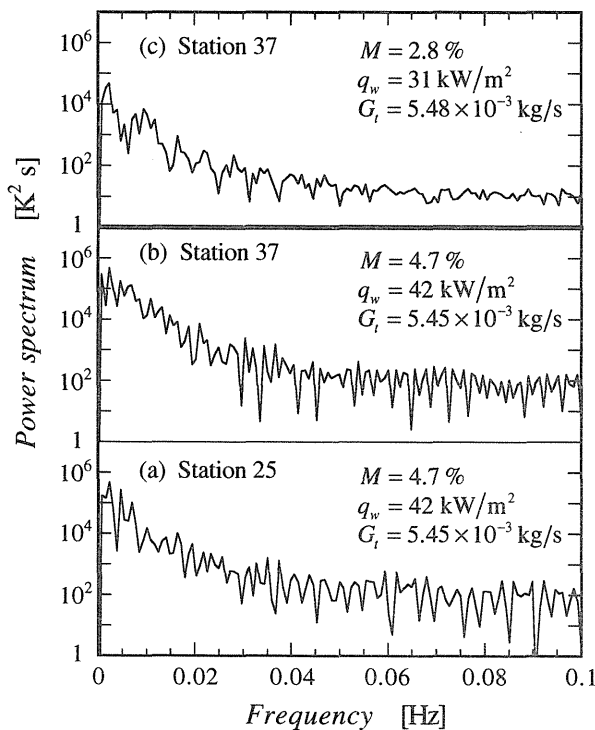


Fig. 4 Power spectra of wall temperature fluctuation at T_{w1} .

率より小さいため二成分系の乾き面温度が相対的に高くなること、ならびに二成分系では液相の蒸発が物質伝達律則になるため単成分系に比較してリビュレット状液膜領域が下流に長く存続することが原因であると考えられる。

3. 伝熱解析

3・1 解析モデル 前章の実験結果と前報⁽²⁾の均一液膜領域をモデル化した伝熱解析結果とを総合すると、初め管内壁全域を覆っていた液膜は物質伝達律則による蒸発の進行とともに厚さが徐々に減少し、ある条件にて液膜破断が発生すると、その下流ではリビュレットに覆われた濡れ面とそうでない乾き面とが出現するとの熱流動機構が浮かび上がる。そこで本報では、均一液膜を維持し得る「限界液膜厚さ」に達すると液膜破断が発生し、その下流では厚さ一定のリビュレットが蒸発によりその幅を減らしながら流下するとの伝熱解析モデルを構築する。

図5は伝熱解析モデルの模式図で、リビュレットが管内壁の一部を覆っている様子を表わしている。左側の図は解析対象となる微小区間 Δz の取り方を、右側の図はその位置における管断面図を示している。定式化のために以下の仮定を導入し、前報の伝熱解析モデルを拡張する。

(1) 解析対象領域をリビュレット状液膜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。

(2) リビュレット状液膜は、円周に対する「濡れ割合 α ($0 \leq \alpha \leq 1$)」の幅で流れ、厚さは一定とする。

(3) 液膜の流れは層流とする。また液膜は非常に薄いため、液膜表面温度と濡れ面温度は等しいとする。

(4) 伝熱に寄与する液相の蒸発は液膜表面でのみ行われ、噴霧流中液滴のそれは考えない。蒸発現象は拡散律則であり、熱伝達と物質伝達のアナロジーが成立するものとする。

(5) 噴霧流から壁面へは液滴供給が行われ、液膜へ到達したものは液膜の流量増加に、乾き面へ到達したものはそこで蒸発して蒸気の流量増加にそれぞれ寄与する。なお、液膜からの液滴発生(エントレインメント)は考えない。

(6) 管壁内部を伝わる周方向熱伝導は無視する。

(7) 加熱は等熱流束条件とする。

まず、試験部を通過する各流体の質量保存を考える。管断面に対する質量保存は次式で表わされる。

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

各項は流れ方向の液膜、液滴、蒸気の流量変化を表わし、それぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dG_f}{dz} &= \alpha(m_D - m_e)\pi d \\ \frac{dG_d}{dz} &= -m_D\pi d \\ \frac{dG_v}{dz} &= \alpha m_e\pi d + (1-\alpha)m_D\pi d \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2)$$

次にエンタルピー保存式を考える。リビュレット状液膜流領域では次式で与えられる。

$$\alpha q_w - \alpha q_{cf} - \alpha L_f m_e - G_f c_{pf} \frac{1}{\pi d} \frac{dT_f}{dz} - \alpha m_e c_{pvf}(T_f - T_b) - \alpha m_D c_{pd}(T_f - T_b) = 0 \quad \dots\dots(3)$$

ここで各項は、濡れ壁面からリビュレット状液膜流に供給される熱流束、液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達、液膜の蒸発熱、液膜の顕熱、液膜からの蒸発蒸気の顕熱、噴霧流から液膜への到達液滴の顕熱を表わす。噴霧流領域に対するエンタルピー保存は次式で表わされる。

$$(1-\alpha)q_w + \alpha q_{cf} - (G_a c_{pa} + G_v c_{pv} + G_d c_{pd}) \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} + \alpha m_e c_{pvf}(T_f - T_b) + \alpha m_D c_{pd}(T_f - T_b) = 0 \quad \dots\dots(4)$$

ここで各項は、乾き面から噴霧流へ供給される熱流束、リビュレット状液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達、噴霧流（空気＋蒸気＋液滴）の顕熱、蒸発蒸気の顕熱、到達液滴の顕熱を表わす。なお、仮定（4）より噴霧流中液滴の蒸発熱項は無視されている。

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る⁽²⁾。

$$m_e = h_D(C_{vi} - C_{vb}) \quad \dots\dots\dots(5)$$

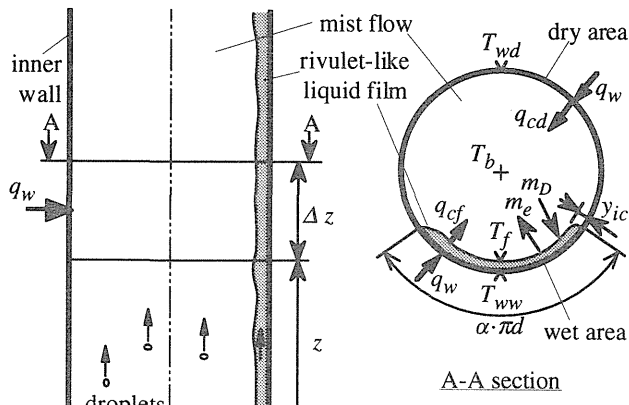


Fig. 5 Analytical model.

上式中の C_{vi} , C_{vb} は液膜表面および噴霧流における蒸気濃度で、それぞれ液膜表面温度 T_f と噴霧流バルク温度 T_b に対する飽和濃度として与える。

噴霧流から液膜への液滴到達量 m_D は次式で与える。

$$m_D = K \cdot \rho_a \frac{G_d}{G_a} \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここで液滴到達係数 K は前報⁽²⁾の液滴・液膜流量測定実験で得られた値（0.3～0.43 m/s）を用いる。

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_{cf} は次式で与える。

$$q_{cf} = h_z(T_b - T_f) \quad \dots\dots\dots(7)$$

ここで、局所熱伝達率 h_z は円管内乱流熱伝達の相関式⁽¹⁰⁾で与える。乾き面の壁面温度は、この h_z を用い次式で求める。

$$T_{w_dry} = \frac{q_w}{h_z} + T_b \quad \dots\dots\dots(8)$$

上式は乾き面に衝突する液滴の熱伝達率への寄与を無視するもので、試験部での液滴到達量が極めて小さい本実験条件には成立する。

最後に濡れ割合 α の算出式を仮定（1）に基づき導出する。垂直上昇層流液膜流の液膜レイノルズ数は次式で表わされる⁽¹¹⁾。

$$Re_f = 2\tau_i^*(y_i^*)^2 - \frac{4}{3}(y_i^*)^3 \quad \dots\dots\dots(9)$$

一方、リビュレット状液膜流の質量流量 G_f は壁面の単位幅あたりの流量 Γ と次式の関係がある。

$$G_f = \alpha \pi d \cdot \Gamma \quad \dots\dots\dots(10)$$

式（9）、（10）および液膜レイノルズ数の定義式 $Re_f = 4\Gamma/\mu$ から、濡れ割合を与える次式が得られる。

$$\alpha = G_f / \left\{ \pi d \frac{\mu}{2} \left[\tau_i^*(y_i^*)^2 - \frac{2}{3}(y_i^*)^3 \right] \right\} \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで、 y_i と τ_i （気液界面せん断応力）は次のように無次元化されている。

$$y_i^* = y_i \left(\frac{g}{v^2} \right)^{1/3}, \quad \tau_i^* = \frac{\tau_i}{\rho g} \left(\frac{g}{v^2} \right)^{1/3} \quad \dots\dots\dots(12)$$

τ_i は次の実験式⁽¹²⁾より与える。

$$\left. \begin{aligned} \tau_i &= f_s \frac{\rho_s u_s^2}{2} \\ f_s &= 0.005 \left(1 + 300 \cdot \frac{y_i}{d} \right) \\ u_s &= \frac{4(G_a + G_v)}{\rho_s \pi d^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

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る。試験部には円周方向に均一な液膜が流入するとし、そこから液膜破断開始点まで

は $\alpha=1$ として解析を行う。これは均一液膜領域の存在を仮定した前報⁽²⁾の解析と同一の結果を与える。計算が下流に進行し液膜厚さが限界液膜厚さ(= y_{ic})に達する位置を液膜破断開始点とする。それより下流では式(11)の与える濡れ割合(< 1)を用いて解析を進める。ここで、液膜温度 $T_f (= T_{w_wet})$ は式(3)から、噴霧流バルク温度 T_b は式(4)から算出される。前述したように、液膜破断開始点を精度良く予測することは現状では困難であることに鑑み、本解析では実測値に見られる壁温の急な立ち上がり位置を液膜破断開始点として陽に定め、そこでの液膜厚さを限界液膜厚さとみなすこととした。従って、仮定(2)より $y_i = y_{ic}$ となる。図1には本解析で得られた濡れ面温度 T_{w_wet} と乾き面温度 T_{w_dry} を含めてあるが、両者への分岐点は上述のように陽に定められた結果である。計算に必要な試験部入口条件(空気と水の質量流量、流入水質量流量に対する液膜質量流量の割合、静圧、噴霧流バルク温度等)には実験値を与えた。

3・2 解析結果および考察 図6に $q_w = 42 \text{ kW/m}^2$, $M = 4.7\%$ (図1(a)に対応)における解析結果を試験部の流れ方向位置に対して示す。

図6(a)は内壁温度の測定値(●: T_{w1} , ▲: T_{w2})と解析値を比較したもので、実線、一点鎖線および点線はそれぞれ乾き面温度 T_{w_dry} , 濡れ面温度 T_{w_wet} , 噴霧流バルク温度 T_b を表している。 $z/d < 20$ の均一液膜領域では解析値は測定値に良好に一致する。解析では $z/d = 20$ 付近の $y_{ic} = 19 \mu\text{m}$ にて液膜破断が生じ T_{w_dry} と T_{w_wet} に分岐する。一方、実験値は $z/d = 20$ 以降で急に立ち上がり、 T_{w1} は T_{w_dry} に漸近する。図6(b)と(c)に示した濡れ割合 α と液膜厚さ y_i の変化は上述の壁温変化に対応しており、液膜破断開始点以降で α は徐々に減少し乾き面が拡大していく結果が得られている。均一液膜領域の液膜厚さは式(9)で与えられ、流れ方向に漸減する。液膜破断開始点から下流では液膜厚さ一定の条件($y_i = y_{ic}$)が適用されている。

図6(d)は、液膜、液滴、蒸気の各質量流量を合計水質量流量(= $G_f + G_d + G_v$)で無次元化したものである。なお G_{md}^* は噴霧流から液膜への液滴到達量である。液膜流量 G_f^* は試験部入口から下流に向かい減少するが、 $z/d \geq 20$ で勾配が緩やかになる。これは濡れ割合の減少に伴って液膜蒸発量 G_{me}^* が減少することに対応している。前報⁽²⁾の解析では G_{me}^* がリビュレット状液膜領域でもほぼ一定であったため G_f^* の減少が過大評価され $G_f^* = 0$ となるドライアウト点の実験値より上流側に現われる傾向にあった。一方、本解析では、式(2)第1式が示すように G_f の減少割合が α に比例し、その α

が G_f に比例するので(式(11)), G_f は下流方向に指数関数的に減少し有限の区間内では零にならない。つまり、本解析では厳密には $G_f^* = 0$ には到達せずドライアウト点の予測は行えない。実際にはリビュレットの幅がある程度以上に狭くなると表面張力の作用で滴状液滴に移行すると考えられ、管路出口で目視観察されたような大径液滴の流出に至るものと考えられる。

図6(e)は、全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、管断面のエンタルピー保存は式(5), (6)の和で表される。

$$\begin{aligned} & (G_a c_{pa} + G_v c_{pv} + G_d c_{pd}) \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} / q_w \\ & + G_f c_{pf} \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} / q_w + \alpha L_f m_e / q_w = 1 \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

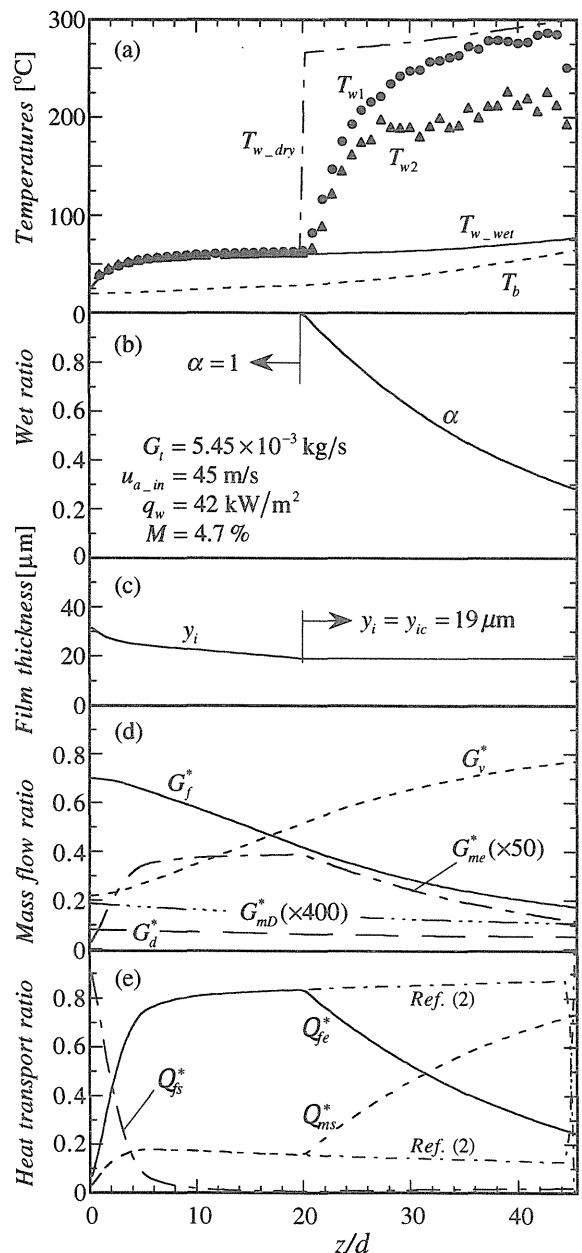


Fig. 6 Calculated results.

ここで、左辺はそれぞれ噴霧流の顕熱 Q_{ms}^* 、液膜の顕熱 Q_{fs}^* 、液膜の蒸発熱で Q_{fe}^* である。また、前報⁽²⁾の結果も一点鎖線で再掲する。図より液膜破断開始点以降では α の減少に伴って Q_{fe}^* の寄与が減少し、乾き面からの強制対流伝熱によって Q_{ms}^* の寄与が逆に増大する。その結果、噴霧流バルク温度 T_b の上昇率が増加する(図 6 (a))。

図 7 は、全実験条件について得られた y_{ic} を気液界面摩擦速度 $u_{\tau} (= \sqrt{\tau_i/\rho_f})$ に対して示したものである。図より、 y_{ic} と u_{τ} の間には一定の相関が認められ、 u_{τ} の増加とともに y_{ic} が減少する傾向にある。Murgatroyd⁽¹³⁾ は液膜破断の発生について、気液界面せん断応力が支配要因になることを示している。図中の実線は Hewitt & Lacey⁽¹⁴⁾ の実験データをプロットしたもので、二重円管内の空気-水系環状液膜流について破断開始点を求

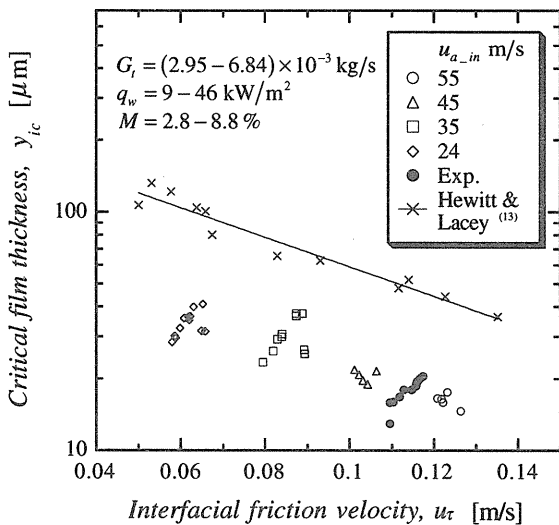


Fig. 7 Critical water film thickness.

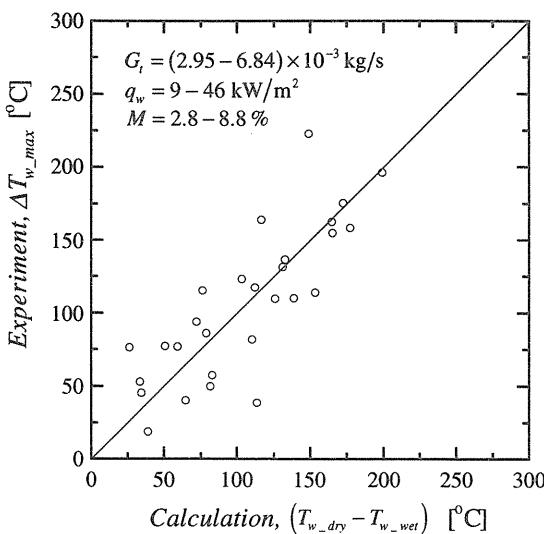


Fig. 8 Comparison between numerical calculation and measurement of maximum wall temperature fluctuation range.

めたものである。本解析結果はこの実験結果の半分以下の値となるが、両者の傾向については妥当な一致を示す。さらに図中の黒丸は、筆者らがコンダクタンスプローブ法⁽¹⁵⁾を用いて加熱試験部内の液膜厚さを測定した結果を示したもので、本解析結果に近い値を与える。

図 8 は、流れ方向の各位置で実測された管周方向最大-最小壁温差の最大値と、それが得られた位置における乾き面-濡れ面間温度差の解析結果とを全実験条件について比較したものである。ここで示す解析結果は、3章の伝熱数値解析で得られた結果に周方向熱伝導を独立に考慮した数値解析による補正を加えたものである。図より明らかなように、乾き面-濡れ面温度差の解析結果は実測された最大壁温差と妥当に一致しており、本解析結果と図 3、4 の与える変動周期とを併せると熱疲労評価に必要な壁温変動特性を知ることができる。

2・2節に述べたように、実験結果は液膜破断直後の急速な乾き面の増大 (= α の低下) を示唆するが、リビュレット状液膜の厚さを一定と仮定する本解析では図 6 (b) に見られるように α の減少は緩やかである。今、リビュレットが時空間的にランダムに揺動すると仮定すると、管内壁の平均温度は周方向位置に依らず次式で与えられる。

$$T_{w_av} = \alpha T_{w_wet} + (1 - \alpha) T_{w_dry} \dots\dots\dots (15)$$

図 9 (a) は T_{w_av} と実測された壁温の最大・最小値の包絡線を比較したものである。ランダムに揺動すると仮

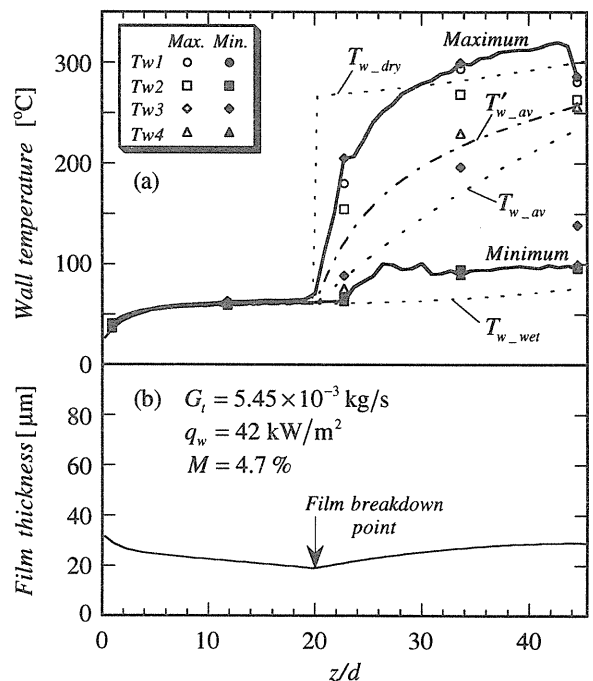


Fig. 9 Modification of wetting fraction.

定は実験事実を正確には反映していないため比較には注意が必要であるが、 $T_{w_{av}}$ の立ち上がりは包絡線のそれに比べて緩やかであるとの定性的相違が認められる。そこでリビュレットの急速な細流化を表現するため次の関数形で α の補正を試みた。

$$\alpha' = \alpha^{a(z_{bp}/z)} \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 z_{bp} は液膜破断開始点位置で、式中の定数は $a=3$ とした。ここで、式(16)の関数形と定数の決定は、上述の定性的相違が小さくなるよう試行錯誤的に行われた。この α' による平均壁温 $T'_{w_{av}}$ を図9(a)に、 α' から式(11)で逆算される破断後の液膜厚さを図9(b)に示す。実験に見られるような壁温の立ち上がりが再現されており、破断後の液膜はその厚さが一旦増加する様子を示している。加熱垂直管外面の流下液膜の破断に関する研究では、破断直後の液膜厚さがそれより上流に比べ厚くなる様子が観察されている⁽¹⁶⁾。液膜破断機構に関しては本研究の垂直上昇流と流下液膜とでは差異があるものと考えられるが、液膜厚さについては破断後のメニスカス形成によりそれより上流の液膜厚さに比し変化が生じると推察され、これは上述の α の補正の必要性を支持する。しかし、より詳細な検討は液膜厚さの直接測定が不可欠と考えられ、その結果とともに別報にて報告する予定である。

4. 結 論

垂直管内空気-水系噴霧流を対象とした管壁温度測定を行うと共に、リビュレット状液膜領域を対象とした伝熱解析との比較・検討を行い以下の結論を得た。

(1) 加熱試験部の壁温を多点同時に時系列測定することで、試験部全域の詳細な壁温変動特性を明らかにした。その結果からリビュレット状液膜の揺動に起因する長周期かつ大振幅の壁温変動の存在を指摘し、単成分系での壁温変動特性との相違を明らかにした。

(2) 管内円周方向に乾き面と濡れ面の存在を仮定する伝熱解析モデルを提案し、それによってリビュレット状液膜領域で生じ得る最大壁温変動の評価が可能であることを示した。

(3) 本伝熱解析モデルより見積られる限界液膜厚さは、主流空気流速あるいは気液界面せん断応力の増加とともに減少し、その傾向に関して従来の液膜厚さの実験結果と妥当に一致することを示した。

本研究の実験遂行にあたり当時本学学部生 九木田教明氏、橘信仁氏および新井達紀氏の協力を得た。また、研究の一部は平成8年度文部省科学研究費補助金(基盤研究(c)(2), No. 08650244)によって行われた。

ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) 相原利雄, 機論, 52-481, B (1986), 3131-3138.
- (2) 北川哲也・鳥居薫・西野耕一, 機論, 63-608, B (1997), 1359-1366.
- (3) Chu, C. L., Roberts, J. M. and Dalcher, A. W., Trans. ASME J. Engineering for Power, 100 (1978), 424-431.
- (4) 石谷清幹・中西重康・山内庄司・高岡大造・小谷英夫, 機論, 47-423, B (1981), 2210-2220.
- (5) France, D. M., Carlson, R. D., Chiang, T. and Priemer, R., Trans. ASME J. Heat Transfer, 101 (1979), 270-275.
- (6) 北川哲也・鳥居薫・西野耕一, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 3 (1996), 815-816.
- (7) Hartley, D. E. and Murgatroyd, W., Int. J. Heat Mass Transfer, 7 (1964), 1003-1015.
- (8) 藤田稔彦・植田辰洋, 機論, 43-366, 2 (1977), 657-667.
- (9) Fukano, T, Itoh, A and Ousaka, A., PhysicoChemical Hydrodynamics, 6-1/2 (1985), 23-47.
- (10) 日本機械学会, 伝熱工学資料, 改訂第4版, (1986), 55-57.
- (11) 植田辰洋, 気液二相流, (1981), 126, 養賢堂.
- (12) Wallis, G. B., One Dimensional Two-Phase Flow, (1969), 318-322, McGraw-Hill.
- (13) Murgatroyd, W., Int. J. Heat Mass Transfer, 8 (1965), 297-301.
- (14) Hewitt, G. F. and Lacey, P. M. C., Int. J. Heat Mass Transfer, 8 (1965), 781-791.
- (15) 例えば, 渡辺修・藤田秀臣, 日本機械学会東海支部岐阜地区講演会講演論文集, No.943-2 (1994), 87-88.
- (16) Ponter, A. B., Davies, G. A., Ross, T. K. and Thornley, P. G., Int. J. Heat Mass Transfer, 10 (1967), 349-359.

垂直管内空気-水系噴霧流熱伝達 Heat Transfer of Air-Water Dispersed Flow in a Vertical Pipe

伝学 *北川 哲也 (横浜国大院)
伝正 西野 耕一 (横浜国大)

伝正 鳥居 薫 (横浜国大)

Tetsuya KITAGAWA, Kahoru TORII
and Koichi NISHINO

Dept. of Mech. Eng. and Materials Sci., Yokohama National Univ.,
156 Tokiwadai, Hodogaya-ku, Yokohama 240

Heat transfer and its enhancement of air-water dispersed flow in a heated vertical pipe have been studied. Axial and circumferential wall temperature distributions were measured under various conditions of the mist ratio and the wall heat flux. A numerical analysis by taking into account heat and mass transfer from the liquid film was performed to estimate a streamwise variation of the mean wall temperature. A comparison between theoretical calculation and measurement of droplet deposition velocities was also made and a good agreement was obtained. The present experimental data indicate that long-amplitude, long-period wall temperature fluctuations are subject to appear in the air-water dispersed flow.

Key Words : Heat Transfer Enhancement, Dispersed Flow, Droplet Deposition Velocity, Liquid Film

1. 緒言 空気-水系噴霧流による冷却は、空気単相流に比べ液相の蒸発による飛躍的な伝熱促進効果が期待できる。その効果は、伝熱面に到達した液滴によって極薄液膜が形成される領域で特に著しい。しかしその液膜が破断し、壁面上を分散して存在する状態になると、乾き面と濡れ面との間に大きな温度差と壁温変動を伴い、伝熱面部材に著しい熱疲労を与える恐れがある。本研究では、空気-水系管内噴霧流による加熱・非加熱実験を行い、液滴到達係数の評価、液膜流領域に着目した壁温予測、液膜破断点や壁温変動に関する測定などを行った。

2. 実験装置および方法 Fig.1 に噴霧流伝熱実験試験部の概略を示す。二流体ノズル (株) いけうち製) により生成した水噴霧 (公称平均径: 50~70 μm) はプロワから供給される主流空気と混合し、噴霧流となって試験部下方から流入する。試験部は、内径 $d = \phi 11$ 、肉厚 0.5mm の SUS304 引抜管を直接通電加熱したもので、電極間隔 0.5m を試験部長さとしている。試験部外壁に計 105 個の CA 熱電対を設置し、流れ方向には向かい合う 2 列に 49 箇所取り付け、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可能としている。これらの熱電対の各出力は、5 秒間隔で 256 回 (=約 21 分) サンプルングされた。実験は、熱流束 $q = 13 \sim 46 \text{ kW/m}^2$ 、全質量流量 $m_t = 6 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、ミス ト比 $M (= m_d/m_t, m_w: \text{流入水質量流量}) = 3 \sim 9\%$ の条件で行った。

Fig.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る。試験部は内径 $\phi 11$ 、肉厚 2mm のアクリル管で、試験部長さは 0.22、0.32、0.42、0.57m の 4 種類とした。試験部出口に管中心部を流れる液滴と管内壁を流れる液膜を分離する液膜トラップを設け、一定時間における全量測定により液滴・液膜質量流量を求めた。試験部長さが 0.22m における液膜流量を伝熱試験部入口における液膜流量とした。実験は、空気平均流速 $u_g = 45 \text{ m/s}$ 、 $M = 3 \sim 9\%$ の条件で行った。

2. 実験結果および考察 非加熱実験で測定された液滴流量の流れ方向変化と式 (1) により、液滴到達係数 K /

s が求まる (1)。

$$K = -H_m \frac{u_g}{s} \frac{d(\ln m_d)}{dz} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 H_m は流体平均深さで円管の場合 $d/4$ 、 s は気相と液滴の速度比 u_g/u_d で近似的に 1.1 とした (1)。測定の結果、

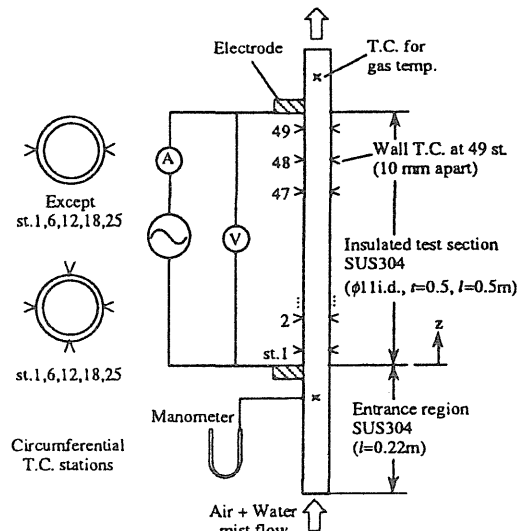


Fig.1 Outline of experimental apparatus

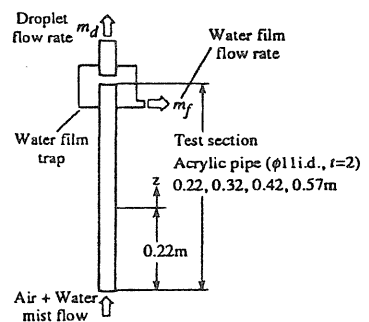


Fig.2 Device for measuring droplet and water film flow rate

本実験条件範囲で $K = 0.13 \sim 0.17$ m/s の値が得られた。その評価のために、式 (2) で計算される理論解析値^(2,3) との比較を行った。

$$\frac{K}{u^*} = \frac{1.224\eta_c^2}{\frac{\eta_c}{0.75} + 2.5 \ln \left\{ \frac{1 + 2 \left[1 - 60 / \left(Re \sqrt{C_f/2} \right)^2 \right]}{1 - \left[1 - 60 / \left(Re \sqrt{C_f/2} \right)^2 \right]} \right\}} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 η_c は気流速度変動に対する液滴速度の振幅比、 C_f は壁面摩擦係数、 Re は気相レイノルズ数である。

Fig.3 は横軸に測定値、縦軸に理論計算値をとったもので、摩擦速度 u^* ($= \sqrt{C_f/2} \cdot u_g$) で無次元化されている。両者は良好に一致する。図中には参考のため、他の研究者による結果¹⁻⁶⁾を示してある。

液膜流量の測定結果では、伝熱試験部入口での噴霧水質量流量に対する液膜割合 m_{fm}^* は、本実験条件全域において約90%という高い値が見積もられた。ここで得られた K と m_{fm}^* を、後述の数値計算の代入条件とした。

Fig.4 に伝熱実験結果を示す。横軸は試験部加熱開始からの距離を管内径で無次元化したもの、縦軸は管外壁温度から定常熱伝導を仮定して算出した管内壁温度を表している。●▲はそれぞれ向かい合う温度測定箇所での平均温度である。加熱開始点からしばらくは壁温上昇はわずかで互いに良く一致した状態を保っており、管内壁全面が液膜で安定に覆われているものと推定される。 $z/d = 20$ 以降から壁温が急激に上昇するとともに T_{w1} と T_{w2} に差が生じ始める。この点でそれまでの安定な液膜に破断が生じ、周方向のある位置で乾き面が発生する状態(液膜破断)になると考えられる。図中の実線と点線は、管内壁を覆う液膜とミス流との熱・物質伝達をモデル化した数値解析⁽⁷⁾の結果で、管内壁温度 $T_{w,calc}$ と空気平均温度 $T_{b,calc}$ である。全周が液膜で覆われていることを仮定した解析結果は、 $z/d < 20$ の範囲では実験結果と良い一致を示している。

Fig.5 は Fig.4 の T_{w2} の非定常挙動を表したものである。 $z/d < 20$ では壁温変動は全く見られないが、それより下流側では急激な温度上昇と共に大振幅かつ長周期の変動が見られる。液膜破断位置はほぼ一定である。

Fig.6 に周方向4点の壁温変動を示す。st. 13, st. 25, st. 37 はそれぞれ $z/d = 11.8, 22.7, 33.6$ の位置である。図中下部に線種と周方向位置の対応を記してある。st. 13 では周方向への差異は見られず、管内壁全面が液膜で覆われている様子がわかる。st. 25 では T_{w1} のみが低温ではほぼ一定に保たれているが他の位置では変動が生じていることから、 T_{w1} の辺りに筋状の液膜流れ(リビュレット流)が存在することが推定される。st. 37 では一定温度を示す位置は存在せず、 T_{w2} と T_{w1} の間で大変動が交互に生じていることから、この付近でリビュレット流が周方向に場所を変えながら存在していると考えられる。質量流束が約 $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束が約 480 kW/m^2 の条件における蒸気-水系で生じる壁温変動は、周期が約 0.3 Hz 以下で存在すると報告されている⁽⁸⁾。本実験の質量流束は約 $62 \text{ kg/m}^2\text{s}$ のため単純な比較はできないが、本実験条件における空気-水系の壁温変動は前述の蒸気-水系よりも比較的長い周期を持つことがわかる。

参考文献

- (1) 波江・植田, 機論 (B), 38-308, (1972) 821. (2) Matida, E. A. and Torii, K., JSME Int. J., Ser. B, Vol. 38, No. 4, (1995) 628. (3) Yang, Z. W. and Lee, S. L., Part. Part. Syst. Charact., 8, (1991) 72. (4) Ganic, E. N. and Mastanaiah, K. M. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, (1981) 401. (5) Mastanaiah, K. and Ganic, E. N., Trans. of ASME, Vol. 103, (1981) 300. (6) Cousins, L. B. and Hewitt, UKAEA Report, No. R-5657, (1968), Harwell, Great Britain. (7) 北川・鳥居・西野, 第30回伝熱シンポ, (1993) 280. (8) 石谷・ほか4名, 機論 (B), 47-423, (1981) 2210.

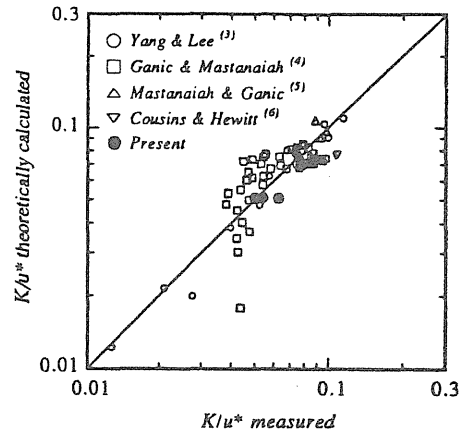


Fig.3 Comparison theoretical calculation and measurement of dimensionless droplet deposition velocities

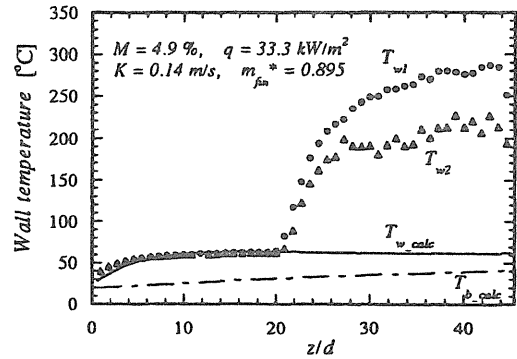


Fig.4 Comparison numerical calculation and measurement of wall and bulk temperatures

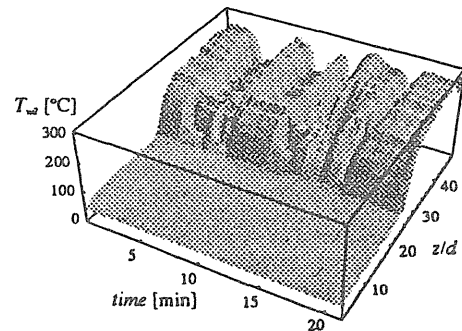


Fig.5 Temperature fluctuations ($M = 4.9\%$, $q = 33.3 \text{ kW/m}^2$, T_{w2})

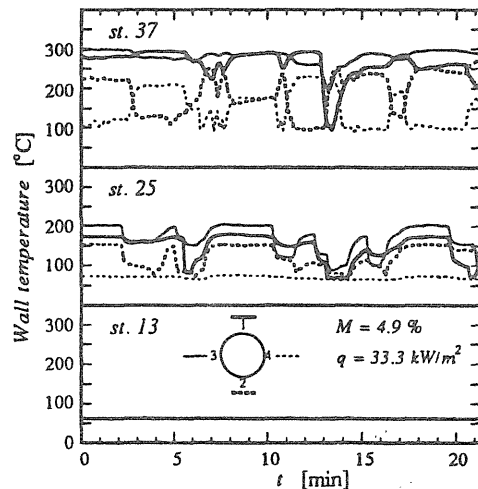


Fig.6 Temperature fluctuations at circumferential positions

Abstract for the Forty-Ninth Annual Meeting, Division of Fluid Dynamics of the American Physical Society at Syracuse University, Syracuse, New York, 1996.

**Stereo Imaging Measurement of Size and Velocity of Particles
in Dispersed Two-Phase Flow**

Koichi Nishino, Hiroyuki Kato, Hiroshi Saegusa and Kahoru Torii

Yokohama National University

A stereo imaging technique based on background lighting is applied to the simultaneous measurement of size and velocity of fine particles in a dispersed two-phase flow. The use of stereo imaging permits measurement of the three velocity components and also resolution of the depth-of-focus ambiguity that has limited the accuracy of previous direct-imaging techniques. In this study, various kinds of transparent/opaque and spherical/non-spherical particles, each approximately $100 \mu\text{m}$ in mean diameter, are measured to demonstrate feasibility. The results for the size distribution and the properties of particle shape are presented along with characteristics of the orientation of the particles.

Kato et al., ASME FED 209, 115 (1995)