機能物質科学研究所
報告 第5巻 第2号
pp.147-164 (1991)

フィンによる凝縮熱伝達の促進に関する研究

本田博司・高松　洋・高田信夫

(九州大学機能物質科学研究所システム工学部門冷却工学研究分野)

Augmentation of Condensation Heat Transger by Finning of Tubes

H. Honnda, H. Takamatsu, and N. Takada

This paper summarizes experimental and theoretical studies that have been performed in our laboratory to enhance condensation heat transfer on horizontal tubes and tube bundles by use of fins. Use of a drainge strip is proved to be very effective in further enhancing condensation heat transfer on the horizontal finned tube. Effects of fin geometry and tube arrangement on the condensation heat transfer performance of the tube bundle are investigated. A theoretical model is proposed to predict the performance of a bundle of horizontal tubes with flat-sided annular fins. The model is used to optimize the fin geometry for given operating conditions of a shell and tube condenser. It is shown that the highest heat transfer performance is provided by the flat-sided fin tube with fin dimensions close to the theoretically determined optimum values.

1. はじめに

凝縮器は蒸気を作動媒体とする動力プラントや冷凍，空調，ヒートポンプシステム，さらには化学プラントの構成要素として広く使用されている。高性能凝縮器の開発に関する研究は，1970年代のオイルショックを機に，省エネルギー対策および新エネルギー開発の一環として活発に行われてきた。また，近年の地球環境問題の顕在化に伴い，新・省エネルギー機器に関する研究には新しい展開が要求されている。従来，中・低温のエネルギーシステムには各種の CFC 冷媒が大量に使用されてきたが，この物質は成層圏オゾン層の破壊能力および温室効果が大きいため，近くその使用が禁止される。現在，代替冷媒の開発が進められているが，一般に代替冷媒の物性には問題があり，従来の CFC 冷媒に比べてサイクル性能が低下する。そのため，熱交換器における不可逆損失を最小にするためのさらなる高性能化，最適化が課題となっている。

次世代スーパーコンピューターに使用される ULSI チップの表面熱流束は50～100W/cm^2 に達すると予測されており，高性能熱除去法の開発が重要な課題となっている。最も有力な冷却方式は，不伝導性液体による直接液冷である。この冷却方式では，発生した蒸気を冷却して凝縮させ，再循環させる必要があるが，使用する凝縮器はできる限りコンパクトであることが望ましい。この要求を満たすために，浸漬冷却モジュールの容器壁を凝縮面とする方式が提案され，その伝熱特性と伝熱促進に関する研究が進められている。

凝縮伝熱の促進法としては，伝熱面にフィン加工を施し，表面積を増大させるとともに，表面張力効果を有効に利用する方法が最も優れている。本研究室では，大型システムに使用されるシェルチューブ凝縮器と浸漬冷却モジュール用凝縮器について，フィンによる凝縮熱伝達の促進と凝縮器の最適設計に関する一連の研究を行ってきた。ここでは，シェルチューブ凝縮器に

受理日　平成3年12月13日

関する研究の概略を紹介する。

2. 水平単管上の凝縮熱伝達の促進

水平フィン付管を使用したシェルチューブ凝縮器の伝熱性能は（1）フィンの形状，寸法，（2）蒸気流速，（3）凝縮液イナンデーション，（4）管配列，等の影響を受ける。従って，これら各因子の影響を明らかにする必要がある。しかし，管群の凝縮実験を行うには大掛かりな装置が必要であるので，先ず単管に関する実験を行い，フィンの形状，寸法と凝縮伝熱性能およびフィン間の溝部に保持される凝縮液の挙動との関係を調べた。また，凝縮伝熱を更に促進させる方法として，フィン付管の下端に多孔質排液板を取り付ける方法を考案し，その効果を検討した。つぎに，環状フィン付管について凝縮液の流動と伝熱の理論解析を行い，これをもとにして単管の伝熱性能計算法を導いた。さらに，この解析に多孔質排液板内を流下する凝縮液の挙動を組み込み，多孔質排液板を取り付けた水平環状フィン付管の伝熱性能計算法を導いた。

2.1 実　験

フィン付管の凝縮伝熱促進要因としては，（1）表面積の増大，（2）表面張力の作用によってフィン上の凝縮液膜が薄くなる効果，があるが，（1）と（2）は必ずしも両立し得ない。即ち，表面積を増大させるにはフィン高さ h を大きくするか，またはフィンピッチ p を小さくすればよいが，h を過度に大きくするとフィンの側面において液膜の曲率変化が小さくなり，従って表面張力による圧力勾配が減少するため，フィンの先端から根元へ向かう凝縮液の流れが悪くなって膜厚が増大する。一方，p を過度に小さくすると表面張力の作用によってフィン間の溝部に凝縮液が充満し，有効伝熱面積がかえって減少する。（1）と（2）の効果を最大限ら利用するには，h と p を共に小さくし，溝部の凝縮液を別の手段によって積極的に排除すればよい。その手段として，フィン付管の下端に溝を設けて多孔質板を取り付け，ヒートパイプにおけるウイックの効果を逆の方向に作用させることが考えられる。

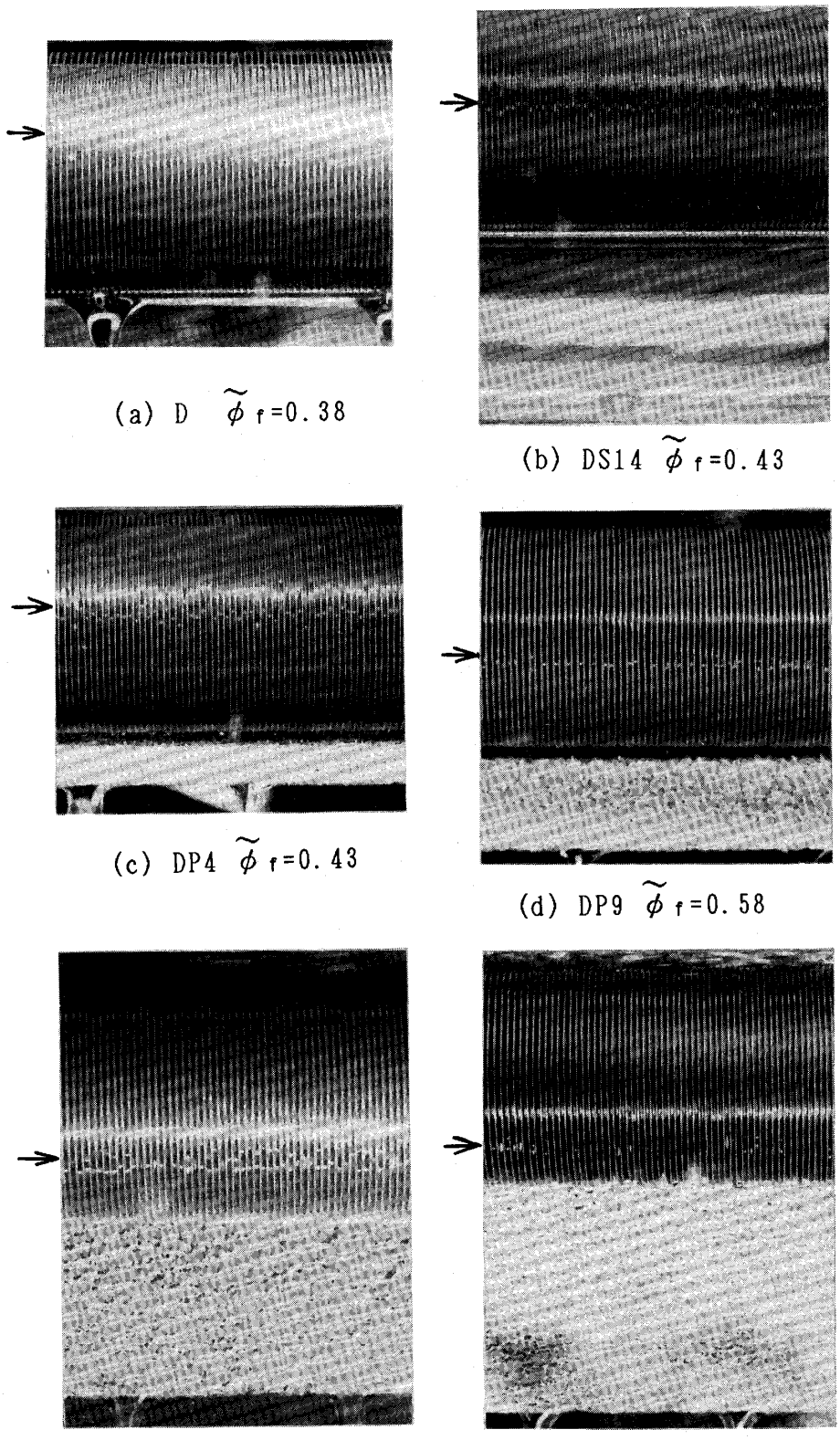
実験[1,2]に使用した伝熱管の諸元を表1に示す。ここに管Aは平滑管，管B，C，Dは環状フィン付管，管Eは鋸歯状フィン付管である。また，管 BS，CS，DS，ES はそれぞれ管B，C，D，Eの下端に硬質塩化ビニル板を取り付けた管，管 BP，CP，DP，EP は厚さ1.9mm のニッケル製多孔質板（平均有効孔半径 $r_p=0.4$mm）を取り付けた管である。凝縮物質にはR113 とメタノールを使用した。

図1は管D，DS, DP 上のメタノールの凝縮状態を比較したものである。管の記号に続く数字は排液板高さ l (mm) を，ΔT は凝縮温度差（蒸気温度 T_s とフィン根元平均壁温 T_{wm} の差）を表す。図中の矢印の位置に見られる光の反射は，ここでフィン間溝部の液膜厚さが急変していることを示しており，これより下部のフィン間には凝縮液がほぼ充満している。この位置の管頂からの角度を ϕ_f とする。図1中には $\tilde{\phi}_f=\phi_f/\pi$ の値も示してある。管 DS14 の $\tilde{\phi}_f$ は管Dよりいく分大きい。管 DP4～DP19 では1が大きいほど ϕ_f も大きく，従って有効伝熱面積が増大している。

図2は管D，DP15，E，EP15 上でメタノールが凝縮する際の溝部液膜形状の周方向変化を比較したものである。また図3の上半部にはシリーズDとEの管についてフィン間中央の液膜厚さ δ の周方向変化を δ/h 対 $\tilde{\phi}=\phi/\pi$ の関係で示している。なお，シリーズD

表1　供試管の各部寸法

Test series			A	B	C	D	E
Tube designation			A	B, BS, BP	C, CS, CP	D, DS, DP	E, ES, EP
Fin pitch	p	mm	—	0.98	0.64	0.50	0.72
Fin height	h	mm	—	1.46	0.92	1.13	1.03
Fin spacing	b	mm	—	0.74	0.46	0.39	—
Fin half tip angle	θ	rad	—	0.079	0.087	0.0	—
Outside diameter	d_o	mm	19.05	18.69	18.89	19.35	19.40
Inside diameter	d_c	mm	15.88	14.10	15.48	14.20	15.50
Actual area		m^2/m	0.060	0.190	0.197	0.294	—
Actual area/Nominal area			1.00	3.24	3.32	4.84	—
Effective length		mm	433	433	263	170	168



(a) D　$\tilde{\phi}_f$=0.38　(b) DS14　$\tilde{\phi}_f$=0.43

(c) DP4　$\tilde{\phi}_f$=0.43　(d) DP9　$\tilde{\phi}_f$=0.58

(e) DP14　$\tilde{\phi}_f$=0.68　(f) DP19　$\tilde{\phi}_f$=0.72

図1　凝縮状態の比較（メタノール，$\Delta T \fallingdotseq 8K$）

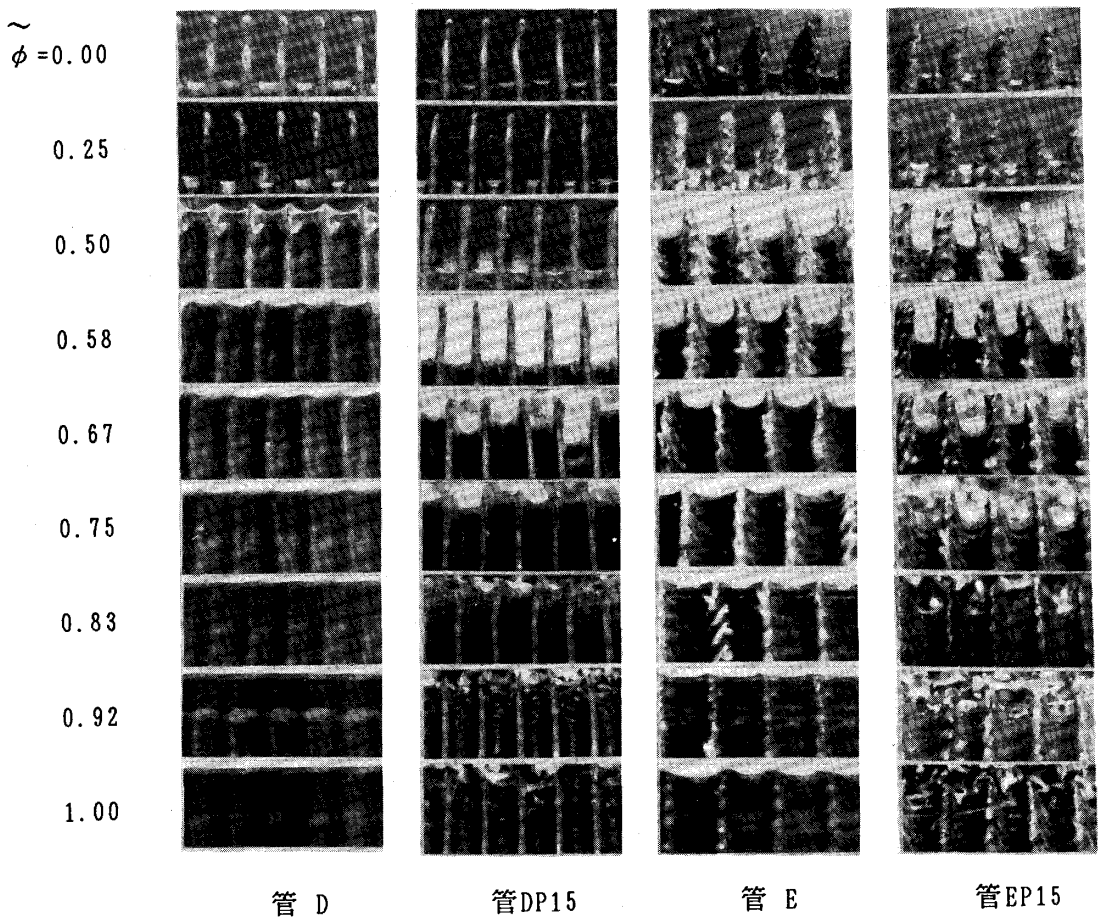


図 2　溝部液膜形状の周方向変化（メタノール，$\Delta T \fallingdotseq 12K$）

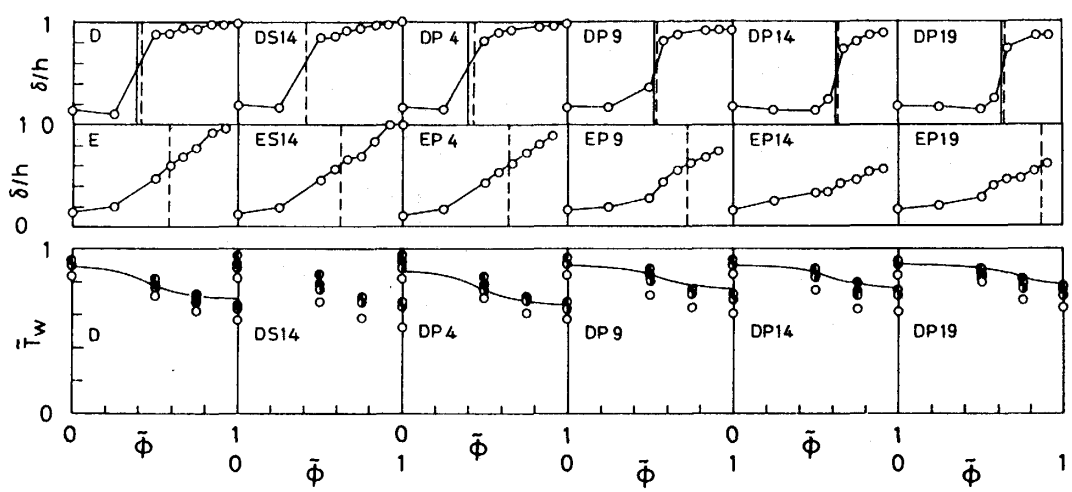


図 3　溝部液膜厚さおよび壁温の周方向分布（$\Delta T = 7 \sim 12K$）

については $\tilde{\phi}_f$ の測定値を破線で，また後述の式（5）による理論値を実線で併せ示している。シリーズDでは $\tilde{\phi}_f$ より上部のフィン間溝部の液膜厚さは小さく，フィンのほぼ全面が有効伝熱面として働いている。一方 $\tilde{\phi}_f$ より下部では溝部に液が充満しており，メニスカスはフィン先端に接している。従って，フィン先端部だけが有効伝熱面として働く。シリーズEではフィン間溝部の液膜厚さの周方向変化がゆるやかである。

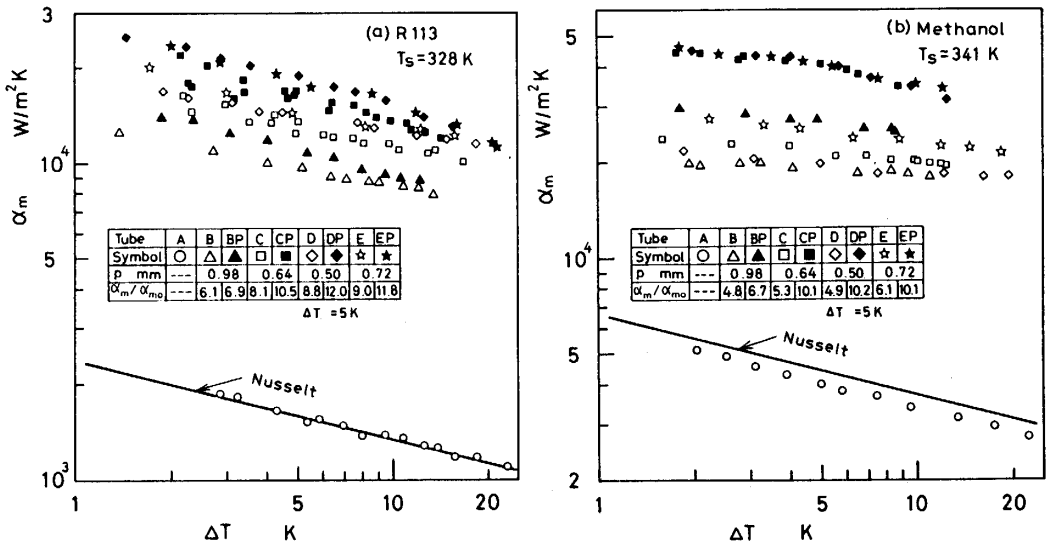


図4　平均熱伝達係数の比較

これは鋸歯状フィン付管の特徴と考えられる。

図3の下半部にはシリーズDについて無次元フィン根元壁温 $\tilde{T}_w=(T_w-T_c)/(T_s-T_c)$ の周方向変化を示している。ここに T_c は冷却水温である。4種類の記号は冷却水入口からの距離が異なる断面における測定値を表す。δ/h と $\tilde{T}_w$ の分布には密接な関係があり，無次元凝縮温度差 $1-\tilde{T}_w$ は $\tilde{\phi}_f$ より上半部と下半部で2倍以上変化している。このことは熱伝達のモデルを考えるうえで重要である。図中の実線は後述の理論による壁温分布の計算値を示す。これらの値は実験値とよく一致している。

図4は管B～E，BP15～EP15の公称面積（フィン先端径 d_0 に等しい外径を有する平滑管の表面積）基準の平均熱伝達係数 α_m と ΔT の関係を比較したものである。図中には管A（平滑管）の熱伝達係数 α_{m0} および各管の伝熱促進率 α_m/α_{m0} の値も併記してある。R113とメタノールの結果を比較すると，α_m/α_{m0} の値は全ての管についてR113のほうが大きく，その最大値は12.0に達する。一方，多孔質排液板の取付けによる伝熱促進効果はメタノールのほうが大きく，これを取付けない場合に比べて最大2.08倍の α_m が得られている。後述のように，これらの現象は凝縮物質の表面張力と液密度の比 σ/ρ_l と関係がある。R113については，環状フィン付管の α_m はPが小さいほど大きく，多孔質排液板の取付けによる伝熱促進効果も大きい。メタノールについても，管Dの α_m が相対的に小さいことを除けば同様の傾向が見られる。

図5はメタノールについてシリーズDの α_m および $\tilde{\phi}_f$ を比較したものである。図中には α_{m0} および各管の α_m/α_{m0} の値も併記してある。管DSは管Dよりわずかに高い伝熱性能を示す。管DPの α_m および $\tilde{\phi}_f$ の値は l とともに増大するが，$l=13.6$mm と19.4mmではあまり差がみられない。従って，この場合の多孔質排液板の有効高さは約14mmである。

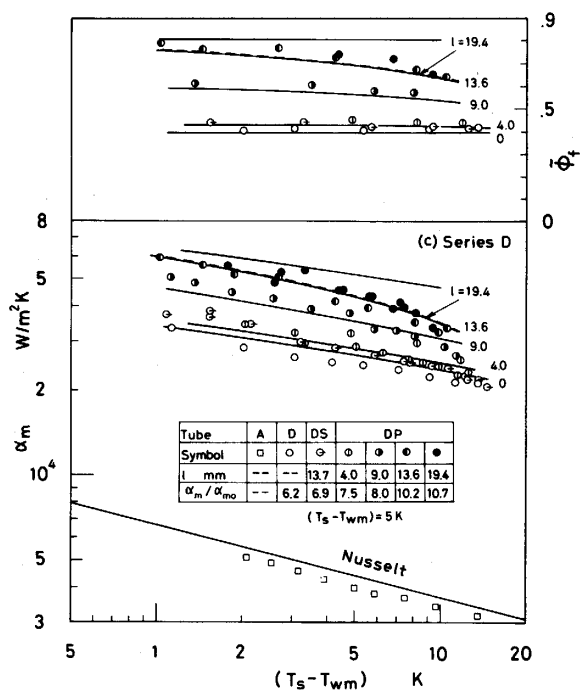


図5　平均熱伝達係数 α_m および無次元液充満角度 $\tilde{\phi}_f$ の排液板高さ l による変化（メタノール）

2.2 液充満位置

ここで環状フィン付管の ϕ_f の予測法[1-3]について述べる。単管の場合，ϕ_f より下部の溝に保持された凝縮液の流れは非常に遅いので，その気液界面形状は重力と表面張力による圧力との釣合によって定まる。物理モデルおよび座標系を図6に示す。図6（a），（b）はそれぞれフィン間中央の管断面および管頂からの角度 ϕ の位置のフィン断面を示す。管の外半径を R_0，フィン底半径を R_b，フィン高さを h，フィン間隔を s，フィンの半頂角を θ とする。座標 x, y の原点をフィン間中央の気液界面にとり，この点の液膜厚さを δ，管底からの高さを z する。また，$x=0$, x における気液界面曲率半径をそれぞれ r_0, r とする。$s, h \ll R_0$ を仮定すると，気液界面形状に関して次式が成立する。

$$-\sigma/r+\rho_1 gy\cos\phi=-\sigma/r_0 \qquad (1)$$

$$\rho_1 gz-\sigma/r_0=0 \qquad (2)$$

ここに $r=\{1+(dy/dx)^2\}^{3/2}/(d^2y/dx^2)$

$$z=R_0+(R_b+\delta)\cos\phi \qquad (3)$$

境界条件は

$$x=0: y=0,\ dy/dx=0 \qquad (4)$$

$$\phi=\pi: r_0=\infty \qquad (5)$$

計算結果によれば，r は任意の角度 ϕ の断面内でほぼ一定である。その値を r_b とすれば，r_b は次式で与えられる。

$$g\rho_1 z=g\rho_1\{R_0+(R_0-r_b+\sqrt{r_b^2-s^2/4})\cos\phi\}$$
$$=\sigma/r_b \qquad (6)$$

式（6）はさらに

$$g\rho_1 z=g\rho_1 R_0(1+\cos\phi)=\sigma/r_b \qquad (6)'$$

と簡略化できる。ϕ_f は r_b のとりうる最小値 r_f に対応する角度として定まり，次式で近似できる。

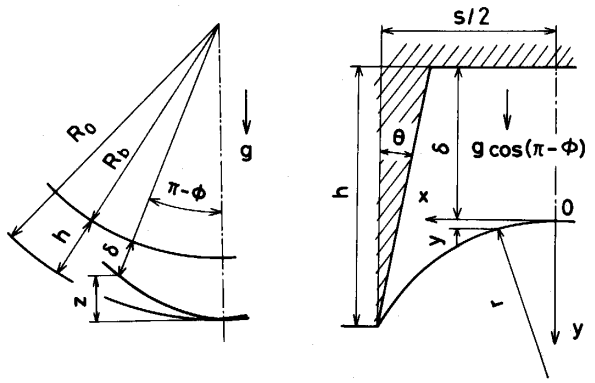
$$0\leqq X\leqq 2:\ \phi_f=\cos^{-1}(X-1)$$

$$2<X:\ \phi_f=0 \qquad (7)$$

ここに

$$s(1-\sin\theta)/\cos\theta\leqq 2h:\ X=4\sigma\cos\theta/\rho_1 g d_0 s,$$
$$r_f=s/2\cos\theta$$
$$s(1-\sin\theta)/\cos\theta>2h:\ X=(4\sigma/\rho_1 g d_0 s)(s/h)/$$
$$\{1+(s/2h)^2\},\ r_f=h\{1+(s/2h)^2\}/2 \qquad (8)$$

多孔質排液板を取付けると，管の下端における境界条件が変化する。物理モデルおよび座標系を図7に示す。多孔質板の厚さを t，高さを l とし，管底から下向きに座標 x をとる。多孔質排液板内の流れについて Darcy の法則が成立し，$x=x_1$ における気液の圧力が等しいと仮定すると，$x=0$ における液の圧力は周囲蒸気の圧力より



(a)フィン間中央の管断面　(b)角度 ϕ のフィン断面

図6　管下部のフィン間に保持される凝縮液の形状

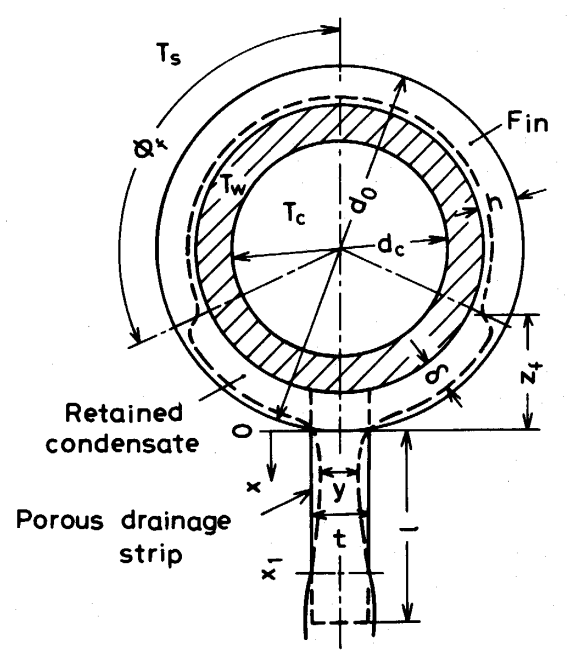


図7　多孔質排液板を取付けたフィン付管を流下する凝縮液流のモデル

$$\Delta P_2=\int_0^{x_1}\rho_1(g-\pi d_0 q_m \nu_1/\rho_1 LKy)\,dx$$
$$\fallingdotseq g\rho_1(1-F/K)x_1 \qquad (9)$$

だけ低くなる。ここに q_m は公称面積基準の平均熱流速，K は透過率，L は凝縮潜熱，$F=\pi d_0 q_m \nu_1/g\rho_1 Lt$ である（x_1の値は文献（2）参照)。なお，ΔP_2の値は多孔質板の毛管限界による上限値$\Delta P_{2max}=2\sigma/r_p$を超えることはない。従って，多孔質排液板を取付けた場合には溝部の液膜形状に関する式（6），（6)′の左辺にΔP_2が加わることになる。前の場合と同様に，ϕ_fは$r_b=r_f$の位置として定まり，次式を得る。

$$\phi_f=\cos^{-1}(X-2\Delta P_2/g\rho_1 d_0-1) \qquad (10)$$

最初にフィン上の薄液膜部をとりあげる。ϕ方向の流れをx方向に流れに対して無視すると，液膜厚さδに関して次式が成立する。

$$\frac{1}{3\nu_1}\frac{d}{dx}\left[\left(\rho_1 g f_x-\sigma\frac{da}{dx}\right)\delta^3\right]=\frac{\lambda_1(T_s-T_w)}{\delta L} \qquad (11)$$

ここにgf_xは重力のx方向成分，$a=1/r$は気液界面の曲率である。aはδ，$d\delta/dx$, $d^2\delta/dx^2$の関数として表せる。式（12）の境界条件は

$$x=0:\ d\delta/dx=d^3\delta/dx^3=0 \qquad (12)$$

$$x=x_b:\ d\delta/dx=\tan\varepsilon,\quad r=-r_b \qquad (13)$$

式（11）を無次元化すると

2.3 熱伝達

環状フィン付管上における静止蒸気の膜状凝縮をとりあげる[3,4]。物理モデルおよび座標系を図8に示す。先端の角部に半径r_tの円弧部を有する台形フィンを考える。フィン頂点からフィン表面にそって座標xをとる。図8（b），（c）はそれぞれ$0\leqq\phi\leqq\phi_f$の領域（u領域）と$\phi_f\leqq\phi\leqq\pi$の領域（f領域）のフィン断面を示す。フィン上の凝縮液は重力と表面張力の作用によってフィン根元へ向かって流れ，その後重力によって溝を流下する。従って液膜は$0\leqq x\leqq x_b$の薄液膜部と$x_b\leqq x$の厚液膜に分かれる。u領域の液膜形状はさらにフィン寸法と凝縮量に応じて図9に示すケースA，B，Cに分かれる。このうち，ケースB，Cは凝縮量が比較的少ない場合に対応している。これらの場合にはフィン根元管表面のフィン間中央部にも薄液膜部が存在する。伝熱の大部分は薄液膜部で行われるので，まず薄液膜の解析を行う必要がある。

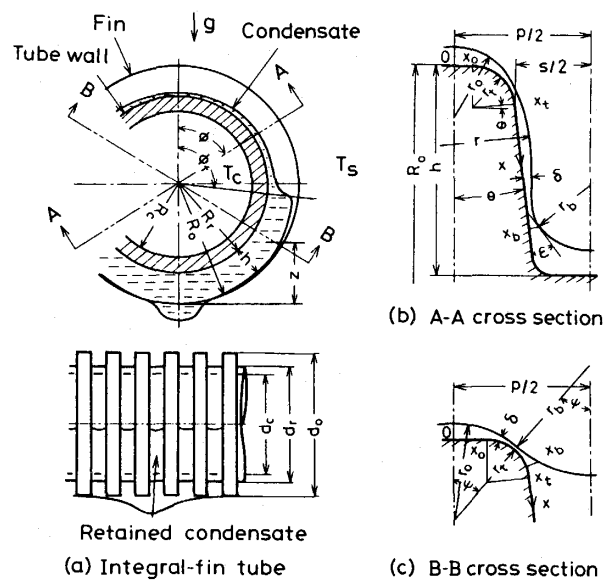


図8　環状フィン付管上の膜状凝縮モデル

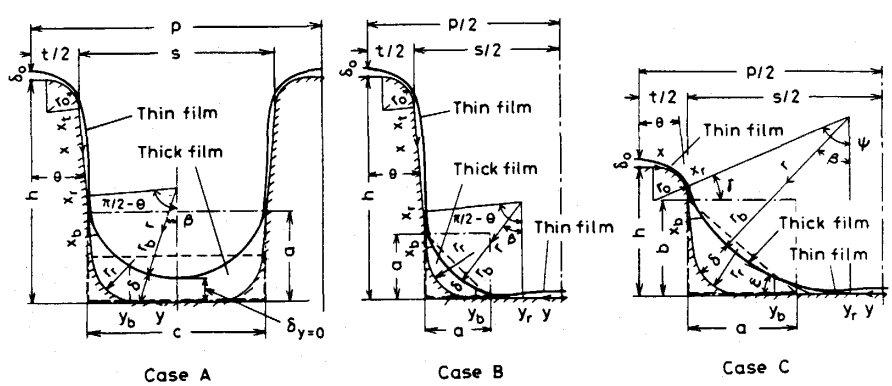


図9　u領域の溝部液膜形状

$$\frac{G}{3}\frac{d}{d\bar{x}}(\bar{\delta}^3 f_x)-\frac{S}{3}\frac{d}{d\bar{x}}\left(\bar{\delta}^3\frac{d\bar{a}}{d\bar{x}}\right)=\frac{1}{\bar{\delta}} \tag{14}$$

ここに$G=\rho_1 gLp^3/\lambda_1\nu_1(T_s-T_w)$, $S=\sigma Lp/\lambda_1\nu_1(T_s-T_w)$, $\bar{x}=x/p$, $\bar{\delta}=\delta/p$. 解法としては，式(14)の左辺に非定常項を導入し，適当な初期液膜分布を仮定して差分法によって解き，定常解を求めた。

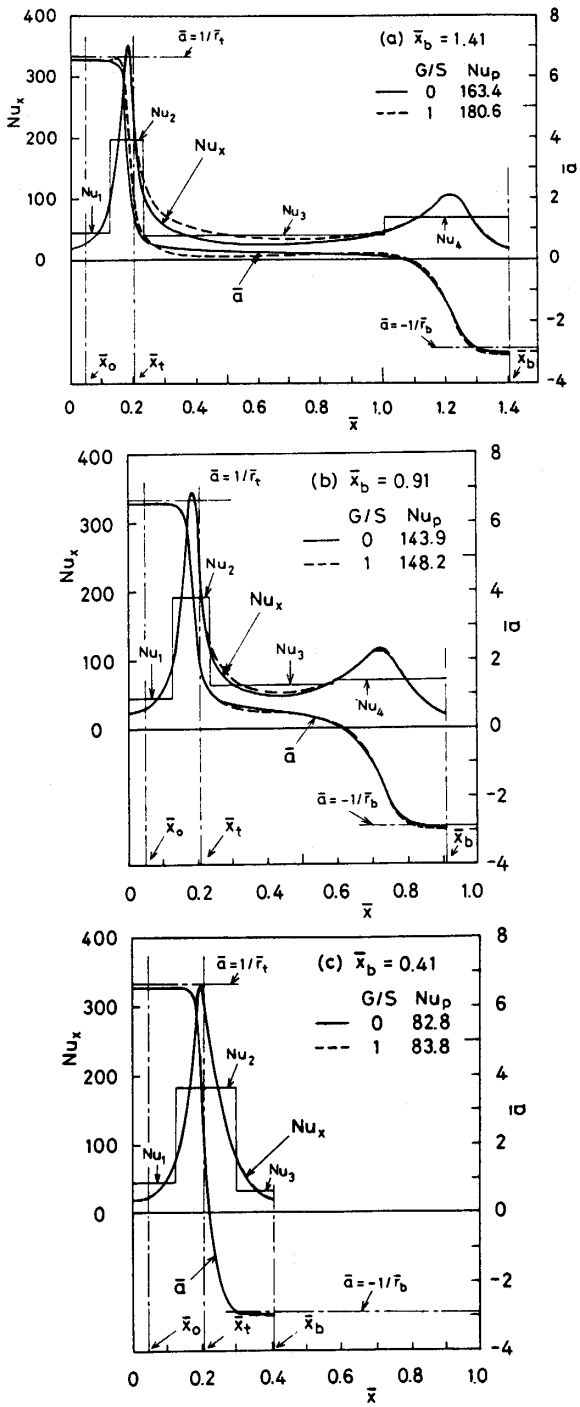


図10 局所ヌセルト数 Nux および無次元気液界面曲率 $\bar{a}$ の $\bar{x}$ 方向分布

図10は局所ヌセルト数 $Nu_x=p/\delta$ と無次元曲率 $\bar{a}=p/r$ の $\bar{x}$ 方向分布例を示す。$\bar{a}$ はフィン先端の角部 $\bar{x}=\bar{x}_t$ の近傍と厚液膜との接続位置 $\bar{x}=\bar{x}_b$ の少し手前で急激に変化し，この部分で Nu_x は極大値をとる。なお，$\bar{a}$ は $\bar{x}_b=1.41, 0.91$ では2段の階段状変化をするのに対して，$\bar{x}_b=0.41$ では1段の階段状変化をするのが特徴的である。図中には重力の影響を無視した場合 $(G/S=g\rho_1 p^2/\sigma=0)$ と，重力と表面張力を共に考慮した場合 $(G/S=1)$ の解を示している。$\bar{x}_b$ が大きいとフィン側面で両者の差が顕著になるが，投影面積基準平均ヌセルト数 $Nu_p=2\int_0^{\bar{x}b}(1/\bar{\delta})\,d\bar{x}$ の差はそれ程大きくない。なお，Nu_p の値は $\bar{x}_b$ 増大につれてはじめ急激に増大するが，$\bar{x}_b>1$ では変化が小さくなる。従って，フィン高さには最適値が存在する。

上述の数値解法を環状フィン付管の伝熱計算に直接適用するのは，計算時間その他の面から得策でない。そこで，数値解析によって明らかになった $\bar{a}$ の分布形に基づいて薄液膜部 $0\leqq\bar{x}\leqq\bar{x}_b$ を2～4領域に分け，$G=0$ に対する Nu_x および Nu_p の近似式を作成した。図10中の Nu_1～Nu_4 は Nu_x の近似値を示している。数値解と近似式による Nu_p の値は広範囲のパラメータの組合せについて5％以内で一致した。この Nu_p に重力の影響に対する補正項を加えたもの環状フィン付管に適用した。フィン根元管表面上の薄液膜部についても同様の解析を行い，Nu_p の近似式を求めた。この場合には重力の影響は事実上無視できることが明らかになった。

環状フィン付管の公称面積基準平均熱流束 q_m は次式によって与えられる。

$$q_m=(q_{ur}+q_{uf})\,\tilde{\phi}_f+q_{ff}(1-\tilde{\phi}_f) \tag{15}$$

ここに $q_{ij}(i=u,f;j=r,f)$ は公称面積基準局所熱流束であり，添字 i は u 領域または f 領域を，j はフィン根元管表面部 r またはフィン部 f を表す。q_{ij} は次式によって与えられる。

$$\left.\begin{aligned} q_{if}&=\lambda_1\eta_i(Nu_d)_{if}(T_s-T_{wif})/d_0 \quad (i=u,f)\\ q_{ur}&=\lambda_1(Nu_d)_{ur}(T_s-T_{wur})/d_0 \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

ここに η_i はフィン効率 $(Nu_d)_{if}$, $(Nu_d)_{ur}$ は公称面積基準局所ヌセルト数，T_{wif}, T_{wur} は局所フィン根元壁温である。式(16)中の $(Nu_d)_{if}$, $(Nu_d)_{ur}$ は前述の Nu_p の関数として与えられる。T_{wif}, T_{wur} は管周方向熱伝

導を考慮した管外蒸気と管内冷却水の間の複合熱伝達の近似解析により解析解を求めた。

α_m の定義としては次の2種類が考えられる。

面積平均温度差に基づくもの

$$\alpha_m = q_m/[\{\bar{t}(T_s-T_{wuf})+(1-\bar{t})(T_s-T_{wur})\}\tilde{\phi}_f + \{\bar{t}(T_s-T_{wff})+(1-\bar{t})(T_s-T_{wfr})\}(1-\tilde{\phi}_f)] \quad (17)$$

熱通過係数の定義に基づくもの

$$\alpha_m = \{(T_s-T_c)/q_m - d_o\ln(d_r/d_c)/2\lambda_w - (1/\alpha_c)(d_o/d_c)\}^{-1} \quad (18)$$

ここに $\bar{t}=t/p$, α_c は冷却水側の熱伝達係数である。後述の計算結果によれば，現実的な条件下で両者は1％以内で一致する。

上述の熱伝達の計算を行うためには，溝部の厚液膜の形状が既知でなければならない。u 領域の厚液膜部の液流について圧力項を無視すると次式が成立する。

$$\frac{M\nu_1}{g\rho_1 p^4} = \frac{F\sin\phi}{\tilde{\lambda}Re} \quad (19)$$

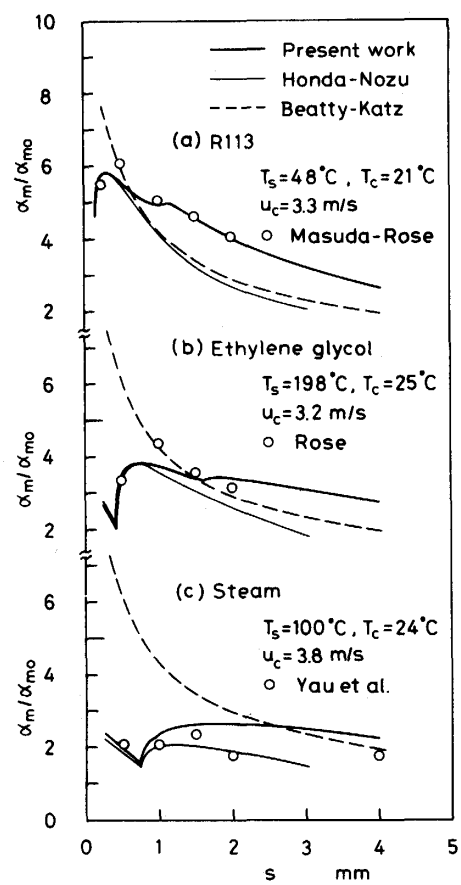


図11　伝熱促進率 α_m/α_{m0} におよぼすフィン間隔 s の影響

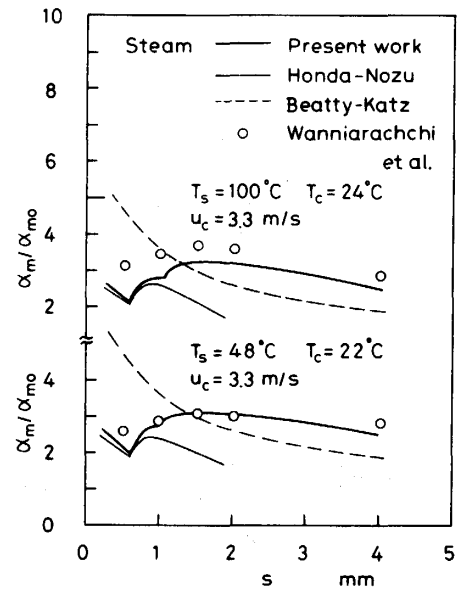


図12　伝熱促進率 α_m/α_{m0} におよぼすフィン間隔 s の影響

ここに M はフィン1/2ピッチあたりの溝部凝縮液流量，$F=2Ad_e^2/p^4$, A は厚液膜の断面積，d_e は厚液膜の水力値径，$\tilde{\lambda}$ は濡れ縁平均摩擦係数，$Re=Md_e/A\mu_1$ である。$\tilde{\lambda}Re$ は厚液膜の断面形状の関数として与えられる。薄液膜部での周方向液流の影響を無視すれば，M は次式で与えられる。

$$0<\phi<\tilde{\phi}_f: \quad M=pd_0(q_{uf}+q_{ur})\phi/4L \quad (20)$$

従って，厚液膜の形状は式（19），（20）によって熱流束と関係づけられる。ここでは u 領域の液膜形状を $\phi=\phi_f/2$ におけるそれで代表させる。2.2節で述べたように，f 領域の厚液膜形状は重力と表面張力による圧力との釣合いによって定まる。ここでは f 領域の液膜形状を $z=z_m\int_{\phi_f}^{\pi}R_0(1+\cos\phi)\,d\phi/(\pi-\phi_f)=R_O\{1-\sin\phi_f/(\pi-\phi_f)\}$ におけるそれで代表させる。蒸気，管および冷却水の条件が与えられると，ϕ_f, η_i, T_{wij}, $(Nu_d)_{ij}$, q_{ij} に関する代数式を連立させて解くことによって q_m, α_m 等が求まる。本計算法の妥当性を検討するために，12種類の物質，31種類の管に関する従来の実験値との比較を行った。その結果，大部分の実験値について20％以内での一致が得られた。

図11，12は伝熱促進率 α_m/α_{mo} の実験値と計算値の比較例を示す。ここに α_{mo} は Nusselt[5] の式による値である。なお，図中の細い実線はフィン根元管表面上

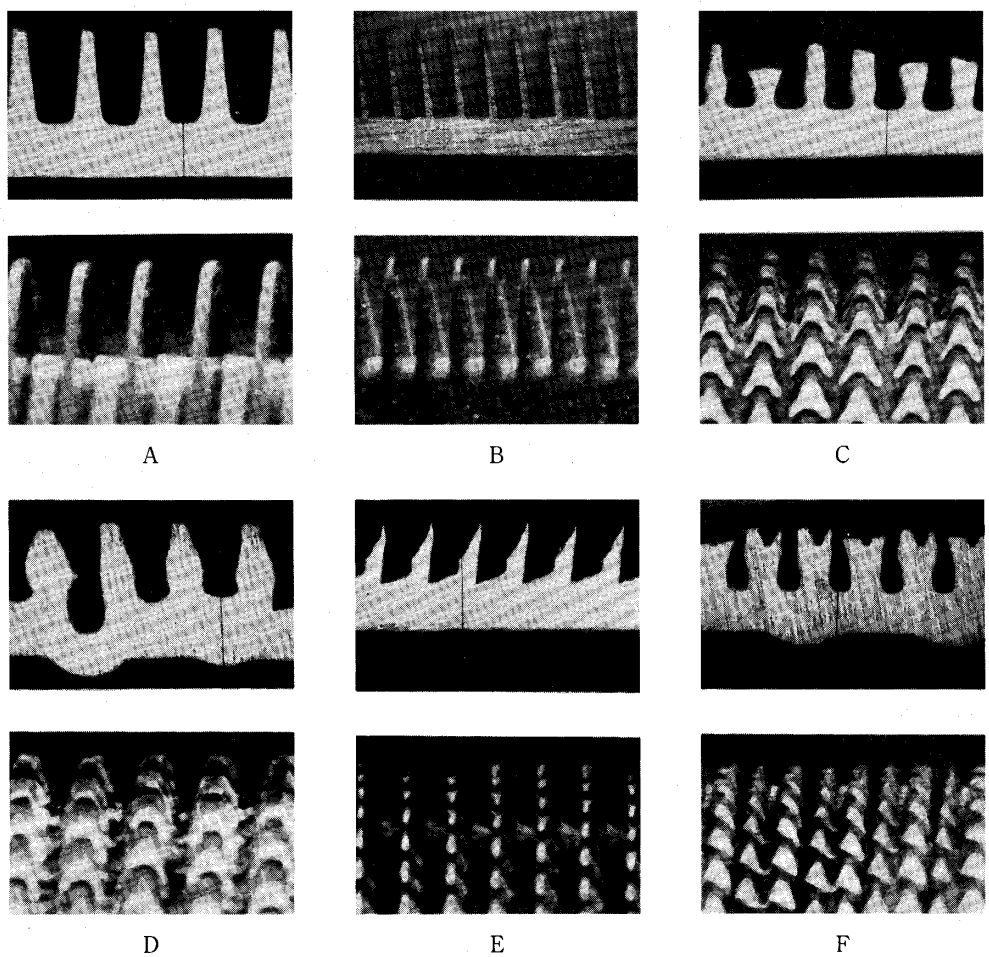


図13 供試管の管軸方向断面および外観

の伝熱を無視した解を，また破線は Beatty-Katz[6] の解を比較のために示したものである。各データについて，計算値は $s<1$mm のある点で極小値をとる。この点は $\phi_f=0$ となる s の最大値に対応している。また，これより多少大きい s において最大値をとり，その値は水蒸気，エチレングリコール，R113 の順に大きくなる。これは σ/ρ_l の減少に対応している。

多孔質排板を取付けた環状フィン付管に関する α_m および ϕ_f の実験値との比較例は前掲の図5に示されている。同図中の実線はそれぞれの l に対する計算値を示しているが，実験値の傾向をよく表している。

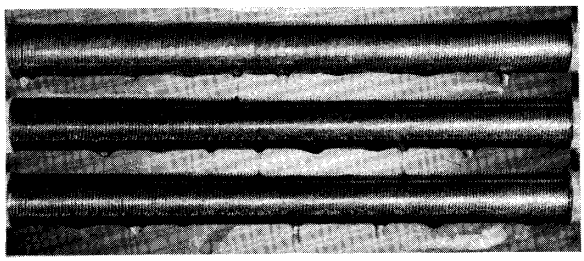
3. 水平管群における凝縮

管群に関しては，先ず静止蒸気中に置かれた水平環状フィン付管の縦列を流下する凝縮液の挙動を調べた。ついで，3行15列の碁盤目配列および千鳥配列管群を鉛直下向きに流れる R113 蒸気の凝縮実験を行い，フィンの形状，寸法，蒸気流速および凝縮液イナンデーションの影響を調べた。さらに，凝縮液の流動特性に基づいて前述の環状フィン付管の理論を拡張し，管群の伝熱性能計算法を導いた。ついで，この計算法を用いてフィン寸法の最適化を行った。

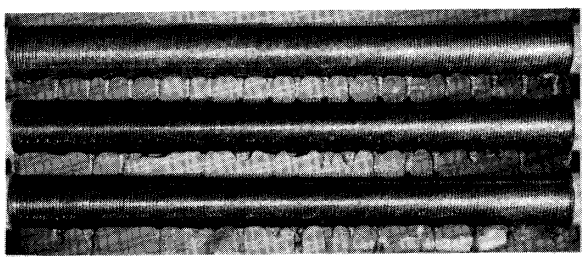
3.1 実　　験

実験[7,8,9]に使用した伝熱管の緒元を表2に，また，各管の管軸方向断面と外観を図13に示す。ここに管A，Bは環状フィン付管，管C～Fは三次元フィン付管である。管Bは後述の理論解析によって求められた最適値に近いフィン寸法を有している。

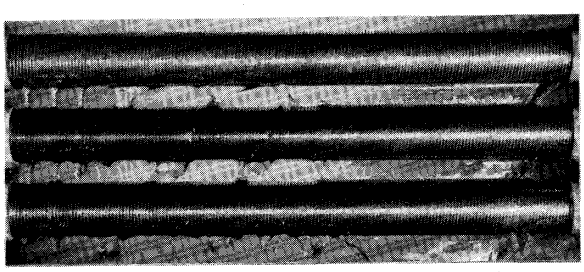
図14は管Aの一行管列を流下する凝縮液の流動様相の例を示す。凝縮物質は R113，管ピッチ p_t は22mmである。液の落下モードは液流量の増大につれて液滴モード，液柱モード，液柱・液シート共存モード，液シートモードへと遷移する。その遷移点は無次元数



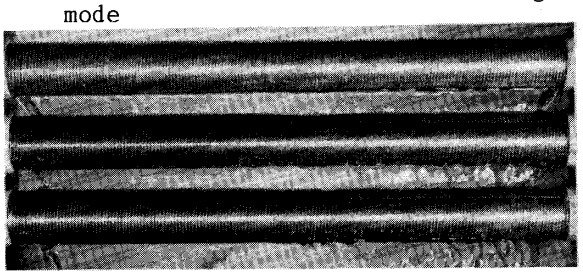
(a) Droplet mode　$\Gamma = 5.41\times10^{-3}$ kg/m s



(b) Column mode　$\Gamma = 2.78\times10^{-2}$ kg/m s



(c) Column and sheet mode　$\Gamma = 5.59\times10^{-2}$ kg/m s



(d) Sheet mode　$\Gamma = 1.09\times10^{-1}$ kg/m s

図14　静止蒸気中における凝縮液の流動様相
（R113, p_t=22mm）

$K=\Gamma(g/\rho_l)^{1/4}/\sigma^{3/4}$ によってほぼ一意的に定まる。ここにΓは管の流下する単位長さ当りの液流量である。これらの写真から読取った$\tilde{\phi}_f$, 上方管から凝縮液が落下する部分（A領域）の面積割合f, 液落下点数NのKによる変化を図15に示す。落下液の影響を受けない領域（U領域）の$\tilde{\phi}_f$は静止蒸気に関する式(2)の予測値とよく一致する。一方A領域の$\tilde{\phi}_f$はKの増大につれて減少している。液柱モードのNは薄液膜に対するTaylor不安定の最危険波長$\Lambda=2\pi\sqrt{2\sigma/g(\rho_l-\rho_v)}$によって定まる値$N=1/\Lambda$（図中の破線）にほぼ一致する。また，液柱モードの$f$は自由落下する液柱の直径$d$と密接な関係があり，

$$f=cd/\Lambda,\ c=1.5\sim2.0 \tag{21}$$

で与えられる。

R113の下降蒸気流中におかれた管Aと管Dの碁盤

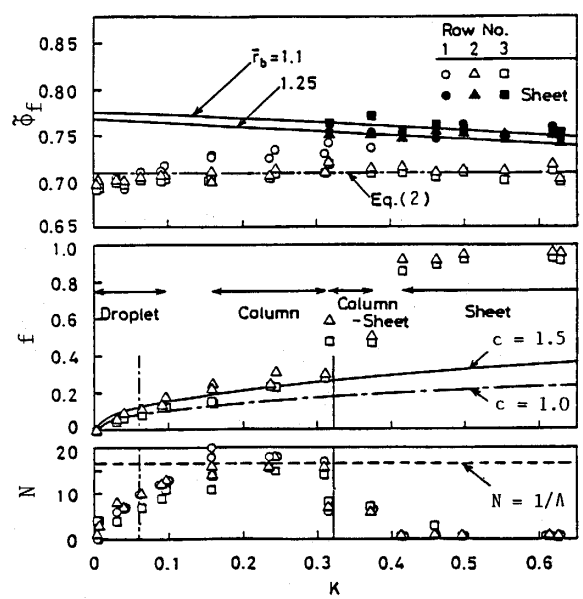
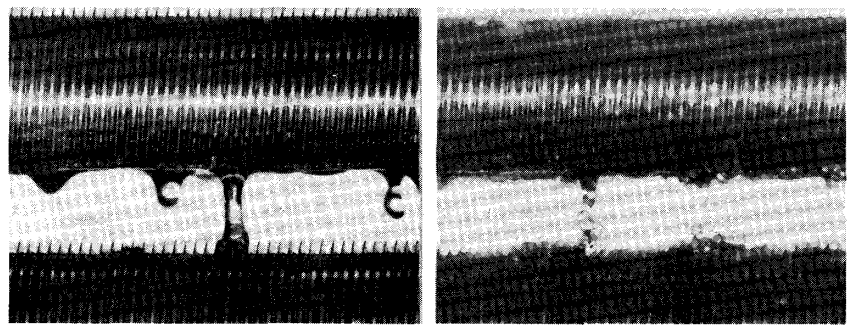


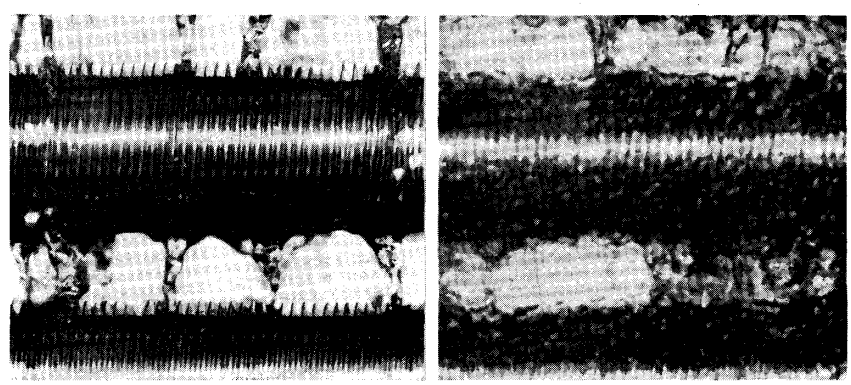
図15　ϕ_fおよびNのKによる変化
（R113, p_t=22mm）

表2　供試管の各部寸法

Tube designation			A	B	C	D	E	F
Fin pitch	p	mm	0.96	0.50	0.73	1.00	0.69	0.95
Fin height	h	mm	1.43	1.30	0.99	1.28	1.01	1.14
Fin thickness at fin tip	t	mm	0.24	0.55	—	—	—	—
Fin half tip angle	θ	rad	0.082	0.047	—	—	—	—
Diameter at fin tip	d_0	mm	15.60	16.10	15.85	15.80	15.86	15.81
Diameter at fin root		mm	12.74	13.50	13.87	13.24	13.84	13.53
Tube inside diameter		mm	11.21	11.80	12.09	11.39	12.22	12.04



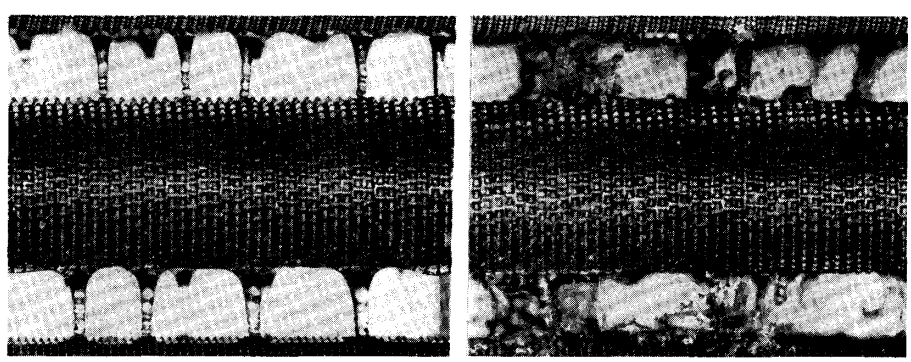
$K=0.042$　　第1管列　　$K=0.066$



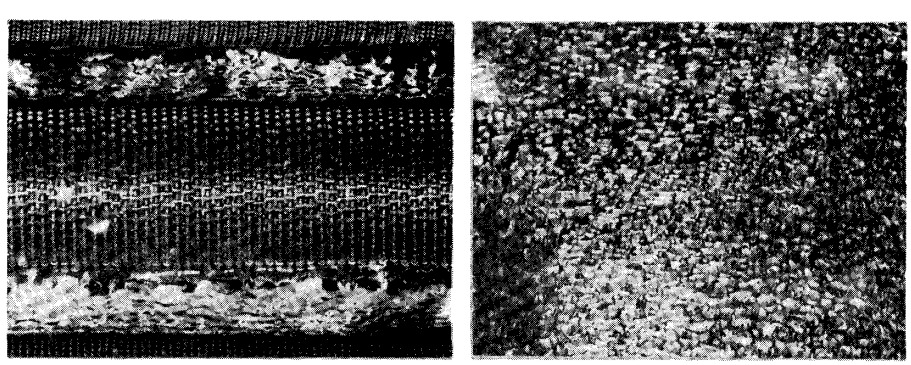
$K=0.46$　　第13管列　　$K=0.73$

(a) $u_0=3.4$m/s　　(b) $u_0=17.7$m/s

図16　凝縮状態の比較（R113，管A，$\Delta T=3.5K$）



$K=0.12$　　$K=0.14$



$K=0.47$　　$K=0.49$

(a) $u_0=3.3$m/s　　(b) $u_0=17.5$m/s

図17　凝縮状態の比較（R113，管D，$\Delta T=5.3K$）

目管群を流下する凝縮液の流動様相をそれぞれ図16，17に示す。蒸気流速 $u_o \fallingdotseq 3.4m/s$ の場合の流動様相は基本的には静止蒸気の場合と同様であるが，管Aは K=0.46で液柱モードであるのに対して，管Dでは K =0.47で液シートが形成されている。この相違は，3次元フィン付管ではフィン管溝部が軸方向にもつながっているため，凝縮液流量が軸方向に均等化されやすいことによる。$u_0 \fallingdotseq 17.6m/s$ では，下方管の管頂部のフィン管溝部にも凝縮液が保持されている。また，管Dは管Aに比べて顕著な同伴液滴の発生が認められる。これらの流動様相の特徴は他の環状フィン付管と3次元フィン付管についても同様であった。

図18は管Aの碁盤目管群と千鳥管群について α_m/α_{m0} の縦管列数 n による変化を比較したものである。千鳥管群については，後述の静止蒸気に対する理論解と平滑管群に関する実験値[10]も併記してある。一般にフィン付管は平滑管に比べて n および u_0 の影響が小さい。理論解は実験値より低めで，$u_0 = 3.4m/s$ に対する実験値とは10%以内で一致する。

図19は管A～Fの碁盤目管群の熱伝達特性を凝縮数 $Nu = \alpha_m(\nu_1^2/g)^{1/3}/\lambda_1$ 対膜レイノルズ数 $Re = 4\Gamma/\mu_1$ の座標上で比較したものである。なお，Γの値は重力流れモデルによって求めている。図中には単管に関する Nusselt[5] の式，平滑管群に関する実験式[10]も併記してある。また，環状フィン付管A，Bについては静止蒸気に関する理論解を比較のために示してある。環状フィン付管の Nu は Re の増大につれてゆるやかに減少する。u_0 の影響は Re の小さい領域で大きく，Re の増大につれて減少する。理論解は $u_0 = 3.4$～$3.5m/s$ の実験値と一定の Re まではかなり良く合うが，その後 Re の増大につれて低めにずれている。これは，フィン管溝部の液流について蒸気流によるせん断力と流下液の運動量の影響を考慮しないためと考えられる。三次元フィン付管C～Fでは，Re に増大につれて Nu が管A，Bよりも顕著に減少する。これは図16，17に示した凝縮液の流動様相から推測されるように，三次元フィンは環状フィンに比べて流動抵抗が大きく，フィン先端部が厚い凝縮液で覆われやすいと考えられる。

図20は $u_0 \fallingdotseq 3.4m/s$, $\Delta T \fallingdotseq 4K$ における碁盤目管群の実験値と鉛直伝熱促進管または面に関する従来の実験値とを Nu 対 Re の座標上で比較したものである。なお，鉛直管または面の Re はその下端における値であり，従って Re の増大は ΔT の増大に対応している。引用した従来のデータの概略を表3に示す。各管または面の間の差は Re の小さい領域では小さく，Re とともに増大している。このうち，管Bは全領域にわたって最高レベルの伝熱性能を示している。

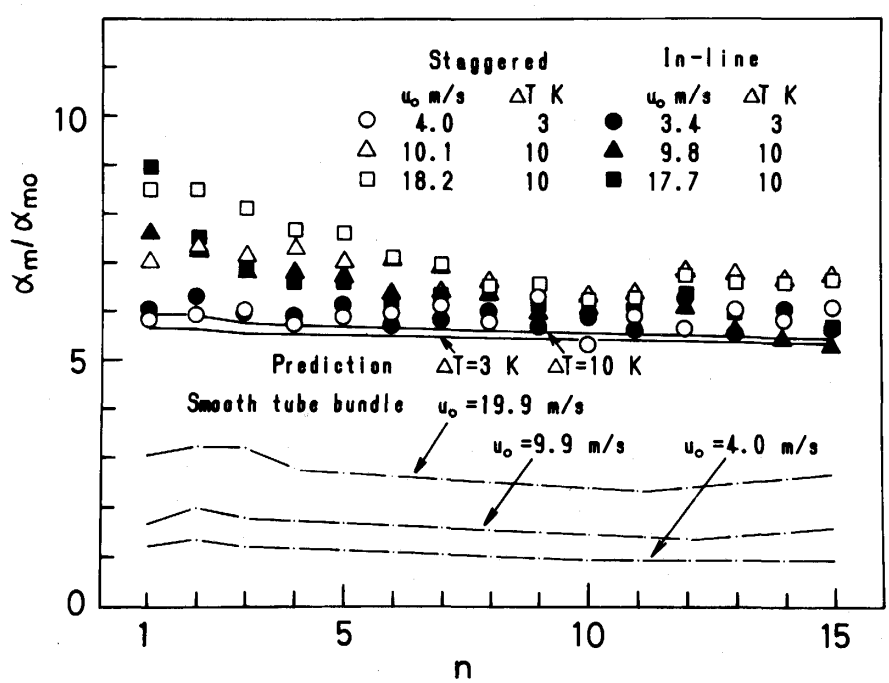


図18　伝熱促進率 α_m/α_{m0} の管列数 n による変化（R113, 管A）

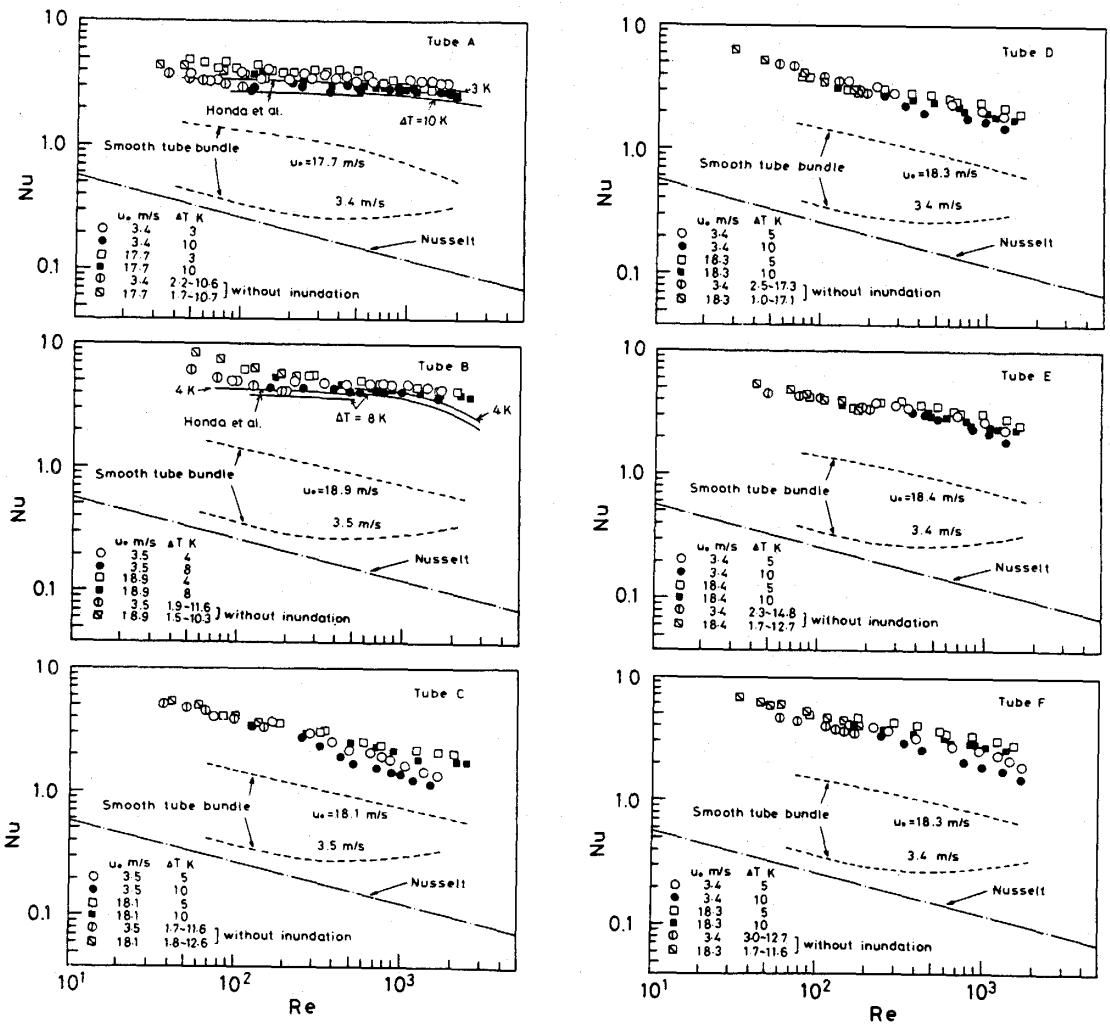


図19 凝縮数 Nu と膜レイノルズ数 Re の関係 (R113)

表3 引用した鉛直伝熱促進管または面に関する実験データの概略

Symbol	Enhancement technique	p mm	h mm	l mm	Fluid	Reference
○	Flute (#3)	1.0	0.5	446	R-11	Miyoshi et al.
△	Triangular fin	0.5	0.43	25	R-113	Mori et al.
▲	Rectangular fin	0.71	0.89	160	R-113	Mori et al.
●	EHD (18kV)	—	—	1080	R-113	Yamashita et al.
□	Adamek fin (#3)	1.34	1.47	101.6	R-11	Kedzierski and Webb

図21は基盤目管群と千鳥管群の実験値を比較したものである。千鳥管群は全ての管について基盤目群より高い伝熱性能を示しており，両管群の差は Re とともに増大する。この傾向は三次元フィン付管について顕著である。なお，三次元フィン付管では U_0 が小さい場合にも同様の傾向が認められたが，環状フィン付管では両管群の差はほとんど認められなかった。管A～Fを比較すると，千鳥管群についても管Bが最高の伝熱西濃を示している。従って，横型シェルチューブ凝縮器では管配列を千鳥配列とし，最適化されたフィン寸法を有する環状フィン付管を採用するのが最も望ましいと考えられる。

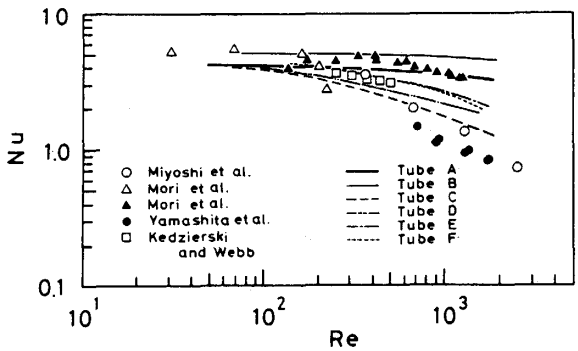
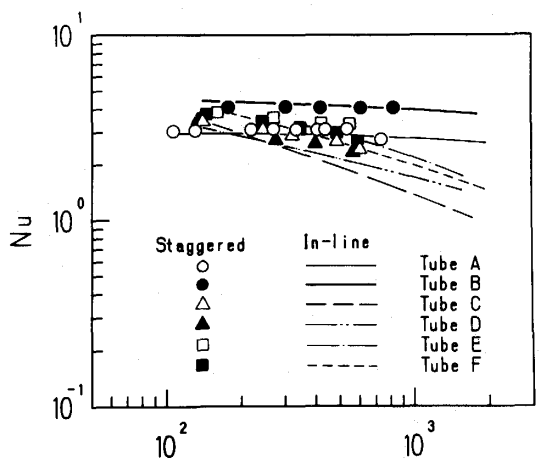
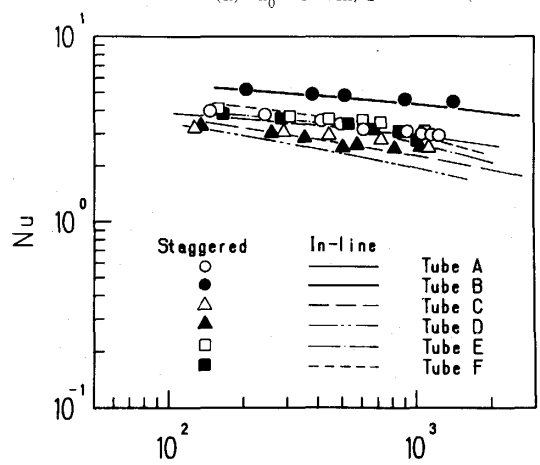


図20　水平フィン付管群と鉛直伝熱促進管または面との比較



(a)　$u_0 \fallingdotseq 3.5$m/s



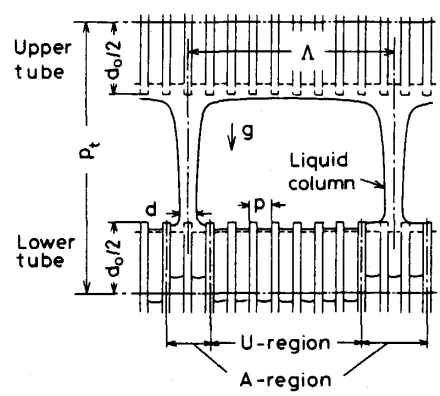
(b)　$u_0 \fallingdotseq 18$m/s

図21　基盤目管群と千鳥管群の比較（R113）

3.2 解　析

環状フィン付管の管群における静止蒸気の膜状凝縮をとりあげる[11]。液柱モードにおける凝縮液流の物理モデルを図22に示す。前述のように，下方管の表面は落下凝縮液の影響を受けるA領域と影響を受けないU領域に分かれる。そして，AおよびU領域はそれぞれ上半部（$0 \leqq \phi \leqq \tilde{\phi}_f$）のu領域と下半部（$\tilde{\phi}_f < \phi < \pi$）のf領域に分かれる。従って，液注モードの管表面は伝熱特性の異なるUu, Au, Uf およびAfの4領域から成っている。一方，液シートモードの管表面はAuとAfの2領域から成っている。U領域については，前述の単管の理論がそのまま適用できる。A領域では上方管からの落下液によって溝部液流量が増大し，ϕ_f がU領域と異なる値をとる。しかし，これらの変化を考慮すれば，熱伝達の計算には単管と同一の方法が適用できる。

前述のように，凝縮液の落下モードは K の値によってほぼ一意的に定まる。ここでは簡単のために $K \leqq 0.42$ では液柱モード，$K > 0.42$ では液シートモードを仮定する。A領域の溝部液流に関して次式が成立する。



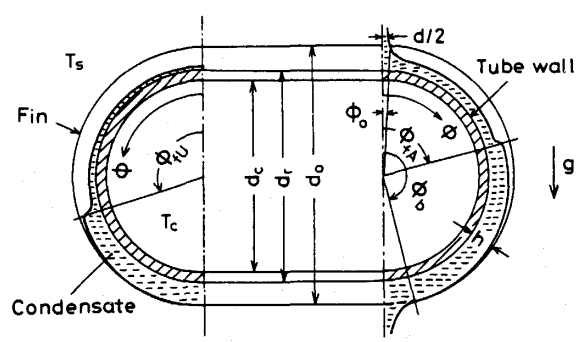


図22　管群における凝縮液流のモデル（a）液柱モード，(b) U領域の管断面，（c）A領域の管断面

表4 計　算　条　件

Vapor	Substance	R-22, n-butane, Steam
	Saturation temperature, T_s	308 K
Coolant	Velocity	2.0 m/s
	Temperature, T_c	298 K
Tube	Material	Copper
	Diameter at fin tip, d_o	19.1 mm
	Tube thickness	1.0 mm
	Fin half tip angle, θ	0
	Radius of curvature at corner of fin tip, R_o	0
	Vertical tube potch, p_t	27.0 mm
	Number of tubes in a vertical row, n	≦30

$$\frac{\{M+m(\phi)\}\nu_1}{g\rho_1 p^4}=\frac{F}{\tilde{\lambda}Re}\left(\sin\phi-\frac{2}{g\rho_1 d_m}\frac{dP}{d\phi}\right) \tag{22}$$

ここに M はフィン1/2ピッチあたりの上方管からの落下凝縮液流量，$m(\phi)$ はフィン1/2ピッチあたりのその管上で生成した凝縮液の流量，$P=-\sigma/r_b$ は溝部凝縮液と蒸気との圧力差である。式 (22) を解いて Au および Af 領域の溝部液膜形状を求める。Au 領域については，平均圧力勾配を $dP/d\phi=-\sigma(2/d+1/r_f)$ で近似し，

$$\sin\phi_1=\int_{\phi_0}^{\phi_{fA}}\sin\phi\,d\phi/(\phi_{fA}-\phi_0) \tag{23}$$

で定義される角度 $\phi=\phi_1$ において式 (22) を解き，この領域の代表値とする。Af 領域については，P の定義式を式 (22) に代入し，$1/r_b$ に関する微分方程式を $\phi=\phi_b$ における境界条件を与えて解く（詳細は文献11) 参照)。そして

$$P(\phi_2)=\int_{\phi_{fA}}^{\phi_b}P(\phi)d\phi/(\phi_b-\phi_{fA}) \tag{24}$$

で定義される角度 $\phi=\phi_2$ における値をこの領域の代表値とする。Au および Af 領域の溝部液膜形状が定まると，単管と同一の方法を適用して熱伝達の計算を行う。なお，溝部液膜形状と伝熱量は凝縮液流量によって関係づけられるので，収束解を求めるには反復計算が必要である。解が求まると，q_m は次式によって与えられる。

$$q_m=\{q_{Au}(\tilde{\phi}_{fA}-\tilde{\phi}_0)+q_{Af}(\tilde{\phi}_b-\tilde{\phi}_{fA})\}f+\{q_{Uu}\tilde{\phi}_{fU}+q_{Uf}(1-\tilde{\phi}_{fU})\}(1-f) \tag{25}$$

また，α_m は式 (18) によって与えられる。

図23は水蒸気に関する従来の実験値との比較例を示す。この例では α_m/α_{m0} の計算値は実験値より5～20%低めであるが，有機物質に関する従来の実験値とは良好な一致が得られている。R113 に関する筆者らの実験値との比較は図18，19に示した。

上述の計算法を用いて，所定の凝縮器運転条件において最高の伝熱性能を示すフィン形状の決定を試み

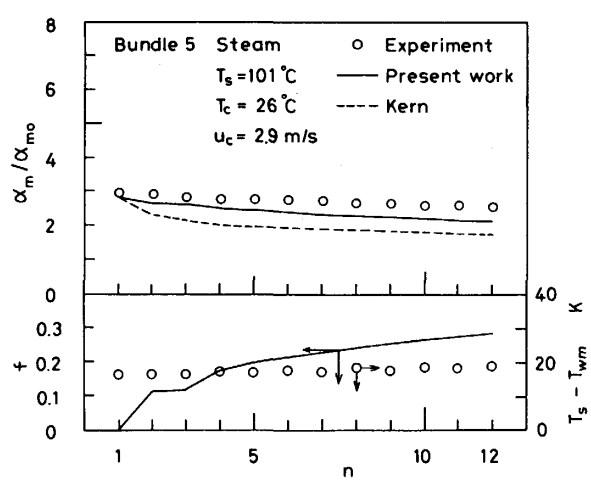


図23 伝熱促進率 α_m/α_{m0} の管列数 n による変化（水蒸気，$d_0=17.9$mm，$p=2.5$mm，$h=1.0$mm $t=1.0$mm，$\theta=0$)

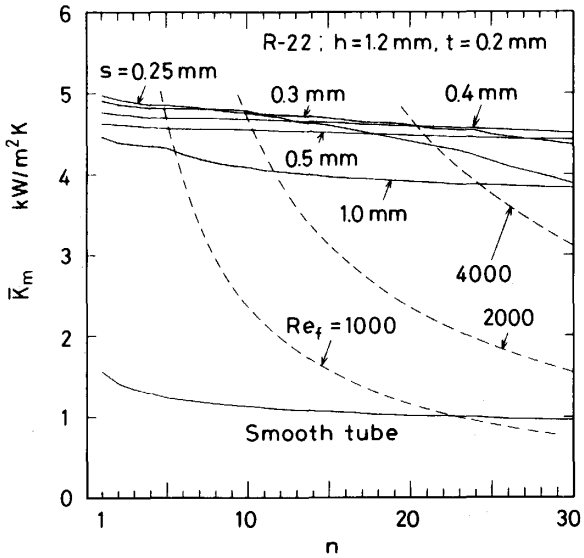


図24　平均熱通過係数 $\bar{K}_m$ の管列数 N による変化(R22)

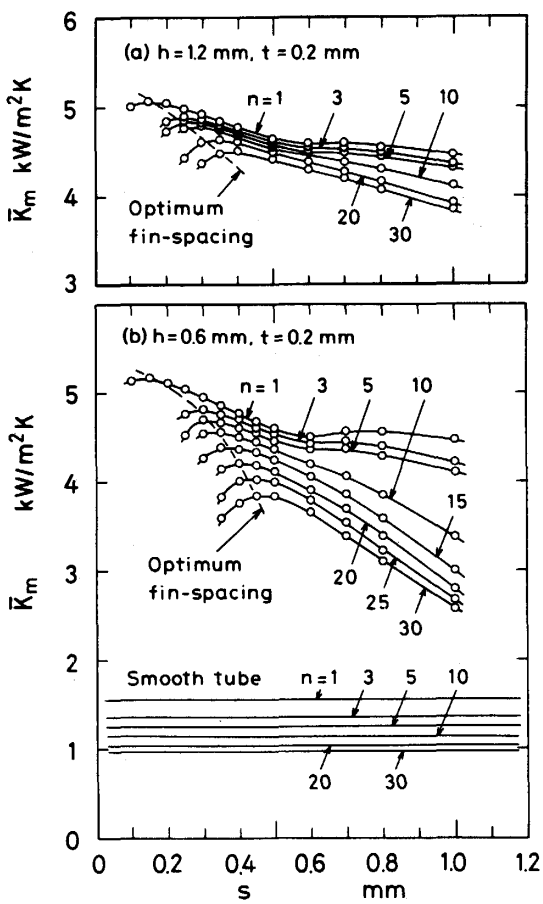
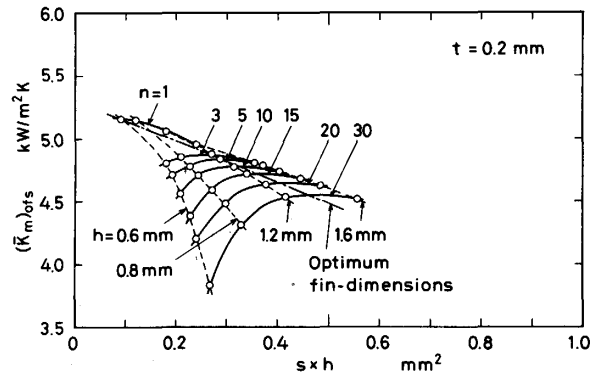
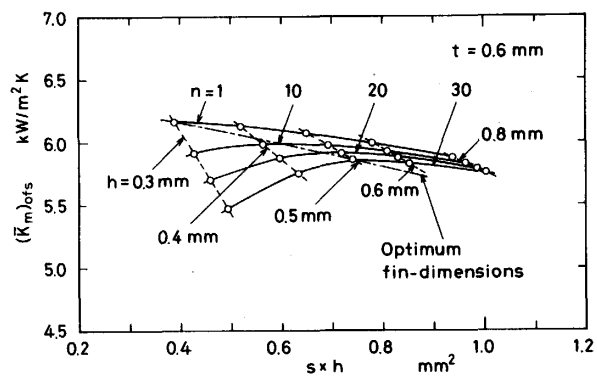


図25　平均熱通過係数 $\bar{K}_m$ のフィン間隔 s による変化(R22)

た[12]。計算条件を表4に示す。図24はR22について h および t を固定し，n を変化させた場合の第 n 管列まで



(a) R22



(b) 水蒸気

図26　$(K_m)_{ofs}$ と $S\times h$ の関係

での外径基準平均熱通過係数 $\bar{K}_m$ の変化を s をパラメータとして示す。一般に $\bar{K}_m$ は n の増大につれて減少するが，減少率は s によって異なる。そして s の最適値は n とともに増大する。

図25はR22について h および t を固定し，s を変化させた場合の $\bar{K}_m$ の変化を n をパラメータとして示す。同図の(a)と(b)は h=1.2mmと0.6mmの場合を比較したものであるが，h が小さいほど $\bar{K}_m$ の n および s による変化が顕著である。図25中には各 n について $\bar{K}_m$ が最大となる位置を破線で結んで示している。この線から明らかなように，s の最適値は n とともに増大する。

図26は図25で求めたような最適フィン間隔に対する $\bar{K}_m$ の値 $(\bar{K}_m)_{ofs}$ を $s\times h$ を横軸にとって示す。図中の破線は等 h 線を，実線は等 n 線を示す。また，一点鎖線は各 n について $(\bar{K}_m)_{ofs}$ が最大となる位置を結んだものである。従って，この線に対応する s および h が各 n に対する最適フィン寸法になる。これらの値

は n とともに増大する。図26（a），26（b）はR22と水蒸気の場合を比較したものであるが，R22では h が大きく s および t の小さいフィンが，一方水蒸気では h が小さく s の大きいフィンが良いことがわかる。

上述の計算では矩形フィンを取り扱ったが，フィン先端の角部に丸みをつける効果についても検討した。R22およびn-ブタンでは，フィン先端を円弧に変えることによって $\bar{K}_m$ が6％程度増加した，一方水蒸気については増加率は1％程度どあった。従って，有機物についてはフィン先端部の形状を最適化することによって $\bar{K}_m$ がさらに増大する可能性がある。

4. おわりに

水平フィン付管による膜状凝縮熱伝達の促進に関する研究には約50年の歴史があるが，最適フィン寸法，二次元フィンと三次元フィンの優劣，凝縮液イナデーションの影響，蒸気流速の影響等について定説が確立されるには至っていない。本稿で紹介した筆者らの研究により，上述の諸点がかなり明らかになった。今後，代替冷媒用凝縮器の高性能化，最適化に関する研究を進める予定である。

文　献

1) Honda, H., Nozu, S., and Mitsumori, K., Proc. ASME-JSME Therm. Eng. Joint Conf., **3** (1983), 289.
2) 本田博司，野津滋，日本機械学会論文集，**51**-470, B (1985), 3191.
3) Honda, H., Nozu, S., and Uchima, B., JSME Int. J., Ser. Ⅱ, **31**-4 (1988), 709.
4) Honda, H., and Nozu, S., Trans. ASME, J. Heat Transfer, **109**-1 (1987), 218.
5) Nusselt, W., VDI-Z, **60**-27, 28 (1916), 541, 569.
6) Beatty, K. O. and Katz, D. L., Chem. Eng. Prog., **44**-1 (1948), 55.
7) 本田博司，野津　滋，武田泰仁，日本機械学会論文集，**53**-488, B (1987), 1320.
8) Honda, H., Uchima, B., Nozu, S., Nakata, M., and Torigoe, E., Trans ASME, J. Heat Transfer, **113**-2 (1991), 479.
9) 本田博司，内間文顕，野津　滋，島越栄一，今井誠士，日本機械学会論文集，**57**-534, B (1991) 257; Trans ASME, J. Heat Transfer (in press).
10) 本田博司，野津　滋，内間文顕，藤井　哲，日本機械学会論文集，**54**-502, B (1988), 1453.
11) Honda, H.,Nozu, S., and Takeda, Y., Trans. ASME, J. Heat Transfer, **117**-2 (1989), 525.
12) Honda, H., and Nozu, S., Proc. 2nd Int. Symp. Condensers and Condensation, (1990), 407.