

非円形断面流路の熱伝達

村川勝弥* 日高正夫** 小川澄夫***

On the Heat Transfer of Fluid Flow through Passage with Non-circular crosssections

Katsuhisa MURAKAWA, Masao HITAKA and Sumio OGAWA.

Abstract

The investigation on the heat transfer of fluid flow through passage with non-circular cross-sections with jet-streams is carried out.

The following equation for the heat transfer on this research is obtained.

$$\alpha_a = 0.066 \frac{\lambda}{(d_2 - d_1)} \left\{ \frac{(r_{\max}^2 - r_1^2)}{r_1(r_2 - r_1)} \left(1.04 - 0.034 \frac{Z}{D} \right) \cdot \frac{(d_2^2 - d_1^2)}{D d_1} \right\}^{1/1.3} \cdot \left(\frac{D}{Z} \right)^{0.052} \cdot \left(\frac{l}{d_2 - d_1} \right)^{-0.331} \cdot \left(\frac{i}{e} \right)^{-0.538} \cdot P_r^{0.62} \cdot R_e^{1/1.3}$$

The results of this theoretical analysis is shown to be in good agreement with that of the experimental results.

1. はしがき

工業技術の進展に伴い、あらゆる面で効率の向上が強く望まれている。熱伝達率についても原子炉工学、宇宙工学の発展に寄与すべく、熱伝達率の増大促進が要求され、また熱交換器の設計に当たっても工業用水不足などの面から同様なことが望まれている現状である。

筆者らはかような要求の一つに答えるための研究として、熱源からいかに有効に熱エネルギーを吸収し動力源（水）に移動させるか、あるいはいかに有効に熱エネルギーを吸収して冷却効果を上げるかということすなわち熱交換器と同じ機構の改良ならびにより有効かつ経済的な装置を作り出す企をなしこれを進めているが、それは噴流の伝熱効果を利用して行なうものである。現在、円形二重管の熱伝達率の理論的解析が完全には求められていない現状において本研究の熱伝達率を理論的に求めることはさらに困難であると考えられるが、それについての理論解析の第一段階を終わったので報告する。

2. 実験装置

実験装置は噴流を作るために三重管として、その流

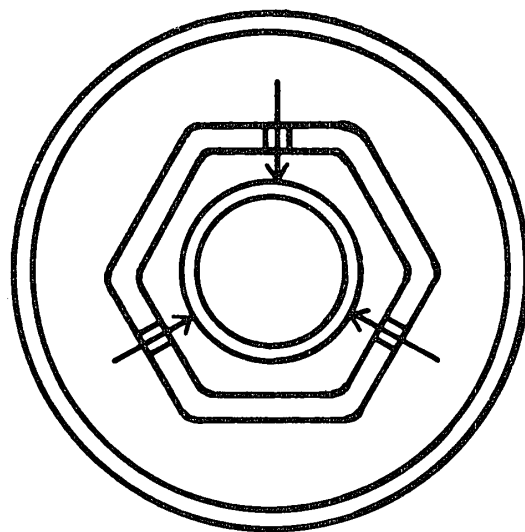


Fig 1. Section of non-circular flow

路の断面の一例を図1（中管の形状が六角形）に示す。流体（水）は中管より噴流となって内管に衝突する。中管の形状は適当に変えているが、これらを図2（中管形状が三角形、四角形、三葉形）に示す。三葉形の形状のものは大小2種の大きさがあり、したがって中管の種類は5通りとなる。中管において噴流を作るための孔は六角形、三角形および三葉形は三方向で総孔

* 機械工学教室

** 国立宇宙工業短期大学

*** 汽車製造（株）

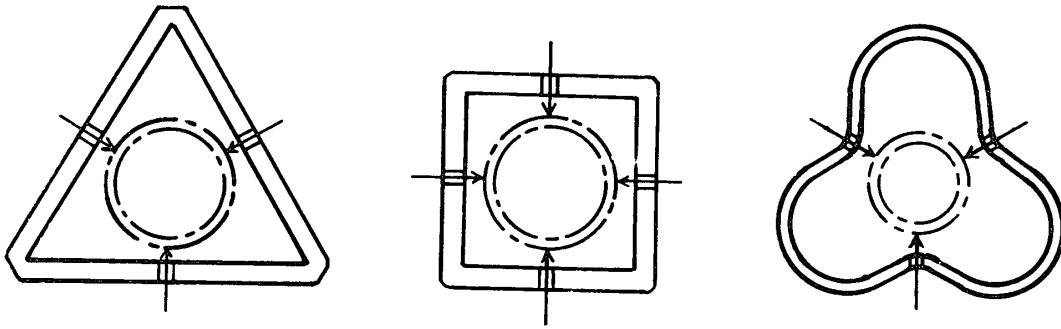


Fig 2. Shapes of median pipes

数は99であり、四角形は四方向で総孔数は100である。

伝熱面（内管）には外径 35mmの銅管を用い、管内に高温水を流す。伝熱面の表面の各部温度測定は銅—コンスタンタン（0.3mmφ）熱電対を用い、螺せん位置六箇所で行ない、計測に当っては温度補正を行なった。

3. 理論解析

記号を次の如く定める。

- a : 温度伝導率
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度
- α : 熱伝達率
- λ : 熱伝導率

$$Re : \text{レイノルズ数} \left[\frac{u_a(d_2 - d_1)}{\nu} \right]$$

P_r : プラントル数

d_1 : 内管の外径

d_2 : 中管の内径（その形状と同一の面積をもつ円の直径）

δ : 速度境界層の厚さ

δ_t : 温度境界層の厚さ

u_a : 軸方向平均流速

u : 軸方向流速

r_1 : $d_1/2$

r_2 : $d_2/2$

$$r_{max} : \sqrt{\frac{r_2^2 - r_1^2}{2 \log_e r_2/r_1}}$$

θ : 温度

W_D : 平均噴射速度

L : 内管の全伝熱長

L_0 : 内管の伝熱部分長（噴射孔間距離）

i : 噴射孔総数

e : 噴射方向数

D : 噴射孔径

Z : 噴射孔口と伝熱面の距離

伝熱面の表面に沿うて x 軸，それに垂直に y 軸をとり，解析に当っては次式を仮定して

$$\frac{u}{u_0} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7}, \quad \frac{\theta}{\theta_w} = \left(1 - \frac{y}{\delta_t} \right)^2$$

$$\tau_0 = \rho u_a^2 \left\{ \frac{r_{max}^2 - r_1^2}{r_1(r_2 - r_1)} \right\} \cdot \frac{0.076}{2} \cdot \left(\frac{u_a \delta}{\nu} \right)^{-0.3}$$

$$A = \frac{\delta_t}{\delta} = P_r^{-1/3}$$

（上記指数 -0.3 は本実験により決定した）

とする。

速度境界層の運動量方程式

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta \rho u^2 dy - u_a \frac{d}{dx} \int_0^\delta \rho u dy = -\delta \frac{dp}{dx} - \tau_0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

より

$$k_1 = 0.391 \left\{ \frac{r_{max}^2 - r_1^2}{r_1(r_2 - r_1)} \right\} \cdot \left(\frac{u_a}{\nu} \right)^{-0.3}$$

として

$$\delta = (1.3 k_1 x)^{1/1.3} \quad \dots\dots\dots(2)$$

をうる。

流体の温度と伝熱面の温度との差を θ として

温度境界層のエネルギー方程式

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_t} u \theta dy = -a \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad \dots\dots\dots(3)$$

より

$$\frac{2a}{\delta_t} = 0.260 u_a A^{8/7} \frac{d\delta}{dx}$$

$$\therefore \frac{2a}{\delta_t} = 0.260 u_a A^{8/7} k_1 (1.3 k_1 x)^{-0.3/1.3}$$

局所熱伝達率を α_x とすると

$$\alpha_x = \frac{2\lambda}{\delta_t} = 0.260 \frac{\lambda}{a} u_a A^{8/7} k_1 (1.3 k_1 x)^{-0.3/1.3}$$

$$= 0.1193 \lambda \left\{ \frac{r_{max}^2 - r_1^2}{r_1(r_2 - r_1)} \right\}^{1/1.3} \cdot \left\{ \frac{1}{d_2 - d_1} \right\}^{1/1.3} \cdot$$

$$\left\{ \frac{u_a(d_2 - d_1)}{\nu} \right\}^{1/1.3} \cdot P_r^{0.62} \cdot x^{-0.3/1.3} \quad \dots\dots\dots(4)$$

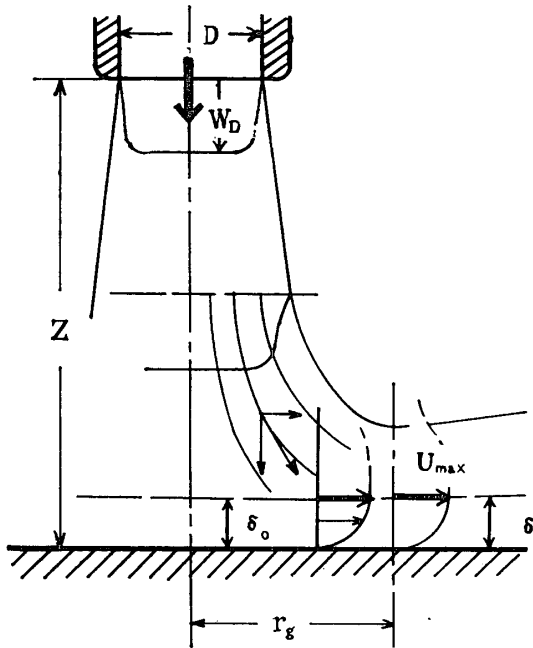


Fig. 3. Model of jet stream

(4) 式において $\frac{u_a(d_2-d_1)}{\nu} = R_e$

は軸方向流についてのレイノルズ数として採用しようものであるが、本研究の熱伝達についてはこのレイノルズ数の代わりに噴流の速度を考えたレイノルズ数 R_{e1} を定義するものとし

$$R_{e1} = \frac{u_{eff}(d_2-d_1)}{\nu} \quad \text{とする}$$

図3に示す r_g 区域を出る速度を u_{max} としこれ以後図3中の記号を使用する

今、平均速度を u_{mean} とするとき、従来同心二重管で用いられている

$$B = \frac{u_{mean}}{u_{max}} (=0.876) \quad \text{を使用して}$$

$$u_{mean} = B \cdot \frac{2r_g \cdot e}{d_1} \left(1.04 - 0.034 \frac{Z}{D}\right) \frac{W_D}{D} \cdot r_g^{(1)}$$

しかるに

$$\frac{r_g}{D} = 1.09 \left(\frac{D}{Z}\right)^{0.034}$$

であるから¹⁾

$$u_{mean} = 2.08 \frac{e}{i} \cdot \frac{d_2^2 - d_1^2}{Dd_1} \cdot \left(\frac{D}{Z}\right)^{0.068} \cdot \left(1.04 - 0.034 \frac{Z}{D}\right) \cdot u_a \dots \dots \dots (5)$$

速度 u_{mean} の軸方向の速度成分のみが流速として効果的であると考え、かっこの流動を巨視的に見るとき噴射孔間距離にわたって有効的な速度として特に仮想した u_{eff} を定義すれば

$$u_{eff} = \frac{u_{mean}}{2\pi} \quad \text{となる}$$

そうすれば

$$R_{e1} = 0.332 \frac{e}{i} \cdot \frac{d_2^2 - d_1^2}{Dd_1} \cdot \left(\frac{D}{Z}\right)^{0.068} \cdot \left(1.04 - 0.034 \frac{Z}{D}\right) \cdot R_e \dots \dots \dots (6)$$

かくして

$$\alpha_x = 0.0509 \lambda \left\{ \frac{r_{max}^2 - r_1^2}{r_1(r_2 - r_1)} \cdot \frac{e}{i} \cdot \frac{d_2^2 - d_1^2}{Dd_1} \cdot \left(\frac{D}{Z}\right)^{0.068} \cdot \left(1.04 - 0.034 \frac{Z}{D}\right) \cdot \frac{1}{d_2 - d_1} \right\}^{1/1.3} \cdot P_r^{0.62} \cdot R_e^{1/1.3} \cdot x^{-0.3/1.3} \dots \dots \dots (7)$$

いま、(7)式の右辺の x に無関係の部分をも k_2 とおいて

$$\alpha_x = k_2 x^{-0.3/1.3} \dots \dots \dots (8)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{a(average)} &= \frac{1}{l} \int_0^l \alpha_x dx \\ &= \frac{1}{l} \Sigma \int_0^{l_0} \alpha_x dx \\ &= 0.066 \frac{\lambda}{d_2 - d_1} \cdot \left\{ \frac{r_{max}^2 - r_1^2}{r_1(r_2 - r_1)} \cdot \frac{d_2^2 - d_1^2}{Dd_1} \right\}^{1/1.3} \cdot \left(\frac{D}{Z}\right)^{0.052} \cdot \left(\frac{l}{d_2 - d_1}\right)^{-0.231} \cdot \left(\frac{i}{e}\right)^{-0.538} \cdot P_r^{0.62} \cdot R_e^{1/1.3} \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

4. 実験結果の考察

本研究による理論曲線と実験結果を図4~8に示す。実験の範囲において、中管形状が六角形の場合は実験値がきわめてよく理論値とあうようである。それはこの理論が円形二重管の場合を仮定して進められているからであり、また三角形の場合も大体よろしいが、三角形の場合理論値と少々ずれることが考えられる。

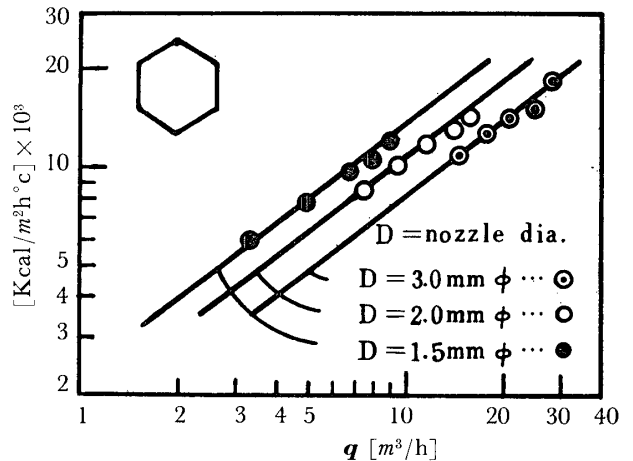


Fig. 4. Relation between theoretical curves and experimental results

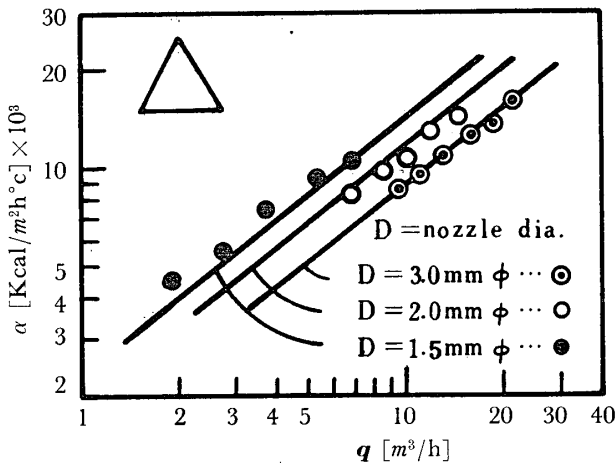


Fig. 5. Relation between theoretical curves and experimental results

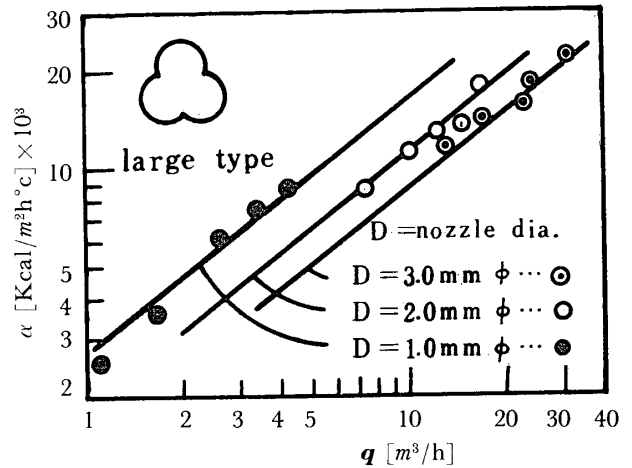


Fig. 7. Relation between theoretical curves and experimental results

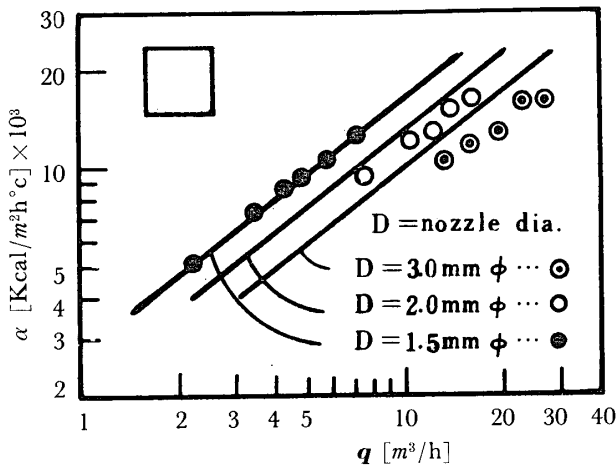


Fig. 6. Relation between theoretical curves and experimental results

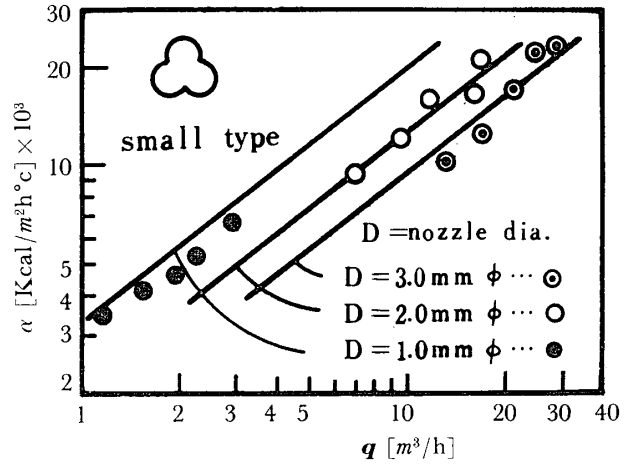


Fig. 8. Relation between theoretical curves and experimental results

四角形の場合は形状は六角形に近いが噴射方向数が六角形、三角形の場合3であるのに対し4であることが仮定した流動条件とずれて行くのではないと思われる。

三葉形についても実験値と理論値がかなりよくあっている。

5. まとめ

噴流を含む非円形断面流路の熱伝達の研究を行ない、次の理論式(10)式を得た。

$$\alpha_a = 0.066 \frac{\lambda}{d_2 - d_1} \left\{ \frac{r_{\max}^2 - r_1^2}{r_1(r_2 - r_1)} \cdot \left(1.04 - 0.034 \frac{Z}{D} \right) \cdot \frac{d_2^2 - d_1^2}{D d_1} \right\}^{1/1.3} \cdot \left(\frac{D}{Z} \right)^{0.052} \cdot \left(\frac{l}{d_2 - d_1} \right)^{-0.231} \cdot \left(\frac{i}{e} \right)^{-0.538} \cdot P_r^{0.62} \cdot R_e^{1/1.3} \dots \dots \dots (10)$$

使用中管形状六角形については実験値範囲で理論

値と実験値がきわめてよく一致し、他の三角形、四角形、三葉形についてもかなりよく一致した。今後もさらに検討を進めよりよい結論を得たいと思っている。

参 考 文 献

1) H. Schrader : VDI-Forschungs-Heft 484, 9~18, (1961)

(昭和40年6月14日受理)