二重管冷却凝縮器における熱および物質傳達係数*

水 科 篤 郎¹・原 幸 次 郎²・及 能 哲 男³

要旨：(1) 熱伝達係数と流体摩擦係数のアナロジー式を二重管環状部内の流れの場合に拡張した。(2) 二重管冷却凝縮器を作り、空気の冷却減湿の実験を行い、導いたアナロジー式がよく実験値と合うことを知った。同時に摩擦係数、空気流の速度分布および温度分布を測定して、理論式を導く際の仮定の正しいことを確かめた。(3) 既存の二重管の傳熱実験式は空気に対する実験値より高い熱傳達係数を与えるが、 $Pr > 5$ では導いた理論式とよく一致することを示し、かつその理由を明かにした。(4) これらの結果から $Pr < 5$ に適用される実験式を予想し、これが実験値とよく一致することを示した。(5) 物質傳達係数に対しても同様の理論式および実験式の導かるべきことを述べ、その実験式と実験値が一致することを示した。(6) 空気-水蒸気系を二重管で冷却減湿する際の熱傳達係数と物質傳達係数の比は 0.23 であるべきことを示し、実験値と比較した。

§1 緒 論

この研究は空気冷却脱湿器に関する研究の一環をなすものであるが、二重管冷却器により空気を冷却脱湿する際の熱伝達および物質伝達係数に関する理論的および実験的研究である。

熱伝達および物質伝達係数の理論的取扱いはそれらと流体摩擦の間のアナロジーを利用することが便利である。また逆に冷却凝縮器はよく用いられる濡壁塔と異り流下する液膜の影響がなく、全く静止している壁面と流体の間の熱および物質伝達現象の測定ができるから、アナロジーの研究のための実験を行うのに最も適当している。従つてわれわれは先ずアナロジー理論を二重管の場合に拡張し、この場合に適用できる式を導き、次でこの結果を実験値と比較したのである。

現在まで二重管環状部の流れの熱伝達に関する実験式はいろいろ呈出されているが、それらは皆お互にかなり異つた熱伝達係数の値を与え、またわれわれの行つた空気の冷却凝縮の際の熱伝達係数の値よりはるかに大なる値を与える。われわれの導いたアナロジーの式は液体に対してはそれら実験式中の一つ Monrad & Pelton の式¹⁾と一致し、しかも空気に対するわれわれの実験値とよく一致した。

§2 二重管環状部の流れの速度分布と流体摩擦

二重管環状部の流れの速度分布と流体摩擦に関する Rothfus, Monrad & Senecal²⁾ の報告によれば、流速が大になり乱流が完全に発達した場合の最大速度の点の半径は層流流れに関する Lamb の式³⁾ によつて示されると云う。

$$r_m = \{(r_0^2 - r_i^2)/2 \ln(r_0/r_i)\}^{1/2} \quad (1)$$

さらに彼等によれば、流体摩擦による圧力降下は最大流速の半径と外管との間の部分を考え、この部分の水力直径を用いて外管壁の摩擦係数を関係づけると、平滑面管の摩擦の式と全く同じ式で表わされると云う。すなわち Fanning の摩擦係数 $f_0 = 2\tau_0/\rho\bar{u}^2$ と Reynolds 数 $2(r_0^2 - r_m^2)\bar{u}\rho/r_0\mu$ とは例えば Blasius の式のごとき円管に対する式で関係づけられると云うのである。しかしこの場合 $\bar{u}$ より $\bar{u}_0$ の方が合理的と思われるので、われわれは次式のごとくおいた。

$$f_0 = 2\tau_0/\rho\bar{u}_0^2 = 0.0791\{2(r_0^2 - r_m^2)\bar{u}_0\rho/r_0\mu\}^{-1/4} \quad (2)$$

外管壁と内管壁における剪断応力の間に次の関係が成立する。

$$\tau_i r_i/(r_m^2 - r_i^2) = \tau_0 r_0/(r_0^2 - r_m^2) \quad (3)$$

(2) および (3) 式より

$$\tau_i = \frac{0.0791}{2} \left(\frac{r_0}{r_i} \right) \left(\frac{r_m^2 - r_i^2}{r_0^2 - r_m^2} \right) \times \left\{ \frac{2(r_0^2 - r_m^2)\bar{u}_0\rho}{r_0\mu} \right\}^{-1/4} \rho\bar{u}_0^2 \quad (4)$$

したがつて

$$f_i = 2\tau_i/\rho\bar{u}^2 \quad (5)$$

と定義すると、 f_i は次式で表される。

$$f_i = K_1 (d_{eq} \bar{u} \rho / \mu)^{-1/4} \quad (6)$$

$$K_1 = 0.0791 \left\{ \frac{r_0}{r_i} \left(\frac{r_m^2 - r_i^2}{r_0^2 - r_m^2} \right) \times \left\{ \frac{(r_0^2 - r_m^2)}{r_0(r_0 - r_i)} \frac{\bar{u}_0}{\bar{u}} \right\}^{-1/4} \left(\frac{\bar{u}_0}{\bar{u}} \right)^2 \right\}$$

Rothfus 等はさらに二重管環状部の速度分布は変形パラメータを用いれば円管の場合の關係で十分よく表されることを示しているが、ここでは簡単のための Kármán Prandtl の 1/7 乗則が成立するものと仮定する。すなわ

* 昭和 26 年 12 月 5 日受理

1 2 3 京都大学工学部化学機械学教室

$$\left. \begin{aligned} u &= u_m \{ (r-r_i)/(r_m-r_i) \}^{1/7} \\ u &= u_m \{ (r_0-r)/(r_0-r_m) \}^{1/7} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

従つて上式を積分して $u_m/\bar{u}$, $\bar{u}_0/\bar{u}$, $\bar{u}_i/\bar{u}$ を計算すれば次のごとくなる。

$$\frac{u_m}{\bar{u}} = \frac{60}{7} \frac{r_0+r_i}{7r_0+7r_i+r_m} \quad (8)$$

$$\frac{\bar{u}_0}{\bar{u}} = \frac{(r_0+r_i)(7r_0+8r_m)}{(r_0+r_m)(7r_0+7r_i+r_m)} \quad (9)$$

$$\frac{\bar{u}_i}{\bar{u}} = \frac{(r_0+r_i)(7r_i+8r_m)}{(r_i+r_m)(7r_0+7r_i+r_m)} \quad (10)$$

次に(9)式の関係を(6)式に代入すれば K_1 が r_i/r_0 の函数として計算できる。

§3 二重管環状部の流れに対する熱傳達係数

第一に次のごとき場合を考える。最高温度を示す半径が最高流速の半径と一致する。すなわち r_m より内側の内管までの部分の熱は全部内管壁に伝えられる。また r_m より外側の外管までの部分の熱は全部外管壁へ伝えられる。

この場合内管壁上の流体摩擦による剪断応力は

$$\tau_i = \mu \frac{u_b}{r_b-r_i} \quad (11)$$

内管壁への伝熱量は

$$q_i = \lambda \frac{t_b-t_i}{r_b-r_i} \quad (12)$$

(11) および (12) 式より

$$\frac{t_b-t_i}{q_i} = \frac{\mu u_b}{\lambda \tau_i} \quad (13)$$

乱流域には Reynolds のアナロジーを適用して

$$\frac{\bar{t}_i-t_b}{q_i} = \frac{\bar{u}_i-u_b}{c_p \tau_i} \quad (14)$$

(13) (14) 両式から

$$\frac{1}{h_i} = \frac{\bar{t}_i-t_i}{q_i} = \frac{(\bar{u}_i-u_b) + P_r u_b}{\tau_i c_p} \quad (15)$$

ここに $P_r = c_p \mu / \lambda$, (15) 式は Taylor が円管に対して導いた式⁴⁾と同形である。

第二に、外管の外側は完全に熱絶縁されて、環状部全体からの熱が内管へ伝えられる場合を考える。

この場合層流層の伝熱抵抗は第一の場合と全く同様である。従つてこれに関しては(13)式と同じ関係が成り立つ。

$$\frac{t_b-t_i}{q} = \frac{\mu}{\lambda} \frac{u_b}{\tau_i} \quad (16)$$

しかし乱流域の抵抗は全く異なる。そこで次のごとき仮定をして、第一および第二の場合の乱流域の伝熱抵抗の比を計算する。

(1) 乱流域の流速は一様に $\bar{u}$ である。

(2) 軸方向の温度変化 $d_n t$ は環状部のどの点について

も同一である。

(3) 乱流域においては乱流熱伝導度 E はどの部分についても同一である。

第一の場合半径 r なる面を通過する熱量は次式で表わされる。

$$E \left(\frac{dt}{dr} \right) 2\pi r = \pi (r_m^2 - r^2) \bar{u} \rho c_p d_n t \quad (17)$$

上式を r_b と r の間で積分して

$$t-t_b = \left(\frac{\bar{u} \rho c_p d_n t}{2E} \right) \left(r_m^2 \ln \frac{r}{r_b} - \frac{r^2}{2} + \frac{r_b^2}{2} \right) \quad (18)$$

(18) 式は各半径における温度分布を示す式である。これをまた積分して、平均温度差を出せば

$$\begin{aligned} \bar{t}_i-t_b &= \frac{\bar{u} \rho c_p d_n t}{(r_m^2-r_b^2)E} \\ &\times \left(\frac{r_m^2 r_b^2}{2} - \frac{3r_m^4}{8} - \frac{r_b^4}{8} + \frac{r_m^4}{2} \ln \frac{r_m}{r_b} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

一方 q_i はまた次のごとく表わされる。

$$q_i = \frac{\pi (r_m^2 - r_b^2) \bar{u} \rho c_p d_n t}{2\pi r_i} \quad (20)$$

したがつて乱流域の伝熱抵抗は、次式のごとく表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{t}_i-t_b}{q_i} &= \frac{r_i}{(r_m^2-r_b^2)^2 E} \\ &\times \left(r_m^2 r_b^2 - \frac{3r_m^4}{4} - \frac{r_b^4}{4} + r_m^4 \ln \frac{r_m}{r_b} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

第二の場合は第一の場合と同様に、次の諸式が成立する。

温度分布に対しては

$$t-t_b = \left(\frac{\bar{u} \rho c_p d_n t}{2E} \right) \left(r_0^2 \ln \frac{r}{r_b} - \frac{r^2}{2} + \frac{r_b^2}{2} \right) \quad (22)$$

平均温度差は

$$\begin{aligned} \bar{t}-t_b &= \frac{\bar{u} \rho c_p d_n t}{(r_0^2-r_b^2)E} \left(\frac{r_0^2 r_b^2}{2} - \frac{3r_0^4}{8} \right. \\ &\quad \left. - \frac{r_b^4}{8} + \frac{r_0^4}{2} \ln \frac{r_0}{r_b} \right) \end{aligned} \quad (23)$$

伝熱量は

$$q = \frac{\pi (r_0^2 - r_b^2) \pi \lambda c_p d_n t}{2\pi r_i} \quad (24)$$

伝熱抵抗は

$$\begin{aligned} \frac{\bar{t}-t_b}{q} &= \frac{r_i}{(r_0^2-r_b^2)^2 E} \left(r_0^2 r_b^2 - \frac{3r_0^4}{4} \right. \\ &\quad \left. - \frac{r_b^4}{4} + r_0^4 \ln \frac{r_0}{r_b} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

従つて第一および第二の場合の乱流域の伝熱抵抗の比は

$$\begin{aligned} N &= \frac{(\bar{t}-t_b)/q}{(\bar{t}_i-t_b)/q_i} = \left(\frac{r_m^2-r_b^2}{r_0^2-r_b^2} \right)^2 \\ &\times \left\{ \frac{r_0 r_b^2 - 3r_0^4/4 - r_b^4/4 + r_0^4 \ln(r_0/r_b)}{r_m^2 r_b^2 - 3r_m^4/4 - r_b^4/4 + r_m^4 \ln(r_m/r_b)} \right\} \end{aligned} \quad (26)$$

結局第二の場合の乱流域の伝熱抵抗は

$$\frac{\bar{T}-t_b}{q} = N \left(\frac{\bar{u}_i - u_b}{c_p \tau_i} \right) \quad (27)$$

(10) (27) 両式から

$$\frac{1}{h} = \frac{\bar{T}-t_b}{q} = \frac{N(\bar{u}_i - u_b) + P_r u_b}{\tau_i c_p} \quad (28)$$

上式に (5) 式を代入して

$$h = \frac{(f_i/2) c_p \bar{u}}{N \left(\frac{\bar{u}_i}{\bar{u}} - \frac{u_b}{\bar{u}} \right) + P_r \frac{u_b}{\bar{u}}} \quad (29)$$

或は変形して

$$Nu = \frac{(f_i/2) P_r R_e}{N \left(\frac{\bar{u}_i}{\bar{u}} - \frac{u_b}{\bar{u}} \right) + P_r \frac{u_b}{\bar{u}}} \quad (30)$$

ここに $Nu = h d_{eq} / \lambda$, $R_e = d_{eq} \bar{u} \rho / \mu$

次に $u_b / \bar{u}$ は Prandtl⁵⁾ が行つたごとく計算し、これに水科が行つたとき補正⁶⁾ を行う。その結果

$$\left. \begin{aligned} u_b / \bar{u} &= (K_2 / P_r^{0.2}) \sqrt{f_i} \\ K_2 &= \frac{u_m}{\bar{u}} \left(\frac{1}{K_1^4} \frac{4}{7} \frac{r_0 - r_i}{r_m - r_i} \frac{u_m}{\bar{u}} \right)^{1/6} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

また r_b は (5) (6) (11) および (12) 式より導いた次式により計算できる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{r_b - r_i}{r_0 - r_i} &= \frac{K_3}{P_r^{0.2}} f_i^{2/7} \\ K_3 &= 4 K_2 / K_1^4 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

いま内管および外管の半径 r_i および r_0 、平均流速 $\bar{u}$ 、流体の境界温度における諸性質 μ , λ , ρ および c_p が既知ならばまず (1) 式から r_m を求め次に (6) 式および (9) 式から f_i を、(10) 式から $\bar{u}_i / \bar{u}$ を、(11) 式から $u_b / \bar{u}$ を求める。最後に (2) 式より求めた r_b を用いて (2) 式から N

を計算する。これらの諸値を (2) 式或は (2) 式に代入して h 又は Nu を計算することができる。

§4 実験装置ならびに操作

実験装置の主要部は先に発表された論文、亀井、水科、貴船、古藤「低温冷却脱湿器における結霜現象の研究」に用いられた装置そのまゝである。たゞ冷却液として氷点の水を用いたこと、凝縮水を連続的に取出す装置をつけたことが異なる。全装置の略図を Fig. 1 に示す。内管の下端の逆傘形のものが凝縮水取出装置である。

実験操作の主要も前と同様であるが、凝縮水分が結霜する場合は不定常状態の実験であつたのが、今度は凝縮水が定常的に流れ出るから定常的となつた点異なる。

§5. 測定ならびに計算

(1) 測定時間 1 時間の整定時間の後、10 分毎に 30 分間測定し、これらの平均値をもつて実験値とした。

(2) 空気流量、各部温度および湿度、および二重管内の圧力の測定 前報⁷⁾ と同様である。

(3) 冷却水流量の測定 前報のブライン流量の測定と全く同様にして行つた。

(4) 摩擦損失 空気入口より 1 m 下の点および出口の直上の点の外管に細口をうがち、この 2 m 区間の圧力差をチャトックの微圧計によつて測定した。

(5) 環状部の速度分布 外径 2 mm の銅管で静圧管および動圧管を別々に作り、静圧管は外管壁の近くに固定して置き、動圧管のみ移動させて動圧および静圧の差から流速を計算した。これを Prandtl 型ピトー管と比較した所殆んど完全に一致した。動圧管の位置はのぞき孔から、カセットメータにて読んだ。測定位置は熱交の中心部である。

(6) 環状部の温度分布 流れ方向に平行に銅コンスタン熱電対を保持して温度分布を読んだ。位置は (5) と同様でカセットメータにより読んだ。

(7) 凝縮水量 内管下端の捕集器により集めて秤量する。定常状態であるからこれより直ちに $(dw/d\theta)_{obs}$ が計算できる。

(8) 水分収支 空気の湿度減少から水蒸気拡散速度を計算すれば

$$\left(\frac{dw}{d\theta} \right)_{calc} = G \frac{p_{g2} - p_{g1}}{P} \frac{18}{29} \quad (33)$$

当然 $(dw/d\theta)_{obs} = (dw/d\theta)_{calc}$ であるべきであるが、われわれの実験においては、約 20 % の差範囲で一致した。 $(dw/$

Fig. 1

(1) Temp. of water at inlet	(6) Dry-bulb temp. of air at outlet
(2) " water at outlet	(7) Wet-bulb temp. of air at inlet
(3) " inner pipe	(8) Dry-bulb temp. of air at inlet
(4) " air at inlet	(9) Temp. of outer pipe
(5) Wet-bulb temp. of air at outlet	

$d\theta)_{calc}$ は温度計の誤差が入るから、水分拡散速度としては $(dw/d\theta)_{obs}$ の値を採用した。

(9) 熱収支 空気流の失った顕熱量は

$$Q_s = 0.24 G(t_{g2} - t_{g1}) \quad (34)$$

凝縮水分の与える熱量は

$$Q_c = L(dw/d\theta)_{obs} \quad (35)$$

外管から内管へ輻射によつて伝えられる輻射熱は、真鍮および鉄の黒度をそれぞれ 0.61, 0.74 とすると

$$Q_r = 2.45 A[(T_o/100)^4 - (T_i/100)^4] \quad (36)$$

外管外部は十分に炭化コルクで保冷されているし、空気流の平均温度と室温の差は数度以内である。従つて外部からの熱侵入は数 kcal/hr で全伝熱量の 1~3% 程度に過ぎないからこれを無視する。従つて空気流から内管表面へ対流によつて伝えられる熱量は

$$Q = Q_s - Q_r \quad (37)$$

また内管表面から内管壁を通して冷却水へ伝わる全熱量は

$$Q_i = Q_s + Q_r \quad (38)$$

一方冷却水の得た熱量は

$$Q_i' = C(t_{c2} - t_{c1}) \quad (39)$$

当然 $Q_i = Q_i'$ であるべきであるが、われわれの実験では大体 20% 以内の差であつた。

(10) 冷却管壁と空氣の接觸界面の温度 空氣と冷却管壁の間には凝縮水の薄膜が存在している。いまこの層の伝熱抵抗を考へて見る。最も大なる伝熱抵抗を示す膜状凝縮を仮定した場合、薄膜状をなして自然流下する凝縮液膜の理論的厚さ F は Nusselt の式から算出される。

$$F = \sqrt{\frac{3 \mu_f \Gamma}{\rho_f^2 g}} \quad (40)$$

ここに μ_f , ρ_f はそれぞれ薄膜温度における水の粘度および密度、 Γ = 単位濡辺長当りの凝縮水量、 g = 重力加速度。さてわれわれの実験における凝縮水量最大の場合 ($dw/d\theta = 0.424 \text{ kg/hr}$) について最下部の膜の厚さを計算すると $7.1 \times 10^{-2} \text{ mm}$ で、水の伝導度が約 $0.5 \text{ kcal/mhr}^\circ\text{C}$ であるから、伝熱抵抗は $1.42 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ hr}^\circ\text{C/kcal}$ で非常に小さい。實際は滴状凝縮をしているから、この部分の伝熱抵抗はさらに小さく、無視してよい。従つて空氣と冷却管壁の接觸界面の温度としては、管壁表面の温度をそのまま採用しても差支えない。

(11) 熱伝達係数 次式により計算される。

$$\left. \begin{aligned} h &= \frac{Q_i - Q_r}{A(t_g - t_i)} \\ t_g &= (t_{g1} + t_{g2})/2 \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

(12) 物質伝達係数 次式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} k' &= \frac{(dw/d\theta)_{obs}}{A(H_g - H_i)} \\ H_g - H_i &= \frac{p_g - p_i}{p_{dm}} \frac{18}{29} \\ p_{dm} &= \{(P - p_i) + (P - p_g)\}/2 \\ p_g &= (p_{g1} + p_{g2})/2 \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

§6. 実験結果

(1) 流体摩擦係数 摩擦損失の実験値より f_0 を計算し、 Re に対して点綴すると Fig. 2 のごとくなる。図中の直線は (2) 式である。 Re の大なる点で実験値が上方に偏倚するのは二重管の外管の鉄が発錆したためであろう。

(2) 速度分布 $Re = 23,000$ および $44,000$ の場合の速度分布を Fig. 3 に示す。曲線は Kármán-Prandtl の $1/7$ 乗法則を示す。実測値は多少偏倚する。速度極大点の半径 r_m は (1) 式より計算した 24.85 mm とよく一致している。

(3) 温度分布 $Re = 23,000$ 及び $44,000$ の場合の温度分布を Fig. 4 に示す。曲線は (2) 式に $r = 35 \text{ mm}$ において $(t - t_i)/(t_m - t_i) = 1.1$, $r = r_m = 24.85 \text{ mm}$ において $(t - t_i)/(t_m - t_i) = 1$ を代入して求めたものである。完全に乱流の発達した中心部では実測値によく

Fig. 2 Data of friction factor and eq. (2)

Fig. 3 Data of velocity distribution and eq. (7)

合っている。

(4) 熱伝達係数 (4)式により求めた h を用いて Nu-sselt 数を計算し, Re に対して点綴すると Fig. 5 のごとくなる。

Fig. 5 には同時に Foust & Christian の式⁸⁾

$$hd_{eq}/\lambda = 0.032(r_o/r_i)(R_e)^{0.8}(P_r)^{0.4} \quad (43)$$

Davis の式⁹⁾

$$hd_{eq}/\lambda = 0.031(r_o/r_i)^{0.15}(d_{eq}/2r_i)^{0.20}(R_e)^{0.8}(P_r)^{1/3}(\mu/\mu_i)^{0.14} \quad (44)$$

Wiegand の式¹⁰⁾

$$hd_{eq}/\lambda = 0.023(r_o/r_i)^{0.46}(R_e)^{0.8}(P_r)^{0.4} \quad (45)$$

Monrad & Pelton の式¹⁾

$$hd_{eq}/\lambda = 0.020(r_o/r_i)^{0.63}(R_e)^{0.8}(P_r)^{1/3} \quad (46)$$

および (4)式に相当する線が描かれているが, 4つの実験式はいずれも, われわれの実験値よりも高い値を与える。しかるに (4)式は理論式でもあるにもかかわらず, 実験値とかなりよく合っている。

Fig. 4

Data of temperature distribution and eq. (22)

Fig. 5 Comparison of several equations for heat transfer to annuli.

$P_r = 0.74$; $r_i/r_o = 0.457$

A. Foust and christian B. Davis C. Wiegand
D. Monrad and Pelton E. Eq (30) F. Eq (48)

何故他の実験式が空気に対する実験値とかくのごとく異なる値を与えるかを検討するために Fig. 8 のごとく以上の5つの式を $R_e = 10,000$, $r_i/r_o = 0.457$ の場合について, P_r のみ変化して描いて見る。Foust & Chirstian の式は他の式と比して著しく離れているからこれを論外として他の3つの実験式と (4)式を比較して見ると, P_r が小なる間は実験式と理論式とは離れているが, $P_r > 5$ の範囲では一致している。この理由は P_r が大になると, 層流境界膜の抵抗が乱流部のそれに比して著しく大になるから (4)式において N の影響すなわち乱流部の厚さが約2倍になって, 抵抗が倍加することの影響が小になり, その結果 N_a が増大して来ることにある。すなわち実験式は液体に関する実験値を主として用いて作られ, しかも二重管環状部の伝熱抵抗に関する上記のごとき特徴を考慮せず, 無次元式中の P_r の指数を円管の伝熱の場合と同じく $1/3$ としたため, 空気に対する場合は実験より大なる値を与えるようになったのである。

次に半径比の影響を見るため $P_r = 7$, $R_e = 10,000$ の場合に (4)式と Monrad & Pelton の式とを r_i/r_o を変化して描いて見る。これは Fig. 7 に示すごとく全くよく一致している。

以上の結果から (4)式は理論的に導かれたにもかかわらず, 空気に関する実験値とよく合い, しかも液体の場合には Monrad & Pelton の式等とよく一致することがわかる。 $P_r > 5$ の場合には Monrad & Pelton の式がよく合うが $P_r < 5$ の場合には Fig. 6 の (4)式の曲線から次式を得る。すなわち

$0.74 < P_r < 5$ の場合

$$hd_{eq}/\lambda = 0.0142(r_o/r_i)^{0.63}R_e^{0.8}P_r^{0.53} \quad (47)$$

$0.5 < P_r < 0.74$ の場合

$$hd_{eq}/\lambda = 0.0154(r_o/r_i)^{0.63}Re^{0.8}P_r^{0.8} \quad (48)$$

Fig. 6 Comparison of several equations for heat transfer to annuli

A. Foust and christian B. Davis
C. Wiegand D. Monrad and Pelton
E. Eq (30)

Fig. 7 Comparison of Monrad and Pelton's equations and equations (30)

式は Fig. 5 中に示すごとく実験値とよく一致する。

(5) 物質伝達係数 式で計算した k' から $k'd_{eq}/\rho D$ を計算して Re に対して点綴すると Fig. 8 のごとし。物質伝達と熱伝達とは全く相似した現象と考えられるから、式と同様に理論式を導くことができる。すなわち

$$\frac{k'd_{eq}}{\rho D} = \frac{(f/2) S_c \cdot Re}{N \left(\frac{\bar{u}_t}{\bar{u}} - \frac{u_b}{\bar{u}} \right) + S_c \frac{u_b}{\bar{u}}} \quad (49)$$

ここに $S_c = \mu/\rho D$, なお N , $U_b/\bar{u}$ の計算はすべて P , の代わりに S_c を入れて行うべきである。

或は実験式としては 式と同じく、次の諸式を用うべきである。

$S_c > 5$ の場合

$$k'd_{eq}/\rho D = 0.020(r_o/r_i)^{0.53}(Re)^{0.8}(S_c)^{1/3} \quad (50)$$

$0.74 < S_c < 5$

$$k'd_{eq}/\rho D = 0.0142(r_o/r_i)^{0.53}(Re)^{0.8}(S_c)^{0.53} \quad (51)$$

$0.5 < S_c < 0.74$

$$k'd_{eq}/\rho D = 0.0154(r_o/r_i)^{0.53}(Re)^{0.8}(S_c)^{0.8} \quad (52)$$

Fig. 8 中の (52) 式は実験とよく一致している。

(6) h と k' の関係 空気-水蒸気系に対しての h/k' は 式と (52) 式とから計算すると次のごとくなる。

$$\begin{aligned} h/k' &= (S_c/P_r)^{0.2} c_p \\ &= (0.60/0.74)^{0.2} \cdot 0.24 = 0.23 \end{aligned} \quad (53)$$

Fig. 9 に実験値の h 対 k' を点綴する。図中の直線は (53) 式である。

附記：本研究は文部省科学研究費によつてなされたものである。

記号

A : 冷却管の有効熱伝表面積 $[m^2]$

Fig. 8 Date of mass-transfer coefficient and eq (52)

Fig. 9 Relation between h and k'

- c : 冷却水流量 $[kg/hr]$
- c_p : 流体の比熱 $[kcal/kg^\circ C]$
- D : 拡散係数 $[m^2/hr]$
- d_{eq} : 相当直径 $= 2(r_o - r_i)$ $[m]$
- E : 混流熱伝導度 $[kcal/m \cdot hr^\circ C]$
- f : Fanning の流体摩擦係数 $[-]$
- G : 空気流量 $[kg/hr]$
- H : 空気湿度 $[kg/kg(\text{乾燥空気})]$
- h : 熱伝達係数 $[kcal/m^2 \cdot hr^\circ C]$
- K_1, K_2, K_3 : r_i/r_o にのみ関係する恒数 $[-]$
- k' : 物質伝達係数 $[kg/m^2 \cdot hr \cdot kg/kg]$
- L : 冷却管表面温度における水の蒸発潜熱 $[-]$ $[kcal/kg]$

$$N : \frac{r_o \text{ に最高温度点のある場合の亂流域の傳熱抵抗}}{r_m \text{ に最高温度点のある場合の亂流域の傳熱抵抗}} \quad [-]$$

$$Nu : \text{Nusselt 数} = hd_{eq}/\lambda \quad [-]$$

$$P : \text{冷却凝縮器内全圧} \quad [mmHg]$$

$$p : \text{水蒸気分圧} \quad [mmHg]$$

$$Pr : \text{Prandtl 数} = c_p \mu / \lambda \quad [-]$$

$$q : \text{傳熱量} \quad [kcal/m^2 hr]$$

Q : 傳熱量 [kcal/hr]
 Q_o : 冷却面に凝縮した水の潜熱 [kcal/hr]
 Q_r : 外管から内管へ輻射で傳わる熱 [kcal/hr]
 Q_s : 空氣流の失つた顯熱 [kcal/hr]
 Q_i : 冷却面から冷却水へ傳えられる熱量 [kcal/hr]
 r : 半径 [m]
 Re : Reynolds 数 $= d_{eq} \bar{u} \rho / \mu$ [—]
 Sc : Schmidt 数 $= \mu / \rho D$ [—]
 T : 絶対温度 [°K]
 t : 温度 [°C]
 $\bar{T}$: 流体の平均温度 [°C]
 Δt : 流体の流れ方向の温度変化 [°C/m]
 u : 流速 [m/hr]
 $\bar{u}$: 平均流速 [m/hr]
 $dw/d\theta$: 水分凝縮速度 [kg/hr]
 λ : 流体の熱傳導度 [kcal/m·hr·°C]
 μ : 流体の絶対粘度 [kg/m·hr]
 ρ : 流体の密度 [kg/m³]
 τ : 壁面における剪断應力 [kg/m·hr²]

添字

b : 層流域と乱流域の境界面
 c : 冷却水

g : 空氣
 i : 内管又は r_m より内側の領域
 m : 流速最大の点
 o : 外管又は r_m より外側の領域
 $calc$: 計算値
 obs : 実験値
 1, 2: それぞれ冷却凝縮器の入口および出口

文献

- 1) C.C. Monrad, J.G. Pelton: *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*, 38, 593 (1942)
- 2) R.R. Rothfus, C.C. Monrad, V.E. Senecal: *Ind. Eng. Chem.*, 42, 2511 (1950)
- 3) H. Lamb: "Hydrodynamics", 5th ed., P. 555, London, Cambridge University Press (1924)
- 4) G.I. Taylor: *N.A.C.A. Rept. and Memo.*, 272, 423 (1916)
- 5) L. Prandtl: *Physikal. Zft.*, 29, 487 (1928)
- 6) 水科: 化学機械, 13, 22 (1949)
- 7) 龜井, 水科, 貴船, 古藤: 化学機械, 14, 53 (1950)
- 8) A.S. Foust, G.A. Christian: *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*, 36, 541 (1940)
- 9) E.S. Davis: *Trans. Am. Soc. Mech. Eng.*, 66, 755 (1943)
- 10) J.H. Wiegand: *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*, 41, 147 (1945)

Heat and Mass Transfer Coefficients in Double Tube Cooler Condenser

Kyoto Univ. T. Mizushima, K. Hara, T. Kyuno

(1) The concept of the analogy between heat transfer and fluid friction was extended to be applied to the cases in annuli. (2) The air was cooled and dehumidified in a double tube cooling condenser. These data were correlated fairly well with the theoretical equation of the analogy. At the same time, the friction factor, and the velocity and temperature distribution in the annulus were measured, and the results show the applicability of the assumption introduced into the theoretical treatment. (3) All the previous experimental or recommended equations for heat transfer to annuli give values of heat transfer coefficient higher than those of the experimental data for air, but are in close agreement with the theoretical equation when $Pr > 5$. This reason was clarified. (4) The authors gave empirical equations for $Pr < 5$, which could correlate the data well. (5) The similar theoretical and experimental equations for mass transfer were derived. They correlated the data fairly well. (6) The ratio of heat transfer coefficient to mass transfer coefficient must be equal to 0.23 when air-water vapour system is cooled and dehumidified in an annulus. The experimental data were compared with this theoretical relation.