

減圧に伴う液体窒素のフラッシング現象*

(第1報, 比較的遅い減圧速度の場合)

渡辺 敏晃^{*1}, 花岡 裕^{*2}, 戸倉 郁夫^{*2}

Flashing Phenomena of Liquid Nitrogen in a Pressure Vessel (1st Report, The Case of Low Depressurization Rate)

Toshiaki WATANABE, Yutaka HANAOKA and Ikuo TOKURA

Flashing experiments of liquid nitrogen in a pressure vessel (cryostat) were conducted at low depressurization rates, i.e., from 0.05 to 0.3 MPa/s. Pressure and temperature changes in the pressure vessel were measured and boiling behavior of the liquid was recorded by a still camera. A thermal stratification layer, which plays an important role in the boiling process, was formed in the liquid. The results show that the phase change occurs at the nearly saturated state. A pressure change in the vessel was also simulated by a vapor discharge model that takes into account vapor supplied from a liquid phase. The proposed analytical model can successfully represent the measured pressure change in the vessel.

Key Words: Cryogenics, Boiling, Bubble, Flashing, Depressurization, Liquid Nitrogen, Thermal Stratification, Numerical Prediction, Pressure Change

1. 緒 言

液体が急減圧を受け、系の圧力がその液温の飽和圧力以下に達すると、新しい熱力学的相平衡状態を求めて、急激な沸騰を開始する。この現象はフラッシングと呼ばれ、それらの挙動を把握することは液体貯蔵圧力容器や配管等の安全性確保の点から工学的に重要である。一方、近年の宇宙工学の進展、超伝導技術の発展、エネルギー有効利用の観点から、低温流体の使用が急増してきており、低温流体に関するフラッシング現象の解明が必要になってきた。しかし、この現象に関連する研究としては Hewitt-Parker⁽¹⁾による急減圧下における液体窒素中の気泡成長、崩壊に関する報告があるだけで、低温流体のプールフラッシング現象全体を取扱ったものは見あたらない。そこで、著者は寒剤として一般に多く用いられている液体窒素のフラッシング現象に関する研究を行い、減圧時の挙動について、検討を加えてきた^{(2)~(5)}。その結果、低温流体においては(1)熱水⁽⁶⁾と同様、減圧沸騰の素過程や沸

騰後の容器内圧力変動が容器内の初期温度と減圧速度に強く依存すること、(2)減圧後の圧力極小値や最大回復圧力値が容器内の低温領域にある初期温度に対応した飽和圧力値から予測し得ること、さらには(3)常温や高温流体に比べ、減圧による沸騰過熱限界が極端に小さくなることなどが明らかにされた。しかしながら低温貯蔵流体の場合には、固有の温度成層現象⁽⁷⁾が存在することから、初期温度分布が沸騰に及ぼす影響についてはなお、未解明な部分が多く残されている。また、フラッシング時の圧力変動を理論的に予測する方法として二流体モデル等⁽⁸⁾が考えられるが、本実験のような蒸気放出によるプール減圧沸騰現象を記述するには、蒸発・凝縮係数や気液界面摩擦係数等の見積もりにおいて不明確な点が多く、容器内の圧力変動を十分に再現するには至っていない⁽³⁾。

本研究では、液体窒素の減圧沸騰実験を比較的遅い減圧速度(0.05~0.3 MPa/s)で行い、温度成層がある場合の沸騰特性、および圧力変動を明らかにした。そのため、本装置における初期の容器内温度分布や昇圧中の温度成層の成長について確認実験を行った。また、沸騰挙動の特徴を考慮した蒸気放出モデルを導入し、フラッシング時の容器内圧力変化の予測を試みた。この新しいモデルにより、従来困難であった最大

* 平成6年5月19日 第31回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成6年9月29日。

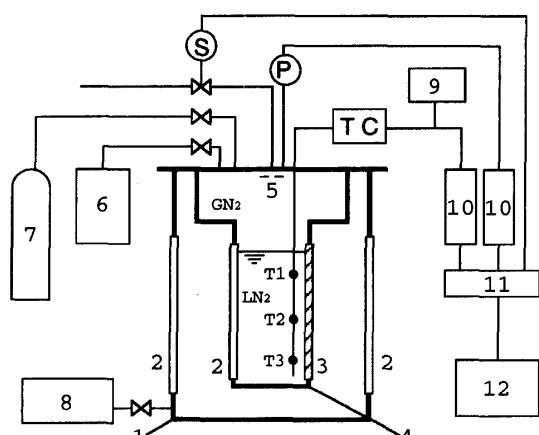
*¹ 准員、室蘭工業大学大学院 (010-500 室蘭市水元町27-1)。

*² 正員、室蘭工業大学工学部。

回復圧力等の計算が可能であることを示した。

おもな記号

| | |
|---------------------------------|--------------------------------|
| A : オリフィス断面積 | ΔT_{sat} : 過熱度 |
| C_o : オリフィス流量係数 | ΔT_d : 計算時間内における液温降下量 |
| C_m : 蒸気発生割合に関する係数 [式(2)] | V_v : 気相部体積 |
| C_s : 蒸発面積増大に関する係数 [式(3)] | γ : 比熱比 |
| C_p : 定圧比熱 | τ : 蒸発面積増大開始からの経過時間 |
| d : オリフィス直径 | Z : 減圧速度 $= (p_i - p_n)/t_n$ |
| Δh : エンタルピー差 | 添字 |
| HL : 容器底部からの液位 | i : 初期値 |
| m_b : 蒸発質量 | |
| m_l, m_v : 液相部、気相部の質量 | |
| p : 圧力 | |
| p_n : 極小圧力 | |
| p_r : 減圧後の最大回復圧力 | |
| p_{sat} : 初期液温に対する飽和圧力 | |
| p_v : 気相部圧力 | |
| R_v : ガス定数 | |
| S : 無次元蒸発面積 (=蒸発面積/初期気液界面面積) | |
| t : 時間 | |
| t_n : 圧力極小時間 | |
| t_r : 最大圧力回復時間 | |
| T_l, T_v : 液相部、気相部の温度 | |
| T_{sat} : 飽和温度 | |
| T_1, T_2, T_3 : 各点における初期温度 | |



1:Cryostat
2:Window
3:Stainless board
4:Pressure vessel
5:Orifice
6:LN2 Tank
7:GN2
8:Vacuum Pump
9:Digital Multimeter
10:D.C. Amp.
11:A-D Converter
12:Micro Computer
P:Pressure Transducer
S:Solenoid Valve
TC:C-C Thermocouples

図 1 実験装置系統図

ΔT_d : 計算時間内における液温降下量

V_v : 気相部体積

γ : 比熱比

τ : 蒸発面積増大開始からの経過時間

Z : 減圧速度 $= (p_i - p_n)/t_n$

添字

i : 初期値

2. 実験装置および方法

図1に実験装置系統図を示す。クライオスタットはステンレス製で外筒(全長 680 mm, 外径 215 mm)と圧力容器である内筒(耐圧 590 kPa)の二重構造となっており、内筒は熱侵入を抑えるための筒(内径 110 mm, 長さ 162 mm)と液体窒素がたまる部分(50 mm × 50 mm × 430 mm の矩形断面)から構成されている⁽²⁾。また、このクライオスタットには沸騰様相可視化のための光学窓が設けられており、外筒には 54 mm × 374 mm × 8 mm の強化ガラス、内筒の液体窒素だまりには片面に 50 mm × 360 mm × 15 mm の石英ガラス、もう片面には同寸法のステンレス板が用いられている。上部フランジには圧力変換器、ブルドン管、放出用電磁弁、オリフィス(Φ3 mm)、液体窒素注入弁が取付けられている。温度測定用の熱電対(銅-コンスタンタン、素線径 0.5 mm)は垂直方向に 3箇所設置されている(後述の予備実験ではさらにもう一点熱電対を増設して測定を行った)。

実験方法はまず、断熱のために内外筒間を真空ポン

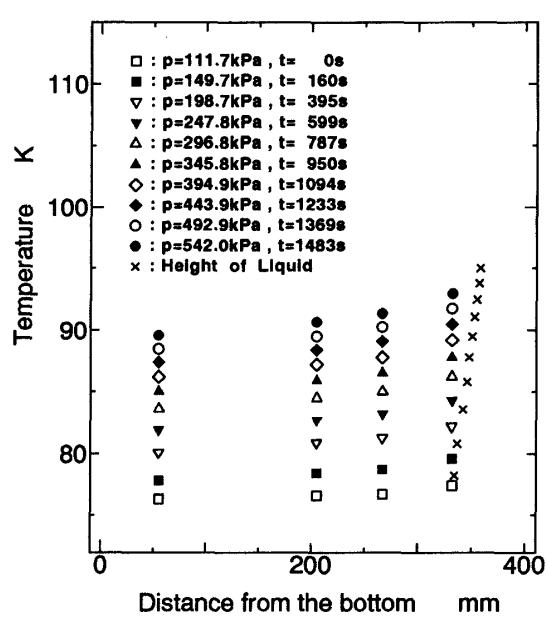


図 2 昇圧時における温度分布

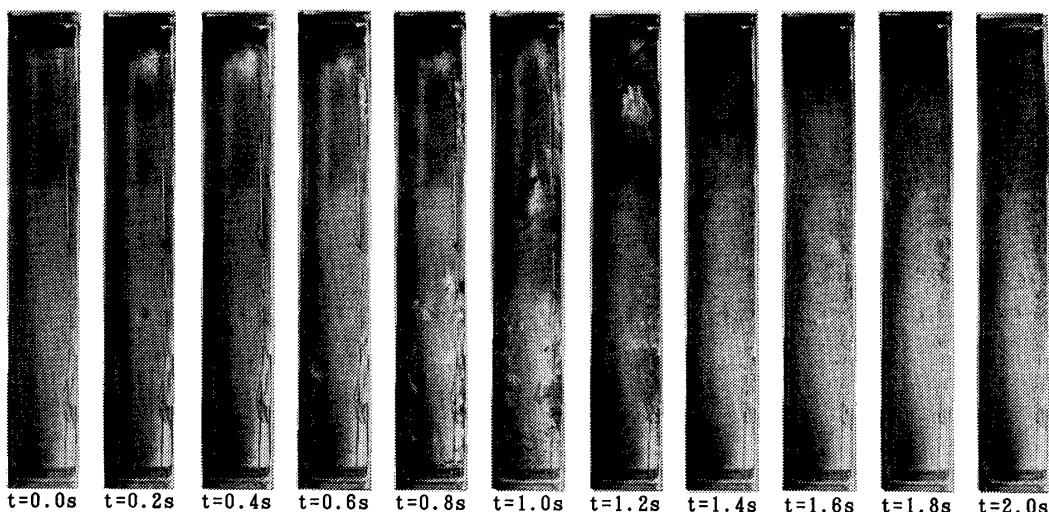


図3 沸騰様相の連続写真

で 10^{-1} Pa 程度に排気した後、液体窒素を注入する。所定の初期圧力(150~540 kPa)まで自然蒸発に任せて昇圧させた後、放出用電磁弁を開放し、フラッキングを発生させる。同時に、電磁弁開放信号をトリガとし、圧力・温度計測が開始される。データはパーソナルコンピュータに送られ、記録、処理される。沸騰様相の可視化には、モータドライブカメラ(5こま/s)を用いた。

3. 実験結果と考察

3・1 昇圧時における液温分布変化 本装置における容器内液温分布を把握するために、熱電対を垂直方向の4箇所に設置して予備実験を行った。図2に昇圧時における液温および液位の変化(液体の熱膨張による)を示す。縦軸は液温、横軸に容器底部からの距離を示す。図2中の各記号はそれぞれ任意の圧力における液温および充てん時からの経過時間tを示し、 \times 印は任意の圧力における液位を示す。なお、液位を示す際には気液界面において相平衡状態にあると仮定し、界面温度はそのときの圧力に対する飽和値を用いて図2中に示してある。図2から明らかのように昇圧に伴い、各測定点における液温は上昇し、液面も上昇している。また、液体上部では、昇圧とともに垂直方向の温度こう配が大きくなっている、高温の層(温度成層)が徐々に形成されていく様子がわかる。耐圧性の制約から本装置におけるこれ以上の温度成層形成の観察はできないが、圧力 542 kPaにおいて液相上下で約 4 K 程度の液温差が生じている結果となった。また、この温度分布は熱侵入の度合いに影響を受けると思われるが、本実験では装置の真空度が同一であれば再現性が

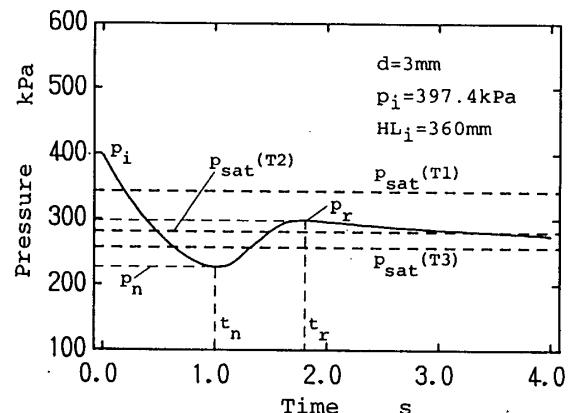


図4 圧力波形

あることを確認している。

3・2 沸騰様相と圧力波形 本実験で得られたフラッキング時における沸騰様相の連続写真、および容器内圧力の変動波形の代表例を、それぞれ図3および図4に示す。この場合の実験条件は、初期圧力 $p_i = 397.4$ kPa、初期液位 $HL_i = 360$ mm、オリフィス直径 $d = 3$ mm、熱電対の位置は容器底部から T_1 が 335 mm、 T_2 が 201 mm、 T_3 が 64 mm、初期液温は $T_1 = 89.4$ K、 $T_2 = 87.2$ K、 $T_3 = 86.2$ K である。また、図4中の破線はそれぞれ初期液温 T_1 、 T_2 、 T_3 に対する飽和圧力を示す。以下、圧力変動と沸騰様相の関係について説明する。電磁弁開放により、系の圧力は急降下をはじめ、 $t = 0.2$ sにおいて液上面からの沸騰が始まる。このとき、 T_1 付近の液体が過熱状態に入ったことが飽和線と圧力波形の交差より確認できる。その後、圧力の降下に伴って、上面沸騰が下方へと進行し、 $t = 0.6$ sにはいちばん液温の低い容器下部においても過熱域に入り、液全体が過熱状態となり、未沸騰状態で

あった中部、下部からの沸騰が起こる。 $t=1.0\text{ s}$ において極小圧力 $p_n=229.9\text{ kPa}$ をとる際には気泡群の合体、成長による巨大な気泡の存在が確認でき、全体的な沸騰へと移行していることがわかる。その後、系の圧力は回復に向かい、巨大気泡の消失後、 $t=1.8\text{ s}$ において回復は最大となり、最大回復圧力 $p_r=298.5\text{ kPa}$ をとる。その後の沸騰様相はほとんど変化なく、圧力は大気圧へと漸近していく。この実験で減圧速度 $\dot{\Sigma}=167.5\text{ kPa/s}$ の値を得た。

以上の実験結果より、低温流体を減圧させた場合の沸騰様相と圧力変動の対応について次のように集約できる。

(1) 減圧開始後、温度の高い気液界面から沸騰が開始するが、この上部からの沸騰だけでは系の圧力は回復には至らない。

(2) 系の圧力が液体下部の温度 T_3 に対応する飽和圧力近くに達したときに大規模な沸騰を起こし、圧力回復過程へと向かう。

(1)は温度成層のため、液相上部から順に沸騰開始条件を満足するためであり、また、初期減圧過程は液体の上部に存在する蒸気の流出、膨張過程が支配的であることを意味する。(2)は液体の大部分が過熱域に入り、全体的な沸騰へと移行することを示している。

可視化結果と各飽和線と圧力曲線の交差のタイミングから、ほとんど飽和沸騰に近い事象であることが確認された。これは実際の沸騰開始には有限な過熱度が必要であることを考えると、予測できなかった結果であり、以下のように解釈できる。低温流体の場合には壁面に存在する気泡核の影響に加えて、容器壁面近傍における液温が内部(液体上部と壁面近傍を除いた部分)よりも高い⁽⁷⁾ことから、壁面における気泡核生成がより促進されることが予想される。したがって、気泡は有限の過熱度のある壁面上で発生し、液温の低い内部領域に供給され、成長することになる。これを内部の温度を基準に評価すると、飽和沸騰に近い状態にあると判断される。このように、壁面近傍の高温層の存在によって、見掛け上、飽和沸騰となる点が、低温流体のフラッシングに特有な現象であると考えられる。一方、横山ら⁽²⁾によると、極小圧力、最大回復圧力は初期液温によって予測できると報告されている。この結果は、沸騰開始後の蒸気生成が内部の液温により推量される液体保有のエネルギーにより決定されることを意味する。以上のことから低温流体のフラッシングにおいては容器内液温分布が極めて重要な要因となることが考えられる。特に、沸騰開始条件の予測を行うには、水平方向における液温分布について今後詳細

に検討する必要があろう。

4. 沸騰を考慮した蒸気放出モデル

による数値解析

液体貯蔵圧力容器の破壊や漏えいにおける安全性を考える際、減圧後の容器内圧力挙動を予測することは重要である。そこで、3・2節で述べた沸騰様相と圧力変動の関係を踏まえ、簡単なモデルを導入し、本実験結果への適用を試みた。

高圧容器に液体窒素と窒素蒸気が蓄えられていて、上部に存在する窒素蒸気がオリフィスを通じて放出・減圧される問題を考える。蒸気放出は断熱等エントロピー過程に従う臨界流とし、沸騰により液相から気相に蒸発気体が供給されながら蒸気が放出する状態を想定する。容器内の蒸気および液体はそれぞれ一つの集中系と考える。このモデルでは各相内部で温度差を考慮できないので、実験の沸騰挙動から類推して、次のように考えた。(1)単純化のために初期の気相、液相の温度および圧力は同一であると仮定する。(2)大規模な沸騰が起こるのは、系の圧力が初期条件で与えた温度(実験における容器下部温度 T_3)に対する飽和圧力に達したときである。

以上の近似により、容器内の圧力変動は式(1)のように表示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_v}{dt} &= C_1 p_v^{(3\gamma-1)/2\gamma} + C_2 p_v^{(\gamma-1)/\gamma} \\ C_1 &= -\frac{\gamma C_o A}{V_v} \sqrt{R_v T_{vi} \gamma p_{vi}^{(1-\gamma)/\gamma} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}} \\ C_2 &= \frac{\gamma}{V_v} R_v T_{vi} p_{vi}^{(1-\gamma)/\gamma} \frac{dm_b}{dt} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

上式において右辺第1項は蒸気の放出により容器内が減圧することを表し、第2項は沸騰により増圧することを示している。単位時間当たりの蒸発質量は蒸発の原動力である液体の保有する熱エネルギーと蒸発面積(沸騰気泡の表面積の総和を含む)に比例すると考えられるので、過熱度、蒸発面積、液体質量の積に比例するとして、比例係数 C_m を用い、単位時間当たりに発生する蒸発質量を式(2)のように定式化する。

$$\frac{dm_b}{dt} = C_m \frac{\Delta T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}} m_i S \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、無次元蒸発面積 S の数量的な表現が問題になる。減圧場における单一気泡の成長についてはすでに、詳細な数値解析が行われ、一定圧力場における気泡成長とは異なることが報告⁽⁹⁾されているが、本計算においてはフラッシング現象全体の再現を目的としているので、単純化のために一定圧力場における单一気

泡の成長問題を拡張して使用した。すなわち単一気泡半径が経過時間の二乗根に比例することから蒸発面積は単純に経過時間に比例すると仮定し、 S を式(3)のように表現する。ここで C_s は修正係数である($\tau=0$ の場合は初期気液界面のみが蒸発に関与することになる)。

$$S = 1 + C_s \cdot \tau \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 τ は蒸発面積増大開始時間からの経過時間であり、圧力に対応する飽和温度が初期条件で与えられた温度 T_3 に達したときの時間 t_b を $\tau=0$ とするように計算に組み込まれている。また、液体の顯熱変化量が蒸発の潜熱量に等しいとして液温降下量を式(4)において算出する。

$$\Delta T_d = \frac{\Delta h \cdot m_b}{C_p \cdot m_l} \quad \dots \dots \dots (4)$$

以上の諸式により、容器内圧力変動の計算が可能になる。なお、計算は四次ルンゲ・クッタ法を使用し、図5に示すフローチャートにより進行させた。前述の蒸発面積増大開始の判定は圧力降下時のみに適用した。図6は初期条件として、圧力 $p_i = 397.4$ kPa, $T_3 = 86.2$ K, $C_m = 0.0375$, $C_s = 20$ (比熱比 γ 、蒸気温度 T_{vi} 、液温 T_h は初期圧力における飽和値を用いた)と設定した場合の数値計算結果と実験結果(図4)との比較を示す。初期減圧過程、圧力回復過程などがよく再現されている。この計算から極小圧力 $p_n = 243.0$ kPa、最大回復圧力 $p_r = 310.0$ kPa の諸量を得た。図7に単位時間

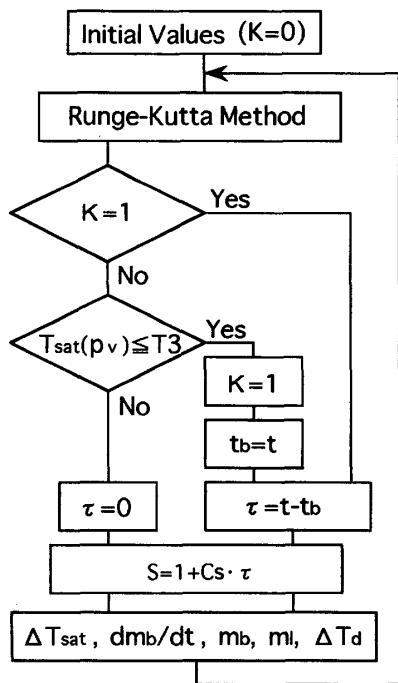


図5 フローチャート

当たりの蒸発質量の時間的変化を示す。最初、蒸発量の増加は緩やかであるが、蒸発面積の増大によって飛躍的に蒸発量が増え、その後、蒸発による過熱度の低下により急減する変化が表されている。これは最初、上面沸騰による若干の蒸気生成があり、その後全体的な沸騰へと移行し、大規模な蒸気生成を引き起こすという実験の過程を数値的に再現することになる。また、計算上では4 s間に約0.03 kgの液体が蒸発したことになるが、実験から推測される蒸発総質量は同時に内で約0.02 kgであることから、オーダ的には良好な一致を得たと判断できる。

このモデルの妥当性を検討するために、同一の係数値を用いて異なる実験条件に適用してみた。図8にモデル計算から得られた極小圧力と実線から得られた極小圧力との関係を示す。図8中の45°の実験はその直線上にデータが存在すれば両者の値が等しいことを示す。これより、計算上の極小圧力の予測がおおむね妥当であることがわかる。

図9に最大回復圧力に対する計算値と実験値との比較を示す。図9から、計算による最大圧力回復予測値は実際よりも少し大きいことがわかる。これは実際の液体はサブクール状態で存在しているのに対し、液温

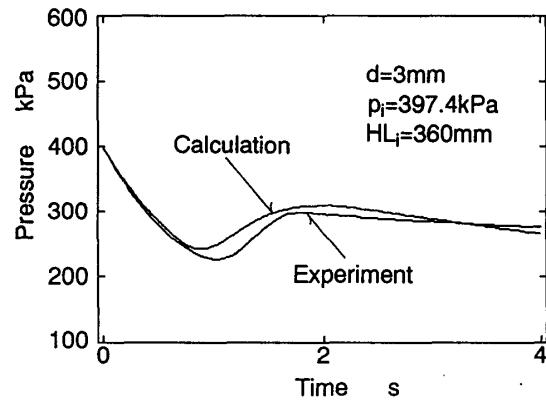


図6 圧力変動に対する数値計算結果と実験結果との比較

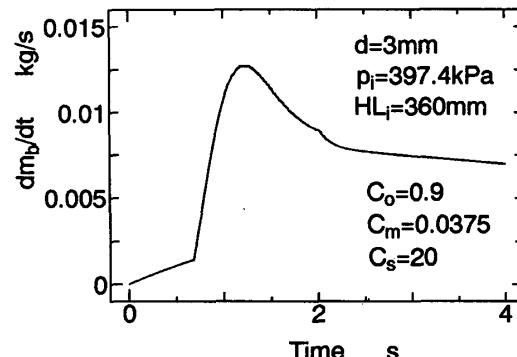


図7 単位時間当たりの蒸発質量の時間変化

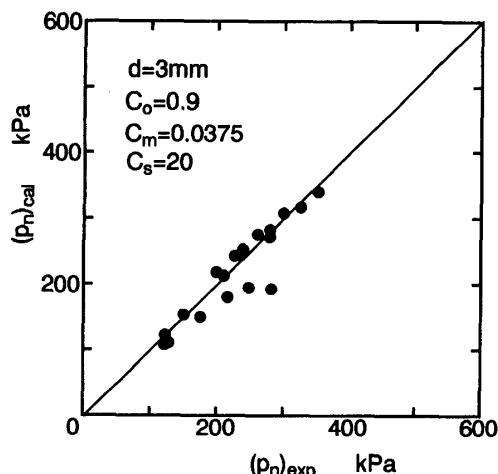


図 8 実験値と計算値との比較(極小圧力)

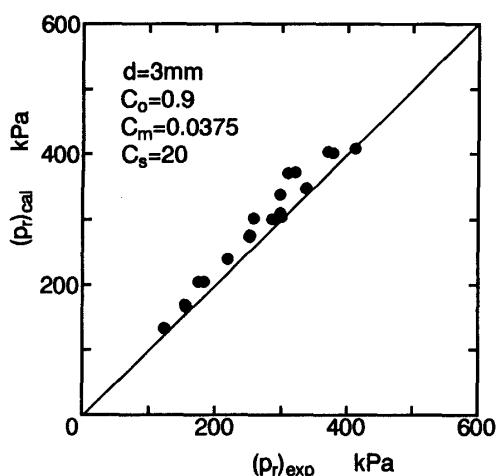


図 9 実験値と計算値との比較(最大回復圧力)

を飽和値で代表したために液体保有のエネルギーを実際よりも大きく見積もることになったためである。

以上の集中系を用いた簡単な計算により、本実験のような垂直方向の温度分布が存在している場合に対しても、圧力変動の再現が可能となった。

5. 結 言

本研究では比較的遅い減圧速度(0.05~0.3 MPa/s)

における液体窒素のフラッキング現象について実験と数値シミュレーションの両面から検討し、以下の結論を得た。

(1) 本実験のような低い初期圧力においても低温流体特有の温度成層現象が確認され、それらが沸騰を液相上部から開始させる原因となっていることが明らかとなった。

(2) 内部液温を基準にした場合、飽和沸騰に近い沸騰が観測された。これは、低温流体の場合、容器壁面近傍の液体が内部に比べて過熱された状態にあることが要因と考えられる。また、この高温層のために常温以上の流体に比べ、壁面における核生成はより促進されることが推測できる。

(3) 蒸気と液体の集中系から成る簡単な解析モデルによって容器内圧力変動を計算する方法を示した。この沸騰現象を考慮した蒸気放出モデルは、本装置におけるフラッキング時の容器内の圧力挙動を良好に再現する。

以上のことから、低温流体の場合は温度成層の発生が避け難く、常温流体のフラッキング現象とは異なる視点で検討する必要がある。

最後に実験遂行に当たりご助力をいただいた本学小川徳哉技官、および同大学院生 石田恵介君、舟橋誠君に感謝する。

文 献

- (1) Hewitt, H. C. and Parker, J. D., *Trans. ASME Ser. C*, 90-1(1968), 22.
- (2) 横山・ほか2名, 機論, 58-549, B(1992), 1498.
- (3) Yokoyama, S., ほか3名, *Proc. 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, 3(1992), 321.
- (4) 渡辺・ほか3名, 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, III(1993-5), 820.
- (5) 渡辺・ほか3名, 第31回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II(1994-5), 820.
- (6) Alamgir, Md. and Lienhard, J. H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 103-1(1981), 52.
- (7) 神田, 低温工学, (1981), 72, コロナ社.
- (8) Deligiannis, P. and Cleaver, J. W., *Int. J. Multiphase Flow*, 16(1990), 975.
- (9) 例えは、戸田, 機誌, 89-814(1986), 1027.