

二相熱サイフオンの限界熱流束 (最大流下流量と限界熱流束)

門出政則¹・光武雄一¹・畑谷岳志²

Critical Heat Flux in Two Phase Thermosyphon

(Maximum falling liquid rate and Critical Heat flux)

Masanori MONDE, Yuhichi MITSUTAKE, and Takesi, HATAYA

ABSTRACT

An analytical and experimental study has been conducted of critical heat flux of a two-phase thermosyphon, in which a liquid film and a vapor flow exist in a countercurrent annular flow. The CHF point on the thermosyphon is proved to correspond to a maximum falling liquid rate fed to the thermosyphon, which can be determined from three equations of momentum, its partial derivative with void fraction, and mass balance in the thermosyphon. This maximum point, furthermore, becomes identical to the point at which an envelope line generated from momentum equation and its partial derivative, intersects the mass balance line. The CHF calculated from the maximum liquid rate, is found to be in fairly good agreement with the existing CHF data in a closed thermosyphon and the CHF data measured for open thermosyphon. Normal operation of the thermosyphon cannot be obtained at any liquid of water, R113, and R22 for a small tube diameter of less than 2 mm within a wide range of $L/D = 4.8$ to 960 and density ratio of $\rho_L/\rho_G = 6.17$ to 1602.

Key Words :Phase change, Critical heat flux, Thermosyphon,, Flooding, Flow Stability, Maximum Falling Liquid Rate

1. はじめに

密閉形[図1(a)]や開放形[図1(b)]の鉛直二相熱サイフオン内の気液の流れは対向二相流になっていることから、液封入量に支配されなくなる通常の二相熱サイフオンの限界熱流束は、対向二相流で生じる流下液膜量の制限現象と関連づけられて解析されている。そして、この制限現象は、一般にフラッディングと呼ばれ、流下している液膜流が上昇気流の影響を受けて、その流下量が制限される現象である。この現象に対して、以下の2つの異なる考え方⁽¹⁾から広く解析されている。[1]管内に安定な気液対向環状流が形成されている条件下で、上昇気流が流下液膜の流量を制限することに

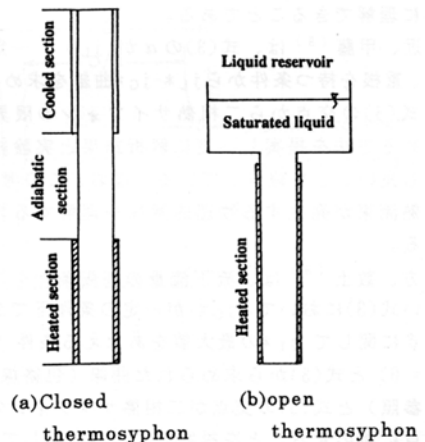


Fig.1 Two types of two-phase thermosyphon

原稿受付 平成9年3月20日

*1 佐賀大学理工学部(840 佐賀市本庄町1番)

*2 佐賀大学大学院(現在 三菱重工)

よってフラッキングが発生する⁽²⁻⁶⁾。

[2] 気液対向流の気液界面が不安定になったとき、フラッキングが発生する⁽⁷⁾。

例えば、[1]の考え方から導出された垂直円管内のフラッキング条件として、例えば、Wallis⁽²⁾の式(1)

$$j_L^{*1/2} + j_G^{*1/2} = C_1 \quad (Bo^{1/2} < 10) \quad (1)$$

やTien⁽³⁾の式(2)

$$K_L^{*1/2} + K_G^{*1/2} = C_2 \quad (Bo^{1/2} > 30) \quad (2)$$

などが広く利用されている。

ここに、 $j_i^* = j_i \rho_i^{1/2} / [g(\rho_L - \rho_G)D]^{1/2}$

$$K_i^* = j_i \rho_i^{1/2} / [\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}$$

(添え字、i = G:気相、i = L:液相)

これらの経験式(1)、(2)は、気液対向流を支配する運動量の釣り合い式(3)とその式(3)をパラメータ α (ボイド率)で偏微分した式(4)の両式から α を消去することによって生成される包絡線を近似したものであると一般に考えることができる。

$$F(j_L^*, j_G^*, \alpha) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} F(j_L^*, j_G^*, \alpha) = 0 \quad (4)$$

生成された包絡線は、 (j_L^*, j_G^*) 平面上での j_L^* と j_G^* の作動限界を与えている⁽⁴⁾。

ところで、二相熱サイフオンの場合、管路断面を通過する気液の流量の間には、連続の条件から次式が常に成立している。

$$\rho_L j_L = \rho_G j_G \quad (\text{or } \rho_L^{1/2} j_L^* = \rho_G^{1/2} j_G^*) \quad (5)$$

従って、この式(5)と生成された包絡線との交点が、二相熱サイフオンの限界熱流束になるという考え方は、容易に理解できることである。

最近、甲藤⁽⁸⁾は、式(3)の α が、 $j_L^* =$ 一定の条件下で、重根を持つ条件から $j_L^* - j_G^*$ 曲線を求め、その曲線と式(5)の交点から二相熱サイフオンの限界熱流束を求める方法を提案し、更に解析結果と実験結果との一致も良いことを報告している。なお、この考え方は、限界熱流束が発生する物理的意味を理解するのに便利である。

一方、数土⁽⁹⁾は、流下流量の制限条件を運動量の釣り合い式(3)において、 j_G^* が一定の条件下で流下液膜厚さ δ に関して j_L^* の最大値をあたえる条件($\partial j_L^* / \partial \delta = 0$)と式(3)から求められた曲線(包絡線に対応、2章参照)と式(5)の交点が二相熱サイフオンの限界熱流束点に対応することを提案している。そして、 $\partial j_L^* / \partial \delta = 0$ という条件は、 $1 - \sqrt{\alpha} = 2\delta/D$ という関

係があることから、式(3)、(4)で与えられる包絡線と同一であることを指摘している。さらに、 $\partial j_L^* / \partial \delta = 0$ という条件を用いて包絡線を計算した方が計算時間がはるかに短くなることを指摘している。

本研究では、甲藤⁽⁸⁾と数土⁽⁹⁾の考え方が基本的に同一であることを明確にすると同時に彼らの考え方を踏襲しながら最大流下流量をより容易に計算する方法を提案し、更にその計算結果から予測される二相熱サイフオンの限界熱流束(CHF)と従来の整理式及びCHFデータとの比較を行った結果について報告する。更に、二相熱サイフオンの限界熱流束と気液界面の不安定との関連について検討する。

主要記号

Bo: ボンド数 (= $D^2 [g(\rho_L - \rho_G)] / \sigma$)

Ci: 気液の界面摩擦係数 [= $2 \tau_i / [\rho_G (u_G + u_L)^2]$]

Cw: 壁面摩擦係数 [= $2 \tau_w / (\rho_L u_L^2)$]

D: 円管あるいは加熱管直径

g: 重力加速度

Hfg: 蒸発潜熱

j_G : 気相の見かけ流速 (= u_G / α)

j_L : 液相の見かけ流速 (= $u_L / (1 - \alpha)$)

j_G^*, j_L^* : 気相と液相の無次元流速

[= $\rho_i^{1/2} j_i / [g(\rho_L - \rho_G)D]^{1/2}$, i = G, L]

k: 係数

L: 加熱管長さ

q_{c0} : 限界熱流束

R: 円管内径

u_G, u_L : 気相と液相の流速

α : ボイド率

δ : 液膜厚さ ($2\delta/D = 1 - \sqrt{\alpha}$)

Φ : 無次元限界熱流束 (= $(4L/D)(q_{c0} / (\rho_G H_{fg})) / [\sigma g(\rho_L - \rho_G) / \rho_G^2]^{1/4}$)

λ : Helmholtz の不安定波長

ν_G, ν_L : 気液の動粘性係数

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. 包絡線と最大流下流量の関係

管内の気液の流れを支配する運動量の釣り合い式は、一般に式(3)のように与えられる。この式(3)においてボイド率の微小変化を考えると式(3)は次式のように与えられる。

$$\frac{\partial F}{\partial j_G^*} \frac{\partial j_G^*}{\partial \alpha} + \frac{\partial F}{\partial j_L^*} \frac{\partial j_L^*}{\partial \alpha} + \frac{\partial F}{\partial \alpha} = 0 \quad (6)$$

式(6)において、

$$\frac{\partial j_G^*}{\partial \alpha} = \frac{\partial j_L^*}{\partial \alpha} = 0 \quad (7)$$

のとき、式(6)は直ちに式(4)となる。そして、液膜厚さ δ はポイド率 α の従属関数 ($\delta = f(\alpha)$ 、 $\partial \delta / \partial \alpha \neq 0$) であるから、式(7)は、

$$\frac{\partial j_G^*}{\partial \delta} = \frac{\partial j_L^*}{\partial \delta} = 0 \quad (8)$$

となり、式(8)と全く同値な関係にある。

従って、式(3)と式(4)から包絡線を決定する方法と、式(4)の代わりに式(7)あるいは式(8)を用いて包絡線を求める方法は全く同値であることは明らかである。そして、このようにして決定された包絡線が、ポイド率が変化したときの気液の流量 j_G^* 及び j_L^* の両者に対する極値を与えていることが容易に理解できる。

ところで、数土⁽⁹⁾は既 $j_G^* = \text{一定}$ のもとで式(8)の条件を用いることによって包絡線が容易に得られることを指摘している。

一方、甲藤⁽⁸⁾は、 $j_L^* = \text{一定}$ の条件下で、式(4) ($\delta = f(\alpha)$ の関係があるので、 δ と α は同等) の α が j_G^* の変化に対して重根を持つ (実根の存在) 条件から $j_G^* - j_L^*$ 曲線を求めているが、式(3)の α が重根を持つ条件は、丁度 $\partial F / \partial \alpha = 0$ になっている⁽¹⁰⁾。従って、両者の方法は、全く同一もので、気液の流量 j_G^* 及び j_L^* の極値 (あるいは包絡線) を求めたことになっている。

3 二相熱サイフォンへの適用

3.1 二相熱サイフォンの限界熱流束の発生基準

二相熱サイフォンでは、気液の流量 j_G^* と j_L^* の間には、常に式(5)の関係があるから、式(5)を式(3)、(4)に代入すると、直ちに次式の関係が得られる。

$$F((\rho_G / \rho_L)^{1/2} j_G^*, j_G^*, \alpha) = 0 \quad (9)$$

$$\left\{ 1 + \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \right\} \frac{\partial F}{\partial j_G^*} \frac{\partial j_G^*}{\partial \alpha} + \frac{\partial F}{\partial \alpha} = 0 \quad (10)$$

いま、「二相熱サイフォンの限界熱流束の発生」基準を、気液対向流の気液の流量がサイフォン管の入り口で極大値 ($\partial j_G^* / \partial \alpha = 0$) になったときと考えると、式(10)は、次式となる。

$$\frac{\partial F((\rho_G / \rho_L)^{1/2} j_G^*, j_G^*, \alpha)}{\partial \alpha} = 0 \quad (11)$$

そして、式(9)と式(11)の連立方程式の解を求めること

によって、容易に極大点 ($j_G^*_{\max}, \alpha$) を求めることができる。なお、この考え方は、甲藤⁽⁸⁾や数土⁽⁹⁾の考え方と基本的に同じものであることを記しておく。

3.2 従来の限界熱流束の計算方法との比較 甲藤⁽⁸⁾や数土⁽⁹⁾によって提案された解析法、即ち包絡線と式(5)の交点から求める方法は、包絡線を必要とする点で間接的方法になっている。しかし、式(9)と式(11)から直接極大点を求める方法は、包絡線を求める必要がないため計算時間が更に短縮されるばかりでなく、精度良く極大点を与える可能性が高い。

4. 二相熱サイフォンの限界熱流束の計算

4.1 気液対向流の運動量の釣合式 図2に示されるような定常状態で、気液対向流が環状に流れている場合 (分離流モデル) について考える。まず、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 における力の釣合は、

$$-\frac{dp}{dz} \frac{\pi D^2}{4} + \tau_w \pi D = \{ \rho_L (1 - \alpha) + \rho_G \alpha \} g \frac{\pi D^2}{4} \quad (12)$$

また、検査体積 II (気相のみ) における力の釣合は、

$$-\frac{dp}{dz} \frac{\pi D^2}{4} \alpha - \tau_i \pi D \sqrt{\alpha} = \rho_G g \alpha \frac{\pi D^2}{4} \quad (13)$$

式(12)、(13)から圧力勾配を消去すると、液膜流に対する支配方程式(14)を得る。

$$\frac{4\tau_w}{D} + \frac{4\tau_i}{D\sqrt{\alpha}} = (\rho_L - \rho_G)g(1 - \alpha) \quad (14)$$

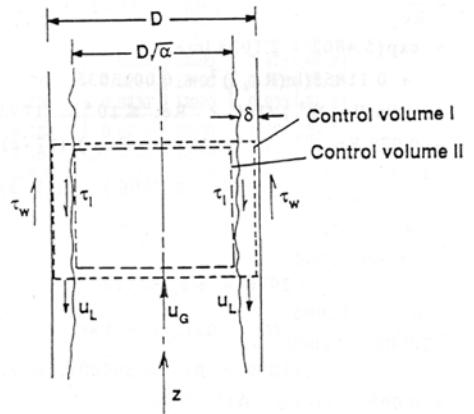


Fig.2 Momentum balance for countercurrent flow

ところで、壁面及び気液のせん断応力 τ_w , τ_i は、それぞれ以下のように与えられる。なお、式(14)は、液膜の流れが層流のみならず乱流流れでも常に成り立つ関係式であることを記しておく。各せん断応力 τ_w , τ_i を、以下のように与える。

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_w \rho_L u_L^2 = \frac{1}{2} C_w \rho_L \frac{j_L^2}{(1-\alpha)^2}$$

$$\tau_i = \frac{1}{2} C_i \rho_G (u_G + u_L)^2 = \frac{1}{2} C_i \rho_G \frac{j_G^2}{\alpha^2} \left(1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \frac{j_L}{j_G} \right)^2$$

式(14)に τ_w , τ_i の関係式を代入後、無次元速度を用いて変形すると式(14)は式(15)のように与えられる。

$$\frac{2C_i}{\alpha^{5/2}} j_G^* \left\{ 1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \frac{j_L^*}{j_G^*} \right\}^2 + \frac{2C_w}{(1-\alpha)^2} j_L^* = (1-\alpha) \quad (15)$$

式(15)は、数土⁽⁹⁾ やその他の分離流モデル^(6, 16) で使用されている式と同じである。

式(15)に式(5)の関係を代入することによって式(9)の具体的な関数形は次式のように与えられる。

$$F(j_G^*, \alpha) = \frac{2C_i}{\alpha^{5/2}} j_G^* \left(1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^2 + \frac{2C_w}{(1-\alpha)^2} \frac{\rho_G}{\rho_L} j_G^* - (1-\alpha) = 0 \quad (16)$$

そして、式(16)の j_G^* が極大になる条件 ($\partial j_G^* / \partial \alpha = 0$) は、式(10)から式(11)で与えられる。

式(16)、(11)の連立方程式を解くためには、各せん断応力の係数 C_w と C_i を具体的に与える必要がある。 C_w と C_i が、 α の関数になる場合、式(11)の関数形は多少複雑になる。本解析では、係数 C_w と C_i の関数形^(2, 4, 11, 12) として、式(17)、(18)を採用した。

$$C_w = \frac{16.0}{Re_L} \quad (Re_L \leq 160) \quad (17-a)$$

$$= \exp\{5.4862 - 2.1028 \ln(Re_L) + 0.11855(\ln(Re_L))^2 + 0.0013035 \times (\ln(Re_L))^3\} \quad (160 < Re_L \leq 10^4) \quad (17-b)$$

$$= 0.079 Re_L^{-1/4} \quad (10^4 < Re_L) \quad (17-c)$$

$$C_i = \frac{16.0}{Re_G} \frac{A}{\exp(A) - 1} \quad (Re_G \leq 2900) \quad (18-a)$$

$$= \frac{Re_G - 2900}{11000 - 2900} (0.8 C_{i,s} - C_{i,s}) + C_{i,s} \quad (2900 < Re_G \leq 11000) \quad (18-b)$$

$$= \frac{Re_G - 11000}{20000 - 11000} (C_{i,s} - 0.8 C_{i,s}) + 0.8 C_{i,s} \quad (11000 < Re_G \leq 20000) \quad (18-c)$$

$$= 0.005 + m(2\delta/D)^n \quad (20000 < Re_G) \quad (18-d)$$

ここで

$$Re_L = \frac{4\Gamma}{\rho_L \nu_L} = \frac{D j_L}{\nu_L}$$

$$Re_G = \frac{(u_G + u_L)D}{\nu_G} = \frac{D j_G}{\nu_G \alpha} \left(1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)$$

$$A = \frac{\alpha D/L}{32.0(1 + \alpha/(1-\alpha)(\rho_G/\rho_L))} Re_G$$

$$C_{i,s} = C_i \quad (Re_G = 2900)$$

$$C_{i,s} = C_i \quad (Re_G = 20000)$$

$$m = 0.2574(Bo^*/2)^n \quad 10^{9.07/Bo^*}$$

$$n = 1.63 + 4.74/Bo^*$$

$$Bo^* = \sqrt{(\rho_L - \rho_G)gD^2/\sigma}$$

$$2\delta/D = 1 - \sqrt{\alpha}$$

壁面摩擦係数 C_w を求める式(17)は、液膜流が層流と乱流域については Wallis⁽²⁾ によって提案され、一般に良く使用されている式(17-a, c)である。そして遷移域の式(17-b)は、式(17-a, c)を滑らかに接続した式で、本解析を行うために作成された式である。また、界面摩擦係数 C_i を求める式(18)は、気流が乱流域については、Bharathanら⁽⁴⁾ が実験的(実験範囲 5.29 < Bo < 3136)に得た界面摩擦係数の式(18-d)、層流域については、Blangetti-Naushahi⁽¹¹⁾ による式(18-a)である。そして遷移域の式は、両者を連続的に結ぶもので、甲藤ら⁽¹²⁾ によって提案された式である。

4.2 限界熱流束の計算結果 式(16)、(11)の連立方程式は、摩擦係数がボイド率及び蒸気流量 j_G^* の非線形関数となっているので、かなり複雑な非線形連立方程式となるけれども、その解が領域 $[0 < \alpha < 1, 0 < j_G^*]$ の範囲内に存在しているので直ちに得ることができる。数値計算は、 j_G^* の収束誤差が 10^{-4} 以下になるまで繰り返し計算を行った。なお、式(11)に強い非線形性が現れるので、微分勾配を利用する方法(例えば、ニュートン法など)は、収束が極めて悪くなり、収束条件 10^{-2} 程度でも収束解を得ることが困難なこともあったことを記しておく。

数値計算は、 $L/D = 5 - 500$ の範囲にある7点及び表1に示される試験流体、加熱管径及び圧力に対して行われている。

図3は、水、R22及びR113に対して式(16)から計算された $\alpha - j_G^*$ の曲線の一例を参考までに示す。

図3に示されるように、式(16)には j_G^* の極大値が存在していることが判る。そして、この極大点は、式(16)と(11)の非線形連立方程式の根として与えられる。表1は、本解析が対象とした種々の実験条件(実際に二相熱サイフォンが使用されると考えられる範囲)に対する j_G^* の極大値 ($j_{G^*, max}$) を計算した結果とそれに関連する諸量の値を示す。表1から、各計算値は、同一試験流体で同じ圧力と管径に対して、 L/D

の値が変化しても、最大点では同一値（大気圧の水については多少変化）になることが判る。これは、液の流入を制限している界面のせん断力が、管の入り口で最大となるためである。

そして、二相熱サイフォンの限界熱流束は、 $j_{G^*},_{max}$ の値を用いて次のように計算される。

$$q_{co} = \frac{D}{4L} H_{fk} \sqrt{\rho_G [g(\rho_L - \rho_G) D]} j_{G^*},_{max} \quad (19)$$

更に、二相熱サイフォンで良く利用されている無次元限界熱流束 Φ の値を密度比に関して整理した結果を図4に示す。

4.3 従来の整理式との比較 二相熱サイフォンの限界熱流束の整理式の中で、よく使用されている整理式をまとめて表1に示す。図4は、一例として本解析結果と井村ら⁽¹³⁾の整理式およびTien and Chung⁽¹⁴⁾の整理式を比較したものである。

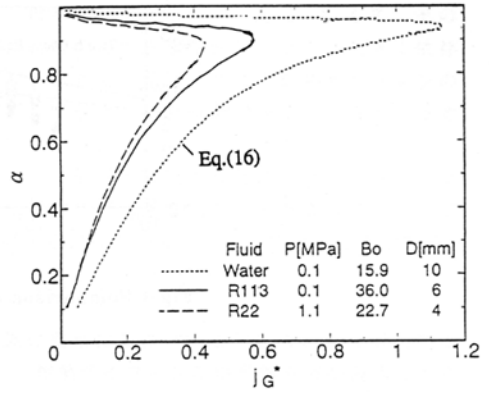


Fig.3 Relationship between α and j_G^*

Table 1 Analytical range and related values

	D [mm]	P [MPa]	α	$j_{G^*},_{max}$	C_1	C_w	Re_G	ϕ	Bo
Water	5	0.1	0.904 - 0.912	1.54 - 1.67	0.00596 - 0.00988	0.104 - 0.112	3670 - 3890	2.18 - 2.36	3.98
	7		0.921 - 0.925	1.30 - 1.38	0.00918 - 0.0124	0.0764 - 0.0809	5020 - 5240	2.17 - 2.30	7.80
	9		0.931 - 0.903	1.16 - 1.20	0.0120 - 0.0144	0.0612 - 0.0633	6380 - 6610	2.19 - 2.28	12.9
	11		0.938 - 0.939	1.06 - 1.08	0.0147 - 0.0162	0.0515 - 0.0524	7850 - 8000	2.22 - 2.27	19.3
R113	5	0.1	0.895 - 0.896	0.633 - 0.637	0.0563 - 0.0578	0.107	8040 - 8090	1.42	25.0
		0.3	0.890	0.502	0.087	0.0576	9860	1.19	31.7
		0.5	0.886	0.432	0.112	0.0452	11000	1.07	37.5
	7	0.1	0.910	0.562	0.0706	0.0736	11700	1.49	49.1
		0.3	0.902	0.467	0.0970	0.0400	15200	1.31	62.2
		0.5	0.897	0.409	0.119	0.0317	17400	1.20	73.5
	9	0.1	0.918	0.539	0.0739	0.0543	16300	1.62	81.1
		0.3	0.910	0.441	0.104	0.0312	21000	1.40	103
		0.5	0.904	0.390	0.125	0.0251	24300	1.29	122
	11	0.1	0.924	0.511	0.0792	0.0440	20900	1.70	121
		0.3	0.915	0.429	0.107	0.0256	27700	1.51	154
		0.5	0.909	0.374	0.131	0.0211	31700	1.37	182
R22	5	1.1	0.889	0.403	0.108	0.0291	11800	0.983	35.5
		1.7	0.879	0.336	0.137	0.0253	12500	0.876	46.3
		2.4	0.868	0.275	0.177	0.0234	12700	0.778	63.8
		3.1	0.852	0.224	0.236	0.0230	12000	0.693	91.8
	7	1.1	0.896	0.375	0.123	0.0216	18500	1.08	69.7
		1.7	0.885	0.307	0.163	0.0193	19200	0.947	90.8
		2.4	0.871	0.246	0.225	0.0183	19000	0.822	125
		3.1	0.853	0.197	0.317	0.0182	17500	0.721	180
	9	1.1	0.902	0.358	0.129	0.0176	26000	1.17	115
		1.7	0.892	0.291	0.171	0.0160	26900	1.02	150
		2.4	0.878	0.229	0.241	0.0154	26400	0.869	207
		3.1	0.861	0.178	0.359	0.0155	23600	0.739	298
11	1.1	0.905	0.343	0.137	0.0152	33900	1.24	172	
	1.7	0.895	0.276	0.187	0.0140	34700	1.07	224	
	2.4	0.880	0.215	0.274	0.0136	33500	0.900	309	
	3.1	0.860	0.164	0.427	0.0138	29400	0.754	444	

The maximum points are calculated for seven different values of L/D= 5, 10, 30, 50, 100, 300, 500.

The change of values in each column is subject to the change in L/D.

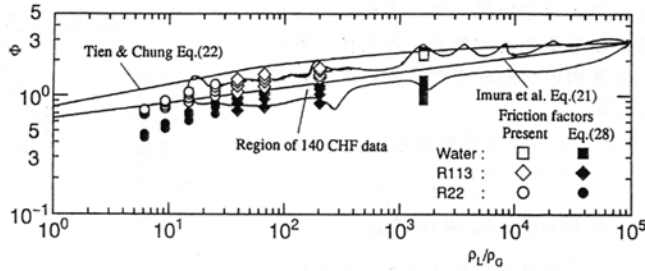


Fig.4 Comparison of analytical result and existing results

Table 2 List of existing correlations for CHF

Wallis [3]	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = \frac{C_w Bo^{1/4}}{(1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4})^2}$ (20)	Closed
Imura et al. [13]	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.64(\rho_L/\rho_G)^{0.13}$ (21)	Closed
Tien and Chung [14]	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = \begin{cases} \frac{3.2}{(1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4})^2} \\ \frac{3.2 \tanh(0.5 Bo^{1/4})}{(1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4})^2} \end{cases}$ (22) (23)	Closed
Fukano et al. [15]	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 8.0(L/D)^{-0.17} (V_b^+)^{0.03} [\sqrt{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/(\rho_G H_{fg})}]$ (24)	Closed
Smirnov [16]	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.64(\rho_L/\rho_G)^{0.1}$ (25)	Closed
Imura and Kusuda [17]	$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.119 K [(\rho_L/\rho_G) Bo]^{1/7}$ (26) $K = \left\{ \frac{\rho_G^2 \sigma^3}{8(\rho_L - \rho_G)(1 - \rho_G/\rho_L)^{10} \mu_L^{2.56} \mu_G^{1.44}} \right\}^{1/28}$	Open

また、井村ら⁽¹³⁾が密閉型熱サイフオンの限界熱流束を4種類の流体に対して集めた約140個の実験データ(Bo = 10 - 500)の分布範囲を示しておく。数土の解析値の詳細は、4.4節で述べられる。

図4から、式(16)、(11)から決定された限界熱流束値は、式(21)とかなり良く一致していること及び従来のCHFデータともよく一致していることが判る。

また、解析結果によると、限界熱流束は、ボンド数の約1/8乗に比例していることが判った。しかし、従来の実験範囲では、この影響に伴う限界熱流束の変化(50^{1/8} = 1.63)が小さいために、この影響は実験誤差の中に隠されてしまい、陽に示すことが困難であったものと推察される。ところで、Tien and Chung⁽¹⁴⁾

は、ボンド数の影響を考慮して式(22)の右辺を式(23)のように修正している。更に、1 < Bo < 500の範囲で修正した関数 tanh(0.5 Bo^{1/4})が、±10%以内の精度で 0.474 Bo^{1/8}と近似されることを記しておく。

4.4 壁面及び界面摩擦係数の影響 数土⁽⁹⁾が、採用した壁面及び界面摩擦係数の式(25)、(26)

$$C_w = \frac{16.0}{Re_L} \quad (Re_L \leq 2000) \quad (27-a)$$

$$= 1.76 \times 10^{-10} Re_L^{2.32} \quad (2000 < Re_L \leq 4000) \quad (27-b)$$

$$= 0.314 Re_L^{-1/4} \quad (4000 < Re_L) \quad (27-c)$$

$$C_f = 0.008 + m(2\delta/D)^n \quad (28)$$

$$m = 0.3304(Bo^*/2)^n Bo^{*0.25} 10^{9.07/Bo}$$

$$n = 1.63 + 4.74/Bo^*$$

を用いて、式(16)、(11)から計算された $j_{G*,max}$ の値を使って得られた Φ の値と本解析で得られた値との比較を図4に示す。また、両者の偏差を表2に示す。なお、図5は、壁面及び界面摩擦係数の比較を両者の解析において使用されている範囲内 ($Re_L < 3000, Re_G > 3000$) で参考までに示したものである。

図4に示される式(21)、(23)と本解析結果を比較すると、本解析において使用された摩擦係数の式(19)が、数土が採用した摩擦係数の式(22)より、より良い結果を与えることが判る。これは、図5に示されるように式(28)が、式(18)よりかなり大きい C_i の値 (C_i が大きくなると、界面せん断力が大きくなる結果、流下流量が制

限され易くなる) が与えるためである。そして、その解析精度は、使用される摩擦係数の値に大きく依存しているが、両者の結果は、共に二相熱サイフンの限界熱流束が、最大流下液膜流で決定されるという考え方を支持している。

表1から、本解析で決定された最大流下液量は、流下液膜流については、遷移域で、一方蒸气流については、遷移域あるいは乱流域で発生していることが判る。

5. 実験結果との比較

解析結果の妥当性を検討するために、開放型 (図1(b)参照) 二相熱サイフンの限界熱流束を表4に示される広い実験範囲で測定した。

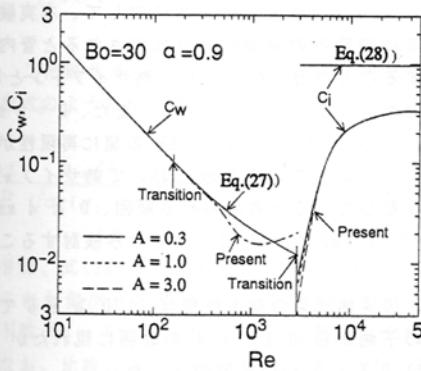


Fig.5 Comparison of present and Sudo's friction factors

Table 4 Experimental ranges

Fluid	Water	R113	R22
Pressure MPa	0.1	0.1, 0.2, 0.3 0.4, 0.5	1.1, 1.7,
Diameter mm	1.0, 2.0, 4.0, 5.0, 7.0, 7.3, 9.0, 11.0, 17.0		
Heated length mm	23, 25, 35, 55, 70, 85, 100, 110, 140, 180, 200, 220, 250, 280, 340, 360, 400, 440, 500, 720, 840, 880, 900, 960		
L/D	40.0, 55.0, 76.7, 80.0, 120.0, 180.0, 240.0, 250.0, 480.0, 960.0		
ρ_L/ρ_G	1602	204 - 50.0	25.0 - 6.17

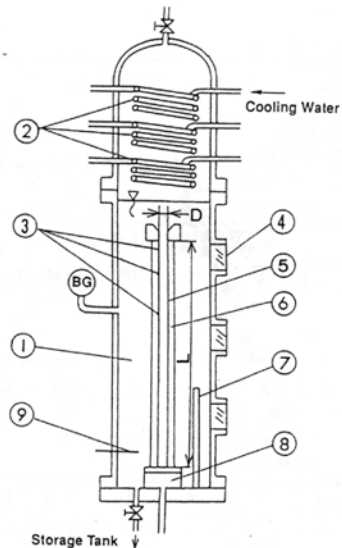
The combinations of L and D are chosen for L/D set to be equal to about 5, 10, 20, 40, 80, 120, 240, 480, 960.

Table 3 Comparison of CHF measured and predicted

	Comparison of Eq.(21)		Comparison of Experimental data		
	Friction factor Present	Eq.(28)	Present Analysis	Eq.(21)	Eq.(23)
E_1	0.102	0.086	-0.018	0.094	-0.281
E_2	0.143	0.359	Total	0.231	0.199
E_3	0.165	0.543	(214)	0.281	0.241
E_1	0.260	-0.494	-0.040	0.239	0.239
E_2	0.260	0.494	Water	0.145	0.239
E_3	0.261	0.546	(8)	0.176	0.275
E_1	0.169	-0.207	-0.177	0.092	-0.448
E_2	0.169	0.207	R113	0.230	0.168
E_3	0.183	0.253	(84)	0.283	0.211
E_1	0.013	0.440	0.149	0.102	-0.136
E_2	0.094	0.440	R22	0.237	0.233
E_3	0.110	0.467	(101)	0.279	0.268

The number of the parentheses is one of the referred data. The experimental data are for two phase open thermosyphon.

Average error : $E_1 = \sum (1 - q_{CHF}/q_{CHF})/N$
 Mean deviation : $E_2 = \sum |1 - q_{CHF}/q_{CHF}|/N$
 Standard deviation : $E_3 = \sqrt{\sum (1 - q_{CHF}/q_{CHF})^2/N}$



1. Pressure Vessel 2. Condenser 3. Thermocouple 4. Window 5. Heated surface 6. Bakelite for insulation 7. Tank heater 8. Electrode 9. Thermocouple

Fig.6 Main Part of Experimental Apparatus

5.1 実験装置と測定方法 実験装置の主要部である圧力容器内部の概略を図6に示す。容器中心部に取り付けられているのが加熱管で、肉厚 0.5 mm のステンレス管に直流電流を直接通電することによって加熱されている。電気入力、電圧計とシャントによって測定された。この加熱管は、ベークライト管内に挿入されている。この結果、加熱管周囲及び加熱管端面から電極への熱損失は、大きく見積もっても 1% 以下であったので、ここでは無視されている。従って、熱流束は、発生ジュール熱を加熱管表面積で割ったものとした。圧力容器内の自由界面は、加熱管出口より約 150 mm 上方に設定してある。加熱管の局所温度は、管外壁にスポット溶接された C-A 熱電対（加熱管長さに応じて 1-9 点）によって測定されている。ただし、印加電圧にともなう熱電対の起電力補正を行っていないので、測定値には多少の誤差（± 1 K 程度）が含まれている。容器内の圧力は、タンクヒータと凝縮器によって所定の圧力に対応する試験流体の飽和温度に保たれている。実験は、まず試験流体を所定の飽和温度に保った後、加熱面への熱流束を徐々に増加（約 5% の増加率）し、ある点の局所温度が上昇し続けるまで繰り返し行った。限界熱流束は、温度が上昇し続けるときの熱流束とした。

5.2 沸騰曲線 図7は、一例として、R22 ($L/D=180$ /9, $P=1.1$ MPa) において測定された結果で、加熱管下端からの距離 $z = 160, 130, 55, 5$ mm の位置での熱流束と過熱度の関係を示す。また、図7中の半黒塗りの点 \blacksquare は限界熱流束点を示す。

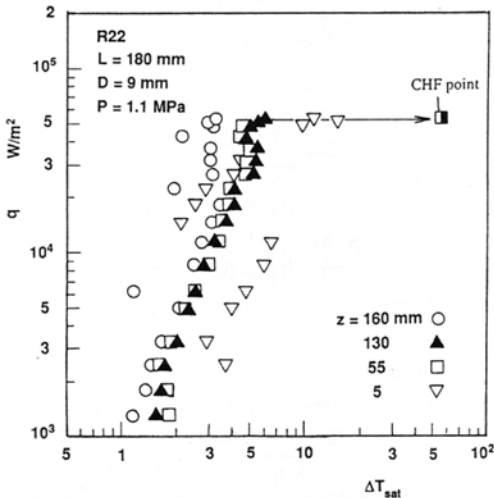


Fig.7 Boiling Curve at different positions for R22

図7から、 $z = 5$ mm の位置の壁面温度は、約 $q = 1.1 \times 10^4$ W/m² の熱流束で過熱度が急減し、その後 $q = 1.3 \times 10^4$ W/m² から緩やかな上昇傾向を示している。これは、 $z = 5$ mm の位置での熱伝達の形態が、部分沸騰から全面沸騰に変化したことを示すものと思われる。一方、 $z = 55, 130, 160$ mm の位置ではそのような変化はみられず、熱流束は、過熱度のほぼ 3 乗に比例して上昇している。そして、熱流束 $q = 5.12 \times 10^4$ W/m² で、 $z = 55$ mm の位置の温度がまず急上昇し、それから $z = 5$ mm の位置の壁面温度が上昇し始めている。このことは、少なくとも $z = 55$ mm ($z/L = 0.31$) の近傍で最初に CHF が発生したことを示していると考えて良い。

ところで、 $D = 1$ mm のとき、どの試験流体に対しても、また $D = 2$ mm のとき、水に対して、本実験圧力範囲内では細管内の液体が一旦放出されると管内に再び流入することが出来なくなり、熱サイフォンとして機能しなかったことを記しておく。また、 $D = 2$ mm の R113 及び R22 については、CHF の値に再現性が見られなかった。従って、本実験において熱サイフォンが正常に作動していると考えられる範囲、 $D \geq 4$ mm, $L/D \leq 240$ の CHF データについてのみ検討することにした。

また、限界熱流束の発生位置は、 $L/D \geq 9.6$ では全て円管の下端から 0.1 - 0.4 の範囲に現れたが $L/D = 5$ では 0.5 - 0.8 の範囲であった。

5.3 限界熱流束の特性 図8は、本実験で得られた限界熱流束を密度比 ρ_L/ρ_G で整理した結果を示す。なお、図8中の実線は、飽和プール沸騰の限界熱流束を与える Kutateladze の式 ($Ku=0.16$) である。

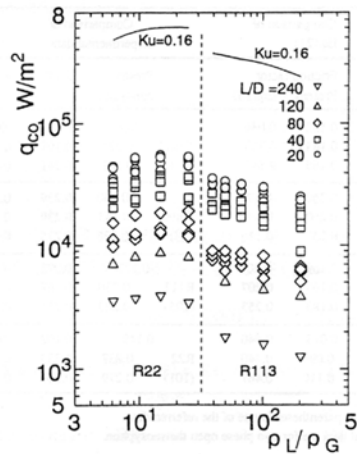


Fig.8 Relationship between q_c and ρ_L/ρ_G

図8から、同一 L/D の値に注目すると、密度比が大きくなる（一般に圧力上昇に対応）ときの CHF 値の変化傾向は、Kutateladze の式とかなりよく一致していることが判る。また、L/D = 20, 40, 80 の CHF の値が、同じ密度比に対して多少異なっているが、これは、管径が異なっているためである。この結果、限界熱流束は、L/D の値に強く支配されているけれども、管径の影響も無視できないことが判る。

5.4 限界熱流束の整理 制限流路内の限界熱流束は、一般に次式で示される無次元数で整理されることが報告されている。

$$\frac{q_{co} / (\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_G^2}} = f\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{L}{D}, Bo\right)$$

更に、二相熱サイフォンに対しては、この無次元関係は、次式のようになることが知られている。

$$\frac{4L}{D} \frac{q_{co} / (\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_G^2}} = f\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}, Bo\right) \quad (29)$$

図9は、式(29)を基に本実験で測定された CHF から求められた無次元限界熱流束 Φ を各密度比に対してボンド数 $Bo = D^2 g (\rho_L - \rho_G) / \sigma$ で整理した結果を示す。なお、比較のため、図9中に式(21)、(23)、(26)及び式(11)、(16)から計算された予測値を記入してある。

図9から、無次元熱流束 Φ を用いることによって、 q_{co} に及ぼす L/D の影響が、L/D = 5 - 240 の範囲に亘って正しく評価 (q_{co} は L/D と比例関係にある) されることが判る。各密度比に対する Φ の値を比較すると、 Φ の値は密度比 ρ_L / ρ_G が大きくなると増加していることが判る。そして、その増加は、密度比の指数 1/7 - 1/8 の関係にあることが検討結果明らかになった。

次に、同じ密度比の Φ の値は、同一ボンド数 Bo に対して2倍程度変動しており、データのまとまりが良いとはいえないけれども、全体的にみると、 Φ の値は、 Bo の増加につれて増加しているように見える。そして、その関係は、式(23)、(23)との比較から Φ は、ほぼ Bo の 1/7 - 1/8 に比例していると思なすことができた。

5.5 解析解との比較 図9から、本実験で測定された限界熱流束は、式(11)、(16)から計算された予測値と密度比が $\rho_L / \rho_G = 1623.4 - 14.9$ の領域ではかなり良く一致しているが、密度比が $\rho_L / \rho_G = 9.4$ と 6.2 については、実験値の方が予測値よりかなり大きくなっていることが判る。次に、限界熱流束の測定値と式(23)及び式(26)を比較すると5.3節で指摘したよう

に両者の傾向は一致しているけれども、その値はかなり異なっている。そして、式(26)の予測値は、測定値より大きく下方に偏移している。また、式(21)は、平均的に良い予測を与えているけれども、ボンド数の影響が考慮されていないので傾向が多少異なっている。

表5は、管径 $D \geq 4$ mm の範囲で測定された限界熱流束データと予測式との比較をするために、統計処理した結果を示す。表5から、図9の結果から予想されるように、式(11)、(16)の解析解が最も良い予測を与えていることが判る。また、解析値は、全 CHF データの 70% を ± 30% の範囲内で一致することが判った。

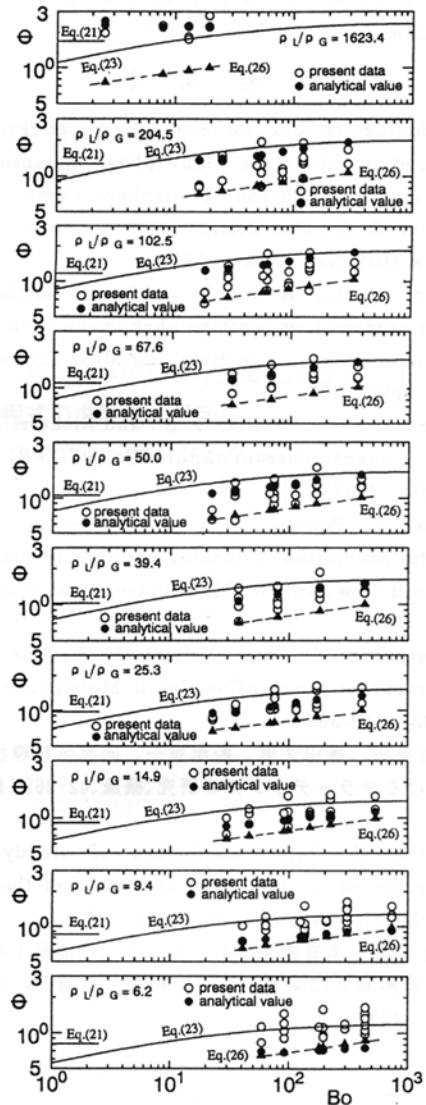


Fig.9 Relationship between Φ and Bo

6. まとめ

1. 甲藤及び数土が提案している二相熱サイフオンの限界熱流束の計算方法及び包絡線から求める方法は、同一方法であること、及びその方法で決定される点はサイフオンに供給される最大流下流量になることを示した、
2. 二相熱サイフオンに供給される最大流下流量は、式(11)と式(16)の連立方程式から決定される。
3. 最大流下流量から決定された二相熱サイフオンの限界熱流束が、従来の整理式及び本実験結果を含む従来の実験結果と一致することを示した。
4. $D \leq 2$ 二相熱サイフオン 2 mm では、熱サイフオンの正常な作動は得られなかった。

参 考 文 献

1. Bankoff, S. G. and Lee, S. C., A critical review of the flooding literature, *Multiphase Science and Technology*, 2, pp.95-180, Hemisphere, (1986).
2. Wallis, G. B., *One Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York, (1969).
3. Tien, C. L., A simple analytical model for counter-current flow limiting phenomena with vapor condensation, *Letters in Heat and Mass Transfer*, 4 (1977), pp231-238.
4. Bharathan, D., Wallis, G. B., and Richter, H. J., Air-water countercurrent annular flow, *EPRI, Rep.*, NP-1165, (1979).
5. Taitel, Y., Barnea, D., and Dukler, A. E., A film model for prediction of flooding and flow reversal for gas-liquid flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 8,(1982), 1-22.
6. Bharathan, D. and Wallis, G. B., Air-water countercurrent annular flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 9, (1983), 349-366.
7. 井村英昭、楠田久男、船津秀一、向流気液環状二相流におけるフラッディングの研究、*機論*、42-362 (1976), 3247.
8. Katto, Y., Limit conditions of steady-state countercurrent annular flow and onset of flooding, *Int. J. Multiphase Flow*, 20, (1994), 45.
9. 数土幸夫、垂直流路における対向二相流落水制限下の限界熱流束に関する解析的研究、*機論B*、60-580 (1994), 4222.

Table 5 Comparison of CHF measured and predicted

	Present analysis	Eq.(21)	Eq.(23)
E_1	-0.018	0.094	-0.281
E_2 Total	0.231	0.199	0.338
E_3 (214)	0.281	0.241	0.470
E_1	-0.040	0.239	-0.239
E_2 Water	0.145	0.239	0.242
E_3 (8)	0.176	0.275	0.295
E_1	-0.177	0.092	-0.448
E_2 R113	0.230	0.168	0.458
E_3 (105)	0.283	0.211	0.591
E_1	0.149	0.102	-0.136
E_2 R22	0.237	0.233	0.209
E_3 (101)	0.279	0.268	0.292

The number of the parentheses is one of the referred data

Average error $E_1 = \sum (1 - q_{cal}/q_{exp})/N$

Mean deviation: $E_2 = \sum |1 - q_{cal}/q_{exp}|/N$

Standard deviation: $E_3 = \sqrt{\sum (1 - q_{cal}/q_{exp})^2/N}$

10. 寺澤寛一、数学概論(1967)、247、岩波書店。
11. Blangetti, F. and Naushahi, M., Influence of mass transfer on the momentum transfer in condensation and evaporation phenomena, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23(1980),1694.
12. Katto, Y. and Watanabe, Ana analytical study on critical heat flux of countercurrent flow boiling with a closed bottom, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35 (1992) 3021-3028.
13. Imura, H., Sasaguchi, K., Kozai, H., and Numata, S., Critical heat flux in a closed two-phase thermosyphon, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26 (1983), 1181.
14. Tien, C. L. and Chung, K. S., Entrainment limits in heat pipes, *AIAA J.*, 17(1979), 643. (1983), 1181.
15. 深野 徹、角口勝彦、伊牟田 博、密閉型二相熱サイフオンの作動限界熱流束に関する実験的研究、*機論*、53-487B、(1987-3)、pp.1065-1071.
16. Smirov, Ye. L., Critical heat flux in flooding in vertical channels, *Heat Transfer-Soviet Research*, 16-3, (1984),
17. Imura. H. and Kusuda, H.:Critical Heat Fluxes in Open and Closed Thermosyphons, *Memoirs of the Kumamoto University*, 24, 3, (1979) 1.