

高温ガス炉における円管内ガス
冷却材流れの伝熱流動

1989年7月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

日本原子力研究所研究成果編集委員会

委員長 吉川 允二(理事)

委 員

井川 勝市(燃料・材料工学部)	中井 洋太(物理部)
石黒 幸雄(原子炉工学部)	林 尚志(技術情報部)
伊藤 泰義(原子力船研究開発室)	備後 一義(保健物理部)
岩田 忠夫(物理部)	藤城 俊夫(燃料安全工学部)
金子 義彦(原子炉工学部)	藤野 威男(化学部)
工藤 博司(アイソトープ部)	船橋 昭昌(臨界プラズマ研究部)
近藤 育郎(JT-60試験部)	星 篤雄(動力試験炉部)
斎藤 実(材料試験炉部)	幕内 恵三(開発部)
斎藤 伸三(高温工学試験研究炉設計室)	宮田定次郎(研究部)
白井 英次(研究炉管理部)	宮本 喜晟(高温工学部)
竹田 辰興(核融合研究部)	森内 茂(環境安全研究部)
立川 圓造(化学部)	八巻 治恵(原子力船技術部)
飛岡 利明(原子炉安全工学部)	吉田 弘幸(企画室)

Japan Atomic Energy Research Institute

Board of Editors

Masaji Yoshikawa (Chief Editor)

Kazuyoshi Bingo	Takeo Fujino	Toshio Fujishiro
Akimasa Funahashi	Takashi Hayashi	Tatsuo Hoshi
Katsuichi Ikawa	Yukio Ishiguro	Yasuyoshi Ito
Tadao Iwata	Yoshihiko Kaneko	Ikuro Kondo
Hiroshi Kudo	Keizo Makuuchi	Yoshiaki Miyamoto
Teijiro Miyata	Shigeru Moriuchi	Yohta Nakai
Minoru Saito	Shinzo Saito	Eiji Shirai
Enzo Tachikawa	Tatsuoki Takeda	Toshiaki Tobioka
Jikei Yamaki	Hiroyuki Yoshida	

JAERIレポートは、日本原子力研究所が研究成果編集委員会の審査を経て不定期に公開している研究報告書です。

入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課(〒319-11茨城県那珂郡東海村)あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター(〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内)で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI reports are reviewed by the Board of Editors and issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

高温ガス炉における円管内ガス冷却材流れの 伝熱流動

日本原子力研究所東海研究所高温工学部

小川 益 郎

(1989年3月15日 受理)

要 旨

原子炉出口冷却材温度約 1000°C を目指して、日本原子力研究所で研究開発が行われてきた高温ガス炉の熱流体力設計では、過去に十分な研究が行われていない分野、即ち(1)遷移域の流れ、(2)物性値の変化する流れ、(3)熱伝達の劣化する流れ、における伝熱流動特性を把握する必要がある。そこで、円管内ガス流れを対象として、遷移域における流路入口形状と遷移レイノルズ数の関係および遷移域の摩擦係数と熱伝達率について調べた。また、層流と乱流における摩擦係数に対して従来統一性のなかった物性値変化の影響について整理式を与えた。さらに、高熱負荷を受けた乱流熱伝達の劣化については、その原因が層流化であることを実験的に立証し、層流化過程での伝熱流動特性を明らかにした。合わせて、 $k\text{-}\kappa\text{-}L2$ 方程式乱流モデルによる解析が、層流化する流れをも含めた物性値が変化する流れの伝熱流動に関する本実験結果を良く予測することを示した。

Heat and Momentum Transfer in A Gas Coolant Flow through A Circular Pipe in A High Temperature Gas Cooled Reactor

Masuro OGAWA

Department of High Temperature Engineering

Tokai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received March 15, 1989)

Abstract

In Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), a very high temperature gas cooled reactor (VHTR) has been researched and developed with a purpose of attaining a coolant temperature of around 1000°C at the reactor outlet. In order to design VHTR, comprehensive knowledge is required on thermo-hydraulic characteristics of laminar-turbulent transition, of coolant flow with large thermal property variation due to temperature difference, and of heat transfer deterioration. In the present investigation, experimental and analytical studies are made on a gas flow in a circular tube to elucidate the thermo-hydraulic characteristics. Friction factors and heat transfer coefficients in transitional flows are obtained. Influence of thermal property variation on the friction factor is qualitatively determined. Heat transfer deterioration in the turbulent flow subjected to intense heating is experimentally found to be caused by flow laminarization. The analysis based on a k-kL two-equation model of turbulence predicts well the experimental results on friction factors and heat transfer coefficients in flows with thermal property variation and in laminarizing flows.

Keywords: High Temperature Gas Cooled Reactor, Thermohydraulics, Circular Tube, Transitional Region, Laminarization, Thermal Property Variation, Friction Factor, Heat Transfer Coefficient, Two-equation Model of Turbulence, Experiment, Analysis.

目 次

1. 序	1	3.3 実験および解析結果と検討	24
1.1 高温ガス炉の概略と本研究の重要性	1	3.3.1 等温流の遷移域	24
1.2 研究の現状と問題点	3	3.3.2 摩擦係数	25
1.2.1 遷移域の流れの伝熱流動	3	3.3.3 等温流の摩擦係数	25
1.2.2 層流および乱流の摩擦係数に及ぼす 物性値変化の影響	5	3.3.4 加熱流の摩擦係数	26
1.2.3 高熱負荷を受けた乱流における 熱伝達劣化時の伝熱流動	9	3.3.4.1 層流	26
2. 遷移域の流れの伝熱流動	13	3.3.4.2 乱流	26
2.1 実験装置および方法	13	3.3.5 層流化終了時の摩擦係数	28
2.2 実験結果と検討	15	4. 高熱負荷を受けた乱流における 熱伝達劣化時の伝熱流動	29
2.2.1 等温流	15	4.1 解析	29
2.2.1.1 間欠流の流速変化	15	4.2 実験装置および方法	29
2.2.1.2 間欠因子と間欠数	16	4.3 実験および解析結果と検討	30
2.2.1.3 遷移レイノルズ数の上・下限値	16	4.3.1 等温流実験	30
2.2.1.4 間欠因子とレイノルズ数の関係	17	4.3.2 摩擦係数と局所熱伝達率	30
2.2.1.5 摩擦係数	17	4.3.3 弱加熱実験	30
2.2.2 加熱流	19	4.3.3.1 摩擦係数	30
2.2.2.1 間欠流の流速と温度変化	19	4.3.3.2 熱伝達率	30
2.2.2.2 間欠因子	20	4.3.4 強加熱実験	31
2.2.2.3 熱伝達率	20	4.3.5 層流化の開始と終了の条件	33
3. 層流および乱流の摩擦係数に及ぼす 物性値変化の影響	22	5. VHTR への結果の適用	37
3.1 解析	22	6. 結論	39
3.2 実験装置および方法	23	謝辞	40
		参考文献	40
		付録 入口熱流束パラメータ	43

CONTENTS

<p>1. Introduction 1</p> <p> 1.1 Outline of a high temperature gas cooled reactor and significance of the present study 1</p> <p> 1.2 Present status of research and unsolved problems 3</p> <p> 1.2.1 Heat and momentum transfer in a transitional flow 3</p> <p> 1.2.2 Effect of thermal property variation on friction factor in laminar and turbulent flows 5</p> <p> 1.2.3 Heat and momentum transfer in a turbulent flow laminarized by high heat load 9</p> <p>2. Heat and momentum transfer in a transitional flow 13</p> <p> 2.1 Experimental apparatus and procedure 13</p> <p> 2.2 Experimental results and discussion 15</p> <p> 2.2.1 Isothermal flow 15</p> <p> 2.2.1.1 Velocity change of an intermittent flow 15</p> <p> 2.2.1.2 Intermittency factor and frequency 16</p> <p> 2.2.1.3 Highest and lowest values of transitional Reynolds numbers 16</p> <p> 2.2.1.4 Relation between intermittency factor and Reynolds number 17</p> <p> 2.2.1.5 Friction factor 17</p> <p> 2.2.2 Heated flow 19</p> <p> 2.2.2.1 Velocity change and temperature change of an intermittent flow 19</p> <p> 2.2.2.2 Intermittency factor 20</p> <p> 2.2.2.3 Heat transfer coefficient 20</p> <p>3. Effects of thermal property variation on friction factor in laminar and turbulent flows 22</p> <p> 3.1 Analysis 22</p>	<p> 3.2 Experimental apparatus and procedure 23</p> <p> 3.3 Experimental and analytical results and discussion 24</p> <p> 3.3.1 Transitional region of an isothermal flow 24</p> <p> 3.3.2 Friction factor 25</p> <p> 3.3.3 Friction factor in an isothermal flow 25</p> <p> 3.3.4 Friction factor in a heated flow 26</p> <p> 3.3.4.1 Laminar flow 26</p> <p> 3.3.4.2 Turbulent flow 26</p> <p> 3.3.5 Friction factor in a laminarized flow 28</p> <p>4. Heat and momentum transfer in a turbulent flow laminarized by high heat load 29</p> <p> 4.1 Analysis 29</p> <p> 4.2 Experimental apparatus and procedure 29</p> <p> 4.3 Experimental and analytical results and discussion 30</p> <p> 4.3.1 Experiment in an isothermal flow 30</p> <p> 4.3.2 Friction factor and heat transfer coefficient 30</p> <p> 4.3.3 Experiment under moderately heating condition 30</p> <p> 4.3.3.1 Friction factor 30</p> <p> 4.3.3.2 Heat transfer coefficient 30</p> <p> 4.3.4 Experiment under highly heating condition 31</p> <p> 4.3.5 Criteria for onset and completion of laminarization 33</p> <p>5. Application of the present results to VHTR 37</p> <p>6. Conclusion 39</p> <p>Acknowledgment 40</p> <p>References 40</p> <p>Appendix Inlet heat flux parameter 43</p>
--	---

記号表

a	: 音速	u	: 主流方向の流速
c_p	: 定圧比熱	u'	: 速度変動
c_v	: 定積比熱	\bar{u}	: 断面平均流速
d	: 等価直径	u^+	: 摩擦速度 ($=\sqrt{\tau_w/\rho}$)
F	: 間欠数	u_f	: 乱流塊の前面の移動速度
f	: 摩擦係数	u_r	: 乱流塊の後面の移動速度
f_{app}	: 式(1-18)もしくは式(3-12)により定義される摩擦係数	v	: 半径方向の流速
f_{cal}	: 式(1-17)により定義される摩擦係数	v_0	: 壁面に垂直な速度 (Fig. 1.3を参照)
$f^{\#}$: 速度助走区間における摩擦係数	x	: 流れ方向距離
G	: 単位面積当りの質量流量	x_0	: 流路管入口からの距離
Gr	: グラスホフ数 ($=d^4gq/T\lambda\nu^2$)	x_h	: 加熱開始点からの距離
g	: 重力加速度	x^+	: $=x/d/Re$
h	: エンタルピーもしくは熱伝達率	x^*	: $=x/d/Re/Pr$
K	: 加速パラメータ ($=\nu/u^2 \cdot du/dx$)	Δx	: 区間長さ
k	: 乱流エネルギー	y^+	: 無次元距離 ($=u^+y/\nu$)
L	: 特性長	δ_1	: 排除厚さ
M_a	: マッハ数 ($=u/a$)	δ_2	: 運動量厚さ
Nu	: ヌッセルト数 ($=hd/\lambda$)	ε	: 散逸係数
n	: 摩擦係数に対する物性値変化の影響の補正項につく「べき数」(式(1-15)参照)	γ	: 間欠因子
P	: 圧力	ζ	: 速度分布の未発達度を補正する因子
ΔP	: 圧力損失	κ	: 回復係数
Pr	: プラントル数 ($=c_p\mu/\lambda$)	μ	: 粘性係数
q	: 熱流束	μ_d	: 体積粘性係数
q_i^+	: 入口熱流束パラメータ ($=q/(G \cdot c_p \cdot Ti)$)	η	: 比熱比 ($=c_p/c_v$)
\bar{q}_i^+	: 平均入口熱流束パラメータ ($=\bar{q}/(G \cdot c_p \cdot Ti)$)	ν	: 動粘性係数
R	: 物体の半径 (Fig. 1.3を参照)	ρ	: 密度
Re	: レイノルズ数 ($=G \cdot d/\mu$)	τ	: 時間, もしくは壁面せん断応力
Re_b	: バルクレイノルズ数 ($=G \cdot d/\mu_b$) (バルクガス温度における物性値を用いる。)	ϕ	: $=T_{aw}/T_b = 1 + \kappa(\eta - 1)Ma^2/2$
Re_0	: 層流から遷移し始めるレイノルズ数		
$Re_{0.5}$: $\gamma = 0.5$ のときのレイノルズ数	添 字	
Re_1	: 遷移域と乱流域の境界を示すレイノルズ数	aw	: 断熱壁
Re^*	: $=(Re - Re_0)/(Re_1 - Re_0)$	b	: バルク (バルクガス温度における物性値を用いたことを表す。)
Rt	: 乱流レイノルズ数	cir	: 円管
St	: スタントン数 ($=h/(G \cdot c_p)$)	i	: 入口
$St^{\#}$: 速度・温度助走区間におけるスタントン数	iso	: 等温
T	: 温度	ℓ	: 層流
t	: 時間	t	: 乱流
t^*	: 乱流塊の無次元通過時間 ($=\tau\nu/(Fd^2)$)	tr	: 遷移域の流れ
		w	: 壁面
		∞	: 主流

1. 序

1.1 高温ガス炉の概略と本研究の重要性

本節では、高温ガス炉の概略について記し、高温ガス炉の設計研究における本研究の位置付けおよび重要性について述べる。

原子力は、現在、そのほとんどが電力分野で利用されており、エネルギー消費全体の約70%を占める非電力分野には貢献していない。この非電力分野で消費されているエネルギーのうち、900°C以下の熱エネルギーは全体の約60%を占めている。そこで、もし原子炉から1000°C程度の熱が取り出せれば、原子力は、(1)石炭のガス化及び液化への利用、(2)エチレンの製造などの化学工業への利用、(3)製鉄への利用、(4)燃料として将来有望な水素ガスの製造への利用、(5)熱のカスケード利用などの非電力分野に貢献でき、化石燃料資源の節約に直接寄与するばかりでなく、水素ガスのように優れた2次エネルギーの製造に役立ち、さらに、エネルギーの使用効率を大いに改善することができる。高温ガス炉は、その名の通り高温のガスを炉外に取り出し、産業に900°Cの熱を供給することによって、核熱の非電力分野における利用を目的とした黒鉛減速・ガス冷却型の原子炉である。

1000°Cに近い高温の冷却材を原子炉から取り出すとすると、既存の原子炉の冷却材温度から考えて、冷却材はやはりガスでなければならない。ガス冷却型の原子炉の歴史は古く、英国で開発されたコールダーホール型と呼ばれる原子炉、そして我が国における最初の商用発電用原子炉である日本原子力発電網の東海1号炉などがある。これら初期のガス炉を改良したAGR(Advanced Gas-cooled Reactor)では、二酸化ウラン燃料、ステンレス鋼燃料被覆材を使用することによって、ある程度の高温化および約40%の高い発電効率を得ることが可能となった。さらに、次世代の高温ガス炉は、被覆材も黒鉛とすることによって炉心から金属材料をほぼ無くするとともに、二酸化炭素冷却材から高温で黒鉛と反応することのないヘリウム冷却材に変え、1000°Cに近い高温ガスを原子炉から取り出すものである。ガス炉の歴史は、正に高温化の歴史である。

このような高温ガス炉は、次のような特徴を有している⁽¹⁾:(1)前述のように、高温の熱を取り出せること、(2)それゆえ、熱効率がよく、周辺環境への熱影響が少ないこと、(3)使用する水の量が少ないので、従業員の放射線被曝が少ないこと、(4)放射性廃棄物の量が少ないこと、そして、(5)大量の黒鉛が大きな熱容量を持っており、し

かも、黒鉛の熱伝導率が大きいので、安全性が高いこと。つまり、この大きな熱容量のため、高温ガス炉の場合には、熱的過渡変化が数十時間から数日のゆっくりした時間で進展し、適切な処置を施す時間的余裕が十分あり、故障、破損、誤操作などの異常事態が大きな結果を引き起こす確率が低くなる。また、一次冷却配管の破断などによって、冷却材による冷却が行われなくとも、黒鉛の大きな熱容量のために炉心の温度が急激に上昇することはなく、黒鉛の熱伝導が良いため、原子炉圧力容器の外部から冷却によって熱除去が可能である。

このような優れた利点を持つ高温ガス炉では、西独と米岡で実験炉を経て、冷却材出口温度が750~785°Cの原型炉が既に運転されている。さらに、各国のエネルギー事情・政策に合わせて、設計、研究開発が計画され、あるいは行われている。

我が国においては、エネルギーの多様化、安定確保というエネルギー政策上の観点から、非電力分野における核熱エネルギーの利用は、極めて高い意義がある⁽²⁾。総合的エネルギー情勢から考えると、具体的には、2次エネルギー源として用いられる化石燃料からの燃料油メタノール生産や水からの水素製造などの高温熱源を必要とする利用系と発電等の適切な低温利用系とを組み合わせた熱公害の少ない核熱エネルギー利用システムの実現が期待できる⁽²⁾。このような原子力の多目的利用のための高温の核熱エネルギー源として、高温ガス炉VHTR(Very High Temperature gas-cooled Reactor)⁽²⁾の研究開発が日本原子力研究所で行われてきた。そして、現在、日本原子力研究所では、高温工学試験研究炉HTTR(High Temperature engineering Test Reactor)⁽²⁾の建設が始まっている。

このような核熱利用を目指す高温ガス炉は、冷却材出口温度を1000°C、2次系蒸気温度を約900°Cを目標としている。しかしながら、現存する高温ガス炉では、AVR(西独)において、原子炉容器内の炉心出口温度が950°Cである以外、すべて800°C以下であり、また、2次系入口温度は、いずれも550°C以下である。したがって、核熱利用を目指す高温ガス炉の研究開発では、従来経験のほとんどない領域に足を踏み入れることとなり、解決されなければならない問題が残されていた。

そのうち一つが本論文で扱う問題であり、それは、設計する際に冷却材流れの伝熱流動特性に関するデータが不足している、もしくは整備しなければならないという問題であった。この問題は、高温ガス炉に特有な次の2

点から発生するものである。ひとつは、軽水炉の冷却材炉心出口温度が約 300℃、高速増殖炉では約 500℃であるのに対して、約 1000℃という高い出口温度を目指す高温ガス炉では、燃料温度は高く、冷却材流量が少ないという点であり、このため、層流・遷移流にかかるような低レイノルズ数領域で燃料温度を正確に予測しなければならない。もう一つは、冷却材としてガスを用いるため、ガスの物性値が温度により大きく変化するという点であり、このため、例えば乱流である流れが高熱負荷を受けて熱伝達劣化現象を起こす可能性があり、したがって、この場合には熱出力制限条件を与えなければならない。本論文では、VHTR の研究開発の一環として、これらの問題を扱う。

以下に本論文で扱う 3 つの問題を列挙する前に、設計手順について略述する。設計では、通常、まず炉心核熱特性の概略決定のための最適化設計において、格子核特性サーベイ、総合パラメトリックサーベイ、炉心最適サーベイ、準静的特性解析、動特性解析、プラント安全解析・評価、プラント経済性評価などが行われ、次に、プラント配置、原子炉および炉心の詳細設計、1 次冷却設備や工学的安全施設などの各種設備・施設の詳細設計へと移る⁽³⁾。原子炉および炉心の詳細設計では、機械設計、核設計、熱流体力設計、動特性解析などが行われる。これらの各設計はお互いに関連し合っており、結果が設計方針を満足するまで繰り返し行われる。例えば、核設計から得られる出力分布を用いて、熱流体力設計で冷却材流量配分および燃料温度が計算され、さらにこれらの条件のもとに安全解析が行われ、これらの結果は核設計等にフィードバックされ、反復計算が行われる。

さて、上記の燃料温度の予測に関連して、まず、高温ガス炉の熱流体力設計では冷却材の伝熱流動特性に関して三つの問題があった。

第一の問題は、遷移域のレイノルズ数の上・下限値および熱伝達特性に関するものである。燃料からの核分裂生成ガスの拡散放出と燃料の異常膨張を防ぐため、燃料温度をある制限値以下に抑えることが要求されるので、与えられた出力分布と冷却材流量を用いて、燃料温度を計算する。この燃料温度計算では、熱伝達関係式、つまり冷却材流れの熱伝達特性を与えなければならない。

通常、原子炉では、冷却材流れが除熱特性の良い乱流となるように設計されているが、同じ出力で冷却材出口温度を高温にするためには冷却材流量を減少させなければならない。円形冷却材流路を有する米国のマルチホール型、環状冷却材流路を有する日本のピンインブロック型の高温ガス炉の設計では、冷却材流れのレイノルズ数が既存の軽水炉や高速増殖炉に比べてかなり低くなる。実際、VHTR では、レイノルズ数は 3500 ~ 10000 となっている⁽⁴⁾。炉心内に多並列の冷却材流路が形成されるような高温ガス炉では、何らかの原因で冷却材流量が低下すると、まず流量の最も低い冷却材流路で流れが乱

流から遷移し、その流路の圧力損失は大きく減少する。その結果、流量は元に復帰し流れは乱流となるが、代わりに、他の流路で流量が減少し流れが遷移するといった不安定流動現象が生じる可能性がある。したがって、冷却材流れが常に乱流であるように、設定された最低レイノルズ数以上で熱流体力設計を行う必要がある。しかしながら、与えられた流路に対して流れが乱流から遷移し始めるレイノルズ数を正確に予測することはこれまで不可能であった。

熱流体力設計の反復計算段階において乱流域のみならず遷移域と層流域の熱伝達特性も必要となる。また、高温ガス炉は、冷却材流れが乱流から遷移域の流れや層流に移行するいわゆる逆遷移を起こさないよう設計されているが、異常時の冷却材流量低下などにより冷却材流れの逆遷移が生じた場合における原子炉の熱特性を把握しておくことは、安全性の観点から必要である。乱流域および層流域の熱伝達関係式は、従来の研究により既に得られているが、過去の実用機器にほとんど使用されたことのない遷移域における流れでは、その熱伝達特性に関する研究は十分ではなかった。したがって、遷移域のレイノルズ数の上・下限値に関するデータの取得と併せて熱伝達特性に関するデータを補充・整備しなければならない。

第 2 の問題は、燃料温度の計算の入力となる冷却材流量を計算する際に、物性値変化により摩擦係数が受ける影響の程度が定量的に十分把握されていないことであった。冷却材流量配分の計算では、炉心内の種々の流路の結び付きを管路網モデルによって模擬し、運動方程式とエネルギー式を一つの流路(管路)に沿って積分し、管路と管路の網目(節点)で質量保存則を満足させるようにして各管路の冷却材流量を求める。このとき、冷却材流路の摩擦係数と黒鉛ブロック間隙の抵抗係数が必要となる。

ここで、黒鉛ブロック間隙での抵抗係数は、燃料の冷却に寄与しない流れの流量に大きく影響する。この流れとは、入口ガス温度のままの低温の冷却材が炉心外周の固定反射体の水平間隙を通じて炉心内へ流れ込む流れと、黒鉛ブロックを積み重ねた炉心構造の場合の黒鉛ブロック間を軸方向に流れる流れと、ならびに黒鉛ブロック間を半径方向に流れるクロス流れである。これらの流れによって、炉心内への有効冷却材流量が減少し、燃料温度が上昇したり、温度勾配が急峻になって黒鉛ブロックに熱変形や熱応力が生じることになる。このような黒鉛ブロックを積み重ねた炉心構造を有する原子炉、例えば、日本原子力研究所の VHTR に対して、流れとクロス流れに関して精力的な研究⁽⁵⁻⁷⁾が行われ、抵抗係数に関する十分なデータが得られた。さらに、その防止対策についても検討されており、一方では、日本原子力研究所の HENDEL では実規模試験⁽²⁾が実施されている。

他方、流量配分計算で必要となる冷却流路での摩擦係数については、ガス冷却材の粘性係数や密度などの物性値が温度によって変化するため、加熱壁面近傍のガス温度と円管中心付近のガス温度が顕著に異なる場合には、摩擦係数は物性値変化の影響を受けることが知られている。炉心の出力分布は、冷却材流れ方向に大きく変化（例えば、VHTR では流れ方向の出力ピーキング係数は約 1.7⁽⁸⁾）し、半径方向にも幾分変化（VHTR では、半径方向のピーキング係数は約 1.2⁽⁹⁾）するので、物性値変化の程度は各管路で異なる。したがって、各管路の摩擦係数は異なり、各管路に流量が一樣に配分されない。流量が少ない管路では、燃料温度が高くなるため、実際の運転時にはある領域ごとにオリフィスなどによって冷却材流量を調節するといった方式が採られるが、熱流路設計の流量配分計算では摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響に関する定量的なデータが必要となる。しかしながら、この影響に関する過去の研究では、層流、乱流とも解析結果と実験結果が異なっており、その違いが十分に説明されていなかった。それ故、熱流路設計で使用される摩擦係数に対する信頼性が乏しかった。

本論文で扱う最後の第 3 の問題は、冷却材流れの熱伝達劣化現象が起こらないように核設計において設定される熱出力制限条件に関するものである。熱流路設計で用いられる出力分布は、核設計で拡散計算コードなどを用いて計算される。この核設計計算では、通常運転時および運転中の異常な過渡変化時において、燃料粒子被覆材の著しい破損を起こさないことという設計方針を満足させなければならぬ。つまり、熱流路設計で計算される燃料温度が制限値を超えるような出力分布が生じないように設計される。

ところで、管内ガス流が高熱負荷を受けると、冷却材バルク温度に基づくレイノルズ数（以後、これをバルクレイノルズ数と呼ぶ。）から判定して乱流であるにもかかわらず、熱伝達率が層流値を示すことが知られている。この現象は、加熱による層流化現象と呼ばれている。炉心内で層流化現象が起これば、熱伝達率が極端に低下するため燃料温度は制限値を上回る恐れがある。例えば、レイノルズ数が 10^4 で燃料温度が 1160°C の場合に層流化現象が生じれば、燃料温度は 2000°C 近くまで上昇する。制限温度は約 $1400^\circ\text{C} \sim 1500^\circ\text{C}$ であるので、設計では、層流化現象が起きないように熱出力を制限しなければならない。また、熱流路設計においても、熱出力制限値を超えた場合には、摩擦係数と熱伝達率に乱流値ではなくしかるべき値を与えて、冷却材流量配分と燃料温度を計算しておくことが賢明である。

しかしながら、この加熱による層流化現象に関しては、従来現象自体説明されておらず、したがって熱流束制限値について統一的な結果が得られていなかった。また、層流化過程における摩擦係数と熱伝達率に関するデータは少なく、解析モデルを検証できるような詳細な

データは得られていなかった。

以上、遷移域の流れの伝熱流動特性、物性値変化のある層・乱流の圧力損失特性、高熱負荷を受ける乱流の伝熱流動特性に関する三つの問題を本論文で扱う。過去に行われた研究は、まず、単純な流れについてその機構を調べ、それらを基により複雑な流れへ適用することを目的として進められてきたが、遷移域の流れについては、いまだ単純な流れを対象としているのが現状であり、加熱による層流化現象を起こすような複雑な流れについては、ロケット、ガス炉などへの応用上、他の複雑な流れに比べれば、研究も盛んに行われたが、上述のように、層流化について一般性のある理論的成果が得られたわけではなく、実験的に興味のある結果が得られたにとどまっていた。それ故、遷移現象および層流化現象の理解をより深め、これらの問題を解決し、さらに解析・実験が十分ではない物性値変化のある層・乱流の圧力損失特性を調べておくことは、より高精度かつ信頼性の高い核・熱流路設計を行う上で必要かつ欠くべからざるものであった。これらの研究結果は、主循環機の停止による冷却材流量低下や配管破断による減圧などの異常・事故等の安全解析にも適用できるものである。

本研究は、円形の冷却材流路を有する高温ガス炉を対象として、円管内の遷移域の流れの伝熱流動特性、物性値変化のある層・乱流の圧力損失特性、高熱負荷を受ける乱流の伝熱流動特性を調べ、間欠因子、摩擦係数、熱伝達率、熱流束制限条件などの実験値を良く表現する実験式の作成もしくは検証、解析モデルの検証を行い、高温ガス炉の核・熱流路設計に資することを目的としたものである。

1.2 研究の現状と問題点

本節では、本研究と在来研究との関連について述べ、問題点を明確にすると共に、本研究の対象・目的に関して詳述する。また、本研究の方法、範囲について述べる。

1.2.1 遷移域の流れの伝熱流動

層流から乱流へ遷移する様式にしたがって、一般に、流れは 3 種類に分類される⁽⁹⁾。第 1 の流れは、固体境界のない自由剪断流（噴流、伴流、剥離流など）と内側円筒の回転が勝る場合の同心円筒間の流れである。このような流れは、微小かく乱に対して不安定であり、遷移は、かく乱のエネルギー・スペクトルにおいて特定のかく乱だけが成長する過程から始まり、次に、このかく乱と平均流との非線形干渉によって周期成分を持ったかく乱が増加する。エネルギー・スペクトル上のこれらの線スペクトルは、非線形干渉による偶然さの増大のため、やがて連続スペクトルとなり、乱流が形成される^(9a-9b)。

第 2 の流れは、2 次元ポワズイユ流れと平板境界層の流れであり、これらの流れでは、粘性による弱い不安定

さから微小かく乱が生じ、この後に微小かく乱の3次元化が進み、ところどころに破断 (Breakdown) が起こり高周波のかく乱が生まれ、それが一塊りの乱流斑点に成長し、その斑点が下流に広がって最後に全面が覆われて乱流となる。第1の流れに比べると、強い3次元化、急激な破断が第2の流れの特徴と言える⁽¹⁴⁻¹⁵⁾。

最後の流れは、外側円筒が回転している同心円筒間の流れと円管内の流れである。これらの流れでは、層流から突如乱流塊と層流塊が交番して現れる間欠的な流れとなり、やがて乱流塊が層流塊の部分まで成長し、乱流塊が融合して遷移が終了する。第3の流れでは、このように劇的な遷移が起こる⁽¹⁶⁻¹⁹⁾。

上述の順に、研究の進展度は鈍くなり、現時点では、上記の3種類の遷移の機構に関して統一的な説明がなされるにはほど遠い。まず、個々の流れの遷移の機構の解明が課題となっている。

本論文で扱う円管内の遷移流れに関する研究では、Hagen (1855) の系統的な実験に始まり、遷移の開始をレイノルズ数と関係付けた Reynolds (1883) によって始めて流れの問題として取り上げられた。自然かく乱による自然遷移では、流れが層流から遷移する遷移レイノルズ数の低い値として 2×10^3 、高い値としては Ekman (1911) によって 5×10^4 が報告されている。また、外部から人工的にかく乱を与える人工遷移では、臨界レイノルズ数 (如何なる人工かく乱も下流で消滅する最大のレイノルズ数) は 2320 であると報告されている⁽²⁰⁾。

このように、円管内の軸対称ポアズイユ流れがレイノルズ数の増加に伴い実際に遷移するにもかかわらず、安定性理論では、軸対称ポアズイユ流れが軸対称かく乱および非軸対称かく乱に対してすべてのレイノルズ数において安定であるとされている⁽²¹⁻²³⁾。そこで、このように遷移が起こるのは、助走区間の流れの不安定さに由来するものではないかと考えられている^(24,25)が、明確な解答が得られたわけではない。

近年 (1971 年以降) ようやく Wagnanski ら⁽¹⁴⁻¹⁶⁾ によって、円管内遷移流れの微小構造が調べられた。彼等は、 $\sqrt{u'}/\bar{u}$ で定義される入口でのかく乱 (以後これを入口かく乱と呼ぶ。) の大きさによって、乱流塊を2つに分類した。入口かく乱が大きい場合をパフ、小さい場合をスラッグとした。Fig. 1.1 に彼等が与えた入口かく乱の大きさとレイノルズ数の関係を示す。現時点で、これは、遷移レイノルズ数とそれに影響を及ぼすパラメータとを関係付けた数少ない結果の一つである。Fig. 1.1 から、入口かく乱がある程度まで大きい場合には、遷移レイノルズ数の上・下限値 (流れが乱流であるレイノルズ数の最小値・流れが層流であるレイノルズ数の最大値) は、それぞれ約 2700 と約 2000 でほとんど変化しないが、入口かく乱が小さくなると、遷移レイノルズ数の上・下限値が大きく変化することがわかる。しかしながら、入口かく乱の大きさがわからない任意の流路管に対して、遷

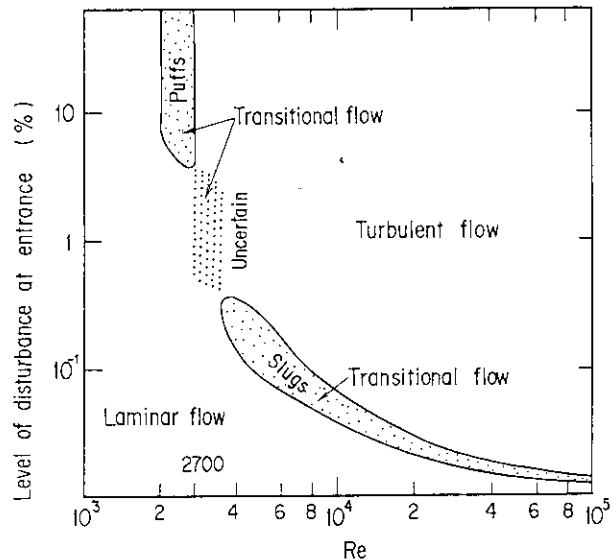


Fig. 1.1 Relation between intensity of inlet disturbance and Reynolds number in laminar, transitional and turbulent flows through a circular tube reported by Wagnanski et al.⁽¹⁷⁾ They classified puffs ($2000 \leq Re \leq 2700$) and slugs ($Re \geq 3200$) strictly in terms of origin, i. e., a disturbed entry for the puff and boundary layer instability for the slug.

移レイノルズ数の上・下限値を予測することは、現状では不可能であった。

パフとスラッグとは、Wagnanski ら⁽¹⁷⁾が測定した Fig. 1.2(a)と(b)に示すように、管軸上の流速信号によっても明確に区別できる。層流塊では、放物型の流速分布のため、管軸上の流速は平均流速の2倍であり、乱流塊では、平均流速の1.2~1.3倍であるため、Fig. 1.2のように、変動が少なく流速の速い層流塊と、変動が明確に観察され流速が遅い乱流塊が交互に観察される。スラッグでは、乱流塊と層流塊の境界は非常にはっきりしており、両境界面で劇的な遷移が起こっている。彼等は、このように区分したスラッグとパフに対して、流速分布、乱流変動の発生量・消滅量、乱流塊と層流塊の境界面の形状など詳細に調べた。また、Bandyopadhyay⁽²⁶⁾は、流れの可視化によって、乱流塊が成長も消滅もしない平衡パフの構造を調べている。

円管内流れの層流-乱流の遷移において、遷移レイノルズ数の上・下限値が入口かく乱の大きさによって著しく影響されることは、上述のように、Wagnanski ら⁽¹⁷⁾によって報告されている。しかしながら、入口形状と入口かく乱の大きさとの関係についてはわずかの知見しかなく、入口形状と遷移レイノルズ数の上・下限値との関係を総括的に調べた研究はほとんどなかった。このため与えられた流路管の遷移レイノルズ数の上・下限値を知るには、その流路を用いて実際に実験してみるしかなかった。また、円管内ガス流の遷移域について、遷移レイノ

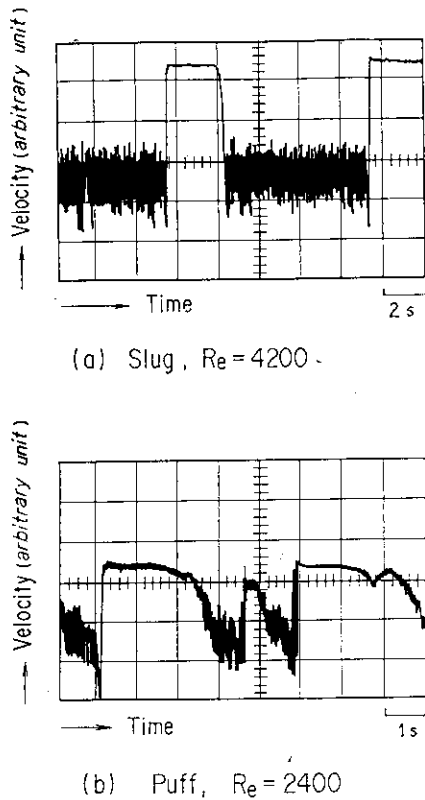


Fig. 1.2 Oscillograms of velocity change in puff and slug (transitional flow) measured on the center axis of a circular tube by Wynanski et al.¹⁷⁾

They reported that a change in the puff velocity on the center axis of a circular tube occurred gradually at the front and suddenly at the rear; while, the change in the slug velocity occurred suddenly at both the front and the rear interfaces. (Vertical scale is proportional to velocity.)

ルズ数が高い場合の摩擦係数と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かった。

流れの間欠性を表す間欠因子 γ とレイノルズ数の関係については，遷移レイノルズ数の上・下限値および中間値を用いて，Wilson²⁰⁾が，

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 0.5 \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(3 \frac{Re - Re_{0.5}}{Re_{0.5} - Re_0} \right) \right\} & (Re < Re_{0.5}) \\ \gamma &= 0.5 \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(3 \frac{Re - Re_{0.5}}{Re_1 - Re_{0.5}} \right) \right\} & (Re \geq Re_{0.5}) \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

を，また，二神ら²⁸⁾は，

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

の内挿式を提唱している。ここで， erf は誤差関数であり， $Re^* = (Re - Re_0) / (Re_1 - Re_0)$ である。

Spriggs²⁹⁾ は，遷移域のレイノルズ数が 1900 から 2900 という場合について， γ とレイノルズ数に直線的な関係を与え，摩擦係数を次式で近似した。

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

ここで， f_l と f_t は，それぞれ十分に発達した層流と乱流の摩擦係数であり， $f_l = 16 / Re$ ， $f_t = 0.0791 Re^{-0.25}$ である。藤村ら²⁸⁾，中西ら²⁹⁾，竹野ら³⁰⁾ 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，やはり，遷移レイノルズ数の小さい場合について，二神ら²⁸⁾ 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，遷移域のレイノルズ数が大きい場合について，遷移域における熱伝達率を実際に測定し，間欠因子との関係を調べた例は，著者の知る限りではなかった。

このように，遷移レイノルズ数が大きい場合の遷移域の摩擦係数と間欠因子および熱伝達率と間欠因子との関係についてはほとんどデータがなく，高温ガス炉の熱流体力設計を行うに際して，これらを知っておく必要があった。さらに，非常に複雑な遷移流れの機構の解明に 1 つでも多くの手掛かりを収集することが当面の課題である。

そこで，2章「遷移域の流れの伝熱流動」に関する研究では，様々な流路管の入口形状に対して，遷移レイノルズ数の上・下限値について調べ，高温ガス炉における遷移レイノルズ数の上限値を与えること，また，遷移領域の間欠因子と摩擦係数と熱伝達率を測定し，それらを良く表現する実験式について検討すること，さらに，遷移現象の理解をより深めることを目的とした。

このため，円管の入口部の形状を色々変化させて，遷移レイノルズ数の上・下限値を調べた。その内，遷移レイノルズ数の上・下限値が異なる 4 種類の代表的な遷移流れにおいて，500 ~ 16500 の範囲でレイノルズ数を変化させて，間欠因子と摩擦係数と熱伝達率を測定し，間欠因子とレイノルズ数，摩擦係数と間欠因子，熱伝達率と間欠因子の関係について調べ，遷移レイノルズ数が小さい場合に対して報告されている既存の実験式と今回の実験結果とを比較した。また，熱線風速計で流速と温度を測定し，間欠的な流れの構造的特性についても検討した。

1.2.2 層流および乱流の摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響

円管内層流の熱伝達率は，例えば，一様熱流束の場合には，速度・温度分布共に十分発達した流れに対して，

$$Nu = 4.364 \quad (1-4)$$

であり，発達した速度分布を持つ温度助走区間の流れに

対しては、

$$Nu = \begin{cases} 1.302(x^*)^{-1/3} - 1 & (x^* \leq 5 \times 10^{-5}) \\ 1.302(x^*)^{-1/3} - 0.5 & (5 \times 10^{-5} \leq x^* \leq 1.5 \times 10^{-3}) \\ 4.364 + 8.68(10^3 x^*)^{-0.506} \exp(-4/x^*) & (x^* \geq 1.5 \times 10^{-3}) \end{cases} \quad (1-5)$$

$$x^* = x/d/Re/Pr \quad (1-6)$$

などが与えられている⁶³⁾。式(1-4)で与えられる熱伝達率に対する物性値変化の影響はないことがわかっている。また、速度分布が十分に発達していない場合は、式(1-5)の右辺に補正係数をかければ良く、その補正係数は、文献⁶⁴⁾に与えられている。

円管内乱流の熱伝達率は、いわゆる Dittus-Boelter の式

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (1-7)$$

$$0.7 \leq Pr \leq 120, 10^4 \leq Re \leq 1.2 \times 10^5, x/d \geq 60$$

が有名であるが、Colburn の次式も良く用いられる⁶⁵⁾。

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3} \quad (1-8)$$

これらの試験式では、特定の流体に対しては、式(1-7)もしくは式(1-8)の定数の値を少し変えて用いる方が実験結果と良く一致することがわかっている。例えば、ガスの場合には、0.023 という定数の代わりに 0.021 が推奨されている⁶⁶⁾。

式(1-7)や(1-8)は、物性値変化があまり大きくなく、温度・速度共に十分発達した流れに対する熱伝達率を与える式である。物性値変化の影響と温度助走区間の影響は、式(1-9)の右辺のそれぞれ第一括弧内と第二括弧内の項のように、壁温とバルクガス温度との比 T_w/T_b と温度助走区間の長さ x/d を用いて補正されることが多い。

$$Nu_b = C_1 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \left\{ (T_w/T_b)^k \right\} \left\{ 1 + C_2 (x/d)^m (T_w/T_b)^n \right\} \quad (1-9)$$

式(1-9)の今までに得られている各定数を **Table 1.1** に示す。このように、円管内層流および乱流の熱伝達率に関しては、速度・温度助走区間の影響や物性値変化の影響を考慮したかなり豊富な実験データがある。

Table 1.1 Experimental results of heat transfer correlations in turbulent flows reported previously by researchers

k, n : factors modifying effect of thermal property change
 C_2, m : factors modifying effect of thermally developing flow
 C_1 : constant

C_1	k	C_2	m	n	Investigator
0.021	$-(0.29 + 0.0019x/d)$	—	—	—	Taylor ⁽⁷²⁾
0.021	-0.5	—	($x/d > 30$)	—	Kirillov et al.
0.021	-0.5	1	-0.7	—	McEligot et al. ⁽⁷¹⁾
0.021	-0.5	—	($x/d > 50$)	—	Lelchuk et al.
0.024	-0.7	1	-0.7	0.7	Perkins et al. ⁽⁴⁹⁾
0.0193	-0.55	—	($x/d > 100$)	—	Volkov et al.
0.021	$-\{0.9 \log(T_w/T_b) + 0.205\}$	—	($x/d > 80$)	—	Petukhov et al.
0.0203	-0.558	6.2	-1	—	Dalle-Donne et al.
0.021	-0.4	0.6	-1	0.4	Magee et al. ⁽⁵⁹⁾
0.021	Isothermal	$0.8(1 + 7 \times 10^4 Re^{2/3})$	-1	—	Reynolds et al.
0.021	-0.5	—	($x/d > 30$)	—	McEligot et al. ⁽⁷⁴⁾
0.022	-0.5	—	($x/d > 40$)	—	Coon et al. ⁽⁵⁰⁾

$$Nu_b = C_1 \cdot Re_b^{0.8} \cdot Pr_b^{0.4} (T_w/T_b)^k \{1 - C_2 (x/d)^m (T_w/T_b)^n\} \quad (1-9)$$

一方、摩擦係数に関しては、十分発達した等温流れに対しては、理論式

$$f_l = 16/Re \quad (1-10)$$

があり、速度助走区間の摩擦係数は、Shah⁶⁰によって、半経験式

$$f^{\#} = \left(\frac{3.44}{\sqrt{x^+}} + \frac{1.25/(x^+) + 16 - 3.44/\sqrt{x^+}}{1 - 2.1 \times 10^{-4}(x^+)^{-2}} \right) Re \quad (1-11)$$

が与えられている。ここで、 $x^+ = x/d/Re$ である。なお、この摩擦係数 $f^{\#}$ は、区間 $x = 0 - x$ において次式で定義されたものである。

$$f^{\#} = \frac{d}{4} \frac{\Delta P_{0-x} |}{\Delta x} \frac{2}{\rho u^2} \quad (1-12)$$

発達した等温乱流に対しては、Karmann-Nikuradseの式

$$1/\sqrt{f} = 2.0 \log_{10}(Re\sqrt{f}) - 0.5 \quad (1-13)$$

や、 $5 \times 10^3 \leq Re \leq 10^5$ の領域で上式と良く一致するBlasiusの式

$$f = 0.0791 Re^{-0.25} \quad (1-14)$$

などが良く知られている。速度助走区間の影響に関しては、元来、乱流の速度助走区間 ($x/d = 10 \sim 50$) は、層流 (例えば、 $Re = 2000$ で $x/d = 100$) に比べてかなり短いので、あまり問題とされない。

最近の実用機器の熱流路設計では、物性値が変化する流れを扱うことが多くなった。しかしながら、このような流れの摩擦係数については熱伝達率ほど豊富なデータが得られているわけではない。摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響に関する従来の研究を、層流および乱流について、それぞれ **Table 1.2** および **Table 1.3** に挙げる。摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響は、熱伝達率の場合と同様に、 T_w/T_b を用いて

$$f = f_{iso}(T_w/T_b)^n \quad (1-15)$$

と表されることが多い。以下では層流と乱流に対する n を、それぞれ n_l と n_t として区別する。

まず、層流における n_l は、**Table 1.2** に示す実験結果からわかるように、 $n_l = 1.35$ または 1.4 である。もうひとつの整理式 $f = 16/Re_w$ については、 Re_w と Re_b の間に、

$$Re_w = Re_b \cdot \rho_w \cdot \mu_b / (\rho_b \cdot \mu_w) \quad (1-16)$$

という関係があり、かつヘリウムガスの場合には、 $\rho \propto T^{-1}$ および $\mu \propto T^{0.67-0.7}$ と近似できるので、式(1-15)の形に書き直すと、 $n_l = 1.67 \sim 1.7$ となる。

他方、Worsoc-Schmidt⁶¹の解析結果は、 $n_l = 1$ または 1.1 と低い値を示しており、実験結果と異なっている。この相違点は、一般に、解析での摩擦係数 f_{cal} が、

$$f_{cal} = -\frac{2}{d} \frac{2\rho_b}{G^2} \frac{d}{dx} \left\{ \int_0^{d/2} (P + \rho u^2) r dr \right\} \quad (1-17)$$

と厳密に導出されるのに対し、実験では u の r 方向分布は知られていないため、実験での摩擦係数 f_{app} は、

$$f_{app} = -\frac{d}{4} \frac{2\rho_b}{G^2} \frac{d}{dx} \left(P + \frac{G^2}{\rho_b} \right) \quad (1-18)$$

と近似的に導出されるからである。実際、Bankston⁶⁴は解析結果を式(1-18)の導出方法に従って整理し、 $n_l = 1.2 \sim 1.4$ を得ており、この数値は、上述の実験結果の $n_l = 1.35$ または 1.4 に近い値となっている。

乱流の場合には、物性値変化の影響は層流に比べて小さく、**Table 1.3** に示すように、式(1-15)の形で物性値変化の影響を表すと、実験では n_t は、0から約-0.2となっている。他方、Deissler⁶⁶の解析結果は、 $n_t = -0.3$ となっており、McEligot⁶⁸は、これらの実験結果と解析結果の違いについて検討したが、彼の解析でも、 n_t の値は-0.25であった。以上のように、層流では n の値が1.0から約1.7まで、乱流では-0.5から0.0まで、各研究者によって異なる値が報告されている。また、層流および乱流共に、摩擦係数に関する実験値と解析値が一致しない。

高温ガス炉では、 T_w/T_b は約1.5以下である。 $T_w/T_b = 1.5$ に対する $(T_w/T_b)^n$ の値は、

$$\text{層流: } (T_w/T_b)^1 = 1.5, (T_w/T_b)^{1.7} = 1.99$$

$$\text{乱流: } (T_w/T_b)^0 = 1, (T_w/T_b)^{-0.6} = 0.82$$

となり、 n の値によって摩擦係数がかかなり異なる。この結果、計算される各冷却流路の流量に不確かさが含まれることになる。これらの流量の不確かさを燃料温度に換算すると、層流では約110°C、乱流では約60°Cとなり、燃料温度の制限値に対する温度余裕に大きく響く。したがって、摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響を定量的に調べておく必要があった。

実験上の1つの問題は、熱伝達率を求めるときに必要な温度の測定に比べ、摩擦係数を求めるための差圧の測定がかかなり困難であることである。通常、温度は熱電対を用いて電氣的に測定できるため、熱電対の校正さえ十分に行えば、 $\pm 0.1\%$ の測定精度で測定することも可能であり、多数の測定点があっても高速スキャナーなどを用いて短時間に測定することが可能である。これに対して、差圧を測定する場合には、1 Paの差圧を精度良く測定するのが非常に困難である。したがって、乱流よりは層流のほうが、また、レイノルズ数が小さくなる程、ある測定区間の差圧は小さくなり、摩擦係数を精度良く求めることが困難となる。たとえば、1 Paの差圧を精度良く測定できる差圧計があっても、熱電対のように温度信

Table 1.2 Experimental and analytical correlations for friction factors in heated laminar flows proposed previously by researchers.

Investigator (Ref.)	Gas	Re _i	T _w /T _b	Axial position	Correlation
Davenport and Leppert (70)	He, N ₂	200~2000	~2.2	x/d = 2, 6, 14, 25, 44, 68, 94	f = 16/Re _b (T _w /T _b) ^{1.35}
McEligot et al. (71)	Air	1450~	~2.17	x/d = 70~115 (3 positions)	f = 16/Re _w
Taylor (72)	Air, CO ₂ , He, H ₂ , N ₂	170~	0.35~7.35	x/d = 16~200	f = 16/Re _w
Coon and Perkins (50)	Air, He	1700~2100	~2.4	x/d ≤ 100 (9 pressure taps)	f = 16/Re _b (T _w /T _b) ^{1.4}
Worsoe-Schmidt and Leppert (37)	Air	Analysis			f = 16/Re _b (T _w /T _b) ¹ 1 < T _w /T _b < 1.5
Worsoe-Schmidt (73)	CO ₂ , He	Analysis			f = 15.5/R _{eb} (T _w /T _b) ^{1.1} 1.5 < T _w /T _b < 3
Bankston and McEligot (34)	Air	Analysis			Graphic curve (f = 16/Re _b (T _w /T _b) ^{1.2~1.4})

Table 1.3 Experimental and analytical correlations for friction factors in heated turbulent flows proposed previously by researchers

Investigator (Ref.)	Gas	Re _i	T _w /T _b	Axial position	Correlation ⁺
McEligot et al. (74)	Air, He, N ₂	1.50 × 10 ⁴ ~ 2.33 × 10 ⁵	~2.5	x/d = 9~63 (7 positions)	f = f _{iso, KN} (T _w /T _b) ^{0.1} f = f _{iso, KN} [exp(-20q ¹)] x/d > 30
Perkins and Worsoe-Schmidt (49)	N ₂	1.83 × 10 ⁴ ~ 2.79 × 10 ⁵	1.24~7.54	x/d = 5~133	f = f _{iso, ∞} [(T _w /T _b) ^{0.5} + 1] ² x/d < 55
Taylor (72)	Air, CO ₂ , He, H ₂ , N ₂	5.40 × 10 ³ ~ 1.87 × 10 ⁵	~7.35	x/d = 16~200	f = f _{iso, DKM} (T _w /T _b) ^{0.3}
Magee and McEligot (59)	Air, He	1.00 × 10 ⁴ ~ 2.00 × 10 ⁵	~2.55	x/d = 5~63	f = f _{iso, KN} (T _w /T _b) ^{1/2} 1/666 (x/d) 5 < x/d < 55
Deissler (38)					f = f _{iso, KN} (T _w /T _b) ^{-1/6} 55 < x/d
McEligot et al. (39)	Air	5 × 10 ⁴ ~ 3 × 10 ⁵	Analysis	x/d = 40	f = f _{iso, ∞} (T _w /T _b) ^{-0.3} f = f _{iso, ∞D} (T _w /T _b) ^{-0.25}

+ The correlations are based on different isothermal fully developed friction factor f_{iso, ∞}. Refer to the original papers details.

号を電気線で試験部外部に取り出すのとは異なり、2本の導管を試験部から差圧計まで接続しなければならず、ガスの場合には特に、2本の導管途中の温度差が大きく影響し、さらに、ガスの圧縮性のために定常値を示すまでにかかり時間がかかる。また、1台の差圧計で多数の区間を測定する場合には、差圧計と導管の接続を切り換えるのが容易ではない。助走区間の摩擦係数を測定しようとする場合には測定区間を短くして詳細な摩擦係数の流れ方向分布を必要とするが、前述のように区間が短ければ短いだけ差圧は小さくなり、やはり精度の良い測定が困難となる。これらの問題点のため摩擦係数に関する実験データは十分ではなかった。

解析における問題点は、過去の大型計算機の能力が現在に比べてかなり劣っていたことと、物性値が変化する乱流に対する有効なモデルがなかったことである。近年、比較的少数の方程式で乱流を記述しようとする2方程式乱流モデルが目ざされている。レイノルズ応力方程式が無限個の連立方程式となって閉じた方程式系とならないため、2方程式乱流モデルでは何らかの現象論的なモデル化を行うことによって、レイノルズ応力方程式を閉じた系にしようとするものである。つまり、2つの乱流変数に対する補助方程式を設けることにより閉じた方程式系を得る。2つの乱流変数のうちの1つは、通常乱流エネルギー k であり、もうひとつの乱流変数を何を採るかによって、現在、主に3種類のモデルがある。第1は、特性長 L を乱流変数としたRotta⁴³によって提唱された k - kL モデルである。第2は、乱流散逸 ε を乱流変数とした k - ε モデルであり、JonesとLaunder^{41,42}によって解析された。第3は、WilcoxとTraci⁴⁵による k - W モデルであり、乱流変数は、 $W = \rho\sqrt{k}/L$ である。これらのモデルは、自己保存的な流れに対しては既にモデルの有効性が確認されており、工学的計算に実用化できる可能性を持っている。しかしながら、物性値が変化するような流れに対して、これらのモデルが実験によって十分検証されているわけではなかった。

乱流を強く加熱すると、バルクレイノルズ数が乱流域に相当する値であっても、流れが層流に遷移する、いわゆる層流化現象が起こることが知られている^{44,45,46}。層流化が終了したときの流れの摩擦係数の軸方向分布については、Coonら⁴⁷、Bankston⁴⁴、森ら⁴⁵によって測定されているが、解析結果を検証できるほど十分なデータが得られていない。このような、物性値が大きく変化する低レイノルズ数の乱流に対して、河村⁴⁸は、 k - kL 2方程式乱流モデルに粘性の効果を近似的に導入し、拡張 k - kL 2方程式乱流モデルを提唱した。彼は、強加熱によって乱流の熱伝達率が極端に低下した場合の熱伝達率の実験値がこのモデルによって良く表現されることを確認している。しかしながら、上述のように、信頼できる摩擦係数の実験データが少ないため、解析と実験を十分に比較できていなかった。

そこで、3章「層流および乱流の摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響」に関する研究では、物性値が変化する層・乱流の摩擦係数を測定し、摩擦係数に関する信頼性の高いデータを熱流体力設計に与え、また、 k - kL 2方程式乱流モデル⁴⁸を用いた解析を行い、これら解析結果と実験結果を比較し、解析モデルの有効性を確認すると共に、従来の実験と解析結果の不一致について検討することを目的とした。さらに、4章で詳しく扱う層流化流れにおいて、層流化が終了した流れの摩擦係数についても実験・解析を行った。

このため、本実験では、差圧測定精度を向上させるため内径4mmの細い円管に低圧力のヘリウムガスを流した。高温ガス炉では、 T_w/T_b の値は約1.5以下であり、例えば、VHTRではレイノルズ数は約10000以下であるが、本研究では、他者による実験・解析結果とも比較するため、1200~25100の範囲でレイノルズ数を変え、 T_w/T_b が約3となるまで加熱した。そして、加熱開始点より7.8d(流路管内直径dの7.8倍の長さを表す。)~153dの区間の15か所に設けた静圧孔により流れ方向の詳細な摩擦係数の分布を測定した。

1.2.3 高熱負荷を受けた乱流における熱伝達率劣化時の伝熱流動

管内ガス流を強く加熱すると、管直径に基づくバルクレイノルズ数から判定すれば流れは乱流であるにもかかわらず、下流で局所熱伝達率が急激に減少することが知られるようになったのは比較的近年のことである^{44,45,49-51}。この熱伝達劣化現象は、2枚の平板によって作られる急縮小流路での加速による層流化現象と同様に、加熱されたガス流れがその密度減少により加速され、流れが乱流から層流に遷移することにより起きるのではないかと類推されており、逆遷移(Reverse transition)とか層流化(Laminarization)と呼ばれている。

この急縮小流路において、流量が一定に保たれば、流路断面積の急縮小に伴い流れが加速される。2枚の平板間の流路巾に基づくレイノルズ数は、流れ方向に変化しない。このとき、レイノルズ数が乱流であることを示しているにもかかわらず摩擦係数や熱伝達率の値が層流値まで低下し、流れは層流となる。これが加速による層流化現象であり、壁付近のせん断応力が急激に低下し、乱れの発生が抑制されるために起こると説明されている。

この加速層流化現象の発生限界を、加速パラメータと呼ばれる1つのパラメータで統一的に説明することができる⁵²。加速パラメータは、以下のようにして導出されたものである⁵³。対象とする系をFig. 1.3に示す。

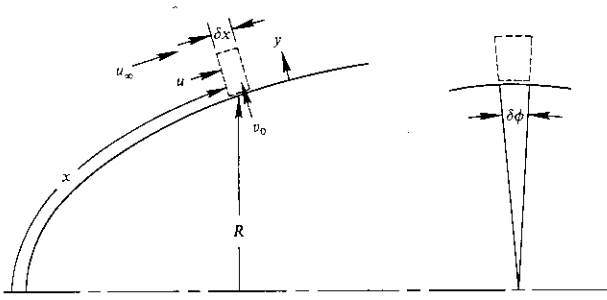


Fig. 1.3 Coordinate system and location of the control volume for development of the momentum integral equation of the boundary layer on a body of revolution.

平行平板における運動量保存式は、

$$\frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2} + \frac{\rho_w u_w}{\rho_\infty u_\infty} = \frac{d\delta_2}{dx} + \delta_2 \left\{ \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2}\right) \frac{1}{u_\infty} \frac{du_\infty}{dx} + \frac{1}{\rho_\infty} \frac{d\rho_\infty}{dx} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} \right\} \quad (1-19)$$

と表される。ここで、添え字 w と ∞ は、それぞれ、境界層流れと主流を示している。 $v_0 = 0$, $dR/dx = 0$ と仮定し、乱流境界層における速度プロファイルが次式によって表されるような乱流境界層を仮定する。

$$\frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{d\delta_2}{dx} + \delta_2 \left\{ \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2}\right) \frac{1}{u_\infty} \frac{du_\infty}{dx} + \frac{1}{\rho_\infty} \frac{d\rho_\infty}{dx} \right\} \quad (1-20)$$

$\delta_1/\delta_2 = 1.29$ と、せん断応力に対する次式

$$\tau_w = 0.0128 \rho u_\infty^2 \left(\frac{\delta_2 u_\infty}{\nu} \right)^{-0.25} \quad (1-21)$$

を式(1-20)に代入し、運動量厚さ δ_2 を運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_{δ_2} に含め、さらに整理すると、次式が得られる。

$$\frac{dRe_{\delta_2}}{dx} \frac{\nu}{2.29 u_\infty Re_{\delta_2}} = \frac{0.0128}{2.29 Re_{\delta_2}^{1.25}} - \left(\frac{\nu}{u_\infty^2} \frac{du_\infty}{dx} \right) \quad (1-22)$$

もし、加速が十分強い、つまり、上式の右辺第2項の値が大きいなら、 Re_{δ_2} は減少することになる。さて、平板に沿う境界層流れが層流から乱流に遷移するときには、境界層厚さと壁近傍のせん断応力が急激に上昇することは良く知られており、このときの Re_{δ_2} は約360(流れ方向距離に基づくレイノルズ数では約30000)である。この $Re_{\delta_2} = 360$ のときに乱流境界層が層流境界層に逆遷移するとすると、遷移の初期には、式(1-22)は、

$$\frac{dRe_{\delta_2}}{dx} \frac{\nu}{825 u_\infty} = 3.5 \times 10^{-6} - \left(\frac{\nu}{u_\infty^2} \frac{du_\infty}{dx} \right) \quad (1-23)$$

となる。このとき、遷移が進行するためには、 Re_{δ_2} が上記の遷移臨界値360より小さくならなければならない。したがって、 $d(Re_{\delta_2})/dx$ は負でなければならない。以上の結果より、

$$\left(\nu / u_\infty^2 \cdot du_\infty / dx \right) > 3.5 \times 10^{-6} \quad (1-24)$$

の場合には、加速層流化が起こり得ると結論される。上式の左辺が通常 K によって表される加速パラメータである。

上記の 3.5×10^{-6} という定数は、実験⁶³⁾によって $(3 \sim 4) \times 10^{-6}$ であることが確かめられている。この実験では、遷移臨界値以上と思われる500-2000の範囲の Re_{δ_2} の初期値を与え、加速パラメータが $(3 \sim 4) \times 10^{-6}$ に達すると、非常に短い距離で乱流変動が完全に消失し、非常に明確な加速による文字通りの層流化が観察されている。しかしながら、円管内ガス流れの加熱による層流化現象に関しては、下記のような未解決の問題が残されていた。

- (1) 円管内ガス流の加熱による層流化現象では、乱流変動が消滅して文字通り層流になるのか、それとも流れは乱流のまま、物性値変化などの原因で局所熱伝達率が低下するのか。もし乱流変動が消滅するのであれば、それは加熱の増加と共に連続的に消滅するのか、あるいは、通常の層流-乱流遷移に見られるような層流塊と乱流塊の交番する間欠流になるのか。
- (2) 層流化の開始と終了をどのように定義したらよいか、また、そのときの熱流束限界条件は如何に表されるか。
- (3) 加熱層流化現象を扱える乱流解析モデルが実験結果、特に摩擦係数を精度良く再現できるか。

まず、項目(1)については、Bankston⁶⁴⁾が、垂直な円管内ガス流において、熱線風速計を用いて加熱流中の乱流変動強度の測定を行った。彼は、十分高いバルクレイノルズ数でも、強加熱の場合には熱伝達率が異常に低下することを認めたが、高温域での乱流変動強度の明確な値を得ることはできなかった。Perkinsら⁶⁵⁾は、加熱の強い場合に、境界層型極細熱電対プローブを用いて測定した円管内温度分布が、計算から得られた層流の温度分布に良く似ていることを示した。森ら⁶⁶⁾は、小型ピトー全圧管を用いて、垂直な円管内の速度分布を測定し、入口でのバルクガス温度に基づくレイノルズ(以後、これを入口レイノルズ数と呼ぶ)を固定して加熱を強めると、速度分布は乱流速度分布からずれて乱流速度分布と層流速度分布の中間的な分布になることを示した。これらの研究は、いずれも、流れが層流に近づくことを示唆しているが、実際に乱流変動が消滅するか否かについての結論を得ていない。

項目(2)の加熱による層流化現象の開始条件に関して、前述の加速パラメータを円管内ガス流に適用したのは、Coonら⁶⁰である。彼等は、このパラメータによって、円管内ガス流が加熱により層流化する条件として、

$$K_{cir} = 1.5 \times 10^{-6} \quad (1-25)$$

を与えた。McEligotら⁶⁰は、この円管内ガス流に対する加速パラメータ K_{cir} を、

$$K_{cir} = 4q_i^- (1 + 4q_i^- x/d)^m / Re_i \quad (1-26)$$

のように、無次元熱流束パラメータ q_i^+ と入口レイノルズ数 Re_i との関係に書き直し、従来の実験結果を熱伝達率が大きく減少した場合とそうでない場合に分けて、式(1-26)と比較した。彼等のその結果を Fig. 1.4 に示す。しかしながら、この図からわかるように、入口レイノルズ数が大きな所では、実験結果を完全に判別しきれない。

森ら⁶²は、既存の乱流熱伝達関係式でもって、彼等の下流の熱伝達率の測定結果を誤差 10% 以内で再現できるものできないものに分類した結果、上記の McEligotら⁶⁰の層流化開始条件と良く一致したと報告している。このように、層流化開始の定義は研究者によって異

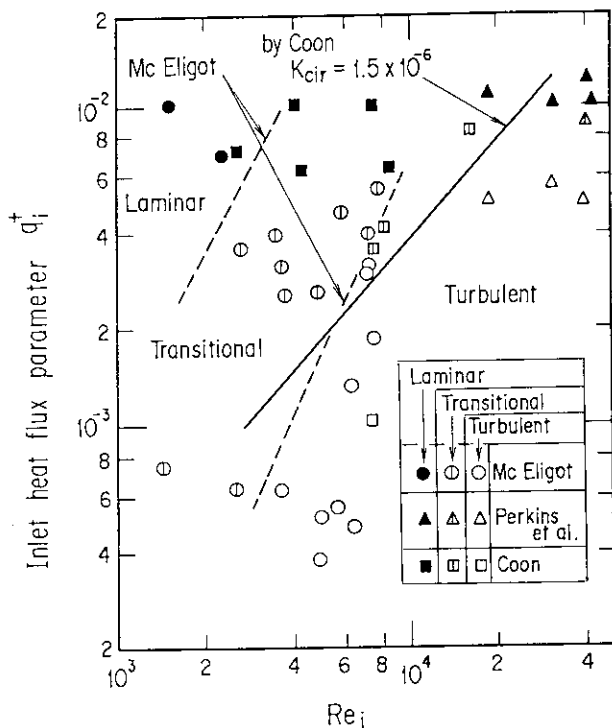


Fig. 1.4 Criteria of laminarization in a strongly heated flow through a circular tube proposed by McEligot et al.⁶⁰ and by Coon et al.⁶⁰ Coon et al. derived the criteria on laminarization under high heat load by using an acceleration parameter K by which onset of laminarization due to acceleration in a reducing channel can be predicted.

なり、その開始と終了の条件を予測する方法も確立されていない。これに関しては、前記の項目(1)のように、層流化現象の捉え方そのものについて明確な結論が得られていないことがその一因である。

項目(3)については、河村⁶³は、 $k-kL$ 2 方程式乱流モデルを拡張し、強加熱乱流の熱伝達劣化現象を扱い、Bankston の実験条件⁶⁴に合わせた計算を行った。その結果、熱伝達率が下流で低下する場合には、下流へ行くに従って乱流エネルギーもやはり絶対値と相対値共に減少しており、バルクレイノルズ数が 4100 で乱流であると判定されるにもかかわらず、乱流粘性係数と乱流熱伝導率は共に分子粘性係数や分子熱伝導率より小さくなっており、流れが層流化したと言えると報告している。しかし、残された問題点として、彼は、層流化が熱流束パラメータに対してかなり不連続に発生することから層流化の発生限界値のごく近傍では、実験との不一致が避けられず、この点についてモデルの適用範囲をさらに検討するとともに、層流化発生限界値近傍の詳細な実験が望まれると述べている。このことは、今回の実験結果と従来の実験結果とを比較するためにも、何をもって層流化が始まったとするかについて、何等かの定義を与えなければならないことを示唆している。

以上のように、解析によって円管内ガス流の熱伝達劣化現象は、層流化現象であると指摘されているが、実際に、この流れの乱流変動が消滅したか否かについては確認されていない。また、加熱による層流化の発生が、加速パラメータによって統一的に判別されるのか、つまり加速層流化の機構と加熱層流化の機構が同一なのか、などに関する問題が残されていた。また、実験では、加熱層流化の開始と終了に関する定義およびそのときの熱流束、加熱層流化発生限界付近の詳細な伝熱流動特性、特に、1.2.2 でも述べたように、その測定上の困難さからデータの少ない摩擦係数に関する実験結果の蓄積が、高温ガス炉の核・熱流力設計において急務であった。

そこで、4 章「高熱負荷を受けた乱流における熱伝達劣化時の伝熱流動」に関する研究では、層流化の発生・終了時を定義し、そのときの熱流束を調べ、高温ガス炉の熱出力の制限として留意すべき事項を明確にすること、層流化過程における摩擦係数と熱伝達率について調べ、熱流力設計に資すること、1.2.2 に記した $k-kL$ 2 方程式乱流モデルを検証し、複雑な層流化現象に対する理解を少しでも深めることを目的とした。

円管内を冷却材が流れる炉心構造の高温ガス炉の一つの設計(米国の GA 社による設計⁶⁵)例では、平均熱流束が約 $7 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ ($q_i^+ = 1.1 \times 10^{-3}$)、最大熱流束が約 $17 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ ($q_i^+ = 2.6 \times 10^{-3}$)、発熱区間長が約 130 d となっている。このため、円管を用いて、1340 ~ 40000 の範囲で入口レイノルズ数を変化させ、特に、上記の設計例での入口レイノルズ数をカバーする 4500 ~ 11000 の入口レイノルズ数の範囲では、入口レイノルズ

数ある値に固定して熱負荷を最大 $q^+ = 7.24 \times 10^{-3}$ まで徐々に増加させた。加熱開始点より 150 d の位置に設けた熱線風速計により測定した乱流変動の有無、もしくは極細熱電対により観察した流れの間欠性の有無から層流化の発生・終了を判断し、そのときの熱流束を調べ、加熱開始点から (7.8 ~ 153) d の間に設けた 12 か所

の静圧孔と、(5.1 ~ 146) d の間に設けた 13 か所の熱電対によって、層流化過程における流れ方向の詳細な摩擦係数分布と熱伝達率分布を測定した。また、1.2.2 に記した k-kL 2 方程式乱流モデルを用いた解析を行い、摩擦係数と熱伝達率に関する実験結果と解析結果を比較検討した。

2. 遷移域の流れの伝熱流動

2.1 実験装置および方法

試験流路管には、内径 19.4 mm、外径 27.2 mm、長さ 5 m の滑らかな内壁を有する垂直円管を用いた。実験では、流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。Fig. 2.1 に試験流路管の概要を示す。流路管の入口から 146 d (流路管の内直径 d の 146 倍の長さ) を表している。) までの距離を非加熱の助走区間とし、その下流 111 d の区間を加熱区間とした。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 7 つの区間に分けて、各区間で流路管壁温度と補償ヒータの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調節した。

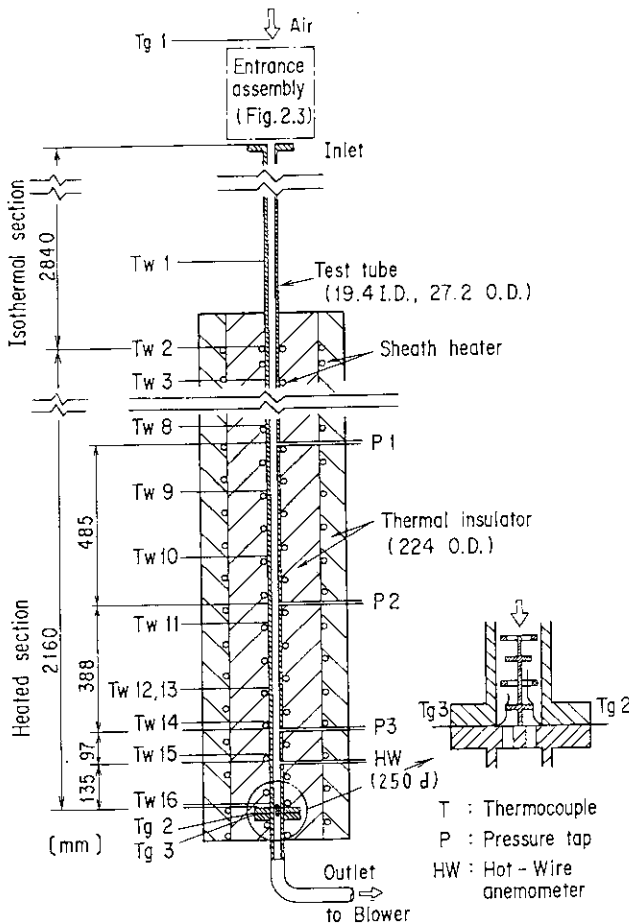


Fig. 2.1 Test section for transition experiment.

入口形状を変えるため、ベルマウス型、ハニカム、スクリーン、トリッピングワイヤー、直円筒などの入口要素を用意した。これらを適当に組み合わせて、例えば、Fig. 2.2 に示す〈1〉～〈6〉のような入口部を試験流路管に接続した。流路管の入口部はフランジ構造であり、流路管を単独で使用すれば、Fig. 2.2 の〈1〉に示すような流入部が鋭い入口形状を有するものとなる。

種々の入口形状に対して、遷移レイノルズ数の上・下限値を測定した後、これらの中から、適当な遷移レイノルズ数が得られる入口部を 4 種類選んだ。この 4 種類の入口部を No. 1～4 と名付けて、Fig. 2.3 に示す。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、できる限り入口かく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ーを入れ、できる限り大きな入口かく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かく乱を与えるために、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、流路管外壁表面に取り付けた熱電対 (JIS 0.25 級) 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 (山田製作所製, Type 5, No. 5053, 測定範囲; $0.27 \sim 3.76 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$) により求めた。圧力損失を測定するために、Fig. 2.1 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 (差圧計 (1); 柴田化学器械工業 (株) 製, ISP-3-5, 測定範囲; $0 \sim 2.0, 9.8, 49 \text{ Pa}$ ($0.2, 1.0, 5.0 \text{ mmAq}$), 差圧計 (2); バリダイン (株) 製, DP 104, 測定範囲; $0 \sim 690 \text{ Pa}$ (70 mmAq)) により測定した。

流量測定で用いた層流型流量計の総合精度は、読み値の $\pm 0.75\%$ である。層流型流量計の差圧を測定した差圧計 (ロズモンド社製, 1151 DP, 測定範囲; $0 \sim 1230 \text{ Pa}$ (125 mmAq)) の総合精度は、フルスケールの $\pm 0.2\%$ である。流量計内での空気温度と圧力は、それぞれクロメル・アルメル熱電対と差圧計 (北辰電気 (株) 製, 測定範囲; $0 \sim 9800 \text{ Pa}$ (1000 mmAq)) および大気圧計を用いて測定した。これら温度と圧力の測定誤差が質量流量の絶対値に及ぼす影響は、層流型流計とロズモンド社製の差圧計の測定誤差に比べれば非常に小さい。以上の測定機器により測定された質量流量を用いて算出したレイノルズ数の測定誤差は、例えば、レイノルズ数が 10^4 の場

Transitional Re	Type	Reynolds number, Re					
		2000	4000	6000	8000	10000	17500, 45000
2100~2800	A-1						
3400~	A-2						
8800~	A-3						
2000~	B-1						
2000~	B-2						
4000~	B-3						
17500~	B-4	Laminar					
45000~	B-5						
2340~	C-1						
2750~	C-2						
3540~	C-3						
1990~2890	1						
2120~8910	2						
1940~2700	No.1						
8970~9760	3						
1960~2760	4						
9010~9600	5						
9120~9670	No.4						
6960~7990	6						
4170~6130	No.3						
3720~4460	No.2						

A : Takeno and Kotani (32)
 B : Wagnanski and Champagne (17)
 C : Nakanishi, Ikeda and Ohji (31)
 1~6 : Author
 No.1~4

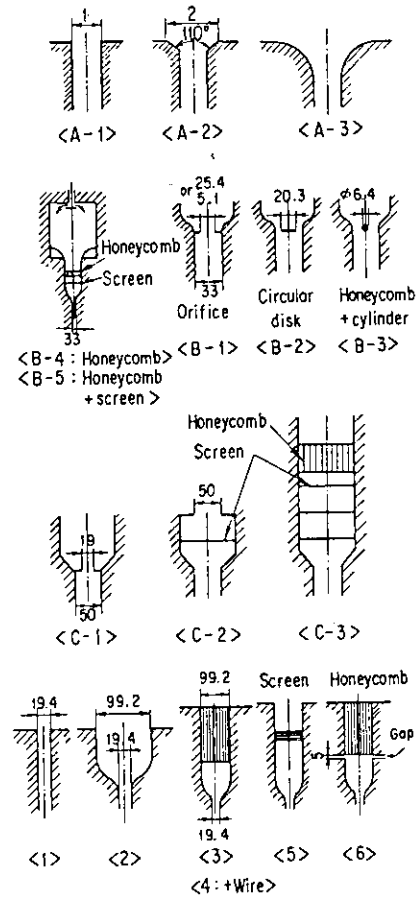


Fig. 2.2 Relation between various entrance configurations and upper- and lower-transitional Reynolds numbers reported by author and reported previously by researchers.

合に±130 (±1.3%), 2000の場合に±80 (±3.7%)以内である。差圧計(1), (2)のそれぞれの測定精度は、フルスケールの±1%および±0.5%以内である。両差圧計は試験前後に校正した。

間欠因子と間欠数を測定するため、流路管入口より250dの位置 (Fig. 2.1の「HW」で示した位置)の管軸上に熱線風速計を挿入した。熱線は、長さ2mmのタンゲステン線である。実験前後に校正用風洞とJISピトー管を用いて熱線風速計を校正した。加熱実験では、2線式の熱線を用い、上流側の熱線を冷線(定電流型熱線)として動作させることにより温度を測定(電気抵抗を測定することによって温度を測定する)、この温度信号を用いて、下流側の熱線(定温度型熱線)からの流速信号を補正した。冷線の電気抵抗-温度の関係は別途校正試験を行い、求めた。Fig. 2.4にこの測定系の系統図を示す。

実験では、まず、等温流について入口形状と遷移レイノルズ数の上・下限値との関係を調べ、次に、No. 1~4の入口形状に対して、間欠因子とレイノルズ数の関係、摩擦係数と間欠因子の関係を調べ、加熱流について、熱伝達率と間欠因子の関係を調べた。Table 2.1に実験条件を示す。入口レイノルズ数の範囲は、等温流では

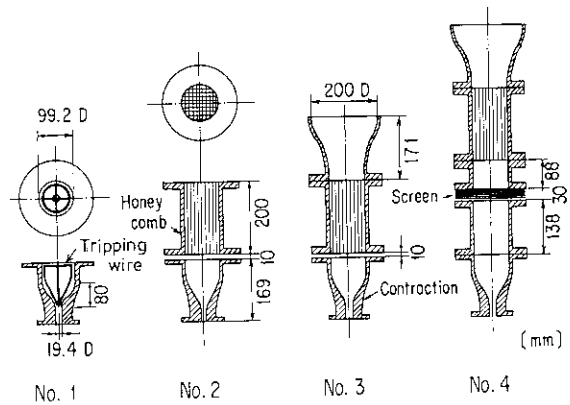


Fig. 2.3 Four entrance assemblies to change transitional Reynolds numbers.

These inlet sections used in heat transfer and friction factor experiments were connected with a circular tube. (See Fig. 2.1)

566~16500, 加熱流では1270~13100とした。入口熱流束パラメータ q_i^- を

$$q_i^+ = q / (Gc_{pi} T_i) \tag{2-1}$$

と定義し、実験では、 $q_i^+ \leq 0.53 \times 10^{-3}$ とした。出口ガス温度は、最高348 K (75°C)であった。

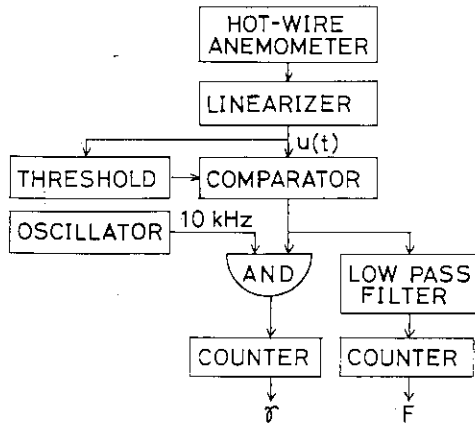


Fig. 2.4 Block diagram of measuring instruments for the intermittency factor γ and the occurrence frequency F of puffs and slugs.

2.2 実験結果と検討

2.2.1 等温流

2.2.1.1 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 Fig. 2.5 に示す。後述する Fig. 2.2 の入口形状〈1〉と、Fig. 2.3 の入口形状 No. 1 の場合は、Wynanski ら¹⁷⁾によって報告されているパフに相当する流速波形が見られる。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。このように、パフでは乱流塊の前面の層流塊との境界が不明確であり、乱流塊の前後の層流塊との境界面が明確なスラッグと容易に区別できる。Fig. 2.2 の〈3〉、〈5〉、〈6〉の入口形状および No. 2 と No. 3 も後者とほぼ同様の流速波形が観察された。

Table 2.1 Experimental conditions for Entrance configurations No. 1~4 in transitional flows.

Entrance configuration No. 1			
		Isothermal flow	Heated flow
Inlet Reynolds number	Re_i	570 ~ 12200	1430 ~ 7180
Inlet gas temperature	T_{g_i}	~26.7°C	~13.3°C
Outlet gas temperature	T_{g_o}		~72.5°C
Inlet heat flux parameter	q_i^+		~0.529 × 10 ⁻³

Entrance configuration No. 2			
		Isothermal flow	Heated flow
Inlet Reynolds number	Re_i	1140 ~ 10900	1440 ~ 9060
Inlet gas temperature	T_{g_i}	~11.3°C	~11.5°C
Outlet gas temperature	T_{g_o}		~65.9°C
Inlet heat flux parameter	q_i^+		~0.520 × 10 ⁻³

Entrance configuration No. 3			
		Isothermal flow	Heated flow
Inlet Reynolds number	Re_i	2210 ~ 14100	1270 ~ 12100
Inlet gas temperature	T_{g_i}	~15.7°C	~21.1°C
Outlet gas temperature	T_{g_o}		~73.2°C
Inlet heat flux parameter	q_i^+		~0.534 × 10 ⁻³

Entrance configuration No. 4			
		Isothermal flow	Heated flow
Inlet Reynolds number	Re_i	3990 ~ 16500	4490 ~ 13100
Inlet gas temperature	T_{g_i}	~10.2°C	~14.5°C
Outlet gas temperature	T_{g_o}		~48.0°C
Inlet heat flux parameter	q_i^+		~0.390 × 10 ⁻³

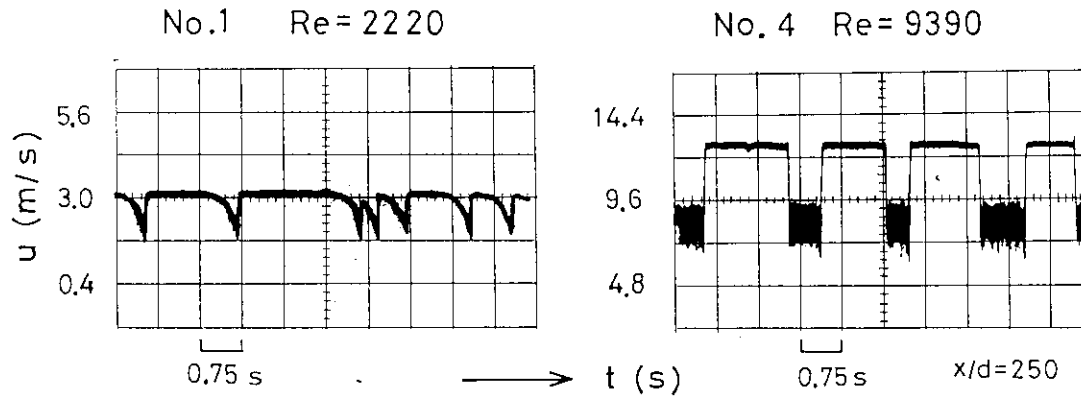


Fig. 2.5 Oscillograms of center velocity fluctuation at $x/d=250$ from the inlet in the isothermal transitional flow: Left-hand side oscillogram shows puff for Entrance configuration No.1 and right-hand side one shows slug for Entrance configuration No.4.

2.2.1.2 間欠因子と間欠数

間欠因子は, Kovasznyai ら⁶⁷⁾に従い,

$$\bar{I} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^{t+T} I(\tau) d\tau \quad (2-2)$$

$$I(\tau) = \begin{cases} 1: \text{乱流} \\ 0: \text{非乱流} \end{cases} \quad (2-3)$$

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 $\langle u_2 \rangle$ として, しきい値を

$$\langle u_{th} \rangle = \langle u_2 \rangle + C_{th}(\langle u_1 \rangle - \langle u_2 \rangle) \quad (2-4)$$

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。

2.2.1.3 遷移レイノルズ数の上・下限値

遷移域の流れにおいて, 間欠因子が1のときのレイノルズ数を遷移レイノルズ数の上限値, 0のときを下限値, 0.5のとき中間値と呼ぶことにする。今までに調べられた遷移レイノルズ数の上・下限値に関する実験結果と今回の実験結果を Fig. 2.2 に示す。Fig. 2.2 の右側には, 各実験で用いられた入口形状を図示した。なお, 本実験では入口から $250d$ の距離における間欠因子によって, 竹野⁶⁸⁾は流路管全長にわたる平均摩擦係数によって, Wagnanski ら⁶⁹⁾は入口から $500d$ の距離における間欠因子によって, 中西⁷⁰⁾は入口から $157d$ の距離における間欠因子によって遷移レイノルズ数の上・下限値を決めた。

〈A-1〉, 〈1〉のような鋭い入口形状の場合には, 遷

移レイノルズ数の上・下限値は, ほぼ $2000 \sim 2800$ となっており, 乱流塊は Wagnanski ら⁶⁹⁾のいうパフであることがわかる。〈A-2〉のような少し滑らかな入口形状では, 遷移レイノルズ数の下限値は, 3400 となっており, さらに滑らかな〈A-3〉では, レイノルズ数が 8800 まで流れは層流である。〈A-3〉と同じように滑らかな〈2〉の場合の遷移域は, 他の入口形状に比べて非常に広がっているが, これは, 縮流比が $26:1$ と〈Bシリーズ〉の $340:1$ に比べてかなり小さいためと考えられる。〈B-4〉, 〈3〉, 〈5〉のようにハニカムもしくはスクリーンを滑らかな入口の上流に設けると, 下限値は約 9000 から 17500 にも及ぶ。〈B-5〉のようにハニカムとスクリーンを併用すると下限値は 45000 に達する。本実験結果では, スクリーンの枚数は上・下限値にほとんど影響しなかった。ハニカムとスクリーンを併用しても, No. 4 の入口形状のように, それらより下流の入口が縮流比の小さい滑らかな入口形状や, 〈C-3〉のように角ばった円錐形の縮流部を持つ入口形状の場合には, 〈B-5〉程下限値が大きくなる。

一方, 〈B-1〉, 〈C-1〉のようなオリフィス板は, 滑らかな入口形状にもかかわらず下限値を大きく減少させている。また, 流路入口に置かれた円板〈B-2〉とトリッピングワイヤー〈B-3〉, No. 1, 入口の上流に設けられた間隙〈6〉のような要素も同じ効果を示す。

以上のような入口要素は, 2種類に分けられる。つまり, 流路管入口より上流の流れに影響を与える要素と, 流路管入口の壁面近傍の流れに影響を与える要素である。前者の要素の内, 遷移を遅らせる要素はハニカムやスクリーンであり, 遷移を早める要素は円板やトリッピングワイヤーである。後者の要素では, 遷移を早める要素はベルマウスのような滑らかな形状を有する要素であり, 遷移を遅らせるのは鋭い流入口やオリフィス板である。これらの要素は, 入口かく乱の大きさとかく乱のエネルギースペクトル分布と入口での流速分布とかく乱の発生の容易さなどを変化させるものと考えられる。

1章で述べた第1の遷移様式を示す自由剪断流では、かく乱のエネルギースペクトル分布が遷移レイノルズ数に影響することが知られている。一方、円管内における遷移流れでは、現時点で、遷移レイノルズ数に与える影響を定量的に評価されたパラメータは入口かく乱の大きさだけであり、かく乱のエネルギースペクトル分布に関する研究はほとんどない。上記の2種類の要素とこれらのパラメータとの関連、各要素もしくは各パラメータの影響の強さなどについて調べることは、今後の課題である。

今回の実験で、遷移レイノルズ数の下限値を3500～8500の間にするのがかなり困難であることがわかった。竹野ら⁶²の実験でも、円錐形の縮流部を設けた場合には下限値が3400であるのに対して、ベルマウスを設けた場合に、一気に8800になっている。また、Fig. 2.2の〈B-5〉のようにベルマウスの滑らかな入口形状の上流にハニカムとスクリーンを設けると、下限値が非常に大きくなるのに対して、Fig. 2.2の〈C-2〉、〈C-3〉のように円錐形の縮流部の上流にハニカムやスクリーンを設けても、遷移レイノルズ数の下限値は高々3540であり、単に円錐形だけの場合の3400という下限値とほとんど変わらない。これらの結果から、ベルマウス以外の角ばった入口形状を有する流路管では、上流にハニカムやスクリーンが設置されていても、レイノルズ数が約3500まで層流であることが十分期待できる。

Fig. 2.6には、遷移域のレイノルズ数の幅と遷移レイノルズ数の下限値 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

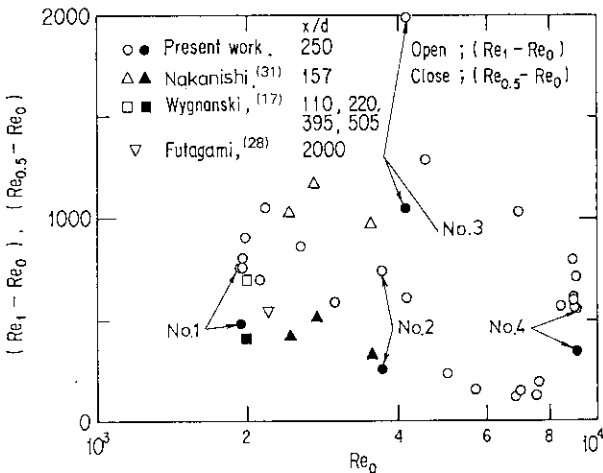


Fig. 2.6 Transition intervals of the Reynolds number for various entrance configurations. The values of $(Re_1 - Re_0)$ ranged widely from about 200 to 1200.

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、 $x = 250d$ 程度まででは、入口形状などの効果の方が大きい。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。

2.2.1.4 間欠因子とレイノルズ数の関係

間欠因子および間欠数とレイノルズ数の関係を Fig. 2.7 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、それぞれ 3720、3970、4460、No. 3 では、4170、5220、6130、No. 4 では、9120、9460、9670 であった。

Fig. 2.7 の実験と破線は、それぞれ式 (1-1) と式 (1-2) より計算した値であり、実験結果と比較的良好一致している。

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 0.5 \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(3 \frac{Re - Re_{0.5}}{Re_{0.5} - Re_0} \right) \right\} \quad (Re < Re_{0.5}) \\ \gamma &= 0.5 \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(3 \frac{Re - Re_{0.5}}{Re_1 - Re_{0.5}} \right) \right\} \quad (Re \geq Re_{0.5}) \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

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

式 (1-1) と式 (1-2) は、遷移レイノルズ数が小さい、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、Fig. 2.7 からわかるように、遷移レイノルズ数が大きい場合に対してもほぼ適用できることがわかった。以上のように、間欠因子は、No. 1～4 のすべての入口形状に対して、遷移レイノルズ数の小さな場合の間欠因子に対する内挿式 (1-1) もしくは (1-2) によってかなり良く表されることがわかる。

Fig. 2.8 に乱流塊の無次元通過時間と間欠因子の関係を示す。Fig. 2.8 には、曲線によって、他の研究者による実験結果を併せて示す。今回の実験結果は、No. 1 入口形状の場合には、Wygnanski⁶³や中西ら⁶⁴のパフの結果と、No. 2-4 の場合には、スラッグに対する彼等の実験結果とほぼ一致している。

2.2.1.5 摩擦係数

次式により摩擦係数を定義した。

$$f = \frac{d}{4} \frac{|\Delta P|}{\Delta x} \frac{2}{\rho \bar{u}^2} \quad (2-5)$$

Fig. 2.9 に、各入口形状における摩擦係数とレイノルズ数の関係を示す。入口形状に関係なく、摩擦係数は、乱流域では、Blasius の式

$$f_t = 0.079 Re^{-0.25} \quad (2-6)$$

層流域では、Shah⁶⁵ の半経験式

$$f^{\#} = \left(\frac{3.44}{\sqrt{x^+}} + \frac{1.25 / (4x^+) + 16 - 3.44 / \sqrt{x^-}}{1 + 2.1 \times 10^{-4} (x^+)^{-2}} \right) Re \quad (1-11)$$

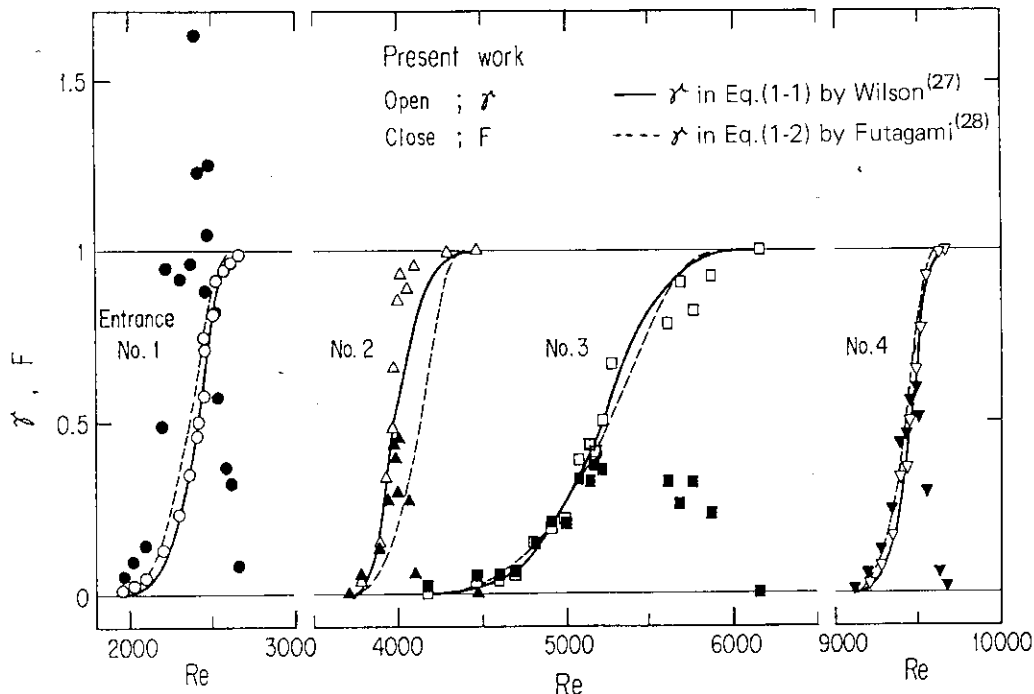


Fig. 2.7 Intermittency factor γ and occurrence frequency F of puffs and slugs of the isothermal and transitional flow for Entrance assemblies No.1~4.

The present experimental results of the intermittency factor (open symbols) agreed fairly well with the solid and broken lines reported by Wilson²⁷⁾ and by Futagami²⁸⁾, respectively.

とほぼ一致している。ただし、上式の $f^\#$ は、入口から距離 x までの圧力損失 ΔP_{0-x} を用いて、

$$f^\# = \frac{d}{4} \frac{|\Delta P_{0-x}|}{x} \frac{2}{\rho u^2} \quad (1-12)$$

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、

$$f_l^\# = \{f^\#(x_2) \frac{x_2}{d} - f^\#(x_1) \frac{x_1}{d}\} \frac{d}{(x_2 - x_1)} \quad (2-7)$$

と補正した値を図示している。

Fig. 2.9 の遷移域における実験と破線は、式 (1-3) の f_l を $f_l^\#$ で置き替えた

$$f = (1-\gamma)f_l^\# + \gamma f_l \quad (2-8)$$

より計算したものである。ここで、間欠因子には式 (1-1) または式 (1-2) の値を用いた。なお、間欠因子の測定位置 ($x/d = 250$) 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。

$$\gamma_{x'/d} = \gamma_{x/d} + F \frac{\rho d^2}{\mu Re} \left(\frac{x'}{d} - \frac{x}{d} \right) \left(\frac{\bar{u}}{u_r} - \frac{\bar{u}}{u_f} \right) \quad (2-9)$$

ここで、 u_f と u_r は、それぞれ乱流塊の下流側、上流側の層流塊との境界面の移動速度であり、Lindgren²⁸⁾ や Wygnanski ら¹⁷⁾ によって測定された値を用いた。間欠

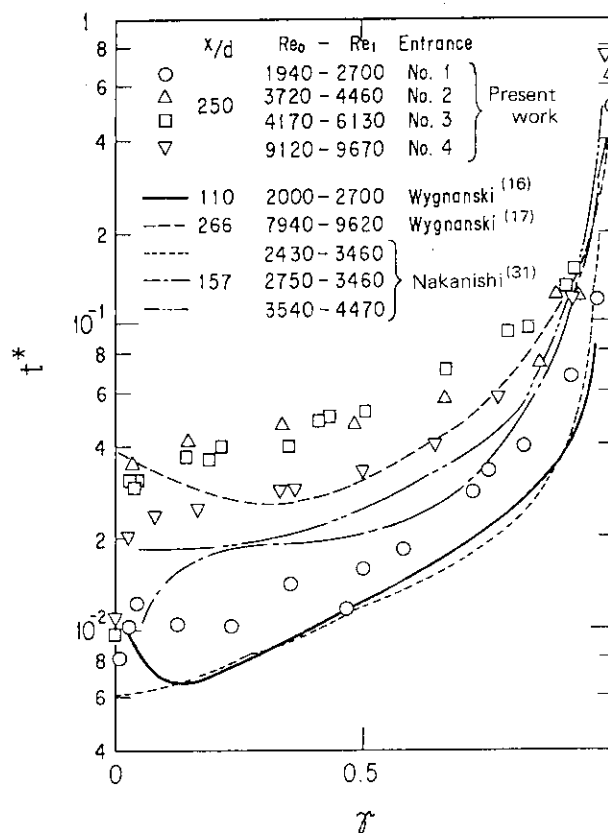


Fig. 2.8 Relation between intermittency factor γ and dimensionless time interval t^* of a puff or a slug passing through a certain dimensionless position signed by x/d .

数については、適当な整理式が提唱されていないので、
Fig. 2.7 の実験値を内挿して用いた。

Fig. 2.9 より式 (2-8) を用いて予測される摩擦係数の値は、今回の実験値とかなり良く一致しているのがわかる。

2.2.2 加熱流

2.2.2.1 間欠流の流速と温度変化

Fig. 2.10 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。図中の左側のオシログラムは、No. 1 入口形状に対して、 $Re_i = 2280$, $q_i^+ = 6.5 \times 10^{-5}$ 、右

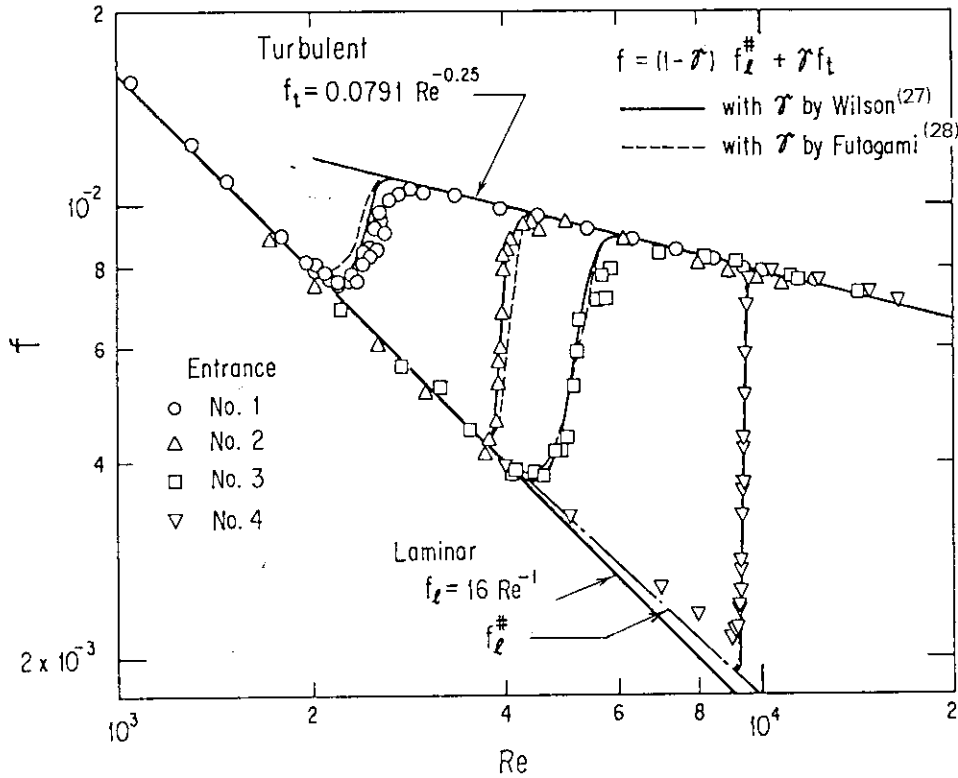


Fig. 2.9 Friction factors of the isothermal and transitional flows for four entrance configurations.

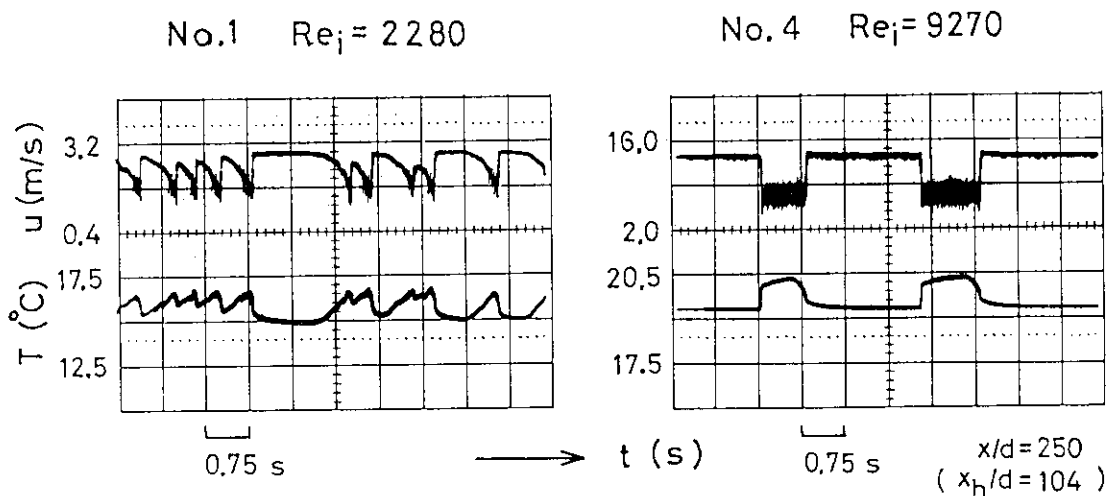


Fig. 2.10 Oscillograms of center velocity and gas temperature measured at $x_h/d = 104$ in the heated transitional flow for Entrance assemblies No.1 and No.2 : Upper signal shows velocity fluctuation and lower signal shows gas temperature fluctuation.

側は、No. 4 に対して、 $Re_i = 9270$ 、 $q_i^- = 3.3 \times 10^{-5}$ である。No. 1 と No. 4 の流速波形は、等温流の場合 (Fig. 2.5) と同様に、それぞれ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。乱流塊では、層流塊に比べて半径方向の熱的混合が良いため、乱流の流体内半径方向の温度分布が層流のそれ (管壁から管軸に向かって減少する) より平坦であり、管軸上で測定した乱流塊の温度は、層流塊のそれより高くなるのである。また、温度のオシログラムには、変動がほとんど見られないが、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依る。No. 1 のパフの速度波形と温度波形は、良く対応しているが、No. 4 のスラッグの温度のオシログラムの乱流塊に相当する部分には、緩やかな温度上昇が見られる。これは、この乱流塊が流れ方向に成長する、つまり、乱流塊の下流部分が層流塊の上流部分を侵略していくため、乱流塊内の半径方向の温度分布の発達に乱流塊の下流側境界から始まることを示している。また、No. 4 の温度のオシログラムの乱流塊の上流部分では、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おり、乱流塊の上流部分も層流塊の下流部分を侵略していることがわかる。このようなスラッグの乱流塊の成長は、Lindgren⁽⁶⁾ による乱流塊の上・下流側境界面の移動速度の測定結果にも見られる。

2.2.2.2 間欠因子

Fig. 2.11 に加熱流の間欠因子とレイノルズ数の関係を示す。Fig. 2.11 には、比較のために、等温流の間欠因子とレイノルズ数の関係も併せて示した。今回の実験のようにガス流を加熱する場合には、物性値が温度と共に変化することによって局所のバルクレイノルズ数は、下流に向かって減少する。間欠因子とバルクレイノルズ数の関係を求めると、Fig. 2.11 に見られるように、等温流の場合とは非常に異なっているが、入口レイノルズ数に対して間欠因子を図示すると、加熱流の間欠因子も等温流のそれに比較的良く一致している。すなわち、今回の実験のような加熱条件では、式 (1-1) もしくは (1-2) において、局所のバルクレイノルズ数の代わりに入口レイノルズ数を与えることによって間欠因子を予測できると言える。

2.2.2.3 熱伝達率

熱伝達率を次式で定義する。

$$h = q / (T_w - T_b) \quad (2-10)$$

熱流束 q は、加熱用ヒーターへの電気入力から、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誤差は、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 を代表直径とするレイレイ数は、15 以下であり、熱伝達率に対する浮力の影響は、ほとんどないと考えられる。

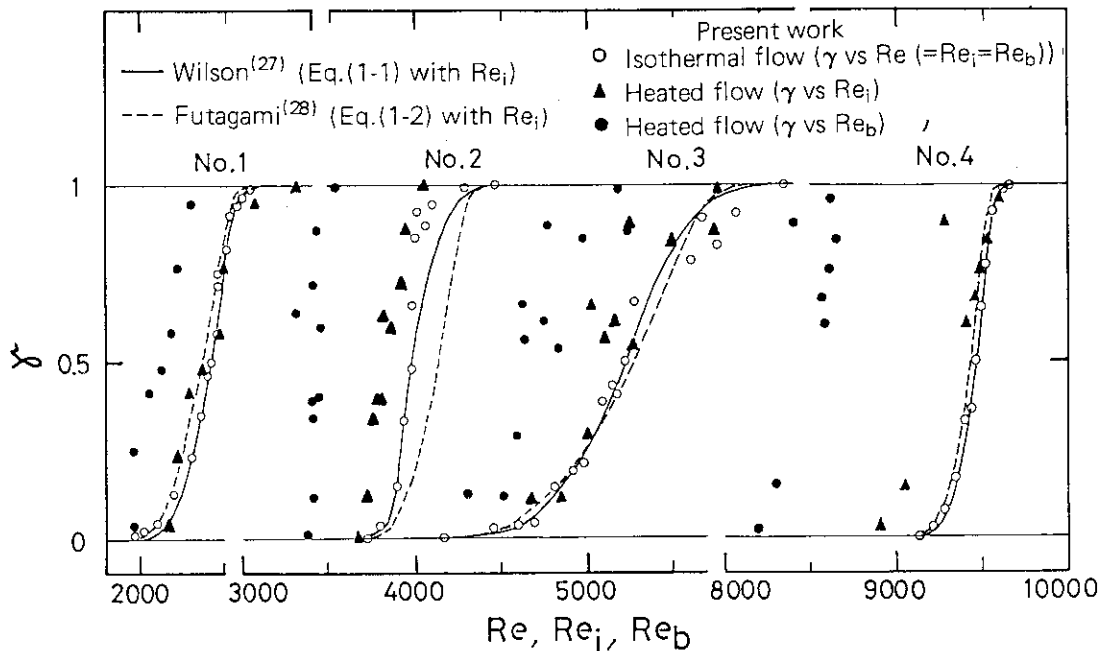


Fig. 2.11 Intermittency factor in the slightly heated transitional flow for four kinds of Entrance configuration No.1~4.

Experimental results of γ versus Re_i agreed with isothermal experimental those, and can be estimated by Eq.(1-1) or Eq.(1-2) with Re_i .

加熱開始点より $x_h/d = 82.5$ の位置における Stanton 数とバルクレイノルズ数の関係を, Fig. 2.12 に示す。入口形状に関係なく, Stanton 数は, 乱流域では, Magee ら⁸³の温度助走区間と物性値変化の影響を補正した $St_t^\#$

$$St_t^\# = 0.021 Re_b^{0.2} Pr_b^{-0.6} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)^{-0.4} \{1 + 0.6 \left(\frac{d}{x}\right)^{-1} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)^{0.4}\} \quad (2-11)$$

に, また, 層流域では, 速度・温度助走区間の影響を補正した $St_\ell^\#$

$$St_\ell^\# = \{4.364 + 8.68(10^3 x^*)^{-0.506} e^{-41x^*}\} Re_b^{-1} Pr_b^{-1} \zeta(x^+) \quad (2-12)$$

に良く一致している。 $\zeta(x^+)$ は, 加熱開始点における速度分布の未発達度を補正する因子である⁸⁴。

遷移域における Stanton 数について, Spriggs⁸⁵ の式(1-3)の摩擦係数を Stanton 数に置き替えた内挿式

$$St = (1-\gamma) St_\ell^\# + \gamma St_t^\# \quad (2-13)$$

から得られる値を実線で, 二神ら⁸⁶の内挿式

$$\frac{St - St_\ell^\#}{St_t^\# - St_\ell^\#} = 1 - \sqrt{1-\gamma} \quad (2-14)$$

から得られる値を破線で Fig. 2.12 に示す。ここで, 式(2-13)と式(2-14)の間欠因子は, それぞれ式(1-1)および式(1-2)において, 前節の検討結果よりレイノルズ数の代わりに入口レイノルズ数を用いた場合の値を, $x_h/d = 82.5$ の位置に補正した間欠因子である。 $Re_0, Re_{0.5}, Re_1$ には, 等温流で得られた実験値を用いた。Fig. 2.12 からわかるように, これらの計算式と実験値は, 式(2-13), (2-14)が遷移レイノルズ数の小さな場合に対する内挿式であるにもかかわらず, 遷移レイノルズ数の上・下限値および中間値さえ知ることができれば, No. 1 から No. 4 のすべての入口形状に対して, 比較的良く一致している。

Wyganski ら⁸⁶⁻⁸⁸に依れば, スラッグでは乱流塊内の壁近傍での速度勾配は, 乱流の速度勾配にはば一致しているが, パフではそれはむしろ層流の速度勾配に近いと報告されている。Fig. 2.9 と Fig. 2.12 に示したように, No. 1 における遷移域から乱流域での摩擦係数と Stanton 数の計算値と実験値との不一致は, パフの乱流塊の壁近傍の流速分布が, 層流塊の流速分布に近いと考えると考えられる。

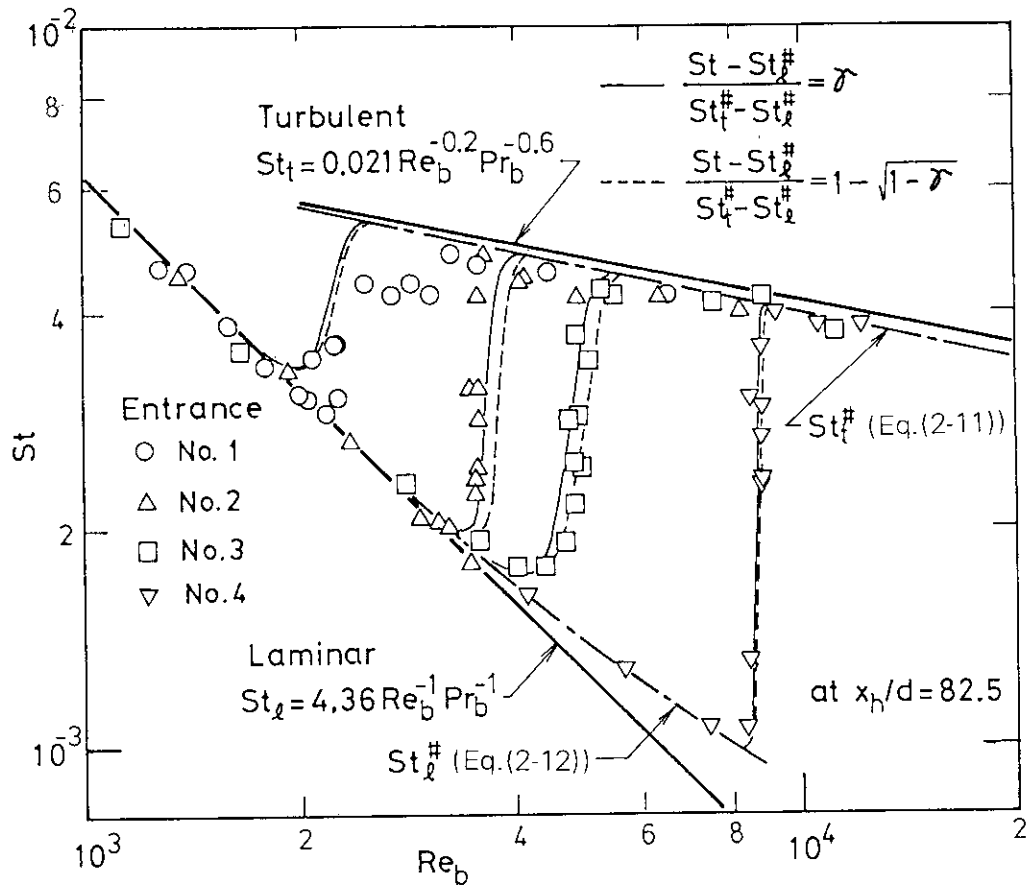


Fig. 2.12 Heat transfer coefficients in the slightly heated transitional flow for four kinds of Entrance configurations No.1~4.

3. 層流および乱流の摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響

3.1 解析

乱流のモデル化は、一般には乱流レイノルズ数が大きい場合の理論に基づいており、分子粘性の効果は無視されている。しかし、粘性の効果は、固体壁の近傍では支配的であるため、壁の存在する系における乱流を扱うには、壁からある程度離れた点での流速や乱流エネルギーを境界条件として与えるのが通例である。しかし、この手法は本章のようにレイノルズ数が低く層流も含んだ流れには適用できず、近似的にせよ粘性の効果を導入する必要がある。河村は、Rotta⁶⁰⁾によるk-kLモデルを粘性効果を含む形に拡張した⁶⁰⁾。

本解析⁶⁰⁾では、河村モデルと同様に、レイノルズ応力 $\overline{\rho u' v'}$ に対して乱流粘性係数 μ_t を導入し

$$-\overline{\rho u' v'} = \mu_t (\partial \bar{u} / \partial r) \quad (3-1)$$

を仮定した。この乱流粘性係数 μ_t を与えるk-kL型2方程式モデルは以下のとおりである。

$$\begin{aligned} \overline{\rho u} \frac{\partial k}{\partial x} + \overline{\rho v} \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) r \frac{\partial k}{\partial r} \right\} \\ + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - c_D \rho \frac{k^{1.5}}{L} - \frac{\mu}{y} \frac{\partial k}{\partial y} \end{aligned} \quad (3-2)$$

$$\begin{aligned} \overline{\rho u} \frac{\partial (kL)}{\partial x} + \overline{\rho v} \frac{\partial (kL)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_L} + \mu \right) r \frac{\partial (kL)}{\partial r} \right\} \\ + c_1 \mu_t L \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - c_2 c_D \rho k^{1.5} - c_3 \mu_t \frac{2L^3}{y^2} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 \\ - c_4 \mu \frac{L}{y} \frac{\partial k}{\partial y} \end{aligned} \quad (3-3)$$

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \rho \sqrt{kL} \quad (3-4)$$

境界条件は、管壁 ($r=d/2$) で $k=L=0$ 、管中心 ($r=0$) で $\partial k / \partial r = \partial (kL) / \partial r = 0$ である。以上の式に現れる各定数の値は、乱流レイノルズ数 Rt を $Rt = \sqrt{kL} / \nu$ として、

$$\left. \begin{aligned} c_D &= 0.15, \\ c_1 &= 1.3 [1 - 0.55 e^{-(Rt/8.35)^4}], \\ c_2 &= 0.7 [1 + 0.570 e^{-(Rt/3)^2}], \\ c_3 &= 3.1, \\ c_4 &= 6, \\ c_\mu &= 0.6, \\ f_\mu &= 1 - 0.7 e^{-(Rt/20)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_k &= 1, \\ \sigma_L &= 1.5, \end{aligned} \right\}$$

と与えた。

これらの定数値は、等方性乱流や平衡せん断流についての理論的考察を基礎として、文献⁴⁸⁾で、主として円管内加熱ガス流の熱伝達率に関する実験値を再現できるように選ばれたものである。これらの定数値を用いて計算した場合には、後で示すように、等温乱流の低レイノルズ数領域で若干摩擦係数がBlasiusの摩擦係数より低めの値を示す。これを修正しようとする、熱伝達率や遷移レイノルズ数や後述する層流化開始時の熱流束値など別の計算結果が実験値と一致しなくなる。すべての実験値を正確に予測できる一組の定数値が存在するはずであるが、なんら理論的あるいは実験的な裏付なしに定数値を変えても意味がない。そこで、本論文では、一組の定数値でなるべく多くの流れの伝熱流動特性を予測できることが望ましいという観点から、式(3-5)の定数値を用いて、本論文で扱う物性値が変化する非保存的な流れの伝熱流動特性をどの程度予測できるかを調べる。特に、過去に十分なデータがなかった層流化流れの伝熱流動に関する実験結果(本章と4章に記す)と解析結果を比較し、モデルと式(3-5)の定数値の有用性を検証する。

物性値変化が激しい流れに対しては、連続の式、運動方程式、エネルギー式などに現れる粘性係数や密度などの変動を考慮しなければならない。物性値や流速の変動の絶対値がそれらの平均値よりも十分小さく、かつ境界層近似にとどまる限り、連続の式、運動方程式、エネルギー式は、それぞれ次のように書けることがわかっている⁶⁰⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho u}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho v}) = 0 \quad (3-6)$$

$$\overline{\rho u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{\rho v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ (\mu_t + \mu) r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right\} \quad (3-7)$$

$$c_\mu \overline{\rho u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + c_T \overline{\rho v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ (\lambda_t + \lambda) r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right\} \quad (3-8)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \overline{\rho u' v'} &= -\mu_t (\partial \bar{u} / \partial r) \\ c_\mu \overline{\rho v' T'} &= -\lambda_t (\partial \bar{T} / \partial r) \end{aligned} \right\} \quad (3-9)$$

であり、今回の数値計算では、粘性係数、熱伝導率、定

圧比熱の変動は無視した。

上述の取り扱いと同様にして、乱流エネルギーの式(3-2)は、

$$\begin{aligned} \overline{\rho u \frac{\partial k}{\partial x}} + \overline{\rho v \frac{\partial k}{\partial r}} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) r \frac{\partial k}{\partial r} \right\} \\ + \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \overline{\rho \epsilon} \end{aligned} \quad (3-10)$$

となる。以上の方法に従えば、密度や流速や温度が変動する場合に対しても、新たな項を付加することなく、等温流の場合と同じ取り扱いが可能である。乱流変数 kL に対する方程式(3-3)については、現時点では厳密な取り扱いが不可能である。

数値計算にあたっては、 k に関する式(3-10)と kL に関する式(3-3)を、連続の式(3-6)、運動方程式(3-7)、エネルギー式(3-8)と連立させて差分法によって解いた。エネルギー式においては、乱流プラントル数は0.9で一定とした。物性値変化のない流れについては、上記のモデルが妥当な結果を与えることが確認されている⁴⁹⁾。加熱によるヘリウムガスの物性値変化を考慮するため、各メッシュ点ごとに物性値を求め、繰り返し計算を行った。

加熱開始点 ($x=0$) では、温度分布は断面内で一様 ($T=T_i$)、流速分布は完全に発達しているとし、流れ方向には後退差分による放物形、半径方向には楕円形の解法を用いた。半径方向のメッシュ分割は不均一とし、粘性底層内に2~3個のメッシュ点が入るよう留意した。

3.2 実験装置および方法

Fig. 3.1 に試験流路管の概略図を示す。流路管は、内径4 mm、肉厚1 mm、全長740 mmの内面が滑らかなステンレス鋼製の垂直円管である。入口部から29.3 dの区間を速度助走区間とし、その下流 (**Fig. 3.1** では上部) 158 d までの区間を加熱区間とした。加熱は交流の定電圧電源を用いて、直接通電により行った。流路管の周囲に金メッキしたガラス円筒を二重に置き、さらに全体を真空容器内に格納し、自然対流と熱放射による流路管からの熱損失を極力減少させるようにした。流路管を強制循環ヘリウムガスループに接続し、循環機から送り出される圧力約0.4 MPa以下のヘリウムガスを、試験部入口の液体窒素冷却器によって冷却し、流路管の下方より上方に流した。

摩擦係数を求めるために、流路管の12か所(入口からの位置; 7.8 d, 12.8 d, 17.7 d, 32.7 d, 47.7 d, 62.7 d, 77.5 d, 92.6 d, 107.6 d, 122.7 d, 137.7 d, 152.8 dの位置)に静圧孔を設け、測定範囲の異なる3台の差圧計(測定可能な最大差圧; 196 Pa (20 mmAq), 1370 Pa (140 mmAq), 2450 Pa (250 mmAq))を用いて、隣り合う2か所の静圧孔間の差圧を測定した。入口部の最初の

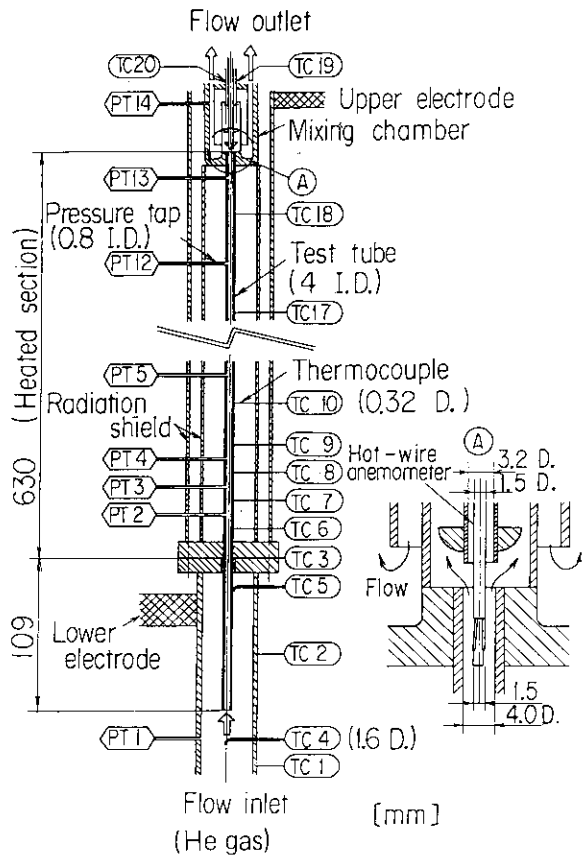


Fig. 3.1 Test tube for friction factor and heat transfer experiments.

2区間における静圧孔の間隔は約5 d、残り区間では約15 dである。上記の静圧孔の位置は、電気抵抗を測定することによって求めたものである。差圧計の測定精度は、フルケースに対して、測定範囲が2450 Paの差圧計では±0.2%、1370 Paでは±0.5%、196 Paでは±1%以内である。

加熱区間の壁温は、流路管外壁の13か所(入口からの位置; 5.1 d~146 dの位置)に取り付けた外径0.32 mmのクロメル・アルメル熱電対で測定した。静圧導管と熱電対線を電位タップとして用い、これらにより測定した各区間の電位差と流路管を流れる電流とから各区間の電力を求めた。2章で述べた測定方式と同様にして、層流型流量計、差圧計、圧力計、大気圧計、熱電対を用いて質量流量を求めた。なお、本実験で用いた層流型流量計の差圧-体積流量の変換定数はヘリウムガスを用いて行った校正実験結果より定めた。

流れの状態を調べるために、**Fig. 3.1**に示したように、加熱開始点から155 dの位置の管軸上に熱線風速計を挿入して、乱流変動の有無を観察し、層流化の終了を調べた。熱線風速計の受感部は直径4 μmであり、円管の管軸上に位置する。この受感部の長さは1 mmであり、流路管内径に比べて無視できる長さではないので、

局所的な流速を測定するには適当ではない。また、加熱されたガス流には当然乱流温度変動があるが、この測定では、定温度型で作動させたときの熱線風速計の信号に温度補償を施していないため、加熱されたガス流の流速を正確に測定することはできない。しかしながら、応答速度は十分に速いので、乱流変動の有無を確認するには十分である。2章で用いたのと同じ方法で間欠因子と間欠数を求めた。これらの値によって、本実験で用いた円管管路における等温流での遷移レイノルズ数の上・下限値を得た。

実験では⁸⁾、レイノルズ数が1200～19300の範囲の等温流での摩擦係数、加熱流での層流と乱流の摩擦係数、入口レイノルズ数が4000, 6000, 85000, 10000における層流化終了時の流れ(強加熱流)の摩擦係数を測定した。実験条件をTable 3.1に示す。等温流の実験では、流路管を加熱することなく常温のガスを用いて、流量をパラメータとして各静圧孔間の差圧を測定した。差圧を精度よく測定するために、流量が低くて低差圧の場合には、圧力を減少させて差圧を大きくした。加熱実験では、ある流量で加熱量を変えて差圧を測定し、この一連の実験を流量を変えて行った。強加熱実験では、式(3-11)に示す入口平均熱流束パラメータを大きくするため、また材料による制約から流路管出口での温度を下げるために、流路管入口温度を常温以下に下げた。加熱実験では、自然対流による流路管からの熱損失を極力減少させるために真空容器内を約0.13 Pa (10^{-3} Torr) 以下に保持した。

流路管の電気抵抗は温度とともに増加するため、本実験のような直接通電による加熱方式では、流路管の下流ほど発熱量が多くなり、熱流束の流れ方向分布は一様とはならない。流路管入口および出口部の局所熱流束と全長にわたる平均値との差は、強加熱時では約±10%であった。

入口平均熱流束パラメータ \bar{q}_i^+ は、

$$\bar{q}_i^+ = \bar{q} / (Gc_p T_i) \quad (3-11)$$

と定義する。ここで、 \bar{q} は熱流束の軸方向平均値である。

3.3 実験および解析結果と検討

3.3.1 等温流の遷移域

等温流の遷移域を調べるために、常温ガスを流して熱線風速計を定温度型で作動させて流速を測定し、間欠因子と間欠数を求めた。

Fig. 3.2(a)に、レイノルズ数がそれぞれ2900, 2960, 3030のときの熱線風速計による速度信号のオシログラムを示す。オシログラムには、流速が速くて速度変動がほとんどない部分と、流速が遅くて速度変動がある部分が交互に観察される。前者が層流塊に、後者が乱流塊に対応する。これらのオシログラムから、等温流の遷移域では流れが間欠的になっているのが良くわかる。また、

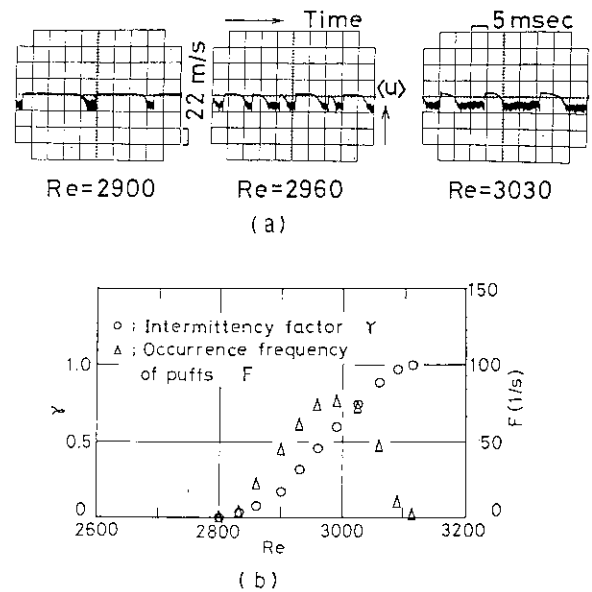


Fig. 3.2 Isothermal flow in the transitional region.

- (a) Velocity change on the center axis measured by the hot wire anemometer at the outlet ($x_e/d=182$, $x_h/d=155$).
- (b) Intermittency factor and occurrence frequency: Transitional Reynolds numbers ranged from 2800 to 3140 in the present test tube.

Table 3.1 Experimental conditions in friction factor experiment

Fluid		Helium gas
Reynolds number for isothermal flow	Re	$1.20 \times 10^3 \sim 1.93 \times 10^4$
Inlet Reynolds number for heated flow	Re_i	$1.34 \times 10^3 \sim 2.50 \times 10^4$
Inlet average heat flux parameter	\bar{q}_i^+	$\leq 7.68 \times 10^{-3}$
Ratio of wall temperature to bulk gas temperature	T_w/T_b	≤ 2.97
Inlet gas temperature	T_i	105~299K
Inlet gas pressure	P_i	0.128~0.402 MPa
Pressure in vacuum jacket	P_v	≤ 0.13 Pa (10^{-3} Torr)

これらの流速波形が Wygnanski ら¹⁰⁾の言うパフとスラッグの中間的特徴を備えていることがわかる。

あるレイノルズ数以上の遷移域における流れでは間欠因子は流れ方向に大きくなること、およびレイノルズ数の増加に伴って間欠因子の流れ方向の勾配が急になることが知られている¹⁰⁾。今回の実験では、レイノルズ数が2800以下のとき流れは、流路出口の熱線風速計の位置で層流であるので、全流域にわたって層流と考えられる。レイノルズ数が3140のときの流れは、熱線風速計の位置では乱流であるが、この位置より上流では非乱流となっている所が残っている可能性がある。全流域にわたって乱流となるのはレイノルズ数が3140よりも少し大きな値のときであろう。今回の実験では、熱線風速計の位置において流れの間欠性を判断し、Fig. 3.2(b)からわかるように、遷移レイノルズ数の上限値(乱流域と遷移域の境界におけるレイノルズ数: $\gamma=1$)と下限値(層流域と遷移域の境界におけるレイノルズ数: $\gamma=0$)は、それぞれ3140と2800であった。

3.3.2 摩擦係数

実験における摩擦係数 f は次式より求めた。

$$f = \frac{d}{4} \frac{2\bar{\rho}_b}{G^2} \{ (P_i - P_j) + G^2 \left(\frac{1}{\rho_{b,i}} - \frac{1}{\rho_{b,j}} \right) \} \quad (3-12)$$

本式は、式(1-18)の f_{app} に対応する。ここで、添字 i, j はそれぞれ静圧孔 i, j の位置を示し、添字 b は物性値をバルクガス温度で評価したことを示す。 $\bar{\rho}_b$ は $\rho_{b,i}$ と $\rho_{b,j}$ との平均値である。式(3-12)によって求められる f を静圧孔 i と j の中間点における値とした。ヘリウムガスの物性値は文献⁶³⁾より求めた。なお、解析でもこの物性値を用いた。

バルクガス温度は、流路管からの熱放射と管壁の流れ方向の熱伝導による損失を考慮して、ガス流への熱バランスから計算により求めた。出口バルクガス温度と入口バルク温度の差の計算値と測定値は、3%以内の誤差で一致した。流路管の静圧導管と熱電対からの熱伝導による熱損失や、流路管の流れ方向の熱膨張および収縮による静圧孔と熱電対の位置のずれなどが摩擦係数に及ぼす影響は、ほとんど無視できるものであった。

3.3.3 等温流の摩擦係数

Fig. 3.3 に流路管入口より $142d$ の位置の発達した等温流の摩擦係数を示す。これらの摩擦係数は、層流域では、発達した層流の式、

$$f_l = 16Re^{-1} \quad (3-13)$$

と、乱流域では、発達した乱流における Blasius の式、

$$f_t = 0.0791Re^{-0.25} \quad (3-14)$$

と、10%以内の誤差で一致した。また、等温流に対する

今回の解析結果は、層流域では式(3-13)と良く一致したが、乱流域では低レイノルズ数領域で式(3-14)の値より約15%低く、高レイノルズ数領域ではほぼ良く一致した。レイノルズ数が2800から3140までの遷移域における摩擦係数の実験値も、このレイノルズ数の範囲内で層流値と乱流値の中間の値を示した。

速度助走区間における摩擦係数を発達した層流の摩擦係数で除した値を Fig. 3.4 に示す。横軸は、速度助走区間における層流の摩擦係数を整理する際に一般的に用いられる無次元流れ方向距離(流路管入口からの距離) x_0^+ を示している。実線は Shah³⁶⁾ による半経験式であり、破線は解析値である。小さな x_0^+ での摩擦係数のばらつきは、入口部の差圧測定区間が短いため、差圧測定時の誤差が大きくなることによる。解析値は、本実験値とほぼ良く一致している。なお、 $f_{l,iso,\infty}$ は発達した等温流の摩擦係数であり、実験または解析におけるそれぞれの値を用いた。以後の $f_{l,iso,\infty}$ の採り方も同様である。

Fig. 3.5 に発達した乱流の摩擦係数で測定した摩擦係数を除した値の流れ方向分布を示す。速度助走区間における乱流の摩擦係数を整理する際には一般に層流の場

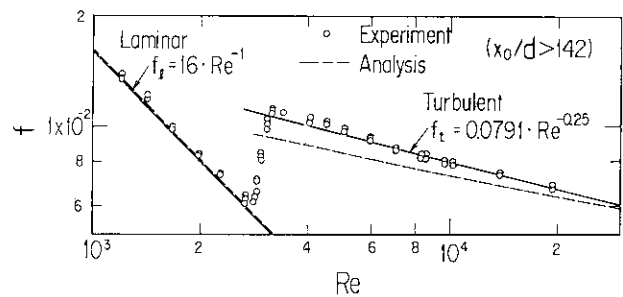


Fig. 3.3 Experimental and analytical results of friction factors in the developed isothermal flows.

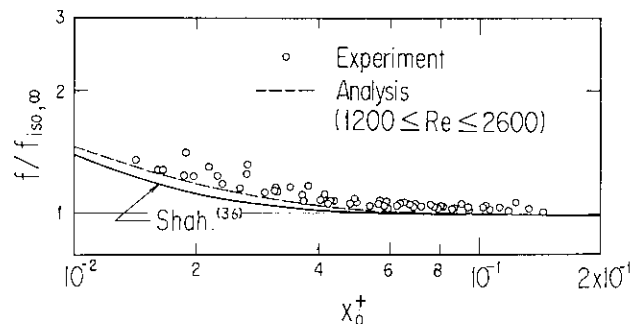


Fig. 3.4 Experimental and analytical results of laminar friction factor in the isothermal flow. ($f_{l,iso,\infty}$ represents the laminar friction factor in the hydrodynamically developed isothermal flow.)

合の x_0^+ では整理されていないので、横軸は、流路管入口からの距離を円管の内直径で無次元化した値 x_0/d とした。上流における実験値のばらつきは、層流の場合と同様に微差圧測定時の誤差によるものである。乱流の速度助走区間長は、レイノルズ数とともに増加し、 $Re = 2 \times 10^4$ 付近で高々 $20d$ の区間であると報告されている^{64,65}。したがって、本実験における最も上流の測定位置である $37.5d$ の位置では、流れは既に発達していると考えられる。実験値は上流の二点を除いて $f_{iso,\infty}$ に 10% 以内の誤差で一致した。解析結果においても、 $30d$ の位置より下流では実験値と良く一致した。

3.3.4 加熱流の摩擦係数

3.3.4.1 層流

加熱層流の摩擦係数と T_w/T_b の関係を Fig. 3.6 に示す。図の縦軸は、加熱層流の摩擦係数を等温流の摩擦係数 $f_{iso,\infty}$ で除した値を示している。実験値は、 $n_\ell = 1.4$ の直線に比較的良く一致している。Fig. 3.6 の点線と破線は、それぞれ本解析による式 (1-17) の f_{cal} と式 (1-18) の f_{app} である。数値計算においては、 Re_i は 2000、 q_i^+ は 0.02 と 0.05 とした。Worsoe-Schmidt ら³⁷ は、 f_{cal} に対して $T_w/T_b < 1.5$ で $n_\ell = 1.0$ 、 $T_w/T_b \geq 1.5$ で $n_\ell = 1.1$ という解析結果を得ているが、今回の解析結果もこれと同様の傾向を示している。また、 f_{app} に対する n_ℓ は、 T_w/T_b が大きくなるに連れ、約 1.1 から約 1.3 まで変化しており、1.2 から 1.4 の間で変化すると Bankston ら⁶⁴ の解析結果も、本解析結果と良く一致している。なお、本解析における f_{app} と f_{cal} には熱流束が大きくなると同じ T_w/T_b の値に対して f_{app} と f_{cal} はより大きな値を示しており、熱流束の影響が見られる。

以上のように、 f_{app} に対する物性値変化の影響に関する今回の解析結果と実験結果は良く一致しており、過去の解析結果と実験結果の相違は、摩擦係数の導出方法の違いによるものであることを確認した。また今回の実験および解析結果並びに過去の研究を総合すると、層流の摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響について、 f_{app} に対しては、

$$f_{app} = f_{iso,\infty} (T_w/T_b)^{1.4} \quad (3-15)$$

f_{cal} に対しては、

$$f_{cal} = f_{iso,\infty} (T_w/T_b)^n \quad (3-16)$$

$$n = 1.05 + 0.05 \tanh [30(T_w/T_b - 1.4)] \quad (3-17)$$

なる式によって今回得られた結果が良く表される。

3.3.4.2 乱流

発達した等温乱流の摩擦係数で加熱乱流の摩擦係数を除した値と T_w/T_b の関係を Fig. 3.7 に示す。図中の左向きの矢印は、入口からの流れ方向を示している。破線は解析による f_{app} であり、それぞれの実験に対応する加熱条件を与えた。実験値は、 $Re_i = 25100$ の場合、 $n_t = 0$

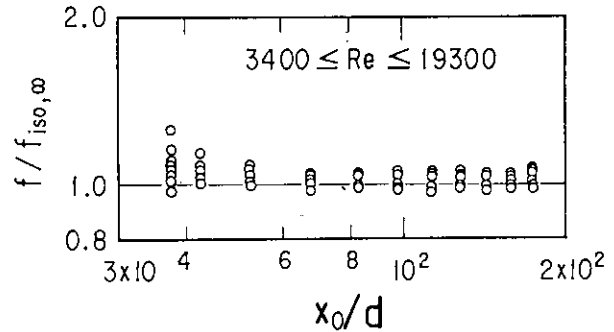


Fig. 3.5 Axial distribution of turbulent friction factors in the isothermal flow. ($f_{iso,\infty}$ represents the turbulent friction factor in the hydrodynamically developed and isothermal flow.)

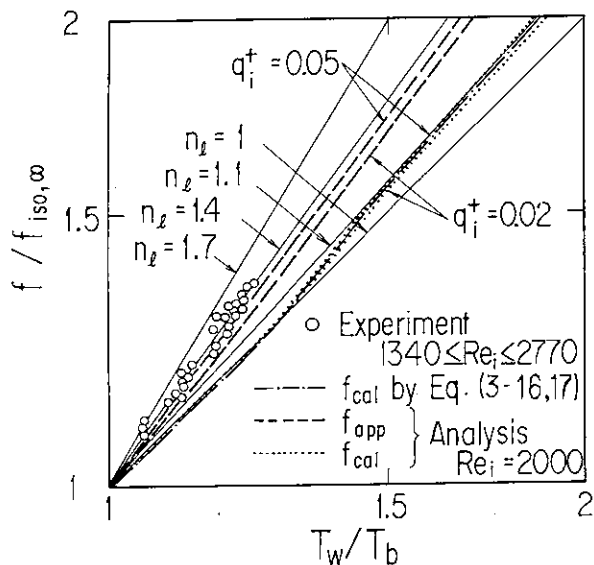


Fig. 3.6 Effects of thermal property change on laminar friction factor in the heated flow. Analytical results for f_{app} derived from eq. (1-18) agree with experimental results. These present friction factors f_{app} are calculated by the empirical eq. (3-15).

～0.2 という従来の実験結果の範囲に入っているが、 $Re_i = 6080$ と $Re_i = 9910$ の場合には、下流でも $f_{iso,\infty}$ より 10～20% 大きな値を示しており、解析値も実験値と同一の傾向を示している。

物性値変化の影響を明確に調べるためには、 T_w/T_b の値が大きい実験を行う必要があるが、 Re_i が低い領域においては、加熱を少し強くすると流れが層流化してしまうので、乱流を維持したまま加熱を強めることはできない。例えば、 T_w/T_b が 1.5 という比較的小さな値においては、 $n_t = 0.1$ と $n_t = -0.1$ に対する $f/f_{iso,\infty}$ の値は、それぞれ 1.041 と 0.96 であって、その差は 8% しかなく、実験での測定誤差と同程度である。このため低 Re_i においては、実験結果から n_t の値を正確に決めることはかなり困難である。低 Re_i 領域における過去の実験も非常に少なく、既存のわずかな実験結果も n_t が正から

負の領域にかけてばらついている。

この領域における今回の解析結果は、 n_t がわずかに正となる結果を示したが、今後精度の良い実験データによって検証される必要がある。しかし上述のように、元来この領域では、 T_w/T_b は大きな値とはならず、 $f/f_{iso,\infty}$ は 1 に近い範囲にとどまるため、実用上は $n_t=0$ としても差し支えない。

前述のように、実験では熱流束分布は一様ではない。過去の解析では一様な熱流束分布が仮定されているので、比較のために一様な熱流束分布の計算例を Fig. 3.7 の(d)として示した。熱流束分布以外の計算条件は(c)と同一である。このように、入口付近の比較的小さな熱流束

分布の差異もかなり大きな影響を持つことがわかる。

高 Re_i 領域で行われた他の研究者による解析と本解析を比較するために、この領域での加熱乱流の摩擦係数を等温乱流の摩擦係数で除した値と T_w/T_b の関係を Fig. 3.8 に示す。図中の実線と破線は、それぞれ本解析における f_{app} と f_{cal} の流れ方向分布である。いずれも $Re_i = 5 \times 10^4$ であり、10 d の位置より下流の値を示している。

実線(a)と(b)からわかるように、 $f_{app}/f_{iso,\infty}$ は n_t が一定の直線上にはないが、大体 $n_t = -0.1 \sim -0.25$ の間に入っている。 $q_i^+ = 3 \times 10^{-3}$ のとき、本解析の f_{app} は、Fig. 3.8 に一点鎖線で示した Mc Eligot ら⁽⁸⁾の解析結果

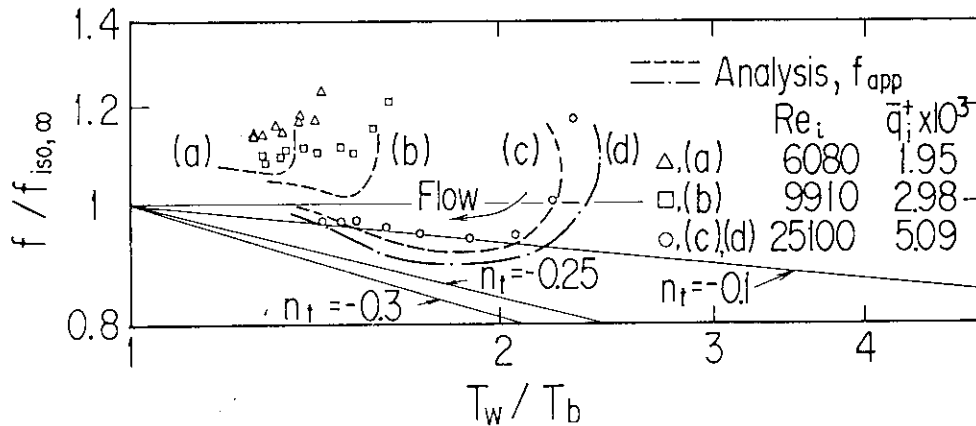


Fig. 3.7 Effect of thermal property change on turbulent friction factor in the heated flow.

The broken lines (a), (b) and (c) were calculated under the ununiform heat flux in the present experiment, and the dash one dotted line (d) was calculated under the uniform heat flux. Friction factor for turbulent flow is influenced by not only thermal property change but also heat flux distribution, axial length and so forth.

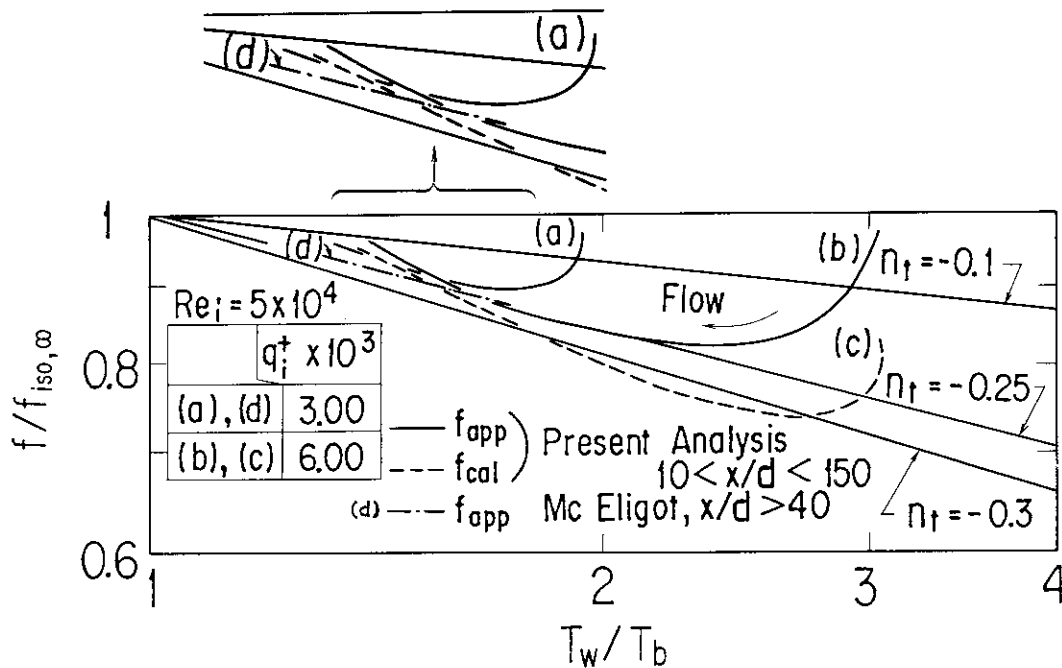


Fig. 3.8 Analytical results of turbulent friction factors; f_{app} and f_{cal} in the heated flow with high Reynolds number to compare with other result.

n_t in $f_{app}/f_{iso,\infty}$ (see line (b)) is greater than that in $f_{cal}/f_{iso,\infty}$ (see line (c)) and n_t in $f_{app}/f_{iso,\infty}$ for $x/d \geq 50$ is about -0.25 but not constant in the present analysis.

よりわずかに大きく、他の研究者による実験結果 $n_t = -0.1 \sim -0.2$ に近い。 $q_1^+ = 6 \times 10^{-3}$ での f_{cal} は、 $n_t = -0.3$ となる Deissler ら⁹⁹の解析による f_{cal} とほぼ一致している。

以上のように、本解析結果から、特に T_w/T_b が約 1.5 以上の大きな値では、乱流における物性値変化の補正項のべき数 n_t には入口レイノルズ数、加熱量、熱流束分布、流れ方向位置などの影響が顕著に見られ、 n_t が定数とはならないことがわかった。従来の解析結果と実験結果の相違は、入口レイノルズ数、加熱量、熱流束分布などの影響を受け一定値とはならない n_t に対して、解析と実験で入口レイノルズ数、加熱量、熱流束分布などを正確に合わせなかったからである。 T_w/T_b が約 1.5 以下では、これまでの研究者によって求められた n_t のばらつきもそれほど大きくないので、例えば、 $n_t = -0.1$ を採ったとしても、その $\pm 10\%$ の範囲にほとんどの結果が入ってしまう。したがって、 T_w/T_b が 1.5 程度より小さい領域では $n_t = 0$ として実用上十分である。また、 T_w/T_b が 1.5 程度より大きい領域では $n_t = -0.1 \sim -0.25$ の範囲で変化する。

Fig. 3.6 に示した加熱層流では、 f_{app} と f_{cal} に対する n_t の値に、それぞれ 1.4 と 1.0 ~ 1.1 というはっきりした差があったが、 Fig. 3.8 に示した加熱乱流では、 f_{app} と f_{cal} を表した実線と破線を比較するとそれほど大きな差はない。これは、乱流の流速分布が比較的平坦であるため、加速項を平均流速で評価する式 (1-18) の取り扱いが比較的良く成立し、摩擦係数の導出方法の違いが層流におけるほど顕著に現れないためである。

3.3.5 層流化終了時の摩擦係数

層流化過程での流れについては 4 章で詳述するが、ここでは層流化過程における流れについて、流れの間欠性を熱線風速計を用いて観察したオシログラムの代表例を Fig. 3.9 に示す。(A)は層流化開始時、つまり、間欠的な流れが現われ始めたときの流れ、(B)は層流化している流れ、(C)は層流化終了時、つまり乱流変動がほとんど消滅

したときの流れに対するものである。各オシログラムの下段の信号は、乱流変動の有無を見やすくするために、上段の信号にハイパスフィルターをかけたものである。(A)と(B)のオシログラムには乱流変動のない部分がかっきりと見え、(C)では乱流に典型的な変動がほとんど消滅しているのがわかる。

Fig. 3.10 は、本実験における最高熱負荷を与えて層流化が終了した時の流れの摩擦係数を、温度比に対して図示したものである。図中の破線は本解析による f_{app} であり、各実験条件を入力として与えた。 Fig. 3.10 から、層流化し終えた流れの下流における摩擦係数については、層流を加熱した場合の摩擦係数と同様に、 $n_t = 1.4$ とした実験式 (1-15) を適用できることがわかる。

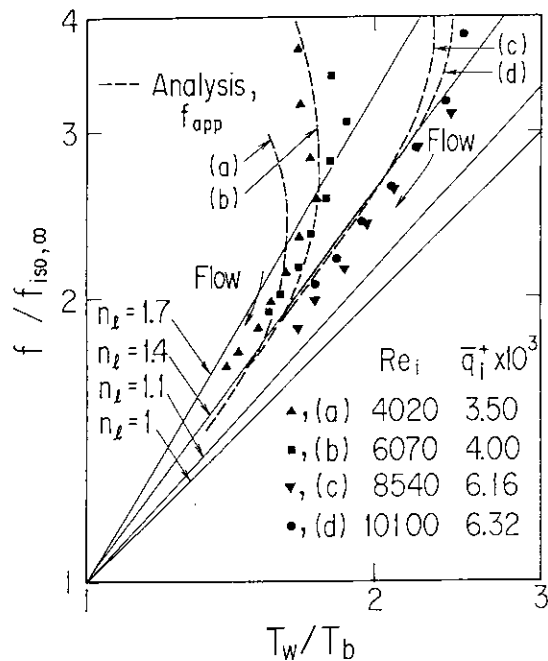


Fig. 3.10 Experimental and analytical results of friction factors for laminarized flow with maximum heat input.

It is found that the downstream friction factors for laminarized flow is evaluated by eq.(3-15) as well as the friction factor for heated laminar flow.

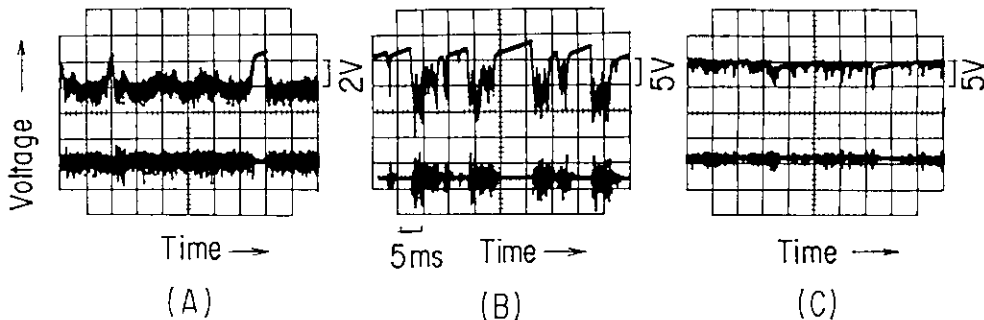


Fig. 3.9 Typical oscilloscope traces of hot-wire anemometer on the center axis during laminarization : (A); Onset of laminarization, (B); Laminarizing, (C); Termination of laminarization (Lower signal is passed through a high-pass filter to examine easily the existence of turbulent fluctuation.)

4. 高熱負荷を受けた乱流における熱伝達劣化時の伝熱流動

4.1 解析

この章で用いた解析モデルは、3章で用いたモデルと同じである。数値計算においては、一連の定数群の値は、3章の式(3-5)と同じ値を用い、これらの定数値の有用性を検証する。本章の数値計算⁶⁾では、加熱区間を9等分して熱流束分布を与え、この熱流束分布は、実験から得られた分布を用いた。4章2節で後述するように、実験では、管軸方向に熱流束が一様ではないが、軸方向平均熱流束からのずれは10%以内であった。しかしながら、数値計算で一様な熱流束分布を与えた場合には、層流化している流れの流れ方向熱伝達率の変化を的確に予測することができなかった。特に、流路管の加熱開始位置近傍((0-30)dの区間)の熱流束分布が層流化の発生に大きく影響している。以後、数値計算の熱流束条件は、軸方向平均熱流束によって表すこととする。

4.2 実験装置および方法

3章2節に記した実験装置と同じ実験装置を用いたので、ここではその概略を述べる。流路管は、Fig. 3.1に示したように、内面が滑らかな内径4 mm、肉厚1 mmのステンレス鋼製の円管を垂直に保持したもので、109 mm (27.3 dの区間)の非加熱の速度助走区間と630 mm (158 dの区間)の加熱区間から成る。

クロメル・アルメル熱電対を用いて、流路管入口ガス温度(TC 4)と出口混合室内の出口ガス温度(TC 19, 20)を測定した。さらに、流路管の加熱部外壁の13か所(5.1, 10.4, 15.1, 20.1, 27.4, 39.2, 58.6, 70.2, 86.3, 99.4, 116.6, 128.7, 146.2 dの位置)に、外径0.32 mmのクロメル・アルメル熱電対(TC 6~18)をスポット溶接し、これらを用いて流路管壁温度を測定した。これらの熱電対の取り付け位置については、隣り合う2本の熱電対線を用いて、流路管の電気抵抗を測定し、その電気抵抗値から2本の熱電対間の距離を求めた。

摩擦係数の軸方向分布は、軸方向12か所に設けた静圧孔(Fig. 3.1参照)によって測定した11区間の差圧より求めた。

流れの状態を観察するため、Fig. 3.1に示したように、加熱開始点から600 mm (150 dの位置)の所に、試験部上部より熱線風速計、もしくはクロメル・アルメル極細熱電対を挿入した。差圧を測定するときには、この位置を155 dとした。Fig. 4.1に熱線風速計と極細熱電

対の詳細を示す。熱線風速計の受感部は直径4 μm であり、円管の管軸上に位置する。この受感部の長さは1 mmであり、流路管内径に比べて無視できる長さではないので、局所的な流速を測定するには適当ではない。また、加熱されたガス流には当然乱流温度変動があるが、この測定では、定温度型で作動させたときの熱線風速計の信号に温度補償を施していないため、加熱されたガス流の流速を正確に測定することはできない。しかしながら、応答速度は十分に速いので、単に乱流変動の有無を確認するには十分である。

極細熱電対では、クロメルとアルメルの接点が円管の管軸上にくるようにした。この接点の直径は7.62 μm とかなり細いが、その時定数から考えて予想される乱流温度変動を測定するのは困難である。そこで、今回の実験では、極細熱電対の信号に1 kHzのローパスフィルターをかけて高周波成分を除いた。

実験条件をTable 4.1に示す。実験にあたっては、流量と入口温度を固定し、少しずつ段階的に加熱を強め、熱線風速計もしくは極細熱電対を用いて流れの状態を観察しながら、定常状態の局所熱伝達率と摩擦係数の流れ方向分布を調べた⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

今回の実験では直接通電による加熱であるため、強加熱時には熱流束が、特に出入口部で一様にならない。出入口部のそれぞれの電位タップを用いて測定した区間電位差から求めた局所熱流束と、印加電力から求めた全長

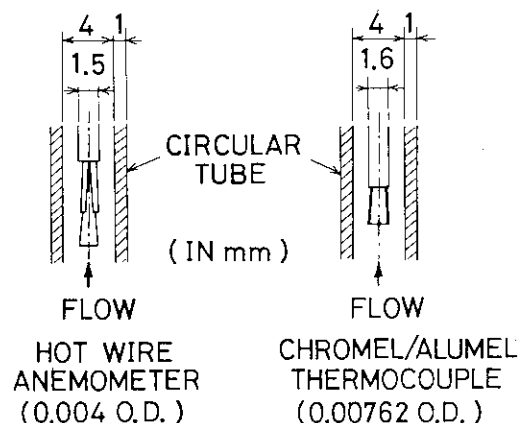


Fig. 4.1 Hot wire anemometer to measure velocity fluctuation and miniaturized thermocouple to measure gas temperature change. The sensor diameters of the hot wire anemometer and the thermocouple are 4 μm and 7.62 μm , respectively. The axial location of the sensor is $x_w/d=155$.

Table 4.1 Experimental conditions in laminarization experiment.

Fluid		Helium gas
Inlet Reynolds Number	Re_i	1340~40000
Inlet average heat flux parameter	$\overline{q''_i}$	$\sim 7.20 \times 10^{-3}$
Ratio of wall to bulk temperature	T_w/T_b	1~3.36
Inlet gas temperature	T_i	98.0~300 K
Inlet gas pressure	P_i	0.145~0.425 MPa

にわたる平均熱流束との差は10%以内であった。加熱の強さを表すパラメータとして、3章で用いた式(3-11)で表されるような平均熱流束を無次元化した入口平均熱流束パラメータを用いた。

4.3 実験および解析結果と検討

4.3.1 等温流実験

等温流の遷移域を調べるために、常温のガスを流して熱線風速計を定温度型で作動させて流速を測定した。2章で用いたのと同じ方法で間欠因子と間欠数を求めた。その結果、3章3節で調べたように、熱線風速計の位置において、遷移レイノルズ数の上・下限値は、それぞれ3140と2800であった。

4.3.2 摩擦係数と局所熱伝達率

摩擦係数 f は3章の式(3-12)から計算した。局所熱伝達率は次式から計算した。

$$h = q / (T_w - T_b) \quad (4-1)$$

熱流束は、隣り合う電位タップ間の印加電力から熱放射と軸方向熱伝導による得失分を考慮して求めた。壁温には円管外面で測定された値を用い、バルクガス温度には熱バランスから計算された値を用いた。この計算から得られた出口ガス温度は、出口ガス温度の測定値と3%以内の誤差で一致した。

また、流路管の加熱部に設けた静圧導管と熱電対からの熱伝導による損失や、流路管の半径方向の熱伝導による内外壁温の差、および、流路管の軸方向の熱膨張もしくは収縮による静圧孔と熱電対の位置のずれなどが摩擦係数と局所熱伝達率に及ぼす影響は、ほとんど無視できる。マッハ数は0.22以下($\phi = T_{aw}/T_b < 1.015$)であり、 $|Gr/Re_i^2|$ は 4.6×10^{-3} 以下であるので、式(3-12)、式(4-1)から求めた摩擦係数と局所熱伝達率は、気体の圧縮性や浮力の影響をほとんど受けていない。なお、データ整理に用いたヘリウムガスの物性値については、文献(63)を参照した。

4.3.3 弱加熱実験

4.3.3.1 摩擦係数

Fig. 4.2に発達した弱加熱流の層流域と乱流域の摩擦係数を示す。この図の摩擦係数は、 T_w/T_b が1.38以下で、加熱開始点から142dの位置における値である。3章の結果から、乱流域の摩擦係数は物性値変化の影響をほとんど受けずとしてそのままの摩擦係数の値を、層流域の摩擦係数には物性値変化の影響を補正するために、摩擦係数に $(T_w/T_b)^{-1.4}$ をかけた修正摩擦係数の値をFig. 4.2に示した。これらの修正摩擦係数は、層流域では理論式(3-13)に、乱流域ではBlasiusの式(3-14)に良く一致している。

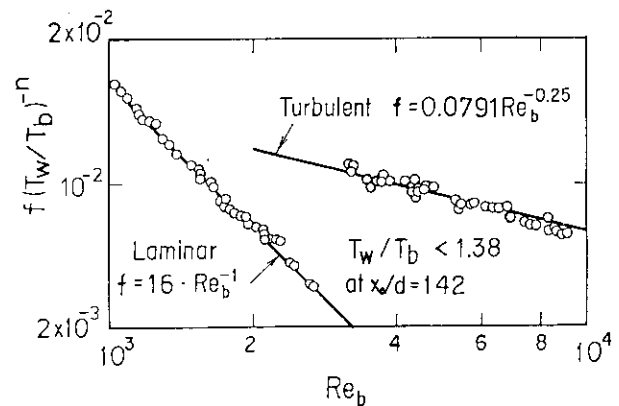


Fig. 4.2 Friction factors for moderately heated laminar and turbulent flows ($n=1.4$ for laminar flow, $n=0$ for turbulent flow).

4.3.3.2 熱伝達率

弱加熱時の熱伝達の実験結果をFig. 4.3に示す。この図は、壁温とバルクガス温度の比 T_w/T_b をパラメータとして、加熱開始点から99.4dの位置におけるバルクレイノルズ数と熱伝達率の無次元数であるスタントン数の関係を示している。乱流域における十分発達した円管内ガス流のスタントン数は、通常次式で表される。

$$St_t = 0.021 Re_b^{-0.2} Pr_b^{-0.6} \quad (4-2)$$

しかし、加熱を強める(T_w/T_b が増加する)と、スタントン数は上式の値より低下する。その原因は、一般にガスの物性値変化の影響によるものと説明されており、

Fig. 4.3には、各 T_w/T_b の値に対して物性値変化の影響の補正項 $(T_w/T_b)^{-0.5}$ を St_i に掛けた値も破線と一点鎖線と点線で示した。これら直線と実験結果は良く一致しているのがわかる。

Fig. 4.3 からわかるように、加熱が弱いとき ($T_w/T_b = 1.05$) の遷移域は、等温流の場合とほぼ同じであるが、加熱が少し強くなると、流れが乱流から層流に遷移するレイノルズ数は不明確となり、また、遷移域から層流になるレイノルズ数は小さくなっている。ガスの温度が高くなると、粘性係数は大きくなるため、加熱されたガスのバルクレイノルズ数は、流れ方向に減少することになる。このため、加熱開始点で乱流であった流れも、下流ではバルクレイノルズ数が等温流の遷移レイノルズ数にまで下がることになる。しかし、加熱の程度があまり強くなければ、上流の乱流の性質がそのまま残り、下流でのバルクレイノルズ数が等温流では層流であるレイノルズ数の値まで減少しても、スタントン数は層流値まで減少せず、結果として層流に遷移するレイノルズ数が小さくなったものと考えられる。

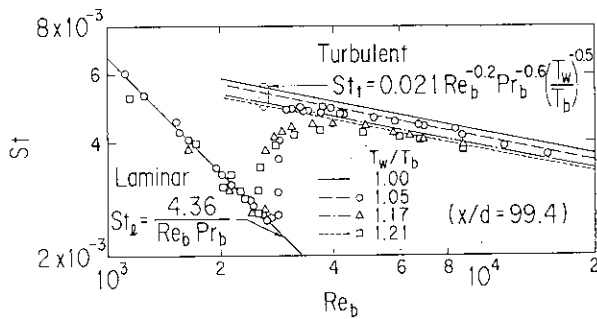


Fig. 4.3 Heat transfer results in laminar, transitional and turbulent flows with low heating rate.

本実験における層流のスタントン数は、十分発達した層流のスタントン数を与える次式

$$St_i = 4.36 / Re_b Pr_b \quad (4-3)$$

と良く一致しており、乱流の場合とは異なり T_w/T_b の影響を受けていない。

4.3.4 強加熱実験

入口レイノルズ数を $Re_i = 10^4$ に固定し、熱流束を $\bar{q}_i = 2.98 \times 10^{-3}$ から 6.32×10^{-3} まで段階的に増加させたときの修正摩擦係数 ($= f / (T_w/T_b)^{1.4}$) と局所スタントン数を、それぞれ Fig. 4.4 の(A)と(B)に一例として示す。一連の同一記号は、ある熱流束で行った1回の実験における修正摩擦係数もしくは局所スタントン数の流れ方向の変化を表している。加熱によってバルクレイノルズ数は下流に向かって減少し、図中の矢印は流れ方向を示している。

Fig. 4.5 の(a), (b), (d), (e)の実験条件における熱線風速計と極細熱電対の信号の各オシログラムを示す。本実験装置では、熱線風速計と極細熱電対を同時に流路管内に挿入することはできないので、同じ実験条件でもう一度実験し、それぞれの信号のオシログラムを得た。実験の再現性は非常に良好であった。Fig. 4.5における熱線風速計の各オシログラムの上段の信号は、熱線風速計を定温度型で作動させて求めた信号であり、下段は、流れの中の乱流変動の有無を明確にするために、上段の信号に1kHzのハイパスフィルターをかけた信号である。本章の2節で述べたように、熱線風速計の信号に温度補償を施していないため、各オシログラムの縦軸の熱線風速計の出力から速度を知ることにはできないが、乱流変動の有無は明確にわかる。Fig. 4.5の極細熱電対の信号のレ

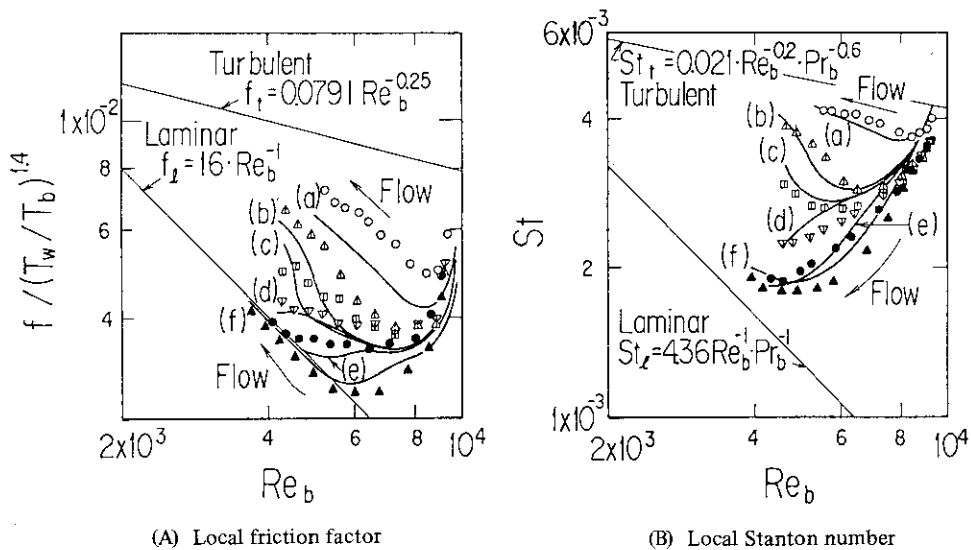


Fig. 4.4 Axial variation of friction factor and Stanton number for laminarizing flows in various high heat load: $\bar{q}_i \times 10^3$: (a)=2.98, (b)=4.64, (c)=4.80, (d)=4.84, (e)=5.82, (f)=6.32 (b): onset of laminarization, (e): termination of laminarization), solid lines show the present analytical results.

ベル変化量から温度変化量がわかる。

Fig. 4.4 の(a)における $\bar{q}_i^+ = 2.98 \times 10^{-3}$ の熱流束では、修正摩擦係数と局所スタントン数の値からも、また、**Fig. 4.5** の(a)の熱線風速計のオシログラムからも、流れは明らかに乱流の特性を示しているのがわかる。(b)の $\bar{q}_i^+ = 4.64 \times 10^{-3}$ では、局所スタントン数は T_w/T_b の値が最大となる位置を過ぎて減少し続けるが、下流で再び乱流の値まで回復している。修正摩擦係数も同じ傾向を示している。このとき、**Fig. 4.5** の(b)の熱線風速計のオシログラムに見られるような突起状の信号が何分かに1回程度、不規則に観察され始めた。このオシログラムの突起状の部分には明らかに乱流変動が消滅しており、等温流の遷移域で見られた間欠的な流れの信号に非常に良く似ている。もし、この突起状の部分に等温の間欠流の層流塊に対応するものであれば、その断面内での熱的な混合が少ないため、管軸上のガス温度は、乱流塊に相当する部分に比べて、あまり上昇しないまま下流の出口に達すると考えられる。**Fig. 4.5** の(b)の極細熱電対の信号に見られる下向きの突起状の温度降下は、正にこのことを示している。

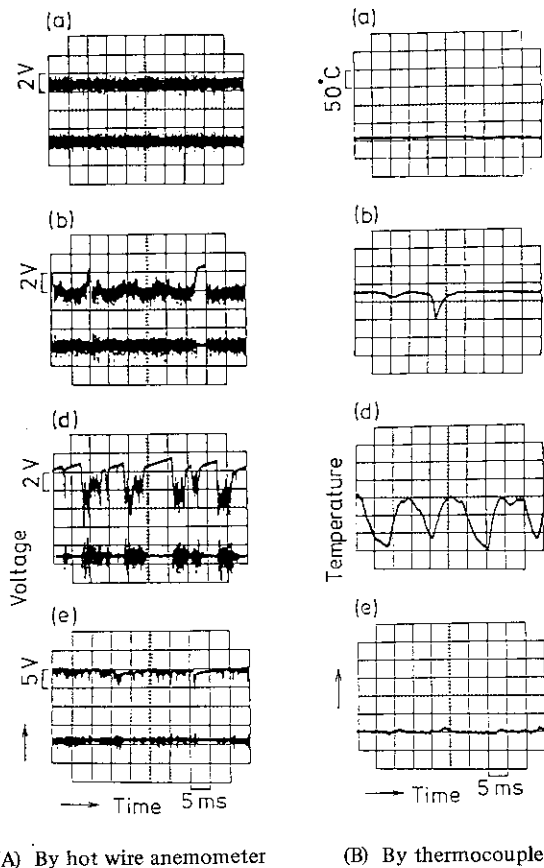


Fig. 4.5 Oscilloscope traces of velocity fluctuation and gas temperature change in laminarization process: (a)-(e) designate heat load conditions same as those shown in **Fig. 4.4**. (Lower signal of velocity fluctuation is passed through high pass filter.)

Fig. 4.4 の(c)の $\bar{q}_i^+ = 4.80 \times 10^{-3}$ では、修正摩擦係数と局所スタントン数は、(b)の熱流束の場合と同様に一度層流の値に向かって減少しているが、(b)の場合とは異なって、下流では乱流の値まで回復しきれずに、乱流の値と層流の値との中間の値にとどまっている。オシログラムでは、層流塊に対応する信号がかなり頻りに現れるようになった。このとき、下流の壁温に0.01 Hz程度のゆっくりとした不規則なゆらぎが観察された。これは、下流で層流塊と乱流塊の占める割合が時間的に変動して不安定な状態にあるためと考えられる。

さらに熱流束を増加させて $\bar{q}_i^+ = 4.84 \times 10^{-3}$ になると、**Fig. 4.4** の(d)のように、修正摩擦係数も局所スタントン数も層流の値に向かって流れ方向に減少する一方となり、**Fig. 4.5** の(d)の層流塊に対応する信号は、連続的に1秒当たり約80にもなっている。このとき、修正摩擦係数とスタントン数の流れ方向分布を表す曲線の曲率は、他の熱流束条件の場合と比べて逆になっている。

$\bar{q}_i^+ < 4.84 \times 10^{-3}$ の熱流束値では、乱流エネルギーは、乱流のレベルを保っているか、もしくは緩やかに減少したのち下流で乱流のレベルに復帰しており、 $\bar{q}_i^+ > 4.84 \times 10^{-3}$ の熱流束では乱流エネルギーは下流に向かって指数的に減少する。両者の乱流エネルギーの流れ方向分布の曲率は共に凹である。しかしながら、熱流束値 $\bar{q}_i^+ = 4.84 \times 10^{-3}$ では、乱流エネルギーは少し減少した後に復帰することなく流れ方向のある点付近から下流に向かって急激に減少し、乱流エネルギーの流れ方向分布の曲率が逆に凸となる。上記の修正摩擦係数とスタントン数の流れ方向分布を表す曲線の曲率の違いは、このような乱流エネルギーの流れ方向分布を表す曲線の曲率の違いに対応している。

(e)の $\bar{q}_i^+ = 5.82 \times 10^{-3}$ 以上に熱流束を増加させた場合の熱伝達特性は、 $Re_i = 10000$ における本実験での最高熱流束の(f)の場合と大きく変わらない。これは、 $\bar{q}_i^+ = 5.82 \times 10^{-3}$ 以上では、ほとんどの加熱区間を層流塊によって占められるようになったためと考えられる。

Fig. 4.5 の(e)の層流塊に対応する熱線風速計の信号部に小さな変動が見られる。**Fig. 4.6** は、**Fig. 4.5** の(a)と(e)の場合の上段の信号の時間軸を50倍に拡大したものである。(a)の場合には典型的な乱流変動であるが、(e)の場合の小さな変動はそれとは明らかに異なっている。この小さな変動が何に起因するかは今回の実験で明らかにできなかったが、乱流変動よりは周期も遅く、乱流塊と層流塊が交互に現れる間欠流の波形に似ている。また、加熱をこれ以上に強めたり、さらに下流で乱流変動を観察した場合、この変動がどのようなものになるのか明らかではない。なお、(e)の $\bar{q}_i^+ = 5.82 \times 10^{-3}$ の熱流束の場合、150 dの位置でのパルクレイノルズ数は約3800であり、等温流では乱流に相当する値である。

Fig. 4.4 の修正摩擦係数と局所スタントン数の図には、各実験条件に対応する解析結果を実線で示した。こ

の図から、解析結果は、実験結果を良く表しているのがわかる。特に、修正摩擦係数や局所スタントン数が層流値に向かって一旦減少した後、下流で乱流値に回復するか、それとも層流値に向かって減少する一方となるかの境界近傍の熱流束値に対して、解析結果は、実験結果を非常に良く予測している。このことから、本解析で用いたモデルおよび式(3-5)で示した一連の定数値は、層流化する流れも含めて物性値が変化するような流れに対しても有効であることが分かった。

Fig. 4.5の熱線風速計と極細熱電対の一連のオシログラムによれば、熱流束が増加すると、間欠的な流れの乱流塊に対応する信号が段々消滅していくのがわかる。特に極細熱電対による温度信号でこの過程が良くわかる。

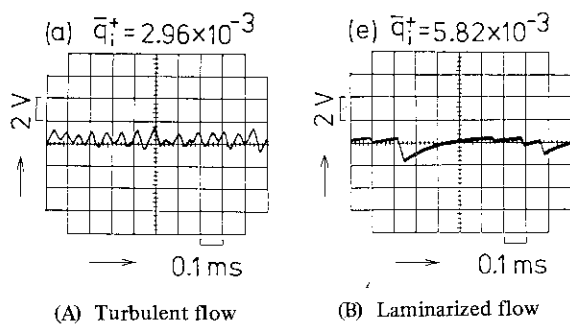


Fig. 4.6 Comparison of oscilloscope traces between turbulent flow and laminarized flow. (Inlet Reynolds number is 10^4 . (a) and (e) designate heat load conditions same as those shown in Figs. 4.4 and 4.5.)

The time scale of the oscilloscope traces (a) and (e) is expanded in this figure to show that the fluctuation of laminarized flow is different from the turbulent fluctuation.

熱線風速計と極細熱電対による両方の信号は、以上の一連の層流化現象を矛盾無く示している。

Fig. 4.7に、入口レイノルズ数を6000, 8500, 10000に固定し、各入口レイノルズ数で熱流束を段階的に増加させた場合の摩擦係数の流れ方向の分布を示す。図中の矢印は流れ方向を示している。(a)が乱流、(b)が流れが間欠的になり始めたときの流れ、(c), (d)が層流化している流れ、(e)が乱流塊がほとんど観察されなくなった流れ、(f)が各入口レイノルズ数における本実験での最高熱流束を与えたときの流れであることを示している。図中の実線は、対応する実験条件を与えた場合の解析結果である。これらの解析結果は、全体に実験結果とほぼ一致している。摩擦係数の値は、流れが層流化しても局所スタントン数ほど大きく変化していないのがFig. 4.7からわかる。もちろん、修正摩擦係数の形に表せば、層流化過程における摩擦係数の振舞は、局所スタントン数とはほぼ同様であるのは、既にFig. 4.4で見たとおりである。

以上の結果から、今回用いた解析モデルは、局所スタントン数だけではなく摩擦係数も良く予測することができ、また、局所スタントン数が乱流値まで回復するか、層流値に向かって減少する一方となるかの境界付近の熱流束条件においても、実験結果を良く予測していることが明らかとなった。

4.3.5 層流化の開始と終了の条件

前節で述べたように、加熱を強めると、等温流の遷移レイノルズ数の上限値より大きなバルクレイノルズ数でも、流れは間欠性を示し始め、やがて乱流に特徴的な変動をほとんど失ってしまう。そこで、本研究では、加熱

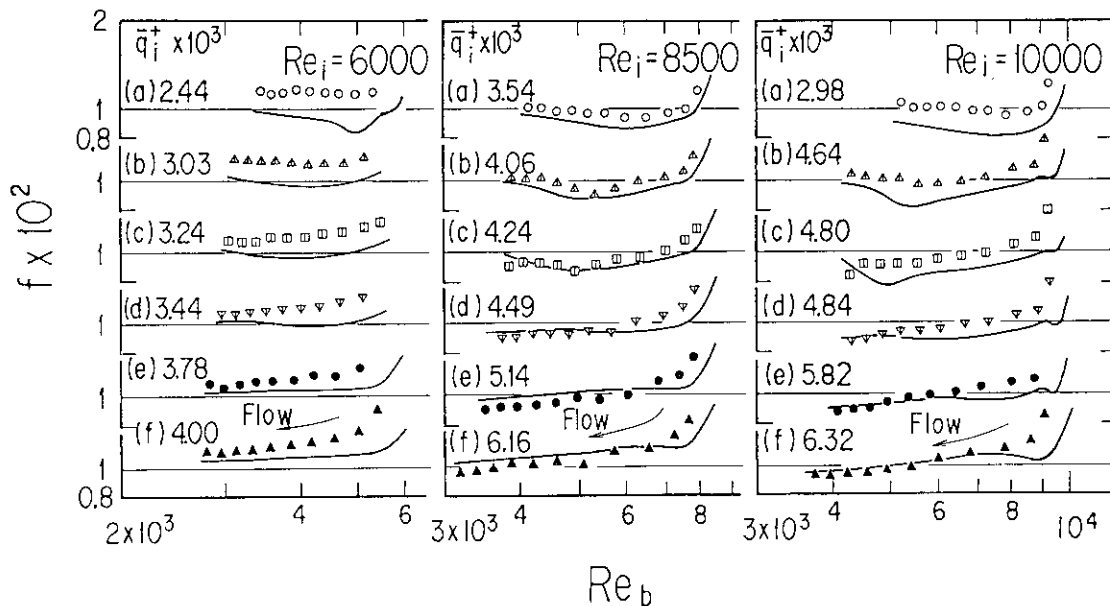


Fig. 4.7 Axial variation of friction factor during laminarization at three inlet Reynolds numbers. (a): turbulent flow. (b)~(d): laminarizing flow, (e)(f): laminarized flow. Solid lines show the present analytical results which agree fairly well with the present experimental those.

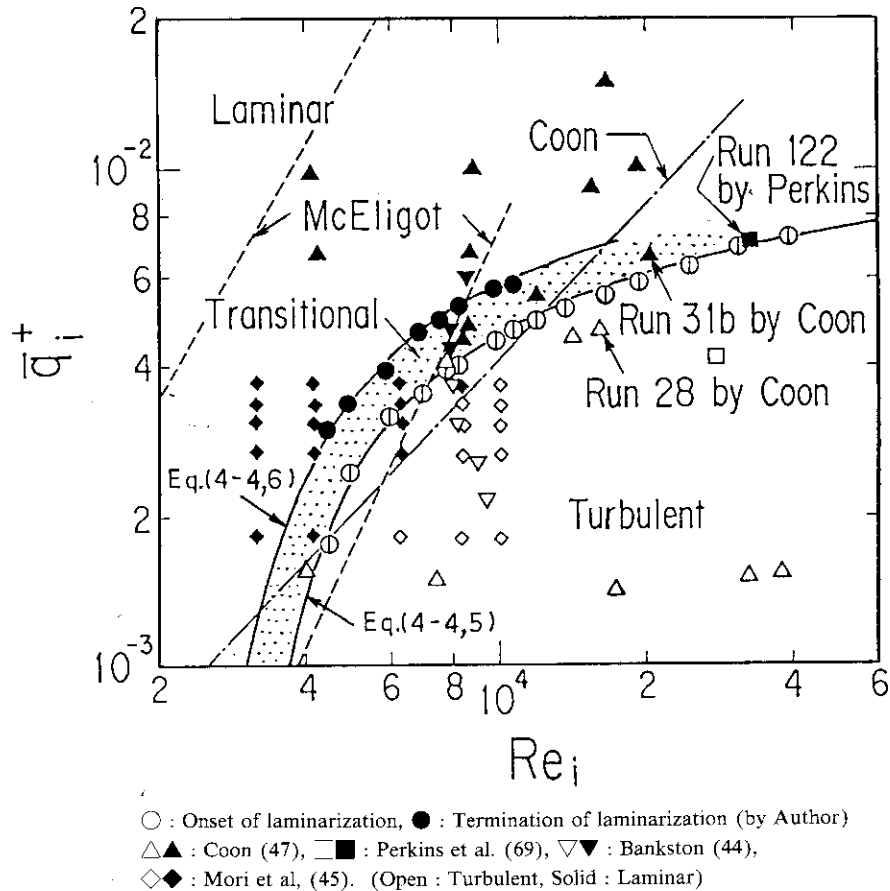


Fig. 4.8 Flow regime classification in heated gas flow.

The solid curve of Eqs.(4-4), (4-5) and (4-6) can classify flow regime in the present and other experiments, especially for high Re_i .

による円管内ガス流の層流化の開始と終了を「加熱開始点より 150 d の位置の熱線風速計もしくは極細熱電対の信号を観察することによって、流れが間欠的になり始めたときを層流化の“開始”とし、間欠的な流れから乱流塊に対応する信号が消滅したときを層流化の“終了”とする。」と定義する。

Fig. 4.8 に、上記の定義に従った層流化の開始と終了の条件を、入口レイノルズ数と入口平均熱流束パラメータとの関係として示した。この図の白丸 (○) と黒丸 (●) は、それぞれ層流化の開始条件と終了条件を表している。今回行った実験結果と従来の実験結果を比較するために、各実験者の層流化開始の判別法に従って、従来の主な実験結果を Fig. 4.8 に併記する。丸印以外の記号が他の実験結果であり、白抜き記号は流れが乱流であることを、黒塗り記号は流れが非乱流であることを示している。Fig. 4.8 の中の Coon⁽⁴⁷⁾ の Run 28 と Run 31 b, Perkins ら⁽⁶⁹⁾ の Run 122 の熱伝達実験の結果を、Fig. 4.4 の(B)と同様にバルクレイノルズ数と Stanton 数の関係に書き直して、参考のため Fig. 4.9 に示す。

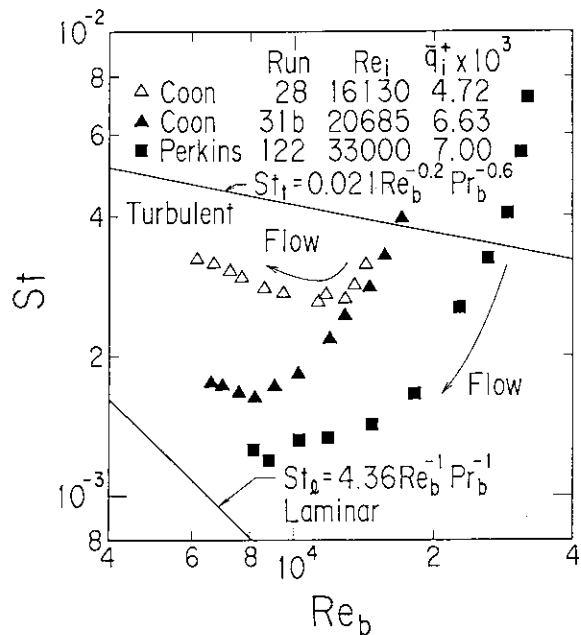


Fig. 4.9 Axial variation of local Stanton number for laminarizing flow in other experiments.

This results of heat transfer show that the flows represented by solid symbols of Run31b by Coon⁽⁴⁷⁾ and Run122 by Perkins et al.⁽⁶⁹⁾ laminarize undoubtedly.

Coon の Run 31 b と Perkins らの Run 122 は、Fig. 4.8 の今回の実験結果である白丸と黒丸の中間に入っている。熱伝達率がバルクレイノルズ数から予想される乱流熱伝達率から大きく離れたという Coon らの層流化開始の判別法を今回の実験に適用すると、例えば、Fig. 4.4 の(B)を参照して、層流化の開始は(c)か(d)の熱流束のときとなり、この開始条件は Fig. 4.8 の白丸と黒丸の中間に位置することになる。このように、同じ判別法を用いれば、今回の実験結果は従来の実験結果とも良く一致する。

Fig. 4.8 に、Coon ら⁶⁰⁾や McEligot ら⁶⁴⁾の層流化判定条件を、それぞれ1点鎖線と破線で示した。これらの層流化の開始条件は、 $3000 \leq Re_i \leq 10000$ では今回の実験結果と大差ないが、 $Re_i > 10000$ においては実験結果から大きく離れており、さらに、熱流束が零の場合に等温流の遷移レイノルズ数を示さない。Fig. 4.8 の実線は、以上の点を考慮して、今回の実験結果が、入口レイノルズ数が 10^4 より大きな領域では、 \bar{q}^+_{i} が Re_i^m に比例し、熱流束が零のときは $Re_i = Re_{tr}$ となるように、次式の形で今回の実験結果を近似したものである。

$$\bar{q}^+_{i} = b Re_i^m \{1 - (Re_{tr}/Re_i)^n\} \quad (4-4)$$

〈層流化開始条件〉

$$b = 4.94 \times 10^{-3}, m = 0.05, n = 0.75, Re_{tr} = 3140 \\ (4500 \leq Re_i \leq 40000) \quad (4-5)$$

〈層流化終了条件〉

$$b = 5.87 \times 10^{-3}, m = 0.05, n = 0.75, Re_{tr} = 2800 \\ (4500 \leq Re_i \leq 11000) \quad (4-6)$$

これらの式から得られる \bar{q}^+_{i} と今回の実験値との誤差は、最大約 8% であった。ここでは、 Re_{tr} の値として今回の実験における等温流の遷移レイノルズ数の上・下限値を用いた。

Coon ら⁶⁰⁾の層流化判定式は、1章で述べたように、加速パラメータから導出されたものであり、もし彼等の判定式によって層流化したか否かが判別できるならば、加熱による層流化現象は、ガスの密度減少によって流れが加速されるために起こると結論されるだろう。しかしながら、Fig. 4.8 から明らかなように、Coon ら⁶⁰⁾の判定式は、今回の実験結果を矛盾なく判別しておらず、入口レイノルズ数が 10^4 より大きな領域においては、今回の実験結果のみならず、Coon による Run 31 b や Perkins による Run 122 などとも判別できていない。このことは、加熱による層流化現象が、単に加速だけによって起こるものではないことを示唆している。層流か乱流かの判定パラメータとして、等温流では粘性項と慣性項の比であるレイノルズ数が有効である事実から考えて、加熱による層流化の発生原因として、流れの加速以外に、加熱による粘性係数の低下が層流化の一因として加わっている

と考えられる。

このことを、 $k-kL$ 2 方程式乱流モデルによる解析で、温度によって変化する物性値を意識的に一定値とすることによって確かめる。Fig. 4.10 に乱流エネルギーの流れ方向の変化を示す。図の横軸は無次元流れ方向距離 x/d であり、縦軸は半径方向の最大の乱流エネルギー k を摩擦速度 u^* によって無次元化した値である。計算条件は、 $Re_i = 10^4$, $\bar{q}^+_{i} = 5.82 \times 10^{-3}$ である。図中の実線は、密度と粘性係数ともが温度に依存する場合である。点線は、密度だけ一定とし、粘性係数は温度に依存するとした場合であり、破線は、逆に、粘性係数が一定であり、密度が温度に依存するとした場合である。なお、プラントル数は、温度によって大きく変化しないので、熱伝導率は、粘性係数と同様の温度依存性を与えた。

Fig. 4.10 から分かるように、密度と粘性係数が温度に依存する実線の場合には、乱流エネルギーは、下流で小さくなっており、摩擦係数や熱伝達率の値だけでなく、この乱流エネルギーの減少によっても層流化しているのが分かる。一方、密度だけを一定値とした点線の場合には、乱流エネルギーに変化は見られず、流れが乱流のままであるのが分かる。つまり、密度の減少による流れの加速なしには、たとえ粘性係数が温度によって変化しようが、流れの層流化は起こらないことが分かる。逆に、粘性係数だけを一定値とした破線の場合には、乱流エネルギーは一旦減少するが、下流で元の値まで復帰しており、実線の場合のような非常に大きな熱流束で層流

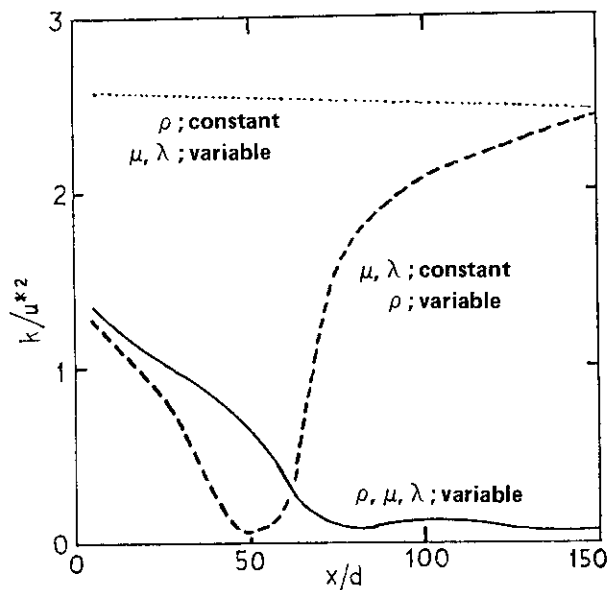


Fig. 4.10 Axial variation of turbulent energy in the present analysis. ($Re_i = 10^4$, $\bar{q}^+_{i} = 5.82 \times 10^{-3}$): ρ : density, μ : viscosity, λ : thermal conductivity.

Decrease in turbulent energy results from not only density change, which lead to accelerate velocity, but also viscosity change.

化が終了した流れの状態ではなく、層流化が始まったばかりの流れの状態を呈している。このことは、温度による粘性係数の変化を考慮せず、密度変化による加速だけを考慮した加速パラメータ K によって予測された層流化の開始熱流束値 (Fig. 4.8 を参照) が、 Re_i が大きな領域での本実験結果より大きくなっていることを説明している。

以上のように、管内ガス乱流を強く加熱すると起こる層流化現象の原因は、密度変化による流れの加速だけではなく、粘性係数の増加にもよっていることが明らかになった。しかしながら、加熱による層流化の開始終了の判別も含めうるような流れの遷移の一般的な判別方法については、今後の課題として残されている。

5. 高温ガス炉への適用

本章では、本研究から得られた結果の高温ガス炉への適用について述べる。

高温ガス炉の熱流体力設計では、除熱特性の良い乱流の熱伝達率が用いられている。実際に、アメリカの高温ガス炉 Fort St. Vrain 炉の冷却材流れは、12000～70000 という高レイノルズ数の乱流である。しかしながら、Fort St. Vrain 炉の冷却材炉心出口温度は 785℃ であり、Fort St. Vrain 炉と同じ円形冷却材流路を有する高温ガス炉において、出口冷却材温度が 850℃ とより高温になった設計例では、平均レイノルズ数が 6900 であり、さらに約 1000℃ という高温のガスを炉心から取り出そうとする高温ガス炉では、例えば、VHTR のように、炉心のある領域では遷移域に近いレイノルズ数となる。このような場合、炉心内の冷却流路の入口形状は、非常に重要で、もし、面取りなどによって入口形状が滑らかなになれば、2章で調べた入口形状と遷移レイノルズ数との関係からわかるように、乱流であるレイノルズ数の下限値が約 10^4 に達する場合もあり、レイノルズ数がこの下限値以下になれば、熱伝達率は層流の小さな値となり、除熱能力が低下し燃料温度の上昇を招く。したがって、冷却流路の入口形状を滑らかにしないこと、冷却流路入口における主流の乱れを減少させるようなスクリーンやハニカム構造を有する要素を置かないこと、むしろ、トリッピングワイヤーのような積極的に遷移を早める要素を設け、できる限り低いレイノルズ数まで乱流を保持することが肝要である。

遷移レイノルズ数に対する今回ならびに過去の実験結果から、遷移レイノルズ数の下限値が 3500 以上となるのは、ベルマウス型の入口形状を持つ流路管だけであり、黒鉛ブロックを積んだ構造を有する高温ガス炉の冷却材入口形状では、レイノルズ数が 4500 以上の流れは乱流として良いと言える。したがって、熱流体力設計では、冷却材の流動不安定現象が起きないように、レイノルズ数を 4500 以上とすべきである。なお、VHTR の冷却材流路は環状流路であり、しかも、燃料棒にはスペーサーが取り付けられているので、4500 より低いレイノルズ数まで冷却材流れが乱流であることを期待できる。

熱流体力設計では、レイノルズ数の制限条件によって冷却材流れは乱流となるが、設計の反復計算の過程では、層流領域と共に遷移域の摩擦係数および熱伝達率も必要である。遷移域の摩擦係数および熱伝達率に関しては、遷移域のレイノルズ数が 2000～2700 より大きい場合にはほとんどデータがなかったが、遷移レイノルズ数の大

きい場合の遷移域の摩擦係数および熱伝達率の算出には、2章で明らかにしたように、遷移レイノルズ数の上・下限値さえ知ることができれば、層流と乱流のそれぞれの摩擦係数および熱伝達率を用いて既存の内挿式を適用できる。

2章に記したように、遷移域における伝熱流動に関する本実験は、熱流束が $q^+ \leq 0.4 \times 10^{-3}$ ($T_w/T_b \leq 1.1$) と高温ガス炉の約 1×10^{-3} ($T_w/T_b \leq 1.5$) に比べて低い領域で行われているが、設計の反復算過程においては、層流および乱流領域における物性値変化の影響を考慮した既存の熱伝達率、並びに、3章で得た層流および乱流における物性値変化の影響を考慮した摩擦係数を用いて、高温ガス炉の熱流束条件における遷移域の摩擦係数と熱伝達率を上述の内挿式により予測することが可能である。

熱流体力設計では燃料温度を計算する前に、各冷却流路に配分される冷却材流量が正確に予測されなければならない。この流量配分は、流路の圧力損失量によって決まるので、摩擦係数が必要である。炉心内では、流れ方向と半径方向に出力が変化し、ガス冷却材の物性値が変化するため、摩擦係数は物性値変化の影響を受ける。このような物性値が変化する場合の摩擦係数には、3章で得られた結果が適用される。また、乱流で式(1-15)の n の値が一定とならない場合には、3章で摩擦係数の予測に有用であることが確認された $k-kL$ 2 方程式乱流モデルを用いた解析によってそのような摩擦係数を予測できる。

ガスを冷却材に使用する限り、4章で調べた層流化現象が発生する可能性がある。層流化が起こったときに燃料温度がどの程度上昇するかを大雑把に計算してみると、入口レイノルズ数が 6000 のときは燃料温度は、1140℃ から 1550℃ まで上昇し、10000 では 1160℃ から 1950℃ まで上昇し、制限値の約 1400～1500℃ を大きく上回る。このように、層流化現象は、燃料温度の急激な上昇を招き、非常に危険であるため、設計では、層流化現象が起こらないように、熱流束に制限値を設けておかねばならない。この熱流束制限値に 4章で得られた実験式、すなわち式(4-4, 5, 6)を使用できる。

また、4章で明らかにしたように、層流化現象は、乱流変動が連続的に徐々に消滅するのではなく、乱流から間欠的な流れを経て層流に移行するものであり、層流化し始めたときの熱流束からさらに約 10% 熱流束が増加するだけで、熱伝達率は層流値に向かって減少する一方

となるため、安全側の層流化の発生限界として、4章の層流化の終了時の熱流束ではなく、発生時の熱流束を用いるべきである。

以上の遷移域の伝熱流動特性、物性値変化の影響を受ける層・乱流の圧力損失特性、高熱負荷を受けた乱流の伝熱流動特性に関する研究結果は、日本原子力研究所で行われたマルチホール型（円形の冷却材流路を有する）高温ガス炉の設計⁶⁹に適用された。また、伝熱流動に関する安全性解析にも適用された。例えば、主循環機の電源喪失による冷却材流量低下時や一次冷却材配管の内管破断による流量喪失時には、乱流である流れは遷移域を経て層流になる。このような安全性解析においても今回の研究結果が有効であり、安全性解析の結果から高温ガス炉で設けるべき非常用原子炉冷却設備や黒鉛酸化防止設備やアニュラス循環排気設備などの工学的施設が検討され、高温ガス炉の伝熱流動に関連する設計の合理化が計られた。

Fort St. Vrain 炉の冷却材流路は円形であるが、ピンインブロック型と呼ばれる VHTR では環状流路が採用されている。高熱負荷を加えた環状流路における他の実

験結果から、VHTR の環状冷却流路では層流化が起こらないと判断されている。その環状流路で行われた実験の層流化の発生に関する判定は、間欠的流れの発生と乱流変動の消滅という本研究で提唱した層流化の発生・終了に関する判定基準に基づいて行われたものである。

環状流路の伝熱流動特性に対して、内外径比は重要なパラメータである。しかしながら種々の内外径比に対して伝熱流動特性を実験的に調べるには多大の労力と時間を必要とする。このような環状流路の伝熱流動特性に対して、円管において得られた結果が役に立つ。円管は、環状流路の内管の直径 d_i が零の特殊な場合であり、平行平板は、内管の直径が外管の内直径 d_o に等しいもう一つの特異な場合である。したがって、円管 ($d_i/d_o=0$) と平行平板 ($d_i/d_o=1$) の伝熱流動特性によって、環状流路の内外径比パラメータ d_i/d_o の両端がおさえられ、2, 3点の内外径比に対する環状流路のデータがあれば、内外径比に対する環状流路の伝熱流動性の定性的傾向がわかり、データの内挿もより精度の高いものとなる。

6. 結 論

本論文では、高温ガス炉における円管内ガス冷却材の伝熱流動に関する研究について述べた。本章では、2章から4章までで得られた結果についてまとめる。

2章「遷移域の流れの伝熱流動」では、円管内流れの遷移レイノルズ数の上・下限値について調べ、また、今までに全くデータのなかった遷移レイノルズ数が高い場合について、間欠因子、摩擦係数、熱伝達率を測定した。

この結果、まず、流路管の入口に設けた入口要素の形状と遷移レイノルズ数との関係に定性的知見を与えた。次に、遷移レイノルズ数の上・下限値および中間値を知ることができれば、入口形状にかかわらず、遷移レイノルズ数が小さい場合に対して得られている従来の関係式から間欠因子と摩擦係数と熱伝達率を予測できることを明らかにした。遷移域の流れの伝熱流動特性に及ぼす入口形状の影響は、従来より知られているとおり、遷移レイノルズ数の上・下限値には大きく現れるが、今回の実験結果から、遷移域の流れの摩擦係数と間欠因子、熱伝達率と間欠因子との関係にはほとんど現れないことが明らかになった。

しかしながら、円管内流れの遷移レイノルズ数の上・下限値に影響を及ぼす因子については、現在のところ入口かく乱の大きさについて調べられているだけであり、他の因子については、遷移域の流れの機構解明における今後の課題として残されている。

3章「層流および乱流の摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響」では、円管内加熱層流および乱流の摩擦係数を測定し、物性値変化の影響を調べた。また、 $k-kL$ 2 方程式乱流モデルによる解析を行い、解析結果と実験結果とを比較した。

この結果、加熱層流の摩擦係数は、高熱負荷を受けた乱流の層流化終了時の摩擦係数も含めて、次のような経験式で良く表すことができることを示した。

$$f = f_{iso,\infty} (T_w/T_b)^{1.4} \quad (6-1)$$

ここで、 $f_{iso,\infty}$ は十分発達した層流の摩擦係数であり、 $f_{iso,\infty} = 16/Re$ である。層流での摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響に関する今回の解析結果と実験結果は良く一致し、従来の解析結果と実験結果の不一致が、摩擦係数の導出方法の違いであることが分かった。

次に、加熱乱流の摩擦係数に関しては、層流の場合と同様の形で物性値変化の影響を補正する次式

$$f = f_{iso,\infty} (T_w/T_b)^n \quad (6-2)$$

が良く用いられる。ここで、 $f_{iso,\infty}$ は発達した乱流の摩擦係数であり、 $f_{iso,\infty} = 0.0791 Re^{-0.25}$ である。べき数 n の値は、熱流束分布や加熱量などに依存し、従来報告されているような一定値とはみなし得ないが、高温ガス炉の設計で必要となる 1.5 程度以下の T_w/T_b に対しては、 $n \approx 0.0$ として十分であること、また、1.5 程度以上の T_w/T_b に対しては、 $n = -0.1 \sim -0.25$ の範囲でべき数 n が変化することを明らかにした。乱流での摩擦係数に及ぼす物性値変化の影響に関する実験結果と今回の解析結果はほぼ良く一致し、従来の解析結果と実験結果との不一致は、上述のように n の値が一定値とはならないためであることを明らかにした。したがって、 n が一定とはならない場合の摩擦係数の予測には本解析モデルが有効である。層流の場合と異なり、乱流の場合に n の値が一定値を示さないのは、乱流の構造的複雑さに依るものと解釈できる。

4章「高熱負荷を受ける乱流の熱伝達劣化時の伝熱流動」では、高熱負荷を受けて熱伝達率が大きく減少した乱流における伝熱流動特性に関して、実験と解析を行い、以下の結論を得た。

- (i) 熱伝達劣化現象が生じると、まず流れは遷移域の等温流の場合に良く似た間欠性を示し、この間欠的な流れには乱流変動が見られない領域がある。即ち、乱流変動の消滅過程では、乱流変動の大きさが連続的に減少するものではない。そして、この状態からさらに加熱を強めると、間欠的な流れから乱流部が消えるという管内流に独特の劇的な逆遷移過程を示す。乱流変動はほとんど消滅しており、文字どおり流れは層流化することを明らかにした。
- (ii) 層流化の開始と終了を、流れが間欠的になり始めたときを開始とし、間欠的な流れから乱流部が消滅したときを終了と定義することを提唱した。加速パラメータを円形流路に適用すると、層流化の発生条件は、

$$q_i^+ = K Re_i^n (1 - 4q_i^+ x/d)^{-m}/4 \quad (6-3)$$

で表されるが、この式では、等温流の遷移と、 $Re_i \geq 10^4$ の本実験結果を説明できない。つまり、熱流束が零のとき、 $Re_i = Re_{tr}$ とならなければならないことと、本実験結果では、入口レイノルズ数が 10^4 より大きい領域で q_i^+ が Re_i^n に比例していることから、次式

$$\overline{q_i^+} = C Re_i^m \{1 - (Re_w/Re_i)^n\} \quad (6-4)$$

によって、今回得られた層流化の発生・終了を近似的に

表し、上述の定義に従って、加熱開始点より 150 d の位置で層流化の開始と終了を判別した今回の実験結果より、以下のように定数を定めた。ここで、 Re_{tr} は今回の実験から得られた等温流の遷移レイノルズ数である。

〈層流化開始条件〉

$$C=4.94 \times 10^{-3}, m=0.05, n=0.75, Re_{tr}=3140 \\ (4500 \leq Re_i \leq 40000) \quad (6-5)$$

〈層流化終了条件〉

$$C=5.87 \times 10^{-3}, m=0.05, n=0.75, Re_{tr}=2800 \\ (4500 \leq Re_i \leq 11000) \quad (6-6)$$

層流化したか否かに関して散逸的に得られている過去の実験データも式(6-4)によって明確に区別することができた。

(iii) $k-kL$ 型 2 方程式乱流モデルを用いた解析は、実験から得られた層流化時の摩擦係数と熱伝達率とを良く

予測した。

流れの加速だけから導出された加速パラメータによって、レイノルズ数が 10^4 以上の領域で層流化の開始・終了時の熱流束に関する今回の実験結果を予測できなかったのは、加熱による層流化現象が、流れの加速だけによって起こるのではなく、流れの加速に壁近傍の粘性の増加が加わって起こるためである。

従来、流れの遷移を予測するパラメータとして、代表的なパラメータはレイノルズ数であったが、遷移に及ぼす入口形状の効果などは含まれていない。また、個々の遷移流れに対して、加速パラメータなど幾つかのパラメータが報告されているが、すべての流れの遷移開始と終了を予測できるパラメータは報告されておらず、実用機器を設計する際にも、また遷移現象の理解を深めるためにも、遷移を予測できる包括的なパラメータを作ることがこれからの課題である。

謝 辞

本研究を進めるにあたっては、当時、研究室長であった佐野川好母現大洗研究所所長に常に力強い御支援と御助言を頂き、河村洋氏（現在、東京理科大学理工学部教授）には研究全般にわたりひとかたならぬ御指導、御助力を頂いた。ここに記して感謝の意を表す。また、高

温工学部の秋野詔夫主任研究員と滝塚貴和主任研究員に御指導、御助力頂いたことと、本研究をまとめるにあたっては、高温工学部の安野武彦部長と高温熱工学研究室の菱田誠室長に暖かいご支援をいただいたことに感謝の意を表す。

参 考 文 献

- (1) 河村 洋, 虎石昭雄; 「原子炉からの高温ガス —— 多目的高温ガス炉開発の現状 ——」, 高温学会誌, 9-4 (1983), 132.
- (2) 日本原子力研究所; 「高温ガス炉研究開発の現状」, 日本原子力研究所, (1986), (1987), (1988).
- (3) 電気学会通信教育会; 「原子力発電」, 電気学会, 昭和 45 年, 86.
- (4) 多目的高温ガス実験炉設計室; 「多目的高温ガス実験炉設備設計の概要 —— 詳細設計(II)に基づく ——」, JAERI-M 84-210 (1984).
- (5) 滝塚貴和, 蕪木英雄; 「多目的高温ガス実験炉炉心のクロス流れ, (I) 2 ブロッククロス流れ実験, および, (II) 2 ブロッククロス流れ解析」, 日本原子力学会誌, 27-4 (1985), 347, および, 27-5 (1985), 450.
- (6) H. Kaburaki and T. Takizuka; 'Leakage Flows in High-Temperature Gas-Cooled Reactor Graphite Fuel Element', J. Nucl. Sci. Technol., 22-5 (1985), 387.
- (7) 鈴木邦彦, 他 7 名; 「多目的高温ガス実験炉の炉心シール性能データ」, JAERI-M, 85-183 (1985)
- (8) 鈴木邦彦, 文沢元雄, 平野光将, 宮本喜晟; 「多目的高温ガス実験炉 詳細設計(II), 炉心熱設計」, JAERI-M, 85-187 (1985)
- (9) 谷 一郎; 「流体力学の進歩 乱流」, 丸善株, 昭和 55 年, 1
- (10) H. Sato; 'Further Investigation on The Transition of Two-dimensional Separated Layer at Subsonic Speeds', J. Phys. Soc. Jpn., 14 (1959), 1797.
- (11) H. Sato; 'The Stability and Transition of A Two-dimensional Jet', J. Fluid Mech., 7 (1960), 53.
- (12) H. Sato and K. Kuriki; 'The Mechanism of Transition in The Wake of A Thin Flat Plate Placed Parallel to A Uniform Flow', J. Fluid Mech., 11 (1961), 321.

表し、上述の定義に従って、加熱開始点より 150 d の位置で層流化の開始と終了を判別した今回の実験結果より、以下のように定数を定めた。ここで、 Re_{tr} は今回の実験から得られた等温流の遷移レイノルズ数である。

〈層流化開始条件〉

$$C=4.94 \times 10^{-3}, m=0.05, n=0.75, Re_{tr}=3140 \\ (4500 \leq Re_i \leq 40000) \quad (6-5)$$

〈層流化終了条件〉

$$C=5.87 \times 10^{-3}, m=0.05, n=0.75, Re_{tr}=2800 \\ (4500 \leq Re_i \leq 11000) \quad (6-6)$$

層流化したか否かに関して散逸的に得られている過去の実験データも式(6-4)によって明確に区別することができた。

(iii) $k-kL$ 型 2 方程式乱流モデルを用いた解析は、実験から得られた層流化時の摩擦係数と熱伝達率とを良く

予測した。

流れの加速だけから導出された加速パラメータによって、レイノルズ数が 10^4 以上の領域で層流化の開始・終了時の熱流束に関する今回の実験結果を予測できなかったのは、加熱による層流化現象が、流れの加速だけによって起こるのではなく、流れの加速に壁近傍の粘性の増加が加わって起こるためである。

従来、流れの遷移を予測するパラメータとして、代表的なパラメータはレイノルズ数であったが、遷移に及ぼす入口形状の効果などは含まれていない。また、個々の遷移流れに対して、加速パラメータなど幾つかのパラメータが報告されているが、すべての流れの遷移開始と終了を予測できるパラメータは報告されておらず、実用機器を設計する際にも、また遷移現象の理解を深めるためにも、遷移を予測できる包括的なパラメータを作ることがこれからの課題である。

謝 辞

本研究を進めるにあたっては、当時、研究室長であった佐野川好母現人洗研究所所長に常に力強い御支援と御助言を頂き、河村洋氏（現在、東京理科大学理工学部教授）には研究全般にわたりひとかたならぬ御指導、御助力を頂いた。ここに記して感謝の意を表す。また、高

温工学部の秋野詔夫主任研究員と滝塚貴和主任研究員に御指導、御助力頂いたことと、本研究をまとめるにあたっては、高温工学部の安野武彦部長と高温熱工学研究室の菱田誠室長に暖かいご支援をいただいたことに感謝の意を表す。

参 考 文 献

- (1) 河村 洋, 虎石昭雄; 「原子炉からの高温ガス —— 多目的高温ガス炉開発の現状 ——」, 高温学会誌, 9-4 (1983), 132.
- (2) 日本原子力研究所; 「高温ガス炉研究開発の現状」, 日本原子力研究所, (1986), (1987), (1988).
- (3) 電気学会通信教育会; 「原子力発電」, 電気学会, 昭和 45 年, 86.
- (4) 多目的高温ガス実験炉設計室; 「多目的高温ガス実験炉設備設計の概要 —— 詳細設計(II)に基づく ——」, JAERI-M 84-210 (1984).
- (5) 滝塚貴和, 燕木英雄; 「多目的高温ガス実験炉炉心のクロス流れ, (I) 2 ブロッククロス流れ実験, および, (II) 2 ブロッククロス流れ解析」, 日本原子力学会誌, 27-4 (1985), 347, および, 27-5 (1985), 450.
- (6) H. Kaburaki and T. Takizuka; 'Leakage Flows in High-Temperature Gas-Cooled Reactor Graphite Fuel Element', J. Nucl. Sci. Technol., 22-5 (1985), 387.
- (7) 鈴木邦彦, 他 7 名; 「多目的高温ガス実験炉の炉心シール性能データ」, JAERI-M, 85-183 (1985)
- (8) 鈴木邦彦, 文沢元雄, 平野光将, 宮本喜辰; 「多目的高温ガス実験炉 詳細設計(II), 炉心熱設計」, JAERI-M, 85-187 (1985)
- (9) 谷 一郎; 「流体力学の進歩 乱流」, 丸善(株), 昭和 55 年, 1
- (10) H. Sato; 'Further Investigation on The Transition of Two-dimensional Separated Layer at Subsonic Speeds', J. Phys. Soc. Jpn., 14 (1959), 1797.
- (11) H. Sato; 'The Stability and Transition of A Two-dimensional Jet', J. Fluid Mech., 7 (1960), 53.
- (12) H. Sato and K. Kuriki; 'The Mechanism of Transition in The Wake of A Thin Flat Plate Placed Parallel to A Uniform Flow', J. Fluid Mech., 11 (1961), 321.

表し、上述の定義に従って、加熱開始点より 150 d の位置で層流化の開始と終了を判別した今回の実験結果より、以下のように定数を定めた。ここで、 Re_{tr} は今回の実験から得られた等温流の遷移レイノルズ数である。

〈層流化開始条件〉

$$C=4.94 \times 10^{-3}, m=0.05, n=0.75, Re_{tr}=3140 \\ (4500 \leq Re_i \leq 40000) \quad (6-5)$$

〈層流化終了条件〉

$$C=5.87 \times 10^{-3}, m=0.05, n=0.75, Re_{tr}=2800 \\ (4500 \leq Re_i \leq 11000) \quad (6-6)$$

層流化したか否かに関して散逸的に得られている過去の実験データも式(6-4)によって明確に区別することができた。

(iii) $k-kL$ 型 2 方程式乱流モデルを用いた解析は、実験から得られた層流化時の摩擦係数と熱伝達率とを良く

予測した。

流れの加速だけから導出された加速パラメータによって、レイノルズ数が 10^4 以上の領域で層流化の開始・終了時の熱流束に関する今回の実験結果を予測できなかったのは、加熱による層流化現象が、流れの加速だけによって起こるのではなく、流れの加速に壁近傍の粘性の増加が加わって起こるためである。

従来、流れの遷移を予測するパラメータとして、代表的なパラメータはレイノルズ数であったが、遷移に及ぼす入口形状の効果などは含まれていない。また、個々の遷移流れに対して、加速パラメータなど幾つかのパラメータが報告されているが、すべての流れの遷移開始と終了を予測できるパラメータは報告されておらず、実用機器を設計する際にも、また遷移現象の理解を深めるためにも、遷移を予測できる包括的なパラメータを作ることがこれからの課題である。

謝 辞

本研究を進めるにあたっては、当時、研究室長であった佐野川好母現大洗研究所所長に常に力強い御支援と御助言を頂き、河村洋氏（現在、東京理科大学理工学部教授）には研究全般にわたりひとかたならぬ御指導、御助力を頂いた。ここに記して感謝の意を表す。また、高

温工学部の秋野詔夫主任研究員と滝塚貴和主任研究員に御指導、御助力頂いたことと、本研究をまとめるにあたっては、高温工学部の安野武彦部長と高温熱工学研究室の菱田誠室長に暖かいご支援をいただいたことに感謝の意を表す。

参 考 文 献

- (1) 河村 洋, 虎石昭雄; 「原子炉からの高温ガス —— 多目的高温ガス炉開発の現状 ——」, 高温学会誌, 9-4 (1983), 132.
- (2) 日本原子力研究所; 「高温ガス炉研究開発の現状」, 日本原子力研究所, (1986), (1987), (1988).
- (3) 電気学会通信教育会; 「原子力発電」, 電気学会, 昭和 45 年, 86.
- (4) 多目的高温ガス実験炉設計室; 「多目的高温ガス実験炉設備設計の概要 —— 詳細設計(II)に基づく ——」, JAERI-M 84-210 (1984).
- (5) 滝塚貴和, 蕪木英雄; 「多目的高温ガス実験炉炉心のクロス流れ, (I) 2 ブロッククロス流れ実験, および, (II) 2 ブロッククロス流れ解析」, 日本原子力学会誌, 27-4 (1985), 347, および, 27-5 (1985), 450.
- (6) H. Kaburaki and T. Takizuka; 'Leakage Flows in High-Temperature Gas-Cooled Reactor Graphite Fuel Element', J. Nucl. Sci. Technol., 22-5 (1985), 387.
- (7) 鈴木邦彦, 他 7 名; 「多目的高温ガス実験炉の炉心シール性能データ」, JAERI-M, 85-183 (1985)
- (8) 鈴木邦彦, 文沢元雄, 平野光将, 宮本喜晟; 「多目的高温ガス実験炉 詳細設計(II), 炉心熱設計」, JAERI-M, 85-187 (1985)
- (9) 谷 一郎; 「流体力学の進歩 乱流」, 丸善株, 昭和 55 年, 1
- (10) H. Sato; 'Further Investigation on The Transition of Two-dimensional Separated Layer at Subsonic Speeds', J. Phys. Soc. Jpn., 14 (1959), 1797.
- (11) H. Sato; 'The Stability and Transition of A Two-dimensional Jet', J. Fluid Mech., 7 (1960), 53.
- (12) H. Sato and K. Kuriki; 'The Mechanism of Transition in The Wake of A Thin Flat Plate Placed Parallel to A Uniform Flow', J. Fluid Mech., 11 (1961), 321.

- (13) H. Sato and H. Saito; 'Fine-structure of Energy Spectra of Velocity Fluctuation in The Transition Region of A Two-dimensional Wake', *J. Fluid Mech.*, 67 (1975), 539.
- (14) L.S.G. Kovaszny, H. Komoda and B.R. Vasdeva; 'Detailed Flow Field in Transition', *Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst., Stanford* (1962), 1.
- (15) M. Nishioka, S. Iida and Y. Ichikawa; 'An Experimental Investigation of The Stability of A Plane Poiseuille Flow', *J. Fluid Mech.*, 72 (1975), 731.
- (16) I.J. Wygnanski; 'Some Preliminary Observations on Transition in a Pipe', *Israel J. Tech.*, 9 (1971), 105.
- (17) I.J. Wygnanski and F.H. Champagne; 'On Transition in A Pipe. Part 1. The Origin of Puffs and Slugs and The Flow in A Turbulent Slug', *J. Fluid Mech.*, 59 (1973), 281.
- (18) I.J. Wygnanski, M. Sokolov and D. Friedman; 'On Transition in A Pipe. Part 2. The Equilibrium Puff', *J. Fluid Mech.*, 69 (1975), 283.
- (19) J.C. Rotta; 'Experimenteller Beitrag zur Entstehung Turbulenter Stromung in Rohr', *Ing. Arch.*, 24 (1956), 258.
- (20) 丹生慶四郎; 「流体物理学」, 朝倉書店(株), 昭和64年, 166.
- (21) A. Devey and P.G. Drazin; 'The Stability of Poiseuille Flow in A Pipe', *J. Fluid Mech.*, 31 (1969), 209.
- (22) H. Salwen and C.E. Grosch; 'The Stability of Poiseuille Flow in A Pipe of Circular Cross-section', *J. Fluid Mech.*, 54 (1972), 93.
- (23) V.G. Grag and W.T. Rouleau; 'Laminar Spatial Stability of Pipe Poiseuille Flow', *J. Fluid Mech.*, 54 (1972), 113.
- (24) T. Tatsumi; 'Stability of The Laminar Inlet-flow prior to The Formation of Poiseuille Regime', *J. Phys. Soc. Jpn.*, 7 (1952), 489.
- (25) T. Sarpkaya; 'A Note on The Stability of Developing Laminar Pipe Flow Subjected to Axisymmetric and Non-axisymmetric Disturbances', *J. Fluid Mech.*, 68 (1975), 345.
- (26) P.R. Bandyopadhyay; 'Aspects of The Equilibrium Puff in Transition Pipe Flow', *J. Fluid Mech.*, 163 (1986), 439.
- (27) N.W. Wilson and R.S. Azad; 'A Continuous Prediction Method for Fully Developed Laminar, Transitional, and Turbulent Flow in Pipes', *Trans. ASME, Ser.E*, 42-1 (1975), 51.
- (28) 二神浩三, 阿部文明; 「水平円管内遷移領域における強制自然複合対流熱伝達の研究」, 愛媛大学工学部紀要 第3部 工学, 8-3 (1976).
- (29) H.D. Spriggs; 'Comments on Transition from Laminar to Turbulent Flow', *Ind. Eng. Chem. Fundum.*, 12-3 (1973), 286.
- (30) 藤村 薫, 椎名保顕, 河村 洋; 「円管内間欠性乱流の測定」, 日本機械学会講演論文集, No.804-8 (昭55-11), 52.
- (31) 中西信育, 池田純彦, 大路通雄; 「円管内乱流の間欠性に関する実験」, 第9回乱流シンポジウム, (1977), 141.
- (32) 竹野忠夫, 小谷良信; 「管内流の遷移の研究」, 第12回乱流シンポジウム, (1980), 35.
- (33) R.K. Shah and A.L. London; 'Advances in HEAT TRANSFER. Laminar Flow Forced Convection in Ducts', Academic Press, New York (1978), 182.
- (34) C.A. Bankston and D.M. McEligot; 'Turbulent and Laminar Heat Transfer to Gases with Varying Properties in The Entry Region of Circular Ducts', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13 (1970), 319.
- (35) 甲藤好郎; 「伝熱概論」, 養賢堂(株), (1975), 141.
- (36) R.K. Shah; 'A Correlation for Laminar Hydrodynamic Entry Length Solution for Circular and Non-circular Ducts', *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 100-2 (1978), 177.
- (37) P.M. Worsoe-Schmidt and G. Leppert; 'Heat Transfer and Friction for Laminar Flow of Gas in A Circular Tube at High Heating Rate', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 8 (1965), 1281.
- (38) R.G. Deissler; 'Analysis of Turbulent Heat Transfer, Mass Transfer and Friction in Smooth Tubes at High Prandtl and Schmidt Numbers', NACA TN Report 1210 (1955).
- (39) D.M. McEligot, S.B. Smith and C.A. Bankston; 'Quasi-developed Turbulent Pipe Flow with Heat Transfer', *Trans. ASME, Ser.C*, 92-4 (1970), 641.
- (40) J.C. Rotta; 'Statistische Theorie Nichthomogener Turbulenz, 2.', *Z. Phys.*, 131 (1951), 51.
- (41) W.P. Jones and B.E. Launder; 'The Prediction of Laminarization with A Two-equation Model of Tubulence', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 (1972), 301.
- (42) W.P. Jones and B.E. Launder; 'The Calculation of Low Reynolds Number Phenomena with A Two-equation Model of Turbulence', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16 (1973), 1119.
- (43) D.C. Wilcox and R.M. Traci; 'A Complete Model of Turbulence', AIAA Paper, 76-531 (1976).
- (44) C.A. Bankston; 'The Transition from Turbulent to Laminar Gas Flow in A Heated Pipe', *Trans. ASME, Ser.C*, 92-4 (1970), 569.
- (45) 森 康夫, 渡辺健次; 「高負荷加熱による管内伝熱性能の劣化に関する研究」, 日本機械学会論文集, B

- 編, 45-397 (1979), 1343.
- (46) 小川益郎, 河村 洋, 滝塚貴和, 秋野詔夫; 「垂直円管内ガス流の加熱による層流化実験」, 日本原子力学会誌, 24-1 (1982), 60.
- (47) C.W. Coon; 'The Transition from The Turbulent to The Laminar Regime for Internal Convective Flow with Large Property Variations', Ph. D. Dissertation, The Univ. of Arizona (1968).
- (48) 河村 洋; 「高熱流束加熱ガス流の2方程式乱流モデルによる予測」, 日本機械学会論文集, B編, 45-395 (1979), 1038.
- (49) H.C. Perkins and P.M. Worsoe-Schmidt; 'Turbulent Heat and Momentum Transfer for Gases in A Circular Tube at Wall to Bulk Temperature Ratios to Seven', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 8-7 (1965), 1011.
- (50) C.W. Coon and H.C. Perkins; 'Transition from The Turbulent to The Laminar Regime for Internal Convective Flow with Large Property Variations', *Trans. ASME, Ser.C*, 92-3 (1970), 506.
- (51) K.R. Perkins and D.M. McEligot; 'Mean Temperature Profiles in Heated Laminarizing Air Flows', *Trans. ASME, Ser.C*, 97-3 (1975), 589.
- (52) P.M. Moretti and W.M. Kays; 'Heat Transfer to A Turbulent Boundary Layer with Varying Free-stream Velocity and Varying Surface Temperature - An Experimental Study', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 8 (1965), 1187.
- (53) W.M. Kays; 'Convective Heat and Mass Transfer', McGraw-Hill, Inc. (1966), 96.
- (54) D.M. McEligot, C.M. Coon and H.C. Perkins; 'Relaminarization in Tubes', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13-2 (1970), 431.
- (55) GA Technologies INC.; 'Design Study for Japanese 30 MW(t) VHTR Core' GA-C 18296, (1986).
- (56) 小川益郎, 河村 洋; 「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」, 日本機械学会論文集, B編, 52 [477] (1986), 2164.
- (57) L.S.G. Kovaszny, V. Kivens and R.F. Blackwelder; 'Large-scale Motion in The Intermittent Region of A Turbulent Boundary Layer', *J. Fluid Mech.*, 41-2 (1970), 283.
- (58) E.R. Lindgren; 'Propagation Velocity of Turbulent Slugs and Streaks in Transition Pipe Flow', *Phys. Fluids*, 12-2 (1969), 418.
- (59) P.M. Magee and D.M. McEligot; 'Effect of Property Variation on The Turbulent Flow of Gases in Tubes: The Thermal Entry', *Nucl. Sci. Eng.*, 31-2 (1968), 337.
- (60) J. C. Rotta; 'Turbulente Stromungen', Teubner, (1972), 118.
- (61) 小川益郎, 河村 洋; 「円管内加熱ガス流の摩擦係数に関する実験的・解析的研究」, 日本原子力学会誌, 28-10 (1986), 957.
- (62) H. Schlichting; 'Boundary-layer Theory, 6th. Ed.', McGraw-Hill (1968), 656.
- (63) エヌ・ベ・ワルガフチック; 「便覧, 気体と液体の熱物理的性質」, 日ソ通信社, (1972), 523.
- (64) A.R. Barbin and J.B. Jones; 'Turbulent Flow in The Inlet Region of A Smooth Pipe', *Trans. ASME, Ser.D*, 85-1(1963), 29.
- (65) D.A. Bowlus and J.A. Brighton; 'Incompressible Turbulent Flow in The Inlet Region of A Pipe', *Trans. ASME, Ser.D*, 90-3 (1968), 431.
- (66) 小川益郎, 河村 洋, 滝塚貴和, 秋野詔夫; 「円管内ガス流の加熱による層流化実験」, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1980), 79.
- (67) K. Sanokawa, M. Ogawa, H. Kawamura, N. Akino and M. Hishida; 'Heat Transfer Studies in Relation to The VHTR', *Gas-Cooled Reactors Today*, 3 (1982), 241.
- (68) M. Hishida, N. Akino, M. Ogawa, et al.; 'Heat Transfer Problems in A VHTR', Heat Transfer Joint Seminar, San Diego, U.S.A., (1985).
- (69) H.C. Perkins and P.M. Worsoe-Schmidt; 'Turbulent Heat and Momentum Transfer for Gases in A Circular Tube at Wall to Bulk Temperature Ratios to Seven', *Tech. Report SU 247-7*, Mech. Eng. Dept., Stanford Univ., (1964).
- (70) M.E. Devenport and G. Leppert; 'The Effect of Transverse Temperature Gradients on The Heat Transfer and Friction for Laminar Flow of Gases', *Trans. ASME, Ser.C*, 87-2 (1965), 191.
- (71) D.M. McEligot, L.W. Ormand and Jr. H.C. Perkins; 'Internal Low Reynolds-Number Turbulent and Transitional Gas Flow with Heat Transfer', *Trans. ASME, Ser.C*, 88-2 (1966), 239.
- (72) M.F. Taylor; 'A Method of Correlating Local and Average Friction Coefficients for Laminar and Turbulent Flow of Gases through A Smooth Tube with Surface to Fluid Bulk Temperature Ratios from 0.35 to 7.35', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 10 (1967), 1123.
- (73) P.M. Worsoe-Schmidt; 'Heat Transfer Thermal Entrance Region of Circular Tube and Annular Passages with Fully Developed Laminar Flow', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 10 (1967), 541.
- (74) D.M. McEligot, P.M. Magee and G. Leppert; 'Effect of Large Temperature Gradients on Convective Heat Transfer: The Downstream Region', *Trans. ASME, Ser.C*, 87-1 (1965), 67.

付 録

入口熱流束パラメータ

本研究では、熱伝達実験において、特に、熱負荷が大きい場合に、入口熱流束パラメータ q^+ と入口レイノルズ数 Re_i をパラメータとして用いている。 q^+ と Re_i は、

$$q^+ = \frac{q}{Gc_p T_i} \quad (A-1)$$

$$Re_i = \frac{Gd}{\mu_i} \quad (A-2)$$

として定義しており、共に、入口バルクガス温度 T_i から算出される。本節では、 q^+ と Re_i が同一であれば、

局所熱伝達率や $\left(\frac{T_w}{T_b}\right)$ の値が T_i に依らないこと、つまり、 q^+ と Re_i は、 T_i を含んではいないが、局所熱伝達率を調べるのに有効なパラメータであることを示す。

乱流の発達域のヌッセルト数は、

$$Nu_b = 0.021 Re_b^{0.8} \cdot Pr_b^{0.4} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)^m \quad (A-3)$$

で経験的に与えられている。上式中のバルクガス温度で計算される Re_b と Pr_b を入口バルクガス温度を用いて書き直すと、

$$Re_b = Re_i \frac{\mu_i}{\mu_b} \quad (A-4)$$

$$Pr_b = Pr_r \left(\frac{\lambda_r}{\lambda_b}\right) \left(\frac{c_{pb}}{c_{pr}}\right) \left(\frac{\mu_b}{\mu_i} \frac{\lambda_i}{\lambda_b}\right) \left(\frac{\mu_i}{\lambda_i}\right) \quad (A-5)$$

となり、さらに、気体の粘性係数と熱伝導率が

$$\mu = \mu_r \left(\frac{T}{T_r}\right)^{n_\mu} \quad (A-6)$$

$$\lambda = \lambda_r \left(\frac{T}{T_r}\right)^{n_\lambda} \quad (A-7)$$

で書き表せ、ヘリウムの場合には、定圧比熱 c_p が温度に依存しないことから、式 (A-4) と (A-5) は、それぞれ、

$$Re_b = Re_i \left(\frac{T_b}{T_i}\right)^{-n_\mu} \quad (A-8)$$

$$Pr_b = Pr_r \cdot T_r^{n_\lambda - n_\mu} \left(\frac{T_b}{T_i}\right)^{n_\mu - n_\lambda} T_i^{n_\mu - n_\lambda} \quad (A-9)$$

となる。ここで、添字 r は、任意の参照温度での値で

あることを示す。式 (A-8) と (A-9) を用いると式 (A-3) の局所ヌッセルト数は、

$$Nu_b = 0.21 T_r^{0.4(n_\lambda - n_\mu)} Pr_r^{0.4} \cdot Re_i^{0.8} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)^m \cdot \left(\frac{T_b}{T_i}\right)^{-0.4(n_\mu + n_\lambda)} \cdot T_i^{0.4(n_\mu - n_\lambda)} \quad (A-10)$$

となる。

以下では、式 (A-10) 中の右辺の $\left(\frac{T_w}{T_b}\right)$, $\left(\frac{T_b}{T_i}\right)$, T_i

の各項について調べる。まず、 $T_i^{0.4(n_\mu - n_\lambda)}$ については、ヘリウムガスの場合、

$$n_\mu \approx n_\lambda (= 0.68) \quad (A-11)$$

であるので、

$$T_i^{0.4(n_\mu - n_\lambda)} \approx 1 \quad (A-12)$$

であり、 $T_i^{0.4(n_\mu - n_\lambda)}$ は定数となる。次に、 $\left(\frac{T_b}{T_i}\right)$ について

は、管入口から x の位置では、一様熱流束の場合に、

$$\frac{T_b}{T_i} = 1 + \frac{4x}{d} q^+ \quad (A-13)$$

なる関係があり、やはり、 T_b/T_i が T_i に依存しないこと

とがわかる。最後に、 $\left(\frac{T_w}{T_b}\right)$ については、以下のように、

T_i に依存しないことを示すことができる。

$$q = (T_w - T_b)h \quad (A-14)$$

$$q = q^+ T_i (Gc_p)$$

$$G = \frac{\mu_r}{d} T_i^{-n_\mu} \cdot Re_i T_i^{n_\mu}$$

$$h = \frac{\lambda_b}{d} Nu_b$$

$$= \frac{0.021}{d} \lambda_r T_r^{-0.4n_\mu - 0.6n_\lambda} Pr_r^{0.4} Re_i^{0.8}$$

$$\left(\frac{T_b}{T_i}\right)^{-0.4n_\mu + 0.6n_\lambda} T_i^{0.4n_\mu - 0.6n_\lambda} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)^m$$

式 (A-14) と (A-15) より、

$$T_w - T_b = C_1 T_i^{1+0.6(n_\mu - n_\lambda)} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{-m}$$

であり、これを変形すると

$$\frac{T_w}{T_b} = C_1 \left(\frac{T_b}{T_i} \right)^{-1} T_i^{0.6(n_\mu - n_\lambda)} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{-m} + 1 \quad (\text{A-16})$$

となる。ここで、

$$C_1 = \frac{cp \cdot \mu_r}{0.021 \cdot \lambda_r} T_r^{-0.6(n_\mu - n_\lambda)} q^+ Re_i^{0.2} Pr_r^{0.4} \left(\frac{T_b}{T_i} \right)^{0.4n_\mu - 0.6n_\lambda}$$

である。したがって、式(A-16)より、 $n_\mu \simeq n_\lambda$ であり、

T_b/T_i が T_i に依存しないので、 T_w/T_b は、やはり T_i に依存しない。

以上の結果から、式(A-10)で書ける局所ヌッセルト数は、入口バルクガス温度 T_i に依存せず、したがって、 q^+ と Re_i が同一でさえあれば、 T_i が異なる実験条件に対しても、同じ局所ヌッセルト数が得られ、 q^+ が有効なパラメータであるのがわかる。

$k-kL$ 2 方程式乱流モデルにおいても、一例として、層流化が終了したときの条件である、 $Re_i = 10^4$ 、 $q^+ = 5.8 \times 10^{-3}$ に対して、 $50 \leq x/d \leq 150$ の位置でのヌッセルト数と摩擦係数の値を、 $T_i = 124 \text{ K}$ とした場合と $T_i = 500 \text{ K}$ とした場合について計算し、どちらの場合にも同じ値が得られることを確認した。同様のことを熱伝達実験においても確認した。