温水逃し弁における二相臨界流*

刑部 真弘^{*1}, 杜 建雄^{*2}, 久保利 介^{*1}

Two-Phase Critical Flow at Hot Water Relief Valve

Masahiro OSAKABE, Jian Xiong DU and Toshisuke KUBO

The capacity of hot water relief valves has been determined with an empirical correlation describing a critical flow. To clarify the correlation, critical flow experiments were conducted by using an industrial relief valve. The experimental data approximately agreed with the correlation. On the other hand, a nonequilibrium homogeneous model based on the isentropic equation of state was proposed and the nonequilibrium factor in the valve was determined. The nonequilibrium effects appeared on the critical flow rate only at relatively low inlet subcooling conditions. At high subcooling conditions, the critical flow rate could be described by the Bernoulli equation where the saturated pressure corresponding to the inlet water temperature was used at the valve throat.

Key Words: Multiphase Flow, Nonequilibrium, Critical Flow, Relief Valve, Empirical Correlation, Inlet Subcooling, Homogeneous Model, Bernoulli Equation

1. 序

動力プラントや化学装置には高压容器が用いられることが多い。これらの容器では、安全上、許容最大圧力が定められている。容器内圧力が、この許容最大圧力を超えたとき、逃し弁や安全弁などの安全装置が作動し、減圧を行う。減圧速度は、逃し弁などの放出最大流量である臨界流量で制限されることが多く、この流量の評価は機器設計上非常に重要である。

従来、過熱蒸気や飽和温度近傍の流体がノズルやパイプから放出される二相臨界流に関して多くの研究が行われてきた。種々形状の流路における二相臨界流について、例えば Hardekopf らの文献(1)に体系的な整理がなされている。ところが、流路形状などの影響を受ける熱的非平衡についてはまだ十分な議論がなされたとは考えられない。

熱的非平衡の影響が強いサブクール水の放出は、近年ビルの暖房などで多く使われるようになってきた温水ボイラの逃し弁でみられる。ボイラ・圧力容器構造規格の解説において、この温水逃し弁の大きさを求め

る算式には、経験式が採用されている⁽²⁾。採用された経験式は、弁のど部での臨界流量を記述する Brockett-King⁽³⁾ の式であり、式中に弁入口サブクール度に依存する定数 x を含む。一方、弁と多少異なる絞り部を持つオリフィスからのサブクール水の放出流量は、圧力と開口率によって臨界状態となる場合とならない場合があり、整理困難となっている⁽⁴⁾。また、開口率が十分小さい場合には、オリフィス流量は、単相流と同じベルヌーイ式で表せるとした報告もある⁽⁵⁾。弁やオリフィスにおいて臨界状態が達成されるかどうかは、熱的非平衡の問題が大きく関与していると考えられる。また、現在温水ボイラなどで用いられている典型的な逃し弁は、ディスク形逃し弁と呼ばれ、Brockett らが実験したグローブ弁タイプと絞り部の形状が異なる。弁の臨界状態を記述する算式の妥当性の確認を行い、熱的非平衡などの現象を理解するために、ディスク形逃し弁を用いたサブクール水の放出実験を行った。

一方、オリフィスや逃し弁の臨界流を記述するのに適当と考えられる非平衡均質臨界流モデルとして代表的なものに、Henry-Fauske⁽⁶⁾ のモデルがある。このモデルは、入口条件のクオリティで凍結したエネルギー式より求めた流量式と、非平衡を考慮した音速条件式の交点より、臨界流量を求めるものである⁽⁷⁾。また、

* 平成4年7月10日 熱工学シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成4年7月20日。

*¹ 正員、東京商船大学 (〒135 東京都江東区越中島 2-1-6)。

*² 東京商船大学大学院。

流量式の最大値と、その交点とは必ずしも一致しない。さらに、入口サブクール条件では、エネルギー式はベルヌーイ式となるため最大値を持たない。このため、この交点を、物理的に正しい臨界状態であるとは考え難い。本研究では、等エントロピー状態変化式に基づく非平衡均質臨界流モデルを提案した。このモデルでは、エネルギー式のクオリティは凍結せず、流量式の最大値が音速条件との交点となる。また、非平衡を表現する状態方程式を直接用いているため、非平衡の影響を簡単に検討できる。本モデルと逃し弁の実験結果との比較検討により、入口サブクール条件での臨界流の決定メカニズムを考察した。

記 号

- A: 弁座流路面積
 C_P : 定圧比熱
 d : 弁座口径
 G : 質量速度または流量
 G^* : 無次元質量速度 $= G/(P_0/V_{L0})^{1/2}$
 g : 重力の加速度
 H_{LG} : 潜熱
 L : 弁リフト
 N : 非平衡パラメータ
 P : 圧力
 P_s : 飽和圧力
 T : 温度
 V : 比容積
 V_{LG} : 気相と液相の比容積差
 α : のど部縮流係数 (バルブ係数)
 η : 無次元のど部圧力比 $= P_t/P_0$
 η_s : 無次元飽和圧力比 $= P_s/P_0$
 x : Brockett-King 式の定数
 添 字
 0: 入口
 t: のど部
 G: 気相
 L: 液相
 C: 臨界

2. 二相臨界流の理論的検討

図1に示したのは本研究の対象とする弁絞り部の概念図である。圧力 P_0 の流体が弁座部分で絞られ圧力 P_t となる。流路は円環状の弁座流路面積 (Curtain area) $A = \pi dL$ で最小となる。最大流速部分は、オリフィスと同様に最小流路面積部分よりも少し外側にずれたのど部 (Throat) で生じると考えられ、ここでの圧

力を P_t とした。また、縮流およびフラッシングは急激に起こるため、発生する気泡径は微小であり二相間の速度差は生じ難いと考え、ここでは均質二相臨界流を扱う。弁のど部での質量速度は、エネルギー式より

$$G_t = \left[2 \int_{P_0}^{P_t} V dP \right]^{1/2} / V_t \dots\dots\dots (1)$$

入口サブクール水の条件では、式(1)の積分は入口水温度 T_0 に対応する飽和圧力 P_s を境に二つの部分に分けられる。

$$G_t^2/2 = \left[- \int_{P_0}^{P_s} V_{L0} dP - \int_{P_s}^{P_t} V dP \right] / V_t^2 \dots\dots (2)$$

圧力 P_s までの水は、非圧縮性であると考え、式(2)の右辺第1項の V_{L0} は一定とすると、

$$G_t^2/2 = \left[- V_{L0}(P_s - P_0) - \int_{P_s}^{P_t} V dP \right] / V_t^2 \dots\dots (3)$$

飽和圧力 P_s を超えて減圧すると、蒸気発生により急速な体積膨張が生じる。この場合の等エントロピー状態変化式として、次の Epstein ら⁽⁸⁾ のモデルがある。

$$\frac{V}{V_{L0}} = \omega \left[\frac{P_s}{P} - 1 \right] + 1 \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 ω は定数であり、Leung ら⁽⁹⁾ によれば、

$$\omega = \frac{C_{P0} T_0 P_s}{V_{L0}} \left[\frac{V_{LG0}}{H_{LG0}} \right]^2 \dots\dots\dots (5)$$

式(5)において、すべての物性値は、入口温度 T_0 に対応する飽和状態で評価する。この状態変化モデルは、飽和圧力 P_s 近傍で非常によく近似式となっており、本研究の範囲内では蒸気表より求めた値と良い一致を示した。非平衡状態は、急激な縮流による発泡遅れなどにより、式(4)で表される等エントロピー膨張変化が抑制された状態であると考え、Henry-Fauske⁽⁶⁾ と同様な非平衡パラメータ N により、式(4)を次のように変形する。

$$\frac{V}{V_{L0}} = N \omega \left[\frac{P_s}{P} - 1 \right] + 1 \dots\dots\dots (6)$$

ここで N は、非平衡度を表す定数であり、平衡状態では1、完全非平衡状態では零である。非平衡度が強く

図1 逃し弁絞り部の概念図

N が小さい場合には、比容積の変化は、実際よりも少なめに減圧されているかのように表される。 $N=0$ の場合には、圧力 P_s での液体の比容積 V_{L0} を保つことからわかるように、式(6)の N は等エントロピー線上の遅れを表す。式(6)を式(3)に代入すると、

$$(G_t V_t)^2 / 2 = V_{L0} (P_0 - P_s) + V_{L0} [N \omega P_s \ln(P_s / P_t) - (N \omega - 1)(P_s - P_t)] \quad (7)$$

ここで

$$\eta = P_t / P_0$$

$$\eta_s = P_s / P_0$$

$$G^* = G / [P_0 / V_{L0}]^{1/2}$$

と定義すると、式(7)は

$$G_t^* = [2(1 - \eta_s) + 2N\omega\eta_s \ln(\eta_s / \eta) - 2(N\omega - 1)(\eta_s - \eta)]^{1/2} / [N\omega(\eta_s / \eta - 1) + 1] \quad (8)$$

ただし、減圧が飽和圧力 P_s 以下にならない $\eta_s < \eta$ の場合には、式(3)より明らかなように、

$$G_t^* = [2(1 - \eta)]^{1/2} \quad (9)$$

式(9)は、ベルヌーイ式である。

臨界流現象にとって、音速の概念は非常に重要である。すなわち、流速が音速を超えた状態では、流体中を圧力波が上流に伝ばすることが不可能となり、流量がその状態よりも増えない。圧力波の伝ば速度である音速状態での放出質量流速は、次のように定義される。

$$G_t = \left[-\frac{dV}{dP} \right]_t^{-1/2} \quad (10)$$

一方、式(6)を微分すると

$$\frac{dV}{V_{L0}} = -N\omega P_s \frac{dP}{P^2} \quad (11)$$

式(10)、(11)より

$$G_t = \left[\frac{N\omega P_s V_{L0}}{P_t^2} \right]^{-1/2} \quad (12)$$

よって無次元化すると

$$G_t^* = \eta [N\omega\eta_s]^{-1/2} \quad (13)$$

ただし式(13)は、圧力が飽和圧力以下になりフラッシングが生じた場合に適用可能である。フラッシングが生じない場合には、弁内の水流速よりも音速のほうが十分大きく、音速による流量制限である臨界流は通常の機器内では起きないと考えられる。また、単相流と異なり質量流速式(8)が常に極大値を持つとは限らないが、極大値を持つ場合には、その極大値は音速条件式(13)と一致する。

図2に示したのは、非平衡パラメータ $N=1$ とした場合の G_t^* と η の関係である。ここでは、本実験の対象とした $P_0=0.69$ MPa とし、異なる入口サブクール度での計算結果を示した。実線は、質量流速式であり、 $\eta_s > \eta$ の場合には式(8)、 $\eta_s < \eta$ の場合にはベルヌーイ式(9)によって表される。また、破線は音速による質量流速式(13)である。サブクール度が零の場合、式(8)で表される実線の質量流速式は山形の曲線となり、上述したように、その最大値は音速による式と一致する。 η を次第に減らしていく場合を考えると、最初質量流速は η の減少とともに増加するが、最大になると音速に達し、それ以上 η を減らせても質量流速は減らない臨界状態になる。サブクール度が 10 K および 50 K の場合には、 η を減らし η_s になったときには、その質量流速はすでに音速を超えている。すなわち、 η_s になり発泡が開始された瞬間、水単相流では十分音速以下であった流速が、二相流状態への移行による音速の急激な低下によって超音速となる。別な表現をすれば、 $\eta_s > \eta$ の場合の式(8)は、音速条件との交点となる最大値を持たない。このため、式(9)で $\eta = \eta_s$ とした質量流速で臨界状態となる。このことは、のど部での圧力が飽和圧力 P_s となっていることを示す。これらのことは、単相流では臨界条件と音速条件は一意

図2 $N=1$ とした場合の G_t^* と η の関係

に一致するが、相変化が含まれる場合には一致しない場合があることを示している。

図3に示したのは、サブクール度を10 Kとした場合の、異なる N を用いた計算結果である。 N の値を減らし（非平衡度を増やし）ていくと、質量流速式(8)は次第に凹形から凸形の曲線に変わり、最大値を持つようになってくる。この最大値は、音速の条件を満たし、臨界状態となっている。また、 N の値が小さく非平衡度が大きいほど、小さな η でより大きな最大値を持つ。 $N=0.067$ の場合は、質量流速式(8)の最大値がちょうど η_s で生じ、臨界質量流速がベルヌーイ式で表せる領域から、質量流速式の最大値として表せる領域に移行していく境界である。 N が零となる完全非平衡

図3 異なる非平衡パラメータ N を用いた計算結果

状態では、質量流速式はベルヌーイ式となり最大値を持たず、しかも音速による式(13)は垂直に立ち上がるため臨界状態は生じず、 η の減少とともに質量流速は単調増加する。

3. 非平衡二相臨界流モデル

以上の検討より、臨界質量流速にはのど部圧力を P_s としたベルヌーイ式(9)で表せる場合と、質量流速式(8)の最大値として表せる場合があることが明らかとなった。式(8)の最大値を求めるために、式(8)を η で微分し $dG^*/d\eta=0$ と置く。最大質量流速に対応する η を臨界圧力比 η_c として整理すると、

$$\begin{aligned} & [N\omega + 1/(N\omega) - 2][\eta_c^2/(2\eta_s)] \\ & - 2(N\omega - 1)\eta_c + N\omega\eta_s \ln(\eta_c/\eta_s) \\ & + 1.5N\omega\eta_s - 1 = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

ここで、 N 、 ω および η_s が与えられれば、式(14)より繰返し法によって、 η_c を求めることができる。このときの臨界質量流速は、音速の式(13)より

$$G_c^* = \eta_c [N\omega\eta_s]^{-1/2} \quad (15)$$

一方、臨界質量流速がベルヌーイ式(9)で表されるときは、

$$G_c^* = [2(1 - \eta_s)]^{1/2} \quad (16)$$

この二つの式の境界条件は、図3の $N=0.067$ の場合のように、式(15)と式(16)の質量流速が等しく、しかも $\eta_s = \eta_c$ となる場合である。 $\eta_s = \eta_c$ として、式(15)、(16)より G_c^* を消去すると、

$$\eta_s = 2N\omega / (2N\omega + 1) \quad (17)$$

式(17)において、 η_s および ω は入口圧力とサブクール度の関数である。このため、この境界条件は、入口圧

図4 二つの領域の境界条件

力, サブクール度および非平衡パラメータ N の関係として表される。

図4に示したのは, $8 \sim 0.1$ MPa における, 境界条件式(17)を, 非平衡パラメータ N と入口サブクール度 ΔT_{SUB} で表したものである。曲線の右側はサブクール度の大きな領域であり, 臨界質量流速がベルヌーイ式である式(16)で記述される。曲線の左側では, 質量流速式の最大値が臨界質量流速となる場合であり, 式(14)および式(15)で記述される。非平衡度が小さく (N が大きく) なってくると, ベルヌーイ式(16)の適用範囲が増大することがわかる。

4. 実験装置および方法

実験装置概念図を図5に示す。実験装置は, 容積 0.596 m^3 の圧力容器 (PV), 炉筒煙管主ボイラよりの注入配管系および呼び径 25.4 mm の放出配管系により構成される。図5中に示した位置に, 圧力計および T 熱電対を設置した。また, 放出配管系においては,

図5 実験装置系統図

図6 逃し弁の概念図

試験逃し弁の前に渦流量計を設置した。渦流量計部分は, 弁でのフラッシング前であり, 水単相流である。渦流量計は圧電素子形であり, 最大計測流量 $1.36 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$, 最小計測流量 $8.33 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$, 精度は最大計測流量の $\pm 1\%$ である。また, 逃し弁の後流には, 背圧調節弁を設けた。背圧調節弁を通過した二相流は, 大気放出される。

試験逃し弁の概念図を図6に示す。試験逃し弁は, 呼び径 25.4 mm のダイヤフラムシール形ディスク式逃し弁を一部改造したものである。弁リフトを一定値で固定できるように, 噴気テストレバー, ばね受け, 調節ばねおよび弁棒を取り外し, ねじを加工した弁リフト調整器を取付けた。本実験では, 弁リフト $L = 0.8 \text{ mm}$ とした。この場合, 弁座の口径 $d = 25 \text{ mm}$ であるので, $L/d = 1/31$ となり, 低揚程逃し弁の部類に属し, 流路面積は円環状の弁座流路面積 $A = \pi d L$ で最小となる。

実験を開始する前, 圧力容器に約 0.4 m^3 の水を入れ, 主ボイラより高温蒸気を長時間注入することにより十分脱気を行いながら, 設定温度および圧力まで加熱昇圧した。圧力容器の状態が一定になった後, 放出実験を行った。放出実験は, 弁入口圧力および温度一定の条件で, 背圧調整弁により弁差圧を段階的に変え, 定常状態に達したときの各部圧力, 温度および流量を計測した。本実験では, 弁入口圧力 $P_0 = 0.69 \text{ MPa}$ とし, 入口サブクール度を $\Delta T_{\text{SUB}} = 1.4 \sim 114.4 \text{ K}$ とした。

図7 実験結果

5. 実験結果および考察

図7に示したのが、異なる弁入口サブクール度における弁差圧 $P_0 - P_1$ と放出質量流量 G の関係である。弁差圧は、弁最小流路面積部よりそれぞれ約5 cm 上流および後流の圧力を計測し求めた。サブクール度 114.4 K の黒丸のデータは、フラッシングが生じない水単相放出を行ったものである。実線は、水単相に関する次のベルヌーイ式であり、水単相放出実験データとよく一致する。

$$G = \alpha A [2(P_0 - P_1)/V_{L0}]^{1/2} \quad (18)$$

ここで、 α はバルブ係数であり、 $\alpha = 0.615$ とした。バルブの圧力損失は絞り部によって主に生じると考えられ、本研究ではバルブ係数はオリフィスと同様に、のど部縮流係数に等しいと考えた。また、 A は弁座流路面積であり、 $A = 25\pi \times 0.8 = 62.83 \text{ mm}^2$ である。図7で、サブクール度を小さくしていくと、弁差圧を増やしても放出流量 G が増えない臨界状態がみられるようになる。一部完全な臨界と確認できないデータも含むが、臨界流量とした値をそれぞれ一点鎖線で示す。

このような逃し弁における臨界流量 G_c に関して、Brockett-King⁽³⁾ は、圧力 0.35~0.69 MPa の異なるサブクール度条件で、グローブ弁タイプの逃し弁を用いた温水の放出実験を行った。この結果、次のような経験式を作成している。無次元質量流速で表すと、

$$G_c^* = \alpha [2x]^{1/2} \quad (19)$$

ここで、 x は実験により決定した定数であり、原論文では入口サブクール度 ΔT_{sub} に対するグラフで与えられている。 $0 \leq \Delta T_{\text{sub}} \leq 60 \text{ K}$ の範囲を最小二乗法で近似すると、

$$x = 0.0707 + 0.0157 \Delta T_{\text{sub}} - 1.26 \times 10^{-4} \Delta T_{\text{sub}}^2 + 3.92 \times 10^{-7} \Delta T_{\text{sub}}^3 \quad (20)$$

式(20)の近似誤差は、 $\pm 1\%$ 以内である。また、最近 Sallet⁽¹⁰⁾ は、圧力 0.41~0.69 MPa と異なるサブクール度条件で、本研究と同様なディスク形逃し弁を用いた温水の臨界質量流速を求めている。この結果、データは次の式とほぼ一致するとしている。

$$G_c^* = \alpha [2(1 - 0.75\eta_s)]^{1/2} \quad (21)$$

また、弁ののど部上流部の形状や表面粗さを変えた実験を行ったが、その影響は少ないとしている。

本研究の非平衡均質臨界流モデルを、のど部縮流係数 α の弁に適用すると、

$$(1) \quad \eta_s \geq 2N\omega / (2N\omega + 1) \text{ では}$$

$$G_c^* = \alpha \eta_c [N\omega \eta_s]^{-1/2} \quad (22)$$

ただし η_c は式(14)で求める。

$$(2) \quad \eta_s \leq 2N\omega / (2N\omega + 1) \text{ では}$$

$$G_c^* = \alpha [2(1 - \eta_s)]^{1/2} \quad (23)$$

図8に示したのは、各種経験式、非平衡均質臨界流モデルおよび本実験結果との比較である。実験データは、Brockett-King⁽³⁾ および Sallet⁽¹⁰⁾ の経験式のほぼ中央にある。逃し弁の算式として用いられている Brockett-King 式は、十分保守的な値を示している。また、モデルでは非平衡パラメータ N を 1, 0.035 および 0.01 と変えた。 $N=1$ の場合は、式(22)が適用される領域は、 $\Delta T_{\text{sub}} \leq 0.91 \text{ K}$ であり、図8の実線は式(23)を示している。式(23)は、のど部圧力を P_s としたベルヌーイ式であるが、興味深いことに、Brockett-

図8 本実験結果およびモデルの比較

図9 Salletの実験結果およびモデルの比較

King および Sallet の経験式の傾向とほぼ一致する。また、 N を小さくし、非平衡度を増加させると、サブクール度の小さい領域で、臨界流速値は増加する傾向にある。また、その影響を受ける領域は、非平衡度の増加とともに拡大する傾向にあるが、入口サブクール度の高い領域までは影響され難いことがわかる。すなわち、図 4 に示したようにサブクール度が十分大きければ、非平衡度によらず、のど部圧力を飽和圧力 P_s としたベルヌーイ式で臨界流速が表せる。このことは実験結果も示しており、データは $N=0.035$ としたモデルとよく一致した。ただし、前述したように、本実験のデータは完全に臨界と確認できないものも一部含まれている。この場合、臨界流量はさらに大きくなり、非平衡パラメータの値は小さくなる可能性がある。

図 9 に示したのは、Sallet が弁元圧 0.69 MPa において、弁座呼び口径 9.53 mm の逃し弁を用いて行った実験結果とモデルとの比較である。この弁は全揚程逃し弁に属し、リフトが大きいこと最小流路面積は、弁座口径ノズル面積 $\pi d^2/4$ となる。また、バルブ係数は、本研究の弁よりも大きな 0.85 となっている。実験結果は、 $N=0.01$ としたモデルとほぼ一致する。このデータおよび弁座呼び口径 12.7, 15.88 mm の実験データを基に作成された Sallet の経験式は、非平衡が強い場合の本研究のモデルによりその傾向がよく表されることがわかる。ただし、非平衡度は弁のど部での縮流の様子、すなわち弁リフト量と弁座口径の比 L/d などに依存すると考えられ、今後の検討を要する。

6. 結 論

実際に用いられているディスク形温水逃し弁を用いた温水の放出実験を行うとともに、非平衡均質二相臨界流モデルを提案した。この結果、以下の結論を得た。

(1) 等エントロピー状態変化式に基づく非平衡均質臨界流モデルを提案した。このモデルでは、エネルギー式のクオリティは凍結せず、二相流速式が極大値を持つ場合には、その極大値が音速条件との交点になる。

(2) モデルで非平衡パラメータ N を小さくし、

非平衡度を増加させると、サブクール度の小さい領域で、臨界流速値は増加する。また、その影響を受ける領域は、非平衡度の増加とともに拡大する傾向にあるが、入口サブクール度の高い領域までは影響され難い。すなわち、サブクール度が十分大きければ、非平衡度によらず、のど部圧力を飽和圧力 P_s としたベルヌーイ式で臨界流速が表せる。

(3) 弁元圧 0.69 MPa とした本実験データは、弁元圧 0.35~0.69 MPa の条件で種々形状の逃し弁を用いて得られた Brocket-King および Sallet の経験式のほぼ中央に位置した。逃し弁の算式として用いられている Brocket-King 式は、十分保守的かつ妥当な値を示していた。全体的にみて、二つの経験式は、のど部圧力を P_s としたベルヌーイ式の傾向とほぼ一致した。

(4) 本実験結果は非平衡パラメータ $N=0.035$ 、Sallet らの結果は $N=0.01$ とした本モデルとよく一致した。ただし、これらの非平衡度は、弁のど部での縮流の様子、すなわち弁リフト量と弁座口径の比 L/d などに依存すると考えられ、今後臨界状態の明確な確認のうえで、定量的な評価をする必要がある。

文 献

- (1) Hardekopf, F. and Mewes, D., *Chem. Eng. Technol.*, **12** (1989), 89.
- (2) 久保・ほか 10 名, 温水逃し弁の大きさを求める算式, ボイラ研究, 240 (1990).
- (3) Brocket, G. F. and King, C. F., *Instruments*, (1953), 1017.
- (4) 小笠原, 機論, 第 2 部, **34**-268 (1968), 2146.
- (5) Fujii, M., ほか 3 名, *Proc. 1st JSME/ASME Joint Int. Conf. Nucl. Eng.*, **1** (1991) 203, Tokyo.
- (6) Henry, R. E. and Fauske, H. K., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **93**-5 (1971), 179.
- (7) Grolmes, M. A. and Leung, J. C., *Multi-Phase Flow and Heat Transfer*, III. Part A, (1984), Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 549.
- (8) Epstein, M., ほか 3 名, *Proc. 2nd Topical Meet. Nucl. React. Thermal Hydraul.*, Santa Barbara, CA, (1983).
- (9) Leung, J. C. and Grolmes, M. A., *AIChE J.*, **34**-4 (1988), 688.
- (10) Sallet, D. W., *J. Hazard. Mater.*, **25** (1990), 181.