ミストリフトサイクルに関する基礎的研究*

長崎 孝夫**, 土方 邦夫**
森 康夫***, 桜井 輝浩****

A Fundamental Study of the Mist-Lift Cycle

by Takao NAGASAKI, Kunio HIJIKATA,
Yasuo MORI, and Teruhiro SAKURAI

Characteristics of two-phase mist flow in a mist lift tube have been investigated both experimentally and theoretically. Hot water is sprayed upward into an evacuated vertical tube, the top of which is connected to a condenser. Since the top of the tube is cooled, vapor flashes from the sprayed droplets, which are entrained upward by the vapor flow. From measurements of vapor and droplets temperatures, it is clarified that initial flashing is accomplished rapidly. Variations of droplets' size and their velocities along the flow direction are also measured, and it is shown that the size of droplets increases rapidly due to their collision and coalescence. To predict the motion and the growth rate of the droplet, a theoretical model is proposed, in which the coalescence and collision-induced breakup of droplets are considered. When the turbulence in vapor flow is small, the calculated result agrees well with the experimental one.

Key Words: Multiphase Flow, Mist Flow, Water Droplets and Vapor Mixture, Droplets Collision, Ocean Thermal Energy Conversion

1. 緒 言

海洋温度差発電(OTEC)の新方式としてミストリフトサイクルが提案されている⁽¹⁾⁽²⁾。図1はこのサイクルの概念図を示したもので、海表面の温海水は海面下約100 mのリフト管下部に導かれ、その間の水落差により水タービンを駆動し発電を行った後、リフト管下部のミスト発生器から管内に噴霧される。リフト管内はあらかじめ真空中に引かれており管上部は冷海水により冷却されているため、噴霧された温海水は微粒化すると同時にフラッシュ蒸発し上向きの蒸気流を生じる。液滴はこの自ら発生する蒸気流により重力に抗して上方に運ばれリフト管上部に達し、冷海水との直接接触により凝縮した後、管外に排出される。

このようにミストリフトサイクルでは温海水を微粒化し、冷海水との温度差を利用して二相流の形で上昇させることにより熱エネルギーから位置エネルギーへの変換を行うところに特徴がある。その理想リフト高さは一例として温海水温度 25°C、凝縮器温度 10°Cの

場合、温海水が凝縮器温度まで二相膨張する時の断熱熱落差から約 160 m と計算される。

従来このサイクルに関し、液滴群の衝突、合体および分裂などを考慮した理論解析が行われ OTEC の条件下で出力を得ることが示されているが⁽³⁾⁽⁴⁾、実験との比較はなされておらずその妥当性は不明である。また全高 4 m のリフト管を用いた実験研究⁽⁵⁾では、リフト管入口、出口の圧力差の測定結果から気液間のスリップおよび液滴の加速の程度を見積もり等価的に約 100 m のリフトが可能であるとしているが、液滴の粒径分布および液滴速度の粒径による差異など、実際規模のミストリフトサイクルの性能評価の基礎となるリ

図1 ミストリフトサイクルの概念図

* 昭和59年11月29日 関西支部第5回シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和60年11月8日。

** 正員、東京工業大学 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12)。

*** 正員、電気通信大学 (〒182 調布市調布ヶ丘1)。

**** 学生員、東京工業大学大学院。

フト管内の流動状態に関する十分な知見は得られていない。

そこで本研究では研究の第1段階としてミストリフトサイクルの性能を支配する重要な因子である液滴群の合体、分裂、加速等の二相流動の挙動を明らかにするため、上部に凝縮器を持つ垂直管下部からの熱水の噴霧によって生じる蒸気・液滴の上向き流れについて実験的に研究するとともに、理論解析を行い実験結果と比較検討する。

2. 主 な 記 号

d : 液滴径

d_{10} : 算術平均直径

d_{32} : 体面積平均直径

m : 液滴質量

N : 液滴数密度

T : 温度

V : 液滴速度

v : 液滴速度の平均値からのずれ

V_v : 蒸気速度

W : 質量流量

z : 流れ方向距離

ϵ : 合体効率

τ_i : 気液界面せん断力

添 字

c : 凝縮器

l : 液体

i : 気液界面

o : 熱水入口状態

p : 液滴

v : 蒸気

3. 実験装置および測定方法

実験装置の概略を図2に示す。タンクに蓄えられた水はポンプにより加圧、ヒータにより加熱され、リフト管下部のミスト発生器から管内に噴霧される。リフト管は高さ2.5 m、内径100 mmの透明アクリル製の垂直管で、その上部は凝縮器に接続しており、管内はあらかじめ真空中に引かれている。ミスト発生器は図3に示す構造で、直径0.15 mmの900個の細孔から熱水が噴霧される。管内に噴霧された熱水は微粒化すると同時にフラッシュ蒸発し上向きの蒸気流を生じ、液滴はこの自分自身から発生する蒸気流に運ばれ管内を上昇する。この液滴からの蒸発量を測定するため、L形のプローブを流路中に挿入吸引し、プローブ内が進入してくる液で常に満たされている状態でその温度を

測定することにより液滴温度を測定し、液滴の温度降下から蒸発量を見積もった。また流路途中の数箇所(以下に述べる液膜除去部)において、液滴が直接あたらない位置に熱電対を設置し蒸気温度を測定した。管上部に達した蒸気ミスト流は凝縮後、体積計により流量が測定され、ポンプにより水タンクに戻される。

一方噴霧された液滴の一部は管壁に衝突し液膜を形成する。この液滴の管壁への衝突量の流れ方向変化を測定するため管途中の4箇所に液膜除去部を設置し、その除去量を測定することにより液膜除去部にはさまれた各区分ごとの液滴壁付着流量を求めた。また液膜除去部に設けた観測窓から内部の二重露光撮影を行い液滴速度と粒径分布を測定した。ここで光源にはせん光時間1 μ s、発光間隔10~30 μ sのダブルフラッシュを用いた。

4. 実 験 結 果

4.1 リフト管内の温度分布と蒸気発生 実験結果の一例として温度30.2°Cの熱水を速度21 m/sで噴霧した場合の流れ方向への温度、蒸気速度の変化を図4に示す。図4中の白丸印は蒸気温度 T_v の実測値で、同位置で測定された圧力に対する飽和蒸気温度に等しく、二相流動に伴う圧力損失のため蒸気温度は流れ方

図2 実験装置

図3 ミスト発生器

向にゆるやかに減少する。一方、黒丸印は液滴温度 T_l の実測値であり、液滴は噴霧直後に過熱状態となるため表面蒸発により急速に温度降下し周囲蒸気温度に近づき、気液はほぼ熱平衡状態とみなせるようになる。図4中に示した蒸気速度 V_v はこのような液滴の温度降下から蒸発量を求めることにより計算された断面内平均蒸気速度であり、初期の急激なフラッシュ蒸発により蒸気流が生じ、その後の温度降下に伴う蒸発の進行と蒸気の膨張によりゆるやかに増速する。また図4中の V_{vs} は、液滴温度が蒸気温度に等しいとして計算した蒸気速度であり、気液間の熱非平衡を考慮しても $Z=0.55\text{m}$ 以降では4%程度の差である。そこで以下では簡単のため気液熱平衡を仮定して計算した蒸気速度を用いる。

以上のように噴霧直後のフラッシュ蒸発により気液間の熱平衡が急速に達せられるが、この熱平衡に達するのに要する時間は過熱液滴内の熱伝達によって律速される。図4に示した液滴の温度降下速度から液滴内熱伝達率を求めると固体球の熱伝導の理論値に比べ約10倍程度大きな値となっており、これは過冷却液滴への凝縮に関する従来の研究⁽⁶⁾でも示されたように液滴の変形振動と内部の循環流の効果と考えられる。

4.2 液滴の壁付着による液膜形成と圧力損失
ミスト発生器より噴霧された液滴は蒸気流により上方に輸送されるが、その間壁付着により管内の液滴流量は流れ方向に減少していく。以下で述べる液滴群の加速性能を定量的に明らかにするためには、その性質を実験的に把握しておく必要がある。流路途中の数箇所液膜を除去し、その除去量から液滴流量の流れ方向変化を求めた結果を図5に示す。図5中、実線と破線では液滴の初速度が異なっており、それぞれについて供給熱水温度を変化させることにより蒸気速度を変え

た場合の結果が示されている。 $z=1.2\text{m}$ までの液滴流量の変化は蒸気速度にあまり依存しておらず、噴霧直後の液滴の壁付着にはミスト発生器の噴霧の広がり角が支配的であると考えられる。それ以降の領域では、蒸気速度が大きいほど液滴流量の減少の程度が小さく、この理由として蒸気速度が大きいほど液滴は流れ方向に加速されるため壁付着の原因となる半径方向の速度成分が流れ方向のそれに比べ相対的に小さくなることが考えられる。また噴霧速度が大きい実線の場合のほうが液滴の壁付着が少ないが、これは噴霧速度 V_{po} が約 12m/s 以上で、液膜から液滴のエントレインメントが発生するためである。

なおこの時の圧力損失を測定した結果が図6である。図6の横軸は蒸気速度、縦軸は全圧力損失から蒸気および液滴の加速分と重力分を差引くことにより求めた気液界面のせん断力 τ_i である。また図6中の実線は Blasius の相関式である。熱水を低速で噴霧した $V_{po}=6\text{m/s}$ の場合、液滴の壁付着により生じた液膜はなめらかに流下し、気液界面の波動のため界面せん断力は平滑壁に対する摩擦係数 τ_{iB} の3倍程度まで増加する。更に高速で噴霧した V_{po} が 22m/s の場合、壁に

図5 液滴流量の流れ方向変化

図4 リフト管内の温度分布と蒸気速度

図6 界面せん断力

付着する液滴の有する上向きの運動量のために液膜は局所的、間欠的に逆流して上向きに流れ、液滴のエントレインメントを生じ、界面せん断力は τ_{ib} の10倍以上と大幅に増加する。このように液膜の流動状態の変化は蒸気速度が同一でも液滴の噴霧速度の相違によって生じ壁面摩擦の損失を大きく変化させるため、ミストサイクルの効率を正確に把握するためには今後このような液滴の衝突の効果を含めた液膜挙動の研究が必要と考えられる。

4.3 液滴群の加速と粒径分布の変化 液滴の流れの様子を図7の写真に示す。実験条件は図4と同一で、図7(a)は噴霧直後の $z=0.06\text{m}$ 、図7(b)は管最上部 $z=2.56\text{m}$ において撮影したもので、(b)は発光間隔 $27.4\mu\text{s}$ の二重露光写真である。これらの写真から求めた粒径分布を図8の棒グラフで示す。液滴の生成は細孔から噴出する液柱の表面張力不安定により生じるので噴霧直後には算術平均直径 0.3mm のほぼ均一な液滴が生じ、この平均直径は Rayleigh の不安定理論から予想される直径 0.28mm とほぼ一致す

(a) $z=0.06\text{ m}$ (b) $z=2.56\text{ m}$

図7 液滴流動の写真

(a) $z=0.06\text{ m}$

(b) $z=2.56\text{ m}$

図8 粒径分布 (高速噴出の場合)

る。一方、管上部では、写真からも分かるように最大 1.2mm 程度まで達する広い粒径分布を示しており、管内を上昇する間に液滴の衝突・合体が生じ、液滴が粗大化することが分かる。なお図8中の破線は後述の理論解析結果である。図9はこの時の液滴の速度と粒径の関係を示したもので、丸印が実測値であり、図中矢印で示した V_v は蒸気速度を示す。蒸気と液滴の速度差が小さいため液滴速度は平均的には流れ方向にほとんど変化しないが、液滴速度のちらばりの程度が増加している。なお図9(b)中の実線および破線は後述の理論解析結果である。

以上は液滴の初期速度が約 20 m/s の場合の結果であるが、次に気液間の速度差が大きい場合として、熱水をより低速の 8.1 m/s で噴霧した場合の管入口、出口における粒径分布を図10に示す。この場合、液滴速度が小さく液滴の流路内滞在時間が長いため、図8の高速で噴霧した場合より液滴の合体粗大化が進んでいる。この場合の液滴速度の管入口 ($z=0.06\text{m}$)、出口 ($z=2.56\text{m}$) での変化を示したのが図11で、気液間の速度差が大きい蒸気流による液滴の加速が顕著であり、小さな液滴ほど蒸気によりよく搬送されることが分かる。

図8、10よりリフト管を上昇する過程で液滴の衝突合体により噴霧時にはない大きな液滴が新たに生じており、このような液滴群の上方輸送過程を理論的に予測するには液滴の衝突合体過程を考慮したモデル化が必要である。

(a) $z=0.06\text{ m}$

(b) $z=2.56\text{ m}$

図9 液滴速度 (高速噴出の場合)

5. 理論解析

ミストリフトサイクルを高効率で動作させるためには液滴と蒸気間の速度差を極力小さくする必要があるが、実験結果で明らかになったように気流に搬送される過程で液滴が互いに衝突合体し粗大化するため気液間の速度差が増加し、条件によっては液滴が下方に落下する場合も生じる。このような液滴の衝突合体を考慮したミストリフト過程の理論解析が Davenport⁽⁴⁾により行われているが、そこでは同一径の液滴はすべて同じ速度を持つと仮定し、同一径の液滴間での衝突を

図 10 粒径分布 (低速噴出の場合)

図 11 液滴速度 (低速噴出の場合)

考慮していない。しかしながら図 9, 11 の実験結果から分かるように、同一径の液滴でも種々の速度を持つものがあり、そのような同一粒径内での液滴速度のばらつきに起因する液滴の衝突合体を考慮する必要がある。そこで本研究では同一粒径内での液滴速度の分散を考慮した解析モデルを提案し理論計算を行い、実験結果と比較検討する。

5.1 解析モデル 液滴の衝突は液滴相互の速度差により生じるが、そのような液滴間の速度差が生じる原因として以下のものが考えられる。

- (i) 気流の乱れによる液滴速度の変動
- (ii) 重力による降下力と粘性力の液滴径による相違
- (iii) その液滴が生成された過程の相違
(例えば同一径の液滴でも高速の小さな液滴の合体により生じたものは大きな速度を持つ。)

以上のうち (i), (ii) の原因による液滴の衝突についてはこれまでエアロゾルの凝集、雨滴の成長と関連してかなり研究が行われているが^{(7)~(9)}, (iii) の衝突履歴の相違により生じる液滴間の速度差を考慮した研究は見られない。本研究で対象とする液滴は直径 0.2 mm 以上と大きく、また気流のレイノルズ数が 6000 程度と小さく乱流強度も小さいと考えられることから、気流の乱れによる液滴速度の変動を無視し、(ii), (iii) の原因により生じる液滴間の速度差を考慮し衝突合体過程のモデル化を行う。まず液滴の粒径によるグループ分けに際し、粒径が小さい領域で十分な分割数を持ち、かつ粗大化した領域まで扱えるよう、直径の対数が等間隔になる以下の 40 のグループに液滴を分類する。

$$d_i = 0.1 \times 10^{(i-1)/20}; i=1 \sim 40 \dots \dots \dots (1)$$

ここで d_i はグループ i の液滴の直径 (mm) である。次に各グループの液滴速度は図 12(a) に示すように確率分布 f_i を持つものとする。 f_i は以下のように定義される。

(a) 液滴速度分布

(b) 流れ場

図 12 モデル図

$$dn_i = f_i(V_i) dV_i \dots\dots\dots (2)$$

ここで dn_i はグループ i の液滴で速度が V と $V + dV$ の間にあるものの数密度である。以上のような液滴の速度分布を考えるとグループ i と j の液滴が単位体積、単位時間あたりに衝突する回数は次式で与えられる。

$$F_{ij} = \int_0^\infty \int_0^\infty |V_i - V_j| \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \dots\dots\dots (3)$$

ここで σ_{ij} は衝突断面積であり、

$$\sigma_{ij} = \pi(d_i + d_j)^2 / 4 \dots\dots\dots (4)$$

以上のような粒径、速度分布を持つ液滴群が図 12(b) に示すように衝突合体を行いながら気流により上方に輸送される場合を考えると、各グループの液滴についての質量、運動量、運動エネルギーの保存式は、

$$\frac{d}{dz}(m_i N_i \bar{V}_i) = - \sum_j W_{ij}^{\text{out}} + \sum_{j \neq i} W_{ji}^{\text{in}} \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz}(m_i N_i \bar{V}_i^2) &= - \sum_j M_{ij}^{\text{out}} + \sum_{j \neq i} M_{ji}^{\text{in}} \\ &+ N_i \bar{F}_{Di} - m_i N_i g \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz}(m_i N_i \bar{V}_i^3 / 2) &= - \sum_j E_{ij}^{\text{out}} + \sum_{j \neq i} E_{ji}^{\text{in}} \\ &+ N_i \bar{V}_i \bar{F}_{Di} - m_i N_i \bar{V}_i g \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここで N_i はグループ i の液滴の数密度、 $\bar{\quad}$ は各グループ内での平均値、 F_{Di} は気流との速度差により液滴が受ける抵抗、 m_i は液滴の質量、 g は重力の加速度である。 W_{ij}^{out} 、 M_{ij}^{out} 、 E_{ij}^{out} はグループ j の液滴との衝突によりグループ i から失われる質量、運動量、運動エネルギーを表す。また W_{ji}^{in} 、 M_{ji}^{in} 、 E_{ji}^{in} はグループ j とグループ k の液滴の衝突合体の結果グループ i に持ち込まれる質量、運動量、運動エネルギーを表し、総和 $\sum_{j \neq i}$ は合体の結果グループ i の液滴を生じるすべての j 、 k の組合せについて行う。

いま液滴速度を平均値 $\bar{V}_i$ と平均値からのずれ v_i の和、すなわち

$$V_i = \bar{V}_i + v_i \dots\dots\dots (8)$$

で表し、速度変動が平均値まわりに対称と仮定すると

$$\bar{V}_i^2 = \bar{V}_i^2 + \bar{v}_i^2 \dots\dots\dots (9)$$

$$\bar{V}_i^3 = \bar{V}_i^3 + 3 \bar{V}_i \bar{v}_i^2 \dots\dots\dots (10)$$

したがって式(5)～(7)、(9)、(10)により、 N_i 、 $\bar{V}_i$ 、 $\bar{v}_i^2$ の流れ方向変化を求めることができる。

次に式(5)～(7)右辺の W 、 M 、 E の見積りについて述べる。液滴 i 、 j の衝突頻度は式(3)により与えられるが、すべての衝突が液滴の合体につながるとは限らず、衝突の際の相対速度によっては衝突後再び分裂することが知られている⁽¹⁰⁾。ここでは本研究とは

の実験結果にもとづく Brazier-Smith らの式を用いる⁽¹¹⁾。

$$\varepsilon = 2.40 \frac{2\sigma}{\rho_i V_r^2 d_i} h(d_j/d_i); d_j > d_i \dots\dots\dots (11)$$

$$h(\gamma) = \frac{(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^2)^{2/3})(1 + \gamma^3)^{11/3}}{\gamma^6 (1 + \gamma)^2} \dots\dots\dots (12)$$

ここで ε は合体効率と呼ばれ、式(4)の衝突断面積で衝突する液滴が合体する確率を与える。また V_r 、 σ 、 ρ_i は液滴の相対速度、表面張力、液体の密度である。例として同一径の液滴の場合について、合体効率を相対速度に対して示すと図 13 のようになり、ある相対速度以上で合体効率は急速に減少し、また大きい液滴どうしの衝突ほど合体効率が小さいことがわかる。液滴 i 、 j の合体後の速度を V_{ij} とすると運動量保存より

$$V_{ij} = (m_i V_i + m_j V_j) / (m_i + m_j) \dots\dots\dots (13)$$

一方分裂の確率は $(1 - \varepsilon)$ で、ここでは単純化して元の二つの大きさの液滴に分裂すると考えるが、運動量の混合はすでに終了しており分裂後の速度はともに式(13)の速度 V_{ij} になるものとする。

この時合体効率を用いて W 、 M 、 E は

$$W_{ij}^{\text{out}} = \int_0^\infty \int_0^\infty m_i \varepsilon |V_i - V_j| \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \dots\dots\dots (14)$$

$$W_{jk}^{\text{in}} = W_{jk}^{\text{out}} + W_{kj}^{\text{out}} \dots\dots\dots (15)$$

$$\begin{aligned} M_{ij}^{\text{out}} &= \int_0^\infty \int_0^\infty m_i \{V_i - (1 - \varepsilon)V_{ij}\} |V_i - V_j| \\ &\times \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{jk}^{\text{in}} &= \int_0^\infty \int_0^\infty (m_j V_j + m_k V_k) \varepsilon |V_j - V_k| \\ &\times \sigma_{jk} f_j f_k dV_j dV_k \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{ij}^{\text{out}} &= \int_0^\infty \int_0^\infty m_i \left\{ \frac{V_i^2}{2} - (1 - \varepsilon) \frac{V_{ij}^2}{2} \right\} |V_i - V_j| \\ &\times \sigma_{ij} f_i f_j dV_i dV_j \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

$$E_{jk}^{\text{in}} = \int_0^\infty \int_0^\infty (m_j + m_k) \frac{V_{jk}^2}{2} \varepsilon |V_j - V_k|$$

図 13 合体効率と相対速度の関係
(同一径液滴の場合)

$$\times \sigma_{ijk} f_i f_k dV_j dV_k \dots\dots\dots (19)$$

以上の積分を行うために速度分布 f_i を平均値 $\bar{V}_i$ と分散 $\bar{v}_i^2$ のみの関数として与えるよう簡単化する。すなわちモデル 1 として図 14(a) に示すトップハット形の分布を、またモデル 2 として図 14(b) に示すようにグループ i の液滴がそれぞれ平均速度から $\sqrt{\bar{v}_i^2}$ 離れた 2 種類の速度の液滴から成る場合を考える。これらのモデルに対し f_i は次式で与えられる。

モデル 1 :

$$\begin{aligned} \bar{V}_i - \sqrt{3\bar{v}_i^2} < V_i < \bar{V}_i + \sqrt{3\bar{v}_i^2} : f_i &= N_i / 2\sqrt{3\bar{v}_i^2} \\ V_i < \bar{V}_i - \sqrt{3\bar{v}_i^2}, V_i > \bar{V}_i + \sqrt{3\bar{v}_i^2} : f_i &= 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (20)$$

モデル 2 :

$$f_i = \frac{N_i}{2} \{ \delta(V_i - \bar{V}_i + \sqrt{\bar{v}_i^2}) + \delta(V_i - \bar{V}_i - \sqrt{\bar{v}_i^2}) \} \dots\dots\dots (21)$$

ここで δ は Dirac のデルタ関数である。

最後に液滴が気流から受ける抵抗力 F_{Di} は次式で与える。

$$F_{Di} = C_D \frac{\pi}{8} d_i^2 \rho_v |V_v - V_i| (V_v - V_i) \dots\dots\dots (22)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \dots\dots\dots (23)$$

$$Re_p = d_i |V_v - V_i| / \nu_v \dots\dots\dots (24)$$

以上を基礎式として、管入口での粒径分布、液滴速度および管入口から出口までの蒸気速度を実験値により与え、式(5)~(7)を積分することにより N_i , $\bar{V}_i$, $\bar{v}_i^2$ の流れ方向変化を計算する。実験では液滴の壁付着のため図 5 で示したように液滴流量が次第に減少するので、計算においては実験で得られた液滴流量の減少割合に合せて液滴数密度 N_i を流れ方向の一ステップごとに各粒径グループについて一様に減少させた。また初期条件として与える管入口での $\bar{V}_i$, $\bar{v}_i^2$ は図 9 (a), 11(a) の実験と破線で示したような全液滴についての平均値を用いる。

なお図 8, 9 に示した噴出速度の大きい場合、さきに述べたように液膜が激しく乱れており本解析で無視

図 14 液滴速度分布のモデル

した気流の乱れの効果が大きいと考えられることから、実験結果との比較は主に図 10, 11 に示した噴出速度の小さい場合について行う。

5.2 結果および考察 まず図 14 に示した 2 種類の速度分布による相違を調べるため、図 10, 11 の実験条件について合体効率を 1 とした場合と式(11)で与えた場合の管最上部での粒径分布および液滴速度を図 15, 16 に示す。図 15, 16 の実線は液滴の平均速度を、破線は液滴速度の分散を表す。図 15 では速度の連続的な分布を考えたモデル 1 のほうがモデル 2 より若干粒径が大きくなっているが両者の間にはほとんど差はなく、モデル 2 のように単純化した速度分布を用いても大きな誤りはないことが分かる。しかしこれを図 11(b) の実験結果と比べると実験値と異なり粒径の小さいところでの低速の液滴が生じていない。これは合体効率を 1 とし分裂を考慮していないため、低速の大

(a) モデル 1 の場合

(b) モデル 2 の場合

図 15 分裂を考慮しない場合の計算結果

図 16 分裂を考慮した場合の計算結果 (モデル 2)

きな液滴の分裂による低速の小さな液滴の生成が無視されていることによると考えられる。

図 15 よりモデル 1 とモデル 2 の差が少ないことが明らかとなったので、式 (11) の合体効率を考慮した計算 (図 16) はモデル 2 のみで行った。分裂を含まない計算結果 (図 15) と比較すると分裂のため粗大化の程度は小さく、また粒径の小さなところで大きな液滴速度の分散が生じている。このように分裂を含めて計算された液滴速度は図 11 (b) に示したように実測値とほぼ一致しており、特に粒径が小さいところでの速度の分散および合体により新たに生じた粗大な液滴の速度をよく予測している。粒径分布の形状については測定値の数が十分でないこともあり図 10 (b) に示すように実測値とあまりよい一致は得られていないが平均直径については実測値に近い値が得られている。

以上のように液滴の衝突履歴を考慮した本モデルはある程度定量的に実験値を説明している。液滴速度の分散などについては実験値と多少の差が見られるが、蒸気速度、液滴流量の流路断面内分布の影響など本研究では考慮していない要因のためと考えられる。また図 8 (b)、9 (b) に示す噴出速度の大きい場合、実測値のほうが粗大化が急速に進行しており、液膜の逆流を伴うような激しく乱れた状態にある時には気流の乱れの影響も考慮する必要があることを示している。

6. 結 論

ミストリフトサイクルの性能を見積もるうえで重要な、垂直管下部からの熱水の噴霧により生じる蒸気ミストの上向き流れにおいて気流に搬送される液滴群の衝突合体挙動につき実験的、理論的に研究を行い以下の結論を得た。

- (1) 液滴内の熱伝達率は大きく噴霧直後速やかに

熱平衡状態となり、その後のミストリフト領域においては気液はほぼ等温とみなせる。

- (2) 液滴の壁付着により形成された液膜は、同一の蒸気流速下でも液滴の衝突速度の増加により不安定化し局所的な逆流と液滴のエントレインメントを生じ、さらに液膜の逆流に伴い圧力損失が急増する。

- (3) 液滴の衝突・合体による粗大化は急速に進行し、その衝突合体挙動は気流の乱れが小さい場合には、本モデルで液滴の分裂を考慮することにより理論的に説明できる。

- (4) 液膜の逆流を伴うような場合には気流の乱れを考慮した解析が必要である。

なお本研究は文部省科学研究費 (試験研究 57850065) により行ったものである。

文 献

- (1) Charwat, A. F. and Ridgway, S. L., *Energy*, 5-6 (1980), 511.
- (2) Ridgway, S. L. and Hammond, P. R., *RDA-TR*, 107800002 (1978).
- (3) Davenport, R. L., *Proc. ASME Winter Annual Meeting HTD*, 12 (1980), 47.
- (4) Davenport, R. L., *SERI/TR*, 252-1422 (1982).
- (5) Lee, C. K. B. and Ridgway, S. L., *Trans. ASME, J. Solar Energy Eng.* 105-2 (1983), 181.
- (6) 土方・ほか 2 名, 機論, 51-461, B (昭 60), 152.
- (7) Williams, J. J. E. and Crane, R. I., *Int. J. Multiphase Flow*, 9-4 (1983), 421.
- (8) Brazier-Smith, P. R., ほか 2 名, *Q. J. R. Met. Soc.*, 99 (1973), 260.
- (9) List, R. and Gillespie, J. R., *J. Atmospheric Sci.*, 33 (1976), 2007.
- (10) Abbott, C. E., *Rev. Geophys. Space Phys.* 15-3 (1977), 363.
- (11) Brazier-Smith, P. R., ほか 2 名, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 326-1566 (1972), 393.

討 論

〔質問〕 上原 春男 (佐賀大学理工学部)

(1) 「ミストリフトサイクルの性能を見積もるうえで、……液滴群の衝突合体挙動」が重要とあるが、ミストリフトサイクルの性能と液滴群の衝突合体挙動との関係を定量的にご説明願いたい。

(2) 液滴内の熱伝導率が熱伝導の理論値より 10 倍大きいとあるが、液滴群の合体を考慮すると、この値は場所により異なると考えられる。もう少し、定量的に論じてほしい。

(3) 3020 ページ左欄 18 行めに「この平均直径は

Rayleigh の不安定理論から予想される直径 0.28 mm とほぼ一致する」とあるが、どのような式で見積もられたのか。文献を示して論じてほしい。

〔回答〕 (1) 本論文で提案した液滴の衝突合体モデルによる実際規模のサイクルの性能評価については今後の課題と考えているが、液滴の衝突合体がサイクルの性能に及ぼす影響の程度については従来の研究⁽³⁾⁽⁴⁾を参照されたい。たとえば文献 (4) では温水入口温度 25°C, 入口圧力 10 kPa, 凝縮器温度 8°C の条件下での最大リフト高さは、液滴径が 0.2 mm で一定と

(a) $V_{p0}=6\text{ m/s}$ (b) $V_{p0}=21\text{ m/s}$

付図 1 液膜の流動状態 ($V_p=20\text{ m/s}$)

した場合約 90 m, 液滴の衝突合体を考慮した場合には約 28 m という計算例が示されており, 液滴の衝突合体による粗大化に伴う気液間のすべり損失の増加はサイクルの性能に大きく影響すると考えられる。

(2) 本文中の液滴内熱伝達率に関する記述は噴霧後 60 mm の位置における液滴温度の実測値に基づいており, 液滴の合体が生じる以前の噴霧直後の状態に関するものである。液滴内熱伝達率はご指摘のように場所により異なる可能性はあるが, 液滴内熱伝達が重要となるのはこの気液間の熱非平衡が大きい噴霧直後のフラッシュ蒸発領域であり, 液滴の合体が進むそれ以降の領域では図 4 に示されるように流れ方向への温度変化が緩慢なため気液はほぼ熱平衡を保っており液滴内熱伝達が流れに及ぼす影響は小さいと考えられる。なお液滴内熱伝達率の測定結果の詳細は文献(付1)を参照されたい。

(3) Rayleigh による非粘性線形安定性理論(付2)によれば不安定の成長速度が最大となる波長は液柱の直径の 4.51 倍であり, この波長の不安定による液柱の破断の結果生じる液滴径は液柱の直径の 1.89 倍である。本実験では液の噴出孔の直径は 0.15 mm であり, 液柱の直径が噴出孔の直径に等しいとすると最も生じやすい液滴径は 0.28 mm と予想される。

〔質問〕 赤川 浩爾〔神戸大学工学部〕

ミストリフト管中の基本的現象が実験的, 理論的に明らかにされていることに敬意を表する。

(1) 図 5 の液滴流量の流れ方向変化に関して, 「噴霧直後の液滴の壁付着にはミスト発生器の噴霧の広がり角が支配的」, また「噴霧速度が大きい場合のほうが液滴の壁付着が少ないが, これは V_{p0} が約 12 m/

s 以上で, 液膜から液滴のエントレインメントが発生するためである」と説明されている。ところで, $V_{p0}=8.1\text{ m/s}$ の場合に W_p/W_{p0} は $Z=0.5\text{ m}$ までで急減し, それ以降の減少割合は $V_{p0}=20.9\text{ m/s}$ の場合とあまり差はない。例えば $Z=0.5\text{ m}$ における W_p の値を基準とすれば両者の傾向はほぼ同じである。そこでエントレインメントの発生の差ではなく, V_{p0} の差によるミスト発生器の広がり角の差が大きく影響しているのではないか。

(2) 液径分布の実測と解析の差(解析で大きな液滴径の数が少ない)は解析モデルで除外された液滴の乱流拡散(大きな液滴よりも小さな液滴がデポジションしやすい)によるのではないか。

〔回答〕 (1) 図 5 で $z=0.5\text{ m}$ を基準にしても, 同程度の蒸気速度で比べると液を高速で噴霧した実線の場合のほうが破線に比べ液滴流量の減少割合が小さいが, ご指摘のようにこの実線と破線の傾向の差は z が大きい領域で少なく, z が小さい領域で顕著である。このように z が小さい領域で実線と破線の差が大きいのは噴霧速度によりミスト発生器の広がり角が異なるためではなく, 噴霧速度により特にリフト管下部において液膜の流動状態が大きく異なるためである。付図 1 はこの噴霧速度の相違による液膜の流動状態の違いを示したもので撮影位置は $z=0.5\sim 0.75\text{ m}$ であり, 蒸気速度が同一でも液を低速で噴霧した付図 1 (a) の場合液膜は滑らかに流下しているのに対し, 高速で噴霧した付図 1 (b) の場合液膜の逆流と液滴のエントレインメントの発生が見られる。このような液滴衝突の効果による液膜の乱れの増加およびそれに伴うエントレインメントの発生の程度は, ミスト発生器の広がり角のために液滴の壁衝突量が多い管下部付近で顕著であり, 管上部ほどその程度が小さくなるため, 図 5 の z が大きい領域で実線と破線の傾向の差が少なくなると考えられる。

(2) 本研究は解析の第 1 段階であり, 正確にはご指摘のような効果を考慮する必要がある。本解析ではデポジションについては簡略化し, 実測値をもとに液滴流量を粒径によらず一様に減少させているが, ご指摘のような粒径による差を考慮することにより本解析と測定結果の差を説明できる可能性がある。そのような乱流拡散の効果を考慮した解析は今後の課題と考えており, 貴重なご指摘に感謝する。

(付1)長崎・ほか3名, 機講論, No. 834-9 (昭58-11), 13.

(付2) Rayleigh, J. W. S., *The Theory of Sound*, 2 (1945), 362, Dover.