円管内ガス流の遷移域の圧力損失と
熱伝達に及ぼす入口形状の影響*

小川 益郎**, 河村 洋**

Effects of Entrance Configuration on Pressure Loss and Heat Transfer
of Transitional Gas Flow in a Circular Tube

by Masuro OGAWA and Hiroshi KAWAMURA

Pressure loss and heat transfer of a transitional gas flow are affected significantly by the entrance configuration. The friction factor and the heat transfer coefficient were measured using a circular tube with four different kinds of entrance configurations. The Reynolds number at the transition from laminar to intermittent flow was varied from about 1 940 to 9 120. The intermittency factor was measured for heated and unheated flows; and the relation between the intermittency and the friction factor or heat transfer coefficient was examined. Several existing correlations were tested and found to correlate with the experimental results fairly well.

Key Words: Thermal Engineering, Convective Heat Transfer, Transitional Flow, Friction Factor, Heat Transfer Coefficient, Intermittency Factor

1. 緒 言

円管内流の層流・乱流の遷移においては、層流塊と乱流塊が交番する間欠的な流れの現れることが、古くから知られている。層流から乱流へ遷移し始めるレイノルズ数 Re_0 は、入口攪乱の大きさ、つまり流路入口の形状に大きく影響され、過去の実験によれば、低い例では、 $Re_0=2 \times 10^3$ 、高い例では 5×10^4 という値も報告されている。

現在、日本原子力研究所で研究開発中の多目的高温ガス実験炉 (VHTR) の熱設計上の特徴の一つは、ヘリウムガス一次冷却材流れのレイノルズ数が、炉心出口で 3 700~10 000 と、通常の原子炉と比較して、かなり低い点である。このため、設計においては、安全性の観点からも、遷移域における冷却材流れの熱流力特性に関するデータを収集する必要がある。しかしながら、円管内ガス流の遷移域について、摩擦係数や熱伝達率のような設計に直接必要となる諸量を、流れの間欠性との関連において調べた研究は少ない。

Wyganski ら⁽¹⁾は、遷移域の間欠的な流れについて

* 昭和61年4月3日 第63期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和60年9月26日。

** 正員、日本原子力研究所 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2-4)。

て、入口攪乱の大きい場合の乱流塊をパフ ($2\,000 \leq Re \leq 2\,700$)、小さい場合のそれをスラッグ ($Re \geq 3\,200$) と分類した。パフの場合、中心流速は、乱流塊の下流側の層流塊との境界付近で、層流の流速から乱流のそれへ緩やかに変化するが、上流側の境界では、乱流の流速から層流のそれへ急激に変化する。パフの乱流塊は、あるレイノルズ数範囲では、成長も収縮もせず、平衡状態のまま下流へ流れることが知られている。スラッグの場合、中心流速は、乱流塊の上・下流両境界面で、急激に変化し、乱流塊は、流れ方向に成長する。

間欠因子 γ とレイノルズ数 Re の関係については、Wilson⁽²⁾は、

$$\gamma = 0.5 \left[1 + \operatorname{erf} \left(3 \frac{Re - Re_{0.5}}{Re_{0.5} - Re_0} \right) \right] \quad \left. \begin{array}{l} Re < Re_{0.5} \\ \\ Re \geq Re_{0.5} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

二神ら⁽³⁾は、

$$\gamma = 1 - \exp \left(- \frac{Re^{*2}}{1 - Re^*} \right) \dots\dots\dots (2)$$

の式を提唱している。ここで、 erf は誤差関数、 Re^* は

$(Re - Re_0)/(Re_1 - Re_0)$, Re_0 , $Re_{0.5}$, Re_1 は、各々、 $\gamma = 0$ (層流), $\gamma = 0.5$, $\gamma = 1$ (乱流) となるレイノルズ数である。

Spriggs⁽⁴⁾は、遷移域の Re が 1900 から 2900 という入口攪乱の十分大きい場合について、 γ と Re に直線的な関係を与え、摩擦係数 f を次式で近似した。

$$f = (1 - \gamma)f_i + \gamma f_t \quad (3)$$

ここで、 f_i , f_t は、各々、発達した層流と乱流の摩擦係数 ($f_i = 16/Re$, $f_t = 0.0791 Re^{-0.25}$) である。藤村ら⁽⁵⁾、中西ら⁽⁶⁾、竹野ら⁽⁷⁾は、遷移域における間欠因子に関する実験を行った。

遷移域における熱伝達率に関しては、入口攪乱の大きい場合について、二神ら⁽³⁾が、 γ と熱伝達率との関係に与える自然対流の影響を調べている。しかしながら、入口攪乱が小さく、遷移域の Re が高い場合について、遷移域における熱伝達率を実際に測定し、 γ との関係調べた例は、著者らの知る限りない。

そこで、本研究では、円管内ガス流の遷移域における摩擦係数、および熱伝達率と間欠因子の關係に及ぼす流路入口形状の影響を実験的に調べ、これらのデータを VHTR の設計に資することを目的とした。

2. 実験装置および方法

試験流路管には、内径 d 19.4 mm, 外径 27.2 mm, 長さ 5 m の滑らかな垂直円管を用いた。実験では、流

図 1 試験流路管

路管の下方をブローに接続し、上方より常温常圧の空気を吸い込んだ。図 1 に、この流路管の概略図を示す。流路管の入口から 146 直径までを非加熱の助走区間とし、その下流 111 直径を加熱区間とした。加熱は、流路管に巻きつけたシースヒータにより行った。大気への熱損失を補償するため、断熱材と補償用シースヒータを流路管の外側に巻き、流れ方向に七つの区間に分けて、各区間で流路管壁温度と内側断熱材温度が等しくなるように、補償ヒータの電気入力を調節した。

入口攪乱の大きさを変えるため、図 2 に示すような No. 1~4 の 4 種類の入口部を準備し、流路管入口に接続した。No. 4 の入口部は、26:1 の絞り面積比を持つ縮流筒に、直円管を介して、ハニカムと 5 枚のスクリーンを配置し、できる限り入口攪乱を抑制したものである。他方、No. 1 では、縮流筒の中に直径 1.2 mm のトリッピングワイヤを入れ、できる限り大きな入口攪乱を与えられるようにした。No. 2 と No. 3 は、中間の大きさの入口攪乱を与えるために、ハニカムと縮流筒の間に 10 mm の間隙を設けたものである。

ガス温度と流路管壁温度は、流路管入口、出口ガス混合部、外壁表面に取付けた熱電対により測定し、流量は、流路管と流調弁の間に設けた層流型流量計により求めた。圧力損失を測定するために、図 1 に示した 3 本の静圧導管 (P1, P2, P3) を用い、P1-P2 と P2-P3、もしくは P1-P3 間の差圧を、測定範囲の異なる 2 台の差圧計により測定した。

間欠因子と間欠数を測定するために、流路管入口より 250 直径の位置の管軸上に熱線風速計を挿入した。熱線は、直径 5 μ m, 長さ 2 mm のタングステン線である。加熱実験では、2 線式の熱線を用い、上流側を冷線として動作させることにより温度を測定し、この温度信号を用いて、下流側の熱線からの流速信号を補正した。図 3 に、この測定系の系統図を示す。

実験では、各入口形状に対して、まず、等温流について、摩擦係数と間欠因子の關係を調べ、次に加熱流

図 2 入口部の形状

について、熱伝達率と間欠因子の関係を調べた。入口レイノルズ数 $Re_i (= \rho \bar{u} d / \mu_i, \rho$: 密度, $\bar{u}$: 断面平均流速, μ_i : 入口ガス温度 T_i における粘性係数) の範囲は、等温流では、566~16 500, 加熱流では、1270~13 100 とした。入口無次元熱流束パラメータ $q_i^+ (= \bar{q}_w / (G c_{pi} T_i), \bar{q}_w$: 平均壁熱流束, G : 単位面積当りの質量流量, c_{pi} : T_i における定圧比熱) は、 0.53×10^{-3} 以下、出口ガス温度は、最高 348 K (75°C) であった。

3. 実験結果と検討

3.1 等温流

3.1.1 間欠流の流速変化 等温流について、熱線風速計によって測定した流速のオシログラムを図4に示す。入口形状 No. 1 の場合は、Wyganski ら⁽¹⁾ によるパフに相当する。No. 4 では、流速変動が小さい層流塊と流速変動が大きい乱流塊が、明確に区別でき、スラッグに分類される。No. 2, 3 も後者とほぼ同様であった。

3.1.2 間欠因子と間欠数 間欠因子 γ は、Kovasznyai ら⁽⁶⁾ に従い、

$$\gamma = \bar{I} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T I(\tau) d\tau \quad (4)$$

$$I(\tau) = \begin{cases} 1: \text{乱流} \\ 0: \text{非乱流} \end{cases} \quad (5)$$

と表し、間欠数 F は、ある位置で単位時間に通過する乱流塊の個数と定義する。乱流、非乱流の判断は、流速変動のスペクトル解析などによっても行えるが、今回は、乱流塊の管軸上の平均流速が層流塊のそれより低下することを利用した。すなわち、オシロスコープ上で平均流速が高い場合を $\langle u_1 \rangle$, 低い場合を $\langle u_2 \rangle$ とし、しきい値を

$$\langle u_{th} \rangle = \langle u_2 \rangle + C_{th} (\langle u_1 \rangle - \langle u_2 \rangle) \quad (6)$$

と定め、 u が $\langle u_{th} \rangle$ より小さい場合を乱流とした。間

欠因子等の測定にあたっては $C_{th} = 0.7$ と置いた。測定結果は、スラッグの場合には C_{th} の値にほとんど依存しないが、パフの場合には C_{th} の選び方にある程度依存する。測定時間は、いずれも 3 分間とした。

γ , および F と Re の関係を図5に示す。No. 1 入口形状では、 $Re_0 = 1940, Re_{0.5} = 2420, Re_1 = 2700$, No. 2 では、各々、3720, 3970, 4460, No. 3 では、4170, 5220, 6130, No. 4 では、9120, 9460, 9670 であった。

図5の実線と破線は、各々、式(1)と式(2)より計算した値で、実験結果と比較的よく一致している。式(1)(2)は、入口攪乱の大きな、つまり No. 1 入口形状に相当する場合に対して作られた式であるが、入口攪乱が小さい No. 2, 3, 4 の場合にも、ほぼ適用できることがわかった。

以上のように、 γ は、No. 1~4 のすべての入口形状に対して、式(1), もしくは式(2)によってかなりよく表されることがわかる。実際に与えられた流路について、 Re と γ の関係を求めるには、 Re_0, Re_1 等を予測する必要がある。しかし、現在、このような予測は、ほとんど不可能であるので、設計における一応の目安を与えるために、今回得られた若干の経験を報告する。まず、流路管の入口にフランジだけをつけた鋭い直角の流入口の場合、 Re_0 は、約 2000 であった。 Re_0 をさらに小さくするには、トリッピングワイヤなどをつけなければならなかった。No. 1 の入口部よりトリッピングワイヤを取り除いて、単に縮流筒だけにするると、 Re_0 は 9000 近くの値になったが、 Re_0 をさらに大

図4 遷移域における等温流の流速変化

図3 間欠因子と間欠数の測定系

図5 等温流の間欠因子と間欠数

きくすることは、本流路ではできなかった。逆に、 Re_0 を4000~9000の間にするのも、なかなか困難で、本実験では、図2に示すNo.2, 3のように、入口縮流筒に間隙を設けることにより Re_0 を調整した。

竹野⁽⁷⁾は、鋭い直角の流入口に対して、 $Re_0=2100$ 、円錐形の縮流部を設けた場合に、 $Re_0=3400$ 、ベルマウスを設けた場合に、 $Re_0=8800$ になったと報告している。

図6に、遷移域のレイノルズ数の幅と Re_0 の関係を示す。 $Re_0 < 10^4$ の場合、 $(Re_1 - Re_0)$ は、およそ500~1200の範囲にあるが、100~200や2000近くという値もあり、入口形状だけでなく、入口での流速分布などの影響も受けていると考えられる。一方、 $(Re_{0.5} - Re_0)$ の値は、300~500の間におさまっている。スラッグにおいては、乱流塊は、流れ方向に成長するため、 $(Re_1 - Re_0)$ 、 $(Re_{0.5} - Re_0)$ は、管入口からの距離 x にも依存するが、250直径程度までは、入口形状などの効果のほうが大ききようである。パフの場合には、スラッグの場合より、 $(Re_1 - Re_0)$ 、 $(Re_{0.5} - Re_0)$ の値のばらつきは、少ないが、これは、乱流塊の成長が小さいためと考えられる。

3.1.3 摩擦係数 次式により摩擦係数 f を定義した。

$$f = \frac{d}{4} \frac{|\Delta P|}{\Delta x} \frac{2}{\rho \bar{u}^2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

図7に、各入口形状における f と Re の関係を示す。入口形状に関係なく、 f は、乱流域では、Blasiusの式

$$f_t = 0.0791 Re^{-0.25} \quad \dots\dots\dots (8)$$

層流域では、Shah⁽⁹⁾の半経験式

$$f_{app}(x) Re = \frac{3.44}{\sqrt{x^+}} + \frac{1.25/(4x^+) + 16 - 3.44/\sqrt{x^+}}{1 + 2.1 \times 10^{-4}(x^+)^{-2}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

図6 遷移域のレイノルズ数の幅

とほぼ一致している。ここで、 $x^+ = x/d/Re$ である。ただし、式(9)の f_{app} は、入口から x までの圧力損失 ΔP_{0-x} を用いて、

$$f_{app}(x) = \frac{d}{4} \frac{|\Delta P_{0-x}|}{x} \frac{2}{\rho \bar{u}^2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

と定義されているので、ここでは、 x_1 から x_2 の測定区間に対応するように、

$$f_t^* = \left\{ f_{app}(x_2) \frac{x_2}{d} - f_{app}(x_1) \frac{x_1}{d} \right\} \frac{d}{(x_2 - x_1)} \quad \dots\dots\dots (11)$$

と補正した値を図示している。

図7の遷移域における実線と破線は、式(3)の f_t を f_t^* で置き換えた

$$f = (1 - \gamma) f_t^* + \gamma f_t \quad \dots\dots\dots (12)$$

より計算したものである。ここで、 γ は式(1)または式(2)の値を用いた。なお、 γ の測定位置 ($x/d=250$) と差圧の測定位置 ($x'/d=220$) が異なることから、乱流塊の成長を考慮して、次式を用いてその差を補正した。

$$\gamma_{x'/d} = \gamma_{x/d} + F \frac{\rho d^2}{\mu Re} \left(\frac{x'}{d} - \frac{x}{d} \right) \left(\frac{\bar{u}}{u_r} - \frac{\bar{u}}{u_f} \right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 u_f と u_r は、各々、乱流塊の下流側、上流側の層流塊との境界面の移動速度であり、Lindgren⁽¹⁰⁾ や Wagnanski ら⁽¹¹⁾ によって測定された値を用いた。 F については、適当な整理式が提唱されていないので、図5の実験値を内挿して用いた。

図7より、式(12)を用いて予測される f の値は、本実験値とかなりよく一致しているのがわかる。

3.2 加熱流

3.2.1 間欠流の流速と温度変化 図8に、加熱流の管軸上における流速と温度のオシログラムを示す。左側のオシログラムは、No.1入口形状で、 $Re_{ei} =$

図7 等温流の摩擦係数

2280, $q_i^* = 6.5 \times 10^{-5}$, 右側は No. 4 で, $Re_i = 9270$, $q_i^* = 3.3 \times 10^{-5}$ である。No. 1 と 4 の流速波形は、等温流の場合 (図 4) と同様に、各々、典型的なパフ、およびスラッグの波形を示している。

温度のオシログラムでは、乱流塊の部分で温度が高くなっている。これは、乱流と層流の流体内部温度分布の相異によるものである。また、温度のオシログラムには、乱流変動が見られないが、これは、冷線の応答速度が低いことと、熱流束が低いため、温度変動幅が、小さいことによる。No. 4 の温度のオシログラムの乱流塊に相当する部分には、温度上昇が見られるが、これは、乱流塊内で次第に温度分布が中心まで発達してくることによる。また、乱流塊の上流側の境界では、流速の場合に比べ、少し緩やかに温度が乱流塊の値から層流塊の値に変化しているのが特徴的である。

3.2.2 間欠因子 図 9 に、加熱流の γ と Re_i の関係を示す。図 9 には、比較のために、等温流の γ と Re_e の関係をも示した。本実験のようにガス流を加熱する場合には、物性値の変化によって局所のバルクレイノルズ数 $Re_b (= \rho u d / \mu_b, \mu_b$: バルクガス温度 T_b における μ) は、下流に向かって減少する。 Re_b と γ の関係を求めると、図 9 に見るとおり、等温流の場合とは非常に異なっているが、 Re_i に対して γ を図示すると、加熱流の γ も等温流のそれに比較的よく一致している。すなわち、本実験のような弱加熱の場合には、式 (1)、もしくは式 (2) において、 Re_e の代わりに Re_i を与えることによって γ を予測できると言える。

図 8 加熱流の流速と温度変化 (上: 流速, 下: 温度)

図 9 加熱流の間欠因子と入口レイノルズ数の関係

3.2.3 熱伝達率 熱伝達率 h を次式で定義する。

$$h = \bar{q}_w / (T_w - T_b) \quad (14)$$

ここで、 T_w は、内壁表面の温度である。 $\bar{q}_w$ は、加熱ヒータへの電気入力から、流路管壁の流れ方向の熱伝導と断熱材への熱損失を補正して求めた。出入口ガス温度差に関する計算値と測定値の差は、測定値の 10 % 以内であり、熱伝達率に与える影響は、20 % 以内であった。 d を代表長とする流れのレイレイ数は、15 以下であり、浮力の熱伝達率への影響は、ほとんどないと考えられる。

図 10 に、加熱開始点より $x_h/d = 82.5$ の位置における Stanton 数 $St (= h / (Gc_p))$ と Re_b の関係を示す。入口形状に関係なく、 St は、乱流域では、Magee ら⁽¹¹⁾ の温度助走区間と物性値変化の影響を補正した St_i^*

$$St_i^* = 0.021 Re_b^{-0.2} Pr_b^{-0.6} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{-0.4} \times \left\{ 1 + 0.6 \left(\frac{x}{d} \right)^{-1} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{0.4} \right\} \quad (15)$$

に、また、層流域では、速度・温度助走区間の影響を補正した St_i^*

$$St_i^* = \{ 4.364 + 8.68 (10^3 x^*)^{-0.506} e^{-41x^*} \} \times Re_b^{-1} Pr_b^{-1} \zeta(x^*) \quad (16)$$

によく一致している。ここで、 $x^* = x_h/d / (Re_b Pr_b)$ であり、 $\zeta(x^*)$ は、加熱開始点における速度分布の未発達程度を補正する因子である⁽¹²⁾。

遷移域における St について、Spriggs⁽⁴⁾ の f に関する式を St に置き換えた関係式

$$St = (1 - \gamma) St_i^* + \gamma St_t^* \quad (17)$$

を実線で、二神ら⁽³⁾ の関係式

$$\frac{St - St_i^*}{St_t^* - St_i^*} = 1 - \sqrt{1 - \gamma} \quad (18)$$

図 10 熱伝達率

を破線で図 10 に示す。ここで、式(17)、式(18)の γ は、各々、式(1)および式(2)で、前節の検討結果より R_e を R_{ei} とした場合の値を、 $x_h/d=82.5$ の位置に補正した間欠因子である。 R_{e0} , $R_{e0.5}$, R_{e1} には、等温流で得られた実験値を用いた。図 10 からわかるように、これらの計算値と実験値は、式(17)、(18)が入口攪乱の大きな場合に対する関係式であるにもかかわらず、No. 1 から No. 4 のすべての入口形状に対して、比較的良好に一致している。

Wynnanski ら⁽¹⁾⁽¹³⁾によれば、スラッグでは、乱流塊内の壁近傍での速度こう配は、乱流の速度こう配にほぼ一致しているが、パフでは、むしろ層流の速度こう配に近いと報告されている。図 7 と図 10 において、No. 1 における遷移域から乱流域での f と S_e の計算値と実験値との不一致は、パフにおけるこの未発達の流れ分布のためと考えられる。

4. あ と が き

4 種類の入口形状に対して、円管内ガス流における摩擦係数と熱伝達率を測定した。間欠流の現れ始めるレイノルズ数は、入口形状に応じて、1940 から 9120 まで変化した。間欠因子と摩擦係数や熱伝達率との関係を検討したところ、遷移域の上限、および下限のレイノルズ数が実験から求められれば、既存の整理式は、実験結果をほぼよく整理しえることがわかった。しかし、与えられた入口形状に対して、遷移域の上・

下限のレイノルズ数を予測することは、現状ではほとんど不可能である。最近、遷移域も含んだ領域で、機器の熱流体力設計を行う必要が生じており、今後、さらに、この分野の経験を蓄積する必要があると考えている。

最後に、本研究の遂行に際し、ご助言、ご助力頂いた日本原子力研究所・高温工学部の藤村薫氏に、深く感謝する。

文 献

- (1) Wynnanski, I. J. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, 59-2 (1973), 281.
- (2) Wilson, N. W. and Azad, R. S., *Trans. ASME, Ser. E*, 42-1 (1975), 51.
- (3) 二神・阿部, 愛媛大学紀要 第三部 (工学), 8-3 (昭 51), 167.
- (4) Spriggs, H. D., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 12-3 (1973), 286.
- (5) 藤村・ほか 2 名, 機講論, No. 804-8 (昭 55-11), 52.
- (6) 中西・ほか 2 名, 第 9 回乱流シンポジウム, (昭 52), 141.
- (7) 竹野・小谷, 第 12 回乱流シンポジウム, (昭 55), 35.
- (8) Kovaszny, L. S. G., *J. Fluid Mech.*, 41-2 (1970), 283.
- (9) Shah, R. K., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 100-2 (1978), 177.
- (10) Lindgren, E. R., *Phys. Fluids*, 12-2 (1969), 418.
- (11) Magee, P. M. and McEligot, D. M., *Nucl. Sci. Eng.*, 31-2 (1968), 337.
- (12) Bankston, C. A. and McEligot, D. M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13-2 (1970), 319.
- (13) Wynnanski, I. J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 69-2 (1975), 283.