

減圧場における過熱水のスプレーフラッシュと微粒化の機構*

滝本 昭*¹, Erasmus Mhina PETER*², 林 勇二郎*¹

Mechanism of Spray Flashing in Decompression Fields

Akira TAKIMOTO, Erasmus Mhina PETER and Yujiro HAYASHI

The atomization characteristics and the mechanism of spray flashing were experimentally and theoretically investigated. Detailed experiments have been conducted with regard to the flashing phenomena in a decompressed capsule, using glass nozzles with eight values of length and inner diameter. The inception condition of flashing, and the spray characteristics, such as droplet temperature, diameter, number density, and mass flow rate, were clarified in relation to superheat degree and nozzle dimensions. A new model for spray flashing evaporation is proposed, and analyses were performed on the basis of the proposed model. By comparison with analytical predictions and experimental results, the mechanism of spray flashing is clarified.

Key Words: Thermal Engineering, Spray Flashing Evaporation, Decompression Field, Bubble Nucleation, Atomization, Droplet Evaporation

1. 緒 言

熱水を減圧場に噴射して微粒化するスプレーフラッシュは、地熱や海洋温度差発電における蒸気の生成、さらには海水の淡水化など工業的に広く利用されている。他方、液滴を加熱面に直接衝突させ、そこで蒸発させるミスト冷却は、任意環境で適用し得る優れた熱除去法であり、鉄鋼の冷却プロセスや宇宙往還環境機HOPEの熱シンク装置への利用が積極的に進められている。

スプレーフラッシュは、基本的には過熱液の熱ポテンシャルによって気泡を(核)生成・成長させ、これによって液柱を分裂・破断し(breakup)、最終的に液滴分散流となる現象である。従来の研究としては、フラッシングの条件をヤコブ数とウェーバ数の関係として導いたBrownら⁽¹⁾による実験的研究をはじめとして、Armstrongら⁽²⁾、Lienhardら⁽³⁾⁻⁽⁵⁾、須摩ら⁽⁶⁾、Suzukiら⁽⁷⁾、宮武ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾および佐藤ら⁽¹⁰⁾の高圧容器から過熱液を大気中に噴出させた実験による微粒化機構の追究などが報告されている。しかし、微小液滴群を噴霧供

給するミスト冷却の観点に立った場合、スプレーフラッシュによって得られる液滴特性の詳細、ならびにそれを含めた微粒化の機構を明らかにする必要がある。実際、液滴群の滴径と分散や速度および温度、さらには噴霧域などは、圧力、温度などの操作条件のみならず、装置の形状や寸法、ノズル形状(径・長さ)、液体の種類・性質などと複雑に関係し、それらについてはいまだ一般性をもって議論するには至っていない。

著者らは、スプレーフラッシュによる液体の微粒化特性ならびにその機構の解明を目的に、前報⁽¹¹⁾では、大気圧下の過熱水をガラス製ノズルから減圧カプセル内へ噴射した実験を行い、フラッシングの形態が、過熱度と圧力差によって決定される特徴的な四つのタイプに分類できること、また、微粒化された液滴群の温度、滴径ならびに質量流量などの基本特性を明らかにした。

本報は、以上の結果に対して、長さ、径の異なる8種類のガラス製ノズルを用いた実験により微粒化特性に及ぼすノズル寸法の影響についての知見を加え、微粒化の機構をより明らかにするとともに、フラッシング現象のモデル化のもとで理論解析を行ったものである。

* 原稿受付 平成6年7月29日。

¹ 正員, 金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野 2-40-20)。² 金沢大学大学院。

記号

- a : 温度伝導度 m^2/s
 D : 拡散係数 m^2/s
 d : ノズル内径 m
 ds : 噴霧径 m
 G : 体積流量 $\text{m}^3/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$
 h_{fg} : 潜熱 J/kg
 l : ノズル長さ m
 M : 分子量
 N : 外部核数 $\text{part.}/\text{m}^3$
 n : 気泡数密度 $\text{part.}/\text{m}^3$
 p : 圧力 kPa
 R : ガス定数 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
 r : 半径 m
 T : 温度 $^{\circ}\text{C}$
 t : 時間 s
 U : 速度 m/s
 z : 中心軸方向距離成分 m
 ρ : 密度 kg/m^3
 σ : 表面張力 N/m
 Δp : 圧力差 $= p_{\text{in}} - p_{\infty}$
 ΔT_s : 過熱度 $= T_{\text{in}} - T_{\text{sat}}$
- 添字
- b : 気泡
 c : 中心軸上
 d : 液滴
 in : ノズル入口
 L : 液体
 sat : 飽和値
 ν : 蒸気
 ∞ : カプセル内

2. フラッシングの形態と機構

フラッシングの形態は、前報⁽¹⁾で明らかにされたように、供給液体と噴出場(カプセル内)との温度差(過熱度)ならびに圧力差により図1に示すような特徴的な四つのタイプに分類できる。ノズル出口での液温度が低い場合、液柱内では気泡がなく表面がわずかに波打った連続的な液柱状態となる[(a)type I: 非微粒化]。液温度あるいは圧力差を増大させると、中央部に液心(liquid core)が残存するもののその周りを霧状の微小液滴が飛散する状態となる[(b)type II: 部分微粒化]。さらに、液温度(あるいは圧力差)を増大させると、液柱が途中で完全に分裂・破断し、液心のない噴霧流が形成され[(c)type III: 完全微粒化I]、つい

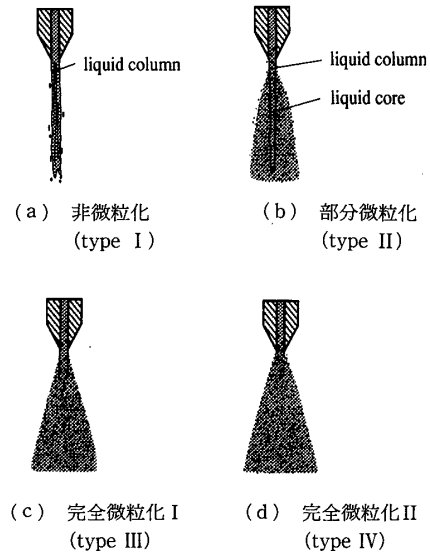


図1 フラッシングの様相

には、ノズル出口から円すい状に液滴群が噴出する状態[(d)type IV: 完全微粒化II]となる。以上のフラッシングの形態は、フラッシングの基本要因である気泡核生成がノズル内で生じ、それらがノズル出口までにいかに成長、発達するかにかかわっているようである。以下に、液の過熱度と関係づけて説明する。type Iは、液の過熱度が小さいためノズル内で気泡核生成が実現されないか、あるいは気泡核が生じていてもそれを気泡として成長させることができないものと考えられる。type IIは、ノズル壁のキャビティ、ピット、および液体中の残存ガス気泡あるいは不純物を核として気泡が生成するが、気泡の成長速度が小さいためノズル内を充滿する前にノズル出口に到達し、したがって、液心を残した不完全なフラッシングになるものと考えられる。さらに、過熱度が大きいtype III, IVは、気泡核生成および気泡成長速度がより大きくなるためノズル断面内全域に気泡が充滿する状態となり、ノズル出口あるいは出口下流で液柱が分裂し、それぞれ完全微粒化の状態を呈するものと考えられる。

以上の4種の形態のなかで、type IIIが微粒化の最も代表的なものであり、以下にこれを対象としたフラッシングの物理モデルを、流れ方向の圧力 p と温度 T の変化、および p - T 平面上での状態変化の関係とともに図2(a)~(c)および図2(d)に示す。ノズル内に流入した液体は、周囲への熱損失および摩擦熱が無視できるとすれば、図2(b)~(d)に示すように下流方向に温度一定のもとで流動抵抗によって圧力が低下していき、温度に対する平衡圧力を下回ると、熱力学的に不安定な過熱状態となる。それが臨界過熱度に達

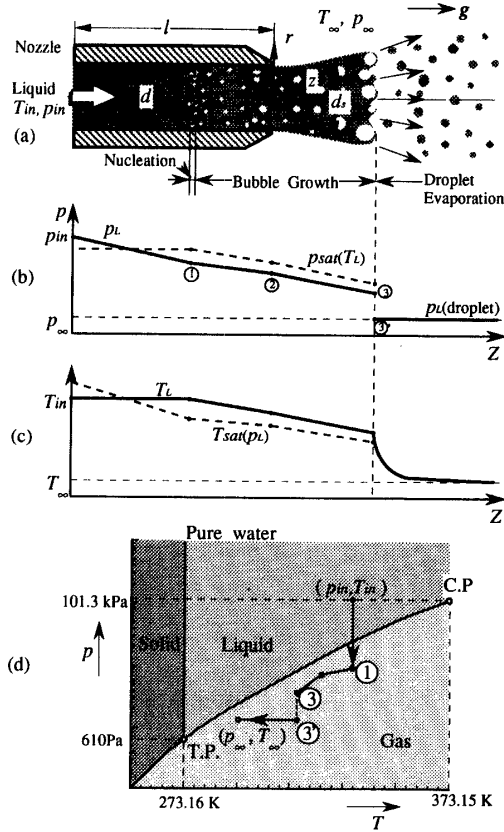


図 2 スプレーフラッシュのモデル

するとノズル壁のキャビティや液体中の溶解ガス、あるいは不純物を核とした外部核生成により液体中に初気泡が生成する①、初気泡は圧力差(過熱度)をポテンシャルとして成長し、それにより蒸発潜熱の吸収による液温 T_L の低下と、圧力 p_L の上昇(低下の緩和)を伴い場を安定系へと移行させる②。安定系に到達する以前に、気液二相流はノズルから液柱となって噴出し、その拡大とともにさらに気泡が成長する。やがて、気泡間の液膜が薄膜化し気泡内圧と表面張力のバランスが崩壊すると、ついには液柱は分裂・破断(breakup)し液滴分散流となり、急激な圧力および温度降下を伴う③。その後、液滴群は、自己蒸発により径が小さくなり滴温が周囲の温度 T_∞ に等しい熱的平衡に達するか、あるいは消滅に至る。

以上は、前報での実験、特に、観察結果および温度変化の測定結果に基づくここでの考察であるが、本報ではさらにノズル寸法の影響について補充実験を行い、その機構をより明確にするとともにフラッシングの現象をモデル化し理論的に検討する。

3. スプレーフラッシュ実験

3.1 実験装置および方法 実験装置の概要は前

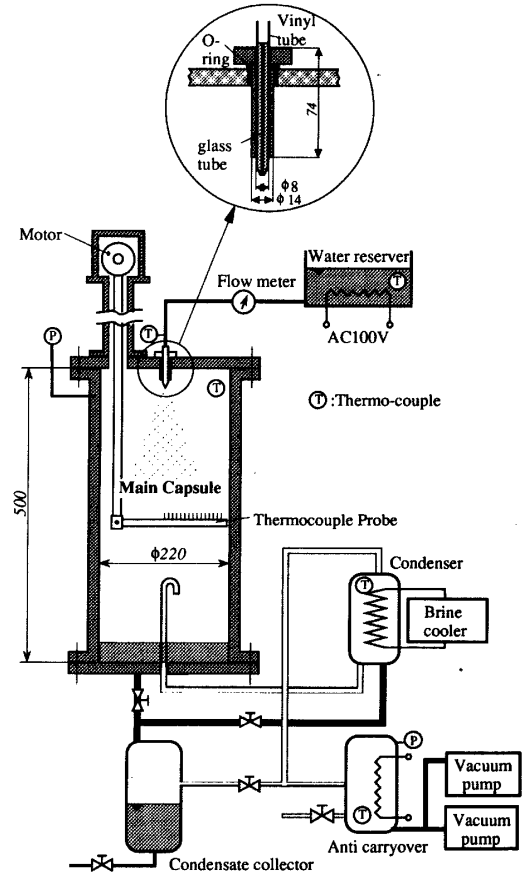


図 3 実験装置概要

報⁽¹⁾と同様であり、ここでは簡単に説明する。恒温水槽より供給された一定温度の蒸留水は、ノズルより主要カプセル内に噴出する。微粒化された液滴群はカプセル内壁および底面に衝突した後、カプセル底部に液体として滞積しカプセル下部のドレインより排出される。また、発生した蒸気は真空ポンプにより凝縮器へ吸引され凝縮水となり、主要カプセルから排出された水とともに実験装置外へ排出される。減湿されたガスはさらに加熱器で約 110°C に加熱された後、真空ポンプを経て実験装置外へと排気される(図3)。ノズルには、図3に示すアタッチメントに取付けられた寸法の異なる8種類(内径0.5, 1.0, 1.5, 2.0 mm, 長さ50, 100 mm)のガラス管が供試された。

実験は、主要カプセル内を所定の圧力に減圧した後、ノズルに加熱した蒸留水を供給し、供給液のノズル入口温度を $30\sim 80^\circ\text{C}$ 、カプセル内圧を $3\sim 100$ Torr の範囲で変化させ、定常状態のもとフラッシングの様相の観察ならびに噴霧液滴の温度、粒度および質量流量の測定を行ったものである。なお、供給水には、気泡核の生成に及ぼす不純物の影響を極力抑えるために、塩素成分および残留気泡などを除去した再沸騰蒸留水を使

用した。

3.2 実験結果 以下, type IIIのフラッシングの形態の場合を対象に得られた結果について考察する。

(1) フラッシングの条件 図4(a), (b)に, 各種ノズルに対するフラッシングの発生条件を, ノズル入口の供給液の温度 T_{in} と大気圧とカプセル内の圧力差 $\Delta p (=p_{in}-p_{\infty})$ との関係として示す。これより, 供給液の温度の増加に伴い微粒化に要する圧力差が小さくなる事がわかる。また, ノズル寸法の影響については, ノズル径が大きく, また長さが長くなるほど圧力差が小さく微粒化しやすい。これはノズル径が大きいか壁面および液体中の初気泡生成数が増すこと, また, ノズル長さが長いほどノズルでの圧力降下が大きく過熱度が大きくなるため気泡核生成が生じやすいことによるものといえる。

(2) 液滴温度 図5に, 噴出液あるいは噴霧液滴群の温度分布(過熱度)の結果を中心軸上流れ方向および半径方向に対する変化で示す。液体はノズルから噴出後, 気泡の成長によりその保持していたエネルギーを消費しながら急激に温度低下し, その後分裂・噴霧化した液滴群は蒸発により緩やかに温度低下しながら半径方向に広がる。中心軸上の温度変化を, 供給液の過熱度で無次元化し $\theta = \{(T_c - T_{\infty}) / (T_{in} - T_{\infty})\}$, 各ノズル長さに対し図6(a), (b)に示す。いずれの温度変

化も, ノズル出口近傍での液柱として高い過熱度を維持した状態(i)から, 液柱の分裂後(図6中×印)の液滴の自己蒸発による急激な温度降下(ii), その後周囲温度と平衡状態(iii)に達する三つの領域よりなっている。本実験では, 装置性能の点で必ずしも過熱度 ΔT_s (一定)が制御設定されていないが, $l=50$ mmのノズルについては $\Delta T_s=8.0\sim 9.0$ を, $l=100$ mmについては $\Delta T_s=13.3\sim 13.5$ と $\Delta T_s=19.3\sim 19.8$ を ΔT_s =一定とみなして比較すれば, ノズル径が大きいほど全般的に(i)の領域が短く, また, 領域(ii)での温度降下が大きくなる傾向がある。このことは, 径が大きいほどノズル内の流れが気泡二相流となりやすく, また, 微粒化した液滴の分散域が広く滴蒸発によるエネルギー

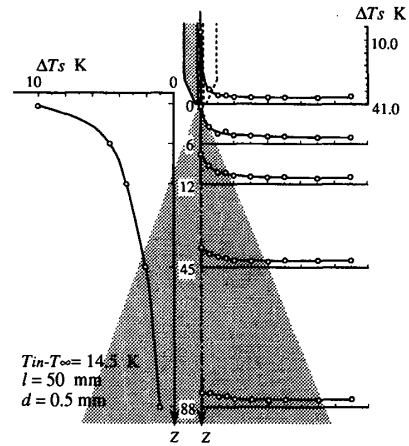
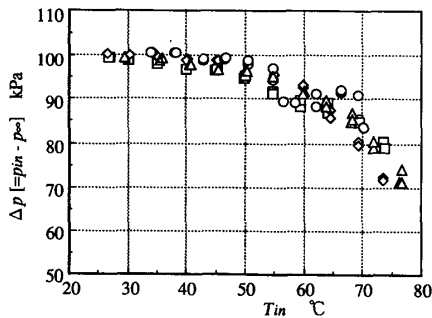
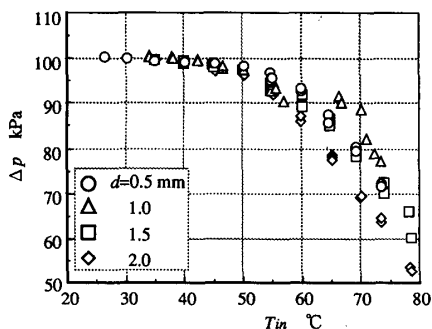


図5 温度分布

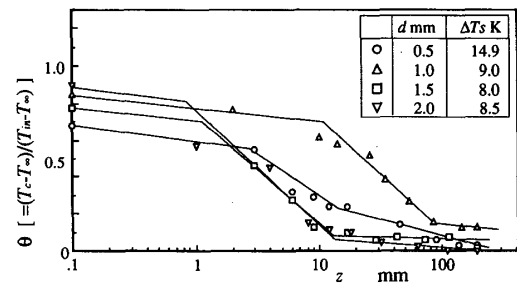


(a) ノズル長 $l=50$ mm

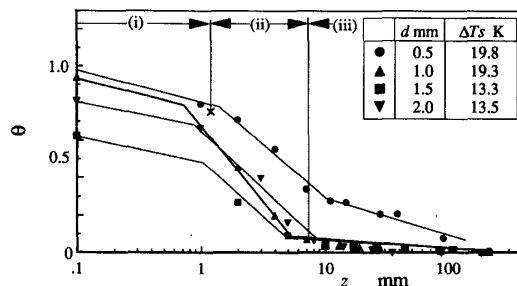


(b) ノズル長 $l=100$ mm

図4 フラッシングの発生条件



(a) ノズル長 $l=50$ mm



(b) ノズル長 $l=100$ mm

図6 中心軸上の温度分布

の放出が大きくなっていることなどが推測される。しかし、厳密にはノズル内での気泡核の生成や気泡成長についての議論が必要であり、これについては今後の検討とする。

(3) 液滴粒度および質量流量 液滴特性として液滴径・個数および質量流量の結果を図7~9に示す。それぞれ、ノズル出口から鉛直下方 $z=150$ mm の中心軸上の位置に置かれた、シリコンオイルを塗布したスライドガラスを内蔵したシャッター付サンプリング器により測定されたザウタ平均径および液滴個数の結果を、また、サンプリング容器を用いたひょう量法による液滴質量の結果を示す。

液滴径の変化は主として自己蒸発に関係する過熱度に依存する。結果はデータにばらつきがあるが、ほぼ過熱度の増加に伴い滴径が減少する傾向を示す。それも、ノズルの径が小さくまた長いものほど顕著となっている。ただし、ノズル径 2 mm の結果は他と傾向が異なっており、さらなる検討が必要である。一方、液滴個数の変化は、全体的には過熱度およびノズル寸法に

対して複雑な傾向を示すが、詳細にはノズル長さが短い $l=50$ mm では過熱度の増加とともに増加し、 $l=100$ mm では逆に減少する傾向を示す。すなわち、過熱度の増加に伴い、短いノズルでは小径滴の数が増加するのに対して、長いノズルでは減少している。このことは、2章の温度分布の結果でも述べたように、過熱度による気泡核生成数、分裂数および液滴蒸発速度の差異によるものであり、長いノズルほどより微粒化が促進されるためと考えられる。また、液滴個数の過熱度に対するノズル長さによる傾向の差異は、過熱度の増加により滴個数が増加するが、それも微小滴の蒸発により頭打ちとなり逆に低下することによるものと考えられる。

液滴質量流量は上述した滴径と個数に関係するが、前者の寄与が大きいため滴径の傾向と同様に過熱度の増加に伴い減少する傾向を示す。

4. 理論解析

以上の結果をもとにフラッシングの過程をモデル化し、液滴の温度、径および数密度について解析する。

4.1 基礎方程式 図2(a)に示すように、type IIIのフラッシングはノズル内での気泡核生成域、ノズル内からノズル出口下流での気泡成長域、そして気液二相流状態にある液柱の分裂により生成する液滴群の蒸発域からなる。しかし、核生成については、ガラス製ノズル内壁の性状ならびに供給液体の性質など不明な点が多く、現段階では解析に組み込むことは困難である。ここでは、ノズル出口においてある数密度で直径零の気泡(外部核)が一様に分散した過熱度 $\Delta T (= T_{in} - T_{\infty})$ の気液二相流を近似し、それ以降の気泡成長を伴う液柱の発達、液柱の分裂・破断、および液滴分散流について解析する。

したがって、解析に当たり以下の仮定をおく。

- (1) 初気泡は外部核生成により、その半径は零とする。
- (2) 周囲気体の圧力、温度は一定と様とする。
- (3) 気泡内では、温度が一様で飽和状態にある。
- (4) 気泡間の衝突合体はなく、気泡数は一定である。
- (5) 噴出速度は気体粘性力の影響を受けず一定である。
- (6) 物性値は温度に対する変化はなく一定である。
- (7) 周囲気体と液体との間の熱・物質移動を無視する。
- (8) 液柱は気泡内一周圧力差が表面張力より大

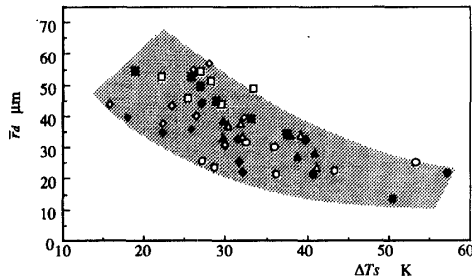


図7 液滴径と過熱度の関係

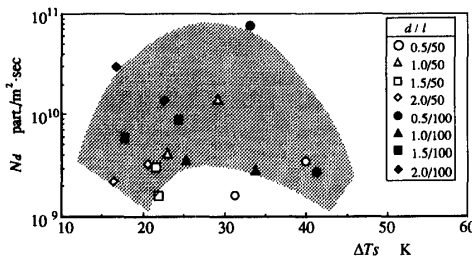


図8 液滴個数と過熱度の関係

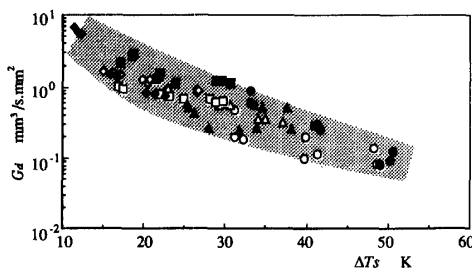
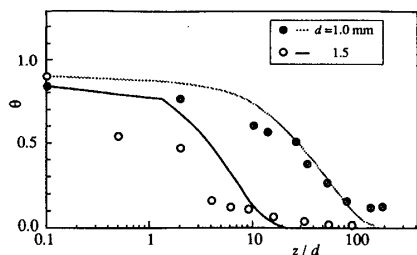
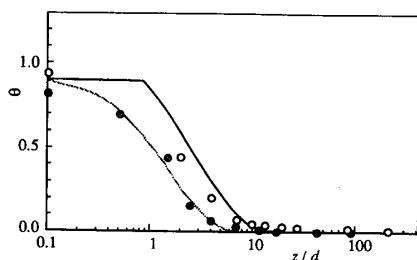


図9 質量流量と過熱度の関係

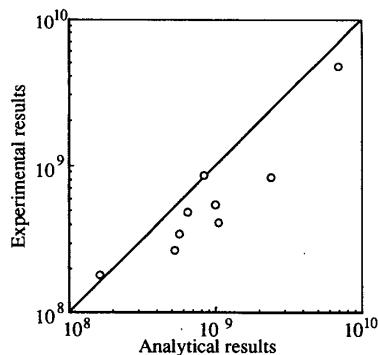


(a) ノズル長 $l=50$ mm

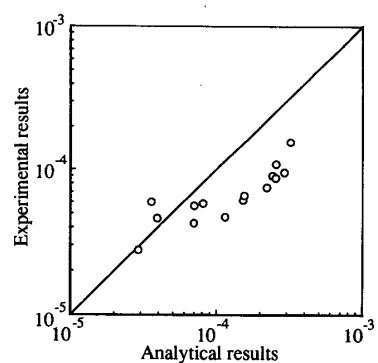


(b) ノズル長 $l=100$ mm

図 10 中心温度の実験値と解析結果との比較



(a) 液滴数密度 N_d p/m³



(b) 液滴平均径 $2\bar{r}_a$ mm

図 11 実験値と解析値の比較

きくなると分裂する。

(9) 液柱分裂により、気泡の 10^k 倍の液滴が生成する。

(10) 液滴間の衝突合体はなく、気泡数は一定である。

(11) 滴速度は噴出液速度に等しい。

(12) 噴霧域の広がり液柱分裂時の dds/dz に等しい。

以上の仮定および図 2(a) の座標系のもと、気液二相流および液滴分散流に対して基礎方程式はそれぞれ以下のように与えられる。

[気泡を含む液柱流れ]

気泡数保存式は仮定(4)より次のように与えられる。

$$n_b \frac{\pi d_s^2}{4} U_o = N \frac{\pi d^2}{4} U_o = \text{const.} \quad (1)$$

また、質量およびエネルギー保存の式は仮定(7)より、

$$\left\{ \frac{4}{3} \pi r_b^3 n_b \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L} \right) - 1 \right\} \frac{dd_s}{dz} + 2\pi d_s \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_L} \right) \frac{d(r_b^3 n_b)}{dz} = 0 \quad (2)$$

$$-n_b \rho_v h_{fg} d_s \pi r_b^2 \frac{dr_b}{dt} = \rho_L C_{pL} U_o \left(\frac{ds}{4} \cdot \frac{dT_L}{dz} + \frac{T_L}{4} \cdot \frac{dds}{dz} \right) \quad (3)$$

となる。

液柱分裂の条件は仮定(8)より次式で与えられる。

$$\frac{p_v - p_\infty}{2\sigma} \geq C \left\{ \frac{16}{n(\pi r d_s)^2} + \frac{1}{r_b} \right\} \quad (4)$$

ここで、 C は定数である。

[液滴分散流]

液滴数の保存式は、仮定(10)より次式で、

$$n_d \frac{\pi d_s^2}{4} = N \cdot 10^k \frac{\pi d^2}{4} \quad (5)$$

また、エネルギー保存の式は次式で与えられる。

$$\rho_L C_{pL} \frac{4\pi r_d^3}{3} \cdot \frac{dT_d}{dz} = \rho_L h_{fg} \frac{d(4\pi r_d^3/3)}{dt} \quad (6)$$

初期および境界条件は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} t=0; r_b=0 \\ z=0; T_L=T_{in}, n_b=N \\ z=z_o; (\text{at breakup point}) \\ r_d = \left\{ \frac{3}{4\pi n_d} \left(1 - \frac{4}{3} \pi r_b^3 n_b \right) \right\}^{1/3} \\ T_d = T_L, \quad dds/dz = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

なお、式(3)中の気泡の成長速度 (dr_b/dt) は、次の Mikic-Rohsenow-Griffith⁽¹²⁾ の式より与えられ、

$$r^+ = \frac{2}{3} \{ (t^+ + 1)^{3/2} - t^{+3/2} - 1 \} \quad (8)$$

$$r^+ = \frac{Ar_b}{B^2} \quad (9)$$

$$t^+ = \frac{A^2 t}{B^2} \quad (10)$$

であり, A, B, Ja はそれぞれ

$$A = \left(\frac{2}{3} \frac{\Delta T h_{fg} \rho_v}{T_{sat} \rho_L} \right)^{1/2}, \quad B = \left(\frac{12}{\pi} Ja^2 a_L \right)^{1/2}$$

$$Ja = \frac{\Delta T C_{pL} \rho_L}{h_{fg} \rho_v}$$

である。

また, 式(6)中の液滴蒸発速度は単一滴モデルとしての取扱いのもと次式で与えられる。

$$\frac{dr_d}{dt} = U_o \frac{dr_d}{dz} = - \frac{1}{\rho_L R T_\infty} \times \frac{DM(p_s - p_\infty)}{\left\{ \frac{D}{\xi} \left(\frac{2\pi M}{RT_d} \right)^{1/2} + \frac{r_d}{1 + \lambda/r_d} \right\}} \dots\dots\dots (11)$$

ここで,

$$p_s = p_{sat}(T_d) \exp \left\{ \frac{2M\sigma}{\rho_L R T_d r_d} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

である。

以上, 条件(7)のもと式(1)~(6), (8)~(12)を連立させ数値積分により, 液滴径 r_d , 液温 T_d , 噴霧域 d_s および液滴数密度 N_d の z 方向変化が解析される。

4.2 実験結果との比較 モデル化のもとの数値計算結果を実験値と比較し, モデルの妥当性および微粒化機構について検討する。

図10, 11に, それぞれ中心軸上の温度, および液滴数密度 N_d と平均径 r_d についての解析結果を実験値と比較して示す。本解析においては, 式(1), (4)および式(5)中の外部核数 N , 定数 C および k が未知であるため図10の温度分布の実験結果との比較によりそれらを求め ($N = 5 \times 10^5 \sim 10^6$ p/m³, $C = 10 \sim 10^2$, $k = 2 \sim 4$) 計算を行った。その際, N は温度分布全体に関係し, C は液柱の分裂位置に, また, k は分裂後の温度こう配に関係する。結果は, 特徴的な温度変化をとらえており, また, 液滴径および数密度とも若干解析結果が実験値に比して大きな値を示しているがほぼ一致しており, ここで提示された簡単なモデルが複雑

なフラッシング過程を比較的よくとらえているといえる。なお, 今後の研究では, ノズル内での外部核生成と気泡成長を含めた解析が, 三次元的な取扱いとともに検討すべき課題となる。

5. 結 論

(1) フラッシングの発生条件がノズル寸法の影響を含めて温度と圧力の関係として明らかにされた。

(2) 液滴温度は, ノズル近傍での液柱分裂前の高い過熱状態を維持した状態から液柱の分裂後の液滴蒸発による急激な温度降下, さらに下流での周囲温度との平衡状態へと変化すること, および, それに及ぼす操作条件およびノズル寸法の影響が明らかにされた。

(3) 液滴の粒度および質量流量分布が測定され, 粒径および流量に及ぼす過熱度およびノズル寸法の影響が明らかにされた。

(4) 気泡核の生成, 成長, 液柱分裂後の液滴蒸発の一連の挙動がモデル化され, 液滴温度および液滴径変化などの数値計算結果と実験結果との比較により生成機構が明らかにされた。

文 献

- (1) Brown, R. and York, J. L., *AICHE J.*, 8-2(1962), 149.
- (2) Armstrong, C. P. and Harris, W. S., *ASHRAE Trans.*, 72-1(1966), 147.
- (3) Lienhard, J. H. and Stephenson, J. M., *Trans. ASME*, Ser. D, 88-2(1966), 525.
- (4) Lienhard, J. H., *Trans. ASME*, Ser. D, 88-3(1966), 685.
- (5) Lienhard, J. H. and Day, J. B., *Trans. ASME*, Ser. D, 92-3(1975), 515.
- (6) 須摩・小泉, 機論, 43-376(1977), 4608.
- (7) Suzuki, M., ほか3名, *Proc. 1st ICLAS*, (1978), 37.
- (8) 宮武・ほか3名, 機論, 45-400(1979), 1883.
- (9) Miyatake, O., Tomimura, T. and Ide, Y., *Trans. ASME, J. Solar Energy Eng.*, 107(1985), 176.
- (10) 佐藤・ほか2名, 機論, 50-459, B(1984), 2661.
- (11) Peter, E. M., Takimoto, A. and Hayashi, Y., *JSME Int. J.*, B, 37-2(1994), 313.
- (12) Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. and Griffith, P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 13(1970), 657.