マイクロフィン付き水平管内凝縮の修正理論モデル*

王 華 生^{*1}, 本田 博 司^{*1}, 野 津 滋^{*2}Modified Theoretical Models of Film Condensation
in Horizontal Microfin TubesHuasheng WANG, Hiroshi HONDA^{*3} and Shigeru NOZU^{*3} Institute of Advanced Material Study, Kyushu University,
6-1 Kasugakouen, Kasuga-shi, Fukuoka, 816-8580 Japan

The previously proposed theoretical models of film condensation in helically grooved, horizontal microfin tubes have been modified to describe the characteristics of condensing two-phase flow more accurately. The stratified flow regime and the annular flow regime were considered. For the stratified flow regime, the previously proposed theoretical model was modified to take account of the curvature of vapor-liquid interface due to the surface tension force. For the annular flow regime, a more accurate expression for the interfacial shear stress was incorporated in the previously proposed theoretical model. Generally, the modified theoretical models predicted a lower circumferential average heat transfer coefficient than the previously proposed ones. Comparison of the theoretical predictions of the circumferential average heat transfer coefficient with available experimental data for six tubes and five refrigerants revealed that a good agreement (r.m.s. error of less than 21.1%) was obtained for all cases when the higher of the two theoretical predictions were adopted as the calculated value.

Key Words: Condensation, Stratified Flow Model, Annular Flow Model, Helical Microfin Tube, Refrigerants

1. 緒 言

螺旋溝付き水平マイクロフィン管は高性能凝縮管として空調機に広く使用されており、その伝熱性能および圧力降下特性によらずフィン形状、寸法、管径、冷媒、混入油などの影響に関して多数の研究報告がなされている。これらの研究については Webb⁽¹⁾、Newell-Shah⁽²⁾ による詳細なレビューがある。マイクロフィン管の伝熱性能予測法に関して、Cavallini ら⁽³⁾、鹿園ら⁽⁴⁾は水平平滑管内凝縮に関する経験式をベースとして、面積拡大率およびフィン形状、寸法に関する無次元数を含む周平均熱伝達係数 α_m の式を提案している。Yang-Webb⁽⁵⁾ および野津-本田⁽⁶⁾ はそれぞれ、蒸気流によるせん断力と表面張力の複合効果を考慮した半経験式および環状流モデルを提案している。また本田ら⁽⁷⁾ は表面張力と重力の複合効果を考慮した成層流モデルを提案している。このモデルは水平な気液界面を仮定し、成層液面の高さは平滑管に関する Taitel-Taitel-Dukler⁽⁸⁾ のモデルをマイクロフィン管に拡張した式によって見積もられた。本田ら⁽⁷⁾ は環状流モデル⁽⁶⁾ および成層流モデル⁽⁷⁾ による α_m の予測値を4種類の冷媒および4種類の管に関する実験データと比較した。

それによると、環状流モデルによる予測値はクオリティ χ が高い領域では実験値よりもかなり高く、 χ の減少につれて $\pm 20\%$ 以内で一致した。しかし χ がさらに減少し、フィン間の溝部に凝縮液が充満すると実験値の 50% 程度に低下した。一方、成層流モデルによる予測値は高めの α_m を与える傾向はみられるものの、フィン高さ h が 0.16 mm 以上の管と気液密度比 ρ_v / ρ_l が 0.05 以上の冷媒の組合せについては大部分の実験値と $\pm 20\%$ 以内で一致した。一方 $\rho_v / \rho_l < 0.01$ の冷媒については両モデルによる計算値の高い方と実験値がかなり良好な一致を示した。この ρ_v / ρ_l が大きい物質と小さい物質の差は、凝縮液に作用する蒸気流のせん断力の差によるものと考えられる。また、環状流モデルが高 χ 領域でかなり高い α_m の予測値を与えた原因は、気液界面せん断力を過大評価したためと考えられる。

近年、空調機のコンパクト化の要求に応じて管外径 d_o の小さいマイクロフィン管が開発されている。現在、 $d_o = 6-9.5 \text{ mm}$ の管が広く使用されており、 $d_o = 4 \text{ mm}$ の管に関する実験データも報告されている。このような管径の小さい管内における成層流は表面張力の影響が強まり、気液界面形状は幾分曲面状になると考えられる。したがって前報⁽⁷⁾ で採用した水平気液界面の仮定は成立しない。そこで、本研究では気液界面形状に及ぼす表面張力効果を考慮した成層流モデルを開発する。また、環状流モデルに関して、水平マイク

* 原稿受付 2001年1月15日。

^{*1} 正員、九州大学機能物質科学研究科(〒816-8580 春日市春日公園6-1)。^{*2} 正員、岡山県立大学情報工学部(〒719-1197 総社市窪木111)。

E-mail: hhonda@cm.kyushu-u.ac.jp

ロフィン管内凝縮の摩擦圧力降下に関する野津ら⁸⁾の整理式をもとにして、より正確な気液界面せん断力の予測式を導き、これを先に提案したモデル⁶⁾に適用する。そして、新たに提案する修正環状流モデルおよび修正成層流モデル、および先に提案した環状流モデル⁶⁾および成層流モデル⁷⁾による α_m の予測値を5種類の冷媒と6種類の管に関する実験値と比較し、各モデルの評価を行う。

記 号

A	: 管の実断面積
d	: フィン根元の管径
d_l	: 液部の等価直径 ($= 4A_l / S_l$)
d_o	: 管外径
d_v	: 蒸気部の等価直径 ($= 4A_v / (S_v + S_f)$)
f	: 摩擦係数
g	: 重力の加速度
G	: 冷媒の質量速度
h	: フィン高さ
h_{fg}	: 蒸発潜熱
n	: フィン数
p	: フィンピッチ
P	: 静圧
Pr	: プラントル数
q	: 熱流束
r	: フィン断面の気液界面曲率半径
r_0	: フィン先端角部の曲率半径
r_b	: 厚液膜部の気液界面曲率半径
r_i	: A点から液膜表面までの距離 (図1)
r_r	: フィン根元角部の曲率半径
S	: 周長
T	: 温度
U	: 管軸方向速度
u, v	: x 方向速度および溝方向速度
x, y	: 座標 (図1)
x_a	: A点から下ろした垂線の足 (図1)
x_0, x_f	: フィンの直線部と円弧部の接続位置
z	: 成層液面からの高さ (図1)
α	: 熱伝達係数
β	: 角度 (図1)
γ	: 溝のらせん角
δ	: 凝縮液膜厚さ
ε	: 角度 (図1)
ε_a	: 表面積拡大率
φ	: 管頂からの角度 (図1)
λ	: 熱伝導率
μ	: 粘性係数
ν	: 動粘性係数
ξ	: 角度 (図1)

θ	: フィンの半頂角
ρ	: 密度
σ	: 表面張力
χ	: 質量クオリティ
ψ	: 角度 (図1)
ω	: 角度 (図1)
添 字	
b	: 薄液膜部と厚液膜部の境界
c	: 冷却水または冷却水側
exp	: 実験値
f	: フラッディング位置
i	: 気液界面
l	: 液
m	: 周平均値
pre	: 計算値
r	: フィン根元またはフィン間の中点
s	: 飽和
v	: 蒸気
w	: 壁面
φ	: フィン断面平均値
1	: 領域1
2	: 領域2

2. 理論解析

2.1 修正成層流モデル 螺旋溝付き水平マイクロフィン管内の成層流の物理モデルを図1に示す。図1(a)に示すように、管断面内の気液界面形状は O_1 を中心とする円弧状であると仮定する。管頂から計った角度を φ とする。角度 φ_s より下部は凝縮液に満たされている。角度領域 $0 \leq \varphi \leq \varphi_s$ および $\varphi_s \leq \varphi \leq \pi$ の管

Fig. 1 Physical model and coordinates

表面をそれぞれ領域1および領域2と名付ける。また座標 z を成層気液界面位置 $\varphi = \varphi_s$ から鉛直上向きにとり、角度 φ_s のすぐ上の領域では、凝縮液は毛細管力効果によってフィン間溝部に保持され、その結果溝内に比較的厚い液膜が形成される。この凝縮液が保持される部分の角座標の最小値を φ_f とする。図1(c), 1(d) はそれぞれそれぞれ角度領域 $0 \leq \varphi \leq \varphi_f$, $\varphi_f \leq \varphi \leq \varphi_s$ のフィン断面を示す。フィン形状はフィン先端とフィン根本の角部に円弧部を有する台形と仮定する。フィン高さを h 、フィンピッチを p 、フィンの半頂角を θ とする。座標 x をフィン先端からフィン断面にそって、また座標 y をフィン表面から鉛直外向きにとる。フィン表面上の凝縮液は重力と表面張力の複合効果によってフィン根本に向かって流れ、ついで重力によって溝に沿って流れる。従って凝縮液膜厚さ δ はフィン先端部では非常に薄く、フィン根本部では比較的厚い。フィン上の凝縮液流れに及ぼす蒸気せん断力の影響は無視出来るものと仮定する。

2.2 成層気液界面の形状 成層気液界面の形状は平滑管内成層流のボイド率に関する Taitel-Dukler⁽⁸⁾ のモデルをマイクロフィン管に拡張した本田ら⁽⁷⁾ のモデルと、気液界面形状に関する Brauner^ら⁽⁹⁾ のモデルの組み合わせによって推測する。水平マイクロフィン管内成層流のボイド率に関する基礎式は

$$f_v \frac{\rho_v U_v^2}{2} \frac{S_v}{A_v} - f_l \frac{\rho_l U_l^2}{2} \frac{S_l}{A_l} + f_i \frac{\rho_l U_i^2}{2} \left(\frac{S_i}{A_v} + \frac{S_i}{A_l} \right) = 0 \quad (1)$$

ここに f_v , f_l はそれぞれ領域1, 2の摩擦係数, f_i は気液界面摩擦係数, ρ_v , ρ_l はそれぞれ蒸気および液の密度, U_v , U_l はそれぞれ蒸気および液の速度, A_v , A_l はそれぞれ蒸気空間および液空間の断面積, S_v , S_l はそれぞれ領域1, 2の周長, S_i は気液界面の周長である。 f_v と f_l の値はマイクロフィン管に関する Carnavos⁽¹⁰⁾ の式

$$f_v = 0.046 \left(\frac{\rho_v d_v U_v}{\mu_v} \right)^{-0.2} \left(\frac{A}{A_n} \right)^{0.5} (\sec \gamma)^{0.75} \quad (2)$$

$$f_l = 0.046 \left(\frac{\rho_l d_l U_l}{\mu_l} \right)^{-0.2} \left(\frac{A}{A_n} \right)^{0.5} (\sec \gamma)^{0.75} \quad (3)$$

によって推定する。また f_i は次式によって与えられる。

$$f_i = 0.046 \left(\frac{\rho_v d_v U_v}{\mu_v} \right)^{-0.2} \quad (4)$$

ここに d_v , d_l はそれぞれ $d_v = 4A_v / (S_v + S_i)$, $d_l = 4A_l / S_i$ によって与えられる蒸気空間および液空間の等価直径, A は管断面積, A_n はフィン根本直径

d に基づく管の公称直径, γ は溝のねじり角である。

$$\text{また } U_v = GAx / \rho_v A_v,$$

$$U_l = GA(1 - \chi) / \rho_l A_l, S_v = \varepsilon_a d \varphi_s, S_l = \varepsilon_a d (\pi - \varphi_s),$$

$$S_i = d \sin \varphi_s (\pi - 2\omega) / \sin(2\omega), A_v = \pi d^2 / 4 - A_l,$$

$$A_l = \frac{d^2}{4} \left[\frac{A}{A_n} (\pi - \varphi_s) + \frac{\sin(2\varphi_s)}{2} + \sin^2 \varphi_s \frac{\pi - 2\omega + \sin(4\omega)/2}{\sin^2(2\omega)} \right]$$

と表される。ここに ε_a は平滑管と比較した表面積拡大率である。

Brauner^ら⁽⁹⁾ にならって、気液界面曲率は重力のポテンシャルと表面エネルギーの和 Δe が極小になる条件によって決定されると仮定する。 Δe は次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta e = & \frac{1}{8} (\rho_l - \rho_v) g d^3 [\sin^3 \varphi_s (\cot(2\omega) + \cot \varphi_s) \\ & \times \frac{\pi - 2\omega + \sin(4\omega)/2}{\sin^2(2\omega)} + \frac{2}{3} \sin^3 \varphi_s^p + \frac{8}{\text{Bo}} \{\sin \varphi_s \\ & \times \frac{\pi - 2\omega}{\sin(2\omega)} - \sin \varphi_s^p + \cos \zeta (\varphi_s - \varphi_s^p)\}] \end{aligned} \quad (5)$$

ここに $\text{Bo} = (\rho_l - \rho_v) g d^2 / \sigma$ はボンド数, φ_s^p は平滑気液界面($\omega = \pi/2$)に対する φ_s の値, ζ は濡れ角度である。なお、凝縮の場合には $\zeta = 0$ となる。 φ_s と ω の値は式(1), (5)を反復的に解くことによって求められる。

2.3 厚液膜の形状 領域 $\varphi_f \leq \varphi \leq \varphi_s$ では厚液膜内の液速度は非常に小さいと考えられる。従って、そのプロファイルをフィン側面に接する静止メニスカス(図1(d)中に点線で示す)で近似する。厚液膜の曲率半径 r_b は重力と表面張力のバランスより

$$\frac{\sigma}{r_b} = (\rho_l - \rho_v) g z = \frac{(\rho_l - \rho_v) g d}{2} (\cos \varphi - \cos \varphi_s) \quad (6)$$

で与えられる。ここに z は成層液面からの高さである

2.4 薄液膜の形状 薄液膜領域 $0 \leq \varphi \leq \varphi_f$ では δ は h および p に比べて十分小さいものと仮定する。フィン上の凝縮液は表面張力と重力の複合効果によって x 方向に流れ、同時に重力によって溝に沿って流下する。凝縮液の流れは層流と仮定する。 x および φ 方向の速度の解を連続の式に代入すると次式を得る

$$\begin{aligned} & - \frac{(\rho_l - \rho_v) g \cos \varphi}{3\nu_l} \frac{\partial}{\partial x} (\sin \psi \delta^3) - \frac{\sigma}{3\nu_l} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) \delta^3 \right\} \\ & + \frac{2(\rho_l - \rho_v) g \sin^2 \gamma}{3\nu_l d} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\sin \varphi \delta^3) = \frac{\lambda_l (T_s - T_w)}{h_{fg} \delta} \end{aligned} \quad (7)$$

ここに r はフィン断面における凝縮液表面の曲率半径であり、次式で与えられる。

$0 \leq x \leq x_0, x_f \leq x \leq x_a$ で

$$\frac{1}{r} = -\frac{\partial^2 \delta / \partial x^2}{\left\{1 + (\partial \delta / \partial x)^2\right\}^{3/2}} \quad (8a)$$

$x_0 \leq x \leq x_f$ で

$$\frac{1}{r} = \frac{\frac{1}{r_0} + \left(\frac{2}{r_0^2} + \frac{\delta}{r_0^3}\right)\delta + \frac{2}{r_0}\left(\frac{\partial \delta}{\partial x}\right)^2 - \left(1 + \frac{\delta}{r_0}\right)\left(\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2}\right)}{\left\{(1 + \delta/r_0)^2 + (\partial \delta / \partial x)^2\right\}^{3/2}} \quad (8b)$$

$x_a \leq x \leq x_r$ で

$$\frac{1}{r} = \frac{r_i^2 + 2(dr_i/d\beta)^2 - r_i(d^2r_i/d\beta^2)}{\left\{r_i^2 + (dr_i/d\beta)^2\right\}^{3/2}} \quad (8c)$$

ここに x_0 , x_f はフィン表面の直線部と曲線部の接続位置, x_a は図 1 (c) 中の A 点から引いた垂線の足の座標, x_r はフィン根元の中点, r_0 はフィン先端角部の曲率半径, r_i は A 点から計った気液界面の距離, β は図 1 (c) 中に示す角度である. x_a は A 点が蒸気空間に位置するように選ぶ. 領域 $x_a < x \leq x_r$ では図 1 (c) に示すように δ を定義する. 境界条件は

$$\varphi = 0 \quad \text{で} \quad \partial \delta / \partial \varphi = 0 \quad (9)$$

$$x = 0, x_r \quad \text{で} \quad \partial \delta / \partial x = \partial^3 \delta / \partial x^3 = 0 \quad (10)$$

領域 $\varphi_f \leq \varphi \leq \varphi_s$ では凝縮液膜はフィン先端付近の薄液膜部とフィン根元付近の厚液膜部で構成されている. 薄液膜部と厚液膜部の接続位置の境界条件は

$$x = x_b \quad \text{で} \quad \partial \delta / \partial x = \tan \varepsilon, \quad r = -r_b(\varphi) \quad (11)$$

ここに ε は図 1 (d) 中に示す角度である. 領域 $0 \leq \varphi \leq \varphi_f$ について境界条件 (9) と (10), 領域 $\varphi_f \leq \varphi \leq \varphi_s$ について境界条件 (9) と (11) に従う式 (7) の解を差分法によって求めた. 数値解法の詳細は前報⁷⁾ に述べられている.

2.5 壁温熱伝達係数 領域 1 については, 熱伝達係数 α_φ を次式で定義する.

$$\alpha_\varphi = \frac{2}{p} \int_p^r \alpha_x dx = \frac{2}{p} \int_p^r \frac{\lambda_l}{\delta} dx \quad (12)$$

$\alpha_x = \lambda_l / \delta$ で定義される局熱伝達係数は δ の増大につれて不正確になる. しかし厚液膜の伝熱量は小さいので, α_φ の値はあまり影響を受けないと考えられる. 領域 1 の平均熱伝達係数 α_1 を次式で定義する.

$$\alpha_1 = \frac{1}{\varphi_s} \int_{\varphi_s}^{\varphi_s} \alpha_\varphi d\varphi = \frac{2\lambda_l}{p\varphi_s} \int_{\varphi_s}^{\varphi_s} \int_p^r \frac{1}{\delta} dx d\varphi \quad (13)$$

領域 2 の熱伝達係数 α_2 は周方向に一樣と仮定する. α_2 の値は内面溝付き管内の強制対流熱伝達に関する Carnavos¹⁰⁾ の実験式

$$\alpha_2 = 0.023 \frac{\lambda_l}{d_l} \left(\frac{\rho_l d_l U_l}{\mu_l} \right)^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4} \left(\frac{A}{A_c} \right)^{0.1} \varepsilon_a^{0.5} (\sec \gamma)^3 \quad (14)$$

によって見積る. ここに $A_c = \pi(d - 2h)^2 / 4$ で定義されるコア部流路断面積である.

α_1 と α_2 を比較すると, 一般に $\alpha_1 \gg \alpha_2$ の関係がある. 従って管壁温度は周方向に一樣ではない. そこで領域 k ($k = 1, 2$) の凝縮温度差 ($T_s - T_{wk}$) と熱流束 q_k を次式によって求める.

$$q_k = \left\{ \frac{1}{\alpha_k} + \frac{d}{2\lambda_w} \ln \left(\frac{d_o}{d} \right) + \frac{1}{\alpha_c} \frac{d}{d_o} \right\}^{-1} (T_s - T_c) \\ = \alpha_k (T_s - T_{wk}) \quad (15)$$

ここに α_c は冷却水側の熱伝達係数, T_{wk} は領域 k の管内面温度である. さらに管内側の周平均熱伝達係数 α_m を次式によって定義する.

$$\alpha_m = q_m / (T_s - T_{wm}) \quad (16)$$

ここに

$$q_m = \{\varphi_s q_1 + (\pi - \varphi_s) q_2\} / \pi \quad (17)$$

$$T_s - T_{wm} = \{\varphi_s (T_s - T_{w1}) + (\pi - \varphi_s) (T_s - T_{w2})\} / \pi \quad (18)$$

2.6 修正環状流モデル 修正環状流モデルは気液界面せん断力の式を修正した事を除けば前報⁶⁾ と同一である. 環状流モデルでは, フィン上の凝縮液は表面張力によってフィン間溝部に向かって流れ, 次いで溝部の凝縮液は蒸気流のせん断力によって溝にそって下流に向かって流れるものと仮定する. フィン断面における凝縮液のプロファイルは図 1 (d) に示されている成層流の場合と基本的には同一である. 気液界面せん断力 τ_i は気液界面の濡れ縁に沿って一樣と仮定する. 従って τ_i は摩擦圧力勾配 $(-dP/dz)_F$ と次式によって関係づけられる.

$$\tau_i = \frac{1}{S_p} \left(\frac{A}{n} - A_b \right) \left(-\frac{dP}{dz} \right)_F \cos \gamma \quad (19)$$

ここに $A_b = 2 \left(\int_0^{\eta} \delta dx + \int_{\eta}^{\xi} (r_w^2 - r_b^2) d\beta \right)$ はフィンピッチあたりの液部断面積, $S_p \approx 2(x_b + r_b \xi)$ はフィンピッチあたりの濡れ縁長さである. $(-dP/dz)_F$ はマイクロフィン管に関する野津ら¹⁵⁾ の経験式

$$\left(-\frac{dP}{dz} \right)_F = \left\{ 1 + (1 + 10/Fr)^{-0.5} (25X_n + 1.6X_n^2) \right\} \left(-\frac{dP}{dz} \right)_v \quad (20)$$

によって求める. ここに $Fr = Gx / \sqrt{\rho_v(\rho_l - \rho_v)g}$ はフルード数, X_n は Martinelli パラメータ, $(-dP/dz)_v$ は蒸気単相流の圧力勾配である.

$(-dP/dz)_v$ の値はマイクロフィン管に関する Carnavos⁽¹⁰⁾の経験式

$$\left(-\frac{dP}{dz}\right)_v = 0.092 \text{Re}_v^{-0.2} \frac{1}{d_h} \sqrt{\frac{A}{A_h}} (\sec \gamma)^{0.75} \frac{(G\chi)^2}{\rho_v} \quad (21)$$

によって求める。ここに d_h は管の水力直径である。

3. 実験結果との比較

ここでは修正環状流モデル、修正成層流モデル、先に提案した環状流モデル⁽⁶⁾および成層流モデル⁽⁷⁾による α_m の予測値を5種類の冷媒、6種類の管に関する従来の実験データと比較する。表1に従来の研究^(6, 11-14)で使用された管の直径およびフィン寸法を示す。なお、フィンの各部寸法は断面の拡大写真を用いて計測した。供試冷媒は、管AではR11、管BではR123、R134aおよびR22、管CではR134a、管DとEではR410A、管FではR22である。これらの研究では管頂、管側およ

び管底の局所壁温が熱電対によって測定されており、 α_m の測定誤差は10%以内と考えられる。データ整理にあたって、冷媒の物性値はREFPROP Version 6.0⁽¹⁶⁾によって求めた。

図2はR22が $d_o = 10.0$ mm の管内で凝縮する場合の実験データとの比較を示す。環状流モデルの予測値は溝が凝縮液で充満しない領域だけについて示している。

Fig. 3 Variation of ϕ_s and ϕ_f with $1-\chi$.

Table 1 Fin and tube dimensions

Tube designation	A	B	C	D	E	F
d_o , mm	9.53	10.0	9.52	7.0	7.0	7.0
d , mm	8.44	8.48	8.88	6.50	6.49	6.50
n	47	60	60	50	60	50
γ , deg	20.0	18.0	18.7	18.0	18.0	12.0
p^* , mm	0.53	0.42	0.44	0.39	0.34	0.40
h , mm	0.24	0.16	0.19	0.21	0.19	0.22
θ^* , deg	30.5	19.9	22.3	19.5	13.1	12.7
r_{oi}^* , mm	0.074	0.015	0.025	0.008	0.03	0.02
x_{oi}^* , mm	0.004	0.027	0.015	0.019	0.018	0.032
ε_u	1.49	1.52	1.51	1.71	1.78	1.83
Reference	(6)	(13)	(12)	(11)	(14)	(14)

* dimension in a cross-section normal to groove

Fig. 2 Variation of α_m with $1-\chi$.

Fig. 4 Comparison of measured and predicted α_m values.

Fig. 5 Comparison of measured and predicted α_m values.

Fig. 6 Comparison of measured and predicted α_m values. Fig. 9 Comparison of measured and predicted α_m values. Fig. 7 Comparison of measured and predicted α_m values. Fig. 10 Comparison of measured and predicted α_m values. Fig. 8 Comparison of measured and predicted α_m values. Fig. 11 Comparison of measured and predicted α_m values.

修正環状流モデル(annular 2)は以前のモデル(annular 1)よりも良好な一致を示す。しかし、このモデルは溝部に凝縮液が充満する領域については過小な値(実験値の約半分)を与える。修正成層流モデル(stratified 2)は平面状気液界面を仮定した以前のモデル(stratified 1)よりも48%低い α_m の値を与える。また、このモデルは χ によらず実験値と良好な一致を示す。

Table 2 Vapor-to-liquid density ratios of test fluids

	R11	R123	R134a	R22	R410A
T_s [°C]	40	50	50	50	40
ρ_v / ρ_l	0.00687	0.00933	0.0597	0.080	0.102

図3は図2に対応する実験条件について成層流モデルによる ϕ_s と ϕ_f の計算値を示す。 ϕ_s 、 ϕ_f ともに

$1-\chi$ の増大につれて次第に減少する。以前のモデル (stratified 1) と修正モデル (stratified 2) を比較すると、後者の ϕ_s , ϕ_f は前者に比べて 3-18 deg 小さい。したがって、修正モデルでは熱伝達の良い領域 1 ($0 \leq \phi \leq \phi_s$) の面積割合が以前のモデルに比べて減少することになり、その結果 α_m が減少する。

図 4-11 は管 A-F に関する修正環状流モデルおよび修正成層流モデルの予測値 $\alpha_{m,pre}$ と実験値 $\alpha_{m,exp}$ の比 $\alpha_{m,pre} / \alpha_{m,exp}$ を χ の関数として示す。なお、 T_s および T_w の測定精度を考慮して $T_s - T_w > 0.8$ K の実験データのみを採用した。図 2 の場合と同様に、修正環状流モデルの予測値は溝に凝縮液が充滿しない領域だけについて示している。その値は管 A-D について実験値の大部分と $\pm 20\%$ 以内で一致する。管 E, F については、修正環状流モデルは 6-34% 高めの予測値を与える。修正成層流モデルは管 A および管 B と R123 の組み合わせを除けば実験値の大部分と $\pm 20\%$ 以内で一致する。管 A については、このモデルは $\chi > 0.4$ の領域で実験値よりもかなり低い α_m を与えるが、 $\chi < 0.4$ の領域では良好な一致を示す。また管 B と R123 の組見合わせについては、 $G = 100, 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の実験値の大部分とは $\pm 20\%$ 以内で一致するが、 $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では高 χ 領域で低めの予測値を与える。

上述の 5 種類の冷媒間で最も差の大きい物性値は蒸気密度である。表 2 は各実験条件におけるこれらの冷媒の気液密度比 ρ_v / ρ_l を比較したものである。 ρ_v / ρ_l の値は R11, R123, R134a, R22, R410A の順に増加する。したがって、同一の G では凝縮熱伝達に及ぼす蒸気流速の影響はこの順に低下する。このことは前述の修正成層流モデルおよび修正環状流モデルの予測精度と冷媒の関係に対応している。すなわち、修正成層流モデルは ρ_v / ρ_l の大きい物質では χ の全領域

で良好な一致を示すが、 ρ_v / ρ_l の小さい物質ほど高 χ 領域で低めの予測値を与える。また修正環状流モデルによる予測値を管 B に関する R123, R134a および R22 の実験データにいてみると、修正環状流モデルを適用できる χ の範囲が ρ_v / ρ_l の大きい物質ほど狭くなっていることがわかる。

表 3, 4 はそれぞれ、先に提案した理論モデルおよび修正モデルの評価結果をまとめたものである。各モデルの予測精度を次式で定義される算術平均誤差 a.m., 絶対平均誤差 ma および二乗平均誤差 r.m.s. の三種で評価した。

$$\text{a.m.} = \frac{1}{N} \sum \frac{\alpha_{m,pre} - \alpha_{m,exp}}{\alpha_{m,exp}} \times 100\% \quad (22)$$

$$\text{ma} = \frac{1}{N} \sum \frac{|\alpha_{m,pre} - \alpha_{m,exp}|}{\alpha_{m,exp}} \times 100\% \quad (23)$$

$$\text{r.m.s.} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum \left(\frac{\alpha_{m,pre} - \alpha_{m,exp}}{\alpha_{m,exp}} \right)^2} \times 100\% \quad (24)$$

ここに N はデータ数である。前述の理由により、環状流モデルの評価に用いられたデータ数は成層流モデルの評価に用いられた数よりも少ない。全般的に、修正環状流モデルは以前のモデルに比べて実験値とより良好な一致を示す。二乗平均誤差は管 A-D について 17.7% 以内であり、管 E, F についてそれぞれ 28.3 および 25.9% である。修正成層流モデルも以前のモデルに比べて実験値とより良好な一致を示す。二乗平均誤差は管 B-F について 17.7% 以内であり、管 A について 29.6% である。

Table 3 Performance of Previously Proposed Theoretical Models.

Tube	Fluid	d_o	Annular Flow Model 1				Stratified Flow Model 1			
			N	a.m.	m.a.	r.m.s.	N	a.m.	m.a.	r.m.s.
A	R11	9.5	31	5.1	13.0	18.0	47	-19.2	21.7	25.2
B	R123	10.0	31	14.3	16.5	21.4	65	9.8	17.3	21.2
	R134a	10.0	23	17.8	17.8	20.8	57	1.5	7.6	9.2
	R22	10.0	24	21.6	21.6	23.2	66	3.4	8.8	10.7
C	R134a	9.5	32	16.9	17.6	20.3	78	9.2	11.4	13.7
D	R410A	7.0	15	17.3	20.4	29.7	26	5.0	11.5	13.8
E	R410A	7.0	12	44.7	44.7	46.0	23	19.1	19.4	22.0
F	R22	7.0	13	49.9	49.9	50.7	20	15.9	15.9	18.6

N : Number of experimental data; a.m.: Arithmetic mean error (%); m.a.: Mean absolute error (%);

r.m.s.: Root-mean-square error (%).

Table 4 Performance of Modified Theoretical Models.

Tube	Fluid	d_o	Annular Flow Model 2				Stratified Flow Model 2				Annular Flow Model 2 + Stratified Flow Model 2			
			N	a.m.	m.a.	r.m.s.	N	a.m.	m.a.	r.m.s.	N	a.m.	m.a.	r.m.s.
A	R11	9.5	27	-4.9	14.5	17.7	47	-26.5	27	29.6	47	-11.6	17.1	19.2
B	R123	10.0	23	-0.4	9.1	11.4	65	1.9	13.3	16.0	65	5.9	11.6	14.1
	R134a	10.0	18	5.7	8.4	10.2	57	-3.4	7.6	9.9	57	-1.3	8.0	9.9
	R22	10.0	15	9.9	10.9	12.6	66	-2.2	8.5	10.3	66	0.2	9.2	10.9
C	R134a	9.5	18	1.9	6.0	7.8	78	4.2	9.0	10.8	78	5.7	8.5	10.2
D	R410A	7.0	10	-3.1	13.0	15.5	26	-0.9	10.7	13.3	26	-0.5	11.0	13.7
E	R410A	7.0	9	27.4	27.4	28.3	23	13.4	14.9	17.7	23	16.5	18.1	21.1
F	R22	7.0	9	24.6	24.6	25.9	20	5.2	8.9	10.1	20	13.1	13.8	16.4

N : Number of experimental data; a.m.: Arithmetic mean error (%); m.a.: Mean absolute error (%); r.m.s.: Root-mean-square error (%).

水平マイクロフィン管内の流動様式は凝縮の進行につれて変化する。一般に G および χ が大きい場合には流動様式は環状流であり、 G および χ が小さい場合には成層流となる。そして G および χ の中間領域では種々の流動様式が現れる。また実際の環状流は擾乱波および飛散液滴を伴っており、本理論で仮定したモデルとはかなり異なる。しかしながら上述の予測値と実験値との比較によれば、 α_m の予測に関する限り修正環状流モデルおよび修正成層流モデルは非常に有効である。また実験値は両モデルによる予測値の大きい方に近い。表4の最右列には両モデルによる予測値の大きい方を計算値として採用した場合の評価を示している。この場合には全ての管と冷媒の組み合わせについて二乗平均誤差 21.1% 以内の一致が得られている。

4. 結 論

螺旋溝付き水平マイクロフィン管内凝縮に関して、以前に提案した成層流モデルおよび環状流モデルを修正し、物理現象をより正確に記述する理論モデルを提案した。成層流領域については、水平気液界面を仮定した以前のモデルを修正し、表面張力効果による気液界面の曲率を考慮した。成層気液界面の形状は平滑管のボイド率に関する Taitel-Dukler[®] のモデルをマイクロフィン管に拡張した式と、気液界面曲率に関する Brauner[®] のモデルの組み合わせによって定めた。環状流領域については、気液界面せん断力をより正確に評価するように以前のモデルを修正した。以前のモデルおよび修正モデルによる周平均熱伝達係数の予測値を6種類の管および5種類の冷媒に関する実験値と比較すると、一般に修正成層流モデルおよび修正環状流

モデルは以前のモデルよりも低めの予測値を与え、実験値は両修正モデルによる予測値の大きい方とよりよく一致する傾向を示した。そして、両モデルによる予測値の大きい方を計算値として採用することにより、全ての場合について二乗平均誤差 21.1% 以内で周平均熱伝達係数を予測できた。

文 献

- (1) Webb, R. L., *Principles of Enhanced Heat Transfer*, Chapter 14 (1994), John Wiley and Sons.
- (2) Newell, T. A. and Shah, R. K., *Proc. 2nd Int. Symp. on Two-Phase Flow and Experimentation*, Pisa, Italy, **3** (1999), 1623-1639.
- (3) Cavallini, A., Doretti, L., Klammsteiner, N., Longo, G. A. and Rosetto, L., *Proc. 19th Int. Cong. Refrigeration*, **IV** (1995), 105-114.
- (4) 鹿園直毅・伊藤正昭・内田麻理・福島敏彦・畑田敏夫, 機論, **64**-617, B (1998), 2258-2265.
- (5) Yang, C. Y. and Webb, R. L., *Trans. ASME J. Heat Transfer*, **119**-4 (1997), 776-782.
- (6) 野津滋, 本田博司, 機論, **64**-623, B (1998), 196-203.
- (7) 本田博司, 王華生, 野津滋, 機論, **66**-650, B (2000), 2697-2703.
- (8) Taitel, Y. and Dukler A. E., *AIChE J.*, **22** (1976), 47-55.
- (9) Brauner, N., Rovinsky, J. and Maron, D. M., *Int. J. Multiphase Flow*, **22** (1996), 1167-1185.
- (10) Carnavos, T. C., *Heat Transfer Engineering*, **4**-1 (1980), 32-37.
- (11) 内田麻理・伊藤正昭・鹿園直毅・畑田敏夫・大谷忠男, 第3回空気調和・冷凍連合講演会講演, (1997), 81-84.
- (12) 林貴之, 九州大学修士論文(1997).
- (13) 原口英剛, 九州大学博士論文(1994).
- (14) Miyara, A., Nonaka, K., and Taniguchi, M., *Int. J. of Refrigeration*, **23**(2000), 141-152; および私信.
- (15) 野津滋・片山博正・中田春男・本田博司, 機論, **62**-601, B (1996), 3383-3390.
- (16) McLinden, M. O., Klein, S.A., Lemmon, E. W. and Peskin, A. P., *NIST Thermodynamic and Transport Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures - REFPROP*, Version 6.0 (1998).