短い細管ノズルから流出する高温水の二相流動特性*
(第1報, ノズル内沸騰二相流量と二相噴流による反力)
浜田 広次^{*1}, 高橋 実^{*2}, 井上 晃^{*3}, 有富正憲^{*2}
Two-Phase Flow Characteristics of Hot Water Discharged
from a Thin Nozzle

(1st Report, Boiling Two-Phase Flow Rate in a Nozzle and
Reaction Force by Two-Phase Jet)
Hirotsugu HAMADA, Minoru TAKAHASHI^{*4}, Akira INOUE
and Masanori ARITOMI

^{*4} Research Laboratory for Nuclear Reactors, Tokyo Institute of Technology,
2-12-1 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8550 Japan

An experimental and analytical study on the mass flux and reaction force of water single-phase and steam-water two-phase jets discharged from a thin nozzle was carried out. The mass flux of water jet is well predicted using the Bernoulli's equation with the contraction coefficient, but the recovery of contraction at the nozzle exit should be considered to evaluate the reaction force. The L/D of the nozzle affects the mass flux and reaction force of the two-phase jet, i.e., the mass flux decreases and the reaction force increases with the L/D. The behavior of high-temperature water jet is similar to that of the water jet if the L/D is smaller or nozzle inlet pressure is higher. The behaviors of the mass flux and the reaction force show hysteresis depending on the decrease or increase of nozzle inlet pressure. The mass flux and reaction force can be well predicted by the critical flow analysis based on a separated flow model with the non-equilibrium parameter.

Key Words: Pipe Flow, Nozzle, Non-Equilibrium Flow, Fluid Dynamics, Fluid Force, Two-Phase Flow, Separated Flow, Low Quality, Critical Flow Rate, Reaction Force

1. 緒 言

軽水炉の冷却材喪失事故 (LOCA) 時や空調・冷凍機の気化器等においては, 微小な間隙から高温高压の流体が低圧部へ噴出する. 特に LOCA 時の安全性を評価するためには, 噴出流量, 噴出時の反力の隣接する構造物への影響, 放射性物質の拡散等が重要となる. このうちで二相流の噴出流量については研究がなされている^{(1),(2)}が, その多くは大口径の配管あるいはノズルでの二相臨界流現象を対象としている. 一方, 微小な流路から大気中に噴出する高温水は, 自己蒸発を伴う二相噴流となり, その流動特性が噴出時の反力と放射性物質の拡散に影響を及ぼすと考えられる. 従来, その微粒化機構⁽³⁾と蒸発現象⁽⁴⁾を対象とした研究がなされているが, 噴出流量および噴出時の反力については, 二相流タービン, 船舶推進等に関する研究⁽⁵⁻⁸⁾はあるが, 短い微小流路からの二相噴流を対象とした研究はほとんどない.

本研究では, 細管内で高温水が沸騰二相流となり外部に噴出する場合の噴出流量と噴出時の反力, およびノズル出口での二相臨界流の特性を明らかにすることを目的としている.

2. 主な記号

C : ノズルの縮流係数 $\equiv S_c/S_2$
 C' : ノズル出口断面の縮流係数 $\equiv S_c'/S_2$
 D : ノズルの直径 mm
 F : 噴出反力 N
 F^* : 無次元化した噴出反力
 G : 質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$
 $\equiv \alpha w_g/v_g + (1-\alpha)w_l/v_l$
 G_c : 臨界質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$
 K : 気液のスリップ比 $\equiv w_g/w_l$
 L : ノズルの流路長さ mm
 N : 熱力学的非平衡パラメータ $\equiv x_l/x_E$
 P : 圧力 Pa
 P_c : 臨界圧力 Pa
 P_∞ : 大気圧 Pa
 s : エントロピー J/kgK
 S : ノズルの流路断面積 m^2
 T : 温度 $^\circ\text{C}$
 v : 比容積 m^3/kg
 v_m : 気液の平均比容積 m^3/kg
 $\equiv x^2 v_g/\alpha + (1-x)^2 v_l/(1-\alpha)$
 w : 流速 m/s
 x : クオリティ
 x_c : ノズル出口でのクオリティ
 x_E : 熱力学的平衡クオリティ
 z : ノズルの流路方向座標

* 原稿受付 2002年7月5日.

^{*1} 核燃料サイクル開発機構大洗工学センター.

^{*2} 正員, 東京工業大学原子炉工学研究所 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1).

^{*3} 正員, 東京工業大学名誉教授.

E-mail: mtakahas@nr.titech.ac.jp

- α : ボイド率
 ρ : 密度 kg/m^3
- 添字
- 0 : ノズル入口の上流側の状態
 1 : ノズルの入口断面
 2 : ノズルの出口断面
 C : ノズルの縮流部断面
 C' : ノズルの出口断面での縮流部
 E : 熱力学的平衡状態
 g : 気体
 l : 液体

3. 実験方法

3・1 実験装置 図1に示す実験装置を用いて微小口径の短いノズル (以降, 短管ノズルと称する) から常温または高温の水を噴出させた. 高温水を噴出させる場合には, 給水タンク内の純水をポンプで循環しながら, 加熱ヒータでおよそ 100°C まで昇温し, その後放出タンク (断面積 0.0189 m^2) へ送る. 放出タンクでは水を設定温度までパイプヒータにより昇温させ, 窒素ガスにより昇圧して, 短管ノズルからテスト部内へ噴出させた.

Fig. 1 Experimental apparatus for steam-water two-phase jet

3・2 実験条件 短管ノズルの寸法・形状と実験条件を図2に示す. 高温水は, ノズル入口温度を最高 160°C , ノズル入口圧力を最大 1.0 MPa まで変化させた. 短管ノズルは黄銅製の円管で, ノズル内径 D と流路長さ L は図2に示す通りである.

3・3 温度, 圧力, 流量の測定 図1の短管ノズル部の構造を図3に示す. ノズル内の流れと沸騰挙動に影響を及ぼさないように, ノズル入口から約 10 mm 上流の液中に接地型 K 型シース熱電対 (シ

ース径約 1 mm) を挿入してノズル入口温度を測定した.

ノズル入口圧力は, 図3に示す位置に設置した 0.75 級ブルドン管を用いて測定した. 圧力測定位置とノズル入口の間の圧力損失は, 最大でも水頭損失 3.0 kPa , 加速損失 0.42 kPa , 摩擦損失 1.9 kPa 程度で, 相対誤差は 1% 以下である.

噴出流量は, 放出タンクの側面に取り付けたガラス管の液位変化と放出に要した時間から求めた.

Fig. 2 Test condition and nozzle configuration

3・4 噴出反力の測定 図3に示すように, 配管の一部を架台に固定した片持ち梁によるこの原理を応用して噴出反力を測定した. 自由端にはひずみゲージ式荷重セルを置き, 短管ノズルからの高温水噴出により生じる荷重 (反力) の変化をひずみ電圧に変換して噴出反力を計測した. 荷重セルと自由端は固定せず, 温度変化に伴う配管の熱膨張を吸収できる構造とした.

噴出反力の校正のため, 短管ノズル先端に分銅を吊るして, 分銅の重さと荷重セル出力の関係を求めた. 配管の温度を室温から約 140°C まで変えた結果,

Fig. 3 Measurement methods of inlet temperature, inlet pressure, and reaction force at nozzle

荷重セル出力に及ぼす温度の影響は無視でき、分銅の重さと荷重セル出力は比例関係にあることを確認した。また、配管内の圧力を 0.3MPa から 1.0MPa まで変化させた結果、圧力変化に伴う荷重セル出力の変化は、平均値の±1%以下にあることを確認した。

噴出反力は、短管ノズルからの噴出が無い状態と噴出がある状態の荷重セル出力の変化量により求められる。噴出流量が零の場合の片持ち梁自由端の荷重は、ノズル入口圧力が零の場合の配管、配管内の流体、および短管ノズルを含む自重に等しいが、この条件では短管ノズルから水が流出してしまうため荷重セル出力を測定できない。そこで、噴出流量が零の場合の自重は、短管ノズル入口圧力と荷重の関係を圧力零まで外挿して求めた。

4. 解析モデルと解析方法

4・1 水単相噴流

4・1・1 噴出流量 ノズル内の水単相流を図4のようにモデル化する。断面1は流路断面積 S_1 のノズル入口、断面Cは断面積 S_c のノズル縮流部、断面2は断面積 S_2 のノズル出口とし、断面内の流速分布は一樣とする。流体の密度を ρ 、圧力を P 、流速を w とすれば、断面1と断面Cについてベルヌーイの定理が成り立つ。

$$\frac{P_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} = \frac{P_c}{\rho} + \frac{w_c^2}{2} \quad (1)$$

ここで、ノズル出口の質量流束を G_2 、縮流係数を $C (=S_c/S_2)$ とし、流路断面積の比 S_2/S_1 は十分小さいので無視する。またノズルの長さが十分短いことから断面C～断面2の圧力は大気圧 P_∞ に等しいと近似すると、(1)式から噴出質量流束 G_2 が次式のよう求められる。

Fig. 4 Single-phase flow model in nozzle

$$G_2 = \sqrt{2C^2 \rho (P_1 - P_\infty)} \quad (2)$$

4・1・2 噴出反力 噴出反力はノズル出口の縮流状態（そこでの縮流断面積を S_c とする）で決まると考え、図4に示すノズル出口（断面2）について、縮流の回復の程度を表す係数 $C' (=S_c/S_2)$ を導入する。

断面2の質量流束 G_2 により生ずる噴出反力 F_2 は、次式で表される。

$$F_2 = \frac{G_2^2 S_2}{\rho} + (P_2 - P_\infty) S_2 \quad (3)$$

同様に、断面Cのノズル縮流部での噴出反力 F_c は、次式で表される。

$$F_c = \frac{G_c^2 S_c}{\rho} + (P_c - P_\infty) S_c \quad (4)$$

ここで、

$$G_c = G_2 \frac{S_2}{S_c} = \frac{G_2}{C} \quad (5a)$$

$$G_c = \frac{G_2 S_2}{S_c} = \frac{G_2}{C'} \quad (5b)$$

が成り立ち、断面Cと断面2の間のベルヌーイの定理は次のように表される。

$$P_c + \frac{G_c^2 / C^2}{2\rho} = P_c + \frac{G_2^2 / C'^2}{2\rho} \quad (6)$$

ノズルの長さが十分短いことから、前述の近似に基づき $P_2 \approx P_c \approx P_\infty$ と仮定して、噴出反力は、

$$\frac{F_2}{S_2} = \frac{G_2^2}{\rho} \quad (7a)$$

$$\frac{F_c}{S_2} = \frac{\{(C/C')^2 + 1\} G_2^2}{2C\rho} \quad (7b)$$

と表される。また、 F_c と F_2 の無次元化した反力比である F^* は次式のよう求められる。

$$F^* = \frac{F_c / S_2}{F_2 / S_2} = \frac{F_c}{F_2} = \frac{(C/C')^2 + 1}{2C} \quad (8)$$

4・2 蒸気-水二相噴流

4・2・1 噴出流量 高温水噴出の場合の蒸気-水二相流の噴出流量を予測するには、臨界流量の

計算が必要となる。短管ノズルでは管壁の摩擦は十分小さく無視できるが、熱的非平衡度の大きな臨界流となる。Henry らは、熱力学的非平衡パラメータ N を用いた均質流・熱的非平衡モデルと、気液のスリップ比を考慮し非平衡パラメータ N を実験値で与える分離流モデルを提案した^{(9)~(11)}。本報では、非平衡パラメータ N を用いた分離流モデルを採用して、図5に示す体系で解析を行う。

α をボイド率、 v を比容積、 w を流速とすると、定常一次元二相流の連続の式と運動方程式はそれぞれ次のように与えられる。

$$\frac{d}{dz} \left\{ \alpha \frac{w_g}{v_g} + (1-\alpha) \frac{w_l}{v_l} \right\} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{dP}{dz} + \frac{d}{dz} \left\{ \alpha \frac{w_g^2}{v_g} + (1-\alpha) \frac{w_l^2}{v_l} \right\} = 0 \quad (10)$$

質量流束を G とすれば、クオリティ x を用いて (9) 式は次式で表せる。

$$\alpha \frac{w_g}{v_g} + (1-\alpha) \frac{w_l}{v_l} = G = xG + (1-x)G \quad (11)$$

w_g , w_l および (10) 式は次のように表せる。

$$w_g = xGv_g / \alpha \quad (12a)$$

$$w_l = (1-x)Gv_l / (1-\alpha) \quad (12b)$$

$$\frac{dP}{dz} + G^2 \frac{d}{dz} \left\{ \frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\alpha)} \right\} = 0 \quad (13)$$

(13) 式の $\{ \}$ の値は気液の平均比容積 v_m に相当することから、(13) 式を次のように書き直す。

$$\frac{1}{v_m} \frac{dP}{dz} + \frac{G^2}{v_m} \frac{dv_m}{dz} = 0 \quad (14)$$

これをノズル入口圧力 P_0 から出口圧力 P まで流路長 L にわたり積分すると、

$$G = \left\{ - \int_{P_0}^P \frac{1}{v_m} dP / \ln \left(\frac{v_m}{v_{m0}} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

となる。臨界流条件として、

$$\frac{dG}{dP} = 0 \quad (16)$$

を仮定すると、臨界流における質量流束 G_c が次式のように与えられる。

$$G_c = \left\{ - \left(v_m \frac{d}{dP} \ln v_m \right)^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}} = \left\{ - \left(\frac{dv_m}{dP} \right)^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

ここで、スリップ比 $K = w_g / w_l$ を用いれば、(12a) および (12b) 式より、ボイド率 α および比容積 v_m は次式で表せる。

$$\alpha = \left\{ 1 + K \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{v_l}{v_g} \right) \right\}^{-1} \quad (18)$$

$$v_m = \frac{1}{K} \{ [1 + x(K-1)] \{ x v_g + K(1-x) v_l \} \} \quad (19)$$

(18) および (19) 式を、(17) 式に代入することで、質量流束 G_c が次式のように求められる。

$$G_c = \left[-K \left\{ K \{ [1 + x(K-2) - x^2(K-1)] \} \frac{dv_l}{dP} + x(1-x+Kx) \frac{dv_g}{dP} + \{ v_g \{ 1 + 2Kx - 2x \} + v_l K \{ 2x - 2 - 2xK + K \} \} \frac{dx}{dP} + x(1-x) \left[K v_l - \frac{v_g}{K} \right] \frac{dK}{dP} \right\}^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

ノズル入口損失を ΔP_e 、ノズル内の二相加速損失を ΔP_M 、ノズル出口圧力を臨界圧 P_c とすると、ノズル入口～出口間の圧力損失 $P_0 - P_c$ は、

$$P_0 - P_c = \Delta P_e + \Delta P_M \quad (21)$$

と近似できる。ここで、 ΔP_e についてはノズル内が単相流であり、ベルヌーイの式が適用できると仮定することで次式が得られる。

$$\Delta P_e = P_0 - P_c = \frac{1}{2} \frac{G_c^2 v_l}{C^2} \quad (22)$$

また ΔP_M については、短管ノズル内の相変化量が小さいことから、均質流モデルで近似した次式

$$\Delta P_M = G_c^2 d \{ (1-x) v_l + x v_g \} \quad (23)$$

をノズル入口から出口まで積分することにより、次式が得られる。

$$\Delta P_M = G_c^2 \{ x(v_{g2} - v_{l2}) + (v_{l2} - v_{l0}) \} \quad (24)$$

次に、熱力学的非平衡パラメータ N により

$$x_i = Nx_E \quad (25)$$

の関係を定義して、ノズル出口クオリティ x_i を臨界圧から求まる平衡クオリティ x_E により与える。

ノズル入口の温度と圧力から数値解法により臨界圧力 P_t と臨界流束 G_t を求める計算手順は以下の通りである。初期推定値 P_t に対するエントロピ s と ds/dP を蒸気表により求めて、平衡クオリティ x_E と dx_E/dP を次式^{(11), (12)}で計算する。

$$x_E = \left(\frac{s_0 - s_l}{s_g - s_l} \right)_E \quad (26)$$

$$\frac{dx_E}{dP} = \left[\frac{(1-x) \frac{ds_l}{dP} + x \frac{ds_g}{dP}}{s_g - s_l} \right]_E \quad (27)$$

ここで、等エントロピ変化を仮定して s_0 を求め、また非平衡パラメータ N を与えると (25) 式より x_i 、(27) 式より $dx_i/dP (=Ndx_E/dP)$ が計算できる。短管ノズルの場合、ノズル出口で非平衡度が十分大きく、相変化量は十分小さいと考えられることから、スリップ比 K に 1 を、 dK/dP には零を与える。 dv_g/dP 、 dv_l/dP は蒸気表で与えられることから、(20) 式により G_t が計算でき、それが (21) 式を満足するまで繰り返し計算により P_t を求める。

Fig. 5 Two-phase critical flow calculation model

4・2・2 噴出反力 噴出反力については、水単相噴流との相似から、以上の計算で得られた臨界圧力 P_t 、臨界流束 G_t 、およびボイド率 α 、気液の流速 w_g 、 w_l を用い、次式により無次元化した反力比 F^* が求まる。

$$F^* = \frac{F_C}{F_2} = \frac{\rho_g \alpha w_g^2 + \rho_l (1-\alpha) w_l^2 + (P_t - P_\infty)}{G_t^2 / \rho_l} \quad (28)$$

5. 実験および解析結果と考察

5・1 水単相噴流

(1) 噴出流量 常温の水単相噴流におけるノズル入口圧力と噴出流量の関係を図6に示す。横軸はノズル入口圧力 P_0 を大気圧 P_∞ で無次元化した圧力比、縦軸は質量流束 G で、パラメータは、短管ノズルの流路長 L と直径 D の比 L/D とした。ノズルの流路長は短いため、全圧力損失に占める摩擦損失の割合は5%以下と小さく無視できることから、縮流係数 C をパラメータとして(2)式により噴出流量を計算した。これより、オリフィス相当の縮流係数 0.61~0.63 を与えると、解析結果は実験結果とよく一致した。

L/D を約7に固定して、ノズル直径 D をパラメー

Fig. 6 Effect of L/D on mass flux in discharged water jet

Fig. 7 Effect of diameter on mass flux in discharged water jet

タとした実験と解析結果を図7に示す。実験結果は直径 D が大きいほど縮流係数 C の大きな解析結果に近づく。圧力比が5以下と小さい場合には、質量流束の実験結果はオリフィス相当の縮流係数 0.61 から短管ノズル相当の縮流係数 0.8 の解析結果まで変化する。

(2) 噴出反力 常温の水単相噴流におけるノズル入口圧力と噴出反力の関係を図8, 9に示す。横軸は、圧力比 P_0/P_∞ 。縦軸は噴出反力 F とノズル出口断面積 S の比 F/S を G^2/ρ で無次元化した反力比 $F^*=(F/S)/(G^2/\rho)$ を表している。

L/D をパラメータとした図8では、縮流係数 C は図6から予想される 0.63 を用い、 C' の値を最小値 0.63 ($=C$) から最大値 1 まで変化させた。図8のほぼ全ての実験値は想定される C' により解析した結果の範囲内にある。

ノズル直径 D をパラメータにした図9では、縮流係数 C は図7から予想される範囲の平均値 0.74 を

Fig. 8 Effect of L/D on reaction force in discharged water jet

Fig. 9 Effect of diameter on reaction force in discharged water jet

用い、 C' は 0.74 から 1 まで変化させた。図9に示す実験値は、想定される C' により解析した結果とほぼ一致している。

5・2 蒸気-水二相噴流

(1) 噴出流量 実験で得られた噴出流量を図10~12に示す。図中の実線は、スリップ比 K を1、縮流係数 C を 0.61 として熱力学的非平衡パラメータ N を 0.003 から 0.07 まで変えた場合の解析結果である。破線は、同じ実験条件で入口圧力 P_0 を変えた場合の実験値の変化傾向を示す曲線である。実験では、圧力を高圧から減少させた場合と低圧から上昇させた場合とで、噴出流量にヒステリシス現象が見られた。前者を図10に後者を図11に示す。図10では、 L/D の値が 1.4~4.4 の小さい範囲では、実験値は図中の実線で示した水単相の解析値に漸近し、ノズル出口の流動観察でも単相噴流の形態が確認された。また、 L/D が大きくなるに従い噴出流量は水単相の解析値から、非平衡パラメータ N の大きな解析結果へシフトしている。すなわち、ノズル出口のクオリティ x が増加し平衡クオリティ x_E へ

Fig. 10 Effect of P_0/P_∞ on mass flux in discharged two-phase jet in case of pressure decrease

Fig. 11 Effect of P_0/P_∞ on mass flux in discharged two-phase jet in case of pressure increase

近づいている。しかし、 N は最大でも 0.07 程度であり非平衡状態にある。

図 10 において圧力比 P_0/P_∞ が小さくなるほど、水単相の解析値から流量は次第に減少して、 N の大きな値へとシフトしている。図 11 では、圧力比 P_0/P_∞ が大きくなるほど、 N は若干大きな値へシフトするが、その変化量は小さい。言い換えれば、圧力比が小さくなるほど N は小さい値へシフトしており、図 10 と逆の傾向 (ヒステリシス) が見られる。これは、ノズル入口圧力を高圧側から減少させる場合には、水単相噴流状態からノズル出口での相変化が進んで二相噴流状態へ移行するが、圧力を低圧側から増加させる場合には、二相噴流状態が高圧側まで維持されることを示唆している。このようなヒステリシスの原因は、ノズル内壁面の発泡核の状態と関係しており、圧力を高圧側から減圧させると発泡点密度が急激に増加するが、低圧側からの加圧では、残留ガスのため発泡点密度は減少しにくいことにあると考えられる。

図 12 では、 L/D が概ね 10 以上であれば、 L/D の増加とともに噴出流束 G は L/D に依存せずある一定値に漸近するが、10 以下では G は $L/D=2$ 付近に極大値をもつ。成合らの実験⁽¹³⁾ によると、 $L/D=5$ 付近で縮流係数が約 0.54 の最小値となることから、この G の極大化は縮流係数の減少に原因があると推定される。

Fig. 12 Effect of L/D on mass flux in discharged two-phase jet

(2) 噴出反力 噴出反力の実験結果と解析結果を図 13~15 に示す。図 13 はノズル入口圧力を高圧から減少させた場合の結果で、図 14 は低圧から増加させた場合の結果である。実線で示す解析結果は、非平衡パラメータ N がおよそ 0.01 以下と小さいと反力比 F^* は水単相噴流の 1.1~1.6 に近い値となるが、 N が 0.03 以上に大きくなると反力比は水単相

噴流に比べ格段に大きくなる。特にノズル入口圧力が低いほどその傾向は著しい。 L/D をパラメータ

Fig. 13 Effect of P_0/P_∞ on reaction force in discharged two-phase jet in case of pressure decrease

Fig. 14 Effect of P_0/P_∞ on reaction force in discharged two-phase jet in case of pressure increase

Fig. 15 Effect of L/D on reaction force in discharging two-phase jet

とした図 13 の実験結果も同様の傾向を示している。これは、低圧側ほど臨界流による質量流束が減少するが、逆に相変化による加速が増加することに起因している。

図 13 と図 14 を比べると噴出流量と同様にヒステリシス現象が見られ、図 13 に示すように高圧側からノズル入口圧力を下げるほど反力比が急激に大きくなるが、図 14 に示すように低圧側からノズル入口圧力を上げると、反力比の変化は相対的に穏やかとなる。

L/D をパラメータに整理した図 15 によると、 L/D がおよそ 5 以下で水単相噴流に近い反力比となるが、 L/D がそれ以上になると、反力比は急激に大きくなる。

6. 結 言

短管ノズルを用いた噴出流量および噴出反力の実験と解析により、次の結論が得られた。

- (1) 水単相噴流の噴出流量の実験結果は、縮流係数を用いてベルヌーイの式から求められる解析結果と良く一致し、噴出反力はノズル出口の縮流回復効果を考慮してモデル化すると実験結果の傾向を良く説明できる。
- (2) 水単相噴流に比べて、二相噴流の噴出流量と噴出反力はノズルの L/D の影響を受け、 L/D が大きいほど噴出流量は減少し、噴出反力は増大する。これは、 L/D の増加とともにノズル出口で熱力学的非平衡度が小さくなり、クオリティが大きくなることに起因する。
- (3) 高温水による二相噴流の噴出において、 L/D が小さいか、ノズル入口圧力が高い場合、熱力学的非平衡度が大きいために質量流束は水単相噴流の値に近くなる。
- (4) ノズル入口圧力を高圧から低下させる場合と、低圧から上昇させる場合とで、二相噴流の噴出流量と噴出反力にヒステリシスが生じる。

これは、初期に高圧であればノズル出口での相変化は小さく、水単相流状態から二相流状態に変化していくのに対し、逆の場合には、初期から二相流状態にあり、圧力を上げてもこの状態が継続することに起因する。

- (5) 二相噴流の噴出流量と噴出反力は、熱力学的非平衡パラメータを与えた二相流分離流モデルに基づく臨界流解析により適切に予測することができる。

文 献

- (1) Wallis, G.B., One-dimensional Two-phase Flow, (1969), McGraw-Hill Book Company.
- (2) 赤川浩爾, 気液二相流, (1974), コロナ社
- (3) 須磨誓・小泉睦男, 機論, 43-376, 第2部(1977), 4608-4617.
- (4) 宮武修・ほか3名, 機論, 45-400, B(1979), 1883-1889.
- (5) 葛原道久・ほか2名, 機論, 57-535, B(1991), 977.
- (6) 葛原道久・ほか4名, 機論, 59-565, B(1993), 2868.
- (7) 葛原道久・ほか2名, 機論, 61-583, B(1995), 1029.
- (8) 葛原道久・ほか3名, 機論, 65-631, B(1999), 934.
- (9) Moody, F.J., J. of Heat Transfer, Trans. of ASME, Ser. C, Vol.87, No.1(1965), 134-142.
- (10) Levy, S., J. of Heat Transfer, Trans. of ASME, Ser. C, Vol.87, No.1, (1965), 53-58.
- (11) Henry, R.E. and Fauske, H.K., Nucl. Sci. and Eng., Vol. 41(1970), 79-98.
- (12) Henry, R.E. and Fauske, H.K., J. of Heat Transfer, Trans. of ASME, Vol. 93(1971), 179-187.
- (13) 成合, 第2回日本伝熱シンポジウム前刷集(1965), 129.