

有限の下向き水平面の膜沸騰熱伝達に及ぼす液体サブクール度の影響*

山田 昭*¹, 茂地 徹*¹, 桃木 悟*¹
金丸 邦康*¹, 山口 朝彦*¹Effect of Liquid Subcooling on Film Boiling Heat Transfer
from Finite-Size Horizontal Surfaces Facing DownwardTakashi YAMADA, Toru SHIGECHI, Satoru MOMOKI,
Kuniyasu KANEMARU and Tomohiko YAMAGUCHI

The effect of liquid subcooling on the convective film boiling heat transfer from a finite-size horizontal downward-facing surface was investigated both theoretically and experimentally. The approximate solution with some simplified assumptions was obtained by solving the two-phase boundary layer equations including the energy equation for the liquid boundary layer. The average Nusselt number, \overline{Nu}_{co} , derived from the solution may be expressed in a simple form with the parameters of Grashof number, density ratio, (density-viscosity) ratio, liquid Prandtl number, dimensionless degree of wall superheating and dimensionless degree of liquid subcooling. The theoretical results were compared in terms of a ratio of the average Nusselt number for the case of subcooled liquid to that for the case of the saturated liquid, $\overline{Nu}_{co}/\overline{Nu}_{co,sat}$, with the experimental data obtained by Nishio *et al.* under the steady-state condition and those obtained by the present authors using a quenching method. For the case of subcooled liquids, a correlation equation of heat transfer was proposed to effectively correlate the experimental data obtained under both quenching and steady-state conditions within ± 15 percent.

Key Words: Film Boiling, Heat Transfer, Downward-Facing Horizontal Surface, Subcooled Liquid

1. ま え が き

有限の下向き水平伝熱面から静止飽和液体への膜沸騰においては、伝熱面は中心で最大厚きをもつ安定な蒸気膜で覆われ、伝熱面下の蒸気は伝熱面に沿って中心部から周辺部へと流れ、端部からバルク液体中へ垂直に上昇流出することが実験で観察されている^{(1)~(6)}。サブクール液体に関しても、定常状態のもとで西尾ら⁽⁵⁾によって沸騰の様相が観察され、沸騰特性に関する測定値が報告されている。西尾ら⁽⁵⁾および茂地ら^{(7)~(9)}は、有限下向き水平面系の飽和膜沸騰を、伝熱面下に形成される蒸気膜内の水平方向の流動は膜厚変化に起因する静圧こう配によってひきおこされると仮定して理論解析し、蒸気膜内の流れが層流で気液界面が平滑であるとみなせる場合には理論は実験結果をよく説明できることを報告している。

下向き水平面系の膜沸騰熱伝達が出現する伝熱機器の設計や安全性等に関して検討を行うためには、液体が飽和温度より低くサブクールされた状態での伝熱特性を把握しておく必要がある。本研究では、飽和液体の場合に用いた解析方法を液体がサブクールされてい

る場合に拡張し、有限下向き水平面の対流膜沸騰熱伝達に及ぼす液体のサブクール度の影響について解析し、実験結果に基づいて検討した結果を報告する。

記 号

c_p : 定圧比熱
 D : 円形伝熱面の直径
 Gr : グラスホフ数〔式(26)〕
 g : 重力の加速度
 H : 円柱高さ
 J : 無次元パラメータ〔式(47)〕
 J_0 : 飽和液体に対する J 〔式(52)〕
 K : 密度比〔式(27)〕
 L : 伝熱面半幅
 ℓ : 蒸発潜熱
 Nu : ヌッセルト数
 Pr : プラントル数
 R : ρ - μ 比〔式(28)〕
 Sc : 無次元サブクール度〔式(30)〕
 Sp : 無次元過熱度〔式(29)〕
 T : 温度

ΔT_{sat} : 伝熱面過熱度 = $T_w - T_{sat}$

ΔT_{sub} : 液体サブクール度 = $T_{sat} - T_{\infty}$

* 原稿受付 1997年10月1日。

¹ 正員, 長崎大学工学部(☎ 852-8521 長崎市文教町1-14)。

(x, y): 直交座標系(図1参照)

- α : 熱伝達係数
- β : 無次元パラメータ [式(46)]
- δ : 蒸気膜厚さ
- Δ : 液体境界層厚さ
- λ : 熱伝導率
- μ : 粘性係数
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度
- Φ : 無次元パラメータ [式(56)]

上付き添字

—: 平均値

下付き添字

- co: 対流
- L: 液体
- V: 蒸気
- sat: 飽和状態
- sub: サブクール状態
- w: 伝熱面
- δ : 気液界面
- ∞ : バルク液体

2. サブクール膜沸騰熱伝達の理論的検討

2.1 基礎式の定式化 図1に示すように幅 $2L$, 一定温度 T_w に保たれた有限下向き水平面から静止したサブクール液体(温度 T_∞)への二次元定常膜沸騰を考える。蒸気は伝熱面の下側に安定な膜として存在し, 蒸気膜と液体境界層の二相境界層モデルを考える。理論解析に際して, 次の仮定を設定する。

- (1) 蒸気膜と液体境界層の二相境界層を設定する。液体境界層に関しては速度境界層厚さと温度境界層厚さは等しいとする。
- (2) 境界層内の流れは, 定常・層流・非圧縮とし, 気液界面は滑らかで表面張力の効果は無視する。
- (3) 熱物性値は一定とする。
- (4) 放射伝熱の寄与は除外して対流熱伝達のみを取扱う。

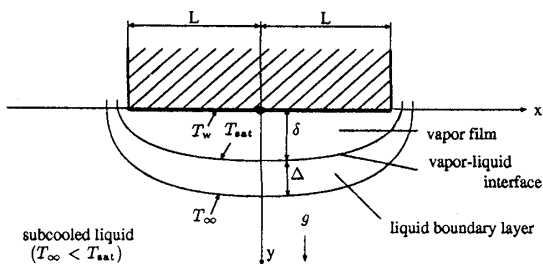


Fig.1 Physical model and coordinates

(5) 伝熱面温度は一定である。

以上の仮定により, 蒸気膜と液体境界層に関する連続の式, 運動方程式およびエネルギー式が次のように定式化される。

(蒸気膜)

$$\frac{\partial u_v}{\partial x} + \frac{\partial v_v}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\rho_v \left(u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) = -(\rho_L - \rho_v)g \frac{d\delta}{dx} + \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} \dots\dots\dots (2)$$

$$\rho_v c_{pv} \left(u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \right) = \lambda_v \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \dots\dots\dots (3)$$

(液体境界層)

$$\frac{\partial u_L}{\partial x} + \frac{\partial v_L}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\rho_L \left(u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \right) = \mu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} \dots\dots\dots (5)$$

$$\rho_L c_{pL} \left(u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) = \lambda_L \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} \dots\dots\dots (6)$$

式(2)は, 有限の下向き水平面系では蒸気膜内の水平方向の流動は慣性力(左辺), 粘性力(右辺第2項)および膜厚変化に起因して生じる力(右辺第1項)の三者の釣り合いから定まることを示している。これらの偏微分方程式に関する y 方向の境界条件および気液界面での接続条件は次のように与えられる。

$$y=0: u_v = v_v = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$T_v = T_w \dots\dots\dots (8)$$

$$y=\delta: u_v = u_L = u_\delta \dots\dots\dots (9)$$

$$T_v = T_L = T_{sat} \dots\dots\dots (10)$$

$$\mu_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \Big|_\delta = \mu_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \Big|_\delta \dots\dots\dots (11)$$

$$-\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \Big|_\delta = \rho_v \frac{d}{dx} \int_0^\delta u_v dy - \lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \Big|_\delta \dots\dots\dots (12)$$

$$y=\delta+\Delta:$$

$$u_L = 0 \dots\dots\dots (13)$$

$$T_L = T_\infty \dots\dots\dots (14)$$

なお, 伝熱面は x 方向に有限である。 x 方向に関する蒸気膜の境界条件は解法に依存するので2.2節で具体的に与えることにする。

2.2 境界層積分法による近似解

2.1節で数学的に定式化した基礎式を厳密に解くことは困難であり, また, 本研究の目的は下向き水平面の膜沸騰熱伝達に及ぼす液体サブクール度の影響を定量的に評価できる因子を見いだすことであるから, ここでは, 境界層積分法(プロフィール法)により近似解を求める。

蒸気膜厚さ δ と液体境界層厚さ Δ を決定するため

のエネルギー式として次の2式を用いる。

$$\ell\rho_v \frac{d}{dx} \int_0^\delta u_v dy = -\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \Big|_\delta + \lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \Big|_0 \dots (15)$$

$$\rho_L c_{pL} \frac{d}{dx} \int_0^\delta u_L (T_L - T_\infty) dz = -\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \Big|_0 \dots (16)$$

ここに $z=y-\delta$ である。式(15)は気液界面におけるエネルギーバランスの式、式(12)であり、式(16)は式(4)と式(6)の境界層積分形および液体境界層の外縁で $(\partial T_L/\partial z)_\delta=0$ の境界条件から得られる。

蒸気膜と液体境界層の内部の速度と温度の分布形状は以下の式(17)~(20)で与える。蒸気膜に関する運動方程式、式(2)の左辺の慣性項を省略した式を式(7)と式(9)の条件の下に積分すると蒸気膜内の速度 u_v が次式のように得られる。

$$u_v = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_L - \rho_v}{\mu_v} g \right) \frac{d\delta}{dx} \right\} \delta^2 \left\{ \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - \left(\frac{y}{\delta} \right) \right\} + u_\delta \left(\frac{y}{\delta} \right) \dots (17)$$

蒸気膜内では対流の効果は小さく熱伝導のみで熱が流れると考えて、直線状の温度分布を適用すると蒸気膜内の温度 T_v は次式のように表される。

$$T_v = T_w - \Delta T_{sat}(y/\delta) \dots (18)$$

液体境界層内の速度 u_L に関しては式(9)と式(13)、温度 T_L に関しては式(10)と式(14)の境界条件を考慮して、 u_L と T_L を次のように直線で近似する。

$$u_L = u_\delta \{1 - (z/\Delta)\} \dots (19)$$

$$T_L = T_{sat} - \Delta T_{sub}(z/\Delta) \dots (20)$$

気液界面速度 u_δ は、気液界面でのせん断応力の連続の条件、式(11)の u_v と u_L にそれぞれ式(17)、(19)を代入すれば、次のように定まる。

$$u_\delta = \frac{\left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_L - \rho_v}{\mu_v} g \right) \frac{d\delta}{dx} \right\} \delta \Delta}{\left(\frac{\Delta}{\delta} \right) + \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)} \dots (21)$$

このように定めた速度 u_v 、 u_L と温度 T_v 、 T_L を式(15)および式(16)に代入し、式(21)より u_δ を消去し、以下の無次元量を導入すると

$$\tilde{x} \equiv \frac{x}{L} \dots (22)$$

$$\tilde{\delta} \equiv \frac{\delta}{L} \dots (23)$$

$$\tilde{\Delta} \equiv \frac{\Delta}{L} \dots (24)$$

$$\zeta \equiv \frac{\Delta}{\delta} \equiv \frac{\tilde{\Delta}}{\tilde{\delta}} \dots (25)$$

$$Gr \equiv \frac{gL^3}{\nu_v^2} \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 1 \right) \dots (26)$$

$$K \equiv \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} \right) \dots (27)$$

$$R \equiv \left(\frac{\rho_v \mu_v}{\rho_L \mu_L} \right)^{1/2} \dots (28)$$

$$Sp \equiv \frac{c_{pv} \Delta T_{sat}}{Pr_v \ell} \dots (29)$$

$$Sc \equiv \frac{c_{pL} \Delta T_{sub}}{Pr_L \ell} \dots (30)$$

微分方程式が無次元形で次のように得られる。

$$-\frac{d}{d\tilde{x}} \left\{ \frac{1+4R^2K\zeta}{1+R^2K\zeta} \left(\frac{d\tilde{\delta}^4}{d\tilde{x}} \right) \right\} = 48 \left(\frac{Sp}{Gr} \right) \left\{ 1 - \frac{(Sc/Sp)}{R^2K\zeta} \right\} \frac{1}{\tilde{\delta}} \dots (31)$$

$$-\frac{d}{d\tilde{x}} \left\{ \frac{R^2K\zeta^2}{1+R^2K\zeta} \left(\frac{d\tilde{\delta}^4}{d\tilde{x}} \right) \right\} = 24 \left(\frac{1}{Gr} \right) \left(\frac{1}{Pr_L R^2 K^2 \zeta} \right) \frac{1}{\tilde{\delta}} \dots (32)$$

式(31)と式(32)の連立微分方程式を解析的に解くことは困難であるが、式(31)と式(32)から $\tilde{\delta}$ を消去して $d\tilde{\delta}^4/d\tilde{x}$ と ζ の関係を調べると、 $\tilde{x}=0$ で $d\tilde{\delta}^4/d\tilde{x}=0$ の条件を満足する解が得られるのは、 $\zeta=$ 一定の場合である。

ζ は \tilde{x} に依存しないので式(31)と式(32)は、それぞれ、次式ようになる。

$$\frac{d}{d\tilde{x}} \left(\frac{d\tilde{\delta}^4}{d\tilde{x}} \right) = -B_1 \frac{1}{\tilde{\delta}} \dots (33)$$

$$\frac{d}{d\tilde{x}} \left(\frac{d\tilde{\delta}^4}{d\tilde{x}} \right) = -B_2 \frac{1}{\tilde{\delta}} \dots (34)$$

ここに、

$$B_1 \equiv 48 \left(\frac{1+R^2K\zeta}{1+4R^2K\zeta} \right) \left\{ 1 - \frac{(Sc/Sp)}{R^2K\zeta} \right\} \left(\frac{Sp}{Gr} \right) \dots (35)$$

$$B_2 \equiv 24 \left\{ \frac{1+R^2K\zeta}{(R^2K\zeta)^3} \right\} \left(\frac{R^2}{Pr_L} \right) \left(\frac{1}{Gr} \right) \dots (36)$$

である。境界条件は飽和液体の場合⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾を参考にし、次のように設定する。

$$\tilde{x}=0: \tilde{\delta} = \tilde{\delta}_0 \dots (37)$$

$$\tilde{x}=+1: \frac{d\tilde{\delta}}{d\tilde{x}} = -\infty \dots (38)$$

なお、 $\tilde{\delta}_0$ の値は以下のように式(40)で確定する。式(33)と式(34)を式(37)の条件で解くと、次の解が形式的に得られる。

$$\tilde{x} = \sqrt{\frac{6}{B_i}} \tilde{\delta}_0^{\tilde{\delta}} \int_{\tilde{\delta}_0/\tilde{\delta}}^1 \frac{Z^3}{\sqrt{1-Z^3}} dZ \dots (39)$$

ここに、 B_i は、式(35)または式(36)で定義される。伝熱面中心 ($\tilde{x}=0$) での蒸気膜厚さ $\tilde{\delta}_0$ は式(38)の条件と式(39)から、次のように決定される。

$$\tilde{\delta}_0 = 1.260 24 (B_i/6)^{1/5} \dots (40)$$

式(39)と式(40)を用いて、大気圧水で液体サブクール度 ΔT_{sub} を変化させて伝熱面に沿う方向の蒸気膜厚さの分布を調べた一例を図2に示す。図2より、蒸

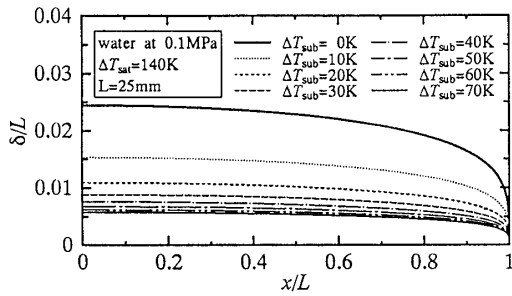


Fig. 2 Vapor film distribution along the plate

気膜は伝熱面中心で最も厚く、伝熱面に沿って中心から周辺へと向かうにつれて薄くなり、端部 ($x/L=1$) で零になること、および蒸気膜は液体サブクール度 ΔT_{sub} が大きくなるにつれて薄くなること、がわかる。

2.3 ヌッセルト数 式(39)と式(40)よりヌッセルト数は次のように計算される。

局所熱伝達係数:

$$\alpha_{co} \equiv \lambda_v \frac{1}{\Delta T_{sat}} \left[-\frac{\partial T_v}{\partial y} \right]_0 = \frac{\lambda_v}{\delta} \quad (41)$$

平均熱伝達係数:

$$\bar{\alpha}_{co} \equiv \frac{1}{L} \int_0^L \alpha_{co} dx = \frac{\lambda_v}{L} \int_0^1 \frac{1}{\delta} d\bar{x} \quad (42)$$

平均ヌッセルト数:

$$\begin{aligned} \overline{Nu}_{co} &\equiv \frac{\bar{\alpha}_{co} L}{\lambda_v} = \int_0^1 \frac{1}{\delta} d\bar{x} \\ &= 0.94317(6/B_i)^{1/5} \quad (43) \end{aligned}$$

式(43)の B_i に式(36)の B_2 を代入すると、次のようになる。

$$\overline{Nu}_{co} = 0.71479 \left\{ \frac{(R^2 K \zeta)^3}{(1+R^2 K \zeta)} \frac{Sp Pr_L}{R^2} \right\}^{1/5} \left(\frac{Gr}{Sp} \right)^{1/5} \quad (44)$$

この大きさは式(33)と式(34)が同一であるため条件 $B_1=B_2$ より、次のように評価される。

$$R^2 K \zeta = \beta J \quad (45)$$

$$\beta = \left(\frac{R^2}{2Sp Pr_L} \right)^{1/3} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} J &\equiv (F_1 + \sqrt{F_2})^{1/3} + (F_1 - \sqrt{F_2})^{1/3} \\ &+ \frac{1}{3\beta} \left(\frac{Sc}{Sp} \right) \quad (47) \end{aligned}$$

$$F_1 \equiv \frac{1}{2} + \frac{2}{3} \left(\frac{Sc}{Sp} \right) + \left\{ \frac{1}{3\beta} \left(\frac{Sc}{Sp} \right) \right\}^3 \quad (48)$$

$$\begin{aligned} F_2 &\equiv \frac{1}{4} - \frac{64}{27} \beta^3 + \frac{2}{3} \left(\frac{Sc}{Sp} \right) - \frac{4}{27} \left(\frac{Sc}{Sp} \right)^2 \\ &+ \left\{ \frac{1}{3\beta} \left(\frac{Sc}{Sp} \right) \right\}^3 \quad (49) \end{aligned}$$

したがって、式(44)は最終的に次のように表される。

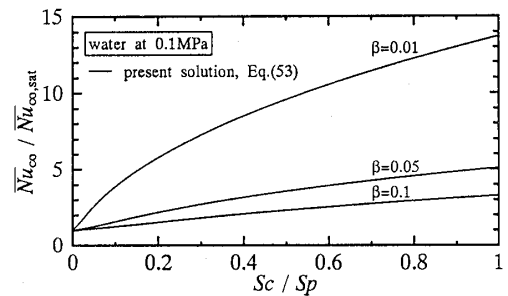


Fig. 3 Relationship among $\overline{Nu}_{co}/\overline{Nu}_{co,sat}$, Sc/Sp and β

$$\overline{Nu}_{co} = 0.62226 \left(\frac{J^3}{1+\beta J} \right)^{1/5} \left(\frac{Gr}{Sp} \right)^{1/5} \quad (50)$$

液体サブクール度が零(飽和液体)の場合の平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}_{co,sat}$ は式(50)の右辺で $Sc=0$ として得られる。

$$\overline{Nu}_{co,sat} = 0.62226 \left(\frac{J_0^3}{1+\beta J_0} \right)^{1/5} \left(\frac{Gr}{Sp} \right)^{1/5} \quad (51)$$

ここに、 J_0 は式(47)~(49)において $Sc=0$ として求め、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} J_0 &= \left\{ \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{256}{27} \beta^3} \right) \right\}^{1/3} \\ &+ \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{256}{27} \beta^3} \right) \right\}^{1/3} \quad (52) \end{aligned}$$

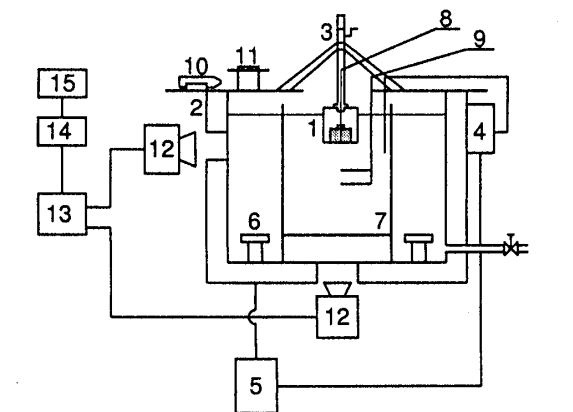
有限の下向き水平面の膜沸騰熱伝達に及ぼす液体サブクール度の効果を定量的に評価するため次式で与えられる式(50)と式(51)のヌッセルト数の比を考える。

$$\frac{\overline{Nu}_{co}}{\overline{Nu}_{co,sat}} = \left\{ \left(\frac{J}{J_0} \right)^3 \left(\frac{1+\beta J_0}{1+\beta J} \right) \right\}^{1/5} \quad (53)$$

式(53)のような比で液体サブクール度の影響について検討する理由は、式(50)と式(51)で計算されるヌッセルト数の大きさ(絶対値)そのものは解析が多くの仮定のもとになされているため、実験と比較する場合に十分な精度を有していないと考えられるためである。なお、式(53)の右辺は、無次元過熱度 Sp 、無次元サブクール度 Sc およびパラメータ β の関数であり、気液界面でのエネルギーバランスを反映する無次元パラメータである。その傾向を大気圧水で調べると図3に示すようになる。式(53)の右辺の計算において、物性値は蒸気膜と液体境界層に対して、それぞれ平均温度 $(T_w + T_{sat})/2$ と $(T_{sat} + T_{\infty})/2$ で評価する。

3. 実験

解析結果[式(53)]を検証するために焼入れ法による過渡実験を行った。図4に、実験装置の概略図を示す。実験で使用した装置は沸騰槽、伝熱ブロック、伝熱ブロック昇降装置、伝熱面加熱装置、温度測定装置



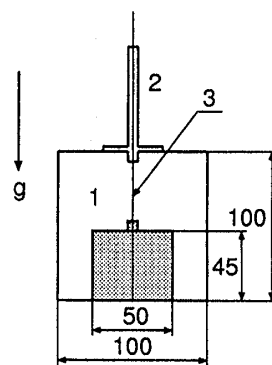
- | | | |
|-----------------------------|------------------------|------------------------|
| 1. Heat transfer cylinder | 2. Boiling bath | 3. Lifting device |
| 4. Temperature controller | 5. Power controller | 6. Heater |
| 7. Glass box | 8. K type thermocouple | 9. K type thermocouple |
| 10. Gas burner | 11. Heating device | 12. Video camera |
| 13. Video cassette recorder | 14. Digital AV mixer | 15. Video monitor |

Fig. 4 Schematic diagram of experimental apparatus

および沸騰現象観察装置から構成されている。沸騰槽はステンレス製で、幅 450 mm、奥行き 450 mm、高さ 750 mm の大きさを有する長方形容器である。沸騰槽の底部には試験液体の昇温を行うため 2 kW 容量の浸漬形加熱器を 2 個設置している。沸騰槽の中にガラス製の透明な箱(幅 300 mm、奥行き 300 mm、高さ 600 mm)を設置して二重構造とし、加熱器のまわりで発生する気泡が伝熱面に形成される蒸気膜に影響を及ぼさないように配慮している。沸騰槽の側面および底面には膜沸騰現象の目視観察や写真およびビデオ撮影ができるように、四つの観察窓が設けられている。

図 5 は大気圧の静止水中に浸漬する伝熱ブロックの形状とその寸法を示したものである。伝熱ブロックはテフロンの中に銀円柱(純度 99.99%)をねじ込み一体にしたものである。伝熱面表面の過渡温度は銀円柱の中心に円柱の表面より 1 mm の深さのところに装着したシース径 1 mm の K 形熱電対で測定されるが、データはデータ集録制御ユニット(YHP 社製, 3852 A)とパーソナルコンピュータで構成される自動計測システムより記録され解析される。

伝熱面表面は実験前にダイヤモンドコンパウンドで鏡面仕上げし、さらに、エチルアルコールで清掃後、伝熱面表面の酸化を抑えるため伝熱面表面に加熱用の銅円柱を接触させ、ガスバーナで銅円柱を加熱する。銀円柱は銅円柱を介して熱伝導により間接的にゆっくりと加熱される。約 260°C まで加熱した後、銀円柱と加熱用の銅円柱を分離して、銀円柱の内部温度が一樣になるように大気中で数十秒放熱させる。その後、円柱表面(伝熱面)が静止水面下約 80 mm となる位置ま



1. Insulation(Teflon) 2. Supporting rod 3. K type thermocouple

Fig. 5 Heat transfer cylinder

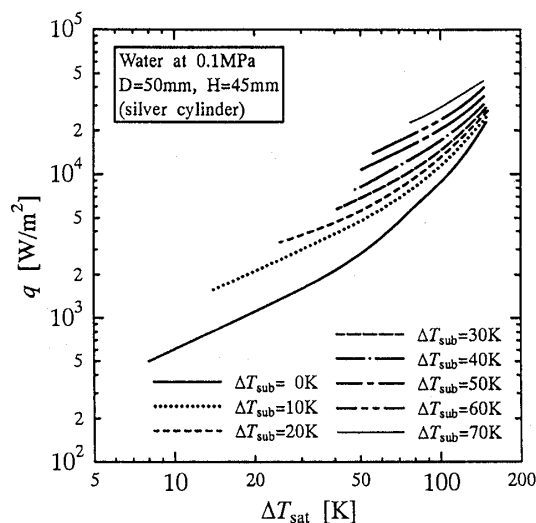


Fig. 6 Boiling curve for subcooled water

で静かに浸漬させ、伝熱面のまわりに安定な蒸気膜を形成させて測定を開始する。液体サブクール度の実験範囲は $\Delta T_{sub} = 0 \sim 70$ K である。伝熱面熱流束は、集中定数系近似の仮定のもとに次式を用いて評価した。

$$q = -\rho c \frac{V}{S} \frac{dT}{dt} \dots\dots\dots (54)$$

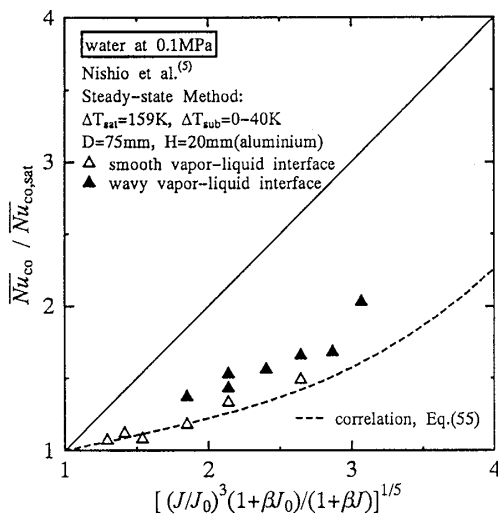
ここに、 c 、 S 、 V および ρ はそれぞれ円柱の比熱、伝熱面積、体積および密度であり、 t は時間である。ちなみに、本実験の範囲において、膜沸騰領域でのピオ数は 0.03 以下であった。また、式(54)で評価する熱流束 q の測定誤差は 3% 以内と見積もられた。

図 6 は実験から得られた熱流束 q [式(54)] と伝熱面過熱度 ΔT_{sat} の関係をサブクール度の影響について示した膜沸騰領域の沸騰特性である。図 6 より、サブクール度が增大するほど沸騰曲線が高くなっていくことがわかる。

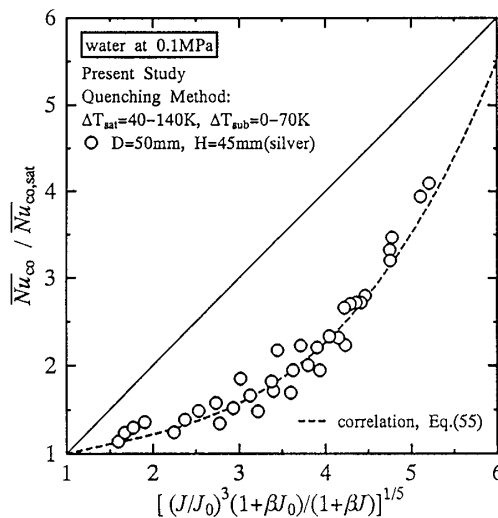
4. ヌッセルト数に及ぼす
液体サブクール度の影響

3章の実験データは円形の伝熱面を用いて得られたものであるが、解析で最終的に得られたヌッセルト数の比、式(53)の右辺には伝熱面の代表寸法 L のような幾何学的形状を特定するパラメータが含まれていないので、式(53)と円形伝熱面の実験データとの比較を試みる。ただし、実験から $\overline{Nu}_{co} / \overline{Nu}_{co,sat}$ の比を評価する場合には \overline{Nu}_{co} および $\overline{Nu}_{co,sat}$ の代表寸法 L は円形伝熱面の半径 $D/2$ にとる必要がある。

図7(a), (b)は式(53)の右辺から計算される平均ヌッセルト数の比 $\overline{Nu}_{co} / \overline{Nu}_{co,sat}$ と実験データとを比



(a) Comparison of the present analysis with the experimental data under steady-state condition



(b) Comparison of the present analysis with the experimental data under quenching condition

Fig. 7

較したものである。

図7(a)に示す実線は液体サブクール度の効果を表す理論解 [式(53)] であり、 \triangle 印と \blacktriangle 印は直径75 mm, 高さ20 mmの西尾ら⁽⁵⁾の定常データで、それぞれ気液界面が平滑界面の場合(\triangle 印)と波状界面の場合(\blacktriangle 印)である。図7(a)より明らかなように、式(53)で計算される理論解は西尾らの実験データよりつねに高い値を予測している。これは、理論解析を展開する過程で多くの仮定を導入して単純化したことによるものとする。そこで、本理論解析結果に基づいて実験データを相関させるために、西尾ら⁽⁵⁾の定常状態に基づく平滑界面の実験データ(\triangle 印)を最小二乗法を用いて次のように相関した。

$$\frac{\overline{Nu}_{co}}{\overline{Nu}_{co,sat}} = 0.699 + 0.411 \Phi - 0.145 \Phi^2 + 0.035 \Phi^3 \quad (1 \leq \Phi \leq 6) \dots\dots\dots (55)$$

ここに、 Φ は式(53)の右辺のパラメータである。

$$\Phi \equiv \left\{ \left(\frac{J}{J_0} \right)^3 \frac{(1 + \beta J_0)}{(1 + \beta J)} \right\}^{1/5} \dots\dots\dots (56)$$

式(55)の相関式を図7(a)に破線で示す。式(55)は \triangle 印で示す西尾らの平滑界面の実験データを $\pm 5\%$ の精度で相関するように定めたものであるが、 \blacktriangle 印で示す波状界面の実験データよりはやや低い傾向を示している。

図7(b)は式(53)の右辺から計算される平均ヌッセルト数の比 $\overline{Nu}_{co} / \overline{Nu}_{co,sat}$ と本実験の過渡データとを比較したものである。ただし、 \overline{Nu}_{co} および $\overline{Nu}_{co,sat}$ の評価には図6のデータを使っている。つまり、熱流束 q から放射による伝熱量を除いていない。これは、実験に使用した円柱が放射率の小さい銀であることに

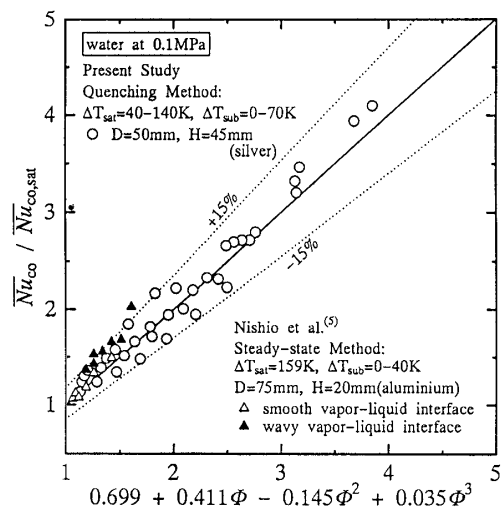


Fig. 8 Heat transfer correlation of subcooled film boiling

よる。図7(a)と同様に、式(53)で得られる理論解(実線)は過渡データよりつねに高い値を予測しているが、過渡データは式(55)の相関式(破線)とよく一致していることがわかる。

横軸に式(55)の右辺をとって円形の下向き水平伝熱面からの膜沸騰熱伝達に及ぼす液体サブクール度の効果について、図7(a)と図7(b)に示す西尾ら⁽⁵⁾および著者らの実験データを相関させたものが図8である。なお、データ点数が多くて重なりが多くなるため図8には示していないが、サブクール液体で得られた西尾の実験データ⁽¹⁰⁾(伝熱面直径 $D=50, 75$ mm および 100 mm, 過熱度 $\Delta T_{\text{sat}}=85\sim 303$ K, 液体サブクール度 $\Delta T_{\text{sub}}=0\sim 40$ K)と式(55)を比較したところ全データとも $\pm 15\%$ 以内で相関することができた。このことより、式(55)の相関式は定常法および過渡法(焼入れ法)で得られた実験データをヌッセルト数の比 $\overline{Nu}_{\infty}/\overline{Nu}_{\text{co,sat}}$ に関して $\pm 15\%$ の精度で予測することが可能である。

5. む す び

静止液体中に置かれた有限の下向き水平伝熱面からのサブクール膜沸騰に関する沸騰特性の整理法 [式(55)] を提案した。相関式 [式(55)] の使用に際しては、飽和液体のヌッセルト数 $\overline{Nu}_{\text{co,sat}}$ の大きさ(絶対値)は文献(5), (11)から評価することができる。式

(55)の相関式は過渡および定常状態のもとで得られた実験データを $\pm 15\%$ 以内の精度で有効に整理できる。

最後に、本実験は、楠本良孝技官および当時長崎大学に在籍した中村一紀、岡本敏、小柳良文、川崎賢一郎の大学院生の協力を得た。また、東京大学生産科学研究所の西尾茂文教授には私信で貴重なデータ⁽¹⁰⁾を提供していただいた。以上の方々に、心から感謝の意を表する。

文 献

- (1) Ishigai, S., ほか3名, *Proc. Int. Develop. Heat Trans.*, ASME, Paper 26(1961), 224-229.
- (2) Seki, N., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Trans.*, **100-4**(1978), 624-628.
- (3) Jung, D. S., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Trans.*, **30-12**(1987), 2627-2639.
- (4) Barron, R. F. and Dergham, A. R., *Adv. Cryogen. Eng.*, **33**(1987), 355-362.
- (5) 西尾茂文・ほか2名, 機論, **57-536**, B(1991), 1359-1364.
- (6) Guo, Z. and El-Genk, M. S., *Int. J. Heat Mass Trans.*, **35-9**(1992), 2109-2117.
- (7) 茂地徹・ほか3名, 機論, **54-503**, B(1988), 1808-1813.
- (8) Shigechi, T., ほか3名, *JSME Int. J.*, II, **32-4**(1989), 646-651.
- (9) Shigechi, T., ほか4名(Lee J. S., ほか2名編), *Transport Phenomena in Thermal Engineering*, (1993), 402-407, Begell House Inc. Pub., 1, New York.
- (10) 西尾茂文(東京大学生産科学研究所), 私信, (1993).
- (11) Yamada, T., ほか3名, *Proc. 3 KSME-JSME Thermal Eng. Conf.*, II(1996), 161-166.