

## 非共沸混合冷媒 R 114/R 113 の水平二重管環状部における凝縮\* (実験結果)

野津 滋\*<sup>1</sup>, 尾崎 公一\*<sup>2</sup>  
稲葉 英男\*<sup>1</sup>, 本田 博司\*<sup>3</sup>

### Condensation of Nonazeotropic Refrigerant Mixture R114/R113 in Horizontal Annuli with an Enhanced Inner Tube (Experimental Results)

Shigeru NOZU, Kouichi OZAKI,  
Hideo INABA and Hiroshi HONDA

Local heat transfer and pressure drop measurements were made during condensation of a nonazeotropic refrigerant mixture R114/R113 in the annuli of horizontal double-tube condensers. The inner tube was a 19.1 mm o. d. corrugated copper tube with soldered wire fins on the outer surface. The outer tubes were smooth tubes with inside diameter  $D_i$  of 29.9 and 25.0 mm. The pressure drop and the heat transfer coefficient based on the bulk vapor-to-wall temperature difference were considerably smaller for R114/R113 than for R113. The vapor phase mass transfer coefficient  $\beta_n$  was higher for larger test fluid mass velocity  $G$  and  $D_i$ . At constant values of  $G$  and  $D_i$ ,  $\beta_n$  was higher for larger condensation mass flux. The radial distribution of the vapor temperature was affected by the vapor velocity, becoming flatter at the outer part of the annulus and steeper near the liquid-vapor interface as the vapor velocity increased.

**Key Words:** Condensation, Condenser, Mass Transfer, Horizontal Annulus, Extended Heat Transfer Surface, Nonazeotropic Refrigerant Mixture

#### 1. 緒 言

蒸気圧縮式ヒートポンプ、冷凍機などの成績係数を向上させるための一方策としてローレンツサイクルが提案され、このサイクルに近づけることのできる非共沸2成分混合冷媒が実用化されつつある。しかし、この冷媒が凝縮する際には低沸点蒸気が不凝縮ガスと類似の挙動を示すため、凝縮伝熱性能が単成分蒸気に比べて低下する。したがって、この冷媒を用いる凝縮器の性能向上を図るためには、凝縮液膜の熱抵抗と混合気の拡散抵抗の両者を減少させる必要がある。

著者らは前報<sup>(1)</sup>で純冷媒用の伝熱促進管の一種であるワイヤフィン付きコルゲート管を内管とする水平二重管環状部における非共沸混合冷媒 R114/R113 の凝縮実験を行い、圧力降下の摩擦成分は純冷媒に対する実験式で整理できること、凝縮側の熱抵抗にしめる気相の熱抵抗の割合は冷媒流量の増大につれて減少することを示した。そして、混合気相の物質伝達係数を円

管上の強制対流凝縮理論から導かれた無次元パラメータ<sup>(2)</sup>を用いて整理した。しかし、より一般性のある整理式を得るためにはフィン形状、内外管径比などの影響を明らかにする必要がある。なお、フロン系非共沸2成分混合冷媒の管内、シェル側あるいは環状部における凝縮については最近多くの実験的研究<sup>(1)(3)~(10)</sup>が報告されているが、混合気相の物質伝達について検討したものは少なく<sup>(1)(6)</sup>、実験データの蓄積が望まれる。

本報では、前報<sup>(1)</sup>の内管とフィン配列が多少異なる管を内管とし、内径の異なる2種類の平滑管を外管とする水平二重管環状部における R114/R113 の凝縮実験を行い、前報<sup>(1)</sup>の結果と比較する。また、混合気相の温度分布測定結果についても述べる。

#### 主 な 記 号

$D_i$ : 外管内径  
 $D_o, D_f$ : フィン先端およびフィン根元径  
 $D$ : 拡散係数  
 $d_f$ : ワイヤフィン直径  
 $G$ : 供試流体の質量速度  
 $h_f$ : ワイヤフィン高さ  
 $i$ : 比エンタルピー  
 $L$ : 凝縮潜熱

\* 平成2年5月30日 第27回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成2年6月27日。

\*<sup>1</sup> 正員、岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1)。

\*<sup>2</sup> 准員、岡山大学工学部。

\*<sup>3</sup> 正員、九州大学機能物質科学研究所 (〒816 春日市春日公園6-1)。

- $\dot{m}$ : 凝縮質量流束
- $Nu_f$ : ヌッセルト数  $= \alpha_f d_f / \lambda_i$
- $P$ : 静圧
- $Q$ : 伝熱量
- $q$ : 熱流束
- $Re$ : 蒸気レイノルズ数  $= GX(D_i - D_r) / \mu_v$
- $Sh$ : シャーウッド数  $= \beta_f d_f / D$
- $T$ : 温度
- $u$ : 速度
- $W$ : 供試流体流量
- $X$ : クオリティ
- $x$ : 液相の質量分率
- $y$ : 気相の質量分率
- $z$ : 試験区間入口からの距離

ギリシャ文字

- $\alpha$ : 熱伝達係数
- $\beta$ : 物質伝達係数
- $\lambda$ : 熱伝導率
- $\mu$ : 粘度
- $\nu$ : 動粘度
- $\xi$ : フィン先端から蒸気温度測定用熱電対の温接点までの距離 (図3)
- $\rho$ : 密度
- $\sigma$ : 表面張力
- $\omega$ : 無次元数  $(y_{1b} - x_{1i}) / (y_{1i} - x_{1i})$

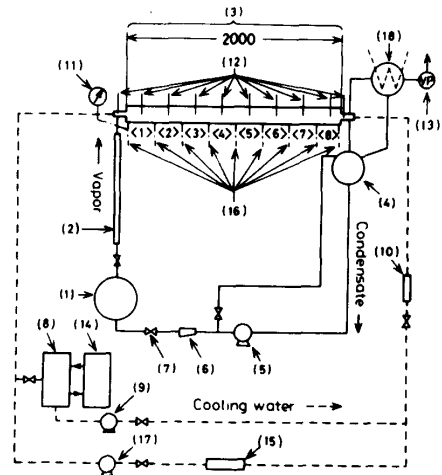
2. 実験装置および実験方法

実験装置は供試流体および冷却水のループから構成されている。その概略を図1に示す。この装置は、供試凝縮器を除けば前報<sup>(1)</sup>の装置と同一である。試験区間は二重管構造で、環状部を供試流体が、内管内を冷却水が向流で流れる。内管には外径  $D_r = 19.1$  mm のコルゲート管上に直径  $d_f = 0.3$  mm のワイヤフィンをはんだ付けした管を用いた。その詳細を図2に示す。この管は前報<sup>(1)</sup>の管とほぼ同一であるが、隣接するワイヤフィンの峰の管周方向のずれ  $\Delta$  に差があり、前報の管では  $\Delta/p_c = 0.25$ 、本報の管では  $0.43$  である。ここに  $p_c$  はフィンの峰の管周方向ピッチである。なお、直径  $D_r$  の平滑管に対する表面積拡大率は前報の管と同一の  $3.04$  である。外管には内径  $D_i = 29.9$  mm および  $25.0$  mm の平滑管を用いた。なお、内管の偏心を極力小さくするため、環状部の3断面に厚さ  $1$  mm、長さ  $10$  mm のテフロン製スペーサが挿入されている。

諸量の管軸方向分布を得るために、全長  $2$  m の試験区間を長さ  $250$  mm の小区間を  $8$  個接続したものと

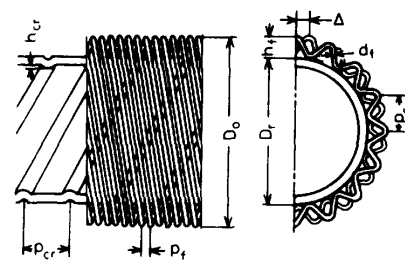
…第8凝縮区間と名付ける) における冷却水の混合平均温度  $T_c$ 、平均壁温、蒸気温度、静圧降下、および蒸気組成を測定した。これらの詳細は前報<sup>(1)</sup>参照。また  $D_i = 25.0$  mm の供試管では、第2、第5および第8凝縮区間に設けられたサイトグラスを通して凝縮状態を観察した。

蒸気温度の管軸方向分布は  $D_i = 29.9$  mm の管では各凝縮区間の中央部、また  $D_i = 25.0$  mm の管ではサ



- |                       |                        |
|-----------------------|------------------------|
| 1 Boiler              | 11 Pressure gage       |
| 2 Superheater         | 12 Sheath thermo-      |
| 3 Test tube and       | coupling probes        |
| 4 Condensate receiver | 13 Vacuum pump         |
| 5 Circulation pump    | 14 Chiller             |
| 6 Strainer            | 15 Heater              |
| 7 Needle valve        | 16 Pressure taps       |
| 8 Cooling water tank  | 17 Cooling water pump  |
| 9 Cooling water pump  | 18 Auxiliary condenser |
| 10 Rotameter          |                        |

図1 実験装置の概略



- |                                      |          |         |
|--------------------------------------|----------|---------|
| Diameter at fin tip                  | $D_o$    | 20.6 mm |
| Diameter at fin root                 | $D_r$    | 19.1 mm |
| Crest pitch                          | $p_c$    | 1.8 mm  |
| Fin height                           | $h_f$    | 0.8 mm  |
| Wire diameter                        | $d_f$    | 0.3 mm  |
| Fin pitch                            | $p_f$    | 0.48 mm |
| Tube thickness                       |          | 0.95 mm |
| Corrugation pitch                    | $p_{cr}$ | 7.0 mm  |
| Internal ridge height                | $h_{cr}$ | 0.3 mm  |
| Crest distance between adjacent fins | $\Delta$ | 0.77 mm |

図2 内管の詳細

イトガラスを有しない凝縮区間の中央部の上方の環状空間内で測定した。測定に使用した1mm径のクロメル-アルメルシース熱電対は、外管内壁に沿う液膜の影響を受けないように上向きに45°の角度で挿入され、先端が環状部のほぼ中央に位置するように固定されている<sup>(1)</sup>。これらの熱電対による測定値を蒸気バルク温度  $T_{vb}$  とする。

$D_i=25.0$  mmの管については、第8凝縮区間のサイトグラスを温度分布測定装置に置き換え、管軸に直交する断面内における水平方向蒸気温度分布を上部の環状空間において測定した。図3に測定装置の詳細を示す。温度の測定には素線径50 $\mu$ mのエナメル被覆のクロメル-アルメル熱電対を使用し、その出力をペン速度1m/sのペンレコーダに記録した。熱電対プローブの移動距離はマイクロメータヘッドで測定した。なお、図3(c)中に示す距離 $\zeta$ が零の位置は熱電対先端が外管内壁に接触した際の電気信号を検出して定め、フィン先端(直径 $D_o$ )から温接点までの距離 $\xi$ を $\xi = \{(l_2/2 - \zeta)^2 + l_1^2\}^{1/2} - (D_o/2)$ の関係から求めた。

供試流体には非共沸混合冷媒R114/R113(沸点差

43.8 K)を用いた。実験は、前報<sup>(1)</sup>と同様に入口蒸気温度を約52°Cに設定し、入口におけるR114の質量分率 $y_{in}$ が0(R113単成分)、0.23および0.36の3種類の条件で行った。供試流体の質量速度 $G$ は80~270 kg/(m<sup>2</sup>·s)の範囲で変化させた。なお、大部分の実験は試験区間出口クオリティ $X_{out} \approx 0$ の条件で行ったが、一部の試験では、補助凝縮器を併用して、 $G$ を一定に保ちながら $X_{out}$ を変化させ、凝縮質量流束の影響を調べた。その他の詳細は前報<sup>(1)</sup>参照。

3. 実験結果および考察

3.1 実験データの整理法 第 $j$ 凝縮区間において、伝熱量 $Q_j$ と供試流体のエンタルピー変化の間には次式の関係が成り立つ。

$$Q_j = W \{ [X_{i_v} + (1-X) i_i]_{j,in} - [X_{i_v} + (1-X) i_i]_{j,out} \} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $W$ は供試流体の流量、 $X$ はクオリティ、 $i$ は比エンタルピーを表す。添字 $v$ および $l$ はそれぞれ蒸気および液を、 $j_{in}$ および $j_{out}$ はそれぞれ第 $j$ 区間入口および出口を表す。 $i_v$ は次式で与えられる。

$$i_v = \{ y_{1b} i_{v1} + (1-y_{1b}) i_{v2} \} \dots\dots\dots (2)$$

ここに $y$ は気相の質量分率を、添字1および2はそれぞれ低沸点成分(R114)および高沸点成分(R113)を、 $b$ はバルク状態を表す。 $y_{1b}$ はバルク混合気が静圧 $P$ および $T_{vb}$ の測定値に対応する飽和状態にあると仮定して次式から求める。

$$y_{1b} = \frac{A}{M_2/M_1 + A(1-M_2/M_1)} \dots\dots\dots (3)$$

ここに $A = p_{s1}(P - p_{s2}) / \{ P(p_{s1} - p_{s2}) \}$ 、 $M$ は分子量、 $p_s$ は蒸気圧である。上述の方法によって各凝縮区間の $i_v$ が求まると、内挿公式によって各凝縮区間出入口の $i_v$ が求まる。

内管上の凝縮液の温度と濃度は気液界面における値に等しく、環状部の底部を流れる凝縮液は伝熱に寄与しないと仮定すると、式(1)右辺の凝縮液のエンタルピー変化は次式で与えられる。

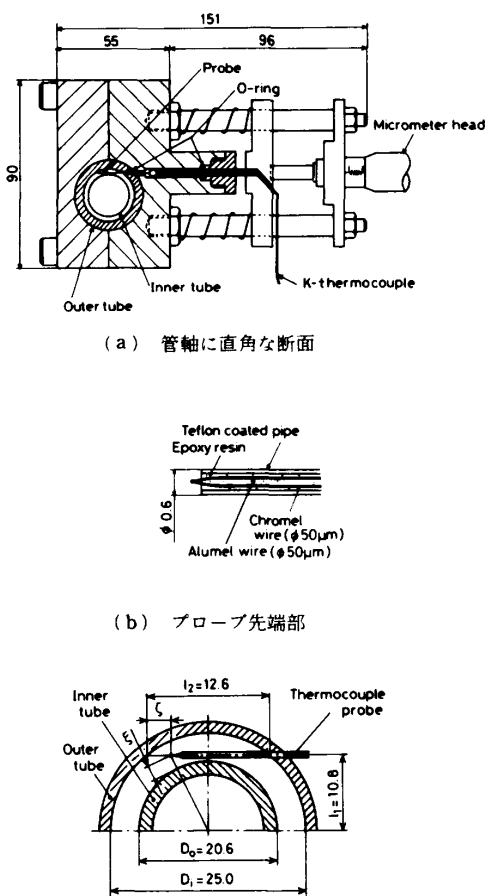
$$\{ (1-X) i_l \}_{j,in} - \{ (1-X) i_l \}_{j,out} = - (X_{j,in} - X_{j,out}) (i_l)_j \dots\dots\dots (4)$$

ここに $i_l$ は次式で与えられる。

$$i_l = \{ x_{1i} i_{l1} + (1-x_{1i}) i_{l2} \} \dots\dots\dots (5)$$

ここに $x$ は液相の質量分率を、添字 $i$ は気液界面を表す。

気液界面で相平衡関係が成立し、ラウールの法則が適用できるものと仮定すれば次式が成立する。したがって $P$ と後述の気液界面温度 $T_i$ の実験値を用いて式(6)から $x_{1i}$ を求めることができる。



(c) 内・外管とプローブとの幾何学的関係  
図3 温度分布測定装置の詳細

$$P = \frac{(p_{s1}/M_1)x_{1i} + (p_{s2}/M_2)(1-x_{1i})}{x_{1i}/M_1 + (1-x_{1i})/M_2} \dots\dots\dots(6)$$

なお、 $x_{1i}$ と平衡関係にある気相の質量分率  $y_{1i}$  は次式で与えられる。

$$y_{1i} = p_{s1}x_{1i} / \{p_{s1}x_{1i} + p_{s2}(1-x_{1i})\} \dots\dots\dots(7)$$

供試流体は試験区間入口において乾き飽和蒸気、すなわち  $X=1$  と仮定する。ついで、各凝縮区間について  $Q$  の測定値および  $i_v, i_l$  の計算値を  $j=1, 2, \dots$  の順に式(1)に代入すれば各凝縮区間出口の  $X$  が順次求まる。なお、環状部断面内で相平衡が成立すると仮定して定まる平衡温度  $T_{eq}$  (計算法は前報<sup>(1)</sup>参照)も算出し、 $T_{vb}$  と  $T_{eq}$  との差についても検討する。

公称面積 (直径  $D_r$  の平滑管の表面積) 基準の熱伝達係数  $\alpha_n$  および混合気物質伝達係数  $\beta_n$  をそれぞれ次式で定義する。

$$\alpha_n = q_n / (T_{vb} - T_w) \dots\dots\dots(8)$$

$$\beta_n = \dot{m}_n / \rho_v(1-\omega) \dots\dots\dots(9)$$

ここに  $q_n$  は公称面積基準熱流束、 $T_w$  はフィン根元壁温、 $\dot{m}_n$  は公称面積基準凝縮質量流束、 $\omega = (y_{1b} - x_{1i}) / (y_{1i} - x_{1i})$ 、添字  $w$  は壁面を表す。混合気から液膜表面への対流熱伝達を無視すれば、 $q_n$  は  $\dot{m}_n$  および液膜の熱伝達係数  $\alpha_{n0}$  と次式によって関係付けられる。

$$q_n = \dot{m}_n \{x_{1i}L_1 + (1-x_{1i})L_2\} = \alpha_{n0}(T_i - T_w) \dots\dots\dots(10)$$

ここに  $L_1$  および  $L_2$  は各単成分冷媒の凝縮潜熱を表す。 $\alpha_{n0}$  はフィン部の液膜の熱伝達係数  $\alpha_{r0}$  および管表面の液膜の熱伝達係数  $\alpha_{r0}$  と次式の関係がある<sup>(11)</sup>。

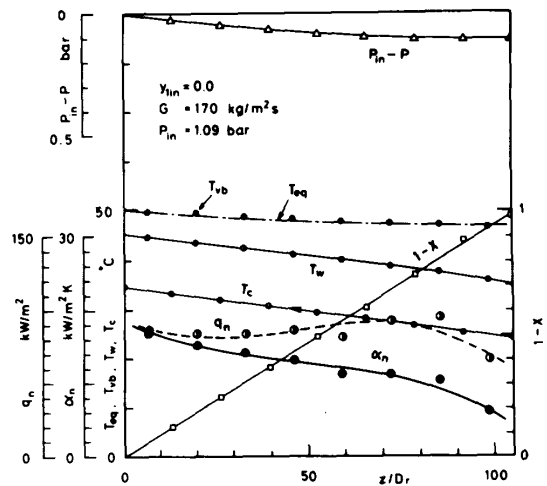
$$\alpha_{n0} = 1 / \{p_c p_f (1/\pi l_f d_r \alpha_{r0} \eta + R_s) + \alpha_{r0}(1-A_f)\} \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $p_f$  は軸方向フィンピッチ、 $l_f$  は1周方向ピッチあたりのフィンの長さ、 $\eta = \tanh(l_f \sqrt{\alpha_{r0}/\lambda_r d_r}) / (l_f \sqrt{\alpha_{r0}/\lambda_r d_r})$  はフィン効率、 $R_s$  および  $A_f$  はそれぞれフィンと管の間のはんだの熱抵抗および管の単位面積あたりのフィン接合部の面積である<sup>(11)</sup>。R114/R113 に対する  $\alpha_{r0}$  が後述の式(12)において凝縮潜熱  $L$  を  $x_{1i}L_1 + (1-x_{1i})L_2$  に置き換えて得られる値に、また  $\alpha_{r0}$  が文献(11)の式(A-8)中の飽和温度  $T_s$  を  $T_i$  に、凝縮潜熱を  $\alpha_{r0}$  の場合と同様に置き換えて得られる値に等しいと仮定すれば、 $q_n$  および  $T_w$  が既知のときに式(10)、(11)から  $\dot{m}_n$  および  $T_i$  を定めることができる。 $T_i$  が定まれば、式(6)、(7)から  $x_{1i}$  および  $y_{1i}$  が定まる。

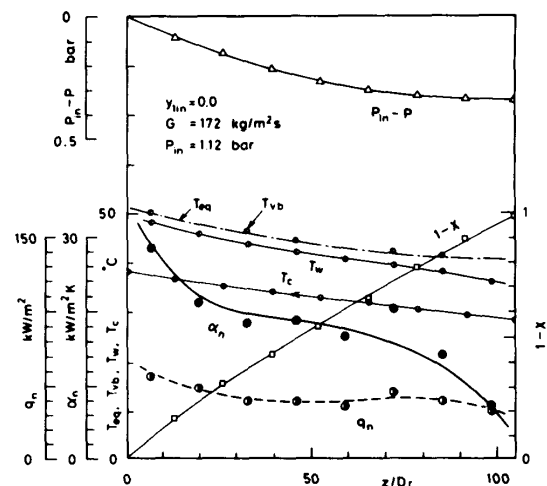
**3.2 測定値の管軸方向分布** 図4(a)、(b)は  $y_{1in}=0, G \approx 170 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), X_{out} \approx 0$  の場合について、それぞれ  $D_i=29.9 \text{ mm}$  と  $25.0 \text{ mm}$  の管に関する  $\alpha_n, q_n, T_{eq}, T_{vb}, T_w, T_c$ 、湿度  $(1-X)$  および管入口か

らの静圧降下  $(P_{in}-P)$  の管軸  $z$  方向分布を示す。両者を比較すると、 $q_n$  および凝縮温度差  $(T_{vb}-T_w)$  は  $D_i$  の大きい図4(a)のほうが大きく、一方  $\alpha_n, (P_{in}-P)$  の値および  $T_{vb}$  の  $z$  方向変化は  $D_i$  の小さい図4(b)のほうが大きい。また、図4(a)、(b)ともに  $T_{vb}$  と  $T_{eq}$  はよく一致している。

図5(a)、(b)は  $y_{1in} \approx 0.36, G \approx 170 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), X_{out} \approx 0$  の場合の結果を示す。図5中には  $T_i$  および  $\beta_n$  の値も記入されている。まず図4と図5を比較すると、 $q_n$  の値にはあまり差がなく、 $(T_{vb}-T_w)$  は図5のほうがかなり大きい。したがって  $\alpha_n$  は図5のほうがかなり小さい。これは混合気相の拡散抵抗が加わるためである。また、図5では凝縮の進行に伴う  $y_1$  の増大により、 $T_{vb}$  が  $z$  方向に顕著に減少している。なお、



(a)  $D_i=29.9 \text{ mm}$



(b)  $D_i=25.0 \text{ mm}$

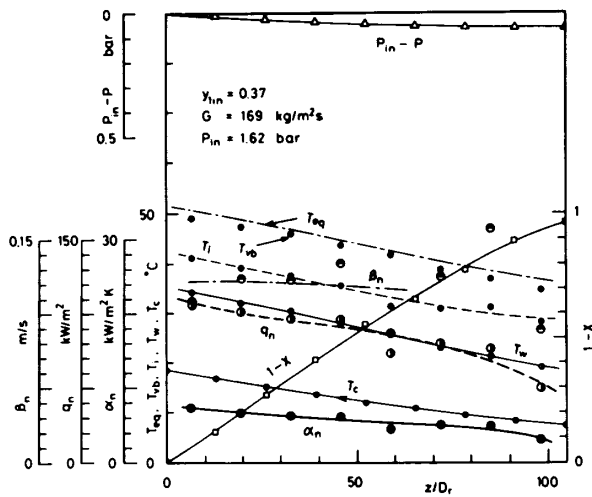
図4 測定値の管軸方向分布の比較、 $y_{1in}=0$  (外管内径の影響)

$T_{vb}$ は上流側では  $T_{eq}$  とかなりよく一致するが、下流側では  $T_{vb}$  のほうが低めになっている。次に図5 (a), (b)を比較すると、 $q_n, (T_{vb} - T_w), (P_{in} - P)$ の大小関係は図4 (a), (b)の場合と同様であるが、 $\alpha_n$ にはあまり差が見られない。凝縮温度差に占める気相の拡散抵抗による温度降下の割合  $(T_{vb} - T_i)/(T_{vb} - T_w)$ は、 $D_i$ の小さい図5 (b)のほうが15~20%大きい。 $\beta_n$ の算出精度が比較的高いとみなせる領域(後述の  $X_{ii} \leq 0.2$ の領域は図5中の  $1 - X \leq 0.6$ の領域にほぼ対応する)では、 $\beta_n$ は  $D_i$ の大きい図5 (a)のほうが最大70%大きく、両者の差は  $z$ とともに増大している。

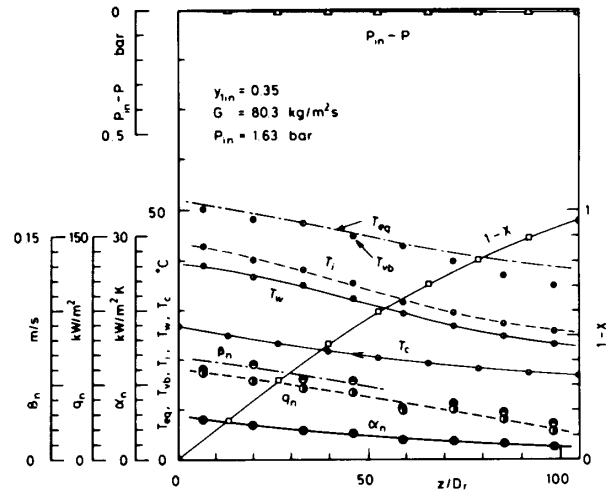
図6 (a), (b)は  $D_i = 29.9$  mm,  $y_{11n} \approx 0.36, G \approx 80$  kg/(m<sup>2</sup>·s)の場合について、それぞれ  $X_{out} = 0.05$  と  $0.46$ の場合の結果を示す。はじめに  $X_{out} \approx 0$ で  $G$ が異

なる図5 (a)と図6 (a)を比較すると、 $(T_{vb} - T_i)/(T_{vb} - T_w)$ は  $G$ が小さい図6 (a)のほうが大きく、一方  $\beta_n$ は  $G$ が大きい図5 (a)のほうが大きい。次に図6 (a), (b)を同一の  $X$ で比較すると、 $(T_{vb} - T_i)/(T_{vb} - T_w)$ は  $q_n$ の小さい図6 (b)のほうが大きく、 $\beta_n$ は  $q_n$ の大きい図6 (a)のほうが40~70%大きい。上述の結果をまとめると、混合蒸気の凝縮においては  $G, D_i$ および  $q_n$ が大きいほど  $(T_{vb} - T_i)/(T_{vb} - T_w)$ は小さく、一方  $\beta_n$ は大きい。本実験条件では  $D_i$ の大小と  $q_n$ の大小とは対応し、 $q_n$ は式(10)によって  $\dot{m}_n$ と関係づけられるから、 $q_n$ の大小は  $\dot{m}_n$ の大小と対応する。したがって、一般に  $\beta_n$ は  $G$ および  $\dot{m}_n$ が大きいほど大きいことがわかる。

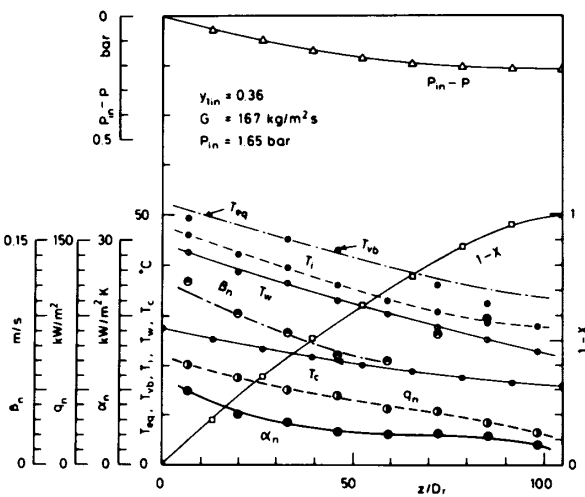
3.3 混合気温度の断面内分布 図7 (a), (b)



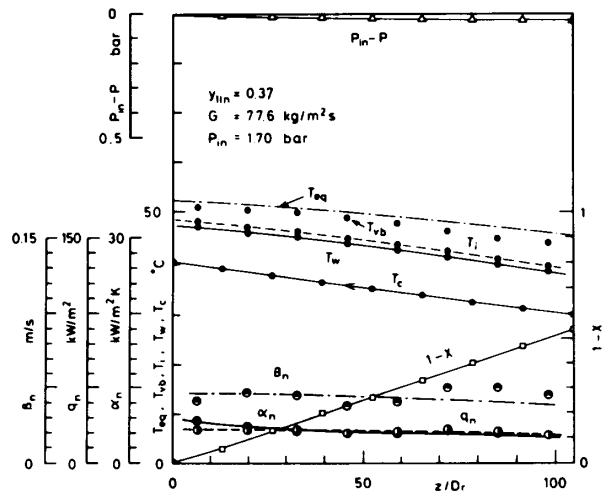
(a)  $D_i = 29.9$  mm



(a)  $x_{out} = 0.05$



(b)  $D_i = 25.0$  mm



(b)  $x_{out} = 0.46$

図5 測定値の管軸方向分布の比較,  $y_{11n} \approx 0.36$  (外管内径の影響)

図6 測定値の管軸方向分布の比較,  $y_{11n} \approx 0.36, D_i = 29.9$  mm (凝縮質量流束の影響)

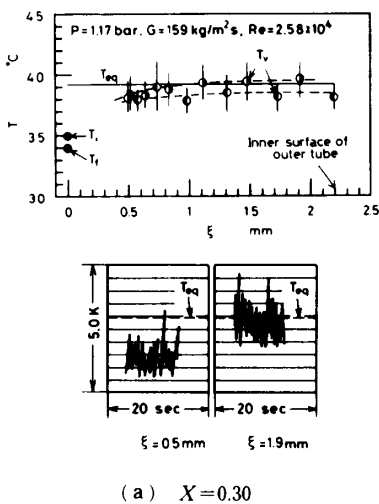
は  $y_{11n}=0.23$ ,  $G \approx 159 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  の場合について、それぞれ  $X=0.30$  と  $0.09$  における管軸に直交する断面内の混合気温度の分布をフィン先端から熱電対温接点までの距離  $\xi$  [図 3 (c)] に対して示す。温度の測定値には時間的な変動が見られたので、各測定点における変動幅を縦線で、最大値と最小値の平均値  $T_v$  を記号  $\bullet$  および  $\circ$  で示している。ここに、 $\bullet$  および  $\circ$  はそれぞれ図 3 (c) に示す環状部の左半分 ( $0 \leq \xi \leq 6.3 \text{ mm}$ ) と右半分 ( $6.3 \text{ mm} \leq \xi \leq 12.6 \text{ mm}$ ) の領域における  $T_v$  の値を示す。そのほか、 $T_{eq}$ ,  $T_i$  およびフィン表面温度  $T_f$  (計算法は前報<sup>(1)</sup>参照) の値と  $\xi=0.5 \text{ mm}$  および  $1.9$

mm における温度波形も併せ示している。なお、 $T_i$ ,  $T_f$  は便宜的に  $\xi=0$  の位置に記入してある。

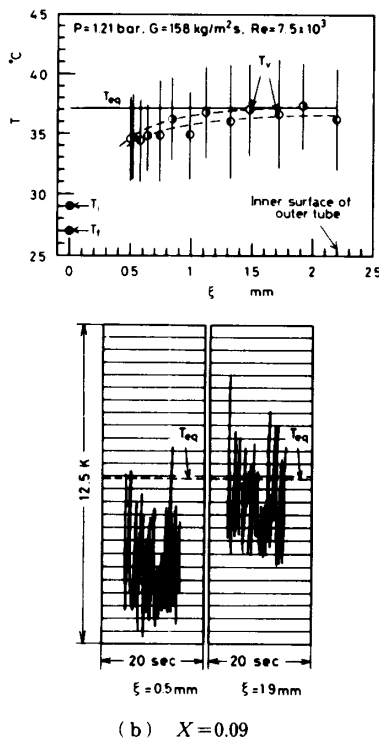
図 7 中の蒸気レイノルズ数  $Re = GX(D_i - D_r)/\mu_v$  の値から明らかなように、蒸気流は乱流である。図 7 中の破線は  $T_v$  の  $\xi$  方向分布を近似する曲線を示す。 $T_v$  は  $\xi$  の増大につれて増大し、図 7 (a) では環状部の間げきのほぼ中央で、図 7 (b) では外管内壁付近で  $T_{eq}$  にほぼ一致する。 $T_v$  は  $\xi=0$  で  $T_i$  に一致すると考えられるので、上述の事実は濃度こう配の大きい領域の厚さが  $Re$  の増大につれて減少することを示している。なお、 $\bullet$  と  $\circ$  の比較から明らかなように、 $T_v$  の分布は左右非対称である。これは内管表面のコルゲート加工によるらせん状のゆるやかな凹凸によって生じた蒸気流の旋回に起因すると考えられる。混合気温度の時間的な変動幅は断面内でほぼ一定であり、 $X$  (したがって  $Re$ ) の小さい図 7 (b) のほうが大きい。

図 8 は  $G$  が図 7 より小さい場合の結果を示す (温度波形は省略してある)。 $T_v$  の分布形の特徴は図 7 と同様であるが、 $X$  の小さい図 8 (b) では  $T_v$  は  $T_{eq}$  よりかなり低い。同様の現象は R114/R152a を凝縮物質とする縦形シェルチューブ形凝縮器に関する Kawano<sup>(10)</sup> の実験データにも見られる。

図 7, 8 に示されるように、混合気温度の断面内分布は条件によって大きく変化する。そして、下流側の低蒸気流速域では断面内の全領域で  $T_v < T_{eq}$  になる。

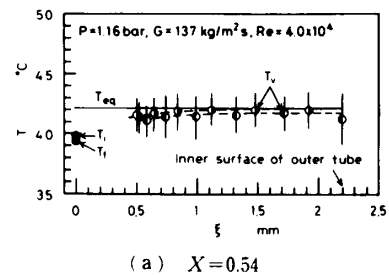


(a)  $X=0.30$

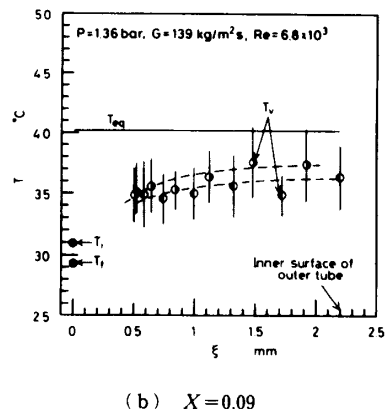


(b)  $X=0.09$

図 7 混合気温度の断面内分布, [ $G \approx 159 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ]



(a)  $X=0.54$



(b)  $X=0.09$

図 8 混合気温度の断面内分布 [ $G \approx 139 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ]

図9は  $T_{eq}$  と  $T_{vb}$  の差 ( $T_{eq} - T_{vb}$ ) と  $Re$  の関係を示す。なお、 $T_{vb}$  の測定値には時間的な変動はほとんど認められなかった。図9中には  $y_{in} = 0$  のデータが分布する領域を斜線で記入してあるが、この場合には  $T_{vb}$  と  $T_{eq}$  はよく一致し、過冷液が熱電対に接触することなどによる  $T_{vb}$  の測定誤差は小さいと考えられる。 $y_{in} > 0$  の場合には大部分のデータについて  $T_{eq} > T_{vb}$  の関係がある。そして、 $Re \geq 2 \times 10^4$  では  $T_{vb}$  と  $T_{eq}$  は 2 K 以内で一致するのに対し、 $Re \leq 2 \times 10^4$  では  $Re$  の減少につれて両者の差が増大する。これは、低蒸気流速域では流動様式が分離流になり、液相内の混合が不十分なために differential condensation を生じやすい<sup>(12)</sup> ことと関係があると考えられる。

**3.4 液膜の熱伝達** 混合蒸気の実験において、3.1節の方法から  $T_i$  を求めるためには、式(11)中の  $\alpha_{r0}$  と  $\alpha_{r0}$  が既知でなければならない。前報<sup>(1)</sup>と同様に、 $\alpha_{r0}$  および  $\alpha_{r0}$  には R113 単成分蒸気に関する式 ( $T_i = T_s$  とおく) と同一の式が適用できるものと仮定する。しかし、本研究ではフィンの配列が前報<sup>(1)</sup>と多少異なるので、 $\alpha_{r0}$  については R113 に関する本実験データを用いて実験式を新たに作成する。一方、 $\alpha_{r0}$  には前報<sup>(1)</sup>と同一の式を仮定する。データの解析結果によれば、フィン根元管表面の伝熱量は全伝熱量の 14% 以

下で、この仮定による  $T_i$  の誤差は無視できると考えられる。

前報<sup>(1)</sup>で使用した  $\alpha_{r0}$  の式は、前報と同一の内管と内径の異なる 3 種類の外管を組合せて行った R11, R113 の実験<sup>(11)</sup>から求められたものである。本報ではこの式の係数と指数の一部を修正し、次式を得た。

$$Nu_f = [(Nu_{fs}^4 + Nu_{fv}^4) / \{1 + 55(2D_r/D_i - 1)X_u\}]^{0.25} \dots \dots \dots (12)$$

ここに  $Nu_f = \alpha_{r0} d_f / \lambda_i$

$$Nu_{fs} = 0.6 S_d^{0.25} \dots \dots \dots (13)$$

$$Nu_{fv} = 0.12(1+B)^{1/3} (u_v d_f / \nu_i)^{0.5} \{1 + 6.5 \times 10^{-5} (1 + 4 \times 10^5 \tilde{h}_f^6) / C^3\}^{0.25} \dots \dots \dots (14)$$

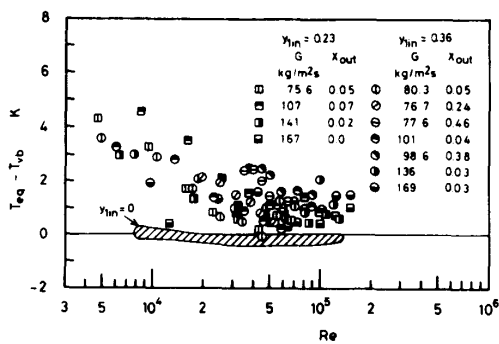
$X_u = \{(-dP/dz)_i / (-dP/dz)_v\}^{0.5}$  は Lockhart - Martinelli のパラメータ、 $S_d = \sigma L d_f / \lambda_i \nu_i (T_i - T_f)$ 、 $B = \mu_i L (\rho_v \mu_v / \rho_i u_i)^{0.5} / \lambda_i (T_i - T_f)$ 、 $C = (\rho_i / \rho_v)^{1/2} Re_f^{1/6} (g \nu_i)^{1/3} / u_v$ 、 $\tilde{h}_f = h_f / (D_i - D_r)$ 、 $Re_f = GD_r(1-X) \{ (D_i/D_r)^2 - 1 \} / \mu_i$ 、 $g$  は重力の加速度である。R113 に関する本実験結果は平均絶対値偏差 7.8% で式(12)により整理できる。 $Nu_f$  は式(12)に示されるように、表面張力支配領域に対するヌッセルト数  $Nu_{fs}$ 、蒸気流によるせん断力支配領域に対するヌッセルト数  $Nu_{fv}$  および環状部の底を流れる凝縮液の液深の影響を表す項 (右辺の分母) の組合せとして表される。 $Nu_{fs}$  および  $Nu_{fv}$  を前報<sup>(11)</sup>の式と比較すると、前者は 7%、後者は  $C = 0.02$  で 21% 本報の式のほうが高い。

**3.5 混合気物質伝達** ワイヤフィンは蒸気流にほぼ直交するので、前報<sup>(1)</sup>では混合気の物質伝達特性は不凝縮ガスを含む混合気流に直交する水平円管上の凝縮の場合と類似性があると考え、データ整理を行った。図10は本実験結果を前報<sup>(1)</sup>の座標上にプロットしたものである。ここに  $Sh_f = \beta_f d_f / D$  はフィン部のシャーウッド数、 $Re_d = u_v d_f / \nu$ 、 $\beta_f = \dot{m}_f / \rho_v (1 - \omega_f)$  はフィン部の物質伝達係数、 $\dot{m}_f$  はフィン表面上の凝縮質量流束、 $\omega_f = (y_{1b} - x_{1i}) / (y_{1i} - x_{1i})$  である。図10中には、 $X_u \leq 0.2$  で  $(y_{1b} - x_{1i}) \geq 0.1$  の実験値をプロットしてある。前者は内管が環状部の底部を流れる液に浸漬されず<sup>(11)</sup>、 $\dot{m}_f$  の計算精度が十分高いとみなせる条件である。

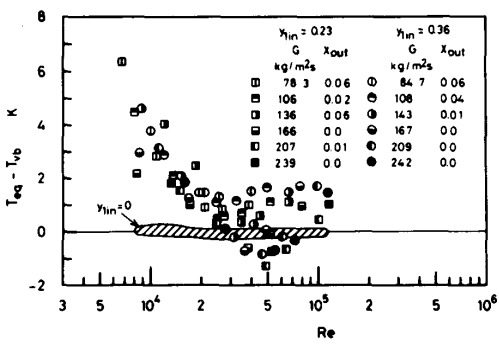
図10中の実線は  $D_i = 29.9$  mm の管に関する前報<sup>(1)</sup>のデータについて、本報の方法によって  $y_{1b}$  を求めてデータの再検討を行い、 $G$  の小さい場合のデータから得た次式

$$\frac{Sh_f}{Re_d^{0.5}} = \frac{\{1 + 0.23 Sc^{1/3} (1/\omega_f - 1)\}^{0.5} - 1}{2(1 - \omega_f)} \dots (15)$$

を示す。ここに、シュミット数  $Sc$  には実験値の平均

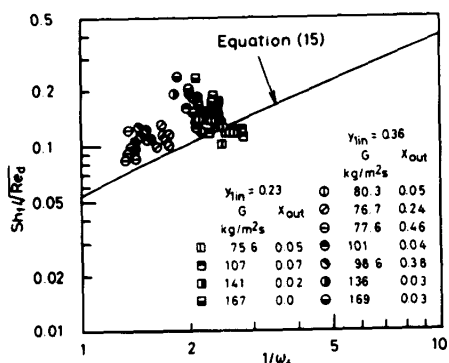


(a)  $D_i = 29.9$  mm

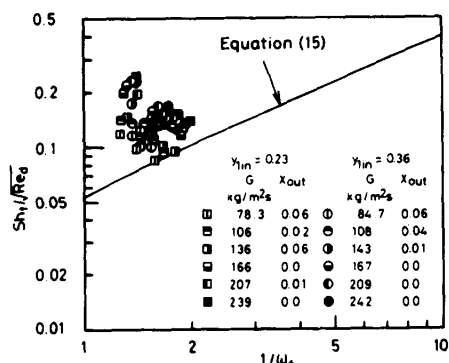


(b)  $D_i = 25.0$  mm

図9 ( $T_{eq} - T_{vb}$ ) と  $Re$  の関係



(a)  $D_i = 29.9$  mm



(b)  $D_i = 25.0$  mm

図 10  $Sh_f/Re_d^{0.5}$  と  $1/\omega_f$  の関係

に近い 0.8 を代入している。本実験の  $G$  の小さいデータは式(15)より 20%程度高い  $Sh_f/Re_d^{0.5}$  の値を示す。図 10 中の記号  $\ominus$ ,  $\odot$  および  $\oplus$  で表される  $G \approx 80$  kg/(m<sup>2</sup>·s) のデータ (それぞれ  $X_{out} = 0.46, 0.24$  および 0.05) について見ると、実験値は  $X_{out}$  が小さいほど、すなわち  $\dot{m}_f$  が大きいほど  $1/\omega_f$  の大きい領域に分布し、かつ  $Sh_f/Re_d^{0.5}$  も大きい。この傾向は記号  $\bullet$ ,  $\ominus$  で表される  $G \approx 100$  kg/(m<sup>2</sup>·s) のデータ (それぞれ  $X_{out} = 0.38$  および 0.04) にも認められる。次に、 $X_{out} \approx 0$  のデータについて見ると、同一の  $1/\omega_f$  では  $G$  が大きいほど  $Sh_f/Re_d^{0.5}$  も大きい。したがって式(15)は  $Sh_f/Re_d^{0.5}$  の  $1/\omega_f$  による変化をよく表すが、 $G$  の影響は正しく表現しないことがわかる。なお、本実験結果が式(15)より高い  $Sh_f/Re_d^{0.5}$  の値を示すのは、図 2 の  $\Delta$  が本報で用いた内管のほうが大きく、フィン近傍の低沸点蒸気が排除されやすいためと考えられる。

#### 4. 結 論

ワイヤフィン付きコルゲート管を内管とする水平二重管環状部で非共沸混合冷媒 R114/R113 の凝縮実験

を行い、質量速度  $G$ 、外管内径  $D_i$  および凝縮質量流束  $\dot{m}$  が熱伝達と混合気物質伝達に及ぼす影響を確かめた。主な結論は

(1) 凝縮区間長が一定の場合には、凝縮側の温度差にしめる気相の拡散抵抗による温度降下の割合  $(T_{vb} - T_i)/(T_{vb} - T_w)$  は  $G$  が大きいほど小さく、同一の  $G$  では  $D_i$  が大きいほど小さい。混合気物質伝達係数  $\beta_n$  は  $D_i$  および  $G$  が大きいほど大きい。

(2)  $D_i$  および  $G$  が一定の場合には、 $(T_{vb} - T_i)/(T_{vb} - T_w)$  は  $\dot{m}$  が大きいほど小さく、 $\beta_n$  は  $\dot{m}$  が大きいほど大きい。

(3) 混合気温度の断面内分布は、蒸気レイノルズ数  $Re$  が大きいほど平坦になる。混合気のパルク温度は、 $Re \geq 2 \times 10^4$  では断面内で相平衡を仮定した場合の平衡温度の計算値  $T_{eq}$  と 2 K 以内でほぼ一致し、 $Re \leq 2 \times 10^4$  では  $Re$  の減少につれて  $T_{eq}$  より低下する。

(4) フィン部における混合気物質伝達係数は、前報<sup>(1)</sup>のモデルによる式(15)より 20%程度高い値を示した。これは本研究と前報の内管のフィン配列の差によると考えられる。また、式(15)は物質伝達に及ぼす  $\dot{m}$  の影響をよく表現するが、 $G$  の影響は正しく表現しない。

続報では、摩擦圧力降下と混合気物質伝達の整理式について述べ、凝縮熱伝達の予測法を提案する。最後に、本研究に際して、冷媒および内管を提供していただいたダイキン工業(株)の中田春男氏に謝意を表す。

#### 文 献

- (1) 野津・ほか 3 名, 冷論, 6-1(1989), 57.
- (2) Rose, J. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 23(1980), 539.
- (3) Kawano, Sh., *Heat and Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics*, (1987), 231-242, Hemisphere Publishing Corp.
- (4) 小山・ほか 4 名, 機論, 54-502, B(1988), 1447.
- (5) 望月・ほか 2 名, 機論, 54-503, B(1988), 1796.
- (6) 井上・ほか 2 名, 第 25 回日本伝熱シンポジウム講演集, 第 2 分冊, (1988), 460.
- (7) 久保田・ほか 4 名, 第 25 回日本伝熱シンポジウム講演集, 第 1 分冊, (1988), 145.
- (8) 土方・ほか 2 名, 機論, 55-518, B (1989), 3183.
- (9) Shizuya, M., ほか 2 名, *Proc. 2nd Int. Symp. Condensers Condensation*, (1990), 27.
- (10) Kawano, Sh., *Proc. 2nd Int. Symp. Condensers Condensation*, (1990), 49.
- (11) 本田・ほか 4 名, 冷論, 5-2(1988), 255.
- (12) Bell, K. J., *Int. Comm. Heat Mass Transf.*, 15-4(1988), 429.