プール沸騰に関する研究*

(第4報, 大気圧近傍で合体泡下に形成される液膜厚さ)

熊田 俊明^{*1}, 坂下 弘人^{*1}

Studies on Pool Boiling Heat Transfer (4th Report, Thickness of Liquid Macrolayer Formed Beneath Vapour Masses)

Toshiaki KUMADA and Hiroto SAKASHITA

Macrolayer thickness was determined on the basis of the relationship $q_{CHF} = \delta_1 \rho_1 H_{fg} f$, which was derived from the dry-out model of liquid film formed repeatedly on heated surfaces. Critical heat flux q_{CHF} is measured on a horizontal heated disk of 20 mm in diameter in the range of pressures from 0.02 MPa to 0.4 MPa for water and ethanol. Departure frequency of large coalesced bubbles, which entirely cover the heated disk, was calculated from the relationship $f = 0.215 \{g(\rho_1 - \rho_v)/\rho_1\}^{5/9} / (\nu_1 \cdot D^3)^{1/9}$. Theoretical relationships correlating the obtained data of macrolayer thickness are derived by the dimensional analysis, under the assumptions that a macrolayer is formed by the coalescence of primary bubbles or coalesced bubbles. The macrolayer data are well correlated with the derived correlations.

Key Words: Pool Boiling, Critical Heat Flux, Macrolayer Thickness, Data Arrangement, Semiempirical Correlation

1. ま え が き

第1報⁽¹⁾では Kutateladze や Zuber の限界熱流束の式が, 大気圧近傍よりは中・高圧域における沸騰現象をモデル化し, それを粗く近似することで得られることを明らかにした。この際, 限界熱流束の条件は, 形成される液膜が合体泡の離脱時にちょうど乾くと近似することで次式で表わされる。

$$q_{CHF} = \delta_1 \rho_1 H_{fg} \cdot f \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

式(1)において, q_{CHF} と f を決めることができれば, 伝熱面に形成される平均の液膜厚さを計算できる。

直径 30 mm 以下の水平上向き面において, 大気圧近傍で孤立気泡域から熱流束を高くすると伝熱面全体を覆う合体泡域となり, 合体泡はほぼ周期的に離脱するようになる。この合体泡の下に形成される液膜はマクロ液膜といわれ, ヤコブ数が大きい場合に一次気泡の下に形成される薄いミクロ液膜と区別される。

マクロ液膜の存在については, Gaertner⁽²⁾ により古くから指摘され, 液膜中の蒸気茎と液膜厚さの関係が論じられている。飯田ら⁽³⁾は触針法による伝熱面近傍

のボイド率の測定から液膜厚さを決定した。比較的新しい報告では Bhat ら⁽⁴⁾の触針法や鴨志田ら⁽⁵⁾の触針法や光ファイバによる液膜厚さの測定がある。原村⁽⁶⁾は外径 12 mm の円形伝熱面の中央部の一部をニッケル薄膜として通電加熱して, 液膜の形成から乾くまでの熱流束から液膜厚さを決定している。

理論的研究では, Serizawa⁽⁷⁾は, 非定常加熱の場合に形成される液膜厚さについて理論的検討を行い, 熱流束の非定常変化や圧力をパラメータとして液膜厚さを求めている。

原村ら⁽⁸⁾は熱流束が限界に達するのは, 合体泡が離脱前に液膜が乾くことによると考え次式を仮定した。

$$q_{CHF} = \rho_1 H_{fg} \delta_1 (1 - A_c/A_w) \cdot f \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

ここで, A_c , A_w は蒸気茎と伝熱面の面積である。合体泡の離脱を理論的に決め, q_{CHF} には Kutateladze⁽⁹⁾の無限上向き面の限界熱流束の式を用い, 合体泡下の蒸気茎に流体力学的不安定理論を適用して液膜の式を得ている。Bhat ら⁽¹⁰⁾は一次気泡が浮力と抗力の釣合いにより上昇するとして, 液膜厚さを理論的に計算する手法を提案している。触針法での測定では, 液膜が比較的厚い領域で測定されており, 限界熱流束時のように液膜が薄くなると測定精度が悪くなる欠点がある。原村⁽⁶⁾の測定法は, 原理的に優れているが測定技術が

* 原稿受付 平成4年2月3日。

*¹ 正員, 北海道大学工学部 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。

難しい。

本報では、直径 20 mm の上向き面を用いて水とエタノールについて、伝熱面上に合体泡が一個だけ形成され気泡離脱頻度が比較的正確に求められる範囲で限界熱流束と離脱頻度を測定した。この範囲は伝熱面径や液体の種類によって異なり、本実験では 0.3~0.5 MPa 以下である。これらの測定値と既存の各種液体についての測定値から式(1)を用いてマクロ液膜厚さを求めた。液膜形成が低圧域の一次気泡の接合による場合と、より高圧域で合体泡による場合について液膜厚さの半径験式を求めた。

記号

- a_1 : 液の温度拡散率
 $b = N_{Ja} a_1^{1/2}$
 C : 式中の比例定数
 C_{Pl} : 液の定圧比熱
 D : 伝熱面径
 f : 合体泡離脱頻度
 g : 重力の加速度
 G_0 : 蒸気の吹き出し速度 $= g/\rho_v \cdot H_{fg}$
 H : 一次気泡高さ
 H_{fg} : 蒸発潜熱
 n : 発泡点密度
 q, q_{CHF} : 熱流束, 限界熱流束
 r : 気泡半径
 R_P, R_a, R_c : 一次気泡半径, 見掛けの気泡半径, 接合時気泡半径
 t : 時間
 T_{sat} : 飽和温度
 T_w : 伝熱面温度
 ΔT_{sat} : 過熱度 $(= T_w - T_{sat})$
 u_b : 気泡半径増加率
 δ_M, δ_i : ミクロとマクロ液膜厚さ
 ρ_v, ρ_l : 蒸気と液の密度
 σ_l : 液の表面張力
 λ_l : 液の熱伝導率
 μ_l : 液の粘性係数
 ν_l : 液の動粘性係数
 無次元数
 $N_{Ja} = \rho_l C_{Pl} \Delta T_{sat} / \rho_v H_{fg}$: ヤコブ数
 Pr_l : 液のプラントル数
 $t^* = t / (b^6 \rho_l^2 / \sigma_l^2)$

2. 測定装置と測定法

図 1(a) に観察用の窓を設備した加圧容器の底面の

一部を銅製で直径 20 mm の加熱面とする実験装置を示す。本報で用いた液膜決定法により液膜をより正確に決めるには、伝熱面を十分覆う大きさの気泡が形成されなければならない。限界熱流束時にこのような気泡が形成される圧力範囲は液体の種類や圧力によって異なり、本実験の伝熱面径が 20 mm の場合で水では 0.5 MPa 以下、メタノールでは 0.3 MPa 以下である。測定は水を用いて圧力 0.05 MPa~0.3 MPa、エタノールでは 0.03 MPa~0.3 MPa の範囲で行った。

図 1(b) に伝熱面近傍の構造の詳細図を示す。上向き面の限界熱流束は、伝熱面と接する円柱の垂直部に液が接するか否かによって大きく異なる。そこで、水平面と伝熱面の接合部のステンレス板と銅円柱の間にわずかな隙間を設け、この部分に接着材を注入した。伝熱面直径を 20 mm と比較的大きくしたのは、水平面との接合部の構造による限界熱流束への影響を相対的に小さくするためである。

気泡離脱頻度は家庭用ビデオと高速ビデオの映像より決め、限界熱流束は銅円柱の温度こう配より求めた。沸騰曲線は限界熱流束を求める毎に幾分高温側に移動したが、限界熱流束の差は小さく測定誤差範囲内

(a) 沸騰実験装置全体図

(b) 伝熱面近傍詳細図

図 1 沸騰実験装置

であった。液膜厚さの結果をヤコブ数に対して示すには、限界熱流束時の過熱度が必要であるが、過熱度に対して熱流束を対数表示したときの沸騰曲線の直線部分の延長と限界熱流束を示す水平直線の交点で決まる過熱度を用いた。

3. 限界熱流束に基づく液膜厚さ

3.1 伝熱面を覆う合体泡の形成 伝熱面全域を覆う合体泡を形成するには、液体の種類や圧力にもよるが、一定以上の蒸気の吹出しが必要である。本研究では、蒸気の吹出し率がおおよそ 0.2 m/s 以上では伝熱面を覆う合体泡が形成された。0.2 m/s 以下でも大きな合体泡が形成されるが、一部に数 mm の気泡を含んだ状態となる。この場合も液膜厚さと熱流束との関係は、0.2 m/s 以上の蒸気吹き出しの場合の傾向が保たれているので、0.15 m/s 程度までのデータを用いることにした。

3.2 液膜厚さの計算結果 合体泡の離脱頻度を比較的正確に決められるのは、直径およそ 30 mm 以下の上向き面か線径が数 mm 以下の細線や円柱の場合である。本報では、本測定データと既存の限界熱流束の測定データの中で直径が 30 mm 以下の上向き面について、気泡離脱頻度を決めて式(1)に代入し、限界熱流束に基づく液膜厚さを決めた。表1に引用したデータの測定条件などを示す。合体泡の離脱頻度が測定者によって与えられていない場合には、本論文シリーズ第3報⁽¹⁵⁾で求めた次の半経験式により求めた。

$$f = 0.215 \{g(\rho_l - \rho_v) / \rho_l\}^{5/9} / (\nu_l \cdot D^3)^{1/9} \dots \dots \dots (3)$$

また、本田らによる直径 8 mm の気泡離脱頻度の測定値は、著者らやほかの測定例および Davidson ら⁽¹⁶⁾の細管よりの吹き出しの場合よりもはるかに大きく、離脱頻度測定法に疑問があると考え式(3)により計算し

た。

3.3 気泡生長中の液の侵入 上向き面では合体泡の生長期間に伝熱面の周囲から液の流入があると、液膜は実際より厚く算定される。この点を確認するため、水と液体窒素を選んで伝熱面直径に対して液膜厚さを図2に示す。伝熱面径が小さくなるにつれて限界熱流束が高くなるが、気泡離脱頻度が大きくなり液膜が薄くなっている。式(3)と本報で求める式(23)を式(1)に代入して限界熱流束の式を求め、その式を $\rho_l H_{\text{ref}}$ で割れば次式を得る。

$$\delta_l = 5.76 (\rho_v / \rho_l)^{5/11} (a_1^{45} \nu_l^{31} \sigma_l^{27} / \rho_l^{27})^{1/198} \times \{\rho_l / g(\rho_l - \rho_v)\}^{1/3} D^{5/33} \dots \dots \dots (4)$$

図2に式(4)より計算した値を示す。式(22)は主として直径 10 mm と 20 mm の伝熱面より求めた限界熱流束に基づいて得た液膜の式であるが、伝熱面径が大きく合体泡が複数形成される場合を除いて図2で測定値と式(4)の計算結果の伝熱面 D への依存性は良く一致している。したがって、大気圧で伝熱面径が 5~20 mm の範囲の限界熱流束近傍では、遷移沸騰⁽¹⁷⁾で指摘されているような伝熱面周囲からの液の流入は無いと考えてよい。

3.4 液膜厚さの計算結果 式(1)により計算した液膜厚さと既存の探針法などにより直接測定した液膜厚さを図3に示す。図中には次の Bhat ら⁽⁴⁾の水の液膜の整理式および原村ら⁽⁶⁾の半理論式を示した。

$$\delta_l = 1.59 \times q^{-1.527} \dots \dots \dots (5)$$

$$\delta_l = 0.00536 \rho_v \sigma_l (\rho_v / \rho_l)^{0.4} (1 + \rho_v / \rho_l) \times (\rho_l H_{\text{ref}} / q)^2 \dots \dots \dots (6)$$

Bhat らによる値は大気圧の水についての整理式であるが、大気圧の水のデータとの比較でも Bhat ら自身のデータを除いて一致は良くない。Bhat らや飯田らの測定値は、低い熱流束より限界熱流束までの測定により得られた値であり、図6に蒸気吹き出し率 G_0 に対して示すように、ここで求めた限界熱流束時の液膜厚さと熱流束に対する変化の傾向が異なる。また、熱流束に対して表1に示す液膜厚さを図示してみたが、

表 1 限界熱流束の測定条件

Authors	Ref.	Pressure (MPa)	Dia. (mm)	Liquid	Symbol
Katto	11	0.02~0.1	10	H ₂ O	●●
Iida	12	0.1	20	H ₂ O	□●
Yasukawa	13	0.1	10	H ₂ O	●●
Honda	14	0.1	8	H ₂ O	●●
Grigoriev	18	0.1	8~20	N ₂	▼
Kosty	19	0.1	19	N ₂ , O ₂	▽◆
				Ar, CH ₄	■□
Present authors		0.03~0.3	20	H ₂ O	○×
				C ₂ H ₆ O	△⊗
		0.1	5	H ₂ O	⊖

図 2 限界熱流束時の液膜厚さと伝熱面寸法

測定値のまとまりも良くないので、熱流束による液膜厚さの整理は適切でない。

図4に各種液体の限界熱流束に基づいて求めた液膜厚さをヤコブ数に対して示す。液膜厚さをヤコブ数に対して示すためには、限界熱流束時の伝熱面温度が必要である。この場合の伝熱面温度を求めるため、沸騰曲線が与えられている場合は対数表示で直線近似して限界熱流束点まで外挿して壁温を決めた。甲藤ら⁽¹¹⁾の低圧での測定値については、沸騰曲線が与えられていないため、大気圧の沸騰曲線と同じこう配を持つと仮定して、第2報⁽¹⁸⁾の沸騰曲線の推算法により沸騰曲線を決めた。Grigorievら⁽¹⁹⁾の窒素の測定値には、沸騰曲線が与えられていないため、Koskyら⁽²⁰⁾の沸騰曲線を用いた。図より明らかなように、液膜厚さはヤコブ数が大きくなると薄くなる。しかし、同じ液体の測定値でもバラツキがあり、かつ液体の種類によってヤコブ数に対する変化の傾向は異なる。

4. 液膜厚さと一次気泡半径

大気圧近傍であっても、液膜形成に関与する気泡は水のように主として一次気泡の接合による場合(液膜厚さと一次気泡半径の比より判断、後述)やほかの液体のように一次気泡が数個接合した二次気泡が合体して液膜を形成すると考えられる場合がある。

4.1 液膜厚さと一次気泡半径の比 液膜厚さの相関式を得るには、液膜が主として一次気泡の接合によるか、微細な一次気泡が接合してできた合体泡によるかによって、相関式が異なると考えられる。一次気泡が接合して液膜が形成される場合には、一次気泡が

液膜厚さに密接に関連しているはずである。一次気泡が同時に発生し一様に生長して合体すると仮定すれば、合体時の一次気泡半径と発泡点密度は次式により関係付けられる。

$$n\pi R_p^2 = 1 \quad (7)$$

発泡点密度と熱流束、過熱度の関係は本論文シリーズの第2報の核沸騰伝熱に関する相関式により与えられる。ここでは、第2報に示す式の中から著者らが提案した次の核沸騰の相関式を用いる。

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{4/3} / n^{3/8} \quad (8)$$

ここで、

$$B_H = 22.5 \lambda_1 Pr_i^{-1/5} (\rho_l C_{p1} / \rho_v H_{fg}) \times \{g(\rho_l - \rho_v) / \sigma_l\}^{1/8} \quad (9)$$

式(7)に基づいて式(8)より一次気泡半径を求めると次式を得る。

$$R_p = \pi^{1/2} B_H^{4/3} \Delta T_{sat}^{16/9} / q^{4/3} \quad (10)$$

一方、ヤコブ数が大きい場合には、一次気泡径に比べて気泡下部の液膜が十分薄く、マイクロ液膜中の熱伝導が伝熱の支配的因子となる。気泡生長の式はZuber⁽²¹⁾により次式のように与えられている。

$$r = CN_{ja}(a_{it})^{1/2} \quad (11)$$

Zuberは式(11)の定数Cを均一場で $\pi^{1/2}$ と与えている。また、マイクロ液膜厚さの式は鳥飼⁽²¹⁾やCooper⁽²²⁾により次式のように与えられている。

$$\delta_m = C(Pr_i^{1/2} / N_{ja}) R_a \quad (12)$$

ここで、気泡半径 R_a はマイクロ液膜を想定した時の見掛けの値である。この液膜を通じての熱伝導により伝熱が行われるとすれば次式が成立する。

$$q = (\lambda_l / \delta_m) \Delta T_{sat} \quad (13)$$

式(12)を式(13)に代入して、 $n\pi R_a^2 = 1$ の関係を用いれば次式を得る。

$$q = (\pi^{1/2} / C) (\lambda_l / Pr_i^{1/2}) (\rho_l C_{p1} / \rho_v \cdot H_{fg}) \times \Delta T_{sat}^2 n^{1/2} \quad (14)$$

図3 大気圧下の水の液膜厚さと熱流束

図4 液膜厚さとヤコブ数

式(14)を求めるに際して液膜厚さを一定としたが、蒸発によって薄くなるとしても式(14)の定数に差があるのみである。式(12)では液膜と気泡半径の比 δ_l/R_a が $Pr^{1/2}/N_{ja}$ に比例することを示唆しているが、マクロ液膜は気泡の接合部に残る液量が多いために、ミクロ液膜よりかなり厚い。このため、式(12)に基づいて直接マクロ液膜厚さを求めることはできない。式(14)に式(7)の関係 $n\pi R_a^2=1$ から n を求めて代入して、見掛けの気泡半径を求めると次式となる。

$$R_a = C(\lambda_l/Pr^{1/2}) \times (\rho_l C_{p,l}/\rho_v \cdot H_{fg}) \Delta T_{sat}^2/q \quad (15)$$

4.2 δ_l/R の特徴 液膜厚さを一次気泡および見掛けの気泡半径である式(10)、(15)で割って求めた無次元液膜厚さを図5に示す。この整理結果は図4に比べてかなりまとまりが良くなっているが、液膜厚さを式(10)で割った値は、式(15)を用いた場合に比べてばらつきが大きい。この理由として限界熱流束近傍では、核沸騰の一般化相関式の精度が悪くなることや液膜が一次気泡ではなく合体泡の接合により生じることが考えられる。この合体泡でも気泡径が小さく表面張力が相対的に大きいので、気泡は球形に近く気泡の下には気泡形状で決まる液膜が形成されており、主として熱伝導により伝熱が行われる。このため δ_l/R_a がヤコブ数に対して相対的に良く整理されるものと考えられる。

図5の δ_l/R_a を整理した結果に基づいてこう配を求めると次の関係を得る。

図 5 気泡径による液膜厚さの整理

$$\delta_l/R_a \propto 1/N_{ja}^{1/3} \quad (16)$$

一方、低圧域のデータについては図5に示すようにヤコブ数への依存性が大きく、ほぼ次式のよう配となっている。

$$\delta_l/R_a \propto 1/N_{ja}^{1/2} \quad (17)$$

4.3 液膜形成の機構 気泡形状については、Cooper ら⁽²³⁾ の無重力下の実験が知られているが、気泡径が 5 mm~10 mm と大きい場合である。重力の加速度を 0 としたとき、気泡の扁平の度合いは気泡直径 $2R_p$ と高さ H の比 $2R_p/H$ で表され、無次元数 t^+ ($=t/(b^6 \rho_l^2/\sigma_l^2)$) に対して求められている。近似的に $0.2 < t^+ < 1000$ の範囲で半球 ($t^+ \approx 0.2$) から球形 ($t^+ \approx 1000$) に変化する。大気圧の水の限界熱流束近傍では、気泡径は 0.5 mm 以下である。気泡を一次気泡とすれば、ヤコブ数を $N_{ja}=50$ 、気泡径を 0.5 mm として式(11)の C の値を不均一場の奥山⁽²¹⁾ による値 0.3 として、気泡の生長時間を計算すると $t=2.1 \times 10^{-3}$ 秒である。したがって、 $t^+ \approx 0.11$ となり気泡は半球に近い。しかし、圧力が高くなるとヤコブ数は急減して大気圧より幾分高くなると球形を帯びてくる計算になる。

液膜形成では気泡が合体を繰返す過程で、表面張力により合体後瞬時に球形に変化し得る場合には、気泡は横に広がらずに瞬時に高くなるため、発生する蒸気は気泡を高くするために使われ、連鎖的に気泡の合体は進みにくい。表面張力が相対的に小さくなると、合体した気泡は瞬時に球形とはならないため、熱流束を高くしていくと周囲の気泡と連鎖的に合体が進むようになる。この場合の気泡形状に関係するのは、気泡に作用する力と考えられる。

さて、液膜形成に関与する気泡の形状に係わる力は主として壁面近傍の粘性力、気泡生長に伴い生じる液の反力、伝熱面からの押上げ力および気泡を球形に保持しようとする表面張力と重力を考えればよい。これらの力の中で粘性力や表面張力は液膜を厚くするように作用する。一般に圧力が低くヤコブ数が大きいと気泡は半球に近く一次気泡の接合により液膜が形成されるので、マクロ液膜厚さはミクロ液膜厚さの平均値に近くなる。図5の左側の結果において、無次元液膜厚さが、球形気泡の接合によってできる無次元液膜厚さの理論値である $\delta_l/R_c=1/3$ に比べてかなり大きいデータがある。気泡に作用する力では液の反力が大きく、気泡は球形より扁平と考えられるから、この場合に液膜形成に関与する気泡は一次気泡ではなく合体泡の可能性もある。図5では、水ではほぼ大気圧以上、エタノールではほぼ 0.4 気圧以上で合体泡により液膜が形成されていると推察される。

5. 液膜厚さの半経験式

さて、式(16)、(17)の比例関係で比例定数は物性値と定数を含む形 $f(P)$ のように表されるが、これを具体的に決めるために、次元解析を利用して液膜厚さの式について理論的に検討する。

5.1 一次気泡生長の式を用いる場合

(1) $\delta_i \propto N_{ja}^{-5/3}$ の場合 四つの力の比から次の三つの独立な無次元量を得る。

$$\text{粘性力/反力} = (\mu_l u_b / R_a) / (\rho_l u_b^2) = Pr / N_{ja}^2 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\text{表面張力/反力} = (\sigma_l / R_a) / (\rho_l u_b^2) = \sigma_l R_a / (N_{ja}^4 a_l^2 \rho_l) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\text{浮力/反力} = g R_c (\rho_l - \rho_v) / (\rho_l u_b^2) = g R_a^3 (\rho_l - \rho_v) / \rho_l N_{ja}^4 a_l^2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、気泡半径 R_a には式(11)の接合時の値、気泡生長率 u_b には式(11)の時間微分を用いている。

気泡に作用する各種の力の相対的大きさによって気泡の形状が異なり、液膜厚さと気泡半径の比は上の三つの力の比の関数となる。ここでは、液膜厚さを各項のべき形で求めることが目的であるから、次の近似式が成立するとする。

$$\delta_i / R_a = C (Pr / N_{ja}^2)^i (\sigma_l R_a / N_{ja}^4 a_l^2 \rho_l)^j \times \{g R_a^3 (\rho_l - \rho_v) / (\rho_l N_{ja}^4 a_l^2)\}^k \quad \dots\dots\dots (21)$$

気泡が半球状で表面張力に比べて壁面近傍の粘性力や反力が大きい場合には、表面張力の効果を無視して、鳥飼やCooperらによる理論式(12)が与えられている。この式は無次元液膜厚さ δ_i / R_a が式(18)の2分の1乗に比例するとして得られる。

限界熱流束のデータより求めた式(16)の関係となるよう式(21)のヤコブ数の指数を決める。式(21)の R_a に式(16)を代入し、液膜厚さが過熱度にあまり依存しないことより ΔT_{sat} の指数が0となる近似をすると次式を得る。

$$\delta_i = C (a_l^5 \nu_l^9 / \sigma_l^2)^{1/12} \times \{\nu_l^4 \rho_l^2 g (\rho_l - \rho_v) / \sigma_l^3\}^k / G_0^{5/6} \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで、見掛けの気泡径 R_a を接合時の気泡径 R_c に等しいとした。ここで、一般に各項の指数はヤコブ数や熱流束などによって変化するが、ここでは対象を限界熱流束に限定しているので一定と近似する。式(22)の指数 k を測定値が良く整理されるように決めると $k = -5/36$ となり、定数 C を測定値の平均値で決めて次式を得る。

$$\delta_i = 6.9 [(a_l^{15} \nu_l^7 \sigma_l^9) / \{\rho_l^4 g^5 (\rho_l - \rho_v)^5\}]^{1/36} / G_0^{5/6} \quad \dots\dots\dots (23)$$

図6に式(23)を実線で示す。図中で、水では大気圧、エ

タノールでは0.04 MPa以下の低圧域のデータでは、 $G_0 > 0.8$ で測定値が実線よりこう配が大きくなっているが、この領域は一次気泡により液膜が形成される領域にほぼ対応している。

(2) $\delta_i \propto N_{ja}^{-8/3}$ の場合 低圧域では液膜厚さは式(17)に示す比例関係にあるから、式(21)において、 $\delta_i / R_a \propto N_{ja}^{-8/3}$ の関係となり、この関係式の R_a に式(14)を代入して、過熱度 ΔT_{sat} の指数が0となる近似をすれば次式を得る。

$$\delta_i = C (a_l^3 \sigma_l^2 \nu_l / \rho_l^2)^{1/6} \{\nu_l^4 \rho_l^2 \times g (\rho_l - \rho_v)^3 / \sigma_l^3\}^k / G_0^{4/3} \quad \dots\dots\dots (24)$$

式(23)と同様に測定値に合うように指数 k を1/18として、測定値に合うように定数を決めると次式を得る。

$$\delta_i = 830 \{(a_l^{12} \nu_l^{16} g^3 (\rho_l - \rho_v)^3) / (\rho_l^2 \sigma_l)\}^{1/24} / G_0^{4/3} \quad \dots\dots\dots (25)$$

式(25)の定数は水の測定値のみにより決めており、今後さらに実験値に基づき吟味する必要がある。

5.2 合体泡の生長の式による場合 気泡の合体がどのような物理現象に支配されているかはよく知られていない。ここでは、接合時の気泡の投影面から蒸気の一様吹き出しを受けて生長するとして、気泡に作用する力が気泡合体の主要な原因と考え、液膜形成の半経験式を求めることにする。

投影面から蒸気の一様吹き出しを受ける場合に、気泡に作用する力を単位面積当たりで表すと、次の四つとなる。左から順に浮力、慣性力、表面張力および粘性力である。

$$g R_c (\rho_l - \rho_v), \quad \rho_l G_0^2, \quad \sigma_l / R_c, \quad \mu_l G_0 / R_c \quad \dots\dots\dots (26)$$

図6 一次気泡生長の式による液膜厚さ

図7 合体泡の生長の式による液膜の式

式(26)の各項の定数は省略してある。式(21)と同様に、慣性力とそのほかの力の比をとると、次の液膜厚さと気泡半径の比の式を得る。

$$\delta_1 / R_c = C (\nu_0 / G_0 \cdot R_c)^i (\sigma_1 / \rho_1 \cdot G_0^2 \cdot R_c)^j \times \{ (g(\rho_1 - \rho_v) R_c / \rho_1 \cdot G_0^2) \}^k \quad (27)$$

式(23)の $\delta_1 \propto 1/G_0^{5/6}$ の関係が成立して、かつ気泡半径 R_c が消去されるように指数を決めると次式を得る。

$$\delta_1 = C (\nu_1^7 \rho_1 / \sigma_1) \{ g(\rho_1 - \rho_v) \nu_1 \rho_1^2 / \sigma_1^3 \}^k / G_0^{5/6} \quad (28)$$

式(28)が測定値に良く一致するように、 $k = -1/6$ として定数 C を測定値に合うように決めると次式を得る。

$$\delta_1 = 2.2 [\nu_1^3 \sigma_1^2 / \{ \rho_1 g(\rho_1 - \rho_v) \}]^{1/6} / G_0^{5/6} \quad (29)$$

図7に測定値とともに式(29)の値を実線で示す。図6の場合と比べてかなりばらつきが大きい。

6. ま と め

本研究では、限界熱流束時に形成される液膜厚さを本文の式(1)の限界熱流束モデルに基づいて、限界熱流束と合体泡の離脱頻度を測定して決めた。液膜形成のメカニズムはつぎのように考えた。気泡が合体する過程で、ある大きさ以下では表面張力により瞬時に球形となり、気泡は横に広がらずに高くなる。このため一次的に気泡の加熱面への投影面積が小さくなり、連

鎖的な合体が起きにくくなる。しかし、この大きさを越えると球形となるために時間がかかり、気泡の生長により連鎖的に合体が進み扁平な気泡が伝熱面を覆うようになる。以上の式の導出に使われた測定値の圧力範囲は狭く $0.024 \text{ MPa} \sim 0.4 \text{ MPa}$ であり、高压でのデータは用いていない。しかし、ある程度圧力が高いと発泡点密度が大きく、一次気泡は接合して液膜を形成する気泡より十分小さくなる。このため液膜形成気泡の大きさは発泡点密度よりは主として蒸気吹き出し率に依存する。本測定値は主として蒸気吹き出し率に依存しており、ここで求めた液膜の式は高压域まで適用できる可能性がある。また、液膜厚さが伝熱面特性に依存しないとすれば、限界熱流束も伝熱面特性に依存なくなり、従来の多くの限界熱流束の測定結果を裏付ける物理的根拠となる。

本研究の一部に文部省科学研究費(一般C:番号63550149)援助を受けたことを付記します。

文 献

- (1) 熊田・坂下, 機論, 57-536, B(1991), 1353.
- (2) Gaertner, R. F. and Westwater, J. W., *Proc. Chem. Eng.*, 38(1960), 39.
- (3) 飯田・小林, 機論, 36-283, B(1970), 446.
- (4) Bhat, A. M., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 29-12(1986), 1953.
- (5) 鴨志田・ほか4名, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, 第1分冊, D-125, (1988), 250.
- (6) 原村, 機論, 55-513, B(1989), 1392.
- (7) Serizawa, A., *Int. J. Heat Mass Trans.*, 26-4, (1983), 921.
- (8) 原村・甲藤, 機論, 49-445, B(1973), 1919.
- (9) Zuber, N., *Trans. ASME, Ser. C*, 80-3(1958), 711.
- (10) Bhat, A. M., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 26-6(1983), 735.
- (11) 甲藤・横谷, 機論, 37-295, B(1971), 535.
- (12) 飯田・小林, 機論, 34-263, B(1968), 2.
- (13) 安川, 機論, 43-371, B(1977), 2679.
- (14) 本田・西川, 機論, 38-305, B(1972), 177.
- (15) 熊田・坂下・山岸, 機論, 58-552, B(1992), 2498.
- (16) Davideson, J. F., ほか2名, *Trans. Instr. Chem. Engrs.*, 38(1960), 335.
- (17) 甲藤・横谷, 機論, 34-258, B(1968), 345.
- (18) 坂下・熊田, 機論, 57-539, B(1991), 2355.
- (19) Grigoriev, V. A., ほか3名, *Int. Symposium of Heat Mass Trans.*, PB(1976), 215.
- (20) Kosty, P. G. and Lyon, D. N., *AIChE. J.*, (1968), 372.
- (21) 鳥飼, 機論, 32-240, B(1966), 1265.
- (22) Cooper, G. M. and Lloyd, A. J. P., *Int. J. Heat Mass Trans.*, 12-8(1969), 895.
- (23) Cooper, G. M., ほか2名, *Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf.*, Tronto, 5, PB-1, (1978), 115.
- (24) Konalev, S. A., *Int. J. Heat Transf.*, 11-2(1968), 279.