二相熱サイフンの限界熱流束の解析的研究*

門出政則^{*1}, 三原信一^{*1}, 井上利明^{*2}

An Analytical Study of Critical Heat Flux of a Two-Phase Thermosyphon

Masanori MONDE, Shinichi MIHARA and Toshiaki INOUE

An analytical study has been made of critical heat flux of a two-phase thermosyphon, in which a liquid film and a vapor flow in a manner of countercurrent annular flow. An equation governing the flow of the liquid film and other equations for mass and energy balance in the thermosyphon are solved together under two conditions; first, the critical heat flux takes place when liquid supply to the thermosyphon is just equal to the evaporation of the liquid due to the heat input into it, and second, thickness of the liquid flow is determined such that interface of the annular flow is kept stable. Thereby, two correlations are derived for both limiting conditions of $2/(C^2 k^2 N_k)$ and then one of them for $2/(C^2 k^2 N_k) \gg 1$ is in good agreement with the existing CHF data in a closed two-phase thermosyphon as well as a generalized correlation derived from dimensional analysis.

Key Words: Boiling, Critical Heat Flux, Multiphase Flow, Heat Pipe, Thermosyphon

1. はじめに

密閉形〔図1(a)〕や開放形〔貯液層付き, 図1(b)〕二相熱サイフンの限界熱流束は, 従来加熱管内での気液対向流のフラッディングに関連する現象であるという考え方から一般的に広く取扱われている。そして, そこから導き出された限界熱流束の代表的な整理式として, 例えば表1に示されるような式が提案されている。

式(1)は, $L/D > 65 \sim 70$ の密閉形熱サイフンの CHF データに対しては良い予測を与えるが, $L/D < 65$ の CHF に対しては十分な精度でないことが報告されている。

一方, 式(2)は, $Bo^{1/2} > 30$ の密閉形熱サイフンの CHF データを良く整理できるが, $Bo^{1/2} < 10$ の CHF データに対しては, 式(1)のほうが良い精度で予測できることが報告されている。そこで, Tien-Chung は, 式(1)と式(2)をボンド数に対して連続的に接続するために式(2)の右辺の定数を修正して, 式(3)を提案している。

Richter⁽⁶⁾ は, 気液対向二相流の液膜流および蒸気流に対する運動量式と気液界面波が安定に存在する条件および円管入口での液流速 $j_L = 0$ とすることによって, フラッディング限界を決定している。その解析結果によれば, $Bo/(75^2 C_w) < 1$ (小さい管径) のとき, Wallis の式(1), $Bo/(75^2 C_w) > 1$ (大きい管径) のとき, Tien-Chung の式(2)に近い関係式が得られることが報告されている。

図1 熱サイフンの形式

* 原稿受付 平成4年7月3日。

^{*1} 正員, 佐賀大学理工学部 (〒840 佐賀市本庄1)。^{*2} 正員, 久留米工業大学工学部 (〒830 久留米市上津町2228)。

また、井村ら⁽³⁾が提案した式(4)は、フラッディング現象の次元解析から導出されたもので、密閉形二相熱サイフンの広い範囲の CHF データを±30%で予測している。

一方、Dobran⁽⁷⁾は、密閉形二相熱サイフン〔図1(a)の形式〕内の気液対向環状流の液膜流および蒸気流に対する連続、運動、エネルギー式を導き、集中化モデルを用いて、熱サイフンの作動限界の解析を行っている。さらに、Reed-Tien⁽⁸⁾やCasarosa-Dobran⁽⁹⁾は、Dobranの集中化モデルを用いて熱サイフンのフラッディングの解析を行っている。

最近、甲藤ら⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾は、図1(b)で示されるような開放形二相熱サイフンの限界熱流束の測定を行うと同時に、その発生時の加熱面温度の特性から CHF 発生にかかわる管内の流動状況の分析を詳細に行っている。そして、その分析結果を基に、フラッディング現象とは全く異なる立場から限界熱流束の解析モデルを提案している。その解析モデルは、気液界面でのせん断応力の影響を考慮した点を除いて、垂直平板上の膜状凝縮に対する Nusselt の解析と同じものである。その支配方程式を積分することによって、液膜厚さに関して次式を得ている。

$$\frac{\delta}{D} = \frac{3\Gamma\mu_L}{\rho_L^2 g \delta^2 D} + \frac{3}{2} \frac{\tau_i}{\rho_L g D} \dots\dots\dots (7)$$

この式は、管内の流れ方向のある位置 z における液膜厚さと気液界面でのせん断応力 τ_i と液膜流量 Γ の関係を与えるものである。そして、せん断応力は気液間の相対速度、ボンド数と液膜厚さの関数として実験的に与えられている。また、液膜流量は、蒸気速度の関数（気液の速度は、連続の式から一次従属になってい

る）である。したがって、熱流束が与えられると、蒸気速度と液膜流量が求まるので、その値を用いて液膜厚さ δ/D を求めることができる。そして、甲藤ら⁽¹¹⁾は、式(7)において、液膜厚さ δ/D の実根が存在する限界点が限界熱流束点であるという新しい考え方を提案した。そして、この解析モデルから決定された限界熱流束の特性は、従来報告されている特性（限界熱流束 q_{co} が管長と管径の比、 L/D に反比例する）を良く表していることが報告されている。

本研究では、まず二相熱サイフン内に安定な気液対向環状流が形成されている流動状況を想定し、その状況が存在するための条件とこの環状流の気液の流れを支配する運動量方程式から、蒸発管入口端から供給される流下液量を決定する。そして、その環状流に対する気液の質量およびエネルギーの釣合いを考慮しながら管内で消費される蒸発量とその流下液量を超えたときに限界熱流束が発生するという新しい考え方を提案し、その考え方に基づいて解析的に導出された限界熱流束の整理式と従来の整理式とを比較検討した結果について報告する。

主 要 記 号

- Bo : ボンド数 $= D^2[g(\rho_L - \rho_G)]/\sigma$
 Bo^* : 修正ボンド数 $= [D^2 g \rho_L / \sigma]^{1/2}$
 C_i : 気液の界面摩擦係数
 C_k : 定数 ($C_k^2 = 3.2$)
 C_w : Wallis の式の定数 (0.7~1.0), 壁面摩擦係数
 D : 円管あるいは加熱管直径
 g : 重力の加速度

表 1 密閉形二相熱サイフンの限界熱流束の整理式

Wallis	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/\rho_G H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = \frac{C_w^2 Bo^{1/4}}{\{1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4}\}^2} \quad (1)$	Ref.(1)
Tien and Chung	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/\rho_G H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = \begin{cases} \frac{C_k^2}{\{1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4}\}^2} & (2) \\ \frac{3.2 \tanh(0.5 Bo^{1/4})}{\{1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4}\}^2} & (3) \end{cases}$	Ref.(2)
Imura et al.	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/\rho_G H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.64(\rho_L/\rho_G)^{0.13} \quad (4)$	Ref.(3)
Fukano	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/\rho_G H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 8.0(L/D)^{-0.17}(V_h^+)^{0.03}[\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G H_{fg}}] \quad (5)$	Ref.(4)
Smirnov	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/\rho_G H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.65(\rho_L/\rho_G)^{0.1} \quad (6)$	Ref.(5)

H_{fg} : 蒸発潜熱

j_G, j_L : 気相と液相の見掛け流速

j_G^* : 気相の無次元流速 $= j_G \rho_L^{1/2} / [g(\rho_L - \rho_G)D]^{1/2}$

j_L^* : 液相の無次元流速 $= j_L \rho_L^{1/2} / [g(\rho_L - \rho_G)D]^{1/2}$

k : 係数 $= \lambda / [4\pi(1 + \rho_G/\rho_L)\delta]$

L : 加熱管長さ

N_k : 係数 $= 2\rho_L / C_w k^3 \rho_G Bo$

q_{co} : 限界熱流束

R : 円管あるいは加熱管半径

u_G : 蒸気の上昇速度 (流路断面平均速度)

u_L : 液体の流下速度 (流路断面平均速度)

z : 円管軸に沿っての座標軸

z_c : 限界熱流束の発生位置

α : ボイド率

δ : 液膜厚さ

Φ : 無次元限界熱流束

$= (4L/D)[q_{co}/(\rho_G H_{fg})] / [g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2]^{1/4}$

Γ : 液膜流量

λ : Helmholtz の不安定波長

μ_L : 液体の粘性係数

ρ_G, ρ_L : 気液の密度

σ : 表面張力

τ_i : 気液界面せん断応力

τ_w : 壁面せん断応力

2. 解析モデル

図2に示されるような定常状態で、気液が環状に流れている一次元流れについて考える。また、本解析では主に限界熱流束近傍の環状二相流が取扱われているので、液膜厚さ δ は管直径 D に比べ薄く $\delta/D \ll 1$ かつ $u_L \ll u_G$ と仮定し、さらに簡単のため一様加熱管について考える。

2.1 気液の流れに対する力の釣り合い 図2に示されるように、管内の気液の流れに対して検査体積 I, II を設定する。

検査体積 I における力の釣り合いは、

$$-\frac{dp}{dz} \frac{\pi D^2}{4} + \tau_w \pi D = [\rho_L(1-\alpha) + \rho_G \alpha] g \frac{\pi D^2}{4} \quad \dots\dots\dots (8)$$

また、検査体積 II (気相のみ) における力の釣り合いは、

$$-\frac{dp}{dz} \frac{\pi D^2}{4} \alpha - \tau_i \pi D \sqrt{\alpha} = \rho_G g \alpha \frac{\pi D^2}{4} \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(8), (9)から圧力こう配を消去すると、液膜流に対する支配方程式(10)を得る。

$$\frac{4\tau_w}{D} + \frac{4\tau_i}{D\sqrt{\alpha}} = (\rho_L - \rho_G)g(1-\alpha) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ところで、壁面および気液のせん断応力 τ_w, τ_i は、それぞれ次のように与えられる。

$$\tau_w = C_w \rho_L u_L^2 / 2 = C_w \rho_L j_L^2 / [2(1-\alpha)^2]$$

$$\tau_i = C_i \rho_G (u_G + u_L)^2 / 2$$

また、 $\delta/D \ll 1, u_L \ll u_G$ だから、

$$(u_G + u_L) \sim j_G, \quad 1-\alpha = 4\delta/D$$

と近似できる。

したがって、式(10)は次のようになる。

$$2C_w \frac{\rho_L j_L^2}{D(1-\alpha)^2} + 2C_i \frac{\rho_G j_G^2}{D\sqrt{\alpha}} = (\rho_L - \rho_G)g(1-\alpha) \quad \dots\dots\dots (11)$$

さらに、この式を無次元速度を用いて変形すると式(12)を得る。

$$\frac{2C_w}{(1-\alpha)^2} j_L^{*2} + \frac{2C_i}{\sqrt{\alpha}} j_G^{*2} = (1-\alpha) \quad \dots\dots\dots (12)$$

2.2 安定な気液界面の存在条件 図2に示される環状流において、安定な気液界面が存在するためには、界面波の波長は、Helmholtz の不安定理論より決定される関係式(13)を満足する必要がある。

$$\lambda / [2\pi(1 + \rho_G/\rho_L)] \leq \sigma / \rho_G (u_G + u_L)^2 \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、波長は液膜厚さに比例すると仮定 (この点については、後で検討する) する。

$$\lambda = 4\pi(1 + \rho_G/\rho_L)k\delta \quad \dots\dots\dots (14)$$

したがって、安定な気液界面が存在するための限界条件として、式(15)を得る。

$$2k\delta = \sigma / \rho_G (u_G + u_L)^2 = \sigma / \rho_G j_G^2 \quad \dots\dots\dots (15)$$

また、ボンド数 Bo は、次のように与えられる。

$$Bo = D^2 [g(\rho_L - \rho_G)] / \sigma = D / (2kj_G^2 \delta)$$

ボイド率とボンド数の関係は次のようになる。

$$1-\alpha = 2 / (kBoj_G^2)$$

これらの関係を式(12)に代入し、さらに限界熱流束近傍について考えられているので $\sqrt{\alpha} \sim 1$ とおくと、

図2 対向気液環状流における気液の釣り合い

$$\frac{C_w}{4}(kBo)^3 j_L^* j_c^* + C_i kBo j_c^* = 1 \quad \cdots \cdots (16)$$

となる。

2・3 質量およびエネルギーの釣合い 図2に示される環状流の液膜および蒸気に対する質量およびエネルギーの釣合いは、次のように与えられる。

$$\rho_L (dj_L/dz) = \rho_C (dj_C/dz) = (4q/DH_{fg}) \quad \cdots \cdots (17)$$

限界熱流束の発生は、管路入口で供給された液体が加熱管に加えられた熱流束でちょうど消費されたときである。今、簡単のため、その条件を次のように与える。

$$z=0: j_L = j_C = 0 \quad \cdots \cdots (18)$$

境界条件式(18)を用いて、 $z=0$ から L まで式(17)を積分すると、

$$\rho_L j_L(L) = \rho_C j_C(L) = (4L/D)(q_{co}/H_{fg}) \quad \cdots \cdots (19)$$

したがって、

$$\rho_L j_L^*(L)^2 = \rho_C j_C^*(L)^2 = \left(\frac{4L}{D} \frac{q_{co}}{H_{fg}} \right)^2 \frac{1}{[g(\rho_L - \rho_C)D]} \quad \cdots \cdots (20)$$

となる。ここで、新しいパラメータ Φ を導入する。

$$\Phi^2 = Bo^{1/2} j_c^*(L)^2 \quad \cdots \cdots (21)$$

式(20)、(21)を式(16)に代入し、 Φ について整理すると次式を得る。

$$\Phi^8 + 2C_i k N_k \Phi^4 - 2N_k = 0 \quad \cdots \cdots (22)$$

ここに、 $N_k = 2\rho_L / (C_w k^3 \rho_C Bo)$ である。

この結果、

$$\Phi^4 = C_i k N_k [\sqrt{1 + (2/C_i^2 k^2 N_k)} - 1] \quad \cdots \cdots (23)$$

式(23)は、 $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ の値によって次のように近似できる。

(1) $2/(C_i^2 k^2 N_k) \ll 1$ のとき

$$\Phi = (C_i k)^{-1/4} \quad \cdots \cdots (24)$$

(2) $2/(C_i^2 k^2 N_k) \gg 1$ のとき

$$\Phi = (2N_k)^{1/8} = [4\rho_L / (C_w k^3 \rho_C Bo)]^{1/8} \quad \cdots \cdots (25)$$

3. 解析モデルの検討

3・1 波長と液膜厚さの関係について 気液界面波の波長と液膜厚さの関係については、多くの理論的あるいは実験的研究が行われている。式(14)の k の値は、 $k = f[\sigma / (2\rho_L \mu_L^2 g)^{1/3}, \rho_L u_L \delta / \mu_L]$ となることが報告⁽¹²⁾⁽¹³⁾されている。例えば、Pierson-Whitakerの研究結果⁽¹²⁾から、大気圧の飽和水が、レイノルズ数 $\rho_L u_L \delta / \mu_L = 100$ で垂直平板を流下しているとき、式(14)の k の値は $k = 4.68$ となる。一方、フラッディングに関する多くの研究においても、式(14)に示されるような比例関係^{(6)(14)~(16)}が用いられている。例えば、Richter⁽⁶⁾は、気液界面が安定に存在するための条件

として、 $k=1$ としている。また、流下液膜の気液界面の不安定に関する実験によれば、式(14)の比例係数 k の値は、管径や物性値によって変化するが、空気-水系のフラッディングの実験では、ほぼ $k=1\sim 3$ ($\lambda/\delta=10\sim 40$)で界面が不安定になることが報告^{(3)(14)~(16)}されている。ところで、空気-水系のフラッディングに関する実験では、空気流速と流下液流速とは互いに独立な操作量で、かつ流下液の一部が上昇気流の影響を受けて上昇を開始する点での k の値が測定されているので、かなり高速の条件下で k の値が測定されている可能性がある。一方、二相熱サイフォンでは、蒸気速度と液速度は式(20)に示されるように互いに従属関係にあり、かつ加熱管の熱流束に支配されているため、液膜厚さは流れに沿って減少していることおよび下方ほど蒸気速度が小さいことを考慮すると、同じ液膜厚さでも二相熱サイフォンの気液界面は、フラッディングの実験の界面と比較してかなり長い波長域(k の値がより大きな値)まで安定に存在している可能性がある。

ところで、甲藤らの解析⁽¹¹⁾によれば、限界熱流束は液膜厚さがほぼ $\delta/R=0.04$ 近くで発生している。このときの q_{co} と L/D の関係を用いて式(15)から計算される液膜厚さ $k\delta$ の値と δ/R から求まる δ を比較すると約 $k=1.5$ になっていることがわかった。また、 $\delta/R=0.02^{(8)}$ では、 $k=3$ 程度になっている。

3・2 壁面せん断応力について Richter⁽⁶⁾は、 $\tau_i \ll \tau_w$ のときの摩擦係数 C_w をRichterが導出した式とWallis⁽¹⁾の実験結果とを比較することによって、

$$C_w = 0.008$$

と決定している。この値をこれ以降の壁面摩擦係数の値として採用することにする。

3・3 $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ 値の大きさについて $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ の大きさを評価するためには、界面せん断摩擦係数 C_i の値を求める必要がある。

Bharathanら⁽¹⁷⁾は、空気-水系のフラッディングの実験を基に、中心気流が乱流のときの摩擦係数 C_i を以下のように与えている(甲藤ら、Dobran⁽⁷⁾, Reed-Tien⁽⁸⁾の論文においてもこの式が用いられている)。

$$C_i = 0.005 + x_1 (\delta/R)^{x_2} \quad \cdots \cdots (26)$$

$$x_1 = 0.2574 (Bo^*/2)^{x_2} \cdot 10^{9.07/Bo^*}$$

$$x_2 = 1.63 + 4.47/Bo^*$$

この式(26)を用いて、参考までに $\delta/R=0.04^{(11)}$ と $0.02^{(8)}$ に対する $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ の値を試算した結果を図3に示す。なお、層流での摩擦係数 C_i の値は、かなり小さく、常に $2/(C_i^2 k^2 N_k) \gg 1$ となるので、ここでは層流での摩擦係数 C_i は考慮する必要がなかったことを記しておく。このことは、摩擦係数 C_i が大きくなるこ

とともなって、二相熱サイフン内の気液界面が乱れやすくなることおよび液の供給が制限されることを考えると当然の結果である。

図3から、密度比 ρ_L/ρ_G および δ/R が小さくなると $2/(C_i^2 k^2 N_k) \gg 1$ になっていることがわかる。特に、 $k=5$ および $\delta/R=0.02$ のとき、 $2/(C_i^2 k^2 N_k) \gg 1$ の条件が満たされやすくなっていることがわかる。しかし、 $\delta/R=0.04$ で ρ_L/ρ_G が大きいとき、 $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ の値は1近傍の値となり、式(24)、(25)のような近似はできなくなる。その結果、式(23)から限界熱流束を計算する必要がある。ところで、式(23)の摩擦係数 C_i や k の値は、液膜流量、ボンド数や物性値の複雑な関数〔例えば、式(26)に示されるような C_i の実験式〕となっているため、式(23)の解法は陰的となり、非常に複雑な計算が要求される。そこで、ここでは式(23)の特性を知ることによって重点を置き、 $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ の両極限、すなわち式(24)、(25)について検討する。

3・4 限界熱流束の発生位置について 二相熱サイフンの限界熱流束は、甲藤ら⁽¹⁰⁾の調査によると加熱管出口ではなくて、 $z_c/L=1/4 \sim 1/2$ の位置で多く発生していることが報告されている。

本解析でも簡単のため、発生位置を初め $z=0$ の位置(管底)としたが、図4に示されるように $z=z_c$ の位置で限界熱流束が発生している場合(液膜がなくなる)を考えてみる。 $z_c < z < L$ では、環状流となっているので、式(17)はそのまま成立している。一方、 $0 < z < z_c$ では、液が定常的にたまっている状況になっているので、 $z=z_c$ における質量およびエネルギーの釣合いは、

$$\rho_L j_L(z_c) = \rho_G j_G(z_c) = (4z_c q)/(DH_{fg}) \dots\dots\dots (27)$$

となる。この式(27)を式(18)の代わりに用いて、同様の計算を行うと $z=L$ における $j_L(L)$ と $j_G(L)$ の値は、式(19)となり、式(19)は、管内の流動状況とは無関係に、 $0 < z < L$ の領域で常に成り立つ関係式である。したがって、環状流で発生する限界熱流束は、その発生位置とは独立に決定されていることがわかる。

4. 解析結果の検討

4・1 従来の整理式および CHF データとの比較

本解析結果を従来の整理式と比較するためには、 $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ の値を決定している Bo 、 C_i 、 ρ_L/ρ_G と k の値を与える必要がある。まず、ボンド数は、井村ら⁽⁵⁾の実験範囲が $Bo=10 \sim 500$ になっているので、ここでは簡単のため $Bo=100$ とする。

次に、 k の値については、3・1節で述べたように、フラッディングの実験において、 $k=1 \sim 3$ のとき気液界面が不安定になることが報告されている。しかしながら、本研究で取扱っている二相熱サイフンでの環状流は、 $j^* > 0$ でフラッディングの条件とは大きく異なっていること、さらにこの j^* によって管内に液体が供給されていることを考えると、式(13)の気流速度 u_G は、空気-水系のフラッディング発生時の気流速度に比較してかなり小さいものと予想される。この結果、フラッディングの実験において観測される波長よりかなり波長の長いものまで安定な気液界面が存在している可能性が高い。このような状況を考慮して、 k の値として $k=3 \sim 5$ ($=3 \times \sqrt{3}$ 、ほぼ最不安定波長に対応)を暫定的に採用する。

式(23)の両極限を与える式(24)、(25)を $Bo=100$ と $k=3, 5$ について試算した結果、次式を得る。

$$2/(C_i^2 k^2 N_k) \ll 1$$

図3 $2/(C_i^2 k^2 N_k)$ とボンド数との関係

図4 限界熱流束の発生位置

$$\Phi=1.47 \text{ for } k=3, \delta/R=0.04 \dots\dots\dots(28)$$

$$\Phi=1.35 \text{ for } k=5, \delta/R=0.04$$

$$2/(C_k^2 k^2 N_k) \gg 1$$

$$\Phi=0.81(\rho_L/\rho_G)^{1/8} \text{ for } k=3 \dots\dots\dots(29)$$

$$\Phi=0.67(\rho_L/\rho_G)^{1/8} \text{ for } k=5 \dots\dots\dots(30)$$

図5は、本解析で得られた式(28)～(30)と従来の整理式および井村ら⁽³⁾が密閉形熱サイフンの限界熱流束を4種類の流体に対して集めた約140個の実験データの分布範囲との比較を示す。また、図6は、門出ら⁽¹⁸⁾の開放形二相熱サイフンにおける限界熱流束と解析結果との比較を示す。

図5から、 $k=5$ のときの式(30)は井村ら⁽³⁾の提案した式(4)と一致していることおよび従来の密閉形二相熱サイフンのCHFデータとも良く一致していることがわかる。また、図6から $k=5$ のときの式(30)と開放形二相熱サイフンのCHFデータもほぼ一致していることがわかる。また、 ρ_L/ρ_G の値が大きくなると、 $2/(C_k^2 k^2 N_k)$ の値が小さくなり、限界熱流束の特性が式(29)あるいは式(30)から式(28)で示される特性へと遷移していくことが図3から推測される。この傾向も図5に良く現れていることがわかる。

ところで、井村ら⁽³⁾は、ボンド数は限界熱流束に影響を及ぼさないと推測している。しかし、式(30)に示されるようにCHFが $Bo^{1/8}$ ($Bo=10\sim500$ の範囲での

変動は、 $50^{1/8}=1.63$ で、ただだか63%である)に比例するという予測およびCHFデータ自身に $\pm 30\%$ のばらつきがあるという事実を考えるとこの影響を $Bo=10\sim500$ の実験範囲から見いだすことは困難なものと思われる。

4・2 限界熱流束の特性 本解析で得られた限界熱流束の予測式を従来の整理式と比較すると、限界熱流束について以下のような特性が存在している可能性がある。

井村らの式(4)やSmirnovの式(6)と本解析結果の $2/(C_k^2 k^2 N_k) \gg 1$ の限界熱流束の式とが、傾向的に一致しているばかりでなく、 $k=5$ のときの式(30)とほぼ一致していることから、彼らの式は、 $2/(C_k^2 k^2 N_k) \gg 1$ の限界熱流束を取扱っているものと思われる。

一方、甲藤ら⁽¹¹⁾が提案している考え方と本解析を比較すると、甲藤らの解析で取扱われている限界熱流束は、気液界面でのせん断力に支配されている限界熱流束で、ちょうど $2/(C_k^2 k^2 N_k) \ll 1$ の限界熱流束〔式(28)で予測される〕に対応しているものと考えられる。

また、Wallisの式(1)やTien-Chungの式(2)が導出された過程と式(12)から式(22)に至るまでの過程を比較すると、式(1)や式(2)ではCHFに及ぼす気液の相互作用が同等にかつ気液の流量が独立な量として取扱われているが、一方式(22)ではその相互作用が

図5 従来の整理式および密閉形二相熱サイフンの限界熱流束データと予測式の比較 ($Bo=100$)

図6 開放形二相熱サイフンの限界熱流束データと予測式の比較

連続の式, エネルギー式および界面での相互作用を受けながら解析されているという点が異なっている。

終わりに, ボンド数が, 摩擦係数, 波長や液膜厚さ(あるいは波長と液膜厚さの比 k) に及ぼす影響や液膜厚さが決定される機構については, 今後さらに検討していく必要がある。

5. 結 論

二相熱サイフォンにおいて, 気液対向流形式の限界熱流束について理論的検討を行い, 以下の結果を得た。

(1) 管壁に沿って流下する液膜流の厚さは, 気液界面が安定に存在するための条件から決定されると仮定し, その液膜流に対する運動量式と管内での連続およびエネルギーの釣り合いから限界熱流束の予測式を解析的に導出した。

(2) 導出された限界熱流束の予測式は, $2/(C^2 k^2 N_k)$ の大きさによって二つの特性に分類されることがわかった。

(3) $2/(C^2 k^2 N_k) \gg 1$ の予測式(30)は, 密閉形および開放形二相熱サイフォンの限界熱流束データと良く

一致することが明らかにされた。

文 献

- (1) Wallis, G. B., *One Dimensional Two-Phase Flow*, (1969), 338, McGraw-Hill, New York.
- (2) Tien, C. L. and Chung, K. S., *AIAA J.*, **17**(1979), 643.
- (3) Imura, H., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **26**(1983), 1181.
- (4) 深野・ほか 2 名, 機論, **53**-487, B(1987), 1065.
- (5) Smirnov, Y. L., *Heat Transf.-Sov. Res.*, **16**-3(1984), 19.
- (6) Richter, H. J., *Int. J. Multiphase Flow.*, **7**(1981), 647.
- (7) Dobran, F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**(1985), 949.
- (8) Reed, J. G. and Tien, C. L., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **109**(1987), 722.
- (9) Casarora, C. and Dobran, F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31**(1988), 722.
- (10) 甲藤・ほか 5 名, 機論, **57**-533, B(1991), 229.
- (11) 甲藤・ほか 5 名, 機論, **58**-547, B(1992), 839.
- (12) Pierson, F. Y. and Whitaker, S., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **16**-4(1977), 401.
- (13) Anshus, B. E. and Goren, S. L., *AIChE J.*, **12**(1972), 1004.
- (14) 井村・ほか 2 名, 機論, **42**-362(1976), 3247.
- (15) Moissis, R., *Trans. ASME, Ser. C*, **85**-4(1963), 366.
- (16) Tippetts, F. E., *Trans. ASME, Ser. C*, **86**-1(1964), 23.
- (17) Bharthan, D., ほか 2 名, *EPRI Rep.*, NP-1165(1979).
- (18) Monde, M., ほか 2 名, *Proc. 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, **1**(1992), 149.