



微小重力下の減圧過熱液体からの気泡生成および成長

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2007-06-06 キーワード (Ja): キーワード (En): flashing, superheated liquid, microgravity, bubble formation, bubble growth 作成者: 花岡, 裕, 宮岡, 秀樹, 久保田, 智, 松本, 大樹, 渡辺, 敏晃 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/120

微小重力下の減圧過熱液体からの気泡生成および成長

その他（別言語等）のタイトル	On Bubble Incipience and Growth in Depressurized Superheated Liquid Under Micro-gravity Environment
著者	花岡 裕, 宮岡 秀樹, 久保田 智, 松本 大樹, 渡辺 敏晃
雑誌名	室蘭工業大学紀要
巻	51
ページ	105-110
発行年	2001-11-30
URL	http://hdl.handle.net/10258/120

微小重力下の減圧過熱液体からの気泡生成および成長

花岡 裕*¹, 宮岡 秀樹*², 久保田 智*², 松本 大樹*³, 渡辺 敏晃*⁴

On Bubble Incipience and Growth in Depressurized Superheated Liquid Under Micro-gravity Environment

Yutaka HANAOKA, Hideki MIYAOKA, Tomo KUBOTA, Hiroki MATSUMOTO
and Toshiaki WATANABE (National Fisheries University)

(原稿受付日 平成13年5月7日 論文受理日 平成13年8月31日)

Abstract

Flashing experiments under microgravity condition have been conducted with the depressurized superheated liquid freon AK-225 by using the experimental rack of the Japan Microgravity Center (JAMIC) and Hokkaido National Industrial Research Institute (HNIRI). Microgravity environment provides unique experimental opportunity for the study of dynamical and thermodynamical non equilibrium homogeneous two-phase fluid motion, because of the restrained effect of disturbance induced by buoyancy over the flow field. A rapid depressurization process of an alternative liquid freon in a pressure vessel was observed after quick opening of a solenoid valve connected to the vessel. These experiments focussed on the triggered points at incipient bubble formation and growth on depressurized process in order to compare with difference in behavior between under microgravity and normalgravity. The experimental result was shown that bubble behaviors observed under microgravity condition appeared to be relatively smaller than those of normalgravity owing to the lack of agitating effect by rising bubbles through the bulk liquid.

Key Words: Flashing, Superheated liquid, Microgravity, Bubble formation, Bubble growth

1. はじめに

宇宙環境利用に供される各種熱流体プラントは、宇宙動力用のみならず宇宙ステーションなどの居住者にとっても不可欠な設備であり、気泡の除去操作はそれらの施設の重要なハンドリング技術⁽¹⁾となる。とくに過熱貯蔵状態にある液体が何らかの理由により減圧を受けると、液中に沸騰による気泡が形成され、その除去は一層困難となる。一方、微小重力環境は気泡浮上などに伴う流体攪拌が極度に抑制されるため、例えば液体が高過熱度状態のまま準安定状態を長時間保持し得るなど地上では実現し難い環境となるので、相分離機構など散逸構造解明のための基礎研究の場を提供する。

本研究は、このような視点から、加圧液体が減圧を受けた際に、気泡を発生せずに飽和圧力以下どこまで過熱液体のまま準安定状態を保ち得るか、微小重力の影響はあるのか⁽²⁾、さらには発生した気泡はどのような成長要因により成長するか⁽³⁾など気泡力学の基本に

立ち返った検討を行ったものである。

実験は、上砂川町にある地下無重力実験センター(以下 JAMIC; 微小重力時間: 約 10 秒、重力レベル: 約 $10^{-6}g$) ならびに工業技術院北海道工業技術研究所(以下 HNIRI; 微小重力時間: 約 1.2 秒、重力レベル: 約 $10^{-3}g$) の落下実験施設を利用、前者は数回、後者については約 20 回程度を実施した。

2. 実験装置および実験方法

図 1 に、JAMIC 用落下実験装置概略図を示す。実験装置は主として、耐熱パイレックスガラス製圧力容器(内径 50mm、肉厚 5mm、長さ 290mm)、容器内圧力測定用の圧力変換器、温度測定用のシース熱電対 3 本 (T_1 : 液相下部、 T_2 : 液相上部、 T_3 : 上層気相部)、減圧沸騰開始用の電磁弁、試験液体加熱用バンドヒータ (200W)、照明用ライトおよび回収容器などから構成される。また、液体沸騰状況観察のために、可視化用高速度ビデオカメラ (400pps) が搭載されている。

実験方法は、試験液体である旭硝子(株)製の代替フロン AK-225 (45wt% $CF_3CF_2CHCl_2$ - 55wt% $CClF_2CF_2CHClF$ 混合液体、飽和温度: 101kPa で約 327K⁽⁴⁾) を圧力容

*1 機械システム工学科
*2 機械システム工学専攻前期課程学生
*3 日本学術振興会特別研究員
*4 独立法人水産大学校

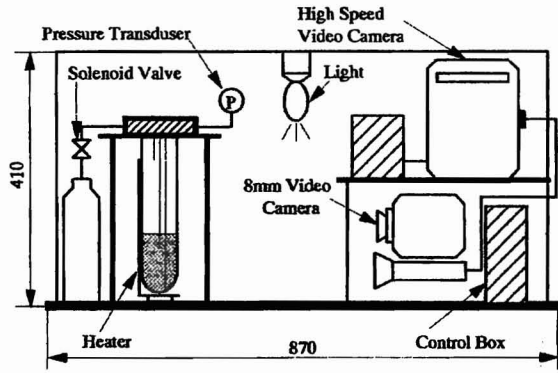


Fig. 1. Schematic layout of experimental apparatus. (JAMIC)

器内に多めに注入し、電磁弁を開放したままヒータにより加熱、液位調整を兼ねた脱気作業を行う。脱気作業終了後、電磁弁を閉じ、試験液体が初期目標温度(340K~380K)・圧力(150~350kPa)よりやや高い状態になるまで再加熱し、その後、ヒータへの通電を止め沸騰が収まって液体が安定するのを待つ。安定した後、カプセルを落下させる。落下信号を受けた時点で高速度ビデオカメラが収録を開始する。急減圧(0.5~1Mpa/s)は、その0.05秒後に電磁弁を開放することにより行われ、試験液体は瞬時に過熱液体となり時間において沸騰を開始する。

3. 実験結果および考察

3・1. 減圧沸騰開始条件

減圧沸騰現象は、液中に初気泡が発生するまでは準安定な過熱状態を保つが、沸騰開始と同時に急速に過熱状態が解消され、新しい熱力学的平衡状態に漸近する。気液飽和平衡状態にある温度・圧力から初気泡生成までの準安定状態の持続時間は、とくに材料プロセスを対象にする場合や気液の相分離機構を解明する上で極めて重要な因子となる。

図2は、微小重力下における液体の飽和圧力(= p_s)に対する初気泡発生点に至る圧力(= p_b)との差、すなわち無次元圧力アンダーシュート量($\Delta p/p_s = (p_s - p_b)/p_s$)とその気泡の臨界半径まで成長に到るまでの特性時間 τ_1 に対する初気泡観測の時間比

$$\Delta t/\tau_1 = \Delta t / [\rho_f \sigma^2 / \Delta p^3]^{1/2}$$

の関係を地上重力下の実験結果と比較したものである。

ここに、特性時間 τ_1 は、飽和圧力から初気泡発生に至る液体の膨張過程において気泡核となる蒸気分子により気泡核臨界半径までに達するまでの時間と考えられ、次元解析の手法により導入されたものである。実験点はそれほど多くはないが、明らかに同じ圧力アンダーシュート量では、微小重力の方が持続時間の延長が認められる。この事実は、力学的な非平衡を受けた液体が、気泡形成に到る条件を満たすまでの緩和現象に差があることを意味するが、その機構については未だ不明である。

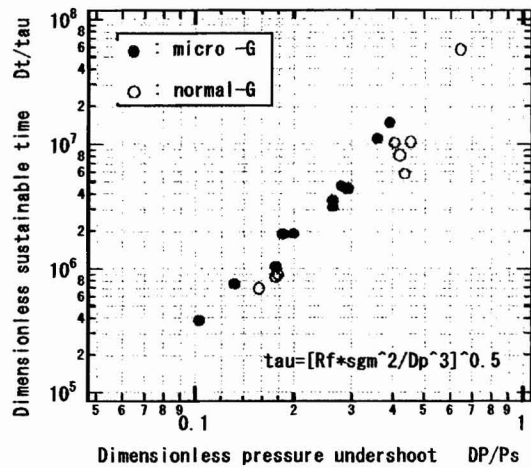


Fig. 2. Relationship between sustainable time of superheated liquid and pressure-undershoot.

一方、マクロな意味で、熱的な事象として把握できる圧力アンダーシュートに対応した最大過熱度の関係を気泡が観測されるまでの実時間により比較したのが、図3である。なお、図の時間軸は電磁弁開放(減圧開始)からの時間である。また、過熱度の値は気泡発生

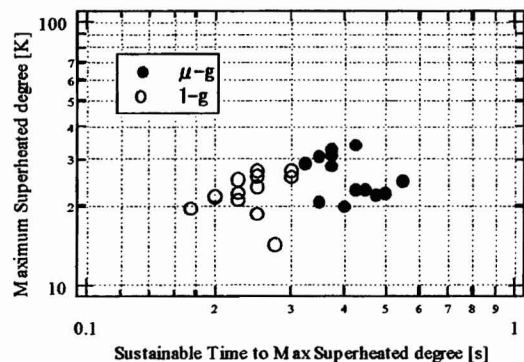


Fig. 3. Relationship between sustainable time of superheated liquid and maximum superheated degree.

時に気泡成長によってもたらされる温度変化に比較的影響を受けない容器底部の温度 T_1 の値をベースに算出した。

図3より、最大過熱度に到達する時間は、約0.3秒を境に類別される傾向があり、前図と同様、持続時間の延長が認められた。このような傾向は、初気泡発生後にも観察され、地上では、短時間で多数の小気泡がほとんど同時に多発し激しい沸騰を起こすのに対し、微小重力下では緩慢な沸騰様相を示す結果となる(次節参照)。この理由は次のように考えられる。微小重力下では液体の静圧が消えることから、気泡生成のための仕事量が不変とすれば、気泡内部の蒸気圧は低く、結果的に過熱度は増大し、気泡発生時間の遅延と共にその時間余分に熱量を液体から供給を受けることになると考えられる。

3・2 重力による沸騰様相への影響

急減圧を受ける過熱液体の沸騰様相は、気泡発生が容器壁面および底部から生じるものと、気液界面に局限されるものに大別できる。すなわち、急減圧を受けた際に過熱状態にある液中から気泡が発生することは殆どなく、発生箇所は容器壁面および底部に存在する気泡核の存在か、あるいは減圧の影響を最も受けやすい気液界面近傍で生じる。これは微小重力下および通常重力下に共通する。

図4に通常重力下での沸騰様相写真(初期圧力284kPa、初期温度361K)、図5に微小重力下での沸騰



t=0 0.0375 0.0625 0.0925 0.14[s]
Fig. 4. Flashing aspect under normal gravity.



t=0 0.1375 0.235 0.29 0.37[s]
Fig. 5. Flashing aspect under micro gravity.

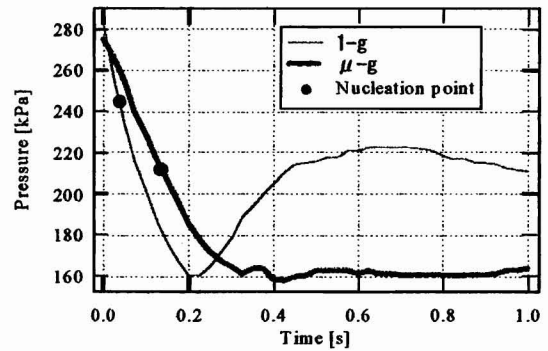


Fig. 6. Gravity effect on time histories of pressure in vessel.

様相写真(初期圧力277kPa、初期温度365K)、および図6にそれぞれの圧力変動推移および初気泡発生時間点を示す。

図4より、電磁弁開放(0s)により、写真からは不鮮明であるが、容器右側の中央やや下方部のヒータと接している箇所で見られるように初気泡が発生している(0.0375s)。その後この場所において気泡の成長が見られる(0.0625s)、着目する気泡は成長および浮上する。その他、容器壁面付近でも別の気泡発生が観察される(0.0925s)。さらにこれらの気泡成長が進むと、気泡同士は合体し単独気泡の特定が困難になる(0.14s)。この0.06s後には、図6に見られるように容器内は極小圧力値をとり、過熱度は最大値となる。この時点で、圧力勾配は0となり気相へ放出される蒸気量と容器外に放出される蒸気放出量が釣り合うが、気泡を成長させるエネルギーは最も高く、浮上気泡が一気に崩壊、大量に蒸気を放出する結果、圧力回復の要因となる。

一方、微小重力下では落下開始後、気液界面の変形が見られる。図5より、電磁弁開放(0s)により、容器左側の中央よりもやや下方部で気泡が発生しているのが観察された(0.1375s)。後述する気泡成長のために着目した気泡は、その場で気泡の成長するが、同時に気液界面付近および熱電対 T_1 の下方部からも気泡が発生している(0.235s)。これは、熱電対壁にも気泡核が存在しており、飽和状態であった気泡核が過熱液体に晒されることによって瞬時に気泡を発生させたと考えられる。その後、さらに気泡成長が進み、容器壁面からも気泡が発生し(0.29s)、この気泡が測定している気泡と合体し気泡直径の測定は困難になった(0.37s)。この0.05s後に図6に見られる極小圧力値をとるが、通常重力下で見られるような急峻な圧力回復は見られなかった。

通常重力下では、気泡浮力作用により気泡が上昇し、その効果で液相全体が攪拌され、沸騰が液相全体に広がり過熱状態である液体を瞬時に解消させ沸騰は収まる。しかし、微小重力ではその効果はない。そのため、気泡周囲以外は常に高い過熱度を保有しており、気泡への熱供給が微量なことから、爆発的な気泡の急成長がなく沸騰はゆっくりと起こる。そのため、微小重力下では沸騰時間が長く、通常重力下では瞬間的な沸騰になる。また、図6に見られるように微小重力下では、圧力が極小値をとる時間が通常重力下に比べ遅くなっている。これは、緩慢な沸騰により気液界面から蒸発する蒸気放出量も少なくなるため、極小圧力値をとる時間が遅くなったものと考えられる。

3・3 気泡の成長挙動の観察

(a) 気泡成長に対するモデルの検討

液中からの気泡発生に基づく気泡成長に関しては、従前から多くのモデルが提示され、詳細な成長理論予測が試みられている。しかし多くは一定圧力場における伝熱面沸騰や比較的緩慢な減圧場に限定され、かつ実験的には気泡浮上や流体場の攪拌を伴うため、事実上その検証は極めて困難な状況であった。一方、微小重力環境は、気泡浮上がなく、場の乱れを抑制する効果があるので、様々な視点から提案されている既存の気泡成長モデルの検証実験には最適な場を提供する。

既に前節に述べたように、電磁弁開放により容器内圧力は時間とともに低下し、過熱液体が出現する。しかしこの過熱液体は減圧による僅かな持続時間の後、液中からの沸騰・蒸気供給により容器内圧力は、圧力回復が一時的にあるものの最終的には大気圧に減衰する。この急減圧初期段階過程において液体は初気泡を生成し、一気に非平衡過熱状態が解消される。すなわち急減圧場を想定した場合には、初気泡成長の駆動力は、気泡内蒸気圧力と気泡を囲む液中場の圧力差であり、それはほぼ時間の1次関数で減衰すると考えられる。そのため容器内の減圧速度 Σ を式(1)のように導入する。このとき、気泡内蒸気圧力と気泡を囲む液中場の圧力差は、式(2)で与えられるので、減圧場にある単一気泡の成長は慣性力支配の運動方程式として知られる拡張 Rayleigh の式(3)⁽⁵⁾が適用可能となる。

$$\Sigma = \frac{(p_{oi} - p_{\infty})/p_{oi}}{t_{\infty} - t_{oi}} \quad (1)$$

$$\frac{\Delta p(t)}{p_{oi}} = \frac{2\sigma}{R_0 p_{oi}} + \Sigma R_0 \sqrt{\frac{\rho_f}{p_{oi}}} \quad (2)$$

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{\Delta p(t)}{\rho_f} - \frac{2\sigma}{\rho_f R} - 4\nu\frac{\dot{R}}{R} \quad (3)$$

ただし、 R_0 :気泡初期半径[m]、 R :気泡半径[m]、 ρ_f :液体密度[kg/m³]、 ν :動粘度[m²/s]、 σ :表面張力[N/m]、 p_{oi} :減圧直前の圧力[Pa]、 p_{∞} :減圧中の圧力[Pa]、 t :初期半径10⁻⁵[m]からの経過時間[s]、 t_{oi} :減圧直前の時間[s]、 t_{∞} :減圧中の時間[s]。

式(1)から式(3)の連立により、気泡成長特性が得られるが、式(3)については4次のRunge-Kutta法が適用される。なお、本例では、初期条件としては観察結果を考慮して

$$R(0)/R_0=1, \quad R'(0)=0.1[\text{m/s}]$$

が与えられる。

一方、沸騰気泡成長の最終段階は、慣性支配よりも伝熱律速を受けるとする考え方⁽⁶⁾があり、一定圧力場の条件ではあるが、参照モデルとして、Mikic および宮武の式⁽⁷⁾を採用し、同一条件下で比較を試みる。Mikic および宮武の気泡成長式は、それぞれ式(4)、(5)で与えられる。

Mikic' s Equation:

$$R^+ = \frac{2}{3} \left\{ (t^+ + 1)^{3/2} - (t^+)^{3/2} - 1 \right\} \quad (4)$$

Miyatake' s Equation:

$$R^+ = \Phi(t^+) \frac{2}{3} \left\{ (t^+ + 1)^{3/2} - (t^+)^{3/2} - 1 \right\}$$

$$\Phi(t^+) = 1 + (t^+/3) \exp \left\{ - (t^+ + 1)^{1/2} \right\} \quad (5)$$

ここに、

$$R^+ = \frac{A}{B^2} R, \quad t^+ = \left(\frac{A}{B} \right)^2 t$$

$$A = \left(\frac{2 h_{fg} \rho_v \Delta T_s}{3 \rho_f T_s} \right)^{1/2}, \quad B = \left(\frac{12}{\pi} \right)^{1/2} \frac{c_f \rho_f \Delta T_s}{h_{fg} \rho_v}$$

であり、記号については、以下の通りである。

h_{fg} : 蒸発潜熱[kJ/kg]、 ρ_v : 蒸気密度[kg/m³]、
 ρ_f : 液密度[kg/m³]、 ΔT_s : 飽和状態からの温度差[deg]、
 T_s : 飽和温度[deg]。

なお、それぞれの気泡成長モデルの結果を比較するため、

次式に示すような無次元気泡半径 Y と基準化された無次元時間 τ_2 が導入される。

$$Y = R/R_0, \tau_2 = t / (R_0 \sqrt{\rho_f / P_{oi}}) \quad (6)$$

図7は、同一基準座標上で Rayleigh 式による計算値と Mikic 式による予測との比較を示したものである。Rayleigh 式 (式 (3)) からの予測では、実線は気泡の駆動力となる圧力差を一定とした場合 (a) を示すが、減圧のみ (右辺第1項) を考慮した破線 (b) および減圧に表面張力と液流動に伴う粘性を考慮した完全な Rayleigh 式 (c) による予測は無次元時間 $T=50$ (実時間; 3[ms]相当) までは、ほとんど違いが見られず、この時間を経過した後、減圧による気泡成長の影響が顕著に現れることが判る。

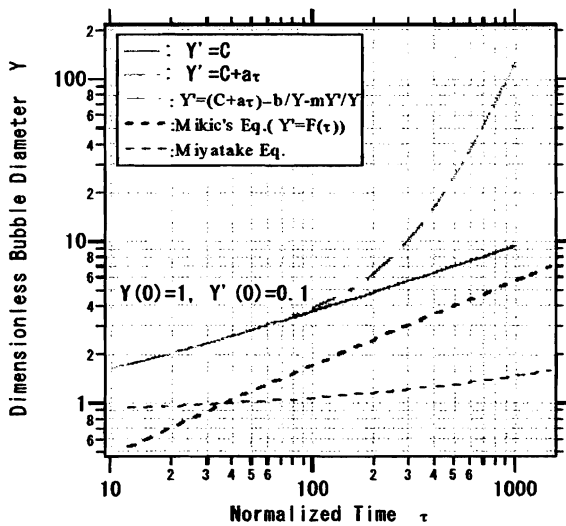


Fig. 7. Numerical Solution for various models of bubble growth

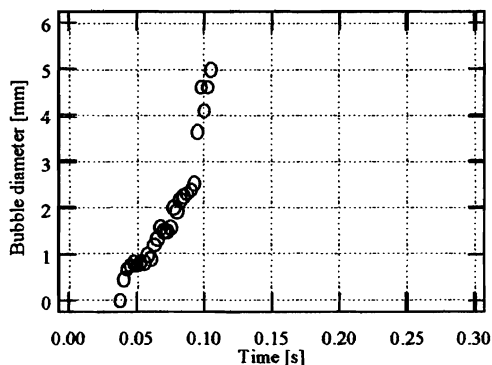


Fig. 8. Bubble growth curve under normal gravity.

一方、伝熱律速の場合 (式 (4) および式 (5)) は、ほぼ Rayleigh 式による圧力一定の条件下における傾向に近い。このことは駆動力となる圧力差を過熱度に

置き換えることから容易に予想されることである。なお、Mikic 式との比較のため時間軸を Rayleigh 式において減圧場の影響が顕著に出現する無次元時間 $T=50$ に一致するよう無次元気泡径を合わせてある。

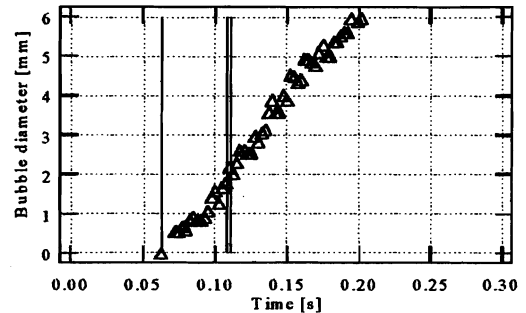


Fig. 9. Bubble growth curve under micro gravity.

(b) 実験値との比較

まず最初に図6に関連した実験条件下における気泡成長の実験結果について述べる。図8および9は、前節に述べた沸騰様相から読み取り可能な単一気泡に着目し、それぞれの気泡成長挙動を気泡半径と時間の関係により表示したものである。ただし時間軸0は、電磁弁開放時を基準であり、気泡半径は、歪みを避けるため容器管軸方向の長さを測定している。これらの図から明らかに、気泡成長速度、観察し得る時間共に地上重力環境下の挙動との顕著な違いが見られる。

本節では、このような観点から、前項で論じた簡単なモデルによる計算結果と実験値との比較を行う。図10および11は、それぞれ同一実験条件に近い条件設定の下に単一気泡径および気泡成長速度を同一基準時間座標により比較して示したものである。なお、実験における基準の気泡半径は可視化された最小半径を基準とするので、計算結果の下方にプロットせざるを得なかった。両図より微小重力、地上重力下共に気泡半径・成長速度の実験値は時間の進行につれ定性的には一致するものの、計算値とのずれは大きいことが判る。これは、式(2)の取り扱いでは気泡成長初期の段階においては、伝熱律速の影響よりもむしろ慣性的な力に支配されるのに対し、伝熱的な影響を受ける最終段階における成長要因の考慮がなされていない結果の反映と考えられる。しかしながら微小重力場における気泡の成長は、総じて一定圧力場の伝熱沸騰成長に近いことから、基本的に気泡の成長は減圧に伴う慣性支配よりは、液体が等温状態に保持されることによる気泡内部との温度差が要因となり蒸発潜熱分の熱量移動が気泡界面を

通して行われることを暗示している。

一方、地上の場合には、気泡の浮上と共に減圧の影響を受け、慣性支配により急速に気泡は成長し、やがて他の気泡と合体することが予測式の上でも定性的には確認される。しかしながらいずれの場合も、実験結果を正確にシミュレートされたとは云えず、今後は、これら両者の影響を考慮した新しい式の展開が望まれる。

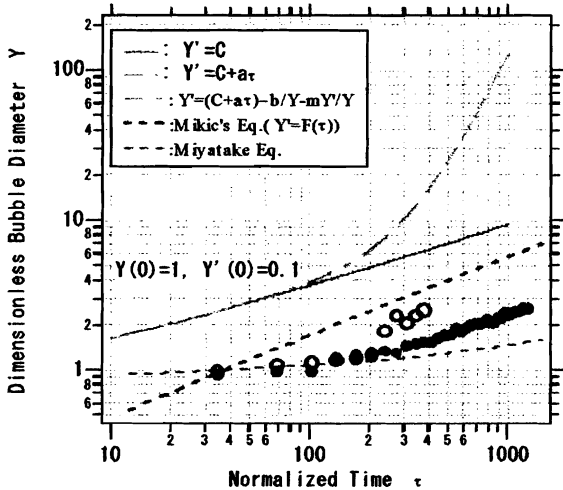


Fig10. Dimensionless time histories of bubble radius

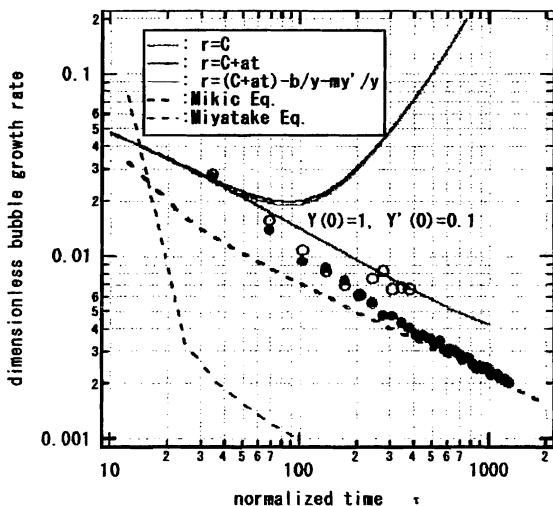


Fig 11. Dimensionless time histories of bubble growth rate

本研究において、微小重力下における減圧過熱液体からの気泡生成および成長挙動を地上との比較において検討した結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 微小重力下の場合、気泡発生時の蒸気圧力は、通常重力下よりも静圧が消滅した分減少するため、過熱度は大きく、気泡発生時間は遅くなる。
- (2) 通常重力下では、沸騰が液相全体に広がり急激な沸騰を起こすが、微小重力下ではその効果がないため、沸騰はゆっくりと起こる。また、微小重力下では、圧力が極小値をとる時間が通常重力下に比べ遅い。
- (3) 浮力により気泡周囲に高い熱量が常に供給される通常重力下では気泡成長は促進されるが、微小重力下ではその効果がないため気泡は発生点で成長し、緩慢な成長を示す。
- (4) 減圧沸騰および伝熱沸騰の両方を考慮した、新しい気泡成長に関する式の導入が必要である。

謝辞

この無重力実験の実験施設利用に関し 地下無重力実験センター (株) (JAMIC) ならびに 旧工業技術院 北海道工業技術研究所 (HNIRI) の関係者の方々には一方ならぬお世話を頂いた。また (財) 宇宙環境利用推進センターを通して NEDO からの財政的支援をいただいたことを付記し、改めて謝意を表したい。

参考文献

- (1) Saiz, J. : AIAA-94 (1993) , pp.8-16.
- (2) Y. Hanaoka, I. Tokura, N. Ogawa, T. Watanabe: Proc. of Int. Workshop on short-term experiments under strongly reduced gravity. (1998), pp. 98-100 .
- (3) 花岡裕, 宮岡秀樹, 久保田智, 松本大樹 : 第 4 4 回宇宙科学技術連合講演会講演論文集, (2000-10), p. 199.
- (4) アサヒクリン AK-225 技術資料, 旭日硝子株式会社 (1993)
- (5) Stralen, S. V. ; Boiling Phenomena, Vol. 1, Hemisphere. Pub. Co. , (1979), pp. 206-207.
- (6) Plesset, M. S. and Zwick, S. A. ; J. of Applied Phys. , vol. 25, (1954), pp. 493-500.
- (7) 宮武修, 田中逸夫 : 日本機械学会論文集 B 編, 4 8-4 2 6 (1982), pp. 354-363.

4. 結論