線分布のほかに、温度差が $x^{\frac{1}{2}}$ および x^2 に比例する二つの場合を $Pr \rightarrow \infty$ として計算し比較した。その結果として、流体の温度が初め急速に上昇する場合 ($x^{\frac{1}{2}}$ の場合) は、そうでない場合よりも、有効高さが小さくなることが明らかになった。

最後にこの理論が実験によって支持されていることにふれた。

この研究を行うに当って、平野富士夫(九州大学)、西川兼康(九州大学)、藤井 哲(電力技術研究所) 3 君の援助を受けたことを記して謝意を表する。

文 献

- (1) たとえば次の論文参照。
G. Ackermann, *Forschung*, **3**(1932), 42.
H. H. Lorenz, *Z. techn. Phys.*, **15**(1934), 362.
O. A. Saunders, *Roy. Soc., Proc., A*, **172**(1939), 55.
Y. S. Touloukian, G. A. Hawkins & M. Jakob, *A.S.M.E., Trans.*, **70**(1948), 13.
- (2) 山泉, 本論文集, 541 ページ
- (3) 3.5 の $Pr \rightarrow \infty$ の場合について, u/u_x および θ/θ_x に対しそれぞれ y/δ の 5 次式および 4 次式を用いる山泉の方法 (文献 (2) 参照) で計算してみても $m \rightarrow 0$ のとき 0.357 が 0.356 に変る程度である。

536. 22 : 532. 529

気 水 二 相 流 の 熱 伝 達 (第2報)*

勝原 哲治**, 風間 竹男***

Heat Transfer in Two-Phase Flow of Mixtures of Air and Water (2nd Report)

by Tetsuji KATSUHARA and Takeo KAZAMA

In this report, following the previous report, the authors have experimentally investigated the heat transfer for the parallel upward flow of the mixtures of air and water in a vertical pipe.

The results may be summarized as follows:

- (1) The coefficients of heat transfer by Verschoor and Stermerding are comparatively suitable for those obtained from this experiments.
- (2) The effects of dryness fraction upon the coefficient of the heat transfer have been made clear.
- (3) The empirical formula of heat transfer are shown and the applicable ranges are also discribed.

1. 緒 言

第1報⁽¹⁾においては水平管内の気水二相流の熱伝達を取扱い、筆者ら、Johnson ら、King, Fried の実験結果を総合考察し、最も妥当と思われる実験式を作った。本報は垂直上昇管における熱伝達を対象として行った実験の結果につき報告することとする。

水平管の場合には上記のごとく比較的多くの実験結果があるが、垂直上昇管については Verschoor ら⁽²⁾のものがあるのみで、その結果については化学工業方面の書物⁽³⁾にも引用され広く利用されているようである。

しかしながら、その内容については、早晚、検討を受くべきであり、気水二相流が工業上多くの方面に利用されつつある現状においては特にこの感が深い。この Verschoor らの実験は内径 14 mm, 長さ 400 mm の管内に空気と水の混合物を流し、管と混合物との間の熱伝達率を測定したもので、それによれば、空気体積率の値が約 0.6 以下の場合、水の流量は熱伝達率にあまり大きな影響を及ぼさないが、0.6 よりも大きい範囲ではその影響は、はなはだしく大きくなっている。本文においては前者、すなわち空気体積率 0.6 以下の場合に対し Verschoor らの実験と異なる流量の範囲で実験し、両者の結果を比較考察したい。

最後に、前報と同じ形式をもつ実験式を求め工業上の応用に供しようとするものである。

* 昭和 33 年 3 月 7 日 九州支部 第 11 期総会講演会において講演、原稿受付 昭和 33 年 5 月 6 日。

** 正員、九州工業大学(福岡県戸畑市中原 752)。

*** 准員、九州工業大学。

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、ゴムホースにより流量調節弁②へ導かれ、これから三方コック④に達する。この水はコック直前に設けられた空気吹込用ノズルにより空気を吹込まれ気水混合物となって内径 30 mm の垂直管内を上昇する。流動様式の観察および写真撮影に便利ように垂直管にはガラス管を用いた。この途中に同径の銅管⑤を取付け、その周囲を出力 1 kW の電気炉⑥で加熱している。この銅管部で加熱された気水混合物は垂直管内を上昇し吐出タンク⑧で空気を放散し、水の流量は量水タンク⑨で測定せられる。気水混合物が銅管の内面から吸収した熱量を測定するためには、銅管の入口および出口の水温を知る必要があるが、入口の水温は④の直前の水銀温度計③で読み、これに銅管まで流れる間に変る温度を補正して求めた。この補正すべき温度は、実験にはいる前かあるいは実験後に、別に実測した。出口水温は銅管出口より約 150 mm 上方の管内で水銀温度計⑦を用いて測定せられたが、この読みは測定部断面における平

均水温を示すように次のごとき装置のもとで測られた。すなわち、⑦と銅管出口の間に 4 枚羽根の回転子を 2 個、たがいに逆回転するように取付けて、これらの羽根が管内を流れる流体を、よくかきまぜるようにせられている。これらの水銀温度計は、いずれも 1/100 °C の目盛をもつものが用いられた。一方、空気は圧縮機⑩で圧縮され、これから、空気流量計⑭を経て空気吹込用ノズルに至る。この流量計には 1 回転 5 l の指度をもつ湿式ガスメータが使用されたが、この読みはメータ部を通過する空気の体積流量を示すものであるから、重量に換算するためには圧力と温度を測る必要がある。そのうち、圧力は水銀マンノメータ⑬の指度を取り、温度は流量計内に水銀温度計をそう入して測定した。空気吹込用ノズルは内径 1 mm で三孔からなるものが用いられた。

電気炉⑥の部分は第 2 図に示されている。銅管の加熱長は 270 mm で、そのうち、 T_1, T_2, T_3 および T_4 の 4 個所において管の内面温度を測った。これには、いずれもアルメル・クロメル熱電対を植込み電位差計を用いて測定した。

(2) 実験方法 加熱する銅管を通して気水混合物へ伝達される熱量を Q kcal/h とすると、

$$Q = (C_d G_d + C_w G_w) \cdot \Delta \theta \quad \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 C_d は空気の比熱 kcal/kg°C, G_d は空気の流

第 1 図 実験装置

第 2 図 電気炉断面

量 kg/h, C_w は水の比熱 kcal/kg°C, G_w は水の流量 kg/h, $\Delta\theta$ は加熱管の出口と入口の気水混合物の温度差 °C である。この実験では $C_d G_d \ll C_w G_w$ の範囲を取扱ったので,

$$Q = C_w G_w \Delta\theta \quad \dots\dots\dots (1)'$$

G_w は量水タンクの読みから求め、 $\Delta\theta$ は,

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 \quad \dots\dots\dots (2)$$

から求めた。ここに、 θ_2 は加熱管出口の気水混合物の温度 °C で第1図の温度計⑦の読みを用い、 θ_1 は加熱管入口の気水混合物の温度 °C で前節において述べたように温度計③の読みに補正を加えて求めた。 Q が求まると伝熱面の熱負荷 q kcal/m²h は,

$$q = \frac{Q}{\pi d l} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 d は加熱管の内径 m, l は管長 m である。加熱管の内面温度は流動方向に等間隔に4箇所で測定されたが、これらの測定値をもとにして加熱長間に図式的に積分上の平均温度を求め管内面温度の代表値とした。流体では加熱管の入口と出口の平均温度をとってその代表温度とした。管内面温度および流体温度の代表値をそれぞれ θ_w °C および θ_f °C とすれば、平均の熱伝達率 α kcal/m²h°C として,

$$\alpha = \frac{q}{\theta_w - \theta_f} \quad \dots\dots\dots (4)$$

で与えられるものを求めた。空気体積率の測定は第1図の三方コック④を急閉することにより求める普通の方法によった。

実験の順序としては、最初に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、実験装置および測定法に対する信頼度を確かめてから、ついで気水二相流の実験にはいった。

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/m²h°C とする。

第1報に報告した場合と同じくこの装置でも加熱される管の長さは短く、温度助走区間にはいるから、このようなときの熱伝達率 α_0 kcal/m²h°C を与える実験式としては、従来、次のようなものがある⁽⁴⁾。

$$\alpha_0 = 0.036 \frac{\lambda_w}{d} \cdot R_{ew}^{0.8} \cdot P_{rw}^{\frac{1}{3}} (\mu/\mu_w)^{0.14} \cdot (d/l)^{0.1} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 λ_w は水の熱伝導率 kcal/mh°C, R_{ew} はレイノルズ数で水の動粘性係数を ν_w m²/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·s/m², μ_w は管内面の温度の平均値における水の粘性係数 kg·s/m² である。水の流量, 加熱前後の水温, 管内面の温度の測定値をもとにして (5) から α_0 を計算することができる。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 200~2000 kg/h にて、上のようにして得た α_w と α_0 の関係を第3図に示す。このように、 α_w と α_0 の値はほとんど一致しているので実験装置および測定法に信頼を置くことができる。

(2) 熱伝達率 水流量 395~1840 kg/h において空気体積率 φ_d を変えて気水二相流の熱伝達率 α_{TP} kcal/m²h°C を測定した結果を第4図に示す。なお実験範囲は違うけれども参考のため第5図に Verschoor らの実験結果を示しておいた。

第6図は水流量を横軸にして熱伝達率を示したものである。このように二相流では单相流に比べると水流量の影響はそれほど大きくあらわれない。このことは Verschoor らも同様な結果を得ておる。管内に気水二

第3図 单相流の熱伝達率の計算値と実測値の比較

第4図 熱伝達率と空気体積率

相流をもつ垂直上昇管内の内面温度を植田⁽⁵⁾が測定した結果をみても水流量の影響は少いが、これも熱伝達率が流量により大きく変ることがないためと考えられる。

(3) 熱伝達率比 第7図は熱伝達比率 α_{TP}/α_w と空気流量との関係を示す。水流量が小さいときには

第5図 Verschoor らによる熱伝達率と空気体積率

第6図 熱伝達率と水流量

第7図 熱伝達率比と空気流量

第8図 熱伝達率比と空気体積率

わずかの空気を流しても熱伝達率は水の单相流の場合に比著しく増加するが、空気流量がある程度まで大きくなるとほぼ一定となり、空気流量にはあまり関係しなくなる。水流量が大きくなるほど空気流量の影響は小さくなり、水の单相流の熱伝達率に近づくため、 α_{TP}/α_w の値は1に接近してくる。

第8図は熱伝達率比と空気体積率の関係を描いたものである。

(4) 実験式 すでに第1報では管の長さが短い場合に対する筆者らの実験値と長い管を用いて行われた Fried その他の実験の結果を比較して、二相流の温度助走区間は单相流におけるそれよりもはるかに短いことが想像できることを述べ、二相流では管の長さがかかなり短い場合でも長い管に対する実験式をそのまま用いて大きな誤差を伴わないことを知った。その際には、幸いにも長い管に対して行われた実験値があったので、これを利用してこのような確証を求め得たのであるが、今では管の長い場合の実験値はないので上のような推論を確認するだけの実験的根拠は薄弱である。しかしながら、垂直管内でも空気が水をかく乱する効果は水平管内のそれに比べてまさるとも劣らないことを考慮に入れると、いまでも二相流の温度助走区間は单相流のそれよりもはるかに短くなることが考えられる。この理由で本実験のように管の長さが短い場合の実験をもとにして得られた実験式は管の長い場合にも適用できると信じてよいであろう。

同じく第1報では、気水混合物の流れに対して、Martinelli および Lockhart が用いている水力学的有効直径⁽⁶⁾⁽⁷⁾の概念をとり入れること、熱伝達の主体をなすものは空気よりも水であることの二点を前提条件とし、二相流においても单相流に対する実験式と同じ形の実験式が得られるものとして次の関係式が導かれた。

$$\frac{N_u}{Pr^n} = CK_w^{-0.5m} [(1-\phi_d)^{0.5} R_e^*]^m \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 m , n , C はいずれも定数、 K_w は流動様式によって異なる値、 N_u , Pr , R_e^* はそれぞれ次のごとく定義されるヌセルト数、相当プラントル数、相当レイノルズ数である。

$$N_u = \frac{\alpha_{TP} \cdot d}{\lambda} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$Pr = \frac{\phi_d \cdot \gamma_d}{\gamma} Pr_d + \frac{(1-\phi_d) \gamma_w}{\gamma} Pr_w \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$R_e^* = \frac{w \cdot d}{\nu} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 γ_d は空気の比重量 kg/m^3 , γ_w は水の比重量 kg/m^3 , Pr_d は空気のプラントル数であり、 γ は気水

混合物の平均比重量で次のものを用いる。

$$\gamma = \varphi_d \gamma_d + (1 - \varphi_d) \gamma_w \quad \dots\dots\dots (10)$$

λ および ν はそれぞれ気水混合物の見かけの熱伝導率 kcal/mh°C および動粘性係数 m²/s で次の式で与えられるものを用いるものとする。

$$\lambda = \frac{\varphi_d \gamma_d}{\gamma} \lambda_d + \frac{(1 - \varphi_d) \gamma_w}{\gamma} \lambda_w \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\nu = \frac{\varphi_d \gamma_d}{\gamma} \nu_d + \frac{(1 - \varphi_d) \gamma_w}{\gamma} \nu_w \quad \dots\dots\dots (12)$$

ただし, λ_d は空気熱伝導率 kcal/mh°C, ν_d は空気の動粘性係数 m²/s, ν_w は水の動粘性係数 m²/s である。また (9) における w は連続の原理をもとにした平均の流速 m/s で次の式で与えられる。

$$w = \frac{G_d + G_w}{3600 F \gamma} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし, F は管の断面積 m² である。

いま, n の値には第1報で用いたと同じく, いちおう $n = 0.4$ にとり, プラントル数をはじめ流体の物理定数は加熱前後の流体温度の平均値におけるものを用い前章の実験方法により得たる測定値より (6) の左辺の $N_u/P_r^{0.4}$ と右辺の $(1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^*$ とを計算し両者の関係をプロットしてみると第9図のごとくなる。実験点にはかなりのばらつきがあるが, 水流量が変わっても平均的には一つの直線上に乗ることがわかる。そしてこの直線のこう配より $m = 0.25$ をうる。

ゆえに (6) は,

$$N_u = CK_w^{-0.125} (1 - \varphi_d)^{0.125} R_e^{*0.25} P_r^{0.4} \dots\dots\dots (14)$$

となる。 K_w は流動様式によって異なるので, 第9図の点のちらばりを少なくするためには流動様式を表現する因子をもって表わせばまともはいくらかよくなることも考えられないことはないが, K_w の値は水平管と垂直管では大差ないのに, その指数は水平管では $-0.4^{(1)}$ であるのに比べるといまでは $-0.5m = -0.125$ であるから $K_w^{-0.5m}$ の値の変化する範囲は狭くなる。よって, ここでは空気体積率 0.08 より 0.6 の範囲においては定数として考えれば第9図より次の実験式を得る。

$$\frac{N_u}{P_r^{0.4}} = 8.7 (1 - \varphi_d)^{0.125} R_e^{*0.25} \quad \dots\dots\dots (15)$$

第9図 $N_u/P_r^{0.4}$ と $(1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^*$

(5) 水の单相流から気水二相流にうつるときのヌセルト数の変化過程 管内に水のみを流しているときには, 熱伝達率は (5) で与えられるのでそのときのヌセルト数を N_{uw} とすれば,

$$\frac{N_{uw}}{P_{rw}^{1/3}} = 0.036 R_{ew}^{0.8} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14} \left(\frac{d}{l} \right)^{0.1} \dots\dots\dots (16)$$

であるが, わずかの空気を吹込んでヌセルト数は急に大きくなり, 空気体積率 0.08 くらいになると (15) で示されるようになる。いま, 水流量をほぼ一定に保って空気体積率 0.03~0.06 に対しても追加実験し, 空気体積率の増加に従い $N_u/P_r^{0.4}$ がどのような経過をたどって変化するかを $N_u/P_r^{0.4} - (1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^*$ 関係をとって示したものが第10図である。ただし, 縦軸の $N_u/P_r^{0.4}$ に対し横軸には $(1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^*$ がとられており, $N_{uw}/P_{rw}^{1/3}$ に対しては R_{ew} がとられている。この図で AB_1 線は (15) によるものであり, B_1D 線は (16) によるものである。いずれの水流量においても $\varphi_d = 0$ の場合には B_1D 線は実験値とよく一致する。もし, 空気を少しでも含有せしめると $N_u/P_r^{0.4}$ の値は急に大きくなり, $\varphi_d = 0.08$ くらいからはあまり大きな変化はしない。しかし, φ_d のある値のところで極大値をもち, それから, わずかではあるが小さくなっていく。図中のフック状の曲線がこの経路を示している。なお, 極大値の現われる現象は, 主として流動様式によると思われるので, 次報ではこの点につき詳細に追求した結果を報告する予定である。

$\varphi_d = 0$ のときは, $(1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^* = R_{ew}$ となるので, R_{ew} は $(1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^*$ の特別な場合における値である。したがって, 第10図の横軸に選ばれている $(1 - \varphi_d)^{0.5} R_e^*$ と R_{ew} は同じ性格のものである。こ

第10図 二相流と单相流の熱伝達の関係

のことを前置きして次の問題にふれる。

(15)が与える線 AB_1 と (16) が与える線 DB_1 は B_1 点で交わるので、 $(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot R_e^*$ の値が B_1 点に相当するものよりも大きい領域、すなわち B_1 点より右側ではどのようなかを調べておくことは、実験式の適用範囲を明確にするためにも必要なことである。

B_1 点に相当する $(1-\varphi_d)^{0.5} \cdot R_e^*$ の値は(15)と(16)を等しく置くことによって容易に求めるが、本実験においては、およそその値は 3.1×10^4 である。これよりも大きいところで実験したところ、その結果は次のようになった。すなわち、 $(1-\varphi_d)R_e^* > 3.1 \times 10^4$ の場合には二相流においても单相流の式の示す線の上に乘って行くことがわかった。したがって、 $N_u/P_r^{0.4}$ の値は DB_1 の延長上にあることになる。このところでは、熱伝達率は单相流のそれと一致するので $\alpha_{TP}/\alpha_w = 1$ となる。第 7 図で水流量が多くなるほど α_{TP}/α_w の値が 1 に近づくことは、やがて 1 に等しくなるところがあることが予想されるのであるが、上の実験結果よりその限界が明確になった。なお、わずかではあるが(15)と(16)ではプラントルの指数の値が異なるので上のように近似的なものになることはやむを得ない。

二相流においても、そのうちの水のみが管を満たして流れる場合を仮想し、そのときのレイノルズ数は R_{ew} であり、 $\varphi_d = 0$ であるから $P_r = P_{rw}$ 、 $N_u = N_{uw}$ となるが、 $P_{rw}^{1/3} \doteq P_{rw}^{0.4}$ とみなすと、

$$\left[\frac{N_u}{P_r^{0.4}} \right]_{\varphi_d=0} \doteq \frac{N_{uw}}{P_{rw}^{1/3}}$$

これに(15)と(16)を代入すると、

$$8.7[(1-\varphi_d)^{0.125} \cdot R_e^{*0.25}]_{\varphi_d=0} = 0.036 R_{ew}^{0.8} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14} \cdot \left(\frac{d}{l} \right)^{0.1}$$

$$\therefore R_{ew} = 2.71 \times 10^4 \left(\frac{\mu_w}{\mu} \right)^{2.55} \cdot \left(\frac{l}{d} \right)^{0.18} \quad \dots (17)$$

(17)で与えられる R_{ew} が B 点における水の单相流レイノルズ数である。管内に水のみが流れるときに熱伝達率が(5)で与えられるような短い管があって、もしこの管に気水混合物が流れたとすると、そのときの熱伝達の実験式の適用は次のようにすればよい。

まず、同流量の水が管を満たして流れる場合を仮想してこのときのレイノルズ数を計算し、その値が(17)から求めた R_{ew} より小さいときには(15)が使える。すなわち、

$N_u = 8.7(1-\varphi_d)^{0.125} \cdot R_e^{*0.25} \cdot P_r^{0.4} \quad \dots (15)'$ が適用できる。反対に、大きいときには(16)が使える。すなわち、

$$N_{uw} = 0.036 R_{ew}^{0.8} P_{rw}^{1/3} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14} \cdot \left(\frac{d}{l} \right)^{0.1} \quad \dots (16)'$$

から計算される(5)の熱伝達率 α_0 を二相流に対しても用いてよい。

次に、長い管内の单相流に対しては、たとえば機械工学便覧所載⁽⁸⁾の次の式がある。

$$N_{uw} = 0.023 R_{ew}^{0.8} \cdot P_{rw}^{0.4} \quad \dots (18)$$

これでは、

$$N_{uw}/P_{rw}^{0.4} = 0.023 R_{ew}^{0.8} \quad \dots (18)'$$

となる。管が短い場合と同様な処理をすれば(15)と(18)'の交点 B_2 があるはずである。この交点における R_{ew} を求めるには、

$$\left[\frac{N_u}{P_r^{0.4}} \right]_{\varphi_d=0} = \frac{N_{uw}}{P_{rw}^{0.4}}$$

の条件を用い、これに(15)と(18)'を代入すれば、

$$[8.6(1-\varphi_d)^{0.125} R_{ew}^{*0.25}]_{\varphi_d=0} = 0.023 R_{ew}^{0.8}$$

$$\therefore R_{ew} = 4.86 \times 10^4$$

したがって、長い管内の二相流においても同流量の水が管を満たして流れたとしたときのレイノルズ数を計算し、この値が 4.86×10^4 より小さい場合は(15)'を用いることができ、これより大きいときには(18)が適用できる。

(15)と(16)は B_1 点において不連続な接続をするので、この附近に対し測定を行ったが、実測上では連続か不連続かはめいりょうにはあらわれなかった。しかし、応用上の立場からみれば上のような処理をしてよいと思う。

なお、上の処理は実験の結果から導かれたものであるが、これを図上で表わせば第 10 図の AB_1 線と B_1C 線になる。

4. 結 言

長さ 270 mm、内径 30 mm の銅管を用い空気体積率 0.6 以下の範囲で、垂直上昇管内の気水二相流の熱伝達につき実験した。その結果をまとめると、

(1) Verschoor らによって示された熱伝達率の値は本実験の結果に比較的に近い値である。

(2) 空気体積率の変化に伴う熱伝達率、ヌセルト数の変化の関係を明らかにした。

(3) 二相流では、まず、そのうちの水のみが同じ流量で管を満たして流れるとして仮想的なレイノルズ数を考えると管の長さが短くて单相流では温度助走区間の影響が大きい場合に対しては、その値が(17)で与えられる R_{ew} より小さいときに(15)', 大きいときに(16)'が適用できる。管が長く温度助走区間の影響

は問題にならないような場合に対しては, 上のレイノルズ数が 4.86×10^4 より小さいときに(15)', 大きいときに(18)が適用できる。

終りに, 本研究に御指導御鞭達を賜った九州大学山県教授, 貴重な御助言を賜った九州大学西川助教授に厚く御礼申上げるとともに, 実験に協力された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) 勝原, 風間, 機械学会論文集, **24**, 140(昭 33), 228.

- (2) H. Verschoor & S. Stemmerding, *Inst. Mech. Engr., General Discussion on Heat Transfer, Section 2*(1951), 27.
- (3) たとえば McAdams, *Heat Transmission, 3rd. Edition*, McGraw-Hill(1954), 397.
- (4) 機械工学便覧(昭和 26 年版), 11—31.
- (5) 植田, 機械学会論文集, **23**, 132(昭 32), 553.
- (6) R.C. Martinelli, L.M.K. Boelter, T.H.M. Taylor, E.G. Thomsen & E.H. Marrin, *A.S.M.E., Trans.*, **66**(1944), 139.
- (7) R.W. Lockhart & R.C. Martinelli, *Chem. Engg. Progress*, **45**, 1(1949), 39.
- (8) 機械工学便覧(昭和 26 年版), 11—31.

662. 612. 32

燃 焼 気 流 の 温 度, 圧 力 お よ び 速 度 の 変 化

(第 1 報 単室燃焼室に対する一次元理論*)

菅 原 菅 雄**, 岐 美 格***

The Thermo-Aerodynamical Analysis of Combustion Gas Flow (1st Report)

by Sugao SUGAWARA and Itaru MICHIOYOSHI

This paper deals with the thermo-aerodynamical analysis of one-dimensional steady flow in a combustion chamber for gas turbine or jet engine. The phenomena, which were taken into account in this report, include: (1) area change, (2) wall friction, (3) external heat exchange and (4) chemical reaction (combustion).

The distribution of heat release by combustion, dq_c/dx , is assumed as follows:

$$(i) \quad dq_c/dx = 200H_u(G_f/G)x e^{-100x^2}$$

$$(ii) \quad dq_c/dx = 30H_u(G_f/G)e^{-30x}$$

where q_c : heat release by combustion per unit mass of flow, kcal/kg

x : coordinate (in the direction of flow), m

H_u : heat of combustion of fuel, kcal/kg

G_f/G : fuel-air ratio (weight)

and $dq_c/dx \cong 0$ at $x=0.3$ m.

The following results were obtained:

Though the temperature, velocity and pressure-distribution in the direction of flow are different in the both cases of dq_c/dx until $x=0.3$ m where the combustion ends, but those which are obtained by completion of combustion have almost no concern with the type of dq_c/dx . The increases of temperature and velocity and also the decrease of pressure are linearly proportional to the fuel-air ratio in the case of constant area of duct. The pressure drop of convergent flow is larger than those of divergent flow and constant area flow.

1. 緒 言

ガスタービンやジェットエンジンの燃焼室を過ぎる

と, 気体は燃焼による加熱を受けて, その温度は上昇し, 膨脹して圧力は低下し, 速度も変化する. したがって燃焼気流には圧力損失が起り, それは空燃比や燃焼室の流路断面の変化によって影響される.

この論文は, 単室燃焼室の場合の燃焼気流を, 燃焼による発熱を仮定して, 熱・空気力学的一次元理論に

* 昭和 32 年 4 月 3 日 第 34 期通常総会講演会において講演, 原稿受付 昭和 33 年 3 月 19 日.

** 正員, 京都大学工学部(京都市左京区吉田本町).

*** 正員, 京都大学工学研究所.