がえられることが明らかにせられた。このことより境界層における熱伝達の問題も気体の場合には、エネルギー方程式はそこに含まれる速度分布に Tifford⁽⁵⁾ の仮定、あるいは Davies および Bourne⁽⁶⁾ の仮定を用うれば放物型偏微分方程式に変換できるので本近似解法がまた応用できるものと思われる。

終りに終始変らぬ御指導をたまわりました名古屋大学小林明教授に厚く御礼申し上げます。

文 献

- (1) S.C.R. Dennis & G. Poots, *Quart. Appl. Math.*, Vol. XIV(1956), p. 231.
- (2) 山田彦児, 九州大学流体工学研究所報告, 3(1947), p. 29.
- (3) L. Ehret & H. Hahnemann, *Wärme-Kältech.*, 44(1942), s. 167.
- (4) H.F. Poppendiek, *Heat Transfer Symposium*(1952), Univ. of Michigan. p. 91.
- (5) A.N. Tifford, *J. Aeronaut. Sci.*, 18(1951), p. 283.
- (6) D.R. Davies & D.E. Bourne, *Quart. J. Mech. and Applied Math.*, Vol. IX(1956), p. 457.

536. 22/23:532. 529. 5

気 水 二 相 流 の 熱 伝 達 (第1報)*

勝原 哲 治** 風 間 竹 男***

Heat Transfer in Two-Phase Flow of Mixtures of Air and Water (1st Report)

by Tetsuji KATSUHARA and Takeo KAZAMA

This paper deals with an empirical formula on the heat transfer in the two-phase flow of the mixtures of air and water in a horizontal pipe.

The empirical formula correlated are shown as follows :

$$N_u = BR_e^{*0.8} P_r^{0.4}$$

$$B = (0.023 - 0.001 \cdot \varphi_d^2)(1 - \varphi_d)^{0.4} \text{ for } 0.7 > \varphi_d > 0$$

$$B = (0.023 - 0.009 \cdot \varphi_d^8)(1 - \varphi_d)^{0.4} \text{ for } 0.95 > \varphi_d > 0.7$$

where, N_u = mean Nusselt number, R_e^* = apparent Reynolds number in two-phase flow,

P_r = mean Prandtle number of air and water in terms of the weight ratio,

φ_d = dryness fraction.

The above formula has good agreement with the results of the experiments not only for a pipe of long length, but of short length.

1. 緒 言

気水二相流の熱伝達は化学装置や蒸気ボイラなどと関連して、その応用は広いにもかかわらず、実験結果の整理については不満足な点が多い。これは、水平管、垂直管のいずれを問わず、管内の流動状態が単相流に比べ複雑であることがおもな原因と考えられる。たとえば、Verschoor ら⁽¹⁾の研究の示すように、流動様式が熱伝達率と関係をもっていることから想像できる。本研究は、管内の気水二相流の熱伝達率に及ぼす因子を明らかにし、その実験値の整理を行い、伝熱工学上有用な資料を得ようとするものであって、本第1報は、水平管内の気水二相流の熱伝達率について実験を行い、従来の実験結果と比較検討して、新しい整理

方法と実験式について研究した結果の報告である。

水平管内における気水二相流の熱伝達率に対する従来の実験としては、Johnson ら⁽²⁾、King⁽³⁾、Fried⁽⁴⁾のものがある。

Johnson らは内径 22.1 mm、長さ 4 780 mm の黄銅製水平管内に空気と水の混合物を流し、蒸気により加熱しそのときの熱伝達率を測定した。その結果より二相流の熱伝達率と、同じ流量の水の単相流の熱伝達率の比をそれぞれの流れの圧力損失の比で割った値を、水の単相流圧力損失と空気の単相流圧力損失の比の平方根を用いて整理している。これでは、実験点は±20%のちらばりでおさまっているが、さらに、内径 18.7 mm、長さ 3 960 mmの銅製水平管で行ったKing, Friedの実験結果と比較している⁽²⁾⁽⁵⁾。これによると、実験点のちらばりは全体的には±20%の範囲をはるかに越えており、他の整理方法も試みてみる必要があると思う。Fried は気水二相流の熱伝達率と水の単相流の熱伝達率の比を二相流と水の単相流圧力損失

* 昭和 32 年 6 月 7 日 九州支部講演会において講演、原稿受付 昭和 32 年 10 月 7 日。

** 正員、九州工業大学(戸畑市中原)。

*** 准員、九州工業大学(同上)。

比で整理しているが、これでは $\pm 30\%$ のちらばりをもっているの、整理の方法としては粗雑な感じがする。もっとも、管内面と流体の温度の差のとり方にも考察を行い、ちらばりを少なくすることに意を払っているが、Johnson らのものと大差のない感じをうける。

これらは、いずれも同じような装置で実験され、流量の範囲も似ているにもかかわらず、実験者によりかなりの差があるので、新しい見地に立って再検討する必要がある。二相流では、測定値そのものにもちらばりがおこしやすいことは確かであるが、実験値の整理にも適切を欠いている感がある。そこで、一方では従来の実験に使われた装置とかなり変った装置を用い、流量や空気体積率の異なる範囲においても測定し、同時に、結果の整理方法についても考究することとする。また、この整理により Johnson ら、King、Fried、筆者らの実験値を比較考察することとしたい。この実験については、後述の装置で実験することとする。

最後に、実験式の形式としては、圧力損失比と熱伝達率比の関係から出発したものでは、单相流に対し用いられているものと縁遠いような形式になり、不便も多いかとも思われるので、单相流に対する実験式と同じような式で整理し、現今において最も信頼される実験式を得ようとするものである。

2. 実験装置ならびに実験方法

(1) 実験装置 第 1 図は実験装置の概略図である。高さ 8m のヘッドタンク①に上げられた水は、あふれ法によりヘッドを一定に保たれ、流量調節弁②を経て水平管の入口に達し、③で空気を吹き込まれる。これから、内径 19.8 mm の鋼管④の内部を気水混合物が流れる。④の末端は、電気炉内でガラス線パッキンをはさんで④と同径の銅管⑤に連がれている。この銅管が炉内のヒータにより加熱される。この部分は第 2 図 (a) に示すように銅管の加熱長 260 mm で、そのうちの T_1 , T_2 , T_3 および T_4 の 4 個所において管の内壁面温度を測った。これには、アルメル・クロメ

①ヘッドタンク、②水流量調節弁、③入口弁 (空気吹き込み穴付)、④鋼管、⑤銅管、⑥電気炉被覆箱、⑦鋼管、⑧三方コック、⑨吐出しタンク、⑩量水タンク、⑪圧縮機用電動機、⑫空気圧縮機、⑬空気レシーバ、⑭浮子式空気流量計、⑮圧力調節弁、⑯水銀 U 字管、⑰あふれ水用タンク、⑱スライダッグ、⑲、⑳水銀温度計、㉑空気抜きコック、㉒レシーバ空気用圧力計

第 1 図 実験装置

ル熱電対を植え込み電位差計を用いて測定した。電気炉は容量 2.5 kW で、外部への熱損失を少なくするために二重壁にし、さらに、その外をガラスウールでつまれている。⑤と⑦はガラス綿パッキンをはさんで接続されているが、⑦も内径 19.8 mm の鋼管でその出口はエルボで斜上向きにされ、気水混合物は⑨に吐き出される。ここで空気のみを逃がし、水は量水タンク⑩でその流量を測られる。一方、圧縮機で圧縮された空気はレシーバ⑬に貯えられ、これから、圧力調節弁⑮、浮子型の空気流量計⑭を経て、③に設けられた吹き込み穴から水中に吹き込まれる。そのほか、流体入口

①素焼円筒、②耐火磁器製炉筒ふた、③耐火磁器製炉筒、④継手金具、⑤鋼管、⑥銅管、⑦ニクロム線、⑧保護管、⑨空気層、⑩ガラスウール、⑪絶縁用磁器管

第 2 図 (a) 電気炉水平断面

①歯科用セメント、②管壁、③保護管支持用の中空銅片、④保護管、⑤アルメル・クロメル線 (二重絶縁付)、⑥アルメル・クロメル接点

第 2 図 (b) 熱電対取付け方法

温度は⑩で、流体出口温度は⑪で、いずれも $1/100^{\circ}\text{C}$ 目盛をもつ水銀温度計にて測った。⑪の感温部の前には回転羽根により流体をよくかきまぜ、その断面における平均温度が読めるようにされている。第2図(b)は熱電対取付け部を示す。

(2) 実験方法 測定するもののうち、重要なものは、熱負荷、管壁温度、加熱管出入口の流体温度、気水の流量、空気体積率などである。熱負荷を知るには伝熱面の吸収熱量を知る必要がある。いま、気水混合物の吸収した熱量を Q_a kcal/h とすると、

$$Q_a = (c_d G_d + c_w G_w) \Delta \theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 c_d は空気の比熱 kcal/kg $^{\circ}\text{C}$ 、 G_d は空気の流量 kg/h、 c_w は水の比熱 kcal/kg $^{\circ}\text{C}$ 、 G_w は水の流量 kg/h、 $\Delta \theta$ は加熱管内を流れる間に上昇した気水混合物の温度 $^{\circ}\text{C}$ である。この実験では、 $c_d G_d \ll c_w G_w$ の範囲を取り扱ったので、

$$Q_a \approx c_w G_w \Delta \theta \quad \dots\dots\dots (1')$$

G_w は量水タンクの読みから求まり、 $\Delta \theta$ は第1図の⑩と⑪の温度差から求めた。 Q_a が求まると、熱負荷 q kcal/m 2 h は、

$$q = \frac{Q_a}{\pi d l} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 d は加熱される管の内径 m、 l は管長 m である。管壁内表面温度として4点における値を読みうる装置にしたことは前節で述べ、第1図の中に T_1 、 T_2 、 T_3 、 T_4 で示したが、 T_1 、 T_4 における値は炉室端部の影響があるため、 T_2 、 T_3 の値より低目にあらわれた。 T_2 と T_3 は各実験で、かなり似た値となった。そこで上の四つの温度をもとにして図式的に積分上の平均温度を求め管壁温度の代表値とした。流体温度は第1図の⑩と⑪における温度の平均値をとってその代表値とした。管壁温度、流体温度の代表値を θ_w $^{\circ}\text{C}$ および θ_f $^{\circ}\text{C}$ とすれば、平均の熱伝達率 α kcal/m 2 h $^{\circ}\text{C}$ は、

$$\alpha = \frac{q}{\theta_w - \theta_f} \quad \dots\dots\dots (3)$$

で与えられるものを求めた。流量測定のうちで水は問題がないが、空気流量計に対しては予備試験を行い十分の検定をほどこした。空気体積率の測定方法は、第1図の弁③と三方コック⑧を実験中に同時に閉め空気と水の流入をとめ、空気コック⑫を静かに開いたのち、⑧を切り換えその側孔より、④、⑤および⑦の管内にある水を取り出し、これを計量し、管内に満水したときの水量との比をとることにより求める方法をとった。

実験の順序としては、まず水のみを流してそのときの熱伝達率を測定し従来の実験式の与える値と比較し、次いで気水二相流の実験にはいった。これでは、Johnson ら、King、Fried の実験に比べ、気水の流量も少く、空気体積率も小さめにして実験した。

3. 実験結果とその考察

(1) 予備実験結果 二相流の実験にはいる前に

水のみを流しそのときの平均熱伝達率を前章の方法で測定した。この値を α_w kcal/m 2 h $^{\circ}\text{C}$ とする。

この装置では加熱される管の長さは短く、温度助走区間にはいるものであるから、このようなときの熱伝達率 α_0 を与える実験式としては、従来、次のような実験式がある⁽⁶⁾。

$$\alpha_0 = 0.036 \frac{\lambda_w}{d} R_{ew}^{0.8} P_{rw}^{1/3} (\mu/\mu_w)^{0.14} (d/l)^{1/18} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 λ_w は水の熱伝導率 kcal/mh $^{\circ}\text{C}$ 、 R_{ew} はレイノルズ数で水の動粘性係数を ν_w m 2 /s、水の平均流速を w_w m/s とすれば $R_{ew} = w_w d / \nu_w$ 、 P_{rw} は水のプラントル数、 μ は加熱前後の水温の平均値における水の粘性係数 kg $\cdot$ s/m 2 、 μ_w は管内面の温度の平均値における水の粘性係数 kg $\cdot$ s/m 2 である。水の流量、加熱前後の水温などの測定値をもとにして(4)から α_0 を求めることができる。ただし、 λ_w 、 ν_w 、 P_{rw} などは加熱前後の水温の平均値におけるものを用いることとする。

水流量 200~1900 kg/h にて、上のようにして得た α_w と α_0 の比をとり流量との関係を示したものが第3図である。これで見ると、 α_w/α_0 の値は 1.05~0.97 の間におさまっているの、実験装置にはいさおの信頼がおけるが、炉の伝熱効率を知っておくと二相流の実験にはいってからのいろいろの点で便利であるので求めておいた。ヒータの発生熱量を Q_0 kcal/h、

第 3 図

第 4 図

このうち管内の水に伝わった熱量を Q_a kcal/h とし、炉の伝熱効率 η として $\eta = Q_a/Q_0$ で与えられるものを取り、水の流量との関係を示すと第 4 図のようになる。これで見ると、流量が大きくなれば η は、ほぼ一定になる。気水二相流に対しては同じ流量をもつ水の流れる場合に比べ熱伝達率は大きくなるので、この装置では水の流量が 600 kg/h より多いときには η を一定としても大きな誤差はない。したがって、ヒータの発生出力 W kW を電力計で読めば $Q_a = 860 \eta W$ より Q_a は容易に求まる。このことは、二相流において流体温度の上昇した値を測定して求めた Q_a の値の信頼性を検証するうえからも有効であった。

(2) 熱伝達率 水流量 655, 1791 kg/h の二つの場合について空気流量を変えて熱伝達率を測定した結果を第 5 図に示す。

第 5 図

(3) 整理法および実験値の比較 気水二相流の熱伝達につき新しい整理法を試み、それをもとにして Johnson ら, King, Fried, 筆者らの実験結果を比較、考察しよう。

まず、管内の気水混合物の流れに対し次のごとく定義されたレイノルズ数 Re を考える。

$$Re = \frac{w\bar{d}}{\nu} \quad (5)$$

ここに、 w は連続の原理をもとにした平均の流速 m/s であって、次のごとく与えられるものとする。

$$w = \frac{G_a + G_w}{3600F\gamma} \quad (6)$$

ただし、 F は管の断面積 m^2 , γ は気水混合物の平均比重量 kg/m^3 で、

$$\gamma = \varphi_a \gamma_a + (1 - \varphi_a) \gamma_w \quad (7)$$

にて与えられるものを用いる。ただし、 φ_a は空気体積率、 γ_a は空気の比重量 kg/m^3 , γ_w は水の比重量 kg/m^3 である。また、(5) の $\bar{d}$ は気水混合物の流れに関係の深い代表寸法であるが、その選び方については後に述べる。 ν は気水混合物の見掛けの動粘性係数 m^2/s で、次のように定義されたものを用いる。

$$\nu = \frac{\varphi_a \gamma_a}{\gamma} \nu_a + \frac{(1 - \varphi_a) \gamma_w}{\gamma} \nu_w \quad (8)$$

ただし、 ν_a は空気の動粘性係数 m^2/s である。

気水混合物の流れに対し Martinelli および Lock-

hart が用いている水力学的有效直径⁽⁷⁾⁽⁸⁾を空気では $d_{ad}m$, 水では $d_{aw}m$ とすると、それぞれの有効流動断面積 $F_{ad}m^2$, $F_{aw}m^2$ は、

$$F_{ad} = K_d \frac{\pi}{4} d_{ad}^2 \quad \text{および} \quad F_{aw} = K_w \frac{\pi}{4} d_{aw}^2$$

となる。ただし、 K_d および K_w は流動様式によって異なる係数である。 F_{ad} と F_{aw} の和は管の断面積に等しいから、

$$K_d \cdot d_{ad}^2 + K_w \cdot d_{aw}^2 = d^2$$

d_{ad} および d_{aw} は、いずれも気水混合物の流動を特徴づける代表寸法となるが、伝熱の主体をなすものは空気よりも水であるから、いまの場合には水を中心にした方が適切と考えられる。したがって、 $\bar{d}$ を d_{aw} に等しくとれば、

$$\frac{K_w \bar{d}^2}{d^2} = 1 - \varphi_a$$

となることから、

$$\bar{d} = \frac{1}{K_w^{0.5}} (1 - \varphi_a)^{0.5} d \quad (9)$$

(9) を (5) に代入すれば、

$$Re = \frac{(1 - \varphi_a)^{0.5}}{K_w^{0.5}} \cdot \frac{wd}{\nu} \quad (10)$$

ヌセルト数 Nu には次のものを用いる。

$$Nu = \frac{\alpha_{TP} \cdot \bar{d}}{\lambda} \quad (11)$$

ここに、 α_{TP} は気水二相流における熱伝達率 $kcal/m^2h^\circ C$, λ は気水混合物の見掛けの熱伝導率 $kcal/mh^\circ C$ であり、

$$\lambda = \frac{\varphi_a \gamma_a}{\gamma} \lambda_a + \frac{(1 - \varphi_a) \gamma_w}{\gamma} \lambda_w \quad (12)$$

で与えられるものを用いる。ただし、 λ_a は空気の熱伝導率 $kcal/mh^\circ C$ である。

二相流に対しても単相流と同じような形式の実験式が成り立つものとする、

$$Nu = C Re^m Pr^n \quad (13)$$

ここに、 C , m , n は定数とし、 Pr は気水混合物の見掛けのプラントル数で次のものを用いる。

$$Pr = \frac{\varphi_a \gamma_a}{\gamma} Pr_a + \frac{(1 - \varphi_a) \gamma_w}{\gamma} Pr_w \quad (14)$$

ただし、 Pr_a は空気のプラントル数である。

(10) を (13) に代入すれば、

$$Nu = C \left[\frac{(1 - \varphi_a)^{0.5}}{K_w^{0.5}} \cdot \frac{wd}{\nu} \right]^m \cdot Pr^n$$

ゆえに、

$$\frac{Nu}{Pr^n} = C K_w^{-0.5m} \left[(1 - \varphi_a)^{0.5} \cdot \frac{wd}{\nu} \right]^m \quad (15)$$

n は単相流と同じ程度の値とみなされるので、いちおう $n = 0.4$ にとり、なお、

$$Re_* = \frac{wd}{\nu} \quad (16)$$

とおくと、

$$\frac{Nu}{Pr^{0.4}} = CK_w^{-0.5m} [(1-\varphi_d)^{0.5} Re^*]^m \dots (15')$$

プラントル数をはじめ流体の物理定数は加熱前後の対数平均温度におけるものを用いて、縦軸に $Nu/Pr^{0.4}$ をとり、横軸に $(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot Re^*$ をとって、Fried, Johnson ら, King, 筆者らの実験データをプロットしてみると第6図のごとくなる。ただし、筆者らの実験

第 6 図

では加熱管の長さが短いため加熱前後の流体温度はあまり大きな差がなく、その算術平均値は対数平均値にきわめて近い値となるので、算術平均温度に対する物理定数を用いた。このことは、前章の実験方法のところ述べられた θ_f に対する物理定数を使用したことになる。

$(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot Re^*$ の同一の値に対し、 $Nu/Pr^{0.4}$ の実験値は、King, 筆者らのものは一般に高く、Johnson らのものは反対に低い。したがって、Johnson らの実験結果のみを中心にした整理法では他の実験値をあらわすのに的確を欠くことは容易に想像できる。筆者らの実験値が高い原因の一つとして、加熱管の長さの短いこともいおうあげられるが、単相流では温度助走区間の内と外とは熱伝達率が、かなり違うためヌセルト数は、はっきりと異なる線に乗ってくる。しかるに、第6図ではそれほど大きな差異はみられないので、加熱管全長が温度助走区間にあるとは考えられない。このことから、二相流の温度助走区間は単相流よりもはるかに短いことが想像できる。そのため、加熱管の入口付近のみが温度助走区間に入り、大部分はこれを過ぎていて、平均熱伝達率は管の長いときに比べわずかに大きくなってあらわれたのではないかと考えられる。なお、単相流では管の全長が温度助走区間に入ることを思えば、助走距離に関する限り、二相流と単相流では大きな開きがある。二相流では、助走距離に

関する研究は完成されていないが、この方面の研究は本報告の目的外にあるので、別個に研究したいと考えている。

Fried の実験値は、King, Johnson らのものに比べると、その中間にあって、比較的によくまとまっている。

以上により、管の長さがかなり短くとも、 $Nu/Pr^{0.4}$ を $(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot Re^*$ で整理しうることが確かめられた。

4. 実 験 式

ここでは、管の長さが長い場合に対する実験式を求めることとする。すでに述べたごとく、管の長さが長い場合の実験のうちでは、Fried の実験が妥当な結果を示している。したがって、実験式の決定にあたっては、主として Fried の実験値によることとする。

第6図にみられるように諸実験値のあいだにはかなりのばらつきがあるが、平均的にみれば $m \approx 0.8$ とみなされるので、(15') は、

$$\frac{Nu}{Pr^{0.4}} = CK_w^{-0.4} [(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot Re^*]^{0.8} \dots (15'')$$

とおける。 $Nu/Pr^{0.4}$ と $(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot Re^*$ の関係に、同一実験者の得た実験値でもちらばりがあるのは、 K_w が流動様式により異なり、定数として取り扱えないことも理由の一つである。したがって、ちらばりを少なくするには $CK_w^{-0.4}$ の値を追求する必要がある。

$\varphi_d = 0$ のときは (12), (14) より $\lambda = \lambda_w$, $Pr = Pr_w$ となると同時に、(6), (8) より $w = w_w$, $\nu = \nu_w$ となるから (16) より $Re^* = Re_w$ となる。また、 $\varphi_d = 0$ は水の単相流を意味するので、 $K_w = 1$ となり、これらを (15'') に代入すると、

$$Nu_w = C \cdot Re_w^{0.8} Pr_w^{0.4} \dots (17)$$

ただし、 Nu_w は水の単相流における平均ヌセルト数である。(17)は従来から管の長い場合に慣用されている実験式、たとえば機械工学便覧所載の次の式⁽⁹⁾と同じ形である。

$$Nu_w = 0.023 \cdot Re_w^{0.8} Pr_w^{0.4} \dots (18)$$

ただし、式中の記号は本文のものを用いてあらわした。(17)と(18)を比べると、 $C = 0.023$ とおける。(15'') より、

$$CK_w^{-0.4} = \frac{Nu}{Pr^{0.4}} \cdot \frac{1}{(1-\varphi_d)^{0.4} Re^{*0.8}} \dots (19)$$

となる。単相流における係数 C と二相流における係数 $CK_w^{-0.4}$ との差をとり、

$$y = C - CK_w^{-0.4} \dots (20)$$

とおくと、 C は定数であり、 K_w は流動様式によって異なるので、 y も流動様式によって異なるものと考えられる。

(20)に $C = 0.023$ および (19) を代入すると、

$$y = 0.023 - \frac{Nu}{Pr^{0.4}} \cdot \frac{1}{(1-\phi_d)^{0.4} Re^{*0.8}} \dots\dots (21)$$

流動様式は ϕ_d の影響をうけるので、 y と ϕ_d とはいかなる関係にあるかを、Fried の実験値をもとにして調べてみると、第 7 図に示すようになる。ただし、実験値のうち 4 個は $y < 0$ であったので、これは省略した。

第 7 図

この関係より、

$$0.7 > \phi_d \text{ では } y = 0.001 \phi_d^2$$

$$0.95 > \phi_d > 0.7 \text{ では } y = 0.009 \phi_d^8$$

第 7 図でも $\phi_d = 0.7$ の附近で y と ϕ_d の関係は不連続となつてあらわれているが、これは流動様式が急に変化するためではないかと考えられる。したがって、この附近は不安定である。上の y を用いれば (20) より

$$0.7 > \phi_d \text{ では、}$$

$$CK_w^{-0.4} = 0.023 - 0.001 \phi_d^2$$

$$0.95 > \phi_d > 0.7 \text{ では、}$$

$$CK_w^{-0.4} = 0.023 - 0.009 \phi_d^8$$

これらを (15'') に代入して、

$$Nu = BR_e^{*0.8} Pr^{0.4} \dots\dots\dots (22)$$

をうる。ただし、

$$0.7 > \phi_d \text{ では、}$$

$$B = (0.023 - 0.001 \phi_d^2) (1 - \phi_d)^{0.4}$$

$$0.95 > \phi_d > 0.7 \text{ では、}$$

$$B = (0.023 - 0.009 \phi_d^8) (1 - \phi_d)^{0.4}$$

第 6 図中の直線は (22) で $\phi_d = 0$ とおいたときの $Nu/Pr^{0.4}$ と $(1-\phi_d)^{0.5} Re^*$ との関係を示す。

もともと、実験式 (22) を作った基礎になるものは、伝熱の主体をなすものは水であるとした整理法にあるので、空気体積率が大きくなればこの方法では具合がわるいのではないかと予想もしていたが、 $\phi_d = 0.95$ 附近までは整理し得た。しかし、(22) によれば $\phi_d = 1$

で熱伝達率は 0 となり、明らかに不合理となる。これからもわかるように、 ϕ_d が 1 に近くなると別の方法をとらなければならないが、本研究の対象となる流れはそのような流れを含んでいないので、ここではとりあげないことにする。

なお、Fried 自身は実験値を $\pm 30\%$ の範囲のちらばりでまとめたが、(22) によれば同じ実験値を $\pm 10\%$ 以内におさめうる。このことから考えても、この実験式は簡潔にして実験値をよく表わしていることがわかる。

5. 結 言

従来行われた実験に比べ長さの著しく短い管で平均熱伝達率の測定を行い、その結果を新しい整理方法によりまとめ他の実験結果と比較した。それによると、管長の短い場合でも、長いときの実験線の近くに乗るので、二相流においては、温度助走区間は单相流に比べると著しく短くなることを知った。したがって单相流では助走区間にはいるような短い管でも、二相流においては管の長い場合の実験式が適用しうることがわかった。次いで、管の長い場合において、現今で最も信頼される実験式として (22) を求めた。

なお、空気と油の混合流に対して行った Johnson⁽⁵⁾ の実験によれば、気液二相流の熱伝達率と油の单相流の熱伝達率の比を空気、油それぞれの单相流の圧力損失の比に結びつけて整理する方法では、空気と水との間のものと、かなり大きな差異がある。本文で述べた整理方法では、物性値の異なる液体や気体に対しどのようなになるかを確かめる必要もあり、これによって (22) の適用範囲も定まってくるので、興味あることであるが、これについては、別に報告することとしたい。

終りに、本研究に御指導御鞭達を賜わった九大山泉教授、御教示を賜わった九大西川助教授に厚く御礼申し上げるとともに、実験および計算に協力された小堀哲雄君、安田嘉明君に深く感謝の意を表する。

なお、本研究は文部省科学研究費によるものである。

文 献

- (1) H. Verschoor and S. Stemerding, *Instn. Mech. Engrs.*, General Discussion on Heat Transfer, Section 2, p. 27(1951).
- (2) H. A. Johnson and A. H. Abou-Sabe, *Trans. ASME.*, Vol. 74, p. 977(1952).
- (3) C. D. G. King, M.S. thesis, University of California(1952).
- (4) L. Fried, *Chem. Engg. Progress Symposium Series*, Vol. 50, p. 47(1954).
- (5) H. A. Johnson, *Trans. ASME.*, Vol. 77, p. 1257(1955).
- (6) 機械工学便覧, 11-31 ページ.
- (7) R. C. Martinelli, L. M. K. Boelter, T. H. M. Taylor, E. G. Thomsen and E. H. Morrin, *Trans. ASME.*, Vol. 66, p. 139(1944).
- (8) R. W. Lockhart and R. C. Martinelli, *Chem. Engg. Progress*, Vol. 45, No. 1, p. 39(1949).
- (9) 機械工学便覧, 11-31 ページ.