環状二相密閉形サーモサイホンの凝縮部伝熱特性*

田熊昌夫**, 前沢三郎***, 槌田 昭***

Condensation Heat Transfer Characteristics of the Annular Two-Phase Closed Thermosyphon

by Masao TAKUMA, Saburo MAEZAWA, and Akira TSUCHIDA

Visual observations of flow patterns at the condenser and heat transfer measurements were conducted for heat transfer rate ranges of 18-800W using a vertical annular device with various quantities of R113 as a working fluid. As a result of visual observations, it is shown that ripples (interfacial waves) are generated on the condensate film surface when the condensate film Reynolds number exceeds approximately 20, and the condensation heat transfer is promoted. A simple theoretical analysis was presented in which the effects of interfacial waves and vapor drag were considered. This analysis agreed very well with experimental results when the working fluid quantity was not so large that the two-phase mixture generated by boiling of the working fluid didn't reach the condenser. The effects of interfacial waves and vapor drag on condensation heat transfer were also investigated theoretically.

Key Words: Thermal Engineering, Thermosyphon, Heat Pipe, Film Condensation, Wavy Flow, Vapor Drag

1. 序 論

二相密閉形サーモサイホン内では、蒸発・沸騰・凝縮が同時に起こりしかも蒸気流が存在するため、内部で生じている現象は非常に複雑である。それゆえ、これまで行われてきた研究は、サーモサイホン全体の総括熱伝達に関する問題を取扱ったものが多い。凝縮部に関しては理論解析が若干行われ、凝縮熱伝達に及ぼす対向蒸気流の影響が調べられている。

Spendel⁽¹⁾⁽²⁾は層流蒸気流・層流液膜流の場合に、液膜流に対してはヌセルトの膜状凝縮理論を適用し、また、蒸気流に対しては定常非圧縮性二次元流れの運動方程式を数値解析して、サーモサイホン内の凝縮熱伝達に及ぼす蒸気流の影響を検討している。Takumaら⁽³⁾とChenら⁽⁴⁾は、ヌセルトの膜状凝縮理論に気液界面におけるせん断応力を考慮した解析を行い、界面せん断応力の影響で液膜厚さが増大し、凝縮熱伝達率が低下することを示した。しかし、実験値は理論解よりも大きくなる傾向であった。その原因の一つとしては凝縮液膜表面上に生じる波の影響が考えられる。

最近、膜状凝縮熱伝達に及ぼす界面波の影響が理論的に検討されている。Sofrata⁽⁵⁾と上原ら⁽⁶⁾は、界面波の形状を正弦波で近似し、既存の波流膜状凝縮の実験式と比較して、実用的な経験式を導いている。鈴木ら⁽⁷⁾は、界面波の影響をPrandtl-Kolmogoroffの仮説と類似の形式で表現し、液膜レイノルズ数の広い範囲にわたって凝縮熱伝達率を求めている。

本研究では、環状二相密閉形サーモサイホンを用いて、凝縮部における凝縮液膜の流動状態を観察し、伝熱特性を調べた。また、二相密閉形サーモサイホン内の凝縮熱伝達に対して、Sofrataおよび上原らの方法による界面波の効果と蒸気流からの抗力とを考慮に入れた解析を行い、界面波と蒸気抗力の影響を明らかにし、併せて実験結果とも比較した。

記 号

A_r : 蒸気抗力中に τ_i^* の占める割合

C_p : 定圧比熱 J/(kg·K)

D_H : 水力直径 m

D_i : 環状部内径 m

D_o : 環状部外径 m

f : 摩擦係数

g : 重力の加速度 m/s²

* 昭和61年7月18日 東海支部豊橋地方講演会において講演。原稿受付 昭和60年9月25日。

** 正員、成蹊大学大学院 (〒180 武蔵野市吉祥寺北町3-3-1)。

*** 正員、成蹊大学工学部。

- h_{fo} : 潜熱 J/kg
 k : 熱伝導率 W/(m·K)
 L : 長さ m
 N_R : 凝縮数の比
 N_u^* : 凝縮数
 Pr : プラントル数
 Q : 熱輸送量 W
 q : 熱流束 W/m²
 Re : レイノルズ数
 So : 無次元数
 T : 温度 K または °C
 ΔT : 液膜温度差 K
 u : x 方向液膜速度 m/s
 V_m : 平均蒸気流速 m/s
 V^+ : 作動液封入比
 We : ウェーバー数
 x, y : 座標 m
 α : 熱伝達率 W/(m²·K)
 β : 無次元振幅
 Γ : 単位周長当たりの液膜質量流量 kg/(m·s)
 γ : 作動液の気液密度比
 Δ : 特性長 m
 δ : 平均液膜厚さ m
 ξ : 顕潜熱比
 η : 無次元変数
 θ : 無次元温度
 λ : 波長 m
 μ : 粘性係数 Pa·s
 ν : 動粘性係数 m²/s
 ξ : 無次元数
 ρ : 密度 kg/m³
 σ : 表面張力 N/m
 τ : セン断応力 N/m²

添 字

- c : 凝縮部
 i : 気液界面
 L : 液体
 m : 平均
 N : ヌセルトの膜状凝縮理論から計算される値
 V : 飽和蒸気
 x : 局所値

* の肩文字の付いた記号は無次元数を表す。 V^+ は蒸発部内に占める作動液の体積比で定義する。

2. 実 験

2.1 実験装置および方法 二相密閉形サーモサイ

イホン内の流動状態を観察し、かつ伝熱特性を求めるために製作した実験装置の概略図を図1に示す。外管をパイレックスガラス(外径60 mm, 肉厚4.8 mm, 全長750 mm)とし、内管を黄銅管(外径30 mm, 肉厚3 mm, 全長750 mm)とする同心二重管の環状部に作動液を封入し、内管の外表面で伝熱が行われる。サーモサイホンとして有効に作動する部分の長さは、700 mmで、蒸発部、断熱部、凝縮部の長さはそれぞれ240, 60, 400 mmである。蒸発部の内管内には容量800 W, 外径16 mm, 加熱長さ240 mmのボルトヒータが銅製スペーサ(外径24 mm, 肉厚4 mm, 全長240 mm)とともに挿入されており、これにスライダックで調節した交流電流を流し、熱入力調節を行った。壁温測定のため、蒸発部には20 mmおきに11点、凝縮部には80 mmおきに4点のCu-Co熱電対が設置されている。熱電対の設置は、最初に管壁にφ1.6 mmの穴をドリルし、これにテフロン被覆のCu-Co熱電対(線径0.32 mm)を通し、この穴をはんだで埋め、はんだの盛り上がりやすりで取り除くという方法で行った。やすりをかけると表面に傷が付くので、管表面を#240の布やすりで仕上げ、その後、約50 μmの銅めっきを表面全体に施した。なお、熱電対のリード線

図1 実験装置概略図

は、蒸発部ではスパーサに機械加工した幅 2 mm、深さ 2 mm の正方形溝にはわせて、凝縮部では冷却水流路を通して外部に導き出した。蒸気温度は、外径 1.2 mm のステンレスシース内に Cu-Co 熱電対を挿入し、これをサーモサイホン上端から約 300 mm の位置に取付けて測定した。冷却水の出入口にはミキシングチャンバを設け、内部に Cu-Co 熱電対を取付けて、冷却水出入口温度を測定した。また、冷却水を直接容器に受けてその流量を測定し、カロリメータ法により熱輸送量を計算した。実験は、作動液として R 113 を用い、作動液量をいろいろと変化させ、蒸気温度を 22~45°C に保って行った。測定は定常状態に達したことを確認した後行った。また、同時に凝縮液膜の流動状態を写真撮影した。なお、実験装置の周囲温度を実験装置内の蒸気温度とほぼ等しく保ち、外部への熱損失を極力少なくした。

2.2 凝縮部における流動状態の観察結果 凝縮部の流動状態は蒸発部のそれと異なり、プール部の作動液が沸騰することによって生じた二相混合物が凝縮部に致達しないかぎり、作動液量の影響を受けない。

図 2 は、作動液封入比が $V^+=0.3$ の場合の凝縮部における凝縮液膜の流動状態のようすである。図 2 (a) は凝縮部下端での液膜レイノルズ数が $Re_L=7.6$ の場合で、液膜の表面は滑らかである。この実験では Re_L が 20 程度になると凝縮部下部の液膜表面上に微

弱な波の発生が認められた。図 2 (b) は $Re_L=30$ の場合で、波が発生しているのが観察される。図 2 (c) は $Re_L=112$ の場合で、大波の後方に小さなさざ波(二次波)が生じている。図 2 (d) は $Re_L=313$ の場合で、波の形が少し崩れ始めているようすがわかる。この場合においても、液膜流は乱流に遷移していないようである。

2.3 凝縮部熱伝達 図 3 は凝縮部熱伝達を凝縮部平均熱流束(縦軸)と液膜温度差(横軸; T_v-T_c) の形で示したものである。図 3 中の実線はヌセルトの膜状凝縮の理論解で、界面波と蒸気抗力の影響は考慮されていない。液膜温度差(平均熱流束)が小さいところでは実験値がヌセルトの解とほぼ一致しているが、液膜温度差がある程度大きくなると理論解よりも実験値のほうが大きくなっている。これは液膜表面に生じた波の影響と考えられるが、これについては 3 章で述べる。また、 $V^+=1$ のときのデータが他のものよりかなり大きくなっているが、これは蒸発部の二相混合物が凝縮部の中央付近まで達していたことによると考えられる。したがって、本実験では、 $V^+=0.75$ 以下の作動液量では、作動液量は凝縮部の熱伝達に影響を与えない。

3. 理論解析

本章では、実験でその発生が観察された界面波の効

図 2 凝縮液膜の流動状態 (Re_L , Re_v は凝縮部下端における値である。作動液: R 113)

果と蒸気抗力の影響を考慮に入れた解析を行い、これらの影響を明らかにし、実験結果と比較している。

3・1 解析モデルと基礎方程式 一般に、凝縮液膜の厚さは管径と比較して非常に薄いので、二次元直角座標を用いて考える。図4に本研究で使用する解析モデルと座標系を示す。液膜流に対して、運動量方程式の慣性項を、エネルギー方程式の対流項を無視すると次の基礎方程式が得られる。

$$\mu_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g(\rho_L - \rho_V) = 0 \quad (1)$$

$$k_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (2)$$

境界条件は次のようになる。

$$y=0; u=0 \quad (3)$$

$$y=0; T=T_c \quad (4)$$

$$y=\delta; \mu_L \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\tau_i - \frac{d\Gamma}{dx} (V_m + U_i) \quad (5)$$

$$y=\delta; T=T_v \quad (6)$$

式(5)はMeyhewら⁽⁸⁾の形式による蒸気抗力を表すが、右辺の第1項めは摩擦による抗力を、第2項めは凝縮の際の運動量変化による抗力をそれぞれ表す。

液膜に生じる波動は熱輸送量(液膜レイノルズ数)が増大するにつれて、非定常性や非線形性が現れてくるが、本研究では、静止飽和蒸気中の膜状凝縮熱伝達に対してその有効性が示されているSofrata⁽⁵⁾と上原ら⁽⁶⁾の用いた方法を応用して、界面波の形状を次式で与える。

$$\delta_x = \delta \left(1 + \beta \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \quad (7)$$

ここで、 δ は一波長内における平均液膜厚さの局所値を、 β は無次元振幅を表す。

式(2)を境界条件式(4)、(6)のもとに積分する

図3 液膜温度差と凝縮部平均熱流束の関係

と、液膜内の温度分布が次のように求まる。

$$\frac{T - T_c}{T_v - T_c} = \frac{y}{\delta_x} \quad (8)$$

式(8)から図4の微小波面を通過する局所熱流束 dq_x は次式となる。

$$dq_x = k_L \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) dx = k_L \frac{\Delta T}{\delta_x} dx \quad (9)$$

ここで、 $\Delta T = T_v - T_c$

任意の一波長内では δ および β が一定と仮定すると式(9)から一波長分の平均熱流束 q_λ が次のように求められる。

$$q_\lambda = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \frac{dq_x}{dx} dx = \frac{k_L \Delta T}{\delta \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (10)$$

平均液膜表面を通過する局所熱流束 dq_s は、上の q_λ を用いて次式で与えられる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

$$dq_s = q_\lambda dx \quad (11)$$

液膜の熱平衡について考えると、

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{k_L \Delta T}{h_{fg} \delta \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (12)$$

式(1)を境界条件(3)、(5)のもとに積分し、併せて式(12)を用いると、液膜内の速度分布は、

$$u = \frac{g}{\mu_L} (\rho_L - \rho_V) \left(y \delta - \frac{y^2}{2} \right) - \left[\frac{k_L \Delta T (V_m + u_i)}{h_{fg} \delta \mu_L \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{\tau_i}{\mu_L} \right] y \quad (13)$$

単位周長当たりの凝縮液膜質量流量 Γ は、

$$\Gamma = \int_0^\delta \rho_L u dy = \frac{g}{\mu_L} \rho_L (\rho_L - \rho_V) \frac{\delta^3}{3} - \frac{\rho_L \tau_i}{2 \mu_L} \delta^2 - \frac{\rho_L k_L \Delta T (V_m + u_i)}{2 \mu_L h_{fg} \sqrt{1 - \beta^2}} \delta \quad (14)$$

図4 凝縮部解析モデル

次に上記の式を無次元化するために、以下の無次元数を導入する⁽⁴⁾。

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{\rho_v}{\rho_L}, \quad S = \frac{x}{L_c}, \quad \Delta = \left[\frac{\nu_L^2}{(1-\gamma)g} \right]^{1/3} \\ \zeta &= \frac{C_p \Delta T}{h_{fg}}, \quad \xi = \frac{\zeta}{\rho_r} = \frac{k_L \Delta T}{\mu_L h_{fg}} \\ \eta &= \frac{y}{\delta_N} = y / (4\xi \Delta^3 x)^{1/4}, \quad \delta^* = \frac{\delta}{\delta_N} = \delta / (4\xi \Delta^3 x)^{1/4} \\ u^* &= u / \left(\frac{4\nu_L^2 \xi x}{\Delta^3} \right)^{1/2}, \quad V_m^* = V_m / \left(\frac{4\nu_L^2 \xi x}{\Delta^3} \right)^{1/2} \\ \Gamma^* &= \int_0^{\delta^*} u^* d\eta = \Gamma / \left(\frac{64\mu_L^2 \xi^3 x^3}{\Delta^3} \right)^{1/4} \\ \tau_i^* &= \tau_i / (4\rho_L g^4 \xi x \Delta^3)^{1/4} \\ \theta &= \frac{T - T_c}{T_v - T_c}\end{aligned} \quad \dots\dots\dots (15)$$

速度分布の式(13)、液膜質量流量の式(14)、熱平衡の式(12)を無次元化すると、

$$u^* = \left(\delta^* \eta - \frac{\eta^2}{2} \right) - \left[\frac{\xi \eta}{\delta^* \sqrt{1-\beta^2}} (V_m^* + u_i^*) + \frac{\tau_i^*}{1-\gamma} \eta \right] \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\Gamma^* = \frac{\delta^{*3}}{3} - \frac{\tau_i^* \delta^{*2}}{2(1-\gamma)} - \frac{\xi (V_m^* + u_i^*) \delta^*}{2\sqrt{1-\beta^2}} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$3\Gamma^* + 4S \frac{d\Gamma^*}{dS} = \frac{1}{\delta^* \sqrt{1-\beta^2}} \quad \dots\dots\dots (18)$$

気液界面における液膜の速度 u_i^* は式(16)で $\eta = \delta^*$ として求められる。

$$u_i^* = \frac{\frac{\delta^{*2}}{2} - \frac{\tau_i^* \delta^*}{1-\gamma} - \frac{\xi V_m^*}{\sqrt{1-\beta^2}}}{1 + \frac{\xi}{\sqrt{1-\beta^2}}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

次に式(18)を積分する際に必要な初期条件について考える。凝縮部上端はエンドキャップ(端板)によって閉じられているので、その部分では蒸気速度とせん断応力 τ_i^* は零であり、また、凝縮の際の運動量変化も小さいから $\delta^* = 1$ と考えられる⁽⁴⁾。そして、この部分では波の発生もなく $\beta = 0$ である。結局のところ、初期条件は次のようになる。

$$S \rightarrow 0: \delta^* = 1, \quad \tau_i^* = 0, \quad V_m^* = 0, \quad 1 - \beta^2 = 1$$

$$\Gamma^* = \frac{1}{3} - \frac{\xi}{4(1+\xi)}, \quad u_i^* = \frac{1}{2(1-\xi)} \quad \dots\dots\dots (20)$$

計算を行うときに必要な蒸気速度、界面波の効果、界面せん断応力は次のようにして与えた。

サーモサイホン内では、任意の位置で質量保存の法則が成立するから、平均蒸気速度は $V_m = 4\Gamma / (\rho_v D_H)$ であり、これから、

$$V_m^* = \frac{4\delta_N \Gamma^*}{\gamma D_H} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\text{ここで, } D_H = (D_0^2 - D_i^2) / D_i \quad \dots\dots\dots (22)$$

界面波の効果については、1章で述べたように、上原らの研究⁽⁶⁾の半実験式を用いて与えた。

$$R_{eL} \leq 0.156 S_0 \text{ の場合, 波の発生はなく, } 1 - \beta^2 = 1 \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$R_{eL} > 0.156 S_0 \text{ の場合, 波が発生し, } 1 - \beta^2 = 0.47 W_e^{-0.138} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここで、

$$R_{eL} = \frac{4\Gamma}{\mu_L} = 4\Gamma^* \left(\frac{\delta_N}{\Delta} \right)^3 \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$S_0 = \left(\frac{3\sigma^3}{\rho_L^2 g \nu_L^2} \right)^{1/5} \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$W_e = \left(\frac{R_{eL}}{4S_0} \right)^{5/3} \quad \dots\dots\dots (27)$$

界面せん断応力については、環状流路の摩擦係数 f を用いて次のように与えた⁽⁹⁾。

$R_{ev} \leq 2000$ の場合：

$$f = \frac{16}{R_{ev}} \cdot \frac{[1 - (D_i/D_0)]^2}{1 + \left(\frac{D_0}{D_i} \right)^2 - \frac{1 - (D_i/D_0)^2}{\ln(D_0/D_i)}} \quad \dots\dots\dots (28)$$

$2000 < R_{ev} < 4000$ の場合：

$$f = R_{ev}^{-5.39 \times 10^{-2}} / 55.3 \quad \dots\dots\dots (29)$$

$R_{ev} \geq 4000$ の場合：

$$f = 0.0919 R_{ev}^{0.25} \quad \dots\dots\dots (30)$$

ただし、式(29)は式(28)と式(30)を補間して求めた式である。上の摩擦係数を用いて、

$$\tau_i = f \frac{\rho_v (V_m + u_i)^2}{2} \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$\tau_i^* = \frac{f}{2} \gamma (1-\gamma) \left(\frac{\delta_N}{\Delta} \right)^3 (V_m^* + u_i^*)^2 \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$R_{ev} = \gamma \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right) \left(\frac{D_0 - D_i}{\delta_N} \right) \left(\frac{\delta_N}{\Delta} \right)^3 (V_m^* + u_i^*) \quad (33)$$

局所熱伝達率 α_x 、局所凝縮数 N_u^* は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha_x &= \frac{k_L}{\delta \sqrt{1-\beta^2}} \\ N_u^* &= \frac{\alpha_x (\nu_L^2/g)^{1/3}}{k_L} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (34)$$

なお、式(17)と(18)で、摩擦によるせん断応力 τ_i^* と凝縮の際の運動量変化による抗力 (V_m^* と u_i^* の項が現れる部分)を無視し、また、波の効果がない ($\beta = 0$) とすると、凝縮部内の任意の位置における液膜厚さは、 $\delta = (4\xi \Delta^3 x)^{1/4} = \delta_N$ となり、ヌセルトの理論から得られるものと等しくなる。

数値計算は、初期条件式(20)のもとに式(18)を Runge-Kutta-Gill 法で積分し、式(17)を Newton-

Raphson 法を用いて δ^* について解き液膜厚さを求め、さらに必要な諸量を式(19), (20)~(34)を用いて計算し、この過程を凝縮部下端まで繰返して行った。なお、本節で示した解析手法は、式(22)で定義される水力直径の代わりに管内径を用い、摩擦係数として式(28)~(30)の代わりに円管内のものを用いれば、そのままの形で通常の円筒二相密閉形サーモサイホンに適用することができる。

3・2 解析結果 本節で理論解析する環状二相密閉形サーモサイホンは実験に使用したものと同一のもので、環状部の内径、外径および凝縮部長がそれぞれ 30, 50.4, 400 mm のものである。

図5は作動液が R 113, 作動温度(飽和蒸気温度)が $T_v=320$ K, 液膜温度差が $\Delta T=15$ K の場合の解析結果である。図5中、局所凝縮数とヌセルトの理論から得られるそれとの比 N_R が急に増大する位置が、液膜レイノルズ数が層流から波流への遷移液膜レイノルズ数になるところに相当し、この位置から波が発生し、その効果が現れることを示している。 N_R と同様、液膜厚さ δ^* 、液膜表面速度 u_i^* 、液膜質量流量 Γ^* も波が発生すると増加する。液膜厚さ δ^* が増加するのは、波の発生によって熱伝達が促進され、熱輸送量が増大し、それにしたがってサーモサイホン内を循環する蒸気と液の量が増加するためである。図5中の A_r は蒸気抗力中に τ_i^* が占める割合で、式(35)で定義されるものである。

$$A_r = 1 / \left[1 + \frac{\xi(1-\gamma)(V_m^* + u_i^*)}{\delta^* \tau_i^* \sqrt{1-\beta^2}} \right] \dots \dots \dots (35)$$

図5 解析結果(作動液: R 113, $T_v=320$ K, $\Delta T=15$ K)

サーモサイホン上端付近では、蒸気抗力のうち凝縮の際の運動量変化による抗力が大部分を占め、 $-1 \leq \log(s) \leq 0$ の範囲(この部分が凝縮部全体の 90 % を占める)で、 τ_i^* の効果が現れる。

図6は作動温度、液膜温度差等の作動条件を図5と同一にしておいたままで、作動液を水に変えた場合の解析結果である。図6は図5とは異なった傾向を示し、界面波の効果よりも蒸気抗力の影響のほうが大きくなっているようすがわかる。特に、蒸気抗力の影響は液膜表面速度 u_i^* に顕著に現れており、蒸気抗力によって液膜表面速度が減速されている。これは作動液が水の場合、作動液の気液密度比が非常に小さく、凝縮液の流下速度に比べて蒸気の上昇速度がかなり大きくなるためと考えられる。

図7に作動液が R 113 で、作動温度が $T_v=320$ K の場合における、 N_R に及ぼす ΔT の影響を示す。作動液と作動温度が同一であるから、 ΔT の増加は熱輸送量の増大を意味する。 ΔT が増大するにつれて、波の発生する位置がサーモサイホン上端部方向へ移動している。

図8に作動液が R 113 で、液膜温度差が $\Delta T=15$ K の場合における、 N_R に及ぼす作動温度 T_v の影響を示す。作動温度が高くなるにつれて、波の効果の現れる位置が上方へ移動する。 T_v が変化しても、熱輸送量には大きな変化が見られないが、作動液の物性値が変化し、液膜および蒸気のレイノルズ数などが変化する。

図9に一定の $T_v, \Delta T$ のもとで、作動液を R 113,

図6 解析結果(作動液: 水, $T_v=320$ K, $\Delta T=15$ K)

水, エタノール, R11 と変えた場合の N_R の変化のようすを示す。R113, エタノール, R11 は蒸気抗力の影響より波の効果のほうが大きい, 水の場合は逆で, 蒸気抗力の影響のほうが支配的である。これは, この作動温度 ($T_v=320$ K) における水の気液密度比が非常に小さいため ($\gamma=7.234 \times 10^{-5}$) と考えられる。水に対して, 作動温度を高くして $T_v=400$ K (このとき, $\gamma=1.460 \times 10^{-3}$) とした場合の計算を行ってみると, 図10のようになり, 図9のエタノール, フロンと同様な結果が得られた。

3.3 理論解析と実験結果との比較・検討 3.2節で示した理論解析結果はすべて局所値に関するものであるが, 2章で述べた実験結果は凝縮部全体に対するものである。そこで, 液膜温度差をいろいろと変化させ, 熱輸送量と液膜温度差の関係を求め, 凝縮部全体の平均凝縮数(縦軸)と凝縮部下端での液膜レイノルズ

数(横軸)の形でまとめたものが図11である。図11中, 実線はヌセルトの理論解で界面波も蒸気抗力も考慮しない場合, 破線は本解析で両方とも考慮した場合, 一点鎖線は, 蒸気抗力のみを考慮した場合である。実線と一点鎖線とはほぼ一致しており, 作動液の気液密度比の大きい R113 の場合には蒸気抗力の影響はほとんど見られない。図11から, 本解析は $V^+=1$ 以外の場合に実験結果とよく一致していることがわかる。 $V^+=1$ のときの理論と実験の不一致は, 蒸発部で発生した二相混合物が凝縮部の中ほどの部分まで達していたことによると考えられる。また, 液膜レイノルズ数 Re_L が小さい場合に実験値がばらついてはいるが, これは, このあたりでは熱輸送量が低いので, 液膜温度差 ΔT と冷却水出入口温度差が小さく, 温度差の測定精

図7 N_R に及ぼす ΔT の影響

図8 N_R に及ぼす T_v の影響

図9 N_R に及ぼす作動液の種類の影響

図10 解析結果(作動液: 水, $T_v=400$ K, $\Delta T=15$ K)

図 11 理論解析と実験結果との比較

度が Re_L の大きな場合と比較して悪化するためと思われる。

4. 結 論

本研究では、環状二相密閉形サーモサイホンを用いて凝縮部の流動状態を観察し、伝熱特性を求めた。また、凝縮部熱伝達に関して、観察結果に基づく解析モデルを考え、理論的検討を加えた。その結果を要約して、以下に示す。

(1) 本実験範囲内では対向蒸気流が存在しても、

液膜レイノルズ数が 20 程度になると凝縮液膜表面上に波が生じ、凝縮数がヌセルトの理論から予測される値よりも大きくなる。

(2) 凝縮部熱伝達は、作動液量が非常に多く蒸発部の二相混合物が凝縮部に達することがないかぎり、作動液量の影響を受けない。

(3) 凝縮部熱伝達に対して、液膜表面上に発生する波の効果と蒸気抗力の影響を考慮に入れた解析を行い、実験結果とよい一致を見た。また、界面波と蒸気抗力の影響を明らかにした。その結果、作動液の気液密度比 γ の大きな場合には、界面波の効果が大きく、逆に γ が小さい場合には、蒸気抗力の影響が大きくなることがわかった。

文 献

- (1) Spindel, Th., *Advances in Heat Pipe Technology*, (1981), 147, Pergamon.
- (2) Spindel, Th., *Proc. 5th Int. Heat Pipe Conf.*, (1984), 66.
- (3) Takuma, M., ほか 2 名, *Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, 3 (1983), 311.
- (4) Chen, S. J., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 26-9 (1984), 1587.
- (5) Soferata, H., *Wärme Stoffübertrag.*, 14 (1980), 201.
- (6) 上原・ほか 3 名, 機論, 48-433, B (昭 57), 1751.
- (7) 鈴木・ほか 3 名, 第 20 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 58), 253.
- (8) Meyhew, Y. R., ほか 2 名, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 180 (1965-1966), 280.
- (9) 富田・山崎, 水力学, (昭 57), 121, 産業図書.