孤立気泡域飽和プール核沸騰の液体流動および熱伝達係数の算定*

中山 昭 男**, 鹿 野 松太郎**

Motion of a Liquid around a Vapor Bubble in Saturated
Pool Nucleate Boiling in the Region of Isolated Bubbles
and Prediction of Heat Transfer Coefficient

by Akio NAKAYAMA and Matsutaro KANO

In order to investigate heat transfer coefficient in saturated pool nucleate boiling in the region of isolated bubbles from the microscopic point of view, a study on flow field and temperature field in the liquid induced by bubble growth and ascent in saturated pool nucleate boiling in the region of isolated bubbles was carried out. The main results obtained are as follows: (1) Experimental results on flow field of the liquid induced by bubble growth and ascent in saturated pool nucleate boiling in the region of isolated bubbles coincide relatively well with analytical results obtained by Dr. Hara, (2) Theoretically obtained heat transfer coefficients with consideration of stirring action of generated vapor bubbles in saturated pool nucleate boiling in the region of isolated bubbles coincide relatively well with the experimental results.

Key Words: Phase Change, Saturated Pool Nucleate Boiling, Region of Isolated Bubbles, Heat Transfer Coefficient, Flow Field, Temperature Field

1. 緒 言

核沸騰熱伝達の熱伝達係数は相変化のない単相熱伝達の熱伝達係数に比して大きく、その利用度は多い。また、熱エネルギーの有効利用の見地からも非常にすぐれている。そこで、核沸騰熱伝達係数を正確に予測する必要がある、そのために、微視的見地からの詳細な追究が求められている。

ところで、現在までに、飽和プール核沸騰熱伝達係数に関し、たとえば、Han-Griffith⁽¹⁾、Tien⁽²⁾、原⁽³⁾、宮内ら⁽⁴⁾、Heledら⁽⁵⁾、Nishikawa-Fujita⁽⁶⁾、Juddら⁽⁷⁾により、それぞれ特色ある微視的機構を取り入れた理論的解析あるいは実験的解析が試みられているが、いずれも核沸騰現象の本質をきわめた研究とは、まだ、いいがたい。そこで、核沸騰現象の本質を明らかにするには、核沸騰熱伝達現象で非常に重要と考える蒸気泡作用を微視的見地からさらに追究する必要があると考える。そして、前報⁽⁸⁾では、飽和プール核沸騰熱伝達係数に関し、蒸気泡の液体かく乱効果が重要であることを確認した。

そこで、本報では、核沸騰現象における蒸気泡の液体かく乱作用に重点をおき、その蒸気泡作用により誘起される液体流動を熱伝達と結び付けて、孤立気泡域飽和プール核沸騰熱伝達係数の算定を行う。理論解析を行うに際し、まず、蒸気泡の成長、離脱および上昇により誘起される液体流動の可視化実験を行い、液体速度場を得て、つぎに、その液体速度場の定式化を行い、それを用いて、核沸騰現象の液体温度場に関する解析モデルをつくり、蒸気泡の液体かく乱作用を考慮した熱伝達係数算定を数値的に行う。なお、気泡によ

図 1 実験装置概略図

* 昭和60年3月16日 九州支部第38期総会講演会において講演、原稿受付 昭和59年10月15日。

** 正員、九州産業大学工学部 (〒813 福岡市東区香椎松香台2-327)。

り誘起される液体流動の可視化実験は Kutateladze ら⁽⁹⁾および井内ら⁽¹⁰⁾により行われているが、しかし、本報で取扱う平面伝熱面を用いての一サイクル以上の蒸気泡挙動にともなう液体流動の可視化実験に関するデータは存在しない。

2. 蒸気泡作用による液体流動の可視化実験

2.1 実験装置 図1に実験装置概略を示す。同実験装置は前報⁽⁸⁾とほぼ同じで、異なるところは、図2の伝熱試片詳細に示すごとく、蒸気泡核供給用の水素発生電極を伝熱面中心に1箇所もうけたことである。なお、電解水素ガスの蒸気泡核制御作用については、前報⁽¹¹⁾⁽¹²⁾で確認した。

2.2 実験方法および整理方法 実験は沸騰容器に0.01 N-NaOH 溶液を入れ、沸騰容器内を減圧し、低圧下で煮沸脱気したのち、所定の圧力26.66 kPaにし、伝熱棒へ熱入力进行供給して定常状態になるのを待つ。その後、前述の水素発生電極から電解水素ガスを定電流発生装置にて発生させ、蒸気泡核を供給し、そのときの蒸気泡および液体中に浮遊させた固体トレーサ石松子を高速カメラで撮影し、蒸気泡の成長、離脱および上昇にともなう液体流動をフィルム解析より求める。実験条件として、熱流束は $1.47 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ であり、また、伝熱面上の圧力は26.66 kPaである。ところで、蒸気泡の成長、離脱、上昇にともなう粒子軌道、粒子速度 u_p 、蒸気泡先端成長速度 v_f および蒸気泡下端上昇速度 u_{vb} は次式を用い、撮影された16 mm フィルムの解析より求める。

図2 伝熱試片の詳細

(a) 1個めの蒸気泡成長、上昇にともなう粒子軌道

(b) 1個めおよび2個めの蒸気泡成長、上昇にともなう粒子軌道

図3

$$u_p = \frac{\Delta l}{\Delta \tau \cdot \varepsilon} \quad (1)$$

$$v_f = \frac{\Delta h}{\Delta \tau \cdot \varepsilon} \quad (2)$$

$$u_{vb} = \frac{\Delta y}{\Delta \tau \cdot \varepsilon} \quad (3)$$

ここで、 Δl は石松子の移動距離、 $\Delta \tau$ は微小時間、 ε は拡大比、 Δh は蒸気泡先端の移動距離、 Δy は蒸気泡下端の移動距離を示す。

2.3 実験結果および考察 図3(a)は電解電流 $i=1.4 \mu A$ 発生させて蒸気泡核を供給したときの1個めの蒸気泡成長、離脱、上昇にともなう粒子軌道を示す。なお、図3の点線は1個めの蒸気泡挙動を示す。また、図3(b)は1個めおよび2個めの蒸気泡成長、離脱、上昇にともなう粒子軌道を示す。なお、図3の点線は2個めの蒸気泡挙動のみを示す。ところで、図3の各粒子番号①～㉔の各粒子軌道番号(プロット点に付いている数字)は蒸気泡番号(点線に付いている数字)に対応し、たとえば、粒子番号①中の粒子軌道番号1は蒸気泡番号1、すなわち蒸気泡出現時の粒子位置を示す。ところで、図3において、1個めの蒸気泡出現時および離脱時の番号は1および44で示され、2個めの蒸気泡出現時および離脱時の番号は140および187で示されている。また、図3の◎印は1個めの蒸気泡出現時の粒子位置を示す。図3(a)の粒子番号①～㉔の粒子軌道を観察すると、一サイクルの蒸気泡作用、すなわち、蒸気泡成長による液体押出し作用、蒸気泡離脱前の蒸気泡の伝熱面付着面積減少にともなう液体吸込み作用および蒸気泡離脱後の伴流効果による液体吸込作用により、粒子は最初の粒子位置から蒸気泡中心に近づいている。また、図3(b)より、粒子番号①と㉔および粒子番号㉔と㉔の粒子軌道を対比して観察すると、蒸気泡作用による液体流動は、ほぼ軸対称といえよう。

図4は図3より得られた粒子速度 u_p 、蒸気泡先端

成長速度 v_f 、蒸気泡下端上昇速度 u_{vb} の一例を示す。なお、図4の v_{f1} および v_{f2} はそれぞれ1個めおよび2個めの蒸気泡先端成長速度、 u_{vb1} および u_{vb2} はそれぞれ1個めおよび2個めの蒸気泡下端上昇速度を示し、また u_{p1} 、 u_{p2} 、 u_{p3} および u_{p4} は図3に示す粒子番号①、②、③および④の粒子速度を示す。一方、 τ は時間、 N_f は蒸気泡番号と粒子軌道番号を示す。また、図4の点線は式(9)より得られる u_{vb} を示す。図4より、蒸気泡により誘起される液体吸込作用による最大粒子速度は蒸気泡により誘起される液体押出し作用による最大粒子速度とほぼ同程度の大きさをもっていることがわかる。

3. 孤立気泡域飽和プール核沸騰の熱伝達係数算定

3.1 液体速度場に関する実験値と原⁽³⁾の理論値との比較 原⁽³⁾は飽和プール核沸騰において、蒸気泡の成長および浮上に伴う周囲液体の流動に関する理論解析を行い、その結果、蒸気泡成長中の x 方向液体速度 u_{lxg} および y 方向液体速度 u_{lyg} として次式を得ている。

$$u_{lxg} = bx \left\{ -\frac{2}{(r^2 + x^2)^{3/2}} + \frac{2.46r^2}{(r^2 + x^2)^{5/2}} \right\} \quad (4)$$

$$u_{lyg} = by \left\{ -\frac{2}{(r^2 + x^2)^{3/2}} + \frac{13.4r^2}{(r^2 + x^2)^{5/2}} - \frac{12.3r^4}{(r^2 + x^2)^{7/2}} \right\} \quad (5)$$

ただし

$$b = -r^2 \frac{dr}{d\tau} \quad (6)$$

ここで、 x は伝熱面中心からの半径方向座標、 y は伝熱面からの垂直方向座標、 r は蒸気泡の球相当半径である。また、蒸気泡浮上中の x 方向液体速度 u_{lxw} および y 方向の液体速度 u_{lyw} として次式を得ている。

$$u_{lxw} = -3u_{vb}r_b^3 h_c x \frac{1}{(h_c^2 + x^2)^{5/2}} \quad (7)$$

$$u_{lyw} = u_{vb}r_b^3 h_c y \left\{ -\frac{9}{(h_c^2 + x^2)^{5/2}} + \frac{15h_c^2}{(h_c^2 + x^2)^{7/2}} \right\} \quad (8)$$

ここで、 u_{vb} は蒸気泡上昇中の蒸気泡下端上昇速度、 r_b は離脱蒸気泡の球相当半径、 h_c は蒸気泡中心と伝熱面との間の距離である。ところで、 u_{vb} はTibor⁽¹³⁾の式(9)を用いる。

$$u_{vb} = 1.53 \left\{ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)gr}{\rho_l^2} \right\}^{1/4} \quad (9)$$

ここで、 σ は液体の表面張力、 ρ_l は液体密度、 ρ_v は

図4 蒸気泡の成長および上昇にともなう粒子速度

蒸気密度, g_r は重力の加速度である。ところで, 式(4), (5)および(6)に示されるごとく, 原のポテンシャル流れで液体速度を見積もるには, 蒸気泡成長式が必要になる。そこで, 2章の蒸気泡成長実験値を従来の代表的な蒸気泡成長式^{(14)~(18)}で検討した。その結果, Hahne-Grigull⁽¹⁶⁾の式(10)およびCole-Shulman⁽¹⁷⁾の式(11)が比較的实验結果を説明した。ところで, 粒子軌道および液体速度に関する実験値を理論値と比較する際, 蒸気泡離脱時において, 実験からの離脱蒸気泡径と成長式からの離脱蒸気泡径が一致する必要がある。そこで, その条件を満たすように, Hahne-Grigull式およびCole-Shulman式のヤコブ数 J_a を補正して用いる。

$$d = \frac{2\pi}{P_r^{1/3}} \exp\left(-\sqrt{\frac{\tau}{\tau_g}}\right) J_a \sqrt{a\tau} \quad \text{.....(10)}$$

$$d = 5J_a^{3/4} \sqrt{a\tau} \quad \text{.....(11)}$$

ここで, d は蒸気泡の球相当直径, P_r はプラントル数, τ_g は蒸気泡の成長時間, J_a はヤコブ数, a は液体の温度伝導率を示す。

図5は蒸気泡一周期中における液体流動の軌跡に関する実験値と理論値の比較を示す。図5のプロット点は図3に示す実験値で, 実線は蒸気泡成長式として, Hahne-Grigullの式(10)を使用し, 式(4)~(9)より得られる理論値である。理論値は実験値に比し, 蒸気

図5 粒子軌道の実験と理論の比較

泡離脱後の軌跡長さが若干短い, 比較的良く実験値に追従しているといえよう。なお, この場合の理論値と実験値のずれの原因は, 2・3節の実験結果で見られた蒸気泡離脱前の蒸気泡の伝熱面付着面積減少にともなう液体吸込作用および蒸気泡離脱後の伴流効果による液体吸込作用が原のポテンシャル理論では考慮されていないためだろうと考える。

図6(a)~(c)は蒸気泡一周期中における液体速度 u_i に関する実験値と理論値の比較を示す。なお, 図6の x_0 および y_0 は最初の粒子位置座標を示す。また, 図6の○印は2章の実験値で, 実線は蒸気泡成長式として, Hahne-Grigull式を使用した場合, 式(4)~(9)より得られる理論値で, 点線は蒸気泡成長式として, Cole-Shulman式を作用した場合である。ところで, 図6の理論値において, 蒸気泡成長式として, Hahne-Grigull式を用いた場合とCole-Shulman式を用いた場合を比較すると, 前者が後者よりも実験値をよりよく説明していると考ええる。また, 図6より, Hahne-Grigull式を用いた理論値は蒸気泡の成長および上昇にともなう液体速度場をよく表示しているといえよう。そこで, 3・2節以降の理論液体速度には蒸気泡成長式として, Hahne-Grigull式を用いる。

3・2 孤立気泡域飽和プール核沸騰熱伝達係数の数値計算

3・2・1 解析方法 2・3節より, 蒸気泡作用による液体速度場は軸対称と考えられるので, 蒸気泡作用による液体温度場も軸対称として取扱う。そこで, 蒸気泡の成長および上昇にともなう液体のエネルギー方程式は式(12)で表されよう。

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = -u_{ix} \frac{\partial t}{\partial x} - u_{iy} \frac{\partial t}{\partial y} + a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) \quad \text{.....(12)}$$

ここで, t は温度, u_{ix} は x 方向の液体速度, u_{iy} は y 方向の液体速度を示す。なお, エネルギー方程式を二次元の円筒座標で表示したのは, 上述のように, 液体

図6 液体速度の実験と理論の比較

温度場を軸対称として取扱い可能と考えたからである。また、図7および図8の液体温度場に関する解析モデルにおいて、蒸気泡形状を円筒形で表示するのは、核沸騰熱伝達で重要な伝熱面近傍の液体流動を追究し、そして、それに伴う伝熱現象を考察するとき、図3(a)および図3(b)で観察される蒸気泡形状に関し、蒸気泡成長時および離脱後とも、蒸気泡下面は、ややフラットな面をもち、伝熱面近傍を主とする蒸気泡形状は、ほぼ円筒形で近似されようと考えたからである。さらに、界面移動問題を取扱う本数値解を容易ならしめることに起因する。なお、式(4)を図7に示される蒸気泡直下に適用すると、 x の小さいところで、 $u_{1zg} < 0$ となり、若干、その液体速度の精度に問題があり、蒸気泡形状を球形で近似する数値解析は、ここでは取り上げない。

ここで、式(12)の初期条件は温度 t_w の伝熱面に温度 t_s の液体が接触したとき、その液体温度場を式(12)の対流項のないエネルギー方程式で解き、そして、その数値解から得られる熱流束が藤井ら⁽¹⁹⁾の実験式(13)より得られる熱流束と等しくなる時の数値解からの液体温度場を蒸気泡成長開始前の液体温度場とする。なお、この場合、厳密には、自然対流熱伝達の局所性を考慮すべきであるが、石黒ら⁽²⁰⁾の実験結果を参考にして、本研究($G_r P_r$ 値、 $2 \times 10^7 \sim 5 \times 10^7$)では、局所ヌセルト数を均一として取扱った。

$$N_u = 0.16 (G_r \cdot P_r)^{1/3} \quad (7 \times 10^6 < G_r P_r < 2 \times 10^8) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 N_u はヌセルト数、 G_r はグラスホフ数、 P_r はプラントル数である。なお、式(13)の代表寸法には、伝熱面直径をとり、また、0.01 N-NaOH 溶液(約0.04 % NaOH 溶液)の物性値は水の物性値で代用し(前報⁽⁹⁾の実験値で、その有効性を確認)、その際、その物性値を評価する代表温度のとり方は文献(19)と同様である。ただし、そのバルク液温は、伝熱面上の圧力における飽和温度の値を用いた。

図7は蒸気泡成長時の温度場の解析モデルを示したもので、すなわち、自然対流熱流束に相当する伝導温

図7 蒸気泡成長時の温度場の解析モデル

度場に蒸気泡が出現し、半径 r の蒸気泡に成長したときの温度場に関する解析モデルである。

そのときの境界条件は

$$\left. \begin{array}{l} y=0 \\ x=r \\ 0 < y \leq h_s \end{array} \right\}, \quad \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \quad \left. \begin{array}{l} 0 < \tau \leq \tau_0; r < x \leq 6r_b \\ y=h_s \\ x=6r_b \\ 0 < y \leq h_s \end{array} \right\}, \quad \left. \begin{array}{l} t=t_w \\ t=t_s \\ \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

なお、式(14)の温度境界層厚さ h_s の見積もりは西川ら⁽²¹⁾による式(15)を用いる。なお、この h_s は液体温度場を数値計算で求める際、 y 方向のきざみ数ができるだけ少なくてすむように導入したものである。

$$h_s = 3.22 \frac{\lambda}{\alpha} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 λ は熱伝導率、 α は熱伝達係数を示す。また、本解析における液体温度場に関する蒸気泡の影響範囲は離脱蒸気泡径の6倍を超えないとし、すなわち、式(14)において最後の境界条件で示され、蒸気泡の影響範囲を境界条件で強く制約していない。そして、式(4)～(6)の液体速度を式(12)に代入して蒸気泡成長時の液体温度場を求める。

図8は蒸気泡上昇時の温度場の解析モデルを示したもので、すなわち、離脱半径 r_b の蒸気泡が離脱後、時間 τ 経過し、その蒸気泡下端が伝熱面から $u_{vb} \cdot \tau$ の位置に存在するときの温度場に関する解析モデルである。

そのときの境界条件は

$$\left. \begin{array}{l} y=0, \\ 0 < x < r_b \\ y=u_{vb} \cdot \tau \end{array} \right\}, \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad \left. \begin{array}{l} u_{vb} \cdot \tau \leq h_s, \\ r_b < x \leq 6r_b \\ y=h_s \end{array} \right\}, \quad \left. \begin{array}{l} t=t_s \\ t=t_s \\ \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} u_{vb} \cdot \tau > h_s, \\ 0 \leq x \leq 6r_b \\ y=h_s \end{array} \right\}, \quad \left. \begin{array}{l} \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial t}{\partial x} = 0 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、蒸気泡下端上昇速度 u_{vb} はTiborら⁽¹³⁾の式(9)を使用する。そして、式(7)～(9)の液体速度

を式(12)に代入して蒸気泡上昇時の液体温度場を求める。ところで、球状蒸気泡まわりの液体速度、式(4)～(9)を式(12)に代入することの有効性は図6(a)～(c)において、液体速度に関する実験値と理論値が比較的良好一致し、なお、そのとき、実験から得られる伝熱面近傍の蒸気泡形状が前述のように、ほぼ円筒形で近似されることで説明されよう。なお、基礎式(12)およびその境界条件式(14)、(16)の数値解は式(17)に示す無次元変数を使用して、基礎式および境界条件式を無次元化したのち、Torranceら⁽²²⁾の風上差分法を用いて求める。

$$\left. \begin{aligned} \frac{t-t_s}{t_w-t_s} &= T, & \frac{x}{r_b} &= X, & \frac{y}{h_s} &= Y \\ \frac{u_{1x}r_b}{a} &= U, & \frac{u_{1y}r_b}{a} &= V, & \frac{a\tau}{r_b^2} &= \Theta \end{aligned} \right\} \dots (17)$$

なお、本計算は $\Delta X = 1/40$, $\Delta Y = 1/20$, $\Delta \Theta \leq 2.09 \times 10^{-6}$ で行う。

ところで、その際、時間 τ における伝熱面上の局所熱流束 q_v は

$$q_v = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0} \dots (18)$$

また、時間 τ における伝熱面上の蒸気泡作用域の平均熱流束 q_{vr} は

$$q_{vr} = \frac{1}{\pi x_1^2} \int_0^{x_1} -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0} 2\pi x dx \dots (19)$$

ここで、 x_1 は蒸気泡作用による局所熱流束 q_v が自然対流熱流束 q_c に等しくなる x 座標を示す。ゆえに、時間 τ における伝熱面上の平均熱流束 q_r は

$$q_r = \{q_{vr} \cdot \pi x_1^2 + (\pi R_A^2 - \pi x_1^2) q_c\} / \pi R_A^2 \dots (20)$$

ここで、 R_A は伝熱面半径である。

そこで、蒸気泡一周期 τ_p における平均熱流束 q_{th} は

$$q_{th} = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} q_r d\tau \dots (21)$$

なお、式(19)および(21)の数値積分は台形公式を使

図8 蒸気泡上昇時の温度場の解析モデル

(a) 蒸気泡発生前の液体温度分布

(b) 蒸気泡成長初期の液体温度分布

(c) 蒸気泡離脱直前の液体温度分布

(d) 蒸気泡離脱初期の液体温度分布

(e) 蒸気泡一周期最後の液体温度分布

図9

表 1 本実験結果, 本解析結果および Judd ら⁽⁷⁾の解析結果

Present experiment					Present analysis				Analysis by Judd et al	
$\Delta t_s, K$	$i, \mu A$	$\bar{f}, 1/s$	$\bar{d}_b, mm$	$q_{ex}, W/m^2$	$q_{id}, W/m^2$	$q_{id} + q_{idt}, W/m^2$	$q_{id} / (q_{id} + q_{idt})$	$q_{id} + q_{idt} / q_{ex}$	$q_p, W/m^2$	q_p / q_{ex}
10.0	1.4	12.7	8.1	1.47×10^4	1.75×10^4	1.95×10^4	0.897	1.33	2.45×10^4	1.67
10.6	1.0	27.4	7.9	1.65	1.66	2.06	0.806	1.25	3.40	2.06
11.0	0.4	19.6	10.6	1.85	2.32	3.01	0.771	1.63	4.70	2.54
11.0	10.0	58.7	5.6	1.65	1.44	1.74	0.828	1.05	2.98	1.81
16.8	2.0	49.3	6.5	3.91	2.92	3.32	0.880	0.85	5.24	1.34
17.3	0.0	26.4	9.7	4.74	4.30	5.01	0.858	1.06	7.27	1.53

(a) 蒸気泡成長初期の液体速度分布

(b) 蒸気泡上昇時の液体速度分布

図 10

(a) 蒸気泡成長時の局所伝熱面熱流束

(b) 蒸気泡上昇時の局所伝熱面熱流束

図 11

用する。

3.2.2 計算結果および考察

a. 蒸気泡の成長, 上昇にともなう液体温度場および熱流束の変化 図 9(a)は $\Delta t_s = 10.0 K$ の場合, 式(13)より得られる自然対流熱伝達の熱流束 q_c に対応する数値解からの相当伝導温度場を示す。

図 9(b)は図 9(a)の液体温度場において, 蒸気泡が出現し, 蒸気泡成長開始後 $\tau = 1.3 ms$ 経過したときの蒸気泡位置およびそのときの液体温度場を示す。ところで, 図 9の X は伝熱面中心から半径方向無次元座標で, $X = 1.0$ は蒸気泡離脱時の蒸気泡右端位置であり, $X = 3.7$ は伝熱面端に相当する。また, Y は X に垂直な無次元座標で, $Y = 1.0$ は温度境界層外縁に相当する。なお, 図 9で, X 方向と Y 方向のきざみ幅およびきざみ数が異なるので蒸気泡右端の X 座標が $X = 0.5$ に対応するのに対し, 蒸気泡中心の Y 座

標は $Y = 1.38$ に相当する。

図 9(c)は蒸気泡離脱直前 $\tau = 25.1 ms$ における蒸気泡位置および液体温度場を示す。

図 9(d)および図 9(e)はそれぞれ蒸気泡離脱初期 $\tau = 27.5 ms$ および蒸気泡一周期最後 $\tau = 78.7 ms$ における蒸気泡位置および液体温度場を示す。図 9(d), (e)の液体温度場を観察すると, 伝熱面中心近傍上に存在する液体は蒸気泡による伴流効果の影響を受けて, 等温線が上方に引き上げられている。

液体温度場の一例として, 図 10(a)は図 9(b)の液体温度場を得たときの液体速度場を示す。また, 図 10(b)は図 9(d)の液体温度場を得たときの液体速度場を示す。

図 11(a)は蒸気泡成長時の局所伝熱面熱流束 q_y を示す。なお, 図 11(a)の $\Delta t_s = 10.0 K$ の q_c は $1.03 \times 10^4 W/m^2$ である。また, 図 11(a)の蒸気泡中心から

図 12 解析熱流束と本実験熱流束の比較

蒸気泡右端位置までの局所伝熱面流束(点線部)は、その間の液温分布が蒸気泡右端位置の液温分布に等しいと仮定して得ている。

図 11(b)は蒸気泡上昇時の q_v を示す。

b. 解析熱伝達係数と実験熱伝達係数の比較 表 1 および図 12 は本解析結果および Judd ら⁽⁷⁾の解析結果を 2・1 節の実験装置で得た本実験結果と比較している。ところで、表 1 および図 12 より、 Δt_s , $\bar{f}$, $\bar{d}_b$ を既知として得られる解析伝熱面熱流束 q_{th} と潜熱輸送熱流束 q_{int} の和からなる本解析熱流束(あるいは本解析熱伝達係数)は本実験熱流束(あるいは本実験熱伝達係数)を $-15 \sim +63\%$ の範囲内で説明する。そして、電解水素ガスにより蒸気泡核を供給した場合の核沸騰熱流束(あるいは核沸騰熱伝達係数)および蒸気泡核を供給しない普通の核沸騰熱流束(あるいは核沸騰熱伝達係数)の両場合とも、本解析値は本実験結果を比較的良好に説明していると考えられる。一方、Judd ら⁽⁷⁾による解析熱流束 q_p は本実験熱流束 q_{ex} を $+34 \sim +154\%$ の範囲内で説明している。これらの結果より、本解析値は Judd らの解析値よりも本実験値をよりよく説明しているといえよう。なお、ここで、Judd らの解析を特に取り上げたのは、核沸騰熱伝達算定式において、微視的見地からの解析が比較的良好に行われていると考えたからである。

4. 結 言

孤立気泡域飽和プール核沸騰の熱伝達係数算定が蒸気泡の液体かく乱作用に重点を置き、微視的見地から行われた。すなわち、まず、蒸気泡の液体かく乱現象を再現性よく実験的に検出するために、電解水素ガスによる蒸気泡核供給が施された核沸騰実験が行われた。なお、その電解水素ガスは前報⁽⁸⁾⁽¹¹⁾で報告したよ

うに蒸気泡エンブリオのみに影響するので、本研究で得られた液体速度場に関する実験値の定量式は蒸気泡核供給の有無に依存せず、普通の核沸騰現象の場合にも適用されよう。そこで、それらの結果を使用して得られた 3 章の孤立気泡域飽和プール核沸騰熱伝達係数の数値算定法は有用であると考えられる。

以下に本報で得られたおもな結果を示す。

(1) 孤立気泡域飽和プール核沸騰現象の流れの可視化実験より、蒸気泡の成長、離脱および上昇により、伝熱面近傍の液体は、しだいに蒸気泡中心に引き寄せられ、かつ、その液体流動はほぼ軸対称であることが明らかになった。

(2) 蒸気泡の成長、離脱および上昇により誘起される液体速度場に関する流れの可視化実験結果は、元のポテンシャル流れによる理論で比較的良好に表示された。

(3) 蒸気泡の成長、離脱および上昇により誘起される液体流動を考慮しての液体温度場の数値解から得られる熱伝達係数を主とする本解析熱伝達係数は本実験結果を比較的良好に説明した。

終わりに、本研究に有益なご指摘を賜った京都大学教授 岐美格先生に厚くお礼申し上げます。また、著者の一人が京都大学に国内留学中、本研究に関し、有益なご助言を賜った元京都大学教授 佐藤俊先生(現摂南大学教授)および京都大学助教授 鈴木健二郎先生に深謝致します。なお、本研究の数値計算には京都大学大型計算機を利用させて頂きました。

文 献

- (1) Han, C. Y. and Griffith, P., *MIT Tech. Rep.*, No. 19 (1962-3).
- (2) Tien, C. L., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 5-6 (1962-6), 533.
- (3) 原, 機論, 29-204 (昭 38), 1374.
- (4) 宮内・与倉, 化工, 34-11 (昭 45), 1176.
- (5) Heled, Y., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 13-3 (1970-3), 503.
- (6) Nishikawa, K. and Fujita, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 20-3 (1977-3), 233.
- (7) Judd, R. L. and Hwang, K. S., *Trans. ASME, Ser. C*, 98-4 (1976), 623.
- (8) 中山・鹿野, 機論, 49-438, B (昭 58), 473.
- (9) Kutateladze, S. S. and Mamontova, N. N., *Heat Transf. -Sov. Res.*, 5-6 (1973), 149.
- (10) 井内・浅野, 第 15 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 53-5), 127.
- (11) 中山, 機論, 46-401, B (昭 55), 129.
- (12) 中山, 鹿野, 機論, 49-440, B (昭 58), 885.
- (13) Tibor, Z., *AIChE J.*, 6-2 (1960), 281.
- (14) Plesset, M. S. and Zwick, S. A., *J. Appl. Phys.*, 25-4 (1954), 493.
- (15) Fritz, W. and Ende, W., *Phys. Z.*, 37 (1936), 301.
- (16) Hahne, E. and Grigull, U., *Heat Transfer in Boiling*,

- (1977), 409, Hemisphere Pub.
 (17) Cole, R. and Shulman, H. L., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 9-12 (1966), 1377.
 (18) Van Stralen, S. J. D., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 9-10 (1966), 995.
 (19) 藤井・井村, 機論, 37-301 (昭46), 1697.
 (20) 石黒・ほか2名, 機論, 43-366 (昭52), 638.
 (21) 西川・ほか3名, 伝熱工学の進展, 2 (昭49), 57, 養賢堂.
 (22) Torrance, K. E. and Rockett, J. A., *J. Fluid Mech.*, 36-1 (1969), 33.

討 論

〔質問〕 藤田 恭伸・大田 治彦

〔九州大学工学部〕

(1) 伝熱面上に発泡点が1個存在する場合について解析を行っておられるが、表題にある孤立気泡域においては一般に複数の気泡が伝熱面上に存在し、各発泡点からの蒸気泡の成長、浮上に伴って誘起される流れが互いに干渉する。このような場合についてどのようにお考えであるかご意見をお伺いしたい。

(2) 図9(b)の温度分布を見るかぎり蒸気泡成長時において過熱液層から蒸気泡へ熱伝達が行われているが、もし潜熱輸送熱流束 q_{lht} を離脱時の蒸気泡体積から求めるとするならば、熱流束の計算値を q_{th} と q_{lht} の和として求めるのは q_{th} を重複して評価したことにならないか。

(3) 蒸気泡成長離脱の一周期中、最後の液体温度分布〔図9(e)〕と次の周期の最初の温度分布〔図9(a)〕の接合はどのように考えておられるのか。

〔回答〕 (1) 表題にある孤立気泡域については、Tien⁽²⁾と同様に、蒸気泡径に比して、蒸気泡間距離が十分大きく、発生する蒸気泡間の相互影響がほとんど考えられない場合を意味している。なお、ご指摘の気泡干渉域における飽和プール核沸騰の液体流れ場については、現在実験中である。

(2) ご指摘の図9(b)で、 $X=r/r_b$ 近傍の温度場は、その箇所における著しい速度変化にともなう温度変化のために、作図の精度がその箇所若干悪かったように思われる(付図1)。さて、本解析の q_{th} におよぼす蒸気泡効果は蒸気泡の液体かく乱作用という見地にたっているのので、本解析熱流束は q_{th} と q_{lht} の和からなると考えている。

(3) 孤立気泡域飽和プール核沸騰熱伝達係数の一算定法として、本解析は一サイクルの蒸気泡過程から検討している。そこで、図9(e)と図9(a)の温度分布は完全には一致していない。なお、蒸気泡の連続性を考慮した温度場の解析は今後の課題にしたいと考える。

〔質問〕 門 出 政 則〔佐賀大学理工学部〕

(1) 気液界面の温度は $t=t_s$ (厳密に言えば、気泡

内の圧力に対する飽和温度) としたほうが一般的のように思うが、いかがお考えか。

(2) 質問(1)と関連するが、式(16)の $0 < x < r_b$, $y = u_{vb} \cdot \tau$ のとき $\partial t / \partial y = 0$ や $x = r_b$, $u_{vb} \cdot \tau \leq y \leq h_s$ のとき $\partial t / \partial x = 0$ という条件は不自然のように思うが、上記条件にした理由を教えてください。また、図9(d)で $x = r_b$, $u_{vb} \cdot \tau \leq y \leq h_s$ の界面で $T = 0.05$ or 0.1 に対して $\partial t / \partial x \neq 0$ となっているのはどうしてか。

〔回答〕 (1)(2) 本解析の q_{th} におよぼす蒸気泡効果は蒸気泡の液体かく乱作用とする考えかたをとり、そこで、蒸気泡内温度は設定せず、一方、気液界面は断熱という条件を仮定している。そして、そのような条件下で得られた q_{th} に q_{lht} を加えた熱流束を本解析熱流束としている。なお、ご指摘の図9(d)で、 $x = r_b$, $u_{vb} \cdot \tau \leq y \leq h_s$ 面の温度こう配に関しては、その箇所の作図の精度が若干悪かったように思われる(付図2)。

ところで、ご指摘の点(気液界面温度の設定および q_{th} に q_{lht} を含める)を考慮する解析は、通常の飽和プール核沸騰現象により近いと考える。なお、その数値解は、蒸気泡形状を考慮した界面移動問題に関する数

付図 1

付図 2

値解法の確立, 気液界面での熱収支の考慮および蒸気 ものと思われるので, 今後の課題にしたいと考える。
泡直下の液体速度場の理論解等の確立があつて可能な