

密閉形二相熱サイフォンの熱伝達特性

近藤, 哲也

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

日高, 政隆

株式会社日立製作所 | 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

福田, 研二

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川, 修

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17657>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 8 (1), pp.57-64, 1986-07-25. 九州大学大学院総合理工学研究科

バージョン :

権利関係 :



密閉形二相熱サイフォンの熱伝達特性

近藤 哲也*・日高 政隆**

福田 研二*・長谷川 修*

(昭和61年3月31日 受理)

Heat Transfer Characteristics of a Closed Two-Phase Thermosyphon

Tetsuya KONDOH, Masataka HIDAKA
Kenji FUKUDA and Shu HASEGAWA

An experimental study on heat transfer characteristics of a closed two-phase thermosyphon has been made.

For general application, condenser and evaporator inner diameters of the test tube are designed to be different. Freon R-113 is used as a working fluid. Out of many governing parameters, effects of (a) fill ratio of the working fluid in the tube, (b) outer wall temperature of the condenser and (c) heat flux are investigated here, and temperature distributions along the tube, boiling and condensing heat transfer coefficients and overall heat transfer coefficients are obtained.

A simple calculation model for estimating the working fluid temperature in the tube and the overall heat transfer coefficient is developed. By comparing the calculation results from this model with the experiments, validity of the model is confirmed.

1. 緒 言

密閉形二相熱サイフオンは、管内に封入した作動流体の相変化を利用するため、比較的低い温度差の場合でも有効に熱を伝えることができる優れた伝熱素子である。特に近年、省エネルギーの観点から、密閉形二相熱サイフオンの良好な伝熱特性に注目し、廃熱回収用気体-気体熱交換器や太陽集熱器などに利用されている。また、エレクトロニクスの分野に於いても、パワートランジスタの冷却などに利用されている。

密閉形二相熱サイフオンを利用した熱交換器を設計する場合、少なくとも次の項目を見積る必要がある。即ち、使用される熱サイフオン管の寸法と材質、作動流体の種類とその充てん率及び高温側と低温側流体の条件が与えられたとき、(1) 管内の作動圧力(または温度)、(2) 伝達熱量及び限界熱流束、(3) 不安定な作動状態の発生の有無、(4) 熱サイフオン管の材質と作動流体及び周囲流体との適合性である。特に(1)、(2)は、熱交換器の性能低下のみならず、熱サイフオン管

の破損を引き起こす可能性があるため、より正確な値を知る必要がある。更に、既存の相関式を用いて、熱伝達係数及び限界熱流束を計算するには、与えられた条件における熱サイフオンの作動温度を知ることが必要不可欠である。

そのため、本研究では簡単なモデルを導入して、密閉形二相熱サイフオンの作動温度に対する関係式を導出した。更に、より一般的と考えられる沸騰部と凝縮部の直径が異なる熱サイフオン管を垂直に配置して実験を行ない、管軸方向の温度分布及び沸騰、凝縮熱伝達係数について調べた。また、前述のモデルにより得られる総括熱伝達係数を実験的に求め、最適充てん率を調べた。実験は加熱量、作動流体の充てん率、凝縮部平均外壁温度(30, 45, 60℃)をパラメータとし、作動流体としてフロンR-113を用いて行なった。

2. 実験装置及び実験方法

Fig. 1 に実験に用いた熱サイフオン管の寸法、また Fig. 2 にその断面図を示す。熱サイフオン管の沸騰部は、外径 21.7 mm、内径 15.7 mm、長さ 0.5 m のステンレス管で、外表面に刻まれたら旋状の溝に沿って、

*エネルギー変換工学専攻

**エネルギー変換工学専攻修士課程(現在日立製作所)

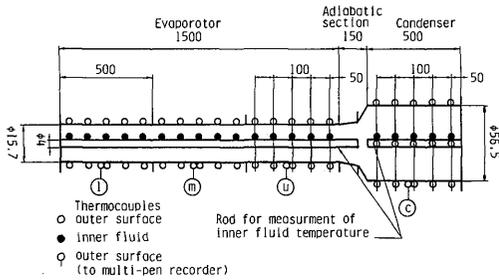


Fig. 1 Locations of thermocouples and dimensions of the test tube.

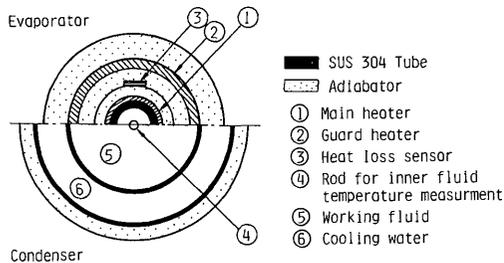


Fig. 2 Cross section of the test tube.

シーシヒータが巻かれている。凝縮部は、外径 60.5 mm、内径 56.5 mm、長さ 0.5 m のステンレス管で、その外側には長さ 0.5 m の水冷ジャケットが設けられている。断熱部は直径が異なる沸騰部と凝縮部を滑らかに連結するためにテーパ構造になっており、長さ 0.15 m である。本研究では、上記の沸騰部を 3 ユニット連結して沸騰部全長を 1.5 m とし、これに断熱部、凝縮部を連結して実験を行なった。Fig. 2 に示すように、熱サイフォン管全体は断熱材で覆われており、特に沸騰部には断熱材の間に熱損失を補償するための帯状のガードヒータが巻かれている。更に、メインヒータとガードヒータの間の断熱材の中には、ペークライト製の熱損失センサが各ユニットの中央部に各々設けられている。また、管の内部には流体温度を測定するために熱電対が取り付けられたロッドが設けられている。

Fig. 3 に実験装置の全体概略図を示す。メインヒータの加熱量は各ユニットごとに電圧計と電流計の読み積より求め、ボルトスライダで 3 ユニットとも同じ加熱量になるように調節した。冷却は凝縮部の水冷ジャケット内にポンプにより水を流すことにより行

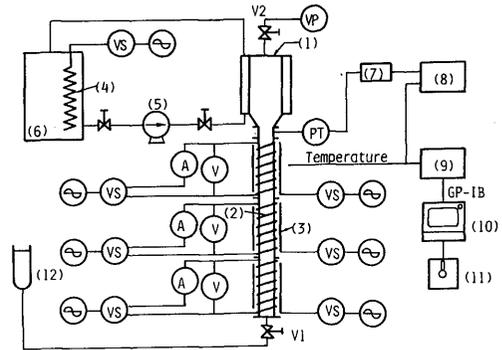


Fig. 3 Schematic diagram of the experimental apparatus.

なった。管内の圧力は、断熱部に取り付けられた圧力変換器で測定し、ペンレコーダで常時記録した。Fig. 1 に示すように、熱サイフォン管の外壁温度は沸騰部で 30 点、凝縮部で 20 点、また内部流体温度は沸騰部で 15 点、凝縮部で 5 点で、クロメル-アルメル熱電対により測定した。更に、沸騰部の各ユニットの中央に 1 点ずつ、凝縮部の中央に 1 点の計 4 点の熱電対の出力はペンレコーダで常時記録した。管内の排気は真空ポンプで行ない、作動流体の充てんはビュレットを用いて行なった。また、管内の気密性を確認するため約 24 時間にわたる真空テストを行なった。

実験は次のような手順で行なった。まず注入系ラインを作動流体で満たした後、バルブ V1 を閉じ、真空ポンプで管内の空気及び作動流体を排気し、バルブ V2 を閉じる。その後、バルブ V1 を徐々に開き、既定の充てん率 ϕ になるように予め計算された体積の作動流体が、ビュレットから管内に充てんされる。

本研究での充てん率 ϕ の定義は、次の通りである。

$$\phi = \frac{\text{充てんする作動流体の体積}}{\text{沸騰部の実体積}} \quad (1)$$

実際には、 ϕ がある値以下では気体のみの単相熱サイフォンになる。 ϕ の下限値は充てん前後の作動流体の質量保存則より計算でき、本研究では 60℃ において

約 $\psi = 0.05$ である。

作動流体充てん後凝縮部に冷却水を循環させ、メインヒータに通電し熱サイフォン管を作動させて、冷却水量とタンク内のヒータにより冷却水温を調節し、凝縮部の平均外壁温度を既定の値に設定する。その後、メインヒータの加熱量を既定の値に設定し、ガードヒータの加熱量も熱損失センサーの内外面の温度がほぼ等しくなるように調節する。この作業は、パーソナルコンピュータに表示される温度データを見ながら行ない、凝縮部の平均外壁温度は既定の値に対して $\pm 0.1^\circ\text{C}$ の範囲内に調節した。ペンレコーダによる圧力と温度の記録波形より定常状態を確認した後、5回の温度測定を行ない、フロッピーディスクにデータを保存した。以下同様の手順を限界熱流束点まで繰り返す。

3. 簡易モデルによる熱伝達の予測

Fig. 4 に熱サイフォン管を利用した熱交換器のモデルを示す。簡単のように、次の仮定を導入する。

- (1) 沸騰部及び凝縮部の物理量及び作動流体温度の管軸方向の分布は考慮せず、全てその平均値を用いる(一点近似)。
- (2) 断熱部の存在は無視できる。
- (3) 定常状態とし熱損失及び管の熱伝導は無視する。まず沸騰部において、熱通過の考え方より、

$$Q_b = 2\pi l_b K_b (T_h - T_f) \quad (2)$$

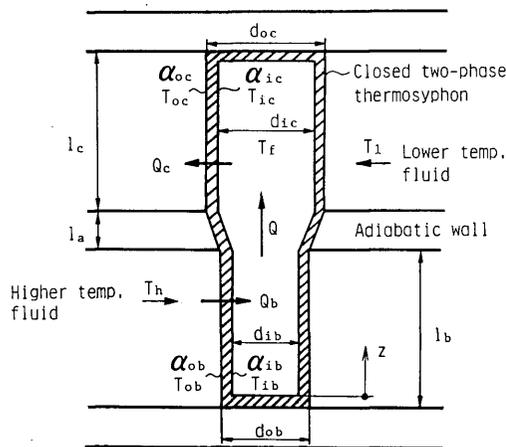


Fig. 4 Heat exchanger model with a closed two-phase thermosyphon.

$$\frac{1}{K_b} = \frac{2}{d_{ob} \alpha_{ob}} + \frac{1}{\lambda_b} \ln\left(\frac{d_{ob}}{d_{ib}}\right) + \frac{2}{d_{ib} \alpha_{ib}} \quad (3)$$

凝縮部でも同様にして、

$$Q_c = 2\pi l_c K_c (T_f - T_i) \quad (4)$$

$$\frac{1}{K_c} = \frac{2}{d_{ic} \alpha_{ic}} + \frac{1}{\lambda_c} \ln\left(\frac{d_{ic}}{d_{oc}}\right) + \frac{2}{d_{oc} \alpha_{oc}} \quad (5)$$

となる。仮定 (3) より $Q_b = Q_c = Q$ であるので、(2)、(4) 式を等置して T_f について解くと

$$T_f = \frac{(l_b K_b / l_c K_c) T_h + T_i}{(l_b K_b / l_c K_c) + 1} \quad (6)$$

となる。また、(2)、(4) 式より T_f を消去すると

$$Q = 2\pi K_i (T_h - T_i) \quad (7)$$

$$\frac{1}{K_i} = \frac{1}{l_b K_b} + \frac{1}{l_c K_c} \quad (8)$$

が得られる。本研究では K_i に熱伝達係数の次元を持たせるために

$$\alpha_i = K_i / (\pi l d_{ib}) \quad (9)$$

で、熱サイフォン管の総括熱伝達係数 α_i を定義する。ところで本研究のように、沸騰部及び凝縮部外壁温度のみが必要である場合は、 $\alpha_{ob} \rightarrow \infty$ 、 $\alpha_{oc} \rightarrow \infty$ 、 $T_h \rightarrow T_{ob}$ 、 $T_i \rightarrow T_{oc}$ とおけば良い。

これらの式を用いて T_f 、 α_i を計算するには、沸騰熱伝達係数 α_{ib} 、凝縮熱伝達係数 α_{ic} が与えられなければならない。 α_{ib} としては井村らの相関式²⁾、 α_{ic} としては静止飽和蒸気に対する Nusselt の水膜理論³⁾ を適用することが考えられるが、これらの相関式の適用については4章で詳しく述べる。

4. 実験結果及び考察

4.1 管外壁及び内部流体の温度分布

Fig. 5 (a)(b) に加熱量を増加させた場合の管外壁及び内部流体温度の管軸方向変化を凝縮部の平均外壁温度 T_{oc} が 30°C の場合について示している。

Fig. 5 (a) は、作動流体の充てん率が 0.1 の場合であるが、沸騰部の下部約 0.4 m の範囲で加熱量の増

加とともに壁温が大きく変化している。これは充てん率が小さい場合は、管内のフローパターンが沸騰部下端に短いパドル部（プール沸騰により気液が混合している部分）、それより上部は凝縮液が管壁に沿って流下し蒸気が管中央部を上昇する対向環状流になっており、このパドル部は作動流体の充てん率が小さいため加熱量の増加とともに消滅するためであると考えられる。パドル部消滅後は全域が環状流となるが、さらに加熱量を増加させると、沸騰部下端より液膜が消滅するようになりドライアウトが生じる。加熱部熱流束

q_{ib} が 4000 W/m^2 の場合の管壁温度分布にこの傾向がよく表われており、 $z=0.4 \text{ m}$ 付近で液膜のドライアウトが生じている。そのため管外壁と内部流体の温度差はほとんどなく、それより下方で管外壁温度は急上昇しており、この部分はほぼ気相のみである。このようにドライアウトが生じてても、液膜の消滅という静的な原因であるため、壁温が上昇し続けることはなく、ある時間が経過すれば定常状態に落ち着く。その後さらに加熱量を増加させれば、 $q_{ib}=5765 \text{ W/m}^2$ の場合のように沸騰部下端温度が最も高くなる。作動流体の

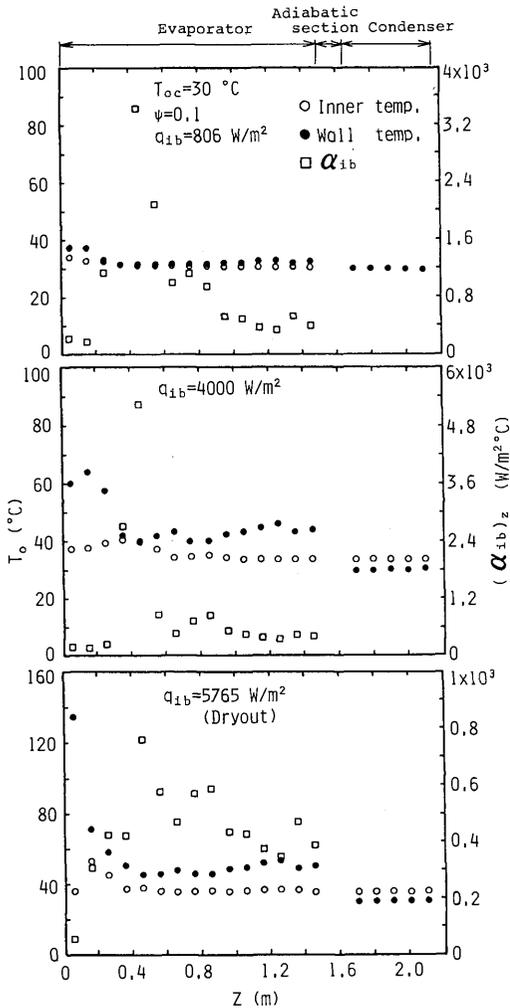


Fig. 5 (a) Outer wall temperature and local boiling heat transfer coefficient distributions along tube. ($T_{\infty}=30^{\circ}\text{C}$, $\psi=0.1$)

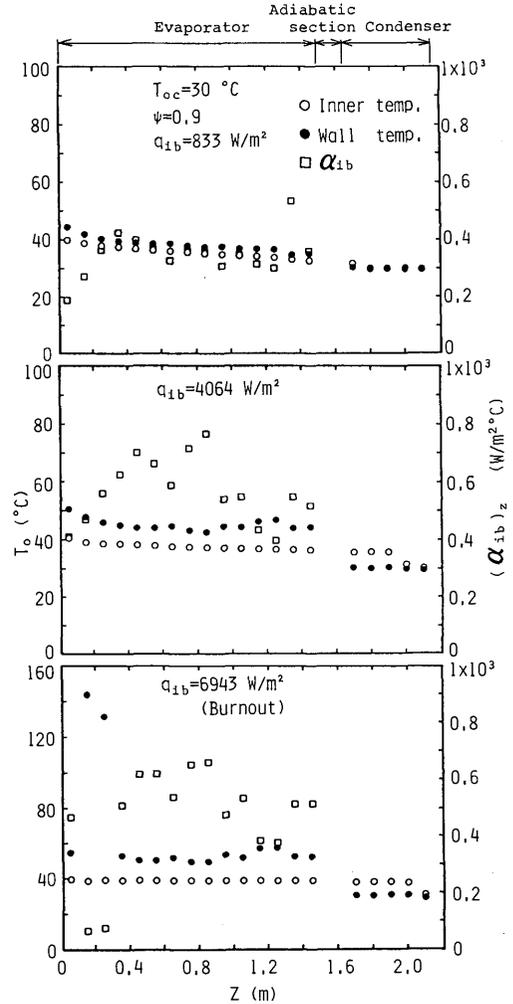


Fig. 5 (b) Outer wall temperature and local boiling heat transfer coefficient distributions along tube. ($T_{\infty}=30^{\circ}\text{C}$, $\psi=0.9$)

温度は、ドライアウトしている部分で高くなっているが、他の部分はほとんど一定である。また凝縮部外壁温度もほとんど一定であり、良好な等温性が認められる。

Fig. 5 (b) は ψ が 0.9 の場合である。限界熱流束点付近を除いて、沸騰部の外壁温度および内部流体温度は沸騰部の下方ほど高くなっている。 ψ が大きいので沸騰部全域がパドル部となっており、このパドル部内のボイド率は沸騰部の上方ほど大きくなっている。そのためパドル部の二相平均密度は沸騰部の下方ほど大きくなり、それに伴い圧力は下方ほど高くなるのでこのような分布になると考えられる。限界熱流束点 ($q_{ib}=6943 \text{ W/m}^2$) では、ドライアウトの場合と異なり、沸騰部の下端にパドル部を残した状態でそのすぐ上部の管壁温度が急激に上昇する。これは flooding の発生により液相の逆流が生じ、それにより下部への液相の供給が極端に制限されるために生じると考えられており、普通バーンアウトと称されている。Imura-Kusuda¹⁾ は沸騰部中央よりわずかに上部でこの温度上昇を観察しているが、本研究では全て沸騰部下端付近であった。バーンアウト点では、図に示すように、沸騰部の内部流体温度はほぼ一定となった。凝縮部外壁温度は加熱量によらずほとんど一定であるが、凝縮部内の流体温度は凝縮部上方に温度の低い部分があり、加熱量の増加とともに、この部分は小さくなっている。十分な真空テストを行なっていること、低い充てん率ではこのような現象は生じないこと (**Fig. 5 (a)** 参照) を考え合わせると、管内の残存空気または外部からの空気の侵入が原因であるとは考えられない。この原因としては、加熱量の増加に伴うパドル部の凝縮部への侵入割合の増加、または作動流体からの不凝縮性ガスの発生の影響等が考えられる。

Fig. 6 に T_{oc} が 60°C の場合の凝縮部外壁面の温度分布を示す。多少ばらつきがあるが $\pm 1^\circ\text{C}$ 以内であり、良好な等温面が実現できている。低温度、高充てん率の場合、多少ばらつきが大きくなる傾向があったが、全実験条件において良好な等温面が実現できた。

4.2 沸騰熱伝達係数

本研究による熱伝達係数は等熱流束加熱(冷却)を仮定して熱伝導による温度下降量(上昇量)を計算して内壁温度を求め、これと作動流体の温度の差で熱流束を割ることにより求められている。

Fig. 5 (a)(b) には、沸騰部の局所熱伝達係数 (α_{ib})

の分布が示されている。 ψ が小さい場合、環状流とパドル部との境界および液膜のドライアウト発生点付近にするどいピークをもつ山形の分布となっている。また ψ が大きい場合、 $z=0.4\sim 0.8 \text{ m}$ 付近にピークをもつならかな山形の分布をしており、バーンアウト点では、(α_{ib})₂ は極端に悪くなっている。このように (α_{ib})₂ は ψ により異なるが、これは ψ により管内のフローパターンが異なることによる。さらに、管軸方向に単調な変化ではなくかなり複雑な変化をする。

Fig. 7 には、 T_{oc} が 30°C の場合の沸騰部の平均熱伝達係数 α_{ib} を示している。ここに、(α_{ib})_{cal} は井村らの式²⁾による計算値である。なお、物性値は全て内部流体温度の平均値 T_f での値を用いている。**Fig. 7** において、左下から右上に向かって加熱量は増加し、それぞれの記号の右端で、(α_{ib})_{exp} が急に減少している点が、限界熱流束点である。図中の傾き 1 の線は、 $\alpha_{ib,exp}=(\alpha_{ib})_{cal}$ が成立する場合である。図より分かるように、低 q_{ib} の場合はかなりばらつきが大きい、 q_{ib}

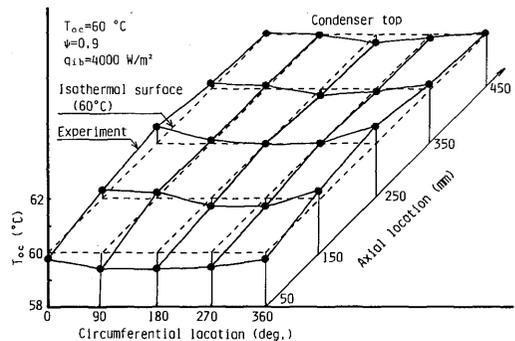


Fig. 6 Temperature distribution of condenser outer wall.

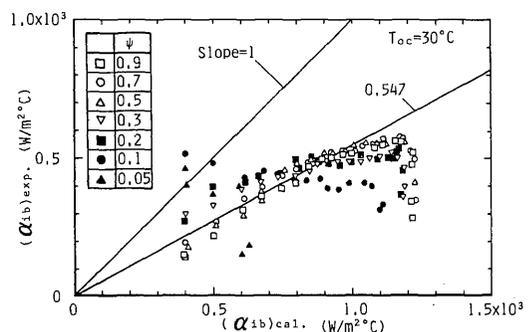


Fig. 7 Boiling heat transfer coefficients.

が大きくなるとほぼまよってくる。しかし、 ψ が低い場合 ($\psi=0.05, 0.1$) は、かなり特異な変化をすることが分かる。本研究の実験結果は、井村らの相関式²⁾に対して低い結果となっており、 $T_{oc}=45, 60^{\circ}\text{C}$ の場合のデータも含めて、

$$(\alpha_{ic})_{exp} = 0.547(\alpha_{ic})_{cal} \quad (10)$$

なる直線でほぼ近似できる。この原因としては、井村らの相関式²⁾が水とエタノールの実験結果にもとずいて作られていること、同一管径の熱サイフォンであることに起因するものと考えられる。

4.3 凝縮熱伝達係数

Fig. 5 に示すように、凝縮部では等壁温条件であるので管軸方向に熱流束分布があると考えられるが、本研究では、加熱量を凝縮部内面積で割り凝縮部平均熱流束 q_{ic} とし、平均的な熱伝達係数 α_{ic} を求めた。

Fig. 8 に α_{ic} の2つの典型例を示す。 $(\alpha_{ic})_{cal}$ は静止飽和蒸気に対する Nusselt の水膜理論³⁾ による計算値である。図中の傾き1の線は $(\alpha_{ic})_{exp} = (\alpha_{ic})_{cal}$ が成立する場合であり、また矢印は熱流束の増加方向を示す。図より分かるように、 ψ の大小により傾向が全く異なる。Nusselt の水膜理論によれば、 $\alpha_{ic} \propto (q_{ic})^{-1/3}$ なる関係が成立し、熱流束が増加すると凝縮熱伝達係数は減少する。この傾向は $\psi=0.2$ では、熱流束が低い場合

を除けば良く表われており、値も傾き1の直線上によくのっている。しかし、 $\psi=0.7$ では全く逆で、 $(\alpha_{ic})_{exp}$ は熱流束の増加と伴に大きくなる事が分かる。これは、 $\psi=0.7$ では膜状凝縮は行なわれておらず、別の形態の熱伝達が行なわれていることを示している。このような大充てん率の場合の α_{ic} の挙動は、管内のフローパターンと深い関係があり、沸騰部のパドル部が加熱量の増加と伴に成長し、ついには凝縮部内部にまで侵入するようになるためと考えられる。このように、パドル部が凝縮部内部にまで侵入するようになると、大量の液相が冷たい壁面で冷却され、蒸気はその液相内であたかもサブクールされた液体内に吹き込まれた蒸気気泡の凝縮に似た伝熱過程をとるものと予想される。

全実験データのうちで、Nusselt の水膜理論と同じ傾向をもつデータのみをまとめると Fig. 9 のようになる。 ψ および T_{oc} の影響が見られるが、ほぼ Nusselt の水膜理論と一致することが分かる。

このように、凝縮熱伝達係数は管内のフローパターンに強く依存するため、パドル部の位置を正確に予測する方法の確立が強く望まれる。

4.4 総括熱伝達係数

本研究の場合、(7), (9) 式より次式を得る。

$$q_{ib} = 2\pi \alpha_i (T_{ob} - T_{oc}) \quad (11)$$

このように定義される総括熱伝達係数 α_i を、 ψ および

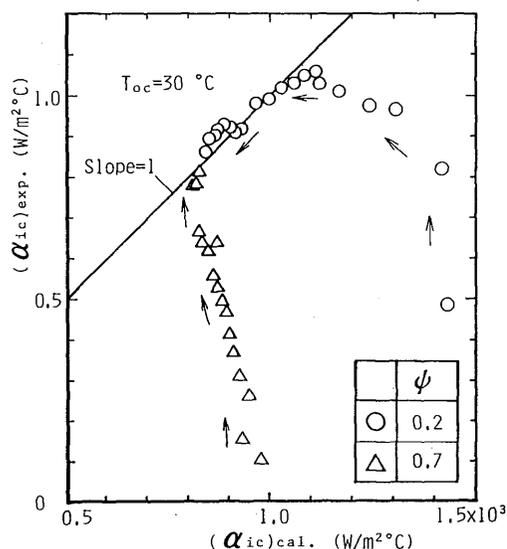


Fig. 8 Condensing heat transfer coefficients.

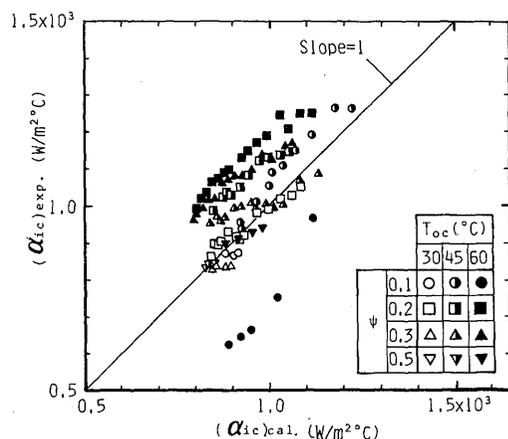


Fig. 9 Condensing heat transfer coefficients.

び T_∞ をパラメータにして Fig. 10 に示す。图中、黒塗りの記号は限界熱流束点である。Fig. 10 より、 ψ が小さい場合、 q_{ib} が 10^3 W/m^2 以上では α_i はほぼ一定であり、 ψ が大きくなるにつれて、低 q_{ib} 域の α_i が減少することが分かる。また、 q_{ib} が 10^3 W/m^2 以下では $\psi = 0.5, 0.9$ において一様に低下するが、 $\psi = 0.1, 0.2$ では T_∞ によりまちまちであり統一性が無いが、 $\psi = 0.5, 0.9$ の場合に比較して α_i は高い。

α_i の最大値は、 $\psi = 0.2$ (但し $T_\infty = 30^\circ\text{C}$)、 0.5 、 0.9 では限界熱流束点の直前、その他の ψ ではむしろ低 q_{ib} 域にある。また、 $\psi = 0.2, 0.5, 0.9$ では T_∞ が

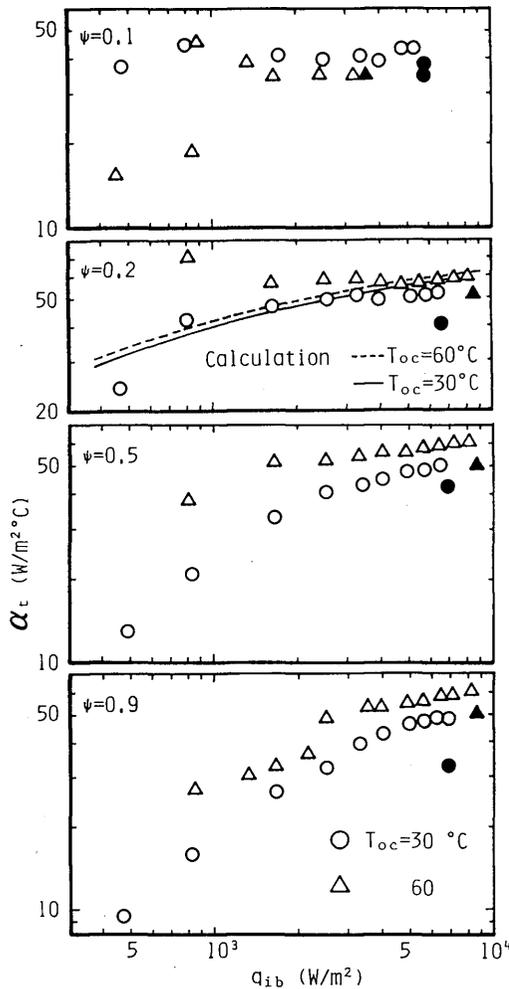


Fig. 10 Overall heat transfer coefficients. (Solid symbols are for critical heat flux data.)

高い程 α_i は高く、 $\psi = 0.1$ では逆転している。以上の事実より、太陽集熱器等の低熱流束のエネルギーを回収するために、密閉形二相熱サイフォンを利用する場合の最適充てん率は 0.1 程度、それ以上の熱流束の範囲では 0.2 程度が最適であることが分かる。

4.5 簡易モデルによる計算結果との比較

3章で導出した簡易モデルの有効性を調べるために、計算結果と実験結果を比較した。計算では α_{ib} としては (10) 式、 α_{ic} としては Nusselt の飽和静止蒸気に対する水膜理論⁹⁾ を用いた。また、物性値はその温度依存性を考慮した。計算は次のような方法で行なった。まず加熱量、凝縮部外壁温度をあたえ、内部流体温度 T_f を仮定して K_i, K_c を求める。そして (6) 式より T_f を再計算し、これが収束するまで計算を繰り返す。 T_f が収束した後、(9) 式より α_i を計算した。

Fig. 11 に $T_\infty = 60^\circ\text{C}$ の場合の内部流体温度 T_f 、沸騰部外壁温度 T_{ob} 及び T_f に相当する飽和圧力 P_f の計算結果を示す。実験は $\psi = 0.3$ の場合である。 T_f, T_{ob} とともに、計算結果は実験結果とよく一致している。 P_f の計算結果は実験結果よりいくぶん高くなっているが、ほぼ飽和状態である。

Fig. 10 には α_i の計算結果が示されている。 $\psi = 0.2$ の場合には比較的よく実験と一致している。 ψ が大きくなると、特に低熱流束域で合わなくなり、 $\psi = 0.1$ の場合には逆に高熱流束域で合わなくなる傾向にある。このように α_i の計算結果は使用する熱伝達係数の相関式の精度によるため、さらにより詳細な計算を行なうためにはフローパターンによる熱伝達係数の

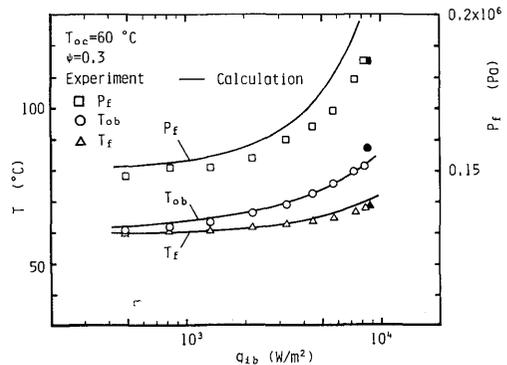


Fig. 11 Comparison of calculation results with experiment. (Solid symbols are for critical heat flux data.)

変化を考慮する必要がある。

5. 結 言

フロンR-113 を作動流体とする，沸騰部と凝縮部の直径が異なる密閉形二相熱サイフォンを垂直に配置して熱伝達特性を調べた。また，簡易モデルにより，作動温度と総括熱伝達係数の予測を行なった。その結果，

- (1) 沸騰熱伝達係数はほぼ (10) 式であたえられる。しかし，充てん率が 0.1 以下での相関はよくない。
- (2) 凝縮熱伝達係数は，パドル部が凝縮部に侵入しない場合は Nusselt の飽和静止蒸気に対する水膜理

論で近似できる。

(3) 総括熱伝達係数より，作動流体の充てん率の最適値は最大伝達熱量が 10^3 W/m^2 以下では 0.1，それ以上では 0.2 程度である。

(4) 簡易モデルの計算結果は充てん率が 0.2～0.3 程度の範囲でよく実験結果と一致する。

参 考 文 献

- 1) H. Imura and H. Kusuda: Mem. Fac. Engng. Kumamoto Univ. 24 (1979).
- 2) 井村ら他 4 名: 日本機械学会論文集 (B編), 45-393 (昭和 54-5), p. 712.
- 3) 西川・藤田: 伝熱学 (理工学社, 1983), p. 260.