

Title	超臨界圧水の円管内強制対流熱伝達と圧力損失に関する研究
Author(s)	加治, 増夫
Citation	大阪大学, 1975, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/106
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

超臨界圧水の円管内強制対流熱伝達 と圧力損失に関する研究

昭和 49 年 12 月

加 治 増 夫

【目次】

記号

第1章	緒論	1
1.1	まえがき	1
1.2	従来の研究の概要	2
1.3	本研究の目的と概要	7
第2章	垂直管内上昇流における熱伝達と圧力損失 に関する実験	9
2.1	緒言	9
2.2	実験装置と実験方法	9
2.2.1	実験装置	9
2.2.2	実験方法	13
2.2.3	実験条件	14
2.2.4	管内壁温度の訂算法	14
2.2.5	流体温度の算出	17
2.3	熱伝達に関する実験結果	18
2.3.1	管壁温度分布	18
2.3.2	熱伝達率	24
2.3.3	高熱負荷における伝熱劣化現象	30
2.4	圧力損失に関する実験結果	32
2.4.1	圧力損失の各成分	32

2.4.2	摩擦圧力損失の実験値	33
2.4.3	摩擦係数	36
2.4.4	摩擦係数の整理式	44
2.5	熱伝達と壁面摩擦の相似性	50
2.5.1	熱伝達率と摩擦係数の相関	50
2.5.2	熱伝達率の整理式	54
2.6	結 言	67
第3章	水平管内流における熱伝達と圧力損失に関する 実験	69
3.1	緒 言	69
3.2	実験装置と実験方法	70
3.2.1	実験装置	70
3.2.2	実験条件	71
3.3	熱伝達に関する実験結果	72
3.3.1	管壁温度分布	72
3.3.2	熱伝達率	74
3.3.3	直管と昇管との比較	74
3.4	圧力損失に関する実験結果	78
3.4.1	摩擦圧力損失の実験値	78
3.4.2	摩擦係数と整理式	79

3.5	管内面粗さが熱伝達率と摩擦係数におよぼす影響	83
3.6	高熱負荷における熱伝達に関する実験	85
3.6.1	実験装置および実験方法	85
3.6.2	管壁温度分布	86
3.6.3	限界熱負荷	88
3.7	水平管における管壁上下温度差	90
3.8	結言	95
第4章	高圧域の管内強制対流熱伝達に関する実験	97
4.1	緒言	97
4.2	実験装置と実験方法	97
4.3	高圧域における水の物性値	99
4.4	実験結果	102
4.4.1	管壁温度分布	102
4.4.2	熱伝達率	105
4.4.3	熱伝達率の整理式	106
4.5	結言	110
第5章	超臨界圧水の管内乱流熱伝達に関する理論的解析	111
5.1	緒言	111
5.2	基礎式	112
5.3	従来の理論による計算値と実験値の比較	115
5.4	うず拡散係数比 ϵ_H/ϵ_M の修正による計算結果	118

5.5 結言	121
第6章 結論	129
参考文献	132
謝辞	137
付表 I 圧力損失に関する実験データ	
付表 II 高圧水の熱伝導率 (推定値)	

【 記号 】

- a : van der Waals 定数
- b : van der Waals 定数
- c_p : 比熱 (kcal/kg)
- d : 管内径 (m)
- f : 摩擦係数 ($= \lambda/4$)
- G : 重量速度 (kg/m²·s)
- G_0 : 流量 (kg/h)
- g : 重力加速度
- H : 垂直高さ (m)
- h : エンタルピー (kcal/kg)
- h_m : 擬臨界エンタルピー (kcal/kg)
- I : 電流 (Amp.)
- j : Colburn の j 因子 ($= St \cdot Pr^{2/3}$)
- j^* : 修正 j 因子 ($= St \cdot Pr^{0.2}$)
- k : 熱伝導率 (kcal/m²·h·°C)
- L : 管の長さ (m)
- m : 指数
- N : 圧力損失逐次計算における分割数
- n : 指数
- P : 圧力 (kg/m², kg/cm²)

- ΔP : 压力损失 (kg/m²)
 ΔP_f : 摩擦压力损失 (kg/m²)
 ΔP_a : 加速压力损失 (kg/m²)
 ΔP_e : 位置损失 (kg/m²)
 Q : 单位体积当量卷起量 (kcal/m³.h)
 q : 热负荷 (kcal/m².h)
 R : 无次元半径 (= r/r_i)
 r : 半径方向座標 (m)
 r_i : 管の内半径 (m)
 r_o : 管の外半径 (m)
 T : 温度 (°C)
 T_s : 周囲温度 (°C)
 ΔT_w : 水平管における管壁上下温度差 (°C)
 t_m : 擬臨界温度
 t_f : 膜温度 (= $\frac{t_b + t_w}{2}$)
 u : 速度 (m/s)
 V : 电压降下 (Volt) , 分子容
 v : 比体積 (m³/kg)
 x : 管軸方向座標 (m)
 y : 壁面からの距離 (m)
 y^+ : 無次元距離

κ : 圧縮係数

α : 熱伝達率 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}$)

α : 熱伝達率の温度依存係数 ($^\circ\text{C}^{-1}$)

β : 電気抵抗の温度依存係数 ($^\circ\text{C}^{-1}$)

ϵ_H : 熱のうす動粘性係数 (m^2/s)

ϵ_M : 運動量のうす動粘性係数 (m^2/s)

κ : うす拡散係数の定数

λ : 摩擦係数

μ : 粘性係数 ($\text{kg} \cdot \text{s}/\text{m}^2$)

ν : 動粘性係数 (m^2/s)

ρ : 密度 ($\text{kg} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$)

τ : せん断応力 (kg/m^2)

φ : 管の周方向角度

《無次元数》

E : エルハート数

Nu : ヌセルト数

Pr : プラントル数

Re : レイノルズ数

St : スタントン数

《添字》

b : 流体(バルク)温度基準

f : 膜温度基準

- i : 入口狀態
- m : 平均值
- 0 : 出口狀態 子仁は基準狀態
- w : 壁面 (子仁は壁面溫度) 基準
- y : y 座標成分
- x : x 座標成分
- cr : 臨界值 (子仁は限界值)

第1章 緒論

1.1 まえがき

技術の発達とともに動力生産は現在まで著しく増加し続けてきたが、この傾向は今後も維持されていくことが予想される。動力生産において重要な地位を占める蒸気動力については、総出力の増加とともに大容量化が進められ効率改善のために多くの試みが行われてきた。その結果現在では蒸気条件 250 kg/cm^2 , 540°C の超臨界圧ボイラが常用され、単機出力で 1300 MW 級のもので出現するにいたっている。効率改善のためにはさらに高温高圧化を図ることが望ましいが、材料などの制約により上記の蒸気条件が選ばれているのが現状である。蒸気動力の今後の発展のためには現在のボイラの効率改善および運転の信頼性向上とともに、高温高圧化を目的とした基礎研究が必要である。このような研究を進めるにあたっては蒸気プラントの熱力学的サイクル、管内の水流動と熱伝達、管材料、燃焼ガスからの伝熱、腐食など多分野にわたる総合的研究が必要であるが、本論文ではこのうち管内の水流動と熱伝達の問題を扱う。

超臨界圧水（または蒸気）は熱力学的平衡状態にあれば単相流体であるが、伝熱に関しては、とくに臨界点付近では、従来の単相流熱伝達と比較して特異な性質を示す場合がある。このような現象は Schmidt によりはじめて明らかにされたが、その後超臨界圧ボイラの普及、加圧水形原子炉やヘリウム冷却による高温ガス炉の開発などに関連して重要度を増し多数の研究が行われてきた。しかしながら現象が複雑であるため現在でもまだ不明の点が多く残されている。次に従来の研究の概要と残された問題点について述べる。

1.2 従来の研究の概要

超臨界圧流体では《液相》と《気相》の間に明確な境界が存在せず、物性値は温度、圧力に関して連続的に変化すると考えられる。しかしながら臨界点付近では図1.1に示すように物性値変化が急激であるため、従来の単相流熱伝達の場合とは異なった様相を呈する。現在まで

に行なわれた円管内強制対流熱伝達の実験結果によると、比較的低温負荷の場合には擬臨界温度^(注)の付近で熱伝達率が非常に高くなるのに対して、熱負荷が極めて大きい場合には熱伝達率が非常に小さくなり、亜臨界圧でのバーンアウトに類似した壁温のピークが

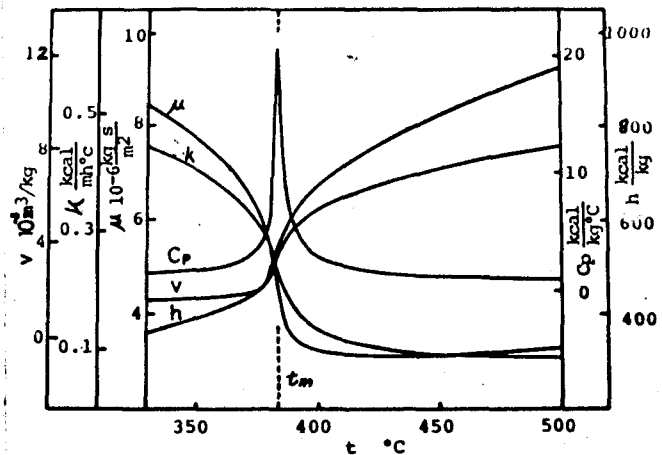


図1.1 水の物性値 (250ata)

発生する。このような現象について一方では従来の単相流熱伝達理論に基づき物性値変化の影響であるとの説明が行なわれ、また他方では亜臨界圧の核沸騰または膜沸騰類似の現象としての説明が行なわれてきた。いずれにせよ超臨界圧流体のように温度境界層内であらゆる物性値が著しく変化するような熱伝達問題は他にはなく、一般に物性値変化を伴う流体の熱伝達についての研究を進めるうえで重要な役割を果たすものと考えられる。

従来の研究に関しては $\Pi\epsilon\tau\chi\sigma\text{B}^{(1)}$, Hall⁽²⁾, Hendricksら⁽³⁾ によるレビューがあるが、ここでは主なものと最近の研究について述べる。

(注) 擬臨界温度としては定圧比熱 C_p が最大となる温度を用いた。そして等比熱線 $C_p(p, T) = \text{const.}$ の最大点を通る線は臨界点を含んでいる。

実験で使用される流体は主として水 ($P_{cr} = 225.56 \text{ kg/cm}^2$, $t_{cr} = 374.15^\circ\text{C}$), 炭酸ガス ($P_{cr} = 75.3 \text{ kg/cm}^2$, $t_{cr} = 31.04^\circ\text{C}$) であるが, 水素⁽⁵⁰⁾, 酸素⁽⁵¹⁾, フレオン⁽⁵²⁾, ヘリウム⁽⁵³⁾ を用いたものもある。流路形状はほとんどが円管であり, 直接通電加熱による一様熱負荷状態で実験を行なっている。

垂直円管内上昇流による山縣ら⁽⁴⁾, Кондратьевら⁽⁵⁾, Swensonら⁽⁶⁾, Вихревら⁽⁷⁾ の実験結果では, 低熱負荷の場合に流体温度が擬臨界値よりわずかに低いところで熱伝達率が非常に大きくなり極大値をもつ。この極大値は, たとえば山縣らの結果によると重量速度 $G \cong 1200 \text{ kg/m}^2\text{s}$, 熱負荷 $q = 20 \times 10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ のとき水単相域での熱伝達率の約5倍 ($6 \times 10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$) になっている。熱負荷が非常に大きい場合はこれとは逆に擬臨界温度付近で熱伝達率が極小値をもち, とくに低流量の場合には管壁温度が局所的に非常に高くなるという結果を得ている。Шницманら⁽⁸⁾ はこのような熱伝達率の低下により壁温ピークが発生する場合の熱負荷を限界熱負荷と考えて実験値を整理している。

以上の実験で得られた熱伝達率については種々の整理式が提案されているが, 全実験範囲にわたって十分な精度をもつものはない。これらの式は単相流熱伝達に対する整理式にもとづき, 物性値変化の影響を考慮したものである。Styrikowitschら⁽⁹⁾ は代表温度を適当に選ぶことにより非常に簡単な修正を行なった。すなわち

$$Nu = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_{min}^{0.8} \quad (1.1)$$

ただし Pr_{min} は Pr_b と Pr_w のうちの小さいほうの値をとる。上式は低熱負荷では比較的精度がよいが, 高熱負荷では実験値よりかなり大きい熱伝達率を与える。その後 Красношекoвら⁽¹⁰⁾ は密度, 比熱による修正を考慮した式を, また Swensonら⁽⁶⁾ は壁温を代表温度とし,

密度による修正項を加えた式を提案したがいずれも満足すべき結果は得られなかった。山縣ら⁽¹¹⁾は伝熱機構の相異にもとづき液相域、臨界域、気相域の3領域に区分し広範囲の圧力、流量、熱負荷に対して適用できる整理式を提案している。またЛокшинら⁽¹²⁾はソ連邦などにおける多数の実験値をまとめて g/G 、流体エンタルピ h_b をパラメータとした熱伝達率計算図表を作成している。以上の整理式、計算図表においては低流量で高熱負荷の領域は適用範囲から除外されている。

実際の熱機器では安全性の点から熱伝達の劣化による管壁温度上昇が重要な問題である。高熱負荷の場合の伝熱劣化に関する実験は、前述のШицманら⁽⁸⁾による報告の後に Bourkeら⁽¹³⁾、Shiralkarら⁽¹⁴⁾が上昇流と下降流について実施した。その結果、下降流では著しい壁温ピークが発生しなかったことから浮力による自然対流の影響であると結論している。しかしながら下降流においても伝熱劣化域があるという報告⁽¹⁵⁾もあり、問題が残されている。最近ではАлферовら⁽¹⁶⁾、Петуховら⁽¹⁷⁾、Глушенкоら⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾、Протопоповら⁽²⁰⁾、Икрянниковら⁽²¹⁾の実験があり、いずれもグラスホフ数を用いた整理を試みているが、現象が非常に複雑であるため説明のできない点も多い。

伝熱劣化による壁温ピークが発生を防止するため管内面に溝を切ったりブド管が使用されることがある。西川ら⁽²²⁾は種々の溝形状について実験を行ない有効な形状を調べた。Ackermanら⁽²³⁾もこれより先に同様の実験を行なっているが、いずれも改善の効果を示す結果を得ている。

水平管内流の熱伝達に関する実験は垂直管内流に比べて非常に少ないが、実際のボイラ管などにおいても水平部分がありこの特性を調べる必要がある。Шицманら⁽²⁴⁾、Красяковаら⁽²⁵⁾はそれぞれ内径 $d = 16\text{mm}$ 、 20mm の管を使用してかなりの広範囲で実験を行ない、高

熱負荷の場合に管上頂部と下底部の壁温差が非常に大きくなることを観測した。Вихревら⁽²⁶⁾、Жыковскийら⁽²⁷⁾は内径約20mmの管を用いて、この上下温度差と流量、熱負荷、流体エンタルピの関係を調べている。これらの結果では低流量、高熱負荷の場合に上下温度差が200°C以上になることもあり、非常に危険な状態であると指摘している。山縣ら⁽²⁸⁾は内径7.5mmの管で実験したところ、上下温度差は比較的小さかったが、管の上下で熱伝達率が異なることを報告している。水平管では管断面内の密度差が大きい場合に自然対流が影響し、主流と直角方向に二次流れが生ずると考えられる。このような現象は非常に複雑であるため、現在のところ十分な理論的解析は行なわれていない。

以上の実験は一様な加熱の条件で行なわれているが、実際のボイラ管では片面から加熱されるため熱負荷は周方向で不均一になる。

Семеновкерら⁽²⁹⁾は実際のボイラにより、またАлферовら⁽³⁰⁾は偏肉管を直接通電加熱して不均一加熱の影響を調べ、断面平均熱伝達率が均一加熱の場合より高くなるという結果を得た。

実験とともに理論的解析も進められてきたが、伝熱機構についてはまだ不明な点も多い。Deissler⁽³¹⁾はプラントルの混合距離理論にもとづき物性値変化のある場合のうず拡散係数を用いることを提案し、Goldmann⁽³²⁾は無次元距離、無次元速度として新しい変数を導入した。Bringerら⁽³³⁾はDeisslerの方法により、また田中ら⁽³⁴⁾はGoldmannの方法により計算を行ない炭酸ガスによる実験結果と比較している。計算値は定性的には実験値の傾向をよく表わしているが、熱伝達率の極大値付近では実験値よりかなり低くなり十分満足できる成果は得られなかった。その後Hsu-Smith⁽³⁵⁾は密度変化によるうず拡散係数の増加を考慮し、Koppel-Smith⁽³⁶⁾は軸方向の物性値変化を

考慮して計算を試みている。Hallら⁽³⁷⁾, Hess-Kunz⁽³⁸⁾, 吉田ら⁽³⁹⁾ も物性値の急激な変化による付加的な乱れを考慮して計算を行ない、かなり改善されたと報告している。また低流量、高熱負荷域については田中ら⁽⁴⁰⁾, Hallら⁽⁴¹⁾ が自然対流の影響を考慮して計算し、速度分布、温度分布の変化を検討している。

以上のように熱伝達に関する研究は非常に多いが、圧力損失に関する研究は比較的少ない。ボイラ管内流動の圧力損失計算法については石谷・世古口⁽⁴²⁾, Chakrygin⁽⁴³⁾, Shvartsら⁽⁴⁴⁾, 赤川・坂口ら⁽⁴⁵⁾ が種々の方法を提案しているが、いずれも管軸方向の物性値変化をどのように取扱うかを対象としたものであり、計算に際しては従来の非加熱単相流の摩擦係数を用いている。強制対流熱伝達では熱伝達率と摩擦係数の間に密接な関係があり、加熱流の場合は摩擦係数がかわると考えられる。摩擦係数を調べた実験は非常に少ない。Кондратьевら⁽⁶⁾ は加熱流においては摩擦係数が低下するという結果を得たが、流量、熱負荷の影響は考慮していない。Тарасоваら⁽⁴⁶⁾ は水平管で高流量、低熱負荷の場合の実験を行ない、粘性係数の変化を考慮した実験式を作成した。Красяковаら⁽⁴⁷⁾ は圧力、熱負荷、流量、管の配置をかえた系統的な実験を行ない摩擦係数の低下を詳細に検討している。しかしながら以上の実験結果では熱伝達率との関係は明確に示されていない。

速度分布、温度分布の測定は炭酸ガスの場合について柘植ら⁽⁴⁸⁾, Miropol'skiyら⁽⁴⁹⁾ が行なっているが、測定精度をあげることは非常に困難である。現状では定性的な傾向しか把握できず、擬臨界域でのうず拡散係数の増大などについて検討できるような資料は得られていない。

なお、臨界点から相当離れた高圧においては物性値の温度による変

化も緩和されるため、上記の特異な現象はほとんどなくなると考えられる。しかしながら高圧では物性値（とくに輸送特性）のデータも少なく、強制対流熱伝達の実験は全く行なわれていない。

以上の結果から、今後に残された課題として次のような点があげられる。

- (1) 流れ断面内での物性値変化が著しい場合の乱流輸送過程に関する研究。
- (2) 強制対流と自然対流が共存する場合の超臨界圧流体の熱伝達に関する研究。
- (3) 物性値が変化する場合の流動機構と安定性に関する研究。

1.3 本研究の目的と概要

はじめに述べたように、本研究は蒸気プラントの信頼性と効率の改善を目的とした、超臨界圧水の管内流動と熱伝達に関する基礎的研究である。すなわち主として実験により、できるだけ広範囲の条件で強制対流における熱伝達率と摩擦圧力損失を同一装置で同時に測定し、設計に必要とされる資料を得、熱伝達率と摩擦係数の相関から伝熱機構について考察を加えることを目的としている。

臨界点付近での伝熱機構の研究に際しては、理論の検討に使用できる測定値を得る目的で、上記の熱伝達率と摩擦圧力損失の同時測定を、垂直管内と昇流および水平管内流に対し流動方向以外の諸実験条件をほぼ同一にして行なった。また、従来まったく調べられていない高圧水（500 kg/cm²以上）の管内強制対流における熱伝達率を実験により求めたことも特徴のひとつである。

なお、本研究の内容は6章からなりその概要は以下の通りである。第1章は緒論であり、本研究の目的と従来の研究の概要を述べる。

第2章では臨界圧力に近い領域 ($1.1 < P/P_{cr} < 2$) で垂直管内上昇流の熱伝達率と圧力損失を実験によって求め、圧力、流量、熱負荷が熱伝達率、管摩擦係数におよぼす影響を調べた。熱伝達率と摩擦係数の相関から、物性値の温度による変化が非常に大きい擬臨界温度の付近で速度場と温度場の相似性が成立しないことを示した。さらに物性値変化を考慮に入れ、熱伝達率および摩擦係数の整理式を求めた。

第3章では比較的臨界点に近い圧力 ($P = 250 \text{ kg/cm}^2$) で水平管内流の熱伝達率と圧力損失を実験によって求め、垂直管内上昇流で得られた結果と比較した。また非常に高熱負荷の場合、熱伝達率の低下が水平管でどのように現われるかを調べ、管壁温度の上限に対する限界熱負荷を求めた。さらに、高熱負荷時に顕著にあらわれる管壁上頂部と下底部の温度差についての検討も行なった。

第4章では高圧域 ($2 < P/P_{cr} < 4$) で水平管内流の熱伝達率を実験的に調べ、従来の単相流熱伝達の整理式の有効性を調べた。また実験値の一般的な整理を行なうため、高圧水の物性値 (とくに熱伝達率) について考察、推定を行なった。

第5章では物性値変化の非常に大きい超臨界圧水の管内乱流熱伝達について、重力による影響のない条件でプラントルの混合距離理論にもとづく解析を行ない、熱のうず拡散係数が運動量のうず拡散係数より大きいという関係を用いるほうが実験値とよく一致することを明らかにした。

第6章は本研究で得た結果の総括である。

第2章 垂直管内上昇流における熱伝達と圧力損失に関する実験

2.1 緒言

超臨界圧水の管内強制対流熱伝達に関する実験は、前章で述べたように多くの研究者によって行なわれたが、広範囲におよぶ条件での系統的な研究は少ない。山縣ら⁽⁴⁾⁽¹¹⁾は圧力230~300ataにおいて一連の実験を行ない、比較的low流量高熱負荷域を除く領域で実用的に十分な精度の整理式を得た。Локшинら⁽¹²⁾は既報の実験値を用いて計算図表を作成している。しかしながら伝熱機構については不明な点が多く残されており、さらに実験データの蓄積が必要である。

対流熱伝達において、熱伝達と壁面摩擦の関係は速度場と温度場の相似性を検討するうえで重要である。現在までに報告された圧力損失についての実験結果⁽⁶⁾⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾においても熱伝達率との相関は明らかにされていない。また、ボイラ管内流動における摩擦圧力損失の正確な見積りのためにも加熱流の摩擦係数が必要であるが、従来の実験値では不十分な点が多い。

本章では超臨界圧水の垂直管内上昇流について実験を行ない、とくに臨界点の付近で、熱伝達率と摩擦係数が圧力、流量、熱負荷によりどのような影響をうけるかを調べた。また熱伝達率と摩擦係数の相関により、速度場と温度場の相似性を検討した。

2.2 実験装置と実験方法

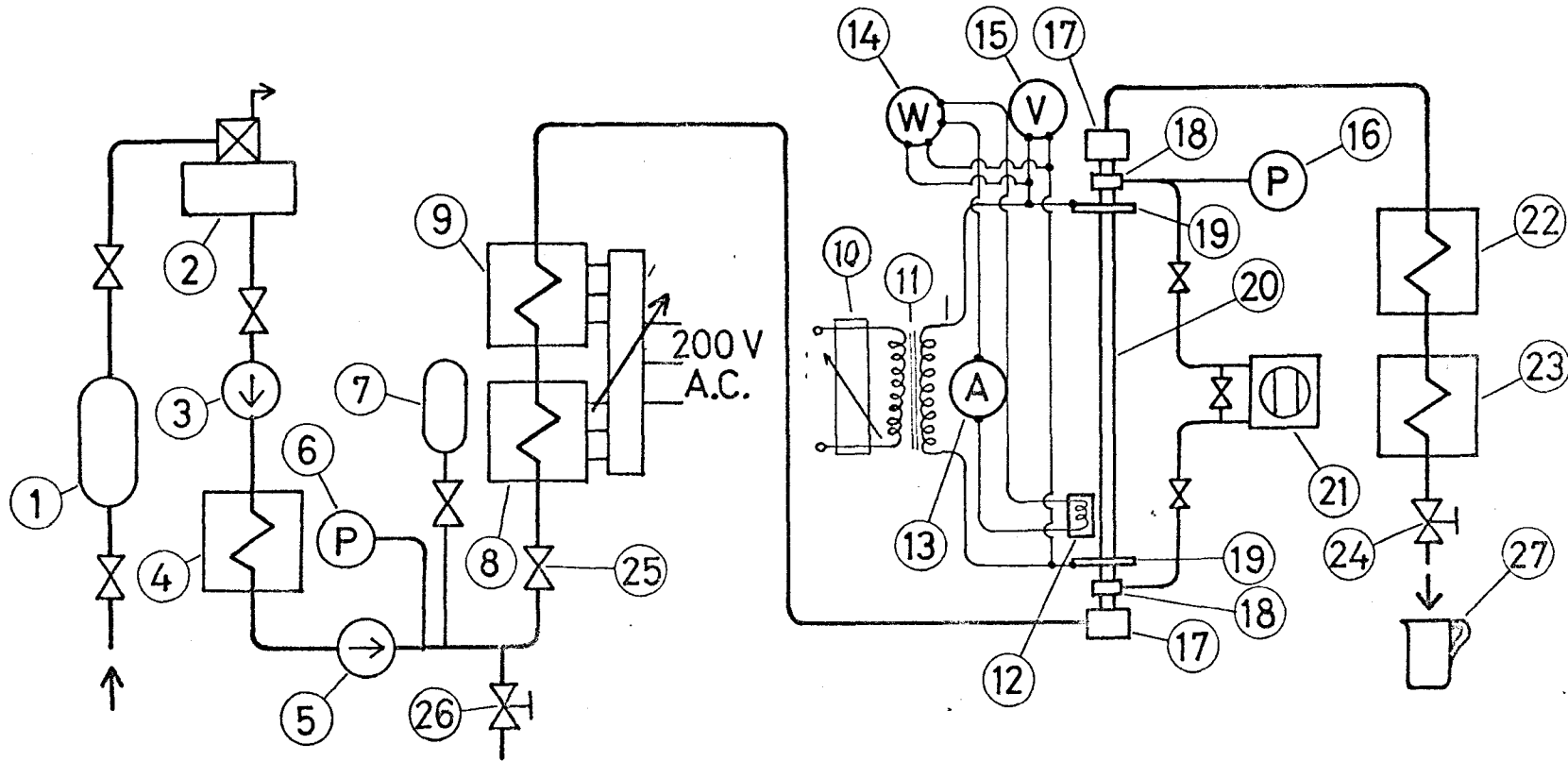
2.2.1 実験装置

本研究で用いた実験装置は1000気圧級ボイラ開発のための基礎的研究を目的として製作した高圧水流動回路であり、臨界圧付近から約1000 kg/cm²までの広範囲の圧力にわたって管内水流動と伝熱の実

験を行なうことが可能である。そのため最高吐出圧力 1500 kg/cm^2 , 吐出量 100 kg/h の三連プランジヤ形ポンプを備え, 高圧回路は厚肉の耐熱合金鋼管でつくられている。この回路の一部に伝熱, 流動試験部を設置し, 熱伝達率と圧力損失の同時測定を行なった。

垂直管内上昇流では, とくに臨界点付近で密度変化によって生ずる自然対流の影響が大きくなると考えられる。本実験ではこのような二次的な因子の影響を小さくするため, テストセクションには比較的内径の細い管を用いた。また圧力損失の測定においても, 内径が細かい場合は相対的に位置損失を小さくできる点で有利である。

図2.2.1 は実験装置の概略を示す。イオン交換樹脂型純水器①を通して軟化处理した水道水は脱気器②に導かれる。ここで電気ヒータにより加熱し十分脱気された水はブースタ・ポンプ③で加圧され, 冷却器④で常温まで冷却されたのち高圧プランジヤ形ポンプ⑤に送り込まれる。プランジヤ形ポンプは三連式であるので流量脈動は小さいが, 熱伝達率および圧力損失に対する脈動の影響を避けるため, 窒素ガス封入アキュムレータ⑦をポンプ出口近くに設置している。ポンプで加圧された水はニクロム線ヒータによる電気予熱炉⑧, ⑨により所定の入口温度まで加熱され, テストセクション⑳に導かれる。テストセクションは直接通電により加熱される。すなわち交流 220 V 単相電源から電圧調整器⑩, 変圧器⑪を介し, テストセクション両端のブスバ(銅板電極)⑬の間に電流を通じることにより発熱させる。テストセクションを出た高温・高圧水は空気冷却器⑭, 水冷却器⑮によって常温まで冷却され, ニードル弁⑯を通して減圧ののち大気放出される。テストセクションの圧力はニードル弁の操作により一定に保たれ, 流量はポンプの回転数制御により調節される。水の流量は大気放出端でビーカ⑰に受け計量し, 実験中は常に一定になるように注



1	純水装置	11	変圧器	21	差圧発信器
2	脱気器	12	変流器	22	空気冷却器
3	ブースタポンプ	13	交流電流計	23	水冷却器
4	冷却器	14	交流電力計	24	ニードル弁
5	プランジャポンプ	15	交流電圧計	25	主回路弁
6	高圧圧力計	16	ブルドン管圧力計	26	バイパス弁
7	アキュムレータ	17	混合室	27	ビーカー
8	一次予熱器	18	圧力タップ		
9	二次予熱器	19	ブimba		
10	電圧調整器	20	テストセクション		

図 2.2.1 実験装置略図

意した。

テストセクションの概略を図2.2.2に示す。高温高圧の実験を行なうため外径9.50mm、内径3.92mmの比較的厚肉のAISI304ステンレス鋼管で作成した。垂直に設置する際は出口部を固定し、入口部は可動とすることにより加熱による軸方向の伸びに対処している。ブスバ間の加熱長は625mm ($L/d=159$)、圧力タップ間隔は675mm ($L/d=172$)である。加熱区間と差圧測定区間は等しくすることが望ましいが、工作上的の都合と、加熱区間の発熱をできるだけ一様にし、また電気絶縁を良好にするため図のように作成した。入口助走区間は約330mm ($L/d \cong 85$)であるが、本実験範囲はすべて乱流域に含まれ流れが発達するために十分な長さであると考えられる。

管壁温度は図に示すように管外表面の軸方向10ヶ所の断面とで、管軸に対称にそれぞれ2対の0.3mmφクロメル-アルメル熱電対を溶着して測定した。温度測定の結果、2対の熱電対の指示は常に十分な精度で一致しており、軸対称であることが確認された。流体の入口、出口温度は混合室⑰にそう入れた1.6mmφクロメル-アルメルシース熱電対で測定している。テストセクションの差圧は、入口、出口圧力タップ⑱からベロー型差圧発信器⑳に導き、電気信号に変換することによってペンレコーダに記録させた。差圧と出力電圧の関係はあらかじめ検定を行ない、全測定範囲にわたり直線的であることを確認し

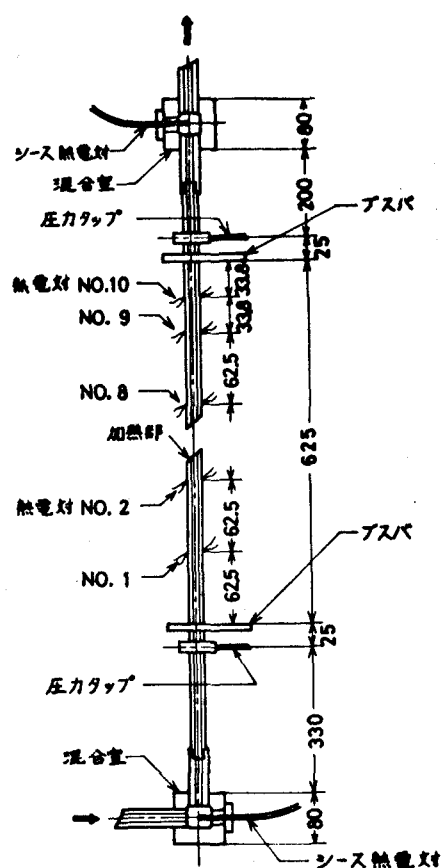


図2.2.2 テストセクション
(直置管)

ている。テストセクションの圧力は，出口圧カタップからブルドン管圧力計⑯に導き測定した。

管内流熱伝達においては，管内面の粗さが熱伝達率，摩擦圧力損失に大きい影響を及ぼす。本実験では管内径が比較的細いため相対的な粗さは大きくなる。したがって内面はエメリ粉#400，エメリペーパー#1500を用いて入念に磨

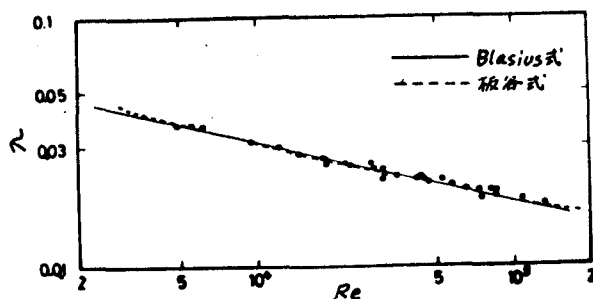


図 2.2.3 管摩擦係数

き平滑にした。管の一部を切取って観察し，さらに低圧の温水を流して摩擦圧力損失を測定することによって平滑であることを確認した。摩擦係数は図 2.2.3 に示すように平滑管に対する Blasius の式または板谷の式とよく一致している。

2.2.2 実験方法

一連の実験に際して差圧計への圧力導管内に空気の混入がないよう事前に十分空気抜きを行なった。圧力および流量を一定に保った状態で，予熱炉の電気入力を調節しながら所定の入口流体温度が定常的に維持されるまで回路に送水を続け，定常になった状態で非加熱流の圧力損失を測定し平滑管の場合と一致するかを調べた。このようにして管内壁面へのスケール付着のないことを確認したが，運転休止の間もときどき前述の方法で内壁面を磨いた。

テストセクションを加熱する際は，所定の熱負荷を得るよう電気入力を段階的に増加し，定常になったのち管壁温度，流体温度，差圧の測定を行なった。流量は大気放出端でビーカで受け1分間の計量を3回繰返すことによって一定であることを，またその間にペンレコーダ

に記録した差圧計の出力および管壁温度，流体温度が一定であることを確認した。しかし後述のように低流量で高熱負荷のときに壁温ピーフが発生するような場合は，壁温に多少の変動がみられた。

2.2.3 実験条件

実験条件は表2.2.1に示すとおりである。本章では臨界点付近の現象を調べることに重点をおき，高圧化に伴って低流量・高熱負荷の場合の伝熱劣化がどう改善されるかを調べている。また表には各圧力におけるエンタルピの擬臨界値 h_m もあわせて示している。

表 2.2.1 実験条件

圧力 重量速度	250 ata	300 ata	400 ata
	熱負荷 $q \times 10^{-4} \text{ kcal/m}^2\text{h}$		
$G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$	26~142	—	—
1000	26~118	22~107	—
500	13~60	12~55	12~55
入口流体温度	215~405 °C	220~420	220~440
擬臨界エンタルピ	510.0 kcal/kg	526.9	539.4

2.2.4 管内壁面温度の計算法

熱伝達率を求めるためには内壁面の温度が必要である。熱電対により測定した外壁面温度から内壁面温度を推定するに際して以下の方法を用いた。

厚肉管では内外壁温度差が相当大きくなるので，管材料の熱伝導率と電気抵抗については温度による変化を考慮する必要がある。発熱が

一様であるときの定常状態の熱伝導方程式を円筒座標で表わすと、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot k \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (k \frac{\partial T}{\partial \varphi}) + \frac{\partial}{\partial x} (k \frac{\partial T}{\partial x}) + Q = 0 \quad (2.2.1)$$

となる。垂直管の場合は温度分布は軸対称であり、また x 方向の温度勾配は r 方向に比べて十分小さいと考えられるので、上式は r についての常微分方程式となる。ここで熱伝導率 k は近似的に温度の一次関数としてあらわされる。

$$k = k_0 (1 + \alpha T) \quad (2.2.2)$$

式(2.2.2)を式(2.2.1)に代入すると、

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{\alpha}{1 + \alpha T} \left(\frac{dT}{dr} \right)^2 + \frac{Q}{k_0 (1 + \alpha T)} = 0 \quad (2.2.3)$$

直接通電加熱の場合は温度による電気抵抗の変化が発熱量に影響を与える。電気抵抗 Ω も温度に関してほぼ一次関数であると考えられるので

$$\Omega = \Omega_0 (1 + \beta T) \quad (2.2.4)$$

とおき、軸方向長さ L での電圧降下を V とすると、式(2.2.3)より

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{\alpha}{1 + \alpha T} \left(\frac{dT}{dr} \right)^2 + \frac{0.86 (V/L)^2}{k_0 (1 + \alpha T) \cdot \Omega_0 (1 + \beta T)} = 0 \quad (2.2.5)$$

となる。基準抵抗 Ω_0 の測定は非常に困難であり精度もよくないが、 β の値については比較的精度のよい測定が可能である。外壁面が断熱されている場合は内壁面での熱負荷 q は次式で求められる。

$$q = \frac{0.86 (V/L)^2}{\Omega_0 \gamma_i} \int_{r_i}^{r_0} \frac{r \cdot dr}{1 + \beta T} \quad (2.2.6)$$

式(2.2.6)を式(2.2.5)に代入すると

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{\alpha}{1+\alpha T} \left(\frac{dT}{dr}\right)^2 + \frac{\rho \cdot r_i}{k_0(1+\alpha T)(1+\beta T) \int_{r_i}^r \frac{r dr}{1+\beta T}} = 0 \quad (2.2.7)$$

式(2.2.7)では基準抵抗 Ω_0 の値は必要でない。上式を境界条件

$$r = r_0 \text{ において; } T = T_{w_0}, \quad dT/dr = 0 \quad (2.2.8)$$

を満足するように解けばよい。計算に際してはまず $\beta = 0$ と置いて数値計算により初期温度分布を求め、次に β の値を代入して式(2.2.7)により温度分布が一定になるまで繰返し計算を続けることになるが、計算はかなり煩雑で時間を要する。

低熱負荷の場合は内外壁温度差が小さく一様発熱に近い。高熱負荷の場合は内壁温度に多少の見積誤差があっても、熱伝達率を求める際の相対誤差は小さくなる。一様発熱と仮定した場合($\beta = 0$)と半径方向の電気抵抗変化を考慮した場合の内壁温度の計算結果の一例を表2.2.2に示す。熱電対による温度測定の精度は約 0.5°C であり、これに比べて両者の計算結果の差はかなり小さいことがわかる。また交流通電の際は表面の電流密度が高くなるが、Hufschmidtら⁽⁵⁴⁾の計算によると60Hzではこの効果は非常に小さく無視できる。したがって実験値の整理に際しては式(2.2.3)により数値計算を行ない内壁温度を求めた。

なおAISI 304 ステンレス鋼の熱伝導率は次式で与えた。

$$k = 13.1 (1 + 0.000989 T) \quad (2.2.9)$$

表 2.2.2 内壁温度計算値の比較

	熱負荷 $\text{Kcal/m}^2\cdot\text{h}$	$T_{w_1} (\beta \neq 0)$	$T_{w_2} (\beta = 0)$	$\Delta T = T_{w_1} - T_{w_2}$
1	127.3×10^4	381.66°C	381.54°C	0.12°C
2	130.8×10^4	450.43	450.25	0.18°C

2.2.5 流体温度の算出

テストセクションおよび混合室の外面は高温断熱材（超耐熱無機繊維）と岩綿保温筒で被覆しているが、主としてブスバからの放熱は無視できない。放熱損失を調べるため比較的低流量で水または蒸気单相流を流し流体の温度降下を測定した。図2.2.4は入口混合室から出口混合室までの全放熱量と（流体温度－室温）の関係を示す。ブスバなどからの伝導による熱の漏洩に比べ、管外表面からのふく射による放熱量は小さいと考えられる。したがって加熱区間入口における流体温度 t_{bi} は混合室で測定した温度から入口部での放熱量を修正して求めた。

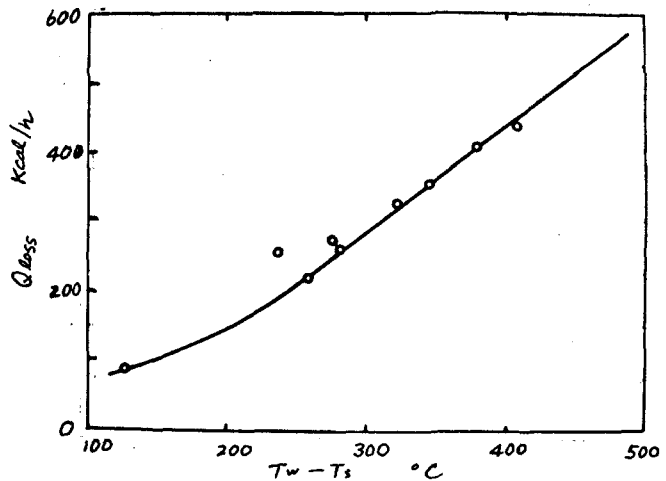


図2.2.4 放熱損失

テストセクションの軸方向には温度分布があるため、発熱量に不均一が生ずる。テストセクションを5等分劃するよりにリード線を溶接し電圧降下を測定したところ、低熱負荷の場合は不均一はほとんど無視できる程度であり、高熱負荷の場合は平均値に対して±3%の差があった。しかしながらこの場合は熱伝達率に対する相対誤差は小さくなるので、以下ではすべて一様熱負荷として取扱っている。

加熱区間の入口から x (m) の距離の点での流体エンタルピー h_b (kcal/kg) は次式で求められる。

$$h_b = h_{bi} + \frac{q \cdot \pi d x}{G_0} \quad (2.2.9)$$

ただし q ; 熱負荷 (kcal/m²·h), d ; 管内径 (m), G_0 ; 流量 (kg/h) である。また水の物性値については日本機械学会蒸気表 (1968) によった。

2.3 熱伝達に関する実験結果

2.3.1 管壁温度分布

管軸方向同一断面上の2対の熱電対を用いて測定した管外壁面温度から、式(2.2.3)により求めた管内壁温度の軸方向分布の例を図2.3.1～図2.3.4に示す。図2.3.1と図2.3.3は入口流体温度が擬臨界温度(250 ataでは $t_m \cong 382.8^\circ\text{C}$)より十分低く、比較的依熱負荷の場合に相当し、管全長にわたって《液相》域に含まれる。この場合は流体温度と管壁温度は平行で直線的に上昇しており、通常の单相流の場合と同じである。またほぼ全長にわたって流れは完全に発達していると考えられる。図2.3.2は入口流体温度が擬臨界温度 t_m より少し高く、 T_{w1} は依熱負荷、 T_{w2} は高熱負荷の場合の管壁温度を示す。依熱負荷では入口付近($x/d < 40$)を除いて壁温と流体温度が平行になっている。高熱負荷の場合は入口から相当離れた位置まで進んでも壁温と流体温度の差は一定にならず、この部分では通常流体での発達した乱流とは様相が異なると考えられる。図2.3.4は低流量で高熱負荷の場合を示す。入口に近い部分では壁温変化は通常の单相流の場合と同じであるが、壁温が擬臨界温度を超えた付近から急上昇し、ピークに達したのち再び低下している。図に示す例は流量、入口温度が同じで熱負荷が異なる場合であるが、熱負荷が大きくなるほど壁温のピークが入口側に移っている。

発熱量分布が管軸方向に一様であるため、壁温の軸方向分布は流体エンタルピ h との関係により示すこともできる。流れが流体力学的および熱的に完全に発達し、しかも二次的な作用の影響を受けない場合、同一の圧力、流量、熱負荷における実験値は流体エンタルピ h に対して一つの連続した曲線で結ばれるものと考えられる。このような整理法により、全範囲の実験値を図2.3.5～図2.3.10に示した。

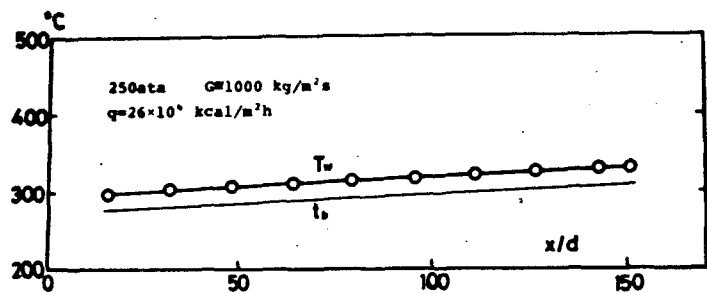


图 2.3.1 管壁温度

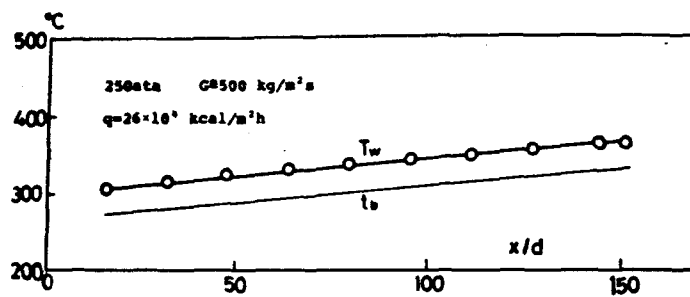


图 2.3.3 管壁温度

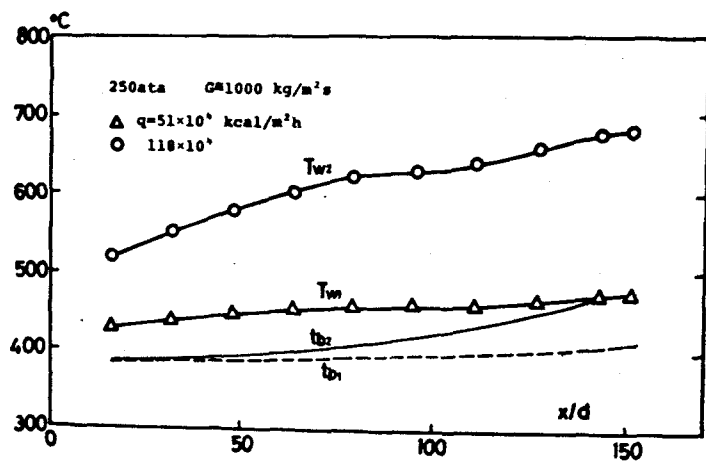


图 2.3.2 管壁温度

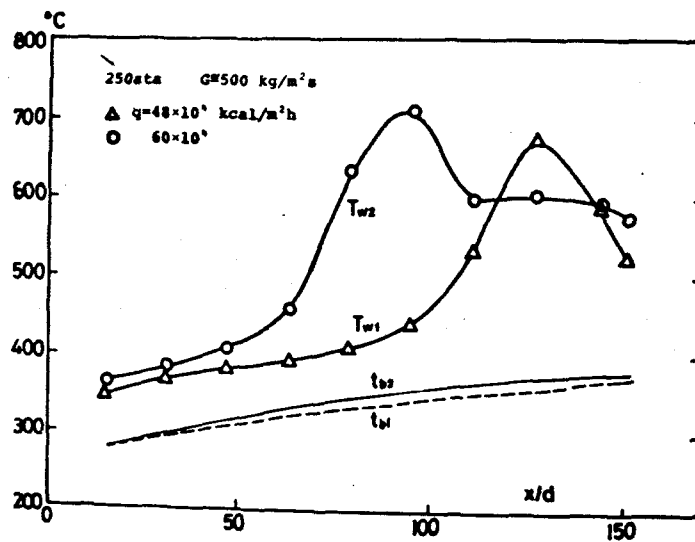


图 2.3.4 管壁温度

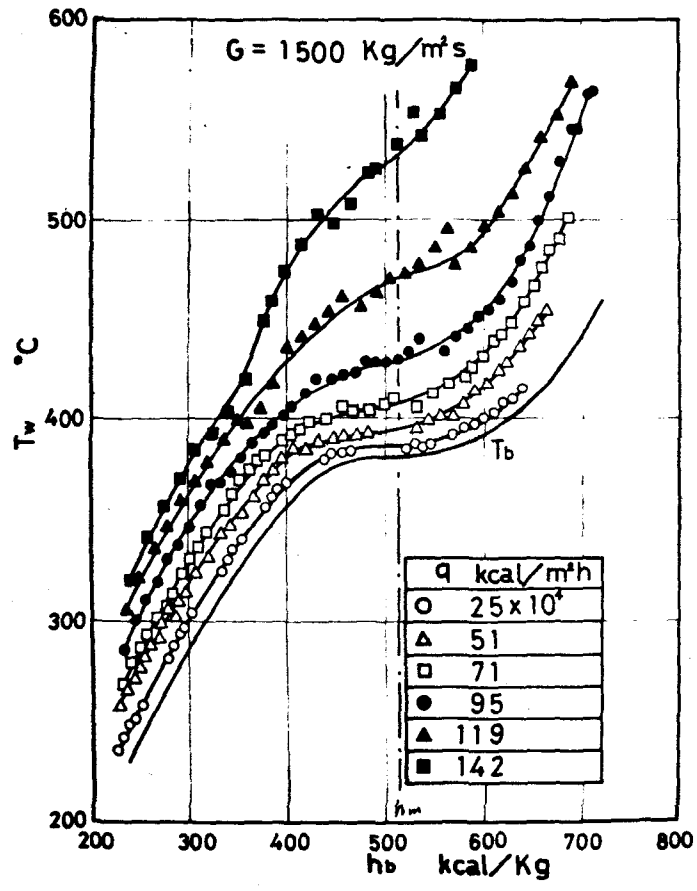


图 2.3.5 管壁温度

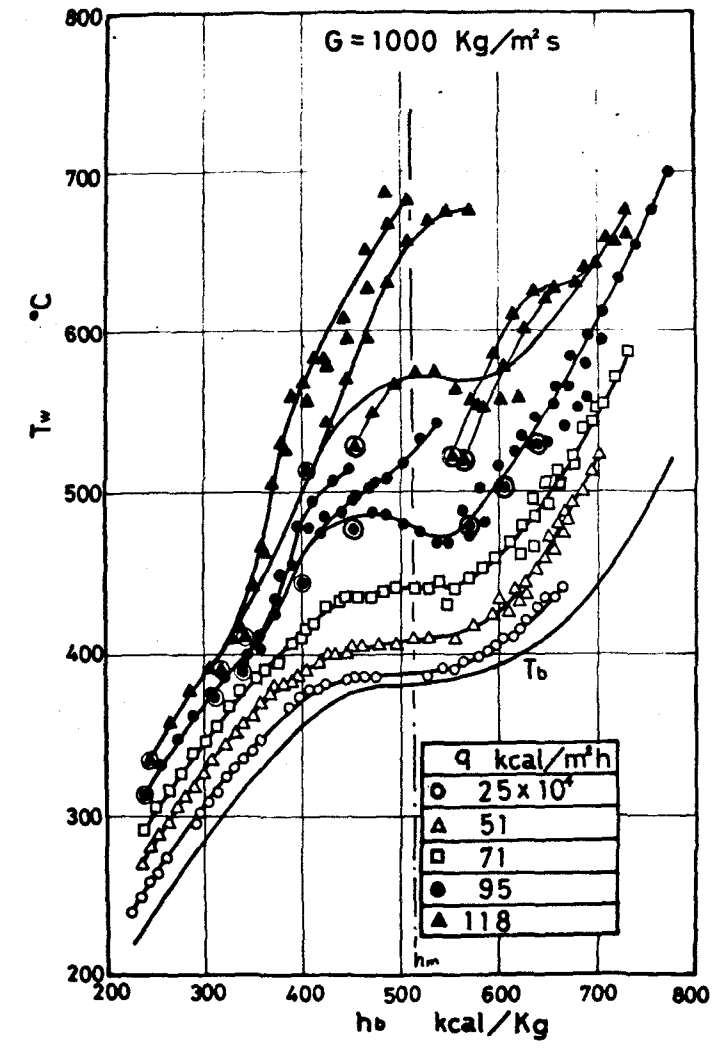


图 2.3.6 管壁温度

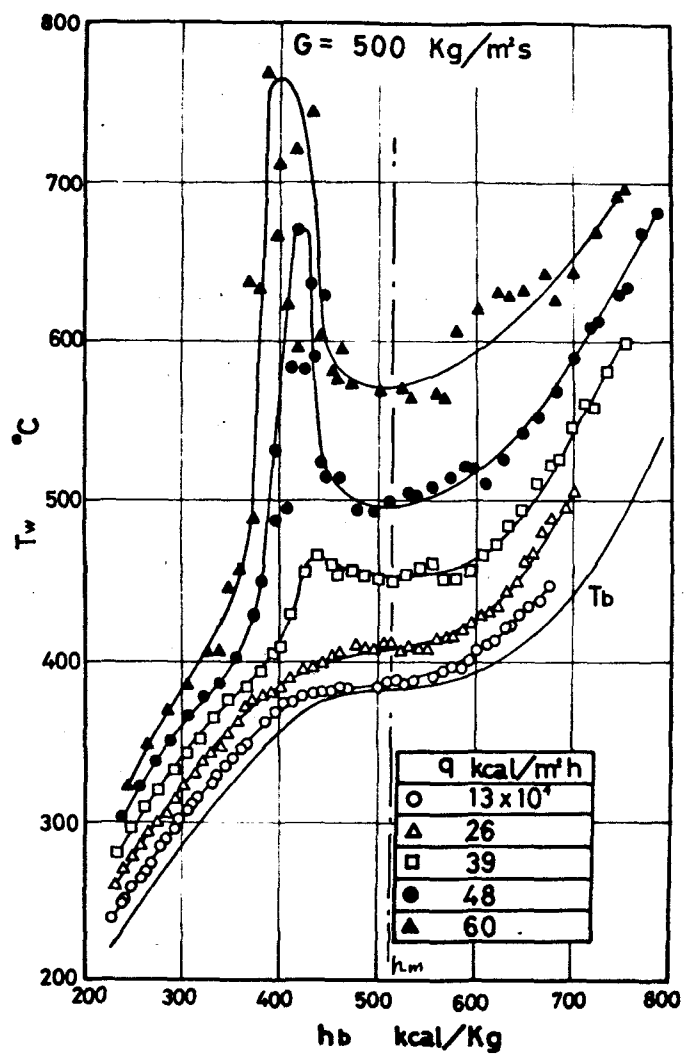


图 2.3.7 管壁温度

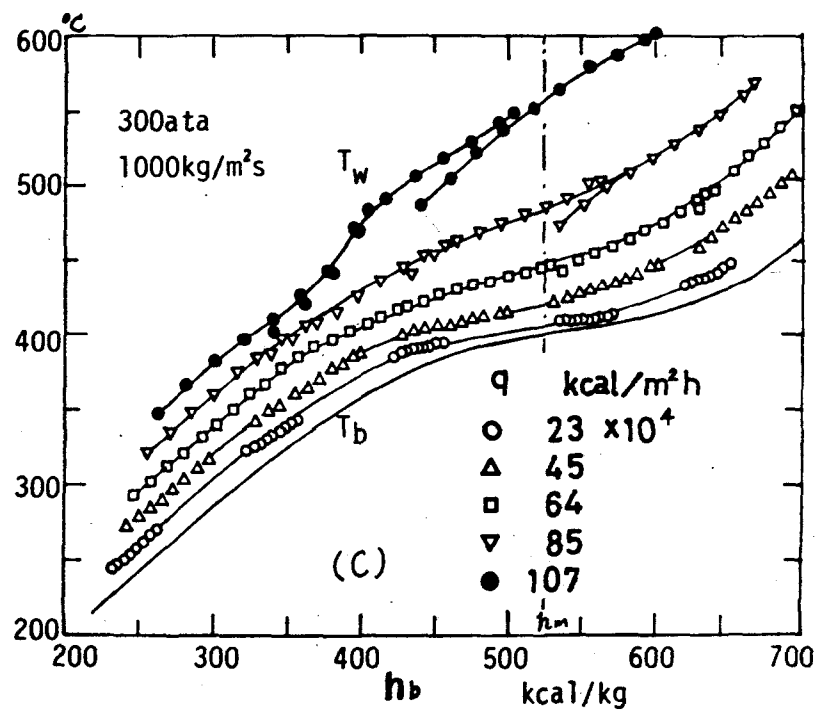


图 2.3.8 管壁温度

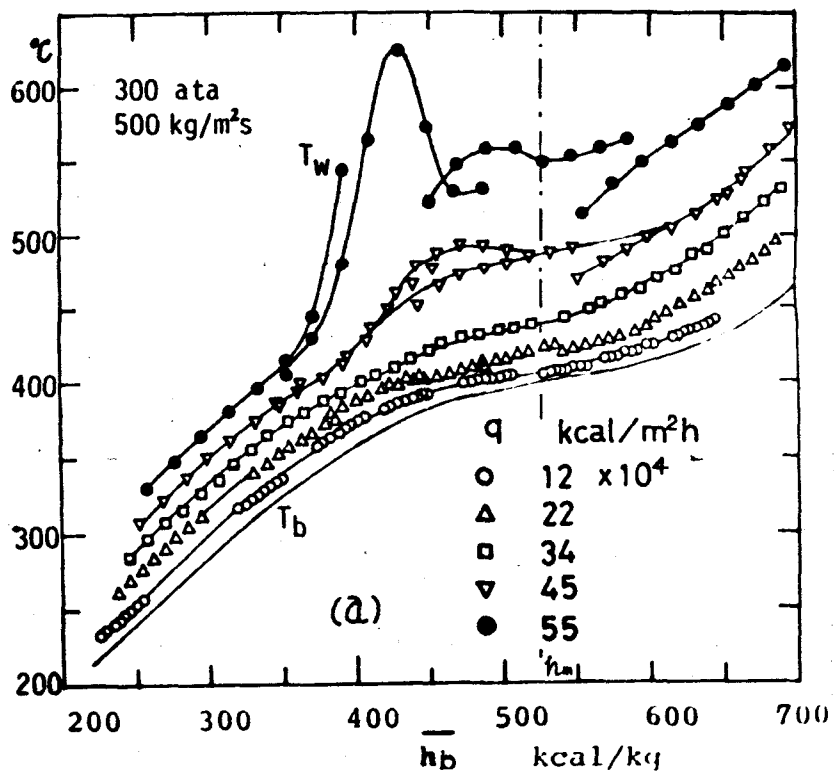


图 2.3.9 管壁温度

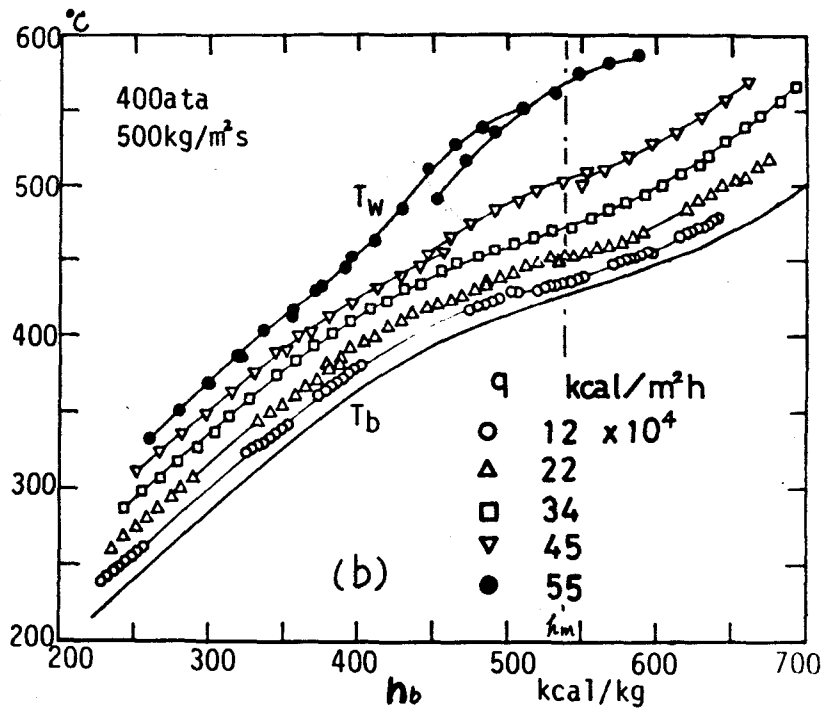


图 2.3.10 管壁温度

比較的低熱負荷では、いずれの圧力、流量の場合でも壁温と流体温度の分布はほぼ平行になっているが、高熱負荷の場合は擬臨界値 t_m の付近で壁温と流体温度の差が相当大きくなり、熱伝達率が低下することを示している。熱伝達率の低下の傾向は臨界圧力に近いほど顕著にあらわれ、とくに低流量域では非常に高い壁温ピークとなっている。また入口流体温度が異なる場合に、流体エンタルピが同じであっても管壁温度が異なった分布を示すことがある。とくに入口流体温度が擬臨界温度より低い場合にこの傾向が顕著にあらわれている。このような現象については、低流量域で顕著にあらわれることが山縣ら⁽⁴⁾、Шицманら⁽⁸⁾により報告されているが、図2.3.6に示すように、非常に高熱負荷の場合には比較的高流量域でも観測された。図には最も入口に近い位置の実験値を○で囲み、同一系列の実験点を結んでその分布形状を示している。一系列内の実験値はひとつの曲線上になめらかにのっていて実験値の信頼できることが察せられるが、全体としてみれば流体エンタルピ、流量および熱負荷が同一でも必ずしも同一管壁温度となっていない。

このような壁温分布の異常性については、流れ断面内での物性値変化を考慮するだけでは十分な説明ができません。加熱開始点からの温度境界層の発達過程や自然対流の影響、物性値変化による流れ構造の変化についても検討する必要がある。

また図2.3.7、図2.3.9に示すような壁温ピークの発生する場合には、流量、入口温度、電気入力などに実験上やむを得ぬ微少な時間的変動が加わると壁温の時間的変動は非常に大きく、最大で約20°Cの温度変動が観測された。

管壁温度分布より次のことが明らかとなった。

- (1) 流体温度が擬臨界温度よりかなり低い《液相》域や、かなり高い《気相》域では、壁温と流体温度の差がほぼ一定になり通常の单相流熱伝達現象を示す。
- (2) 非常に低熱負荷の場合、擬臨界領域 ($t_b < t_m < T_w$) で管壁温度と流体温度の差が小さくなり、熱伝達率が高くなっていることを示す。
- (3) 低流量、高熱負荷では擬臨界領域で壁温が急上昇しピーク値を示す場合がある。この傾向は圧力が低いほど、また高熱負荷ほど著しい(図 2.3.7, 図 2.3.9)。
- (4) 高熱負荷においても高流量の場合や高圧の場合(400 ata)には顕著な壁温の急上昇はみられない。
- (5) 臨界圧力に近い場合は、比較的高流量 ($G \cong 1000 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$) でも熱負荷を非常に高くすると壁温が急上昇することがある。この場合入口流体温度が異なっていると、流体温度が同じであっても管壁温度は必ずしも同じ温度にならない。(図 2.3.6)。

2.3.2 熱伝達率

図 2.3.11 ~ 図 2.3.16 は各圧力、流量についての熱伝達率 α ($\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{°C}$) と流体エンタルピ h_b の関係を示す。《液相》域では熱負荷が異なる場合でも熱伝達率はほぼ等しい。《気相》域では高熱負荷ほど熱伝達率は低くなっているが、その差は小さい。擬臨界領域では低熱負荷の場合熱伝達率が非常に高くなり、流体エンタルピが擬臨界値 h_m の付近で極大値をとる。高流量ほど、また低熱負荷ほど熱伝達率の極大値は高くなる傾向にあるが、その上限がどの程度になるかについては本実験結果では明らかでない。一方高熱負荷の場合は、

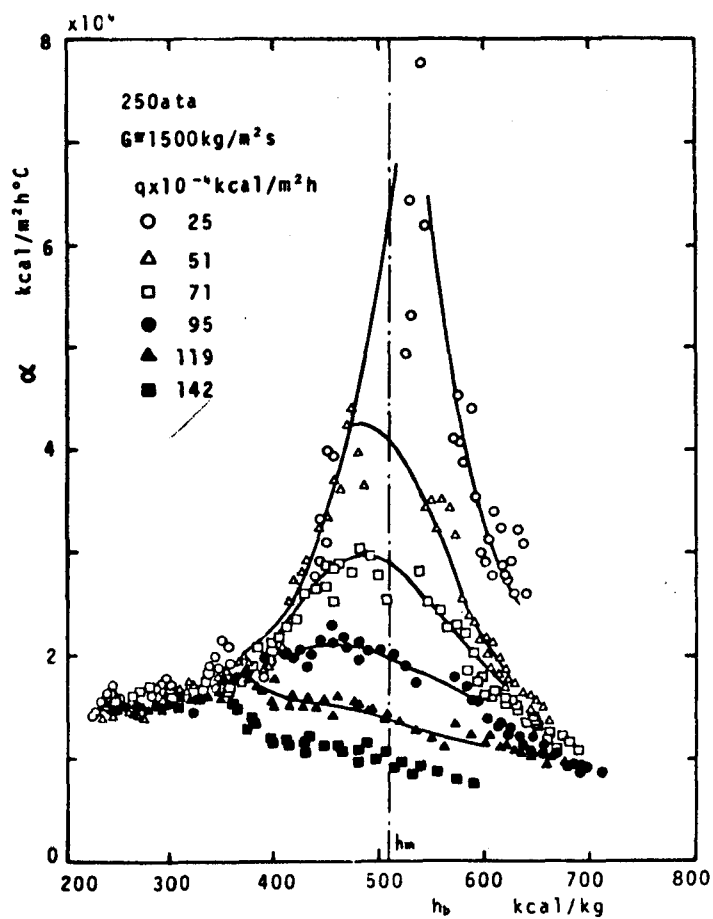


图 2.3.11 热伝達率

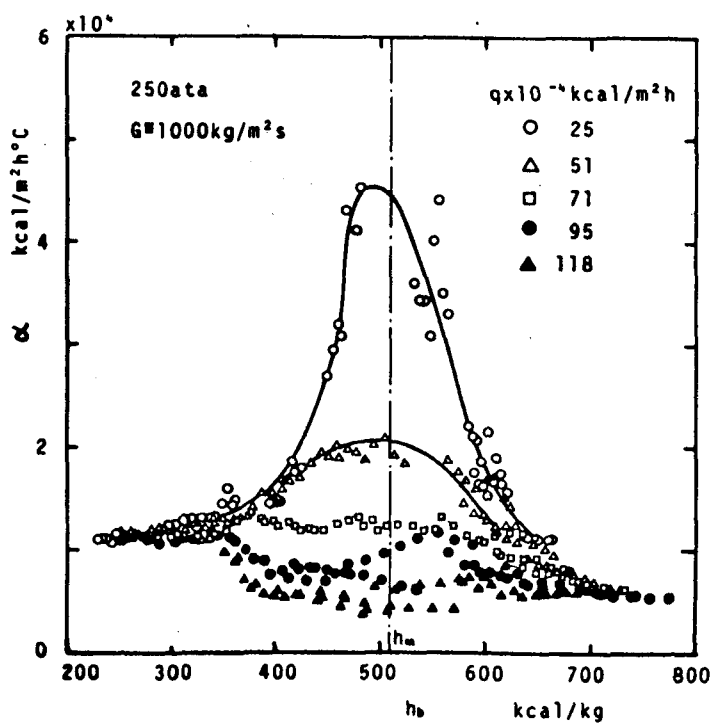


图 2.3.12 热伝達率

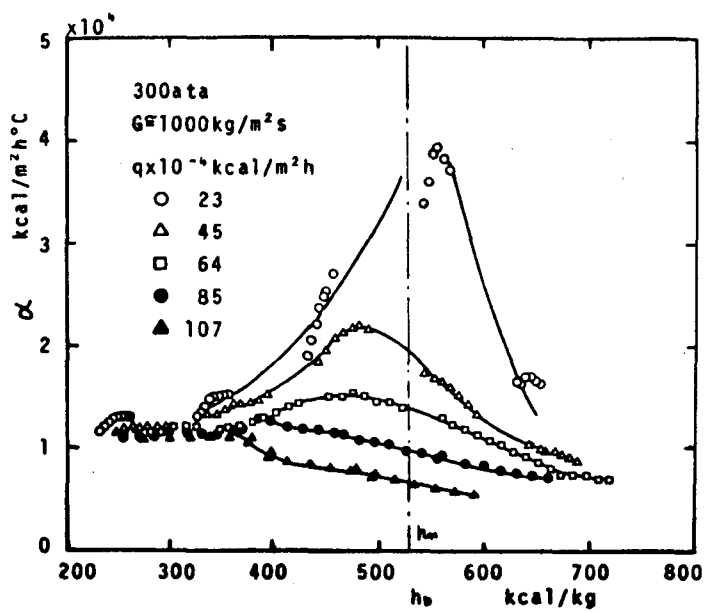


图 2.3.13 热伝達率

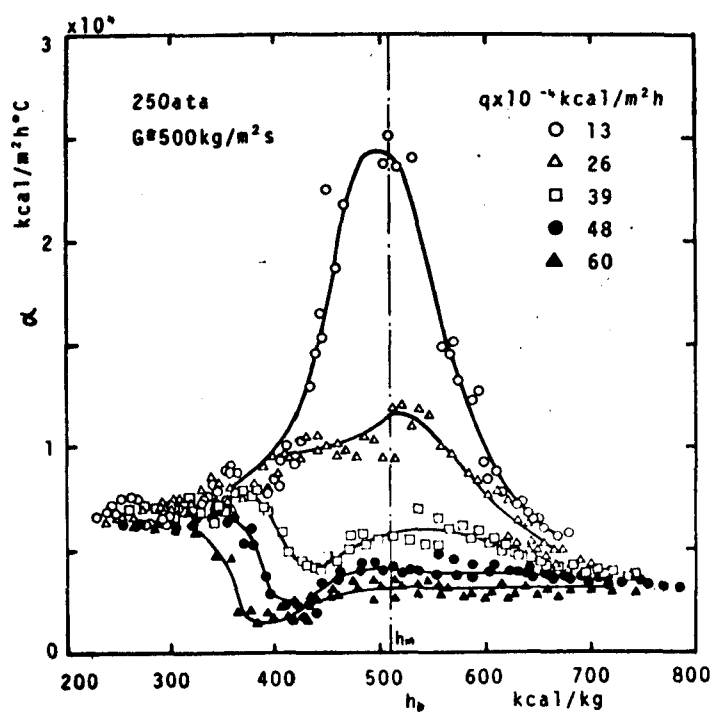


图 2.3.14 热伝達率

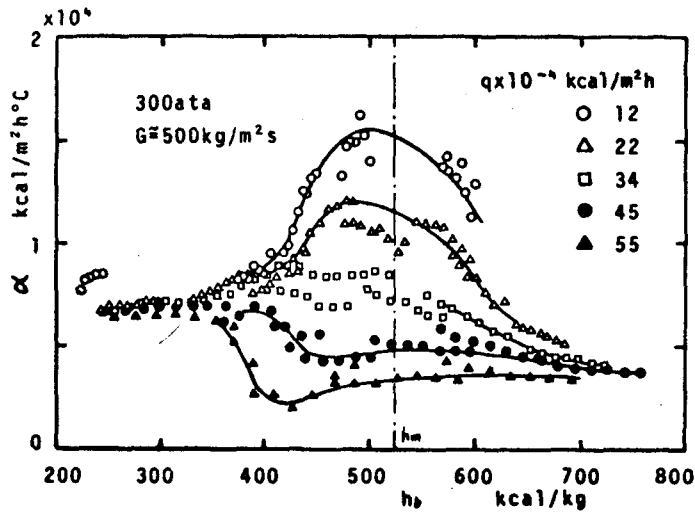


图 2.3.15 热伝達率

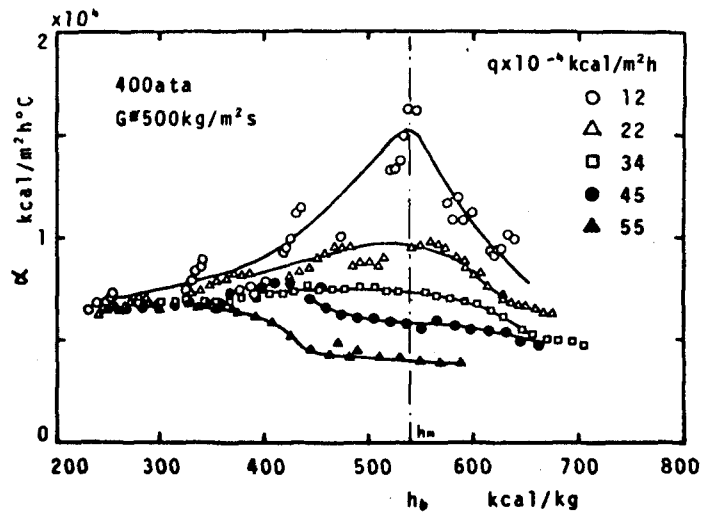


图 2.3.16 热伝達率

これとは逆に熱伝達率が非常に低下している。また同一の流量、熱負荷において圧力の異なる場合を比較すると、高圧になるほど熱伝達率の極大値は低くなり、高熱負荷域の熱伝達率の低下の割合も緩和されている。

臨界点付近での垂直管内上昇流に関する実験は多数行なわれているが、管径、流量などの実験条件が本実験とは多少異なるため実験値を直接比較することはできない。多数の研究者による実験結果をパラメータ δ/G を用いて整理した Локшинら⁽¹²⁾ の計算図表、および山縣ら⁽¹¹⁾ の整理式により、本実験条件にあわせて 250 ata の場合の熱伝達率を求めた結果を図 2.3.17 に示した。Локшинらの図表では低熱負荷における極大値付近と低流量高熱負荷域は適用範囲外であるため直接比較はできないが、高熱負荷については本実験結果のほうはずかしく熱伝達率が高くなっている。

内径 $d = 10 \text{ mm}$ の管による実験値から求めた山縣らの整理式とは低熱負荷の場合よく一致しているが、熱負荷の高い場合に山縣らの式はかなり高めの値を見積るようである。前出の壁温分布の図に示されているように、擬臨界温度の付近では管軸に沿って管壁-流体温度差がかなり変化するが、山縣らは入口部に近い位置での壁温が伝熱劣化のない正常な状態であるとして整理しているため、高い熱伝達率を予測する結果になったものとおもわれる。

《液相》および《気相》域ではこれらの整理法とよく一致していることから、上述の不一致は測定上の誤差や実験装置の特性によるものではないと言える。また低流量および高流量の場合の比較は 2.5.2 節で示すが、その傾向は図 2.3.17 の場合と全く同様である。

高圧の場合、すなわち 400 ata での実験は低流量域についてのみ行なったが、通常の单相流熱伝達との差は小さくなることがわかった。

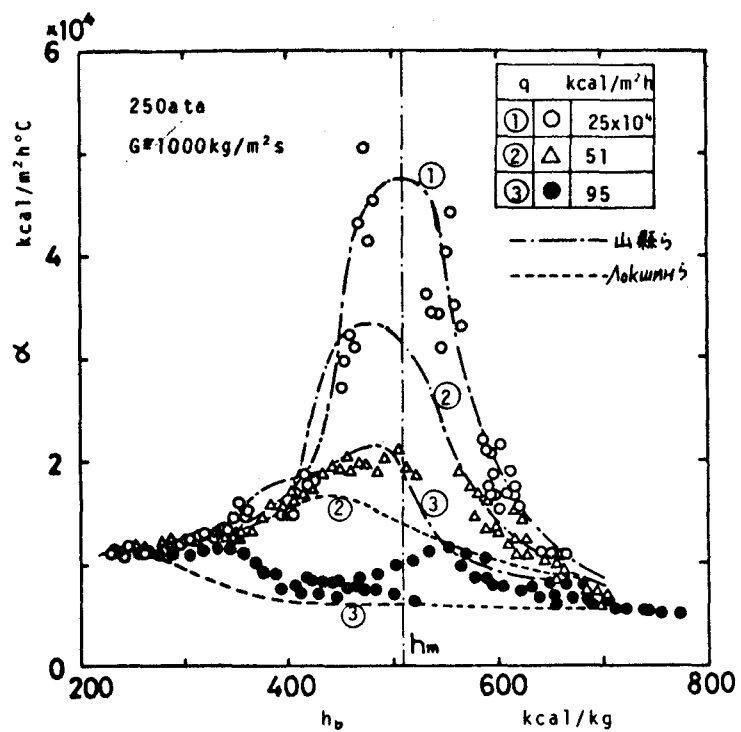


図 2.3.17 熱伝達率の従来の研究との比較

2.3.3 高熱負荷における伝熱劣化現象

実用上の安全性の点から言えば，低熱負荷の場合に熱伝達が向上する現象より，高熱負荷の場合に熱伝達率が低下し管壁温度が異常に高くなる現象のほうが重要である。このような伝熱劣化現象について，従来の乱流熱伝達理論を物性値変化の大きい場合に拡張することによって説明できるとする《正常対流》説と，二相流のバーンアウト現象に類似したものとする《沸騰類似現象》説とが対立しており，現在なお明確な結論は得られていない。

田中ら⁽³⁴⁾，Шибикова⁽⁵⁵⁾は正常対流説の立場から，物性値変化を考慮してプラントルの混合距離理論にもとづき計算したところ，熱伝達率が極小値をとるような場合が計算結果に見出されたが，これはすくなくも定性的に伝熱劣化現象に対応している。これらの計算結果と実験値の一致は定量的にはまだ十分な精度であるとは言えず，また図2.3.6などに示すように入口流体温度によって管壁温度分布が異なっている場合については説明できない。

これとは逆の立場から Ackermannら⁽²³⁾ はリブド管による実験で，亜臨界圧の場合と同様に管壁温度の急上昇を防止できたとの事実により，膜沸騰類似の現象と説明している。この場合は，高流量での壁温上昇が低流量の場合より相当低くなっている点については明確な説明ができないようである。

Шицманら⁽⁸⁾は垂直管内上昇流と下降流の実験を行ない，下降流では伝熱劣化が生じなかったことから浮力の影響と考えた。強制対流と自然対流が共存する場合には，壁面近傍で乱流拡散の減小することを Carrら⁽⁵⁶⁾が空気流による実験で測定しており，擬臨界温度付近ではグラスホフ数が相当大きくなって浮力の影響が無視できないと考えられる。

Shiralkarら⁽¹⁴⁾の炭酸ガスによる実験, Орнатскийら⁽¹⁵⁾, Глушенкоら⁽¹⁸⁾の水による実験では下降流の場合にも, やや緩やかではあるが壁温上昇があったと報告している。

山縣ら⁽⁴⁾は圧力変動を伴わない水が十分低温から連続的に一様熱負荷で加熱される場合には, 管壁温度の局所的な急上昇や, 入口流体温度により同一流体エンタルピで熱伝達率が異なるような現象がないと考え, 実験値から推定した管壁温度分布により伝熱劣化の発生限界を調べた。その結果を次式であらわしている。

$$q_{cr} = 175 G^{1.2}$$

(2.3.1)

ただし q_{cr} : 限界熱負荷 ($\text{kcal}/\text{m}^2\text{h}$), G : 重量速度 ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$), 管内径 $d = 10 \text{ mm}$ である。

本実験の結果についても, 管軸方向に熱伝達率が急激に低下するような場合を伝熱劣化があると考え限界熱負荷を調べたところ図2.3.18の関係を得た。図中の直線は山縣らの式(2.3.1)であるが, 本実験の場合にも比較的よく一致している。

以上のように伝熱劣化についての現象は非常に複雑であり, 本実験の結果からは明確な結論を得ることはできないが, 前述のように物性値変化による流れ構造の変化や浮力による自然対流の影響などについても考慮する必要がある。

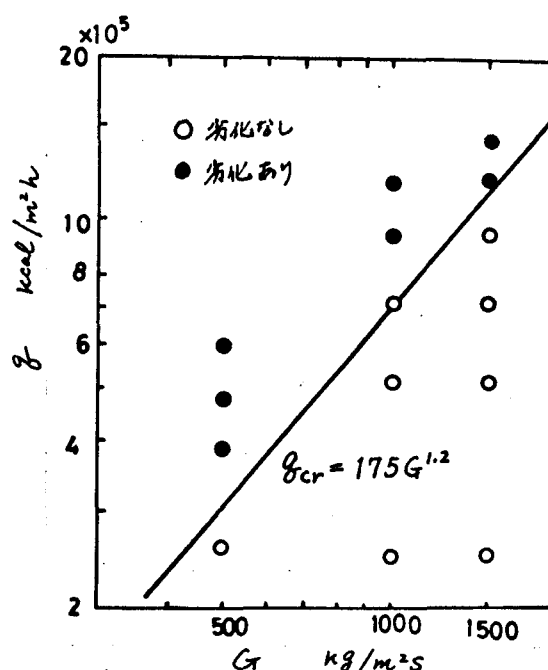


図2.3.18 限界熱負荷

2.4 圧力損失に関する実験結果

2.4.1 圧力損失の各成分

断面が一様な加熱直管内を流動する流体に対しては次のエネルギー式がなりたつ。

$$\frac{dP}{v} + \frac{dH}{v^2} + \frac{G^2}{g} \frac{dv}{v} + \lambda \frac{G^2}{2g} \frac{dL}{d} = 0 \quad (2.4.1)$$

ただし G は重量速度, λ は管の摩擦係数である。また H は管路の垂直方向高さであり, 一般には管軸方向長さ L とは異なる。上式の左辺第1項は静圧, 第2項は位置水頭, 第3項は速度エネルギー, 第4項は摩擦抵抗の各変化量を示す。管長に沿って熱負荷 q が一様であることから次の関係が成り立つ。

$$q \cdot dL = \frac{d}{4} G \cdot dh \quad (2.4.2)$$

ただし dh はエンタルピーの変化量である。また管が垂直である場合は, $dH = dL$ となる。式(2.4.2)の関係を用いて式(2.4.1)を積分することにより各圧力損失成分は次式で求められる。

全圧力損失;

$$\Delta P_e = \Delta P_h + \Delta P_a + \Delta P_f \quad (2.4.3a)$$

位置損失;

$$\Delta P_h = \frac{L}{h_o - h_i} \int_i^o \frac{dh}{v} = \frac{L}{\bar{v}} \quad (2.4.3b)$$

加速損失;

$$\Delta P_a = \frac{G^2 (v_o - v_i)}{g} \quad (2.4.3c)$$

摩擦損失;

$$\Delta P_f = \frac{G^2}{2g} \frac{L}{d} \frac{\lambda_m}{h_o - h_i} \int_i^o v \, dh = \lambda_m \frac{G^2 \bar{v}}{2g} \frac{L}{d} \quad (2.4.3d)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{h_o - h_i} \int_i^o v \, dh \quad (2.4.3e)$$

ただし L : 管全長, λ_m : 管全長の平均摩擦係数, 添字 $i, 0$: 入口, 出口の状態に対応する. また全圧力損失 ΔP_e は圧力降下が正の値になるようにとっている.

ボイラ管内流動における圧力損失の計算に関する従来の研究では, 摩擦係数 λ_m を非加熱流の摩擦係数に等しいとしているが, 本研究では λ_m に関して熱伝達との相関に視点をおき以下に論じている.

2.4.2 摩擦圧力損失の実験値

本実験では実際のボイラ管などと比較して非常に短いテストセクションを使用しているので, 管内の圧力降下は最大の場合でも 0.3 kg/cm^2 程度であり, 軸方向の静圧変化の影響は無視できる. 式 (2.4.3a) より摩擦損失は

$$\Delta P_f = \Delta P_e - \Delta P_a - \Delta P_n \quad (2.4.4)$$

となるが, 図 2.2.2 に示すように圧力損失の測定区間を加熱区間よりわずかに長くしてあるため, 非加熱区間での圧力損失についての補正が必要である. 非加熱区間の摩擦損失 ΔP_{fi} , ΔP_{fo} (それぞれ入口部, 出口部に対応) は式 (2.4.3d) により, 平滑管に対する非加熱流の摩擦係数を用いて算出した. 非加熱区間の位置損失は L_i/v_i , L_o/v_o である. 圧力導管内の水の比体積を v_e とすると, 加熱区間の全圧力損失は次式で求められる.

$$\Delta P_e = \Delta P_{ex} - \left(\Delta P_{fi} + \Delta P_{fo} + \frac{L_i}{v_i} + \frac{L_o}{v_o} \right) + \frac{L_i + L + L_o}{v_e} \quad (2.4.5)$$

ただし ΔP_{ex} は差圧計による測定値である.

以上のようにして実験値より求めた位置損失 ΔP_n , 加速損失 ΔP_a , 摩擦損失 ΔP_f を図 2.4.1 ~ 図 2.4.3 に示す. 図はそれぞれ圧力, 流量, 入口流体温度を一定に保ち, 熱負荷をかえた場合の出口流体工

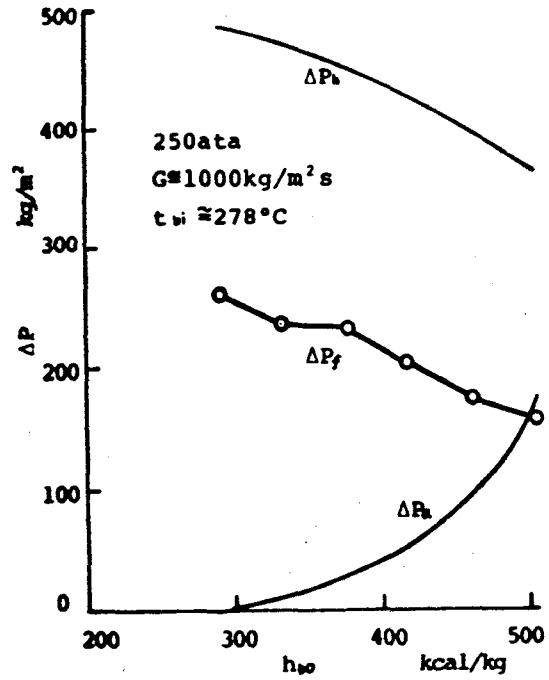


図 2.4.1 圧力損失の各成分

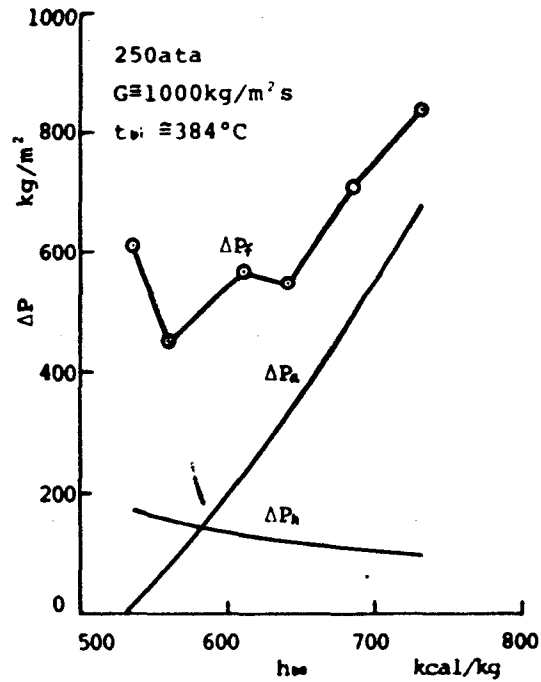


図 2.4.2 圧力損失の各成分

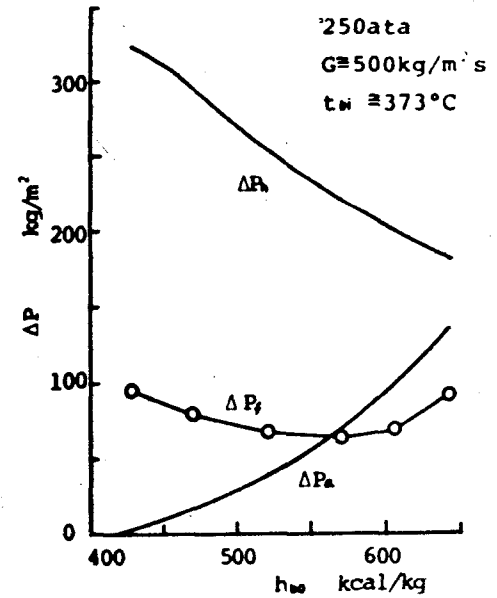


図 2.4.3 圧力損失の各成分

エンタルピ h_{00} を横軸にとって示している。「液相」域では加速損失は小さいが、温度が高くなるにつれて比体積が急増するため加速損失も非常に大きくなっている。一方、位置損失は加速損失と全く逆の傾向を示す。また低流量域では位置損失が相対的に大きくなるため、位置損失の見積誤差すなわら流体温度の測定誤差が摩擦損失の精度に大きく影響する。この点には十分注意を払い、加熱実験の前に非加熱の状態で測定した圧力損失から摩擦係数を求め、平滑管の場合の摩擦係数と一致することを確認した。

石谷・世古⁽⁴²⁾、坂口・赤川⁽⁴⁵⁾、Shvarts⁽⁴⁴⁾の摩擦損失の計算法は基本的には加熱による管軸方向の物性値変化を考慮したものである。図2.4.4に示すように管全長 L を N 個の区間に等分割し、各区間の平均流体エンタルピ \bar{h}_j (一様熱負荷の場合は中点の値に対応する。)

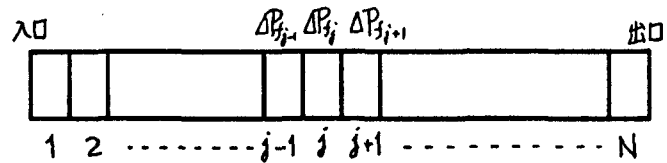


図2.4.4 逐次計算における分割区分

と平均摩擦係数 λ_{mj} から各区間の摩擦損失 ΔP_{fj} は次式で求められる。

$$\Delta P_{fj} = \lambda_{mj} \frac{G^2 \bar{v}_j}{2g} \frac{L}{N \cdot d} \quad (2.4.6)$$

ゆえに管全長での摩擦損失 ΔP_f は

$$\Delta P_f = \sum_{j=1}^N \Delta P_{fj} = \frac{G^2}{2g} \frac{L}{N \cdot d} \sum_{j=1}^N \lambda_{mj} \bar{v}_j \quad (2.4.7)$$

となる。以下の計算においては摩擦係数 λ_{mj} は平均流体エンタルピ \bar{h}_j に対応する物性値を用い、板谷の式

$$\lambda_{mj} = 0.314 / [0.7 - 1.65 \log \text{Rem}_j + (\log \text{Rem}_j)^2] \quad (2.4.8)$$

$$\text{Rem}_j = G \cdot d / \mu_{mj}$$

により求めた。

分割数 N について調べるため、流体エンタルピが入口で 100, 出口で 900 kcal/kg の場合について計算した結果を図 2.4.5 に示す。図では $N = 256$ の場合の計算値との比をとって示したが、 N を 10 以上にとれば十分であることがわかる。以下では $N = 50$ とした。

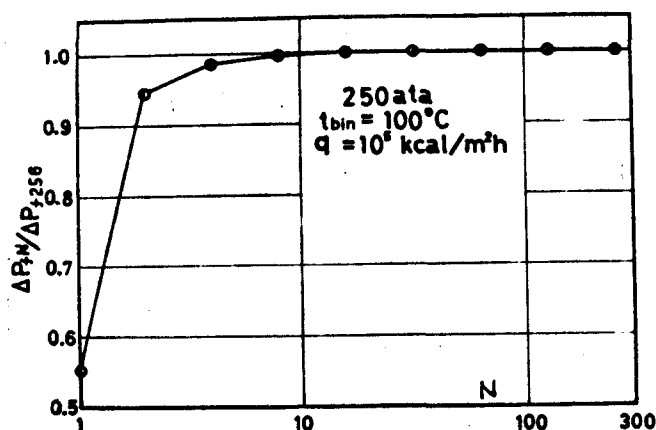


図2.4.5 逐次計算における分割数の影響

図 2.4.6 ~ 図 2.4.8 は以上の計算値と実験値を比較して示す。横軸には平均流体エンタルピ \bar{h}_b をとった。

$$\bar{h}_b = (h_{bi} + h_{bo}) / 2 \quad (2.4.9)$$

計算値では熱負荷が高くなると摩擦損失 ΔP_f はわずかに大きくなっているが、実験値は全く逆の傾向を示す。《液相》域で低熱負荷の場合両者はよく一致しているが、擬臨界値付近では実験値のほうが相当小さくなっている。計算値と実験値の差異は、非加熱流と加熱流の摩擦係数の差異を示すことになる。

2.4.3 摩擦係数

管全長にわたる平均摩擦係数 λ は式(2.4.3d)より

$$\lambda = \frac{2g \cdot \Delta P_f \cdot d}{G^2 \cdot \bar{v} \cdot L} \quad (2.4.10)$$

となる。図 2.4.9 は 250ata の場合の摩擦係数 λ と流体温度を基準としたレイノルズ数 Re_b の関係を示す。非加熱の場合は平滑管に対する板谷の式とよく一致している。低熱負荷では非加熱流の値に近

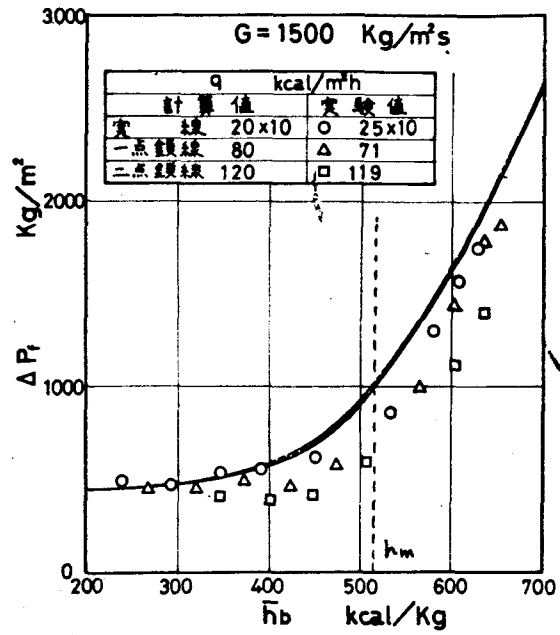


図 2.4.6 摩擦圧力損失の実験値

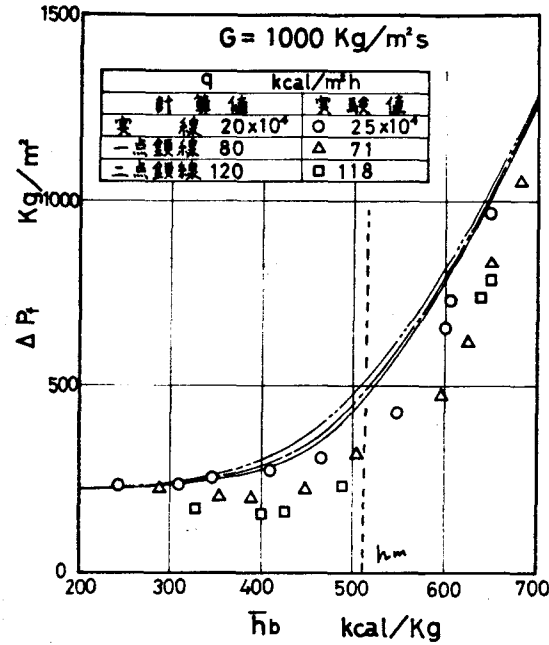


図 2.4.7 摩擦圧力損失の実験値

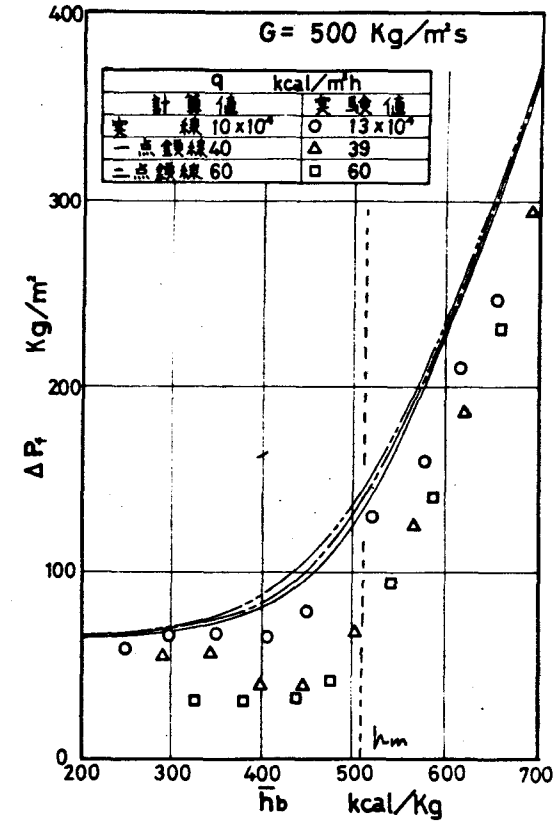


図 2.4.8 摩擦圧力損失の実験値

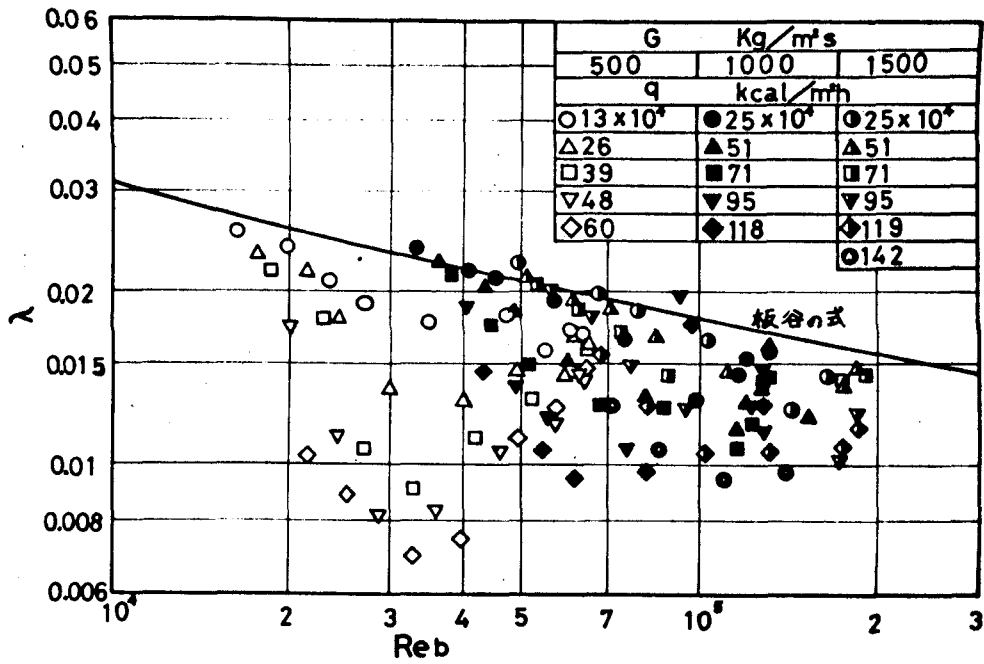


図 2.4.9 摩擦係数と Re_b の関係

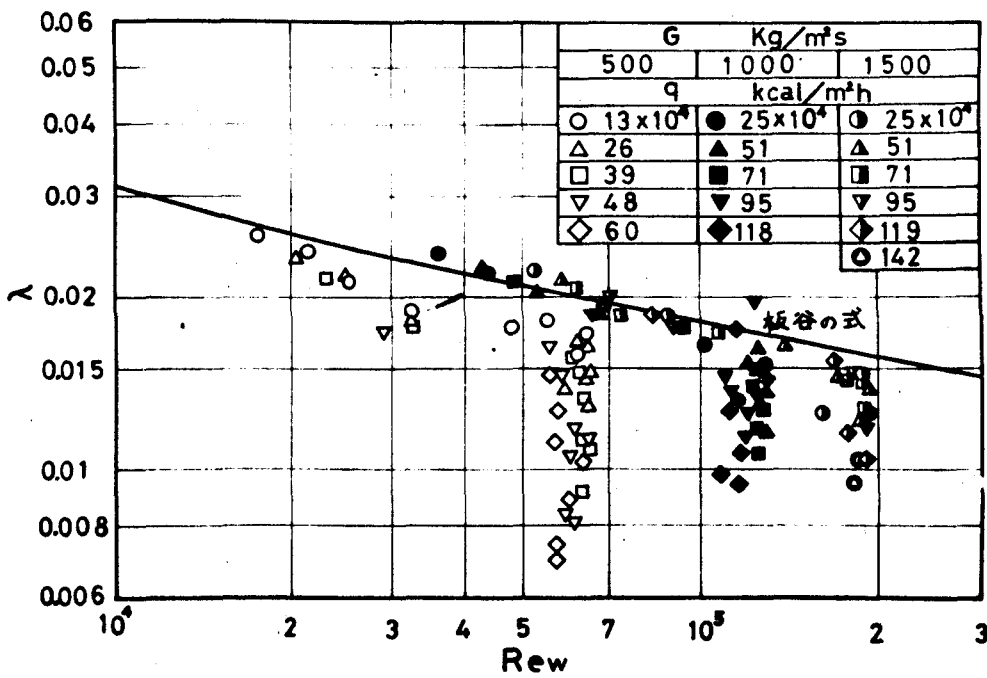


図 2.4.10 摩擦係数と Re_w の関係

いが、熱負荷が高くなるほど摩擦係数は小さくなっている。

摩擦係数についても熱伝達率の場合と同様に、基準温度のとり方による修正が考えられる。たとえば壁面ごく近傍の摩擦せん断応力の勾配が非常に大きい影響をもたらすことを考慮すると、壁面温度を基準にしたレイノルズ数 Re_w が重要な因子になる。物性値変化のあまり大きくない流体では一般に壁温の管軸方向変化は単調で直線に近いが、超臨界圧流体の場合は前述のように複雑な変化をする。したがって入口部、出口部を除いた全測定値の算術平均によって平均管壁温度を求めた。図 2.4.10 は 250 ata の場合の摩擦係数 λ とレイノルズ数 Re_w の関係を示す。バルク温度を基準にとった場合よりわずかに改善されていることがわかる。しかしながら非加熱流の場合と一致している実験値は、管全長のほとんどが「液相」となっている場合で、それ以外はかなり低い値を示す。「気相」域では粘性係数がほぼ一定値になるため、各流量ごとに一群となってそれぞれ類似した傾向を示している。しかしながらこの整理では満足すべき結果は得られなかった。また 300 ata, 400 ata の場合についても、図には示していないが同様の傾向をもつことがわかった。

加熱流の摩擦係数を非加熱流の摩擦係数を基準とした比の形で表わす場合は、軸方向の物性値変化を考慮する必要がある。すなわち図 2.4.6 ~ 図 2.4.8 において同一熱負荷に対する実験値と計算値を比較することを意味する。しかしながら前述のように、軸方向の物性値変化を考慮した計算値は熱負荷による差が小さいので、以下では実験値より求めた摩擦係数 λ と平均流体エンタルピ \bar{h}_b に対する非加熱流の摩擦係数 λ_0 の比によって検討する。図 2.4.11 ~ 図 2.4.16 は圧力、流量が等しい場合の λ/λ_0 と \bar{h}_b の関係を示す。

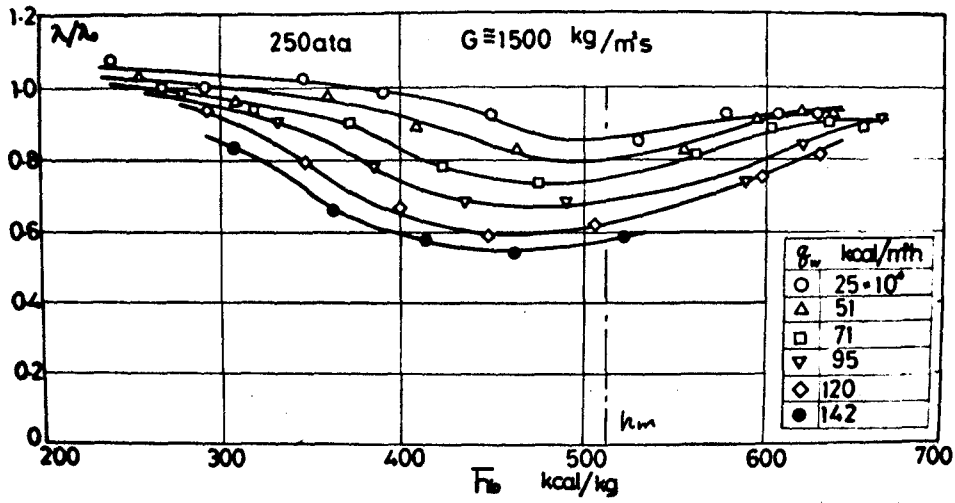


图 2.4.11 摩擦系数比

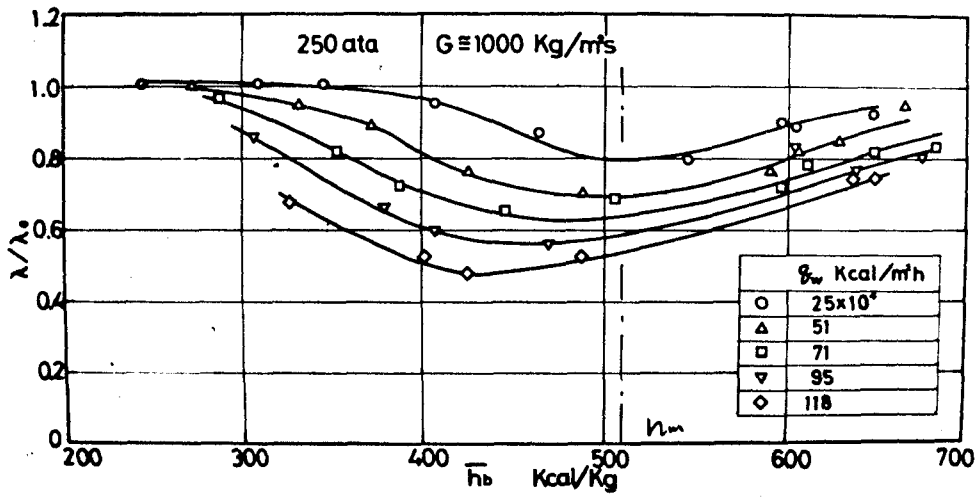


图 2.4.12 摩擦系数比

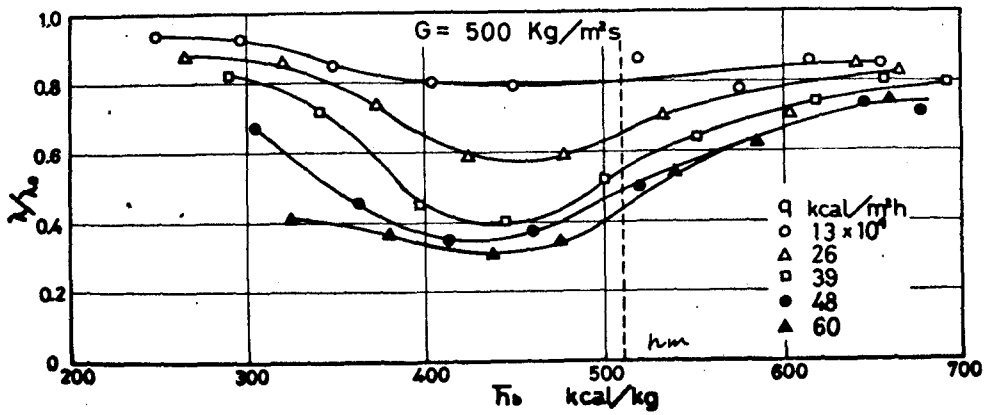


图 2.4.13 摩擦系数比

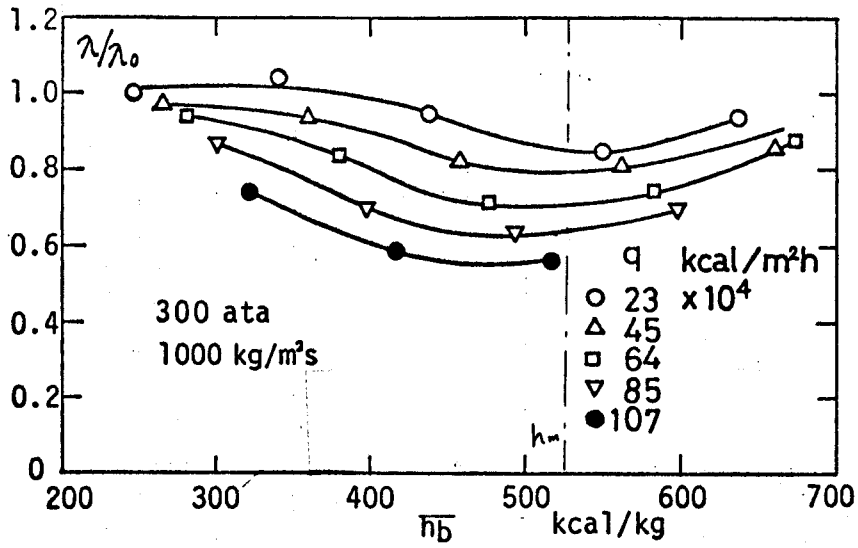


图 2.4.14 摩擦系数比

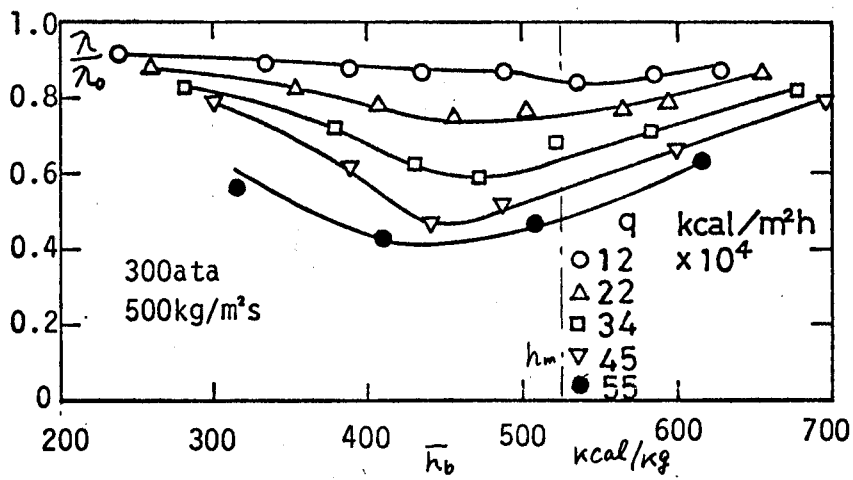


图 2.4.15 摩擦系数比

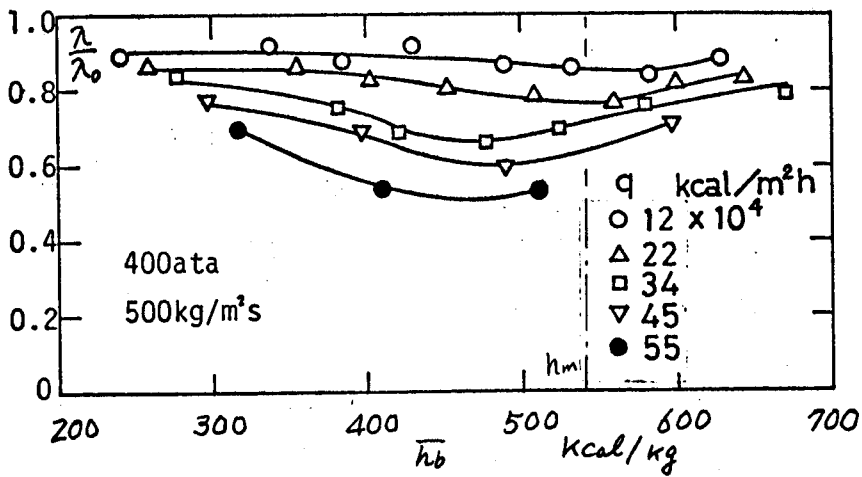


图 2.4.16 摩擦系数比

これらの図から以下のことが明らかである。

- (1) 摩擦係数は流体エンタルピが大きくなるにつれて低下し、擬臨界値の付近で極小値をとる。この極小値に対応する流体エンタルピの値は高熱負荷ほど低温側へ移っている。さらに流体エンタルピが高くなると再び増加し、《気相》域では次第に1に近づいている。
- (2) 圧力が同一の場合は低流量ほど、また高熱負荷ほど摩擦係数の低下は著しい。
- (3) 圧力が臨界圧に近づくほど摩擦係数の低下は大きい。低流量 ($G \cong 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$) の場合は高圧になると高熱負荷でも壁温の急上昇を伴う伝熱劣化現象は観測されなかったが、これに対応して摩擦係数の低下も緩和されていることがわかる。
- (4) 摩擦係数の低下は、式(2.4.7)による逐次計算の結果で明らかとなったように管軸方向の物性値変化によるものではなく、管断面内での物性値変化によるものと考えられる。とくに物性値変化の大きい擬臨界値付近で低下の著しいことから明らかである。

なお、ここで従来の実験的報告と比較しておくと、Красяковаら⁽⁴⁷⁾は垂直管内上昇流について実験を行ない、加熱流の摩擦係数 λ と同一流量での非加熱水単相流(100°C)の摩擦係数 λ_{100} との比 λ/λ_{100} を用い、本結果と同様に表示している。管内径は20mmであり本実験の場合とかなり異なるが、その他の実験条件は比較的類似している。摩擦係数比を考える場合は、流体温度の変化によるレイノルズ数の変化を考慮した基準の摩擦係数を用いなければ一般性は成り立たない。しかしながらレイノルズ数の変化に比較し摩擦係数の変化は小さいので、本実験の結果と定性的な比較を行なうことはできる。

Красяковаらの結果によると、流体エンタルピが360 kcal/kg以下では λ/λ_{100} は1に近い一定値を示している。また360~600

kcal/kg の範囲で λ/λ_{100} は低くなりほぼ一定値となっている。この低下率は低流量ほど大きく、本実験の結果と同じ傾向を示す。熱負荷の相異による差は明確でなく、伝熱劣化を伴う場合でも摩擦係数がとくに低下するようなこともないと述べており、本実験結果といくぶん傾向が異なっている。

通常の乱流熱伝達では、熱伝達率 α は重量速度 G の 0.8 乗にほぼ比例すると考えられる。したがって $f/G^{0.8}$ をパラメータとすれば、熱負荷によって生ずる温度差が摩擦係数に対してどのように影響するかを調べることができる。以下では超臨界圧水についてこのような関係が成り立つかどうかを調べた。

図 2.4.17, 図 2.4.18 は 250, 300 ata の実験値より $\bar{h}_b = 400, 500, 600 \text{ kcal/kg}$ の場合の摩擦係数比 λ/λ_0 とパラメータ $f/G^{0.8}$ の関係を示す。実験値を外そうすると $f=0$ では $\lambda/\lambda_0 = 1$ となり、熱負荷が大きくなるほど λ/λ_0 の低下していることがわかる。 $\bar{h}_b = 600 \text{ kcal/kg}$ の場合は「気相」域に相当しており、流量による差はほとんどない。圧力が異なる場合は物性値が異なるため直接比較することはできないが、図に示す 250 ata と 300 ata の結果については、重量速度 G が $1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以上の場合は各エンタルピについてほとんど同一の曲線でまとめられる。低流量の場合、 $\bar{h}_b = 400, 500 \text{ kcal/kg}$ では λ/λ_0 が 1 より相当小さくなるが、とくに伝熱劣化が顕著にあらわれるところ ($\bar{h}_b = 400 \text{ kcal/kg}$ で $f/G^{0.8}$ の大きい場合) ではさらに低下する傾向がある。図から明らかなように、圧力が高くなると物性値変化も小さくなるため、低流量域で λ/λ_0 の低下が緩和されている。

2.4.4 摩擦係数の整理式

以上の結果から、流れ断面内での物性値変化による速度分布の歪みが壁面せん断応力を小さくし、摩擦係数の低下となってあらわれるものと考えられる。速度分布を支配する物性値は粘性係数 μ と比体積 ρ (または密度 ρ) である。この点を考慮した最も簡単な修正法として、各物性値の壁面での値と主流における値の比がよく用いられる。物性値一定の場合の乱流速度分布に対する歪みを、 μ_w/μ_b , ρ_w/ρ_b の関数であらわすことができると考えると、摩擦係数は一般に次のような関数で表示される。

$$\lambda = f(Re_b, \mu_b/\mu_w, \rho_b/\rho_w, L/d) \quad (2.4.11)$$

前述のように非加熱流の摩擦係数を基準にとれば、レイノルズ数 Re_b の影響は考慮したことになる。またテストセクションは助走区間、加熱区間ともに十分長くとってあるので、物性値変化を伴わずに L/d だけで考慮すべき影響は小さいと考えられる。したがって摩擦係数比は

$$\lambda/\lambda_0 = f(\mu_b/\mu_w, \rho_b/\rho_w) \quad (2.4.12)$$

で表わすことができる。

図 2.4.19 には管壁温度分布から求めた μ_w/μ_b と h_b の関係を示した。この図と、同じ条件での摩擦係数比 λ/λ_0 を示す図 2.4.12 を比較すると対応した関係のあることがわかる。流体エンタルピー h_b が擬臨界値 h_m より小さいところでは、熱負荷が大きいほど μ_w/μ_b が小さくなっている。 $h_b > h_m$ の場合にはこれとは逆の傾向を示すようではあるが熱負荷の影響は小さいと考えられる。この領域では密度変化のほうが大きくなるため ρ_b/ρ_w による修正が適当であろう。

図 2.4.20 は λ/λ_0 と μ_b/μ_w の関係を示す。この場合の壁温は、管全長にわたる平均値として前述の方法で算術平均により求めた。

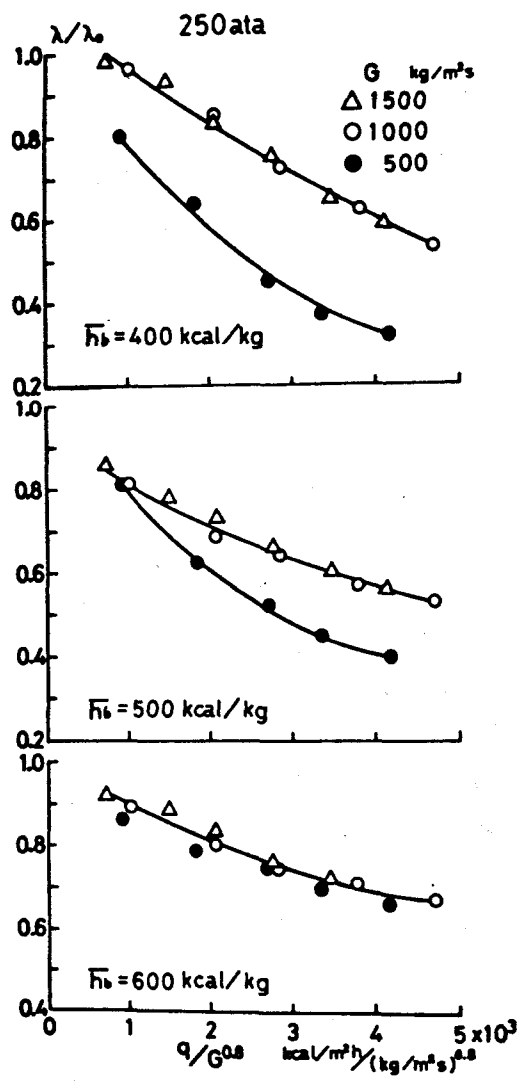


図2.4.17 摩擦係数と熱負荷の関係

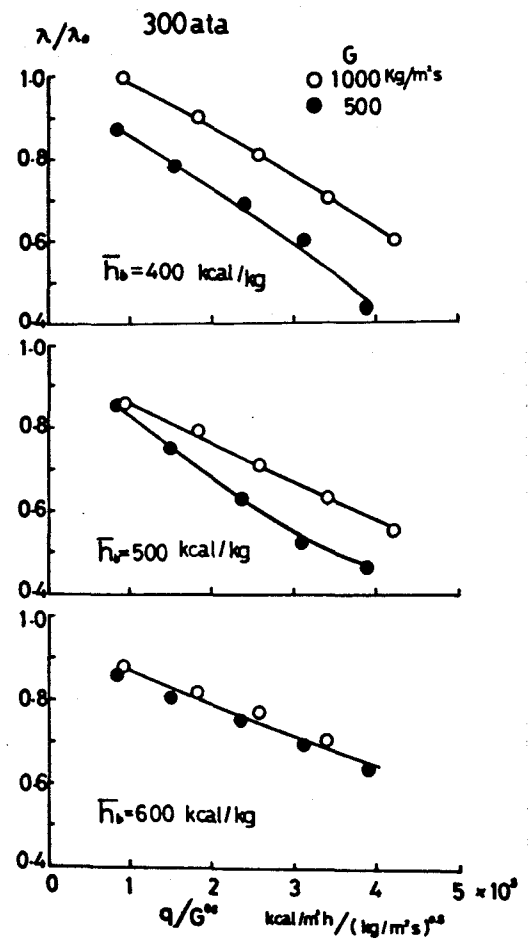


図2.4.18 摩擦係数と熱負荷の関係

Allenら⁽⁵⁷⁾は低圧の水単相流で実験を行ない次の実験式を得た。

$$\lambda/\lambda_0 = (\mu_b/\mu_w)^{-0.25}$$

また Tapacobaら⁽⁴⁶⁾は超臨界圧水の水平管内流による実験結果から、Allenらの式と同様な実験式

$$\lambda/\lambda_0 = (\mu_b/\mu_w)^{-0.22}$$

を得た。Tapacobaらの実験条件は本実験の場合より流量が大きく ($G = 2000 \sim 5000 \text{ kg/m}^2\text{s}$)、比較的低温負荷である。図 2.4.20 では《液相》域に相当する実験値を中空点で示している。《液相》で流量が大きい場合は上記の Allenら、Tapacobaらの結果とよく一致しているが、それ以外の場合はかなり低い値を示している。

《液相》域以外では密度の変化がかなり大きく、速度分布の歪みに影響を与えると考えられるため次のような整理を行なった。

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0.25} = f\left(\frac{\rho_b}{\rho_w}\right) \quad (2.4.13)$$

図 2.4.21 は上式による整理結果を示す。図から一定の関係のあることが認められるが、低流量ほど λ/λ_0 が小さくなる傾向がある。

Kрасяковаら⁽⁴⁷⁾の実験結果でも重量速度 G が $2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下のときは、低流量ほど摩擦係数が低下することを示している。図 2.4.21 において式 (2.4.13) を指数関係であらわし

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0.25} = \left(\frac{\rho_b}{\rho_w}\right)^{-n} \quad (2.4.14)$$

とおいたところ、 n は流量によって異なることがわかった。指数 n と重量速度 G の関係を図 2.4.22 に示す。図より n は次式で与えられる。

$$n = 225/G \quad (2.4.15)$$

ただし G ; 重量速度 ($\text{kg/m}^2\text{s}$)。

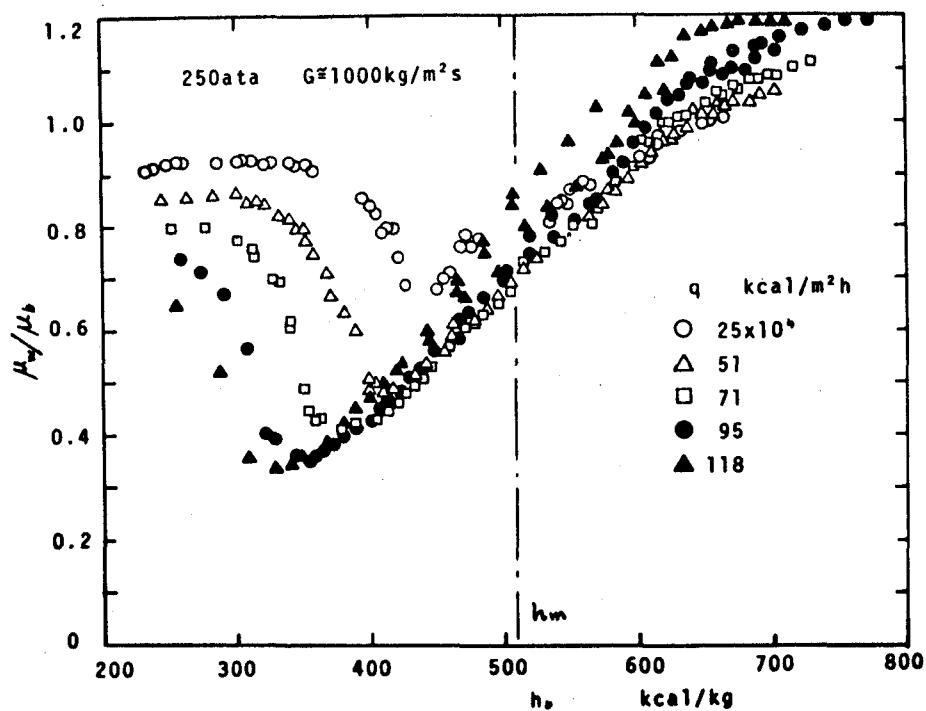


図 2.4.19 粘性係数比ヒエンタルピの関係

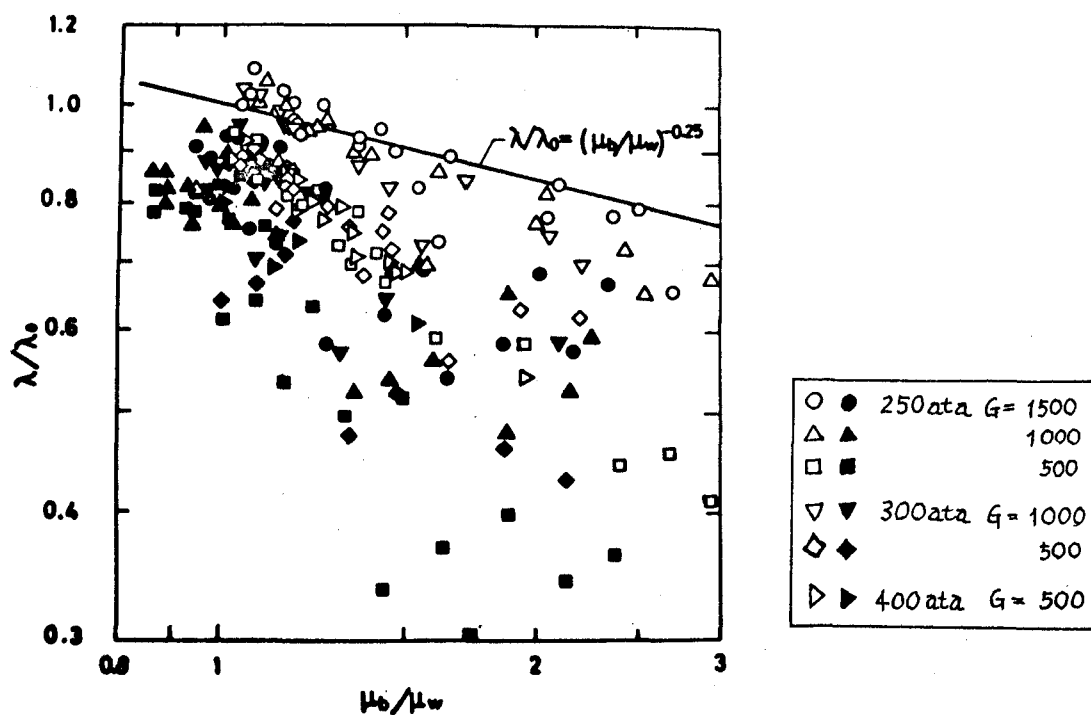


図 2.4.20 摩擦係数と粘性係数の関係

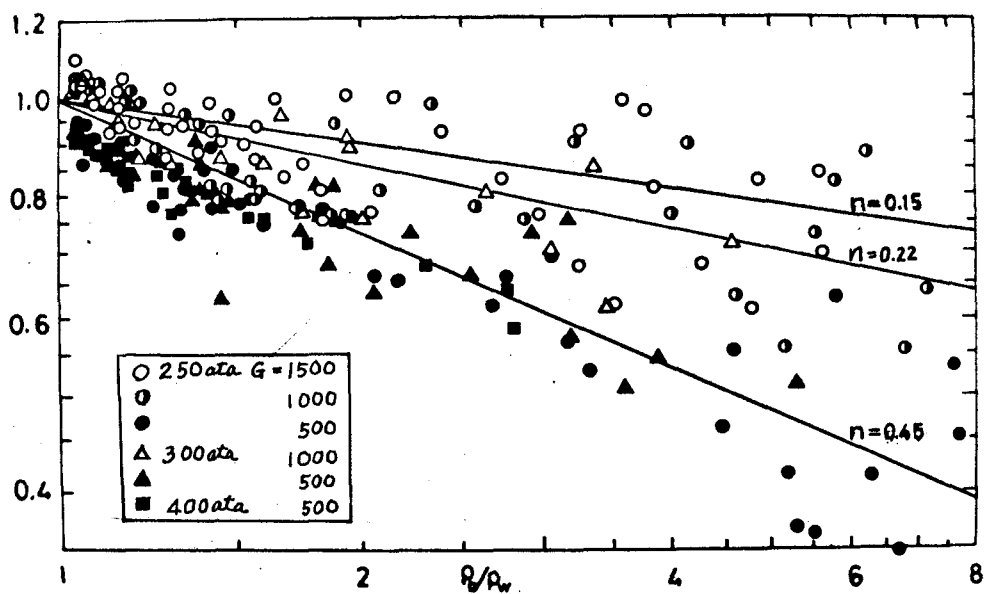


図 2.4.21 摩擦係数と密度の関係

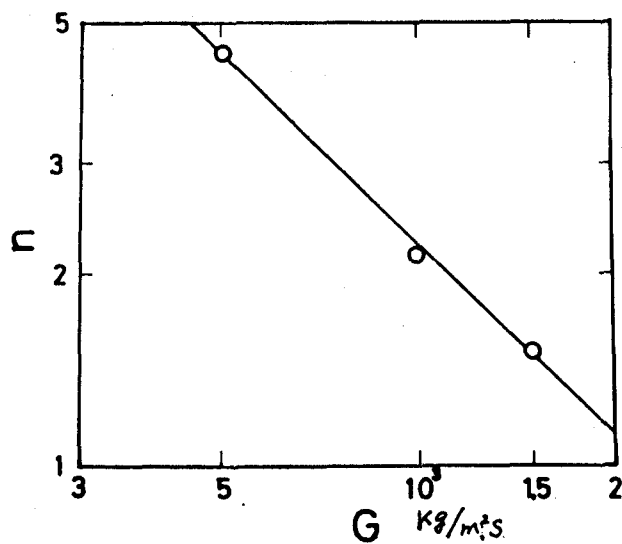


図 2.4.22 指数 n と流量の関係

式(2.4.14), 式(2.4.15)より摩擦係数比は次式で与えられる.

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{-0.25} \left(\frac{\rho_b}{\rho_w}\right)^{-225/G} \quad (2.4.16)$$

上式による計算値と実験値の比較を図2.4.23に示した. すべての流量に対してバラツキも同じ程度であり, 両者はよく一致していることがわかる.

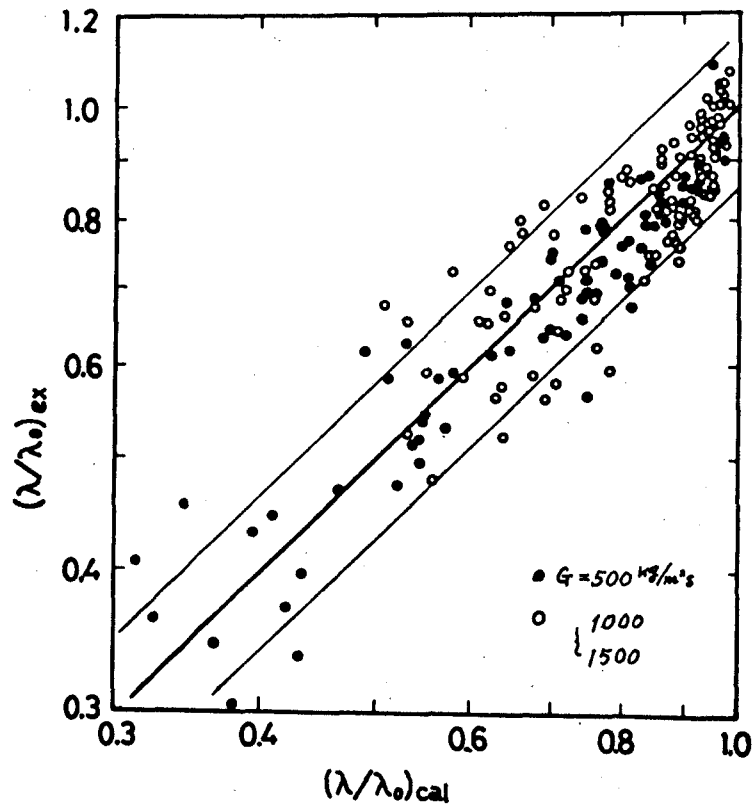


図2.4.23 摩擦係数比の整理結果

2.5 熱伝達と壁面摩擦の相似性

2.5.1 熱伝達率と摩擦係数の相関

対流熱伝達における速度場と温度場の相似性はよく知られている。相似性にもとづく理論的解析は第5章で扱うが、本節では Reynolds の相似則に基づき簡単な解析により、超臨界圧流体における熱伝達と壁面摩擦の相関を検討した。

通常流体の場合、円管内乱流熱伝達率はよく知られているように次の無次元式で表示される。

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/4} \quad (2.5.1)$$

一方、内面が平滑な管の摩擦係数は、 $5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^5$ の範囲では次式により十分な精度で近似できる。

$$f/2 = \lambda/8 = 0.023 Re^{-0.2} \quad (2.5.2)$$

この関係に着目して Colburn⁽⁵⁸⁾ はプラントル数が1でない流体に対して j 因子を定義した。

$$\left. \begin{aligned} j &= \frac{\alpha}{\rho g \mu C_p} \left(\frac{\mu C_p}{k} \right)^{2/3} = St \cdot Pr^{2/3} \\ St &= Nu / (Re \cdot Pr) \end{aligned} \right\} \quad (2.5.3)$$

式(2.5.1)～(2.5.3)より

$$j = f/2 = \lambda/8 \quad (2.5.4)$$

となる。すなわち、式(2.5.4)の関係により熱伝達率と摩擦係数の比較が可能となる。

実験によって求められた摩擦係数は管全長にわたる平均値であるため、熱伝達率についても同様に平均値が必要である。スタントン数は

$$St = \frac{q}{G(h_w - h_b)} \quad (2.5.5)$$

なる関係より、壁温測定断面での管壁-流体温度差に対応したエンタ

ルピ差の管全長にわたる算術平均値を用いて求めた。またプラントル数 Pr は、平均流体エンタルピ \bar{h}_b に対応する値を用いた。

図 2.5.1, 図 2.5.2 に f とレイノルズ数 Re_b の関係を示す。実験値は式 (2.5.2) であらわされる関係ではまとめられないようである。400 ata の場合のバラツキは比較的小さいが、250 ata では非常にまともが悪くなっている。図 2.5.3 は前節で述べた摩擦係数 $f/2$ を示すが、図 2.5.1 に示す f とは実験値のバラツキの傾向がかなり異なっている。

擬臨界領域において熱伝達率、摩擦係数が通常の乱流熱伝達の場合と異なるのは、流れ断面内の物性値変化が非常に大きいためであることが、前述の熱伝達率、摩擦圧力損失の実験結果によって明らかとなった。熱伝達と壁面摩擦の相関に対する物性値変化の影響を調べるため、 $f/2$ と f の比をとり平均流体エンタルピ \bar{h}_b に対して示したのが図 2.5.4 である。 $\bar{h}_b = 300 \sim 450 \text{ kcal/kg}$ の範囲ではほとんどの点が 1 より大きく、実験値のまとももよくない。しかしながら、 $\bar{h}_b > 450 \text{ kcal/kg}$ では 1 とはならないがほぼひとつの曲線上に集まる傾向を示している。このことから、物性値による適当な修正を行えば相関関係の改善されることが予想される。

又セルト数 Nu を用いた熱伝達率の無次元整理式において、山縣ら⁽¹¹⁾、Styrikowitschら⁽⁹⁾ はプラントル数 Pr の指数として 0.8 を採用しよい結果を得ている。この関係を拡張すると、式 (2.5.3) で定義される f の代りに次式が得られる。

$$f^* = St \cdot Pr^{0.2} \quad (2.5.6)$$

図 2.5.5, 図 2.5.6 は式 (2.5.6) で定義した f^* と摩擦係数の比 $(f/2)/f^*$ を平均流体エンタルピ \bar{h}_b について整理した結果を示す。図 2.5.5 では $\bar{h}_b < 300$ および $\bar{h}_b > 450 \text{ kcal/kg}$ のとき 1 に近い値

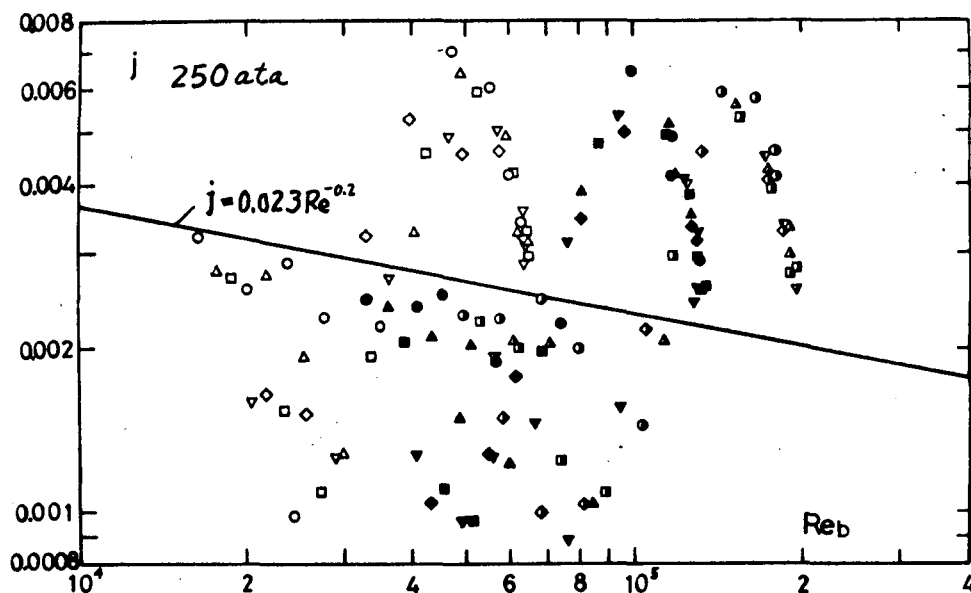


図 2.5.1 Colburnのj因子による整理 (記号は図2.5.3参照)

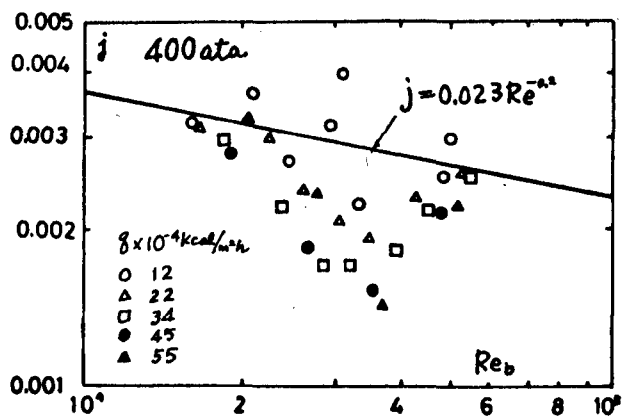


図 2.5.2 Colburnのj因子による整理

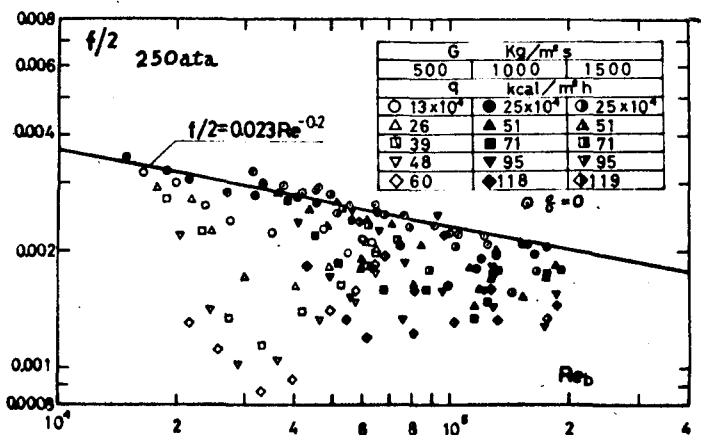


図 2.5.3 摩擦係数 $f/2$ ($=\lambda/8$)

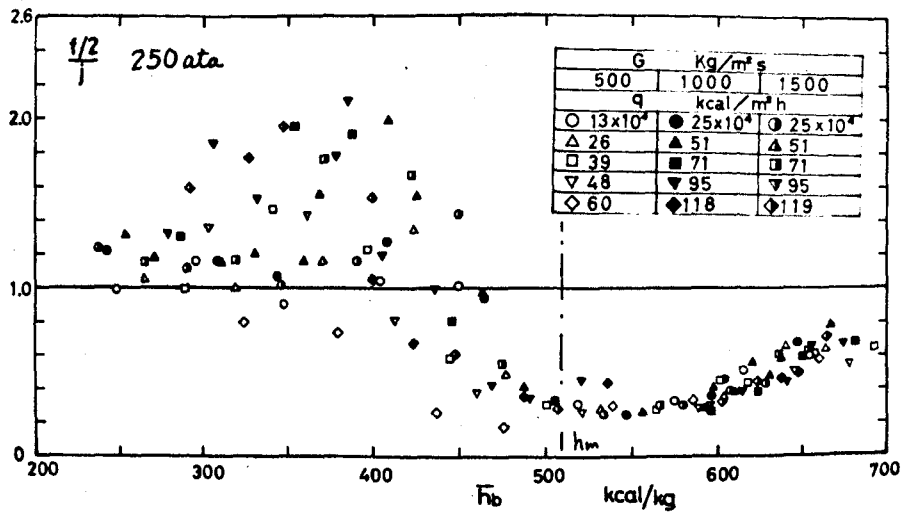


図 2.5.4 熱伝達率と摩擦係数の相関 (Colburnによる)

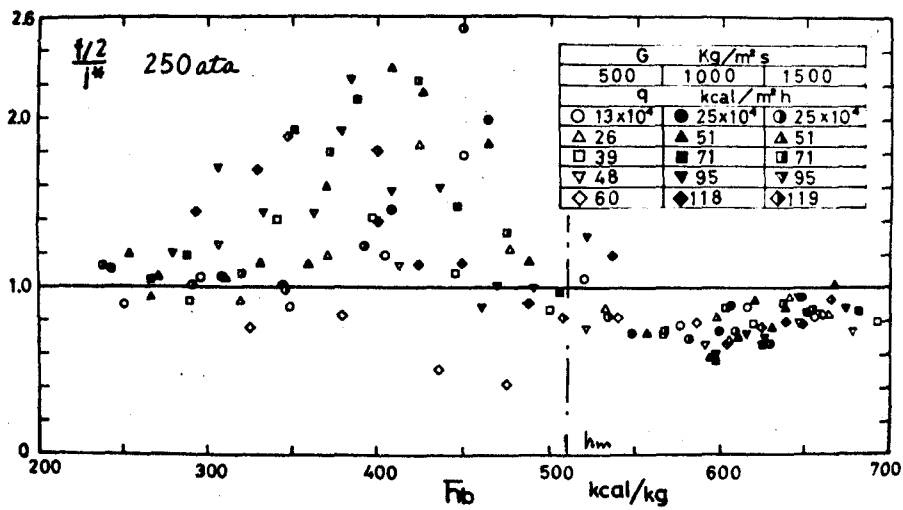


図 2.5.5 熱伝達率と摩擦係数の相関 (修正)

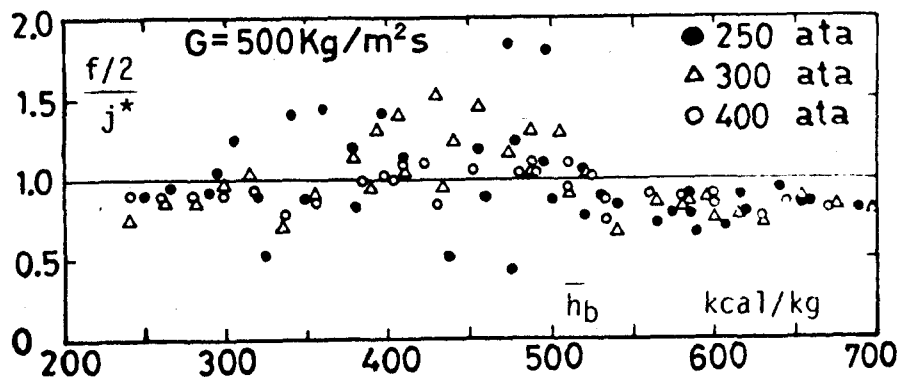


図 2.5.6 熱伝達率と摩擦係数の相関 (修正)

を示し、よい相関の得られることがわかった。しかしながら、 $\bar{h}_b = 300 \sim 450 \text{ kcal/kg}$ の範囲では1よりかなり大きい値となることがある。このような実験値は管のほぼ全長にわたって擬臨界領域に含まれる場合、すなわち管のほぼ全長で $t_b < t_m < t_w$ となる場合に対応している。また図2.5.6には流量が同一 ($G \cong 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$) で圧力が異なる場合の結果を示した。400 ata の実験値はバラツキも少なく1に近い値を示し、よい相関が得られているが、圧力が低くなるほどバラツキは大きく、相関の成り立たない場合が多くなっていることがわかる。

以上の結果から、物性値変化が極めて大きい領域では式(2.5.6)の関係式を用いても十分満足できるような相関は得られないが、その他の領域ではこの関係式は有効であり、速度分布と温度分布を相似として扱えることがわかった。

2.5.2 熱伝達率の整理式

物性値変化を伴う流体の熱伝達無次元整理式では、壁面近傍の温度勾配を考慮して、膜温度 (たとえば $t_f = (t_b + t_w)/2$) を代表温度とする方法や、Sieder-Tateの粘性係数による修正係数 $(\mu_w/\mu_b)^{0.14}$ を用いる方法によってまとめられる場合が多いが、超臨界圧水のように物性値変化が非常に大きい流体については、このような修正では満足な結果は得られない。

本実験で得られた結果をヌセルト数で整理した場合の一例を図2.5.7に示した。通常流体の乱流熱伝達の場合は式(2.5.1)からわかるように、流量が一定であれば流体エンタルピに対してひとつの曲線であらわすことができる。実験値では、熱負荷が異なると曲線の傾向もかなり異なり、低熱負荷の場合は式(2.5.1)よりかなり大きく、ま

た、高熱負荷域ではこれよりかなり小さい値となっている。

超臨界圧水の強制対流熱伝達の整理式についてはいくつか提案されているが、広い範囲で実験値とよく一致するものはない。Styrikowitschら⁽¹¹⁾は、低熱負荷で行なった実験の結果により次式を提案した。

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_{min}^{0.8} \quad (2.5.7)$$

ただし Pr_{min} は Pr_b と Pr_w のうち小さいほうの値をとる。

他の研究者らの整理式では、ほとんどの場合式(2.5.1)などで表わされる単相流熱伝達のヌセルト数 Nu_0 との差を、物性値変化に依存するものと考え、^{(6), (10)}

$$Nu = Nu_0 \cdot f(\bar{c}_p/c_{pb}, \mu_w/\mu_b, \rho_w/\rho_b, k_w/k_b)$$

なる形の修正を行なっている。山縣⁽¹¹⁾らは比較的広範囲の条件で行なった実験の結果を、エックハート数

$$E = (t_m - t_b) / (t_w - t_b)$$

によって3領域に区分し、比熱比 \bar{c}_p/c_{pb} を用いて最適の形を求めている。

図2.5.8, 図2.5.9 では Styrikowitschらの式, 山縣らの式と

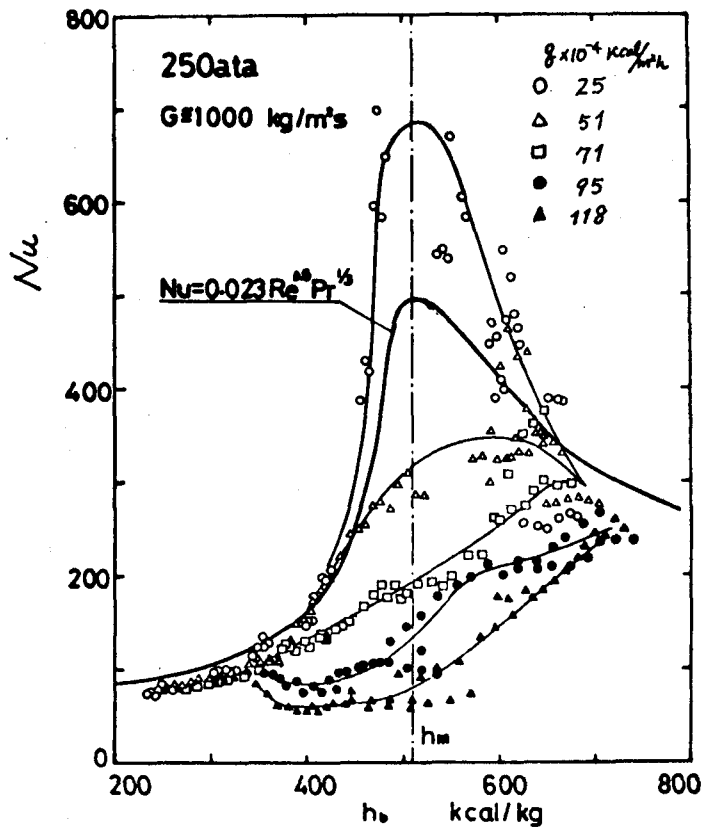


図2.5.7 ヌセルト数による熱伝達率の整理

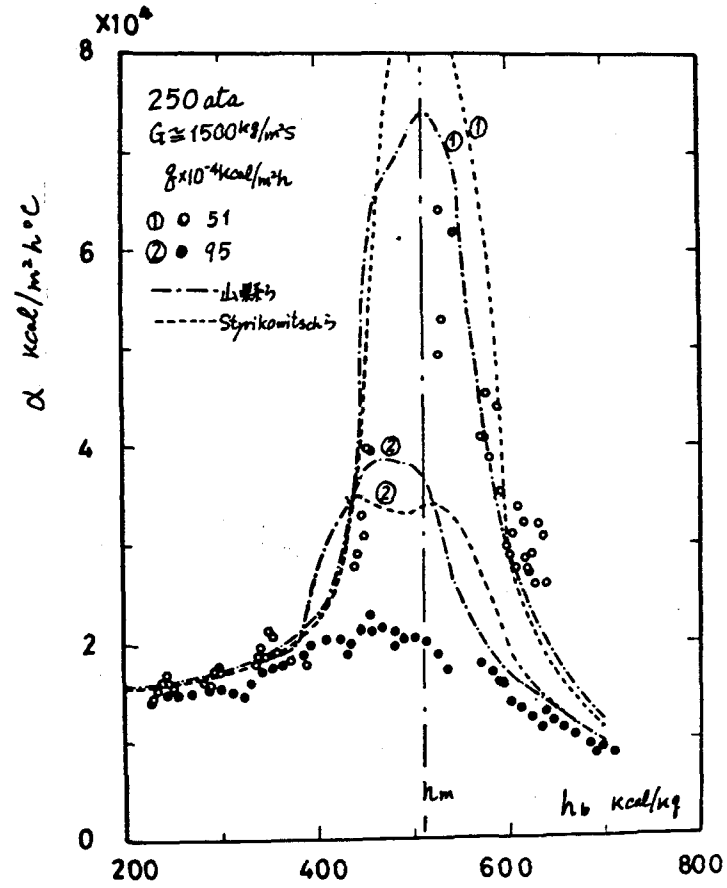


図2.5.8 熱伝達率の整理式との比較

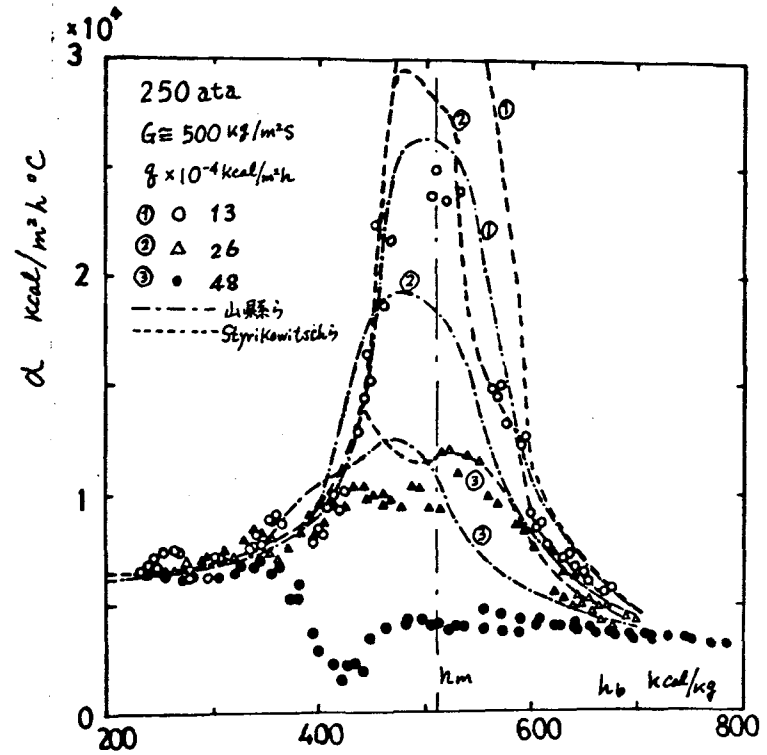


図2.5.9 熱伝達率の整理式との比較

本実験の結果を比較して示した。両整理式とも、低熱負荷の場合は比較的よく合っているが、高熱負荷の場合はかなり高い熱伝達率を与えることがわかる。

スタントン数 St_0 を用いて熱伝達率と摩擦圧力損失の相関を検討したところ、式(2.5.6)であらわされる関係を用いることによって比較的よい結果を得ることができた。式(2.5.5)から明らかなように、スタントン数 St_0 は代表温度のとり方とは無関係に定めることができる。図2.5.10～図2.5.15は、本実験で得られた管壁温度分布から求めたスタントン数 St_0 と流体エンタルピ h_b の関係を示す。流体エンタルピの低い《液相》域では、熱負荷が大きくなるほど St_0 が小さくなっている。各熱負荷について St_0 の分布は類似した形となり、擬臨界値 h_m より低いエンタルピで極小値をとる。この極小値に対応した流体エンタルピの値は、高熱負荷ほど低いほうへ移っている。また、各熱負荷について○印を付した点より h_b の高い場合は、壁温 t_w が擬臨界温度 t_m より高くなっている。とくに250ataの場合、 $t_w > t_m$ のときは熱負荷に関係なくほぼ同じ曲線上にまとまる傾向を示しているが、高圧になるとこのような傾向はなく、かえってまとまりが悪くなっている。

前述の結果より、《液相》、《気相》域では速度分布と温度分布が相似性をもつと考えられるので、このときのスタントン数を基準値として St_0 であらわす。

$$St_0 = 0.023 Re_b^{-0.2} Pr_b^{-0.2} \quad (2.5.9)$$

図2.5.16～図2.5.18は実験で得られたスタントン数を式(2.5.9)で無次元化した St/St_0 と流体エンタルピ h_b の関係を示したものである。 h_b の十分小さい《液相》域、 h_b の十分大きい《気相》域では、ほとんど1に一致していることがわかる。中間の擬臨界領域

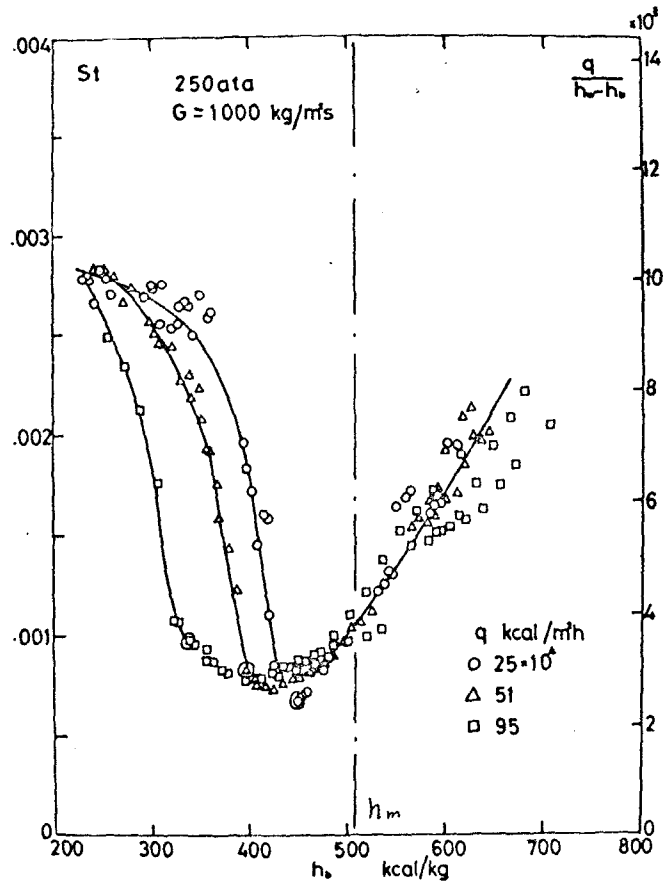


図 2.5.10 St 数による熱伝達率の表示

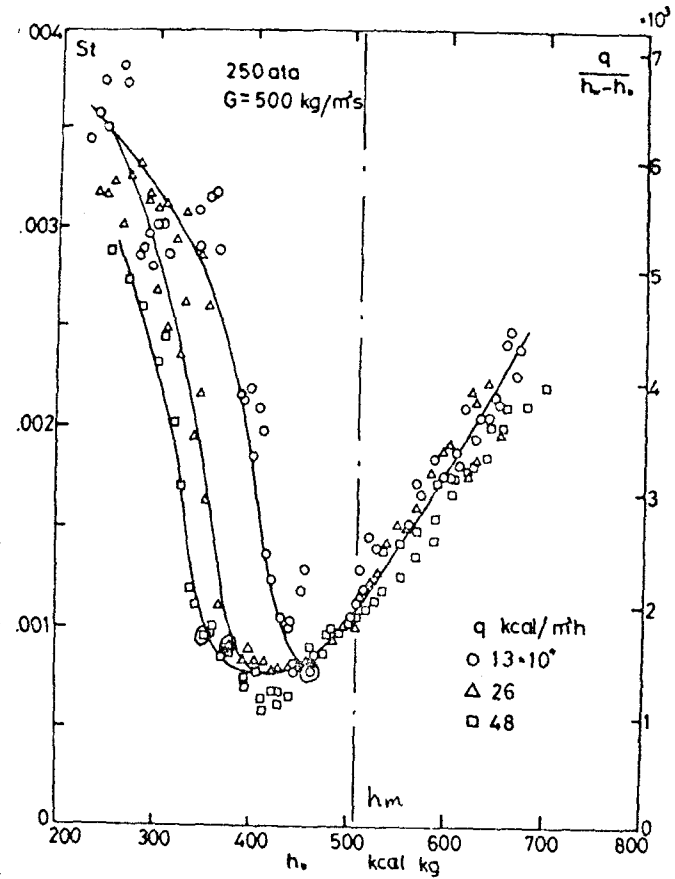


図 2.5.11 St 数による熱伝達率の表示

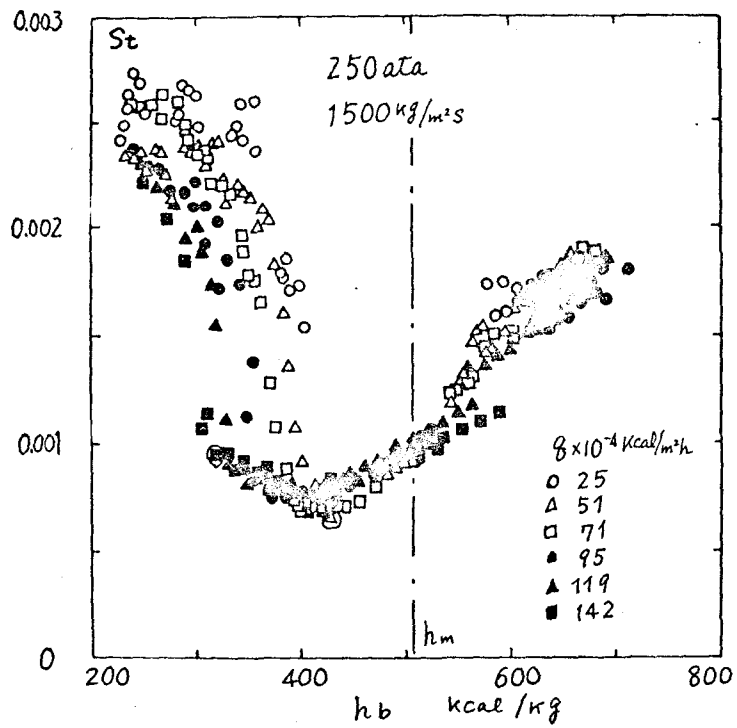


図 2.5.12 St 数による熱伝達率の表示

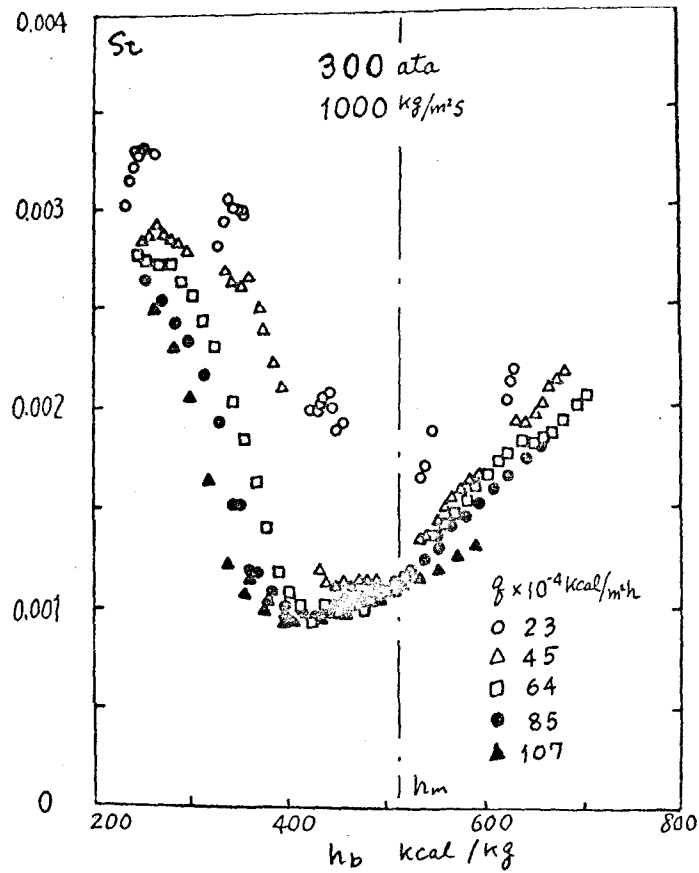


図 2.5.13 St 数による熱伝達率の表示

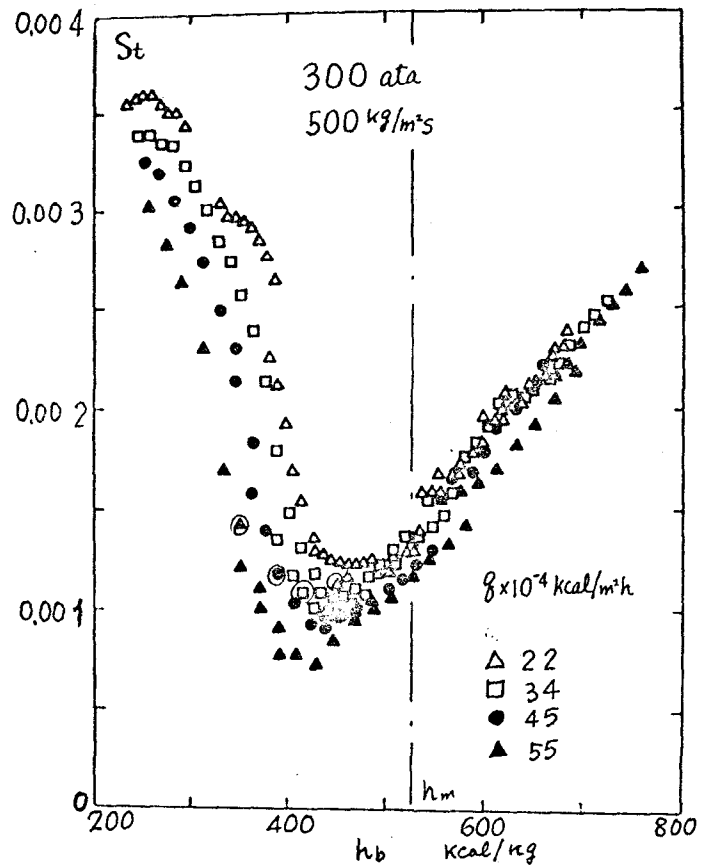


図 2.5.14 St 数による熱伝達率の表示

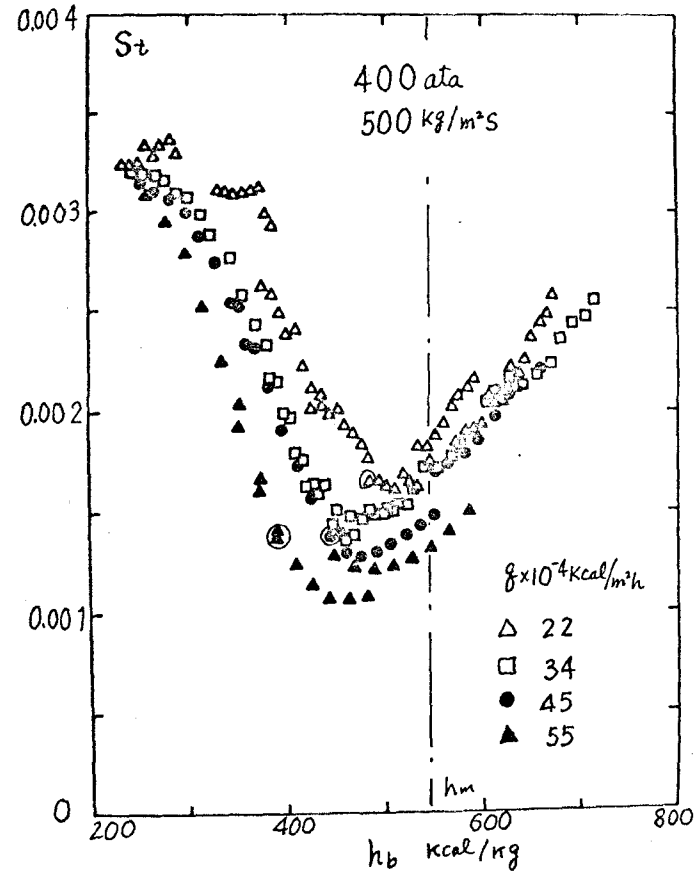
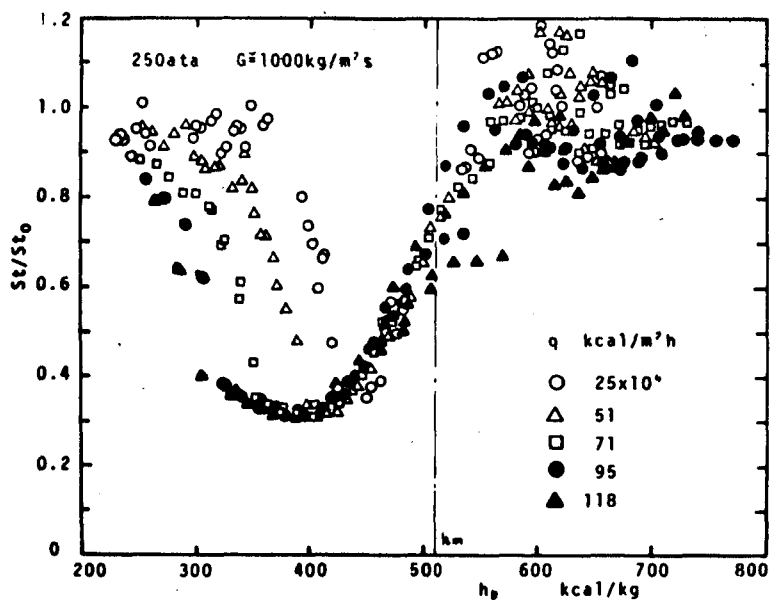
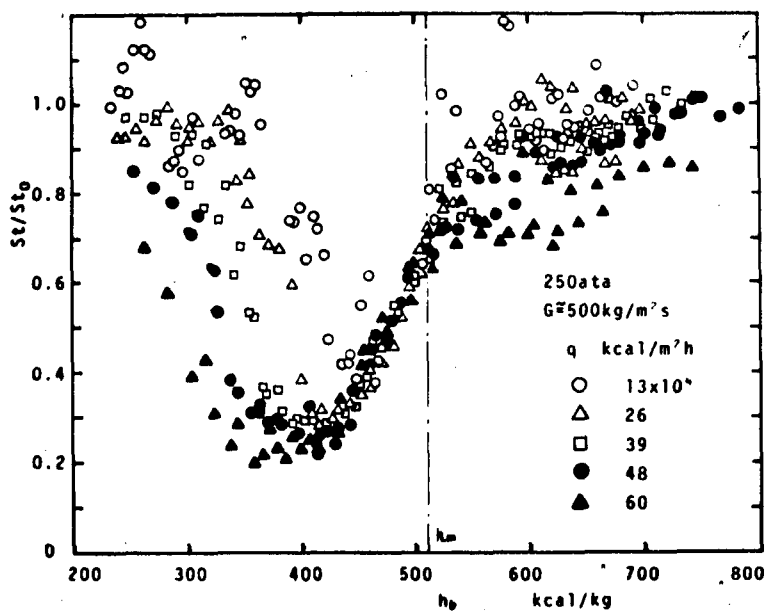


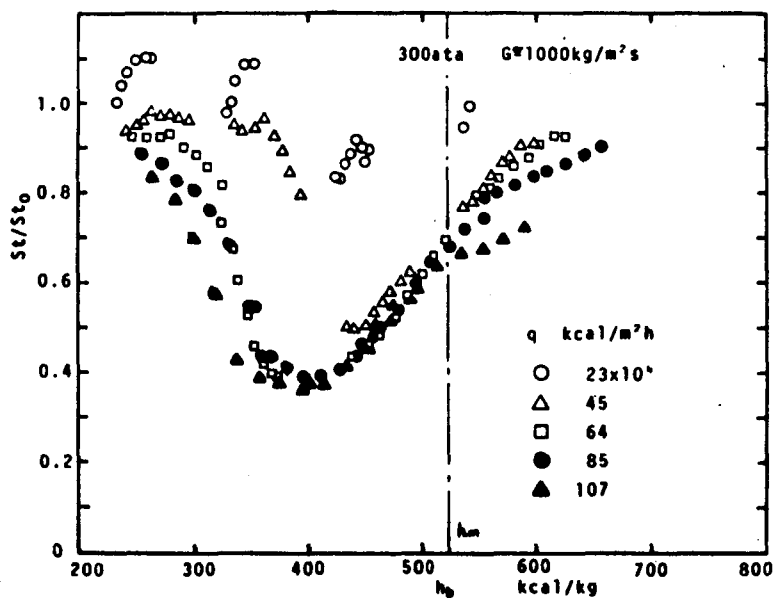
図 2.5.15 St 数による熱伝達率の表示



☒ 2.5.16
St/St₀



☒ 2.5.17
St/St₀



☒ 2.5.18
St/St₀

では1より小さくなり，連続的に変化しながら $h_b = 400 \sim 450 \text{ kcal/kg}$ の間で極小値をとる。以上の傾向はすべての圧力，流量に対して同様である。スタントン数を用いた整理法では，熱負荷が異なる場合でも曲線はよく似た形となるが，一方，物性値変化の影響による差異もよくあらわれている。

前節では，速度分布の歪みを粘性係数，密度の変化によるものと考え摩擦係数について整理した結果，式(2.4.16)を得た。熱伝達率についても同様の整理が可能と考えられる。図2.4.19は $P = 250 \text{ ata}$ ， $G \cong 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の場合の粘性係数比 μ_w/μ_b と流体エンタルピー h_b の関係を示したものであるが，同じ条件に対応する St/St_0 の整理結果(図2.5.16)とまわめてよく似た傾向を示している。したがって，スタントン数についても摩擦係数の場合と同様に，粘性係数が大きい影響をもつと考えられる。図2.5.19は St/St_0 と μ_b/μ_w の関係を示す。

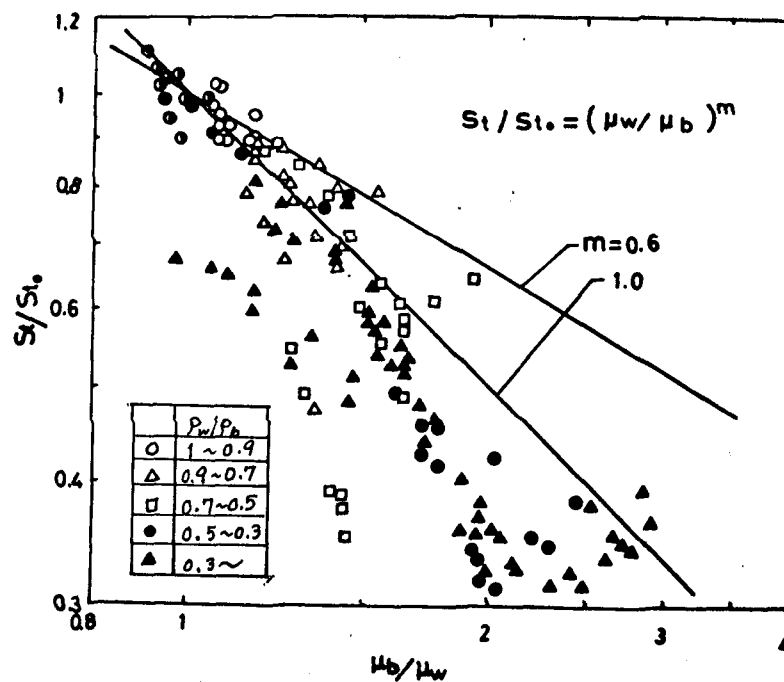


図2.5.19 St/St_0 と μ_b/μ_w の関係

$$St/St_0 = (\mu_w/\mu_b)^m \quad (2.5.10)$$

とおくと，図より $m=1\sim 0.6$ の範囲で比較的よくまとまることが予想される。また，密度比 ρ_w/ρ_b の小さいものほどこの直線より離れていることから，摩擦係数の場合と同様に

$$St/St_0 = (\mu_w/\mu_b)^m (\rho_w/\rho_b)^n \quad (2.5.11)$$

の形で整理した。

図2.5.20，図2.5.21は各圧力についての無次元熱伝達率の整理結果を示す。指数 m は0.6が最適であり，図2.5.16～図2.5.18より $t_b > t_m$ の場合は St/St_0 が1にかなり近い値となることから，エックハート数 E により領域を区分し n の最適値を調べた。図より $E \geq 0$ の場合は $n=0.35$ ， $E < 0$ の場合は $n=0$ とすることによってよくまとめられることがわかった。以上の結果をまとめると，熱伝達率の整理式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} E \geq 0 ; \quad St &= St_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.6} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.35} \\ E < 0 ; \quad St &= St_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.6} \\ \text{ただし } St_0 &= 0.023 Re_b^{-0.2} Pr_b^{-0.2} \\ E &= (t_m - t_b)/(t_w - t_b) \end{aligned} \right\} \quad (2.5.12)$$

図2.5.22～図2.5.25は上記の整理式による熱伝達率および管壁温度を，実験値と比較して示す。式(2.5.12)は $E=0$ で不連続となるため，高热負荷の場合には壁温でかなりの差がみられるが，図に示した山縣らの式の場合より実験値に近く，壁温上昇による危険という点から考えると安全側を見積ることになる。低熱負荷の場合は，式(2.5.12)による熱伝達率の極大値は高くなるが，その他の領域では，とくに高圧になるほど実験値との一致はよくなっている。

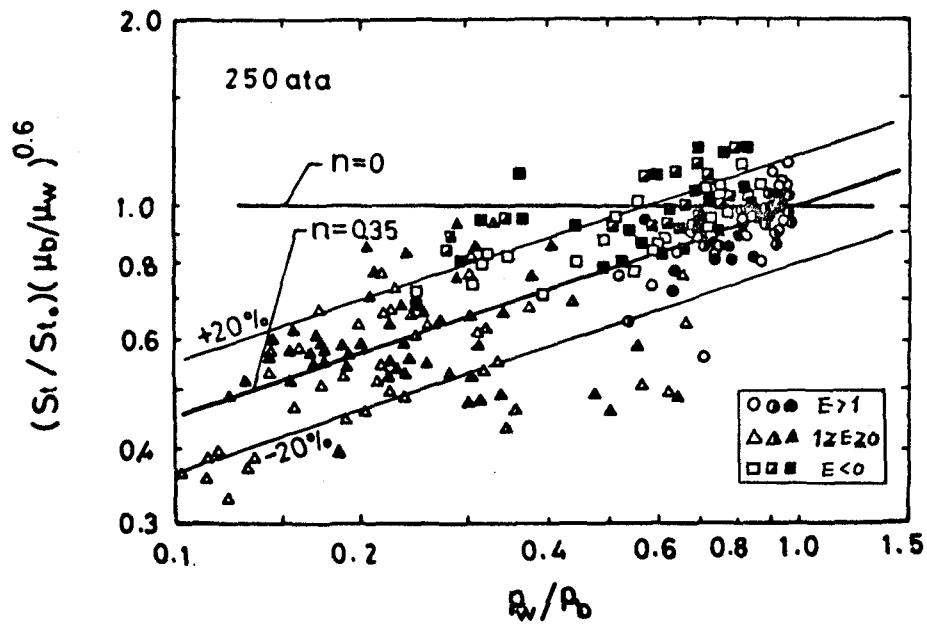


図 2.5.20 St 数による熱伝達率の整理

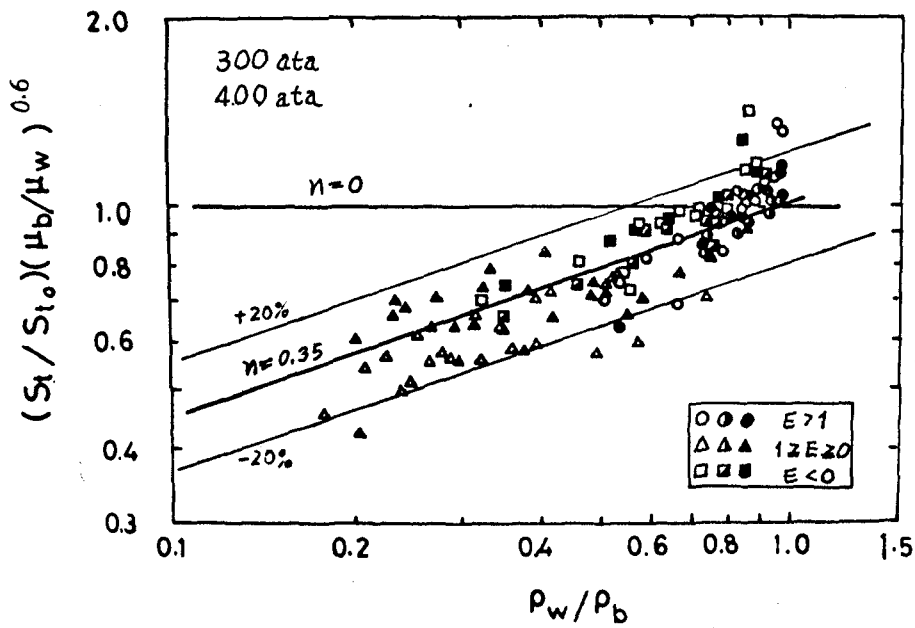


図 2.5.21 St 数による熱伝達率の整理

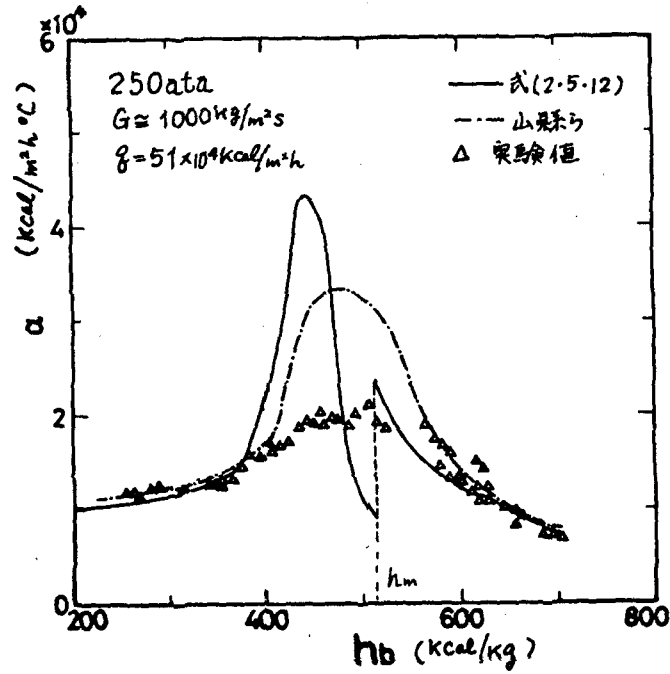


図 2.5.22 熱伝達の整理式と実験値の比較

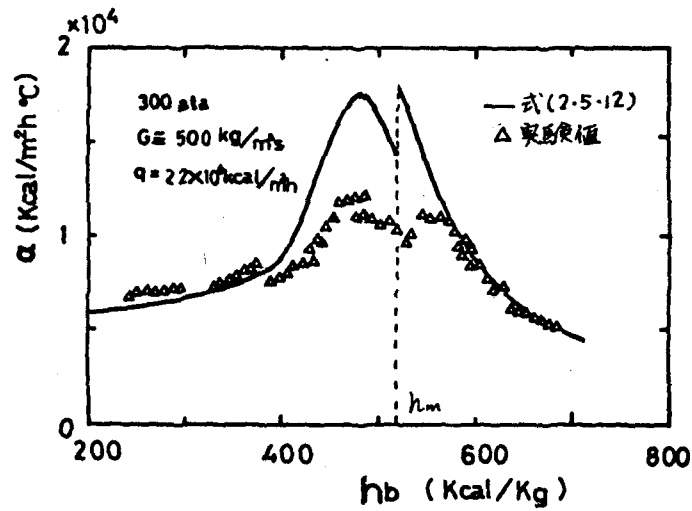


図 2.5.23 熱伝達の整理式と実験値の比較

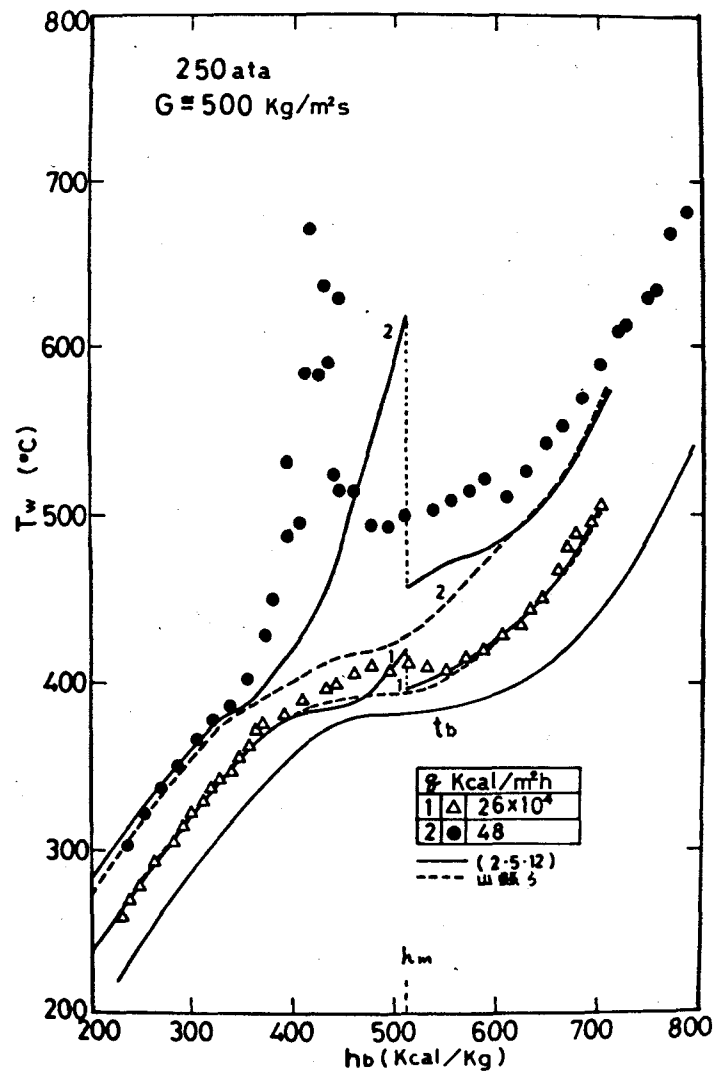


図 2-5-24 熱伝達の整理式と壁温の比較

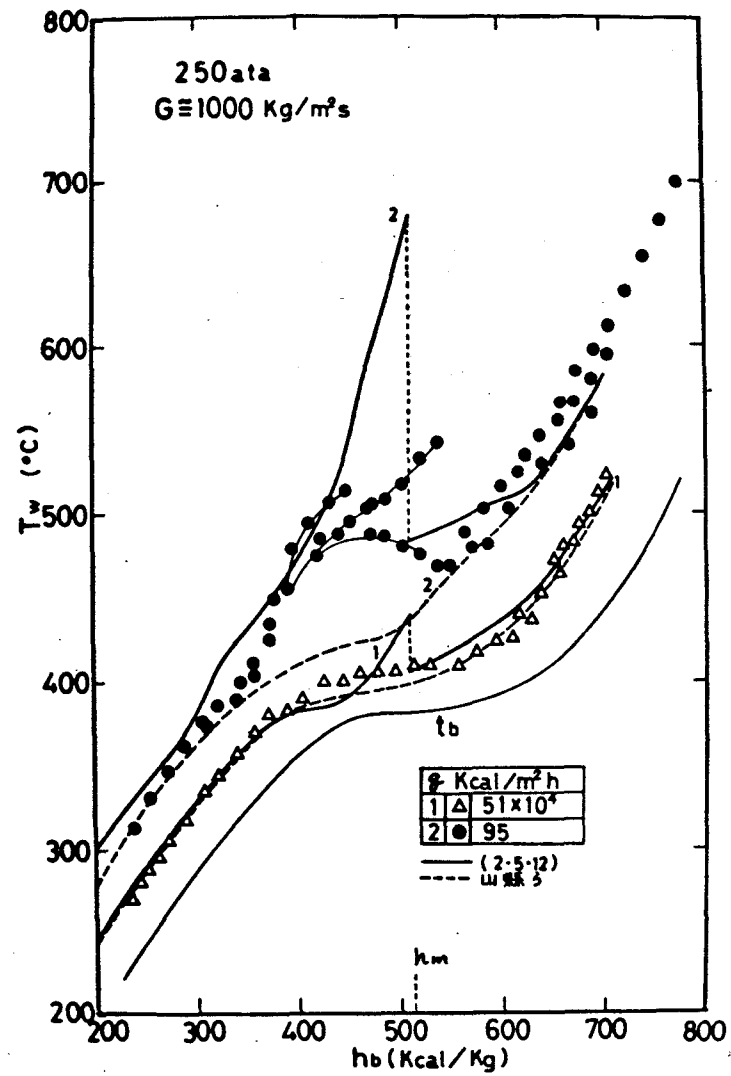


図 2-5-25 熱伝達の整理式と壁温の比較

2.6 結 言

本章では，臨界点付近（250, 300, 400ata）で垂直管内上昇流における熱伝達率と摩擦圧力損失を実験的に求め，以下の結論を得た。

- (1) 流体エンタルピが擬臨界値に近いところでは，低熱負荷のとき通常の单相流に比べて熱伝達率が著しく高くなり，また高熱負荷のときは著しく低くなることが明らかとなった。この結果は従来公表されている実験値と定性的に一致した傾向を示す。
- (2) 高熱負荷の場合，低流量域では伝熱劣化により局所的に管壁温度が異常上昇する。この現象は従来の研究でも明らかにされているが，本実験では比較的高流量域でも臨界圧に近い場合（250ata）には管壁温度の異常上昇が観測された。垂直管内上昇流では流れ断面における物性値変化のほかに，自然対流の影響や境界層の層流化が促進されるために著しい伝熱劣化が生じると考えられる。
- (3) 250ata の実験結果について，熱伝達率が急に低下する場合の熱負荷を限界熱負荷と考えて整理したところ，山縣らの結果と比較的よく一致した。
- (4) 圧力が高くなるほど温度による物性値変化が小さくなるため，熱伝達の向上，劣化現象も緩和される。
- (5) 加熱流の摩擦圧力損失は非加熱流の場合と比較して小さくなる。逐次計算による結果より，この低下は管軸方向の物性値変化によるものでないことが明らかとなった。
- (6) 加熱流と非加熱流の摩擦係数比は，《液相》，《気相》域では1に近いが，擬臨界温度の付近でかなり低下し極小値をとる。
- (7) 摩擦係数比の低下率は高熱負荷ほど著しく，低流量域では非常に大きくなる。また，高圧になるほど低下率は小さくなる。

(8) 熱伝達率と壁面摩擦係数の相関を表わす Colburn の j 因子を

$$j^* = St \cdot Pr^{0.2}$$

により修正したところ、擬臨界域で熱伝達が著しく向上、劣化する場合を除いて、比較的よい相関の得られることがわかった。

(9) 以上の検討の結果、垂直管内上昇流の場合の熱伝達率および摩擦係数の整理式として式(2.5.12)および式(2.4.16)を得た。

第3章 水平管内流における熱伝達と圧力損失に関する実験

3.1 緒言

前章の垂直管内上昇流の実験によって、擬臨界温度付近の領域では温度による物性値変化が大きいいため、通常の乱流熱伝達概念では十分には説明できない現象の生ずることがわかった。とくに、高熱負荷域での亜臨界圧のバーンアウト現象に類似した壁温ピーク発生の原因としては、流れ断面内での物性値変化および密度差によって生じる浮力の影響などが考えられた。また、圧力損失に関する実験結果において摩擦係数の低下が低流量域ほど著しくあらわれることから、通常の单相乱流の場合と比較して速度分布の歪みが極めて大きくなっているものとおもわれる。

水平管の場合、流れ方向に垂直に働く浮力による二次流れが起こる結果、管断面内での循環流を生ずる。したがって、水平管では管上頂部と下底部でかなりの温度差があることや、断面の平均熱伝達率が高くなることが報告されている。

水平管内流の二次流れの影響を調べた従来の研究では普通の单相流体を扱っているため浮力は余り大きくなりず、主流に対する二次流れの影響は小さい。とくに、乱流域では内径が非常に大きくない限りほとんど無視できる。⁽⁵⁹⁾⁽⁶⁰⁾ しかしながら、臨界点付近では密度変化が非常に大きいため浮力の影響は無視できなくなる。

本章では垂直管の場合と同様、比較的内径の細い水平円管内を流動する超臨界圧水の熱伝達と圧力損失を同時に測定し、熱伝達率、摩擦係数について垂直管の結果と比較検討した。また、非常に高い熱負荷を実現できるテストセクションを用い、垂直管の場合に観測された伝熱劣化による壁温上昇に相当するものが水平管においてもみられるか

どうかを調べた。さらに、水平管に特有の現象である管壁と頂部と下底部で生じる温度差についても整理、検討した。

3.2 実験装置と実験方法

3.2.1 実験装置

実験装置の主要部は垂直管の場合と同じ高圧水流動回路であるが、テストセクションを水平配置するため配管の一部を変更しただけであるので図は省略する。

テストセクションの概略を図3.2.1に示す。内径4.44mm、外径14.5mmのAISI 316ステンレス鋼管により作成し、加熱長は868mm ($L/d=196$)、差圧測定区間は888mm ($L/d=200$)とした。加熱方法は垂直管の場合と同様、交流直接通電によっている。圧力損失測定のための静圧孔は図に示すようにブスバの中心部に設けてあり、圧力導管を通じてベロー型差圧発信器に導かれている。テストセクションの内壁面は、垂直管の場合と同じ方法で十分磨き、低圧水を流した場合の圧力損失の検定によって滑らかであることを確認した。

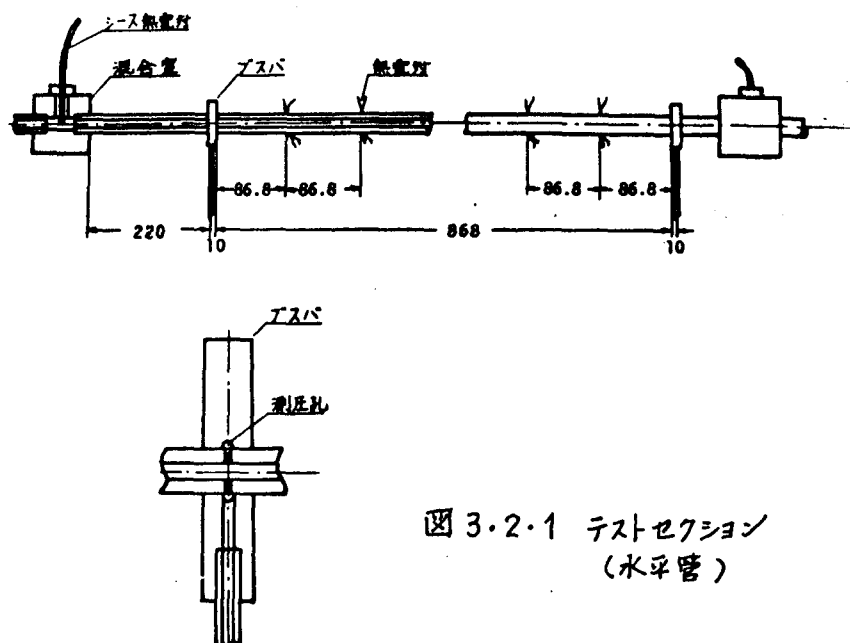


図3.2.1 テストセクション
(水平管)

管外壁温度は、軸方向 9ヶ所の断面の上頂部と下底部に溶接した 0.3 mmφ のクロメル-アルメル熱電対により測定した。ただし、管外周方向の温度分布を調べる目的で、数ヶ所の断面には両側面にも対称に 2対の熱電対を溶接している。

なお、本章では水平管の場合の限界熱負荷を調べるために高熱負荷での実験も行なったが、そこで用いたテストセクションについては 3.5 節で述べる。

実験方法は垂直管の場合と全く同様であるので説明は省略する。

3.2.2 実験条件

実験条件は表 3.2.1 に示すとおりである。本章では主として垂直管の結果との比較を目的とし、圧力は臨界圧力に近い 250 ata を選んだ。

表 3.2.1 実験条件

圧力	250 ata	
重量速度	1000 kg/m ² s	500
熱負荷	24~118 × 10 ⁶ kcal/m ² h	12~59
入口流体温度	220 ~ 400°C	

3.3 熱伝達率に関する実験結果

3.3.1 管壁温度分布

水平管では浮力による二次流れがおこるため、高熱負荷時に管の上頂部と下底部で著しい温度差を生じることが *Шицман*ら⁽²⁴⁾により報告されている。この上下温度差は一般に管内径が太くなるほど大きくなると推定される。本実験では、比較的細い管を使用することにより上下温度差が大きくなることを避けたが、熱負荷が非常に高い場合には顕著となった。管内面での上下温度差の計算方法および整理結果については3.6節で詳細を述べる。

図3.3.1, 図3.3.2は実験で得られた管壁温度 T_w と流体エンタルピ h_b の関係を示す。低熱負荷の場合は上下温度差が小さいので両者の平均値で示したが、高熱負荷の実験値については上頂と下底の温度を区別している。低熱負荷では管壁温度が流体温度とほぼ平行に変化しているが、高熱負荷では管壁温度が擬臨界温度 t_m より高くなる点の付近から管壁-流体温度差が大きくなり、伝熱劣化のあることが認められる。それと同時に上下温度差も大きくなり、いずれの流量の場合も流体エンタルピ h_b が擬臨界値の付近で最大になっている。底部の壁温は、入口温度が異なる場合にもほぼ同一の曲線上に並んでいるが、上頂部の壁温は入口温度の相異によりかなり違った経過をたどるようである。しかしながら、熱負荷が同一の場合は「気相」域を除いて管上頂部の温度の上限はほぼ一定になっている。流体エンタルピが擬臨界値 h_m より大きい領域では上下温度差は減少している。これは、流れ断面内で密度差が小さくなるために二次流れが弱められる結果と考えられる。

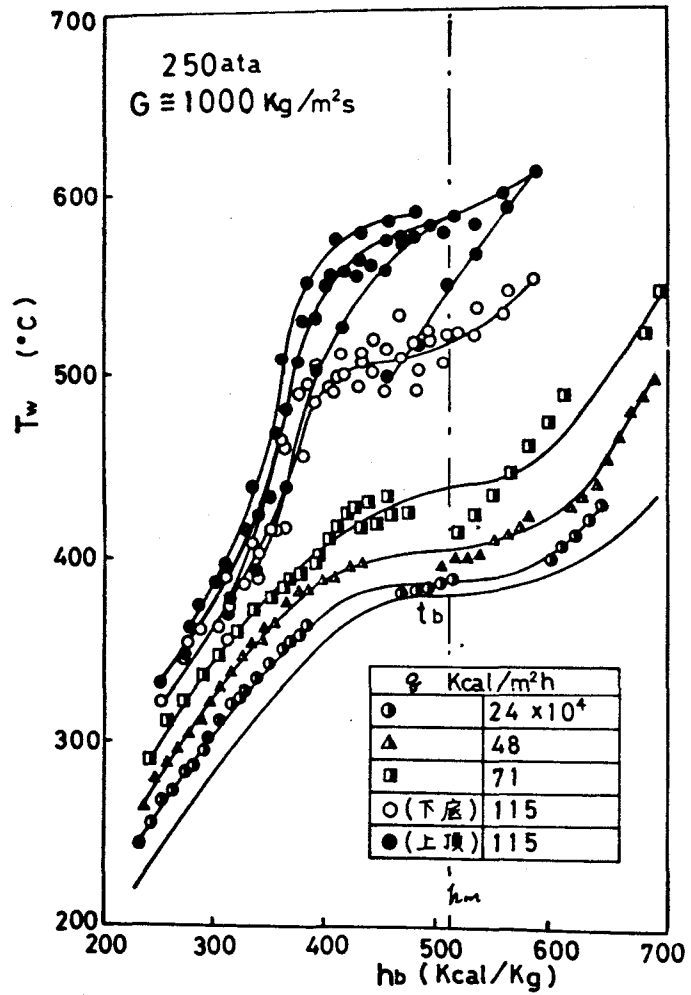


图 3.3.1 管壁温度 (水平管)

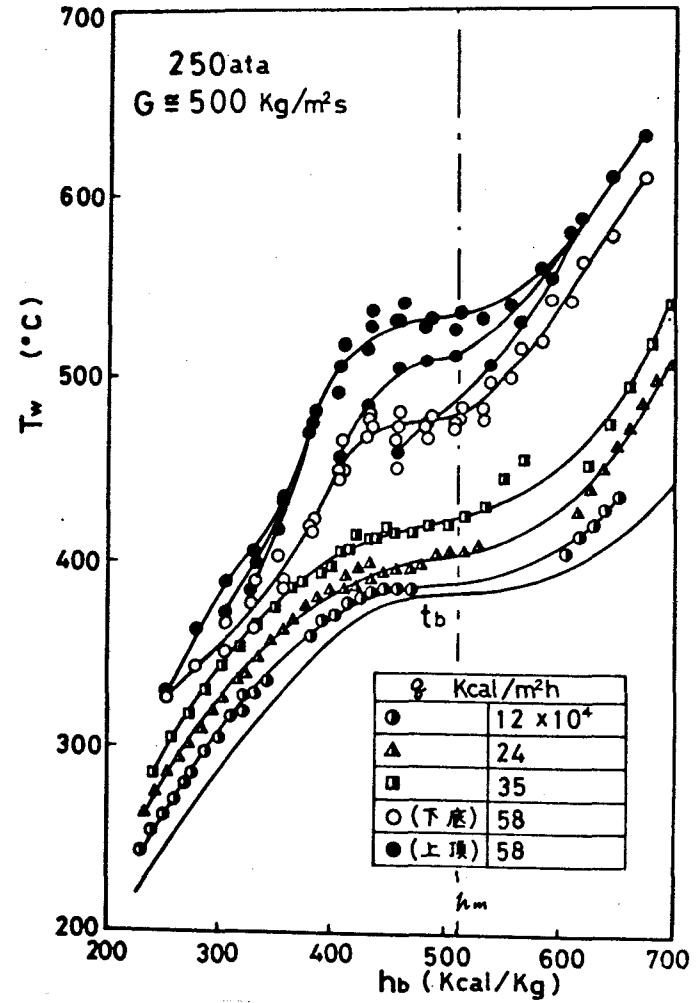


图 3.3.2 管壁温度 (水平管)

3.3.2 熱伝達率

図3.3.3, 図3.3.4は, 各流量に対する熱伝達率 α と流体エンタルピ h_b の関係を示す。前述のように, 水平管では管壁の上下で温度差があるため熱伝達率にも差が生じるが, ここでは上下の平均温度により求めた平均熱伝達率を用いている。

低熱負荷の場合は垂直管と同様に, 擬臨界温度の付近で熱伝達率がかなり高くなり極大値を示している。本実験結果では実験値が不足しており, 極大値付近については正確にはわからなかった。高熱負荷の場合は $h_b \cong 350 \sim 500 \text{ kcal/kg}$ の範囲で伝熱劣化がある。また, Локшинら⁽¹²⁾の用いている g/G をパラメータとして比較すると, 高流量の場合のほうが熱伝達率の低下は大きくなっている。《液相》および《気相》域では熱負荷による熱伝達率の差は非常に小さくなっている。

3.3.3 垂直管内上昇流との比較

水平管の管壁温度分布と, 2.3.1 節に示した垂直上昇管の場合と比較すると, 低熱負荷では非常によく一致していることがわかる。これは, 熱伝達率について比較しても明らかである。図3.3.5, 図3.3.6 は高熱負荷における水平管と垂直管の管壁温度を比較したものである。前述のように, 水平管では管上頂部が下底部よりかなり高温になっているが, この上頂部の温度より垂直管の壁温のほうが高くなる場合が多い。とくに低流量ほどこの傾向が著しくなっていることがわかる。それゆえ, 水平管の場合の断面平均熱伝達率(図3.3.3, 図3.3.4)は垂直管の場合(図2.3.12, 図2.3.13)より高くなり, 伝熱劣化が緩和されている。

高熱負荷では, 擬臨界領域において管断面内の密度差が非常に大き

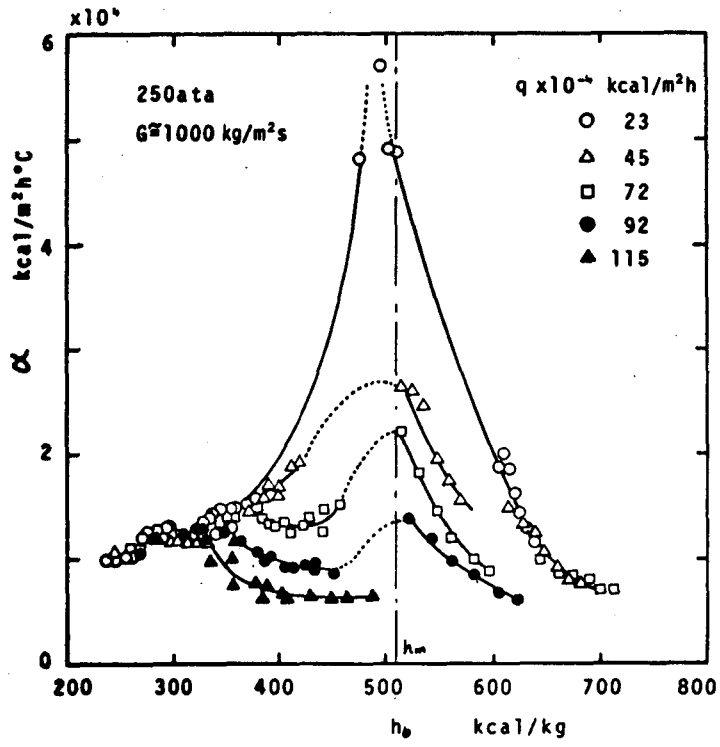


图 3.3.3 热伝達率 (水平管)

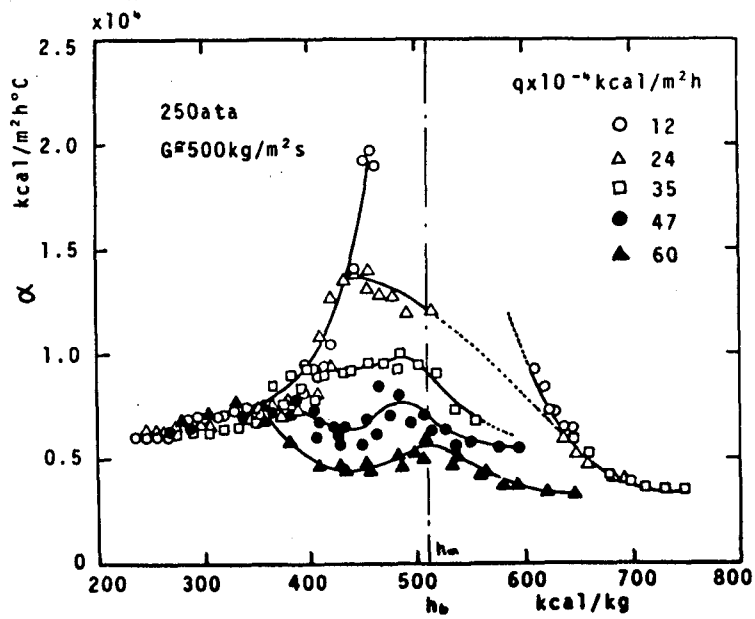


图 3.3.4 热伝達率 (水平管)

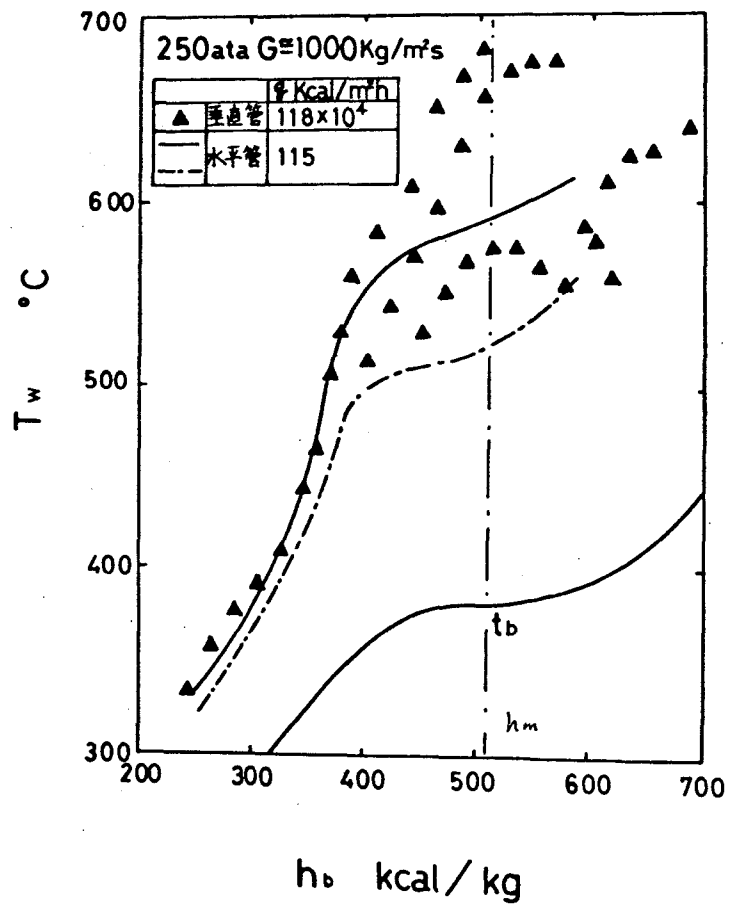


図 3.3.6 垂直管と水平管の壁温の比較

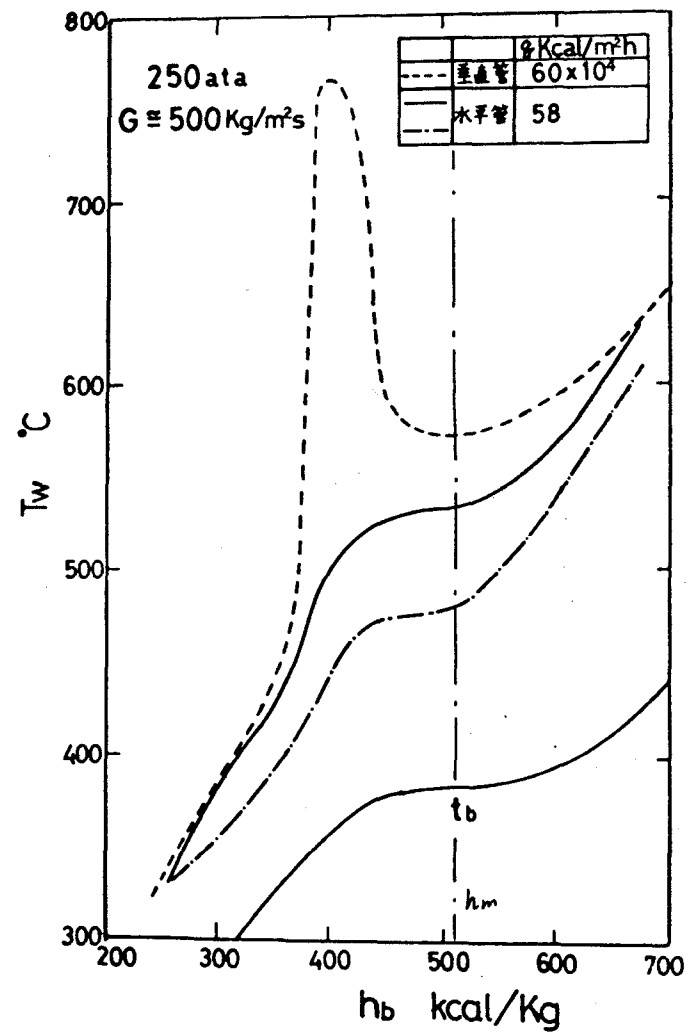


図 3.3.7 垂直管と水平管の壁温比較

くなるため浮力の影響が無視できない。垂直管の場合は、とくに低流量域で浮力による自然対流が境界層の層流化を促進し、熱伝達率を低下させることになると考えられた。一方、水平管の場合は浮力により生ずる自然対流が管断面内で循環するような二次流れとなり、熱伝達率を高める効果をもたらすと考えられる。したがって、低流量になるほど強制対流に対する自然対流の効果が相対的に大きくなるため、伝熱劣化が緩和されることになるとおもわれる。

水平管と垂直管を比較した結果をまとめると次のようになる。

- (1) 低熱負荷の場合は水平管においても擬臨界温度の付近で熱伝達率が非常に高くなり、垂直上昇管の場合とよく一致していることがわかった。
- (2) 高熱負荷の場合、水平管では管壁上頂と下底にかなりの温度差が生じる。上頂部の壁温は垂直管の壁温と比較的よく一致しているが局所的な壁温上昇はない。
- (3) 水平管においても高熱負荷の場合には伝熱劣化があるが、平均熱伝達率は垂直管のそれより大きくなっている。
- (4) 臨界点の付近では密度差による自然対流が大きくなり、とくに低流量の場合、垂直管内上昇流では境界層の層流化を促進するため伝熱劣化を強めると考えられた。一方、水平管では二次流れによって管壁上下に温度差が生じるが、伝熱劣化現象に対してはこれを緩和させる効果をもつものと考えられる。

3.4 圧力損失に関する実験結果

3.4.1 摩擦圧力損失の実験値

水平管の場合は位置水頭が0であるため，全圧力損失は摩擦損失と加速損失よりなる。すなわち，式(2.4.3a)より全圧力損失は次式で与えられる。

$$\Delta P_e = \Delta P_f + \Delta P_a \quad (3.4.1)$$

加速損失は入口，出口流体温度から式(2.4.3c)によって求められる。圧力降下測定区間は，図3.2.1に示すように加熱区間より20 mm ($L/d \cong 4.5$)だけ長くなっているが，ブスバ(電極)付近の発熱量分布を正確に知ることは非常に困難であるため，実験値の整理にあたっては全長 ($L/d \cong 200$) にわたって均一に加熱されるものとして取扱った。その結果生ずる誤差は種々の測定誤差と比較して小さいと考えられる。

実験および計算により求めた加速損失 ΔP_a ，摩擦損失 ΔP_f の一例を図3.4.1に示す。図では，流量および入口流体温度を一定に保ち，熱負荷を段階的に増していった場合の出口流体エンタルピー h_{e0} を横軸に示している。水平管の場合にも，垂直管内上昇流で見られたように，熱負荷が高くなると擬臨界領域で摩擦損失が低下する傾向があらわれている。

非加熱流の場合の摩擦係数を用い，2.4.2節で述べた逐次計算法により求めた摩擦損失と，実験により求めた摩擦損失を比

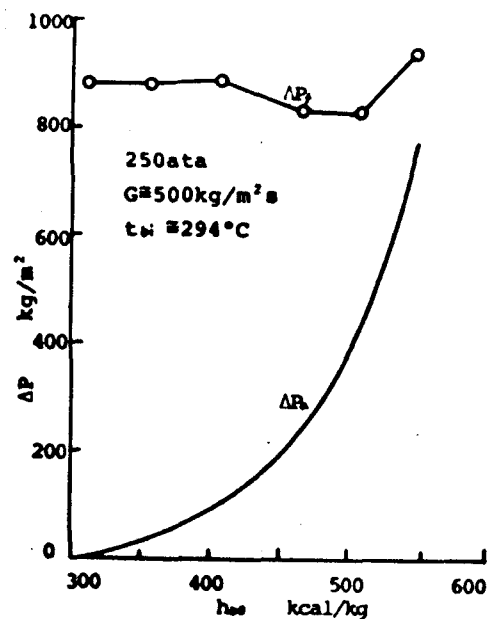


図3.4.1 圧力損失の各成分 (水平管)

較し、図3.4.2，図3.4.3 に示した。流体エンタルピーが大きくなるほど一般に摩擦損失は増加しているが、擬臨界値よりわずかに小さいところで逆に摩擦損失が減少している。そして、この部分では計算値との差がかなり大きくなっている。

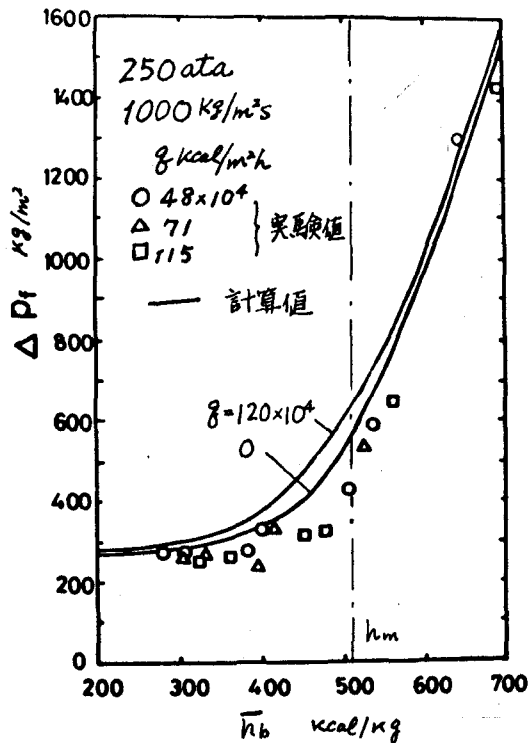


図3.4.2 摩擦損失の実験値

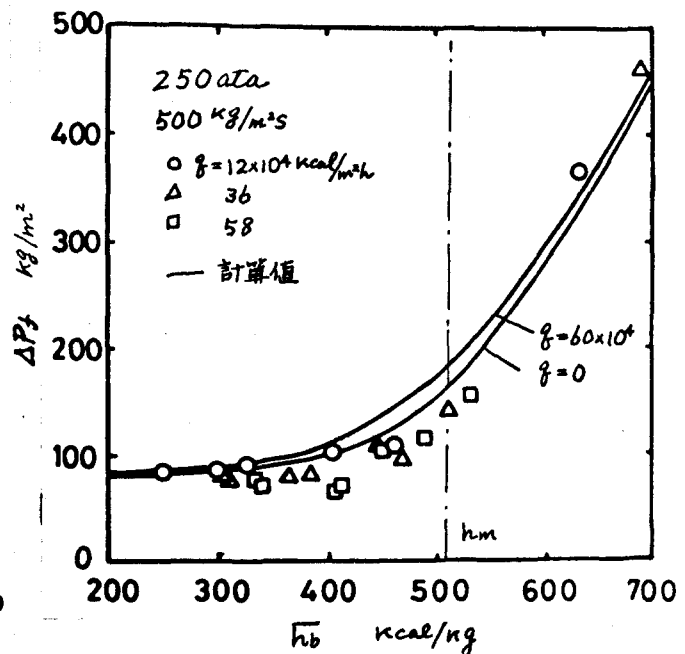


図3.4.3. 摩擦損失の実験値

3.4.2 摩擦係数と整理式

実験で求めた摩擦損失から、式(2.4.10)により管全長にわたる摩擦係数 λ が計算できる。加熱流の摩擦係数 λ_0 と板谷の式(2.4.8)により求めた非加熱の摩擦係数 λ_1 の比 λ_1/λ_0 を平均流体エンタルピー $\bar{h}_b (= (h_{b1} + h_{b0})/2)$ に対して整理した結果を図3.4.4,

図3.4.5 に示した。《液相》, 《気相》域では摩擦係数比は1に近いが, $\bar{\mu}_b$ が擬臨界値の付近で1よりかなり小さくなっている。また熱負荷が大きくなるほど摩擦係数比は低下する傾向にあるが, とくに低流量, 高熱負荷の場合に摩擦係数が著しく低下するようなことはなかった。

図には垂直管内上昇流の結果もあわせて示してある。摩擦係数比が1より小さく, 擬臨界値の付近でさらに低下する傾向は両者とも同じであるが, 水平管のほうが全般的に低下率は小さい。しかしながら, 垂直管のようにとくに低流量高熱負荷域で λ/λ_0 が著しく低下するようなことはない。この結果は, 熱伝達について著しい伝熱劣化がみられないこととよく対応している。

摩擦係数の低下は, 水平管においても垂直管の場合と同様, 流れ断面内の物性値変化によるものと考えられるため垂直管と同様の整理を行なった。

$$\lambda/\lambda_0 = f(\mu_b/\mu_w, \rho_b/\rho_w) \quad (3.4.2)$$

μ_w, ρ_w を定めるため, 管壁上下の算術平均温度に対して入口, 出口部を除く軸方向7ヶ所の算術平均値を平均壁温とした。

図3.4.6 は摩擦係数比 λ/λ_0 と粘性係数比 μ_b/μ_w の関係を示す。図に示す直線は垂直管の場合と同じ相関式である。

$$\lambda/\lambda_0 = (\mu_b/\mu_w)^{-0.25} \quad (3.4.3)$$

Tapacovaら⁽⁴⁶⁾は水平管の実験結果から, 勾配 -0.22 の直線で整理できたと報告しているが, 実験条件は $P=226\sim 265$ bar, $G=2000\sim 5000$ kg/m²s, $q=50\sim 200\times 10^4$ kcal/m²h であり, 比較的高流量, 低熱負荷に相当する。本実験結果についても高流量低熱負荷域だけをみると, Tapacovaらの式が適用できる。

高熱負荷域では, 流れ断面内での密度変化が速度分布の歪みに影響

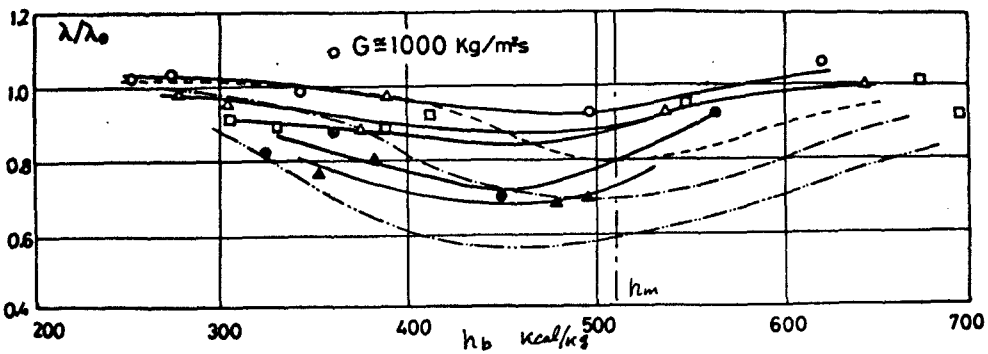


図 3.4.4 摩擦係数比

q × 10⁻⁴ Kcal/m²h	
水平管	垂直管
○ 25	----- 26
△ 48	----- 51
□ 71	----- 91
● 91	----- 91
▲ 115	-----

q × 10⁻⁴ Kcal/m²h	
水平管	垂直管
○ 12	----- 13
△ 24	----- 26
□ 36	-----
● 48	----- 48
▲ 58	-----

図 3.4.5 摩擦係数比

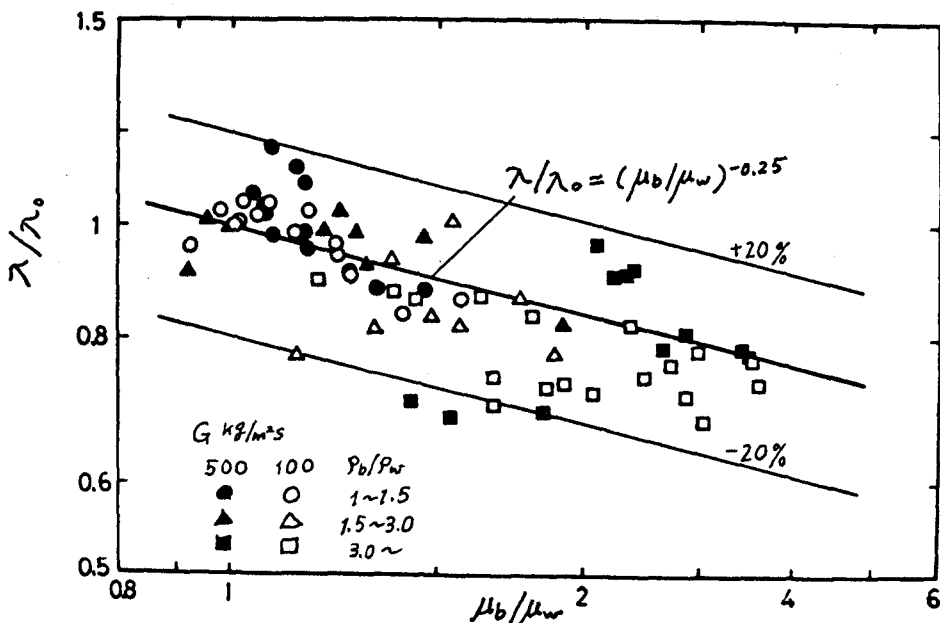
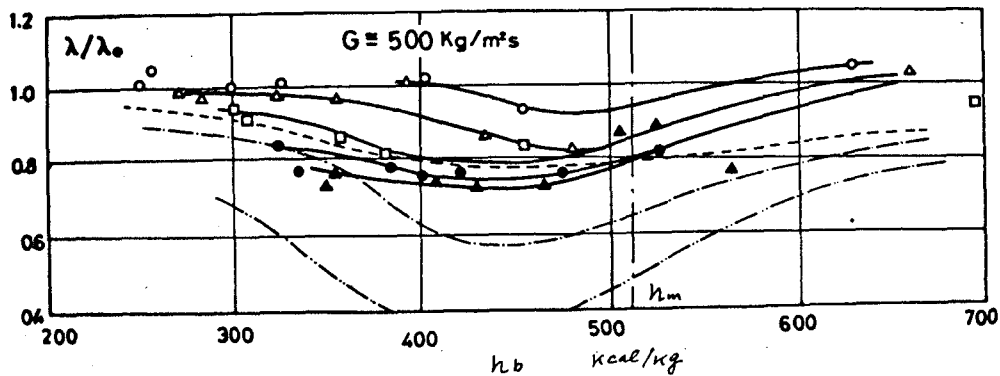


図 3.4.6 粘性係数による摩擦係数の整理

するものと考えられる。また図3.4.6において、密度比 ρ_b/ρ_w の大きいものほど式(3.4.3)より小さくなっていることから、密度による修正が適当と考えられる。

図3.4.7は密度比 ρ_b/ρ_w と $(\lambda/\lambda_0)(\mu_b/\mu_w)^{0.25}$ の関係を示す。高流量の場合にわずかに高くなる傾向があるが、図に示す直線により、よい相関の得られることがわかった。以上の検討の結果、水平管内流の摩擦係数は次式で与えられる。

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{-0.25} \left(\frac{\rho_b}{\rho_w}\right)^{-0.05} \quad (3.4.4)$$

上式は、垂直管内上昇流による実験で得られた式(2.4.16)において、 $G = 4500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ とした場合に相当する。すなわち、垂直上昇管において流量が非常に大きい場合は重力の影響が無視できるようになり、水平管との差がなくなると解釈できる。

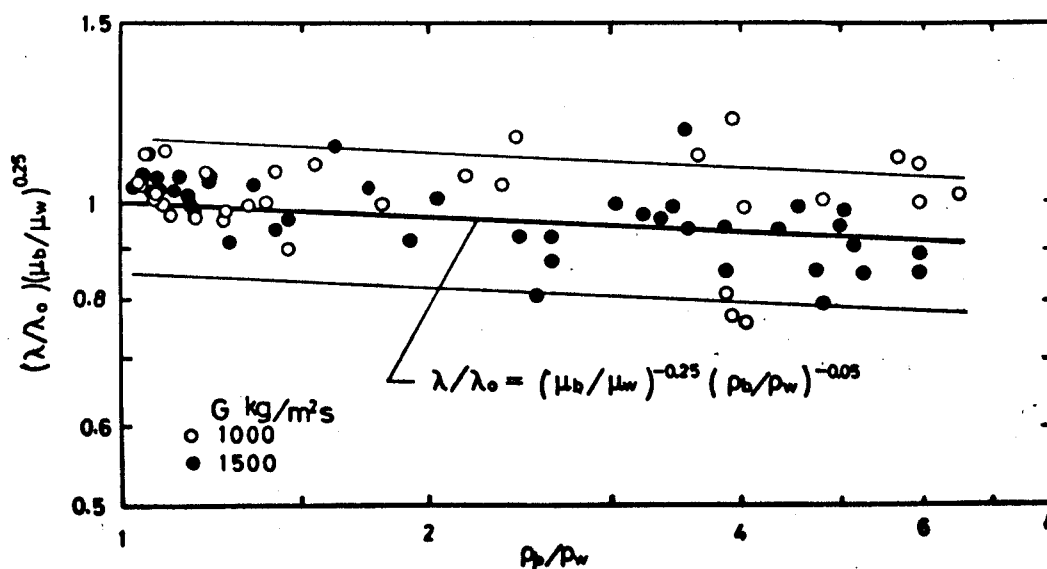


図3.4.7 摩擦係数比の物性値による整理

3.5 管内面粗さが熱伝達率と摩擦係数におよぼす影響

前述のように，高熱負荷の場合は水平管においても熱伝達がかなり低下することが明らかとなった。実用的には，伝熱劣化による壁温上昇を防ぐため管内面に凹凸をつけたリブド管が使用されることがある。リブド管による実験は Ackermanら⁽²³⁾，西川ら⁽²²⁾ によって行なわれており，伝熱劣化を改善するうえで有効であるという結果を得ている。実際のボイラ用鋼管でも，内面は完全に平滑ではなく多少の粗さがある。以下では人為的に内面を粗く加工した管を用いて実験を行ない，管壁温度（熱伝達率），摩擦圧力損失におよぼす影響を調べた。

テストセクションは 3.2.1 節に示した水平管の場合と同様に作成し，#38 エメリ粉を用いて内面を円周方向，軸方向に均一になるように磨き，わずかの粗さをつけた。管の一部を切取り，内面を粗さ計で測定したところ RMS 値で $3\mu\text{m}$ ，相対粗さ $\varepsilon/d \cong 0.001$ であった。低圧水を非加熱状態で流し摩擦圧力損失を測定した結果，摩擦係数は図 3.5.1 に示すようになった。レイノルズ数の小さい場合は平滑管との差はないが， $Re > 2.5 \times 10^4$ では平滑管より大きくなりほぼ一定値を示している。本実験の範囲は $2 \times 10^4 < Re < 13 \times 10^4$ に相当し，あきらかに平滑管と差のある領域である。

図 3.5.2 は実験で得られた管壁温度分布の一例を示す。また，図には同一熱負荷での平滑管の実験値もあわせて示している。図より，粗面管のほうが管壁温度が低くなり，熱伝達率が高くなっ

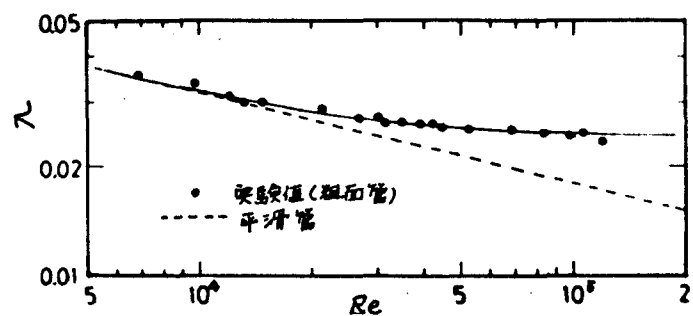


図 3.5.1 粗面管の摩擦係数 (非加熱)

ていることが明らかである。とくに高熱負荷の場合は、平滑管との差は非常に大きくなり伝熱劣化の改善されていることがわかる。しかしながら、上下温度差は粗面管でもかなり大きくなっており、二次流れに対しては内面粗さの影響は小さいと考えられる。

図3.5.3は粗面管の場合の摩擦係数入と、同一のレイノルズ数における平滑管の非加熱摩擦係数入の比を示した。粗面管の場合も高熱負荷ほど摩擦係数は低下するが、高温になるほど粘性が低下しレイノルズ数が大きくなるため、わずかの粗さでも乱れに大きく影響する。したがって、 λ/λ_0 はイよりかなり大きくなり、また熱伝達もよくなると考えられる。

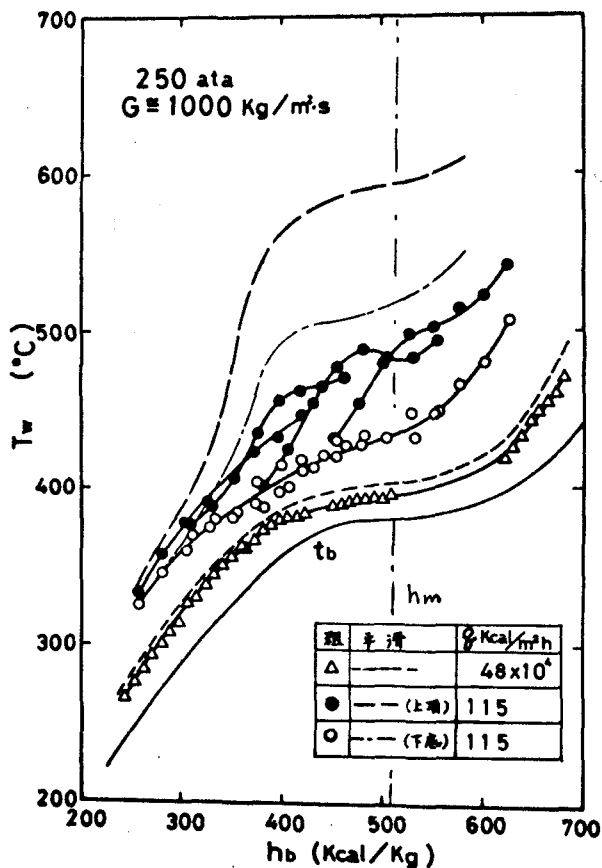


図3.5.2 粗面管の管壁温度

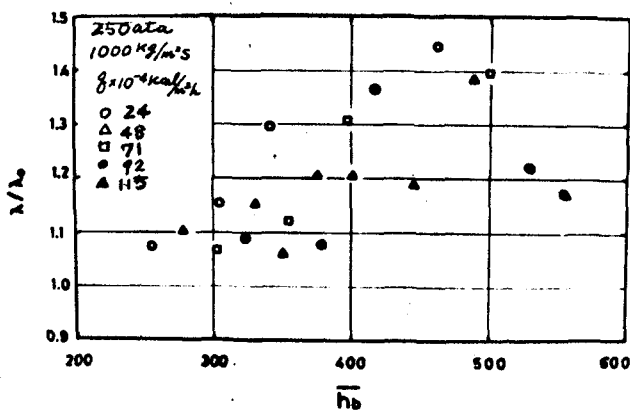


図3.5.3 粗面管の摩擦係数比

3.6 高熱負荷における熱伝達に関する実験

3.6.1 実験装置および実験方法

水平管の場合は管壁の頂部と底部でかなり大きい温度差を生ずることがあるが、垂直管のような局所的な壁温の急上昇は観測されなかった。壁温ピークが膜沸騰類似の現象によるものであれば、非常に熱負荷が高い場合には水平管においても壁温ピークが発生すると考えられる。これについて調べるため、高熱負荷を実現できるテストセクションにより以下に示す実験を行なった。

図3.6.1には高熱負荷を発生させるために作成したテストセクションを示す。外径14.5mm、内径4.35mmのAN-31耐熱合金鋼管の一部を図に示すように削り、外径10.46mmとした。この部分での肉厚を薄くし電気抵抗を大きくすることによって、発熱量を他の部分の約2倍にすることができる。また、図に示すリード線により各区間の電圧降下を測定し熱負荷を算出した。肉厚が急変している部分では、発熱量が段階的に変化するものとして取扱っている。管外壁面の温度は、図に示す位置で管の頂部と底部に0.3mmφクロメル-アルメル熱電対を溶着し測定した。なお、薄肉部分については両側面にも熱電対を取付け、周方向の温度分布も調べ温度分布が対称であることを確認した。

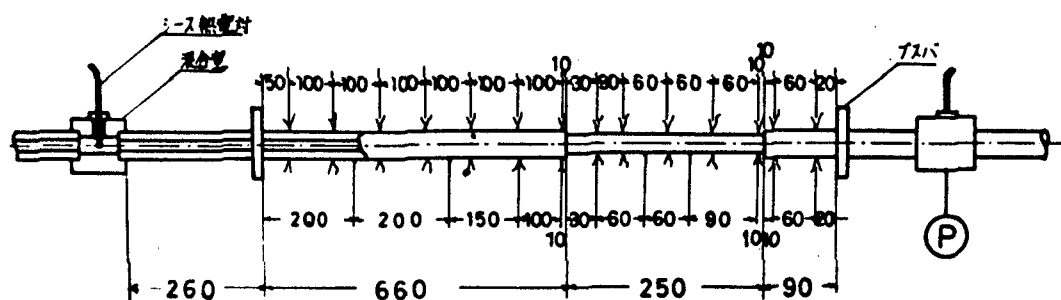


図3.6.1 テストセクション

本実験では圧力損失の測定は行なっていない。テストセクションの圧力は、混合室に接続した導管を通じてブルドン管圧力計で測定している。その他の実験方法は前述のとおりである。

実験条件は、表3.6.1に示すように250 ata の場合のみについて行なっている。AN-31耐熱合金鋼の主な化学成分、熱伝導率は表3.6.2に示すとおりである。

表3.6.1 実験条件

圧力	250 ata
重量速度	500 ~ 1500 kg/m ² s
熱負荷	薄肉部で最高値 3×10^6 kcal/m ² h
入口流体温度	20 ~ 390°C

表3.6.2 AN-31合金鋼の化学成分

成分	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Mo	V	N	Cb
wt%	0.08	0.52	1.28	0.23	0.063	13.63	16.76	1.31	0.68	0.99	0.80
熱伝導率	$k = 14.5 + 0.008 T$ kcal/m·h·°C										

3.6.2 管壁温度分布

図3.6.2, 図3.6.3は流量, 入口温度を一定に保ち, 加熱量を段階的にかえた場合の管壁温度と流体エンタルピーの関係を示す。図に示した熱負荷の値は, 厚肉で総熱量の小さい部分に相当し, 薄肉の部分では電圧降下の測定値より, この値の2.2~2.4倍になることがわかった。また, この実験の場合にも管壁の上頂部と下底部に温度差が

あったが、図では平均温度を示している。図より、高熱負荷の部分では管壁温度がかなり高くなり、熱伝達率が低下していることがわかる。

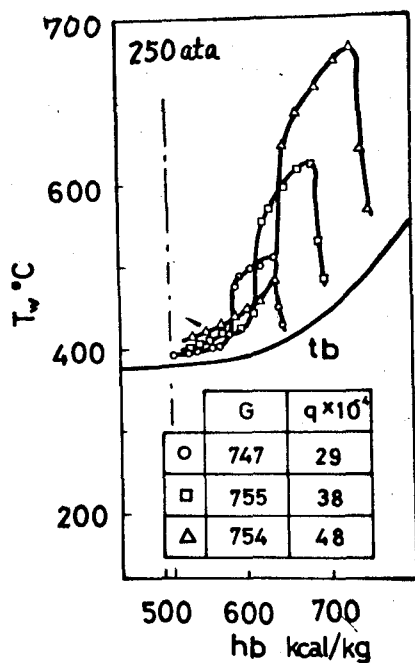


図3.6.2 管壁温度

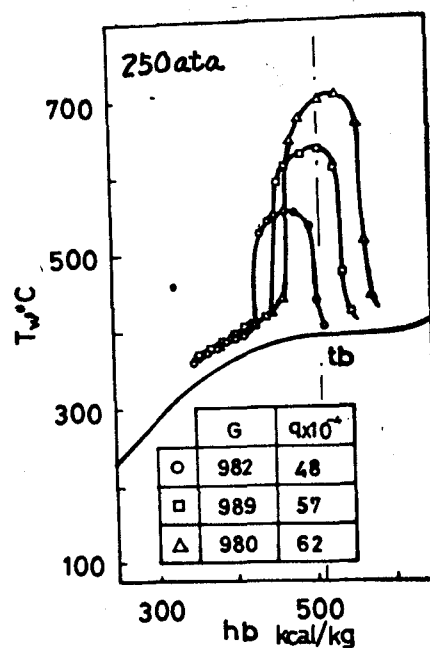


図3.6.3 管壁温度

流量を一定に保ち、入口流体温度をかえた場合の高熱負荷での壁温分布曲線を連ねてみると図3.6.4になる。この図に示す熱負荷は厚肉断面部での値である。前に示した図3.3.4と比較すると、高熱負荷部における壁温分布はよく似た形を示している。したがって、

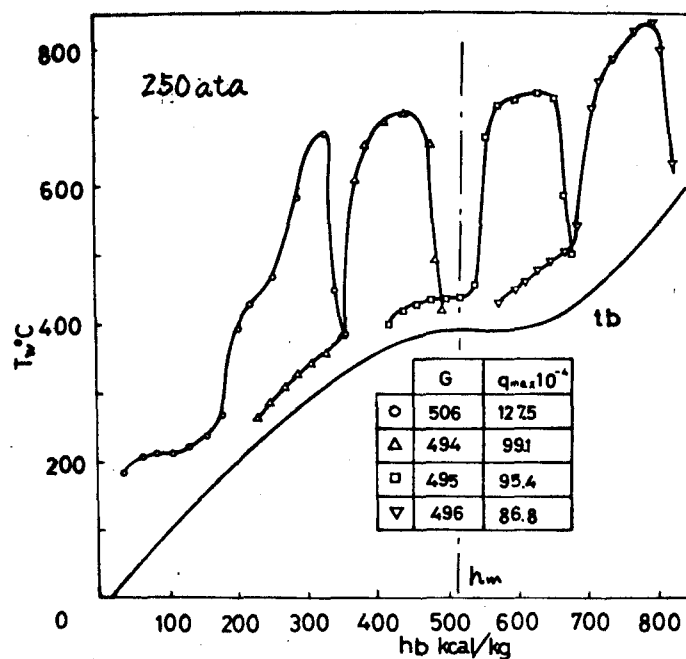


図3.6.4 高熱負荷における管壁温度

水平管の場合は熱負荷が非常に大きいときでも、垂直管の場合のような壁温のピークは発生しないと考えられる。しかしながら、管壁-流体温度差がかなり大きくなっていることから、この部分で熱伝達率は相当低下していることがわかる。

3.6.3 限界熱負荷

図3.6.5は、入口流体温度を一定に保ちながら熱負荷をかえた場合の高熱負荷部での管壁温度の最高値と熱負荷の関係を示す。熱負荷が0の場合は入口流体温度に一致しており、熱負荷が高くなるにつれて最高壁温 $t_{w,max}$ も高くなる。熱負荷の小さいところでは壁温と熱負荷の関係は直線的であるが、熱負荷の非常に高い場合はわずかの熱負荷の増加に対しても壁温がかなり上昇する傾向があらわれている。壁温上昇率が急増するのは、壁温が約 600°C の付近に相当している。このときの熱負荷を限界熱負荷 q_{cr} と考え、流量および流体エンタルピとの関係を調べた。

流体エンタルピが等しい場合の限界熱負荷 q_{cr} と流量 G の関係を図3.3.6に示す。直線の勾配はほぼ一定となり

$$q_{cr} \propto G^{0.8}$$

なる関係が成り立つ。この関係を用いて整理した結果を図3.6.7に示す。すなわら、

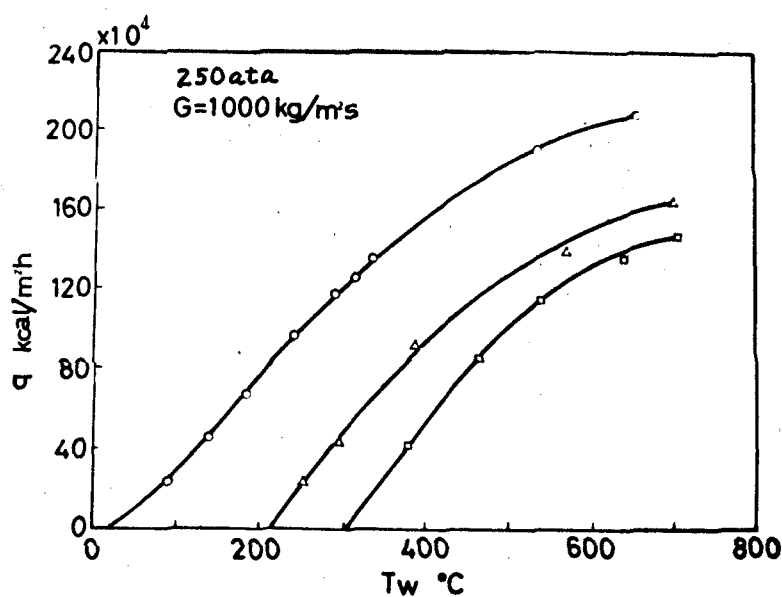


図3.6.5 管壁温度の最高値

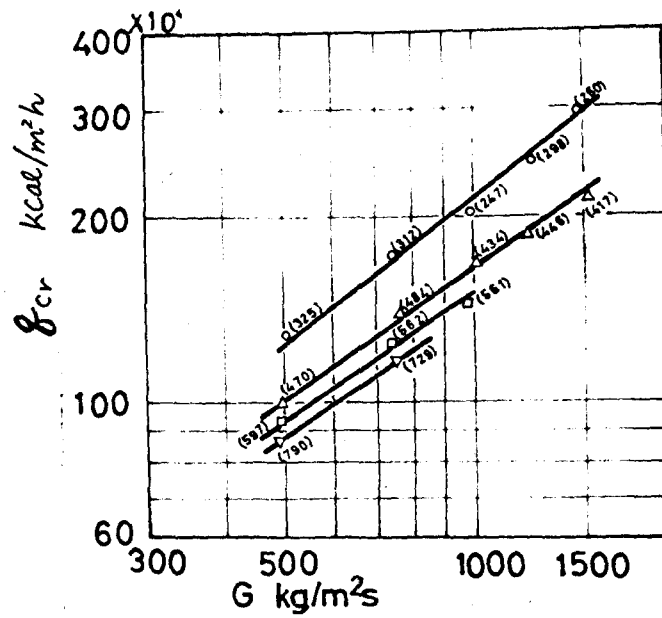


図 3.6.6 限界熱負荷と流量の関係

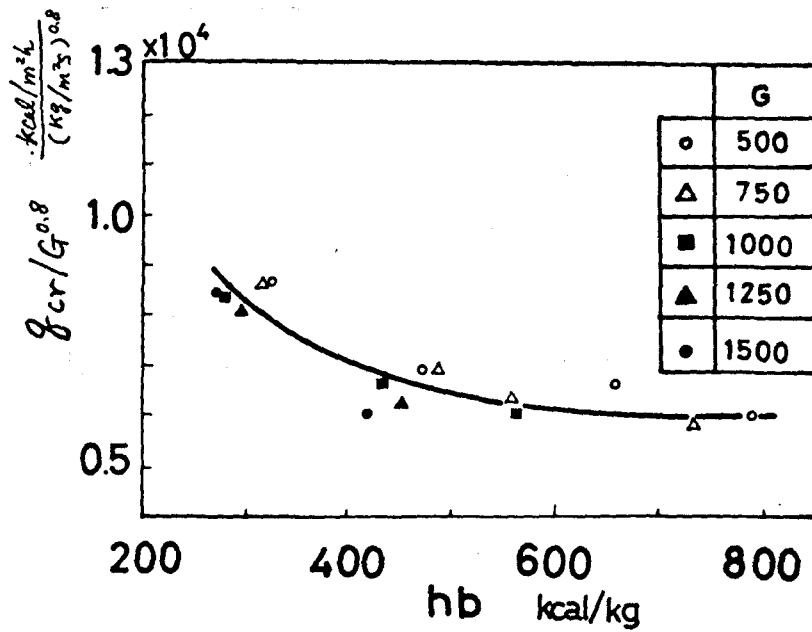


図 3.6.7 限界熱負荷の整理

$q_{cr}/G^{0.8}$ をたて軸に、流体エンタルピー h_b を横軸に示している。図より、限界熱負荷を $q_{cr}/G^{0.8}$ であらわせば流量に関係なくほぼ一本の曲線にまとめられることがわかる。 $q_{cr}/G^{0.8}$ は、流体エンタルピーが大きくなるにつれて低下している。流体エンタルピーが非常に高いところではたとえ熱負荷が0であっても壁温が 600°C をこえるようになることは明らかである。したがって、このような範囲は適用外である。

垂直管の場合に検討した限界熱負荷は、式(2.3.1)で表わされる山縣らの結果とよく一致しており、 $q_{cr} \propto G^{1.2}$ となった。しかしながら、図2.3.18をみると高流量域ではこの勾配が小さくなる傾向があり、図3.6.6に示す水平管の関係に近い。水平管では浮力の作用方向が流れに垂直であるため、自然対流などの影響で壁面付近の境界層の層流化が促進されるようなこともなく、高熱負荷においても著しい壁温上昇は起らないと考えられる。したがって、限界熱負荷は流れ断面内での物性値変化の影響で熱伝達率が低下することをあらわしている。

3.7 水平管における管壁上下温度差

本章で使用したテストセクションは内径の比較的細い管であるが、熱負荷が大きい場合に管の上頂と下底でかなりの温度差を生じることがわかった。管外壁面上の周方向 90° おきに取り付けた熱電対による温度分布の測定例を図3.7.1に示す。外壁面上の温度分布から内壁面での温度分布を算出するに際しては、以下の方法を用いた。

円筒座標を用いて熱伝導方程式をあらわすと式(2.2.1)のようになるが、熱伝導率が一定であり、軸方向の温度勾配は r 方向に比べて十分小さいと考えれば次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{Q}{k} = 0 \quad (3.7.1)$$

上式を，外壁が断熱され，その温度分布が既知であるという境界条件

$$r = r_0 \text{ のとき ; } \partial T / \partial r = 0, \quad T = F(\varphi) \quad (3.7.2)$$

を満足するように解けばよい。温度 T は r と φ のみの関数と考えられるので， $T = R(r) \Phi(\varphi)$ とおいて変数分離法で解を求めることができる。外壁面の周方向温度分布 $F(\varphi)$ は \cos 関数に近く

$$F(\varphi) = T_0 + \frac{1}{2} \Delta T_0 \cos \varphi \quad (3.7.3)$$

で近似するものとする。ただし T_0 は外壁面の平均温度， ΔT_0 は外壁面上下の温度差である。以上の条件を考慮して式 (3.7.1) を解くことにより内壁面温度分布は次式であらわすことができる。

$$T = T_0 + \frac{Q}{2k} r_0 \left\{ \ln \left(\frac{r_i}{r_0} \right) - \frac{r_i^2 - r_0^2}{2r_0^2} \right\} + \frac{\Delta T_0}{4} \left(\frac{r_i}{r_0} + \frac{r_0}{r_i} \right) \cos \varphi \quad (3.7.4)$$

上式の右辺第2項は，熱伝導率が一定で周方向に温度分布がない場合の内外壁温度差をあらわし，第3項は平均内壁温度に対する変動成分をあらわす。

式 (3.7.4) は熱伝導率 k が一定で，一様発熱であるとして求めた。実際には熱伝導率，電気抵抗は温度に依存するためこの仮定は成り立たない。しかしなが

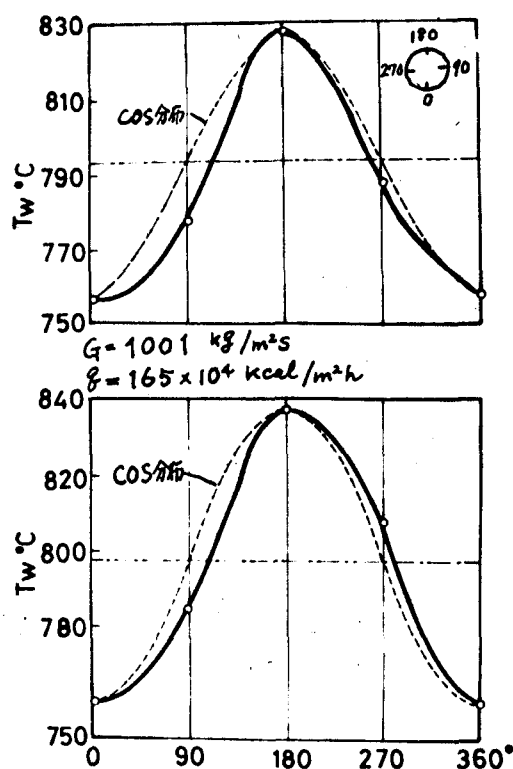


図3.7.1 周方向外壁温度分布

ら、 φ 方向の温度勾配が r 方向に比べて小さいこと、2.2.4節で示したように電気抵抗変化を考慮しても一様発熱の場合とほとんど差がないことから、まず外壁面での平均温度 T_0 を用いて式(2.2.3)により内壁面平均温度 T_w を求め、式(3.7.4)の φ 3項により上下温度差を計算して内壁面の温度分布を定めた。

図3.7.2は3.3.1節に示した実験値によって、管上頂および下底の軸方向温度分布をあらわしたものである。入口付近では上下温度差は小さいが、後流に進むにつれてその差次第に大きくなっていることがわかる。また、入口流体温度が異なると後流での温度差の発達状況は異なるようである。上下温度差に対しては入口からの距離 x/d が大きい影響をおよぼすと考えられる。さらに、図3.3.1、図3.3.2からわかるように、物性値の影響も大きい。Вихревら⁽²⁶⁾、Жыковскийら⁽²⁷⁾は内径の大きい管($d \cong 20\text{mm}$)により実験し、上下温度差が最大で 200°C にもなることを示している。本実験の結果と比較すると、管径の相異が実験結果に大きい差をもたらしたものと考えられる。

以上の検討の結果、水平管では浮力により管軸と直角方向に循環する二次流れが生じ、入口から進むにつれて次第に発達していくものと考えられる。二次流れが十分発達した後は、管壁上下の温度差もほぼ一定になっている。また、上下温度差が最大となる位置では入口からの距離 x/d の影響はほとんどなくなり、断面内の物性値変化(主として密度差)に依存して二次流は十分発達していると考えられる。

図3.7.3には、3.5節で述べた実験値より求めた上下温度差の最大値 ΔT_w と流体エンタルピの関係を示した。 ΔT_w は各実験での温度差の最大値であり、 ρ/G をパラメータとして示している。この結果はЖыковскийらの実験値とも定性的に一致しており、 ΔT_w は流体エンタルピが擬臨界値の付近で最大値 $\Delta T_{w,max}$ となる。また、

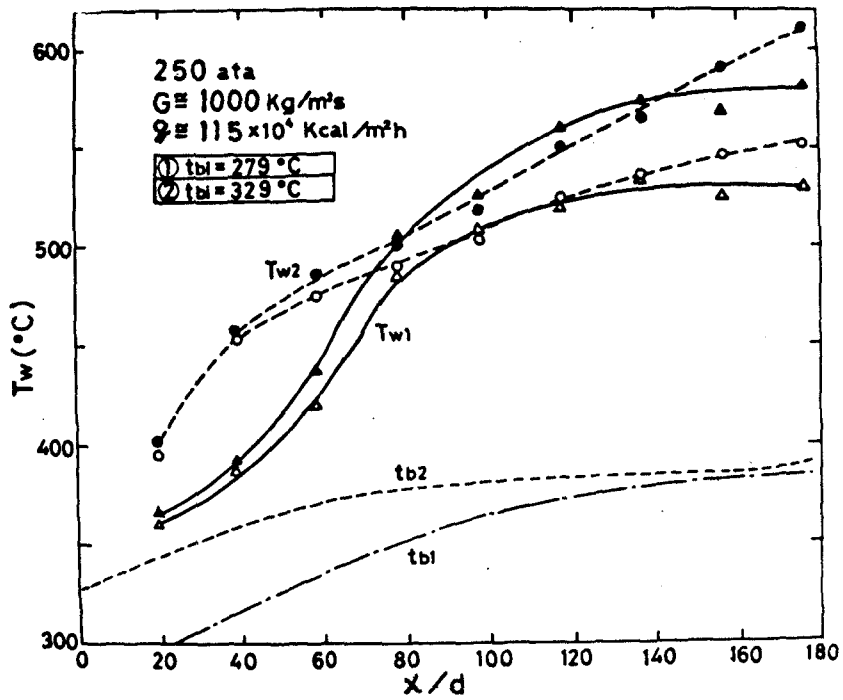


図 3.7.2 壁温の軸方向分布

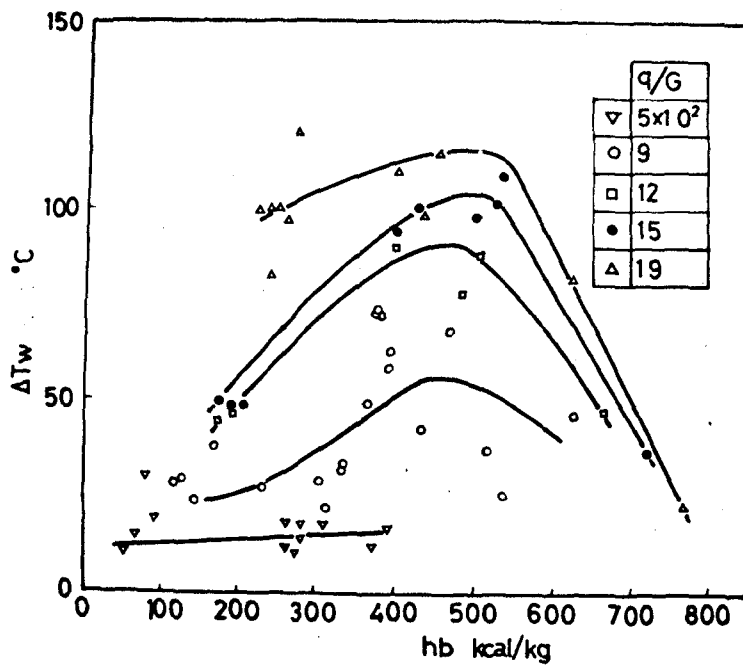


図 3.7.3 管壁上下温度差 ΔT_w

δ/G の大きいほうが $\Delta T_{w,max}$ は大きい。

図3.7.4は $\Delta T_{w,max}$ と δ/G の関係を示す。図には3.3節, 3.6節で示した実験値と, 他の研究者らによる実験値をあわせて示している。

$\Delta T_{w,max}$ の小さい場合の点を除くと, それぞれの実験に対しては同じ勾配の直線でよくまとめられ,

$$\Delta T_{w,max} = C \cdot (\delta/G)^2$$

なる関係のあることがわかる。

Buxpevら, Жыковскийらは $d \cong 20 \text{ mm}$, 山縣ら⁽²⁸⁾は $d = 7.5 \text{ mm}$ の管を使用している。定数 C と内径 d の関係を調べると, 図3.7.5に示す結果が得られた。したがって, 管壁上下の温度差は次式で与えられる。

$$\Delta T_{w,max} = 0.01 d (\delta/G)^2 \quad (3.7.1)$$

ただし d : 管内径 (m),

δ : 熱負荷 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h}$),

G : 重量速度 ($\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$).

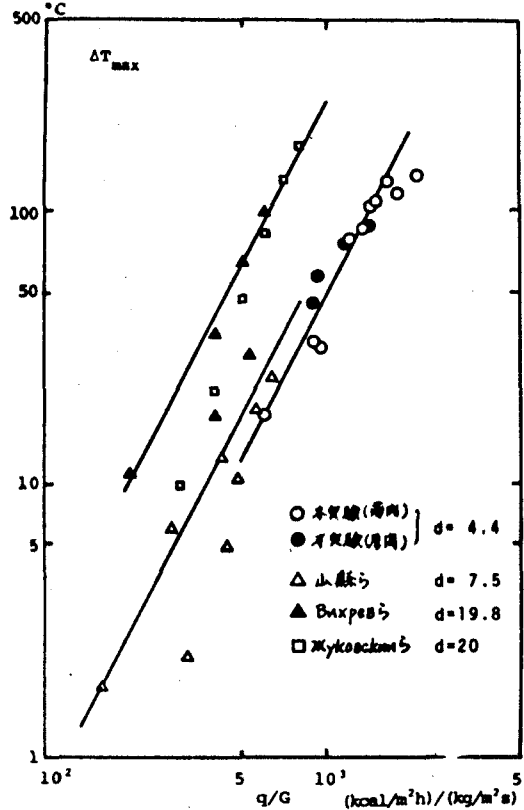


図3.7.4 上下温度差と δ/G の関係

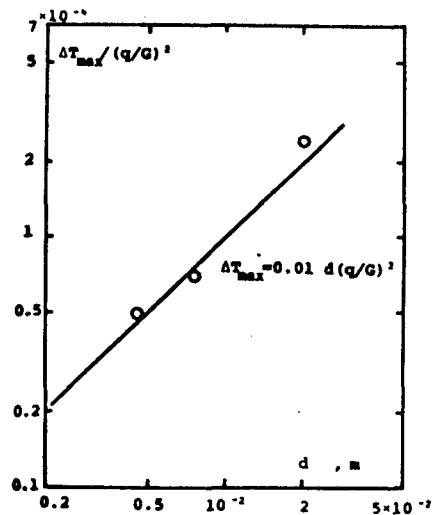


図3.7.5 上下温度差の整理

3.8 結 言

本章では臨界点付近（250 ata）において，水平管内流の熱伝達率と摩擦圧力損失を実験的に求め，垂直上昇管の場合の結果と比較検討し以下の結論を得た。

熱伝達に関する実験結果をまとめると；

- (1) 水平管内流の場合は，流れ断面内での密度差による浮力が主流に直角方向の二次流れをつくるため，管上頂部と下底部で温度差を生じる。低熱負荷の場合はこの上下温度差は小さく，管断面内の平均熱伝達率は垂直管の場合とあまりかわらない。高熱負荷の場合は上下温度差が非常に大きくなり，上頂部の壁温が垂直管の場合の壁温に近い値となるが，垂直管で観測されたような局所的な壁温上昇はあらわれなかった。
- (2) 管上頂部と下底部の温度差は，入口からの距離，流体の物性値によって変化するが，流れが充分発達していると考えられる場合の上下温度差の最大値 $\Delta T_{w,max}$ は，管内径 d とパラメータ g/G を用いてよく整理できることがわかった。
- (3) 高熱負荷の場合は水平管においても伝熱劣化がみられるが，管断面平均熱伝達率は垂直管の場合よりかなり高い。とくに，低流量域では二次流れの影響が大きくなり，伝熱劣化を緩和するものと考えられる。また，管壁温度の上限値に対する限界熱負荷は， $G^{0.8}$ で整理できることがわかった。
- (4) 内壁面の粗い管の場合は平滑管に比べて熱伝達率が高くなり，とくに高熱負荷での伝熱劣化による壁温上昇を防止するうえで非常に効果のあることが明らかとなった。

圧力損失に関する実験結果をまとめると；

- (5) 加熱流の摩擦圧力損失は非加熱流に比較し小さくなるが，そ

の低下率は垂直管より小さい。とくに、低流量域でも垂直管のような著しい低下はない。

(6) 摩擦係数について、物性値変化の影響を考慮した整理式として式(3.4.4)を得た。

以上の結果を要約すると；

水平管では自然対流による二次流れの影響が大きくなるため、管壁上頂部と下底部に温度差が生じ、伝熱劣化現象および摩擦係数の低下は緩和されることが明らかとなった。

第4章 高圧域の管内強制対流熱伝達に関する実験

4.1 緒言

前章までは、臨界点付近の領域において垂直管および水平管の強制対流熱伝達の実験を行ない、熱伝達率と摩擦係数について検討した。本章では、本研究の第二の目的である超高圧ボイラの管内流動熱伝達の基礎資料を得るために行なった実験の結果を述べる。

臨界点付近では温度による物性値変化が極めて大きいため、壁面近傍のごく薄い流体層内で乱れの増大をおこすことや、境界層の層流化を促進することなどが考えられた。臨界圧より相当高い圧力になると、温度変化により物性値が急激に変化する領域もなくなるので、臨界点付近で観測されたような特異な現象も生じないと予想される。しかしながら高熱負荷の場合は、高圧域でも壁面近傍での物性値変化が比較的大きくなり、熱伝達率もいくぶん低下するものと考えられる。

500 ata以上の高圧域では物性値の測定が困難なため資料も少なく、熱伝達率の一般的な整理は容易に行なうことができない。したがって、現在のところ500 ata以上の高圧域での強制対流熱伝達についての実験的研究は全く行なわれていない。

本章では高圧水(500~800 ata)の管内強制対流熱伝達を実験的に調べるとともに、物性値(とくに熱伝導率)を推定することによって、従来の単相流熱伝達に対する整理式の有効性を検討した。

4.2 実験装置と実験方法

実験に用いた高圧水流動回路は図2.2.1に示すとおりである。またテストセクションは水平配置とした。ただしポンプの脈動を吸収するために設置している窒素ガス封入アキュムレータは耐圧性の点で使

用できないため、図に示した2つの電気予熱炉を並列に配管し、一方の出口端を閉じて加熱することによって管コイル内部で発生する蒸気の容量で膨動を吸収した。

テストセクションの概略を図4.2.1に示す。外径は14.45mm、内径は4.36mm、加熱長1320mm ($L/d = 303$)の厚肉円管で、材質は耐熱合金AN-31を用いている。管壁温度は、軸方向12ヶ所の断面の管上頂と下底に溶着した(そのうち $x = 440, 660, 880, 1100$ mmの断面では両側面にも2対を溶着している。) 2対の0.3mmφのクロメル-アルメル熱電対により測定した。流体の入口、出口温度は混合室にろう入した1.6mmφクロメル-アルメルシース熱電対により、またテストセクションの圧力は出口混合室の測圧孔からブルドン管圧力計に導いて測定した。入口助走長は、図に示すように640mm ($L/d = 147$)である。管内面は、前章までと同様エメリ粉#400、エメリペーパー#1500を用いて入念に磨き、あらかじめ管摩擦係数を調べる実験を行なったところ、十分平滑であることが確認された。

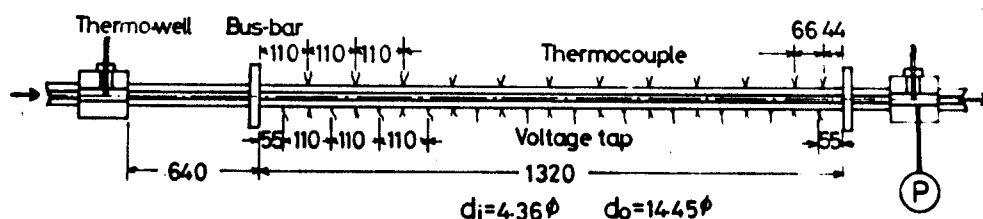


図4.2.1 テストセクション

実験条件は表4.2.1に示す通りである。またAN-31合金鋼の主な化学成分と熱伝導率については表3.6.2に示している。

表4.2.1 実験条件

圧力	500, 600, 800 ata
重量速度	400 ~ 1400 kg/m ² ·s
熱負荷	10 ~ 175 × 10 ⁴ kcal/m ² ·h
入口流体温度	30 ~ 420°C

4.3 高圧域における水の物性値

高温高圧域の水(または水蒸気)の熱力学的性質については, 相当高圧の領域においても十分信頼性のある測定値が得られており, 国際状態式も定められている.⁽⁶¹⁾ しかしながら, 輸送性質については測定が非常に困難であるため測定値も少ない. とくに, 熱伝導率は測定に際して誤差を伴いやすいことから高温高圧域の測定値はほとんどなく, 500 bar以上の領域については国際骨組表(1964)にも含まれていない.

実験結果の整理に際して用いた物性値のうち, 粘性係数については日本機械学会蒸気表(1968)の値を用いたが, 熱伝導率については以下の方法で推定, 検討した.

気体の状態値を表示する van der Waals 式はよく知られているように

$$(P + a/V^2)(V - b) = RT \quad (4.3.1)$$

であらわされる. 上式の圧力 P , 比体積 V , 温度 T をそれぞれの臨界値により無次元化する.

$$P_r = \frac{P}{P_{cr}}, \quad V_r = \frac{V}{V_{cr}}, \quad T_r = \frac{T}{T_{cr}}$$

また, 臨界点の条件は

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{T=T_{cr}} = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_{T=T_{cr}} = 0 \quad (4.3.2)$$

である. この関係を式(4.3.1)に代入して整理すると,

$$\left(P_r + \frac{3}{V_r^2}\right)\left(V_r - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3} T_r \quad (4.3.3)$$

となる. 上式は熱力学的性質についての対応状態原理をあらわすもので, 種々の気体に対して

$$Z = \frac{PV}{RT} = f(P_r, T_r) \quad (4.3.4)$$

は一定の関係を示す。臨界点付近では対応状態の法則には従わないが、測定結果は同一曲線上に分布することが知られている。(62)

粘性係数，熱伝導率についても対応状態の成り立つことが実験により確かめられている。すなわち

$$\left. \begin{aligned} \mu_r &= \mu / \mu_{cr} = f_1(P_r, T_r) \\ k_r &= k / k_{cr} = f_2(P_r, T_r) \end{aligned} \right\} \quad (4.3.5)$$

の関係により整理できる。図4.3.1，図4.3.2は μ_{cr} ， k_{cr} のかわりに 0°C ， 1at における粘性係数 μ_0 ，熱伝導率 k_0 により整理した結果を示す。

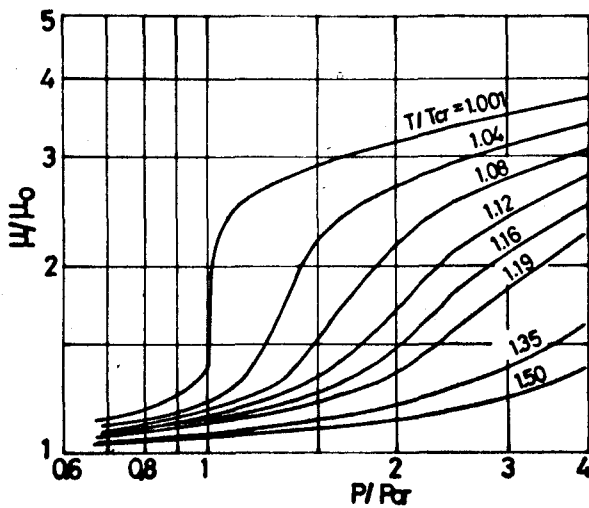


図4.3.1 粘性係数

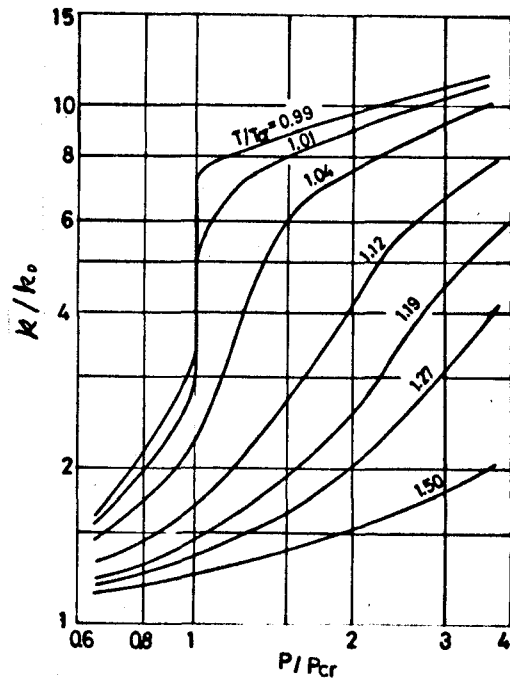


図4.3.2 熱伝導率

一方，高圧気体に対する Enskog の理論⁽⁶³⁾ によると，粘性係数，熱伝導率は分子運動の衝突に関係するため密度の関数であらわすことができる。上述の対応状態の法則に基づき外そうして求めた高圧水の熱伝導率と密度の関係を図4.3.3 に示す。図では密度の大きい低温

領域については示していない。
それ以外の領域では比較的簡単な式で表示できると考えられる。

国際補間式（機械学会蒸気表 1968）を用いて計算を行なったところ、低温、高温域ではよい傾向を示すが、中間温度域については適用できないことがわかった（図 4.3.4）。

以上の推定法により求めた値を図 4.3.4 および付表 II に示した。図には Амирхановら⁽⁶⁴⁾、Чернеева⁽⁶⁵⁾の測定値をあわせて示している。

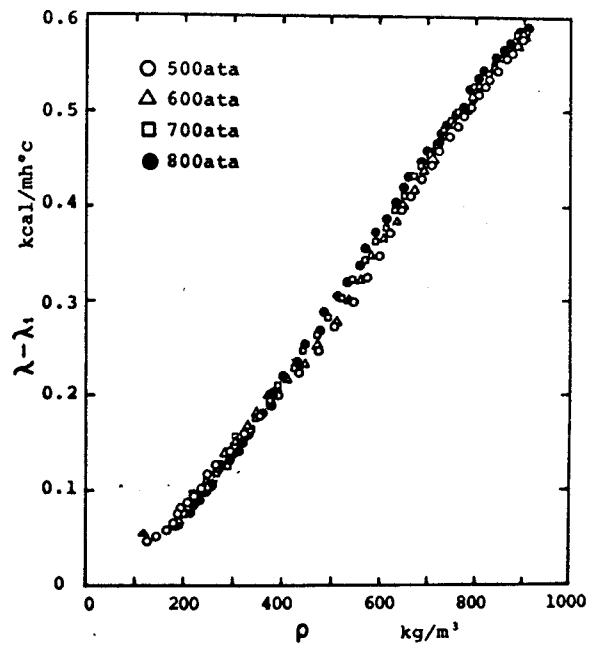


図 4.3.3 熱伝導率と密度の関係

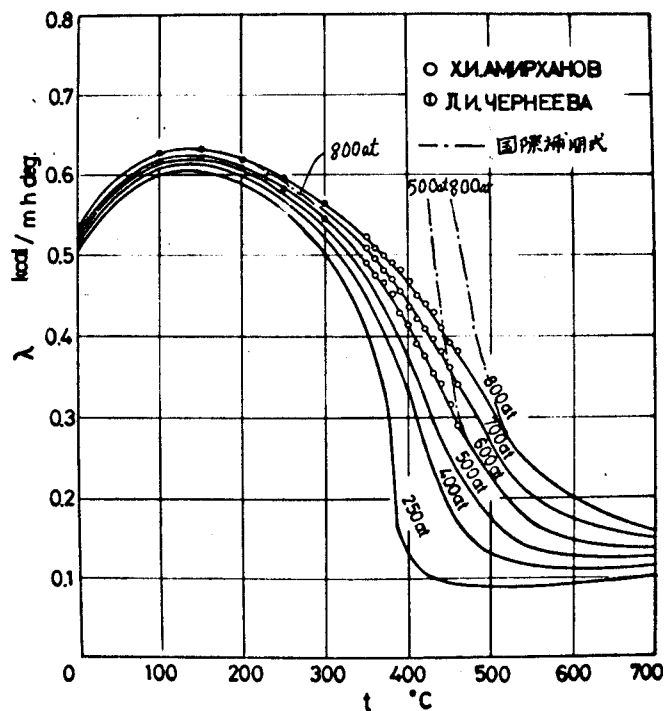


図 4.3.4 高圧水の熱伝導率

4.4 実験結果

4.4.1 管壁温度分布

テストセクションは水平配置であるため、前章の場合と同様管と頂部と下底部でかなりの温度差を生じることがあった。図4.4.1は低流量で非常に高熱負荷の場合の管外壁温度周方向分布を示す。内壁面での上下温度差は、式(3.7.4)により計算すると最大で 30°C ($x/d=200$)となり、断面平均熱伝達率 $5 \times 10^3 \text{ kcal/m}^2\text{h}^{\circ}\text{C}$ に対して $\pm 9\%$ の差がある。高圧の場合は臨界点付近に比べて上下温度差は小さく、断面内での二次流れの影響は小さいと考えられる。低熱負荷の場合はもちろん温度差も小さい。したがって、以下では上下温度の平均値により壁温を表示した。

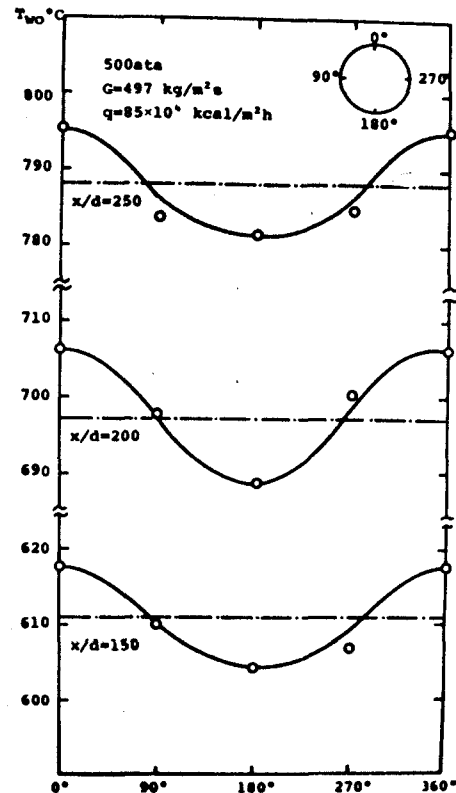


図4.4.1 管外周方向温度分布

図4.4.2～図4.4.4は種々の実験条件における壁温と流体温度の管軸方向分布を示す。高圧域では管軸方向の流体温度変化は直線に近くなる。また、壁温もこれにほぼ平行となり、局所的に温度上昇の生じる場合はなかった。図4.4.5～図4.4.7は壁温と流体エンタルピーの関係を示す。流体温度の高い場合、すなわち「液相」から「気相」へ移るような領域では、高熱負荷時に壁温と流体温度の差がわずかに大きくなっている。この傾向はどの圧力についてもほぼ同じであるが、圧力の低いほうがわずかに温度差が大きくなっている。

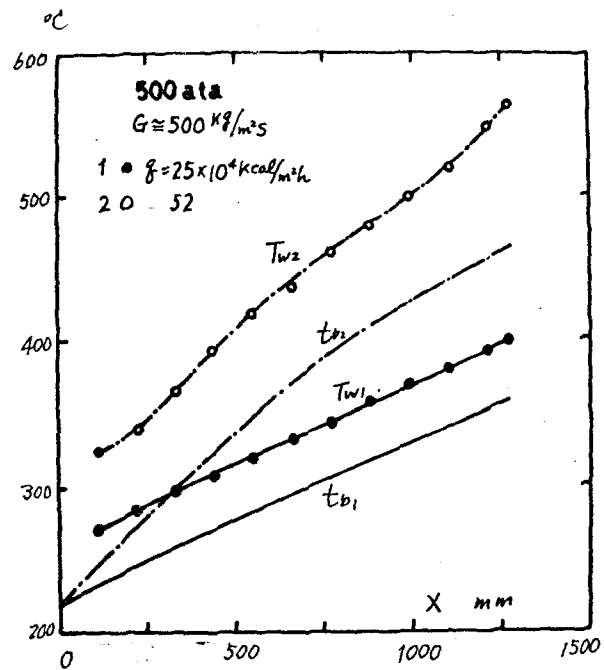


图 4.4.2 轴方向壁温分布

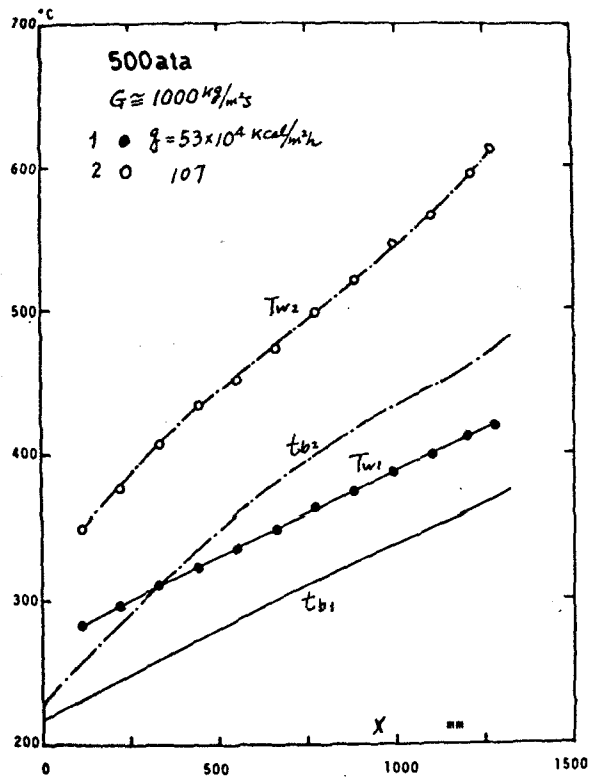


图 4.4.3 轴方向壁温分布

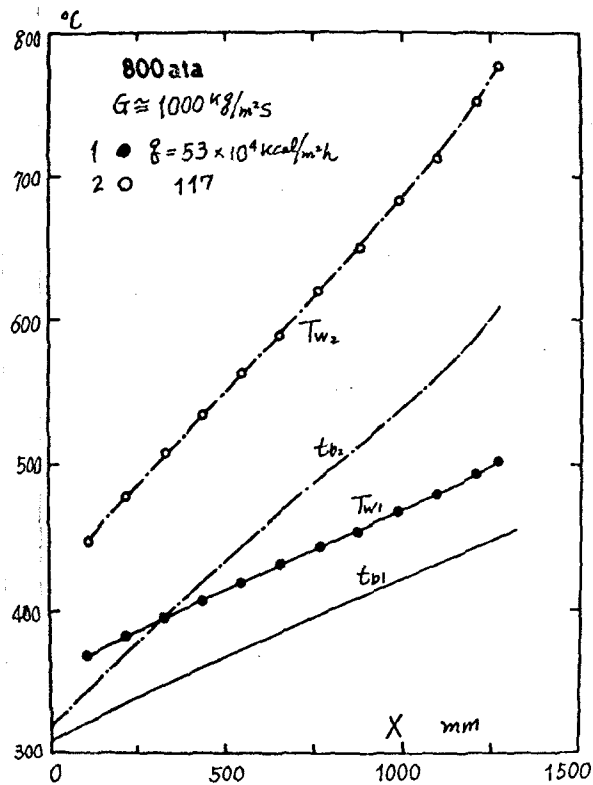


图 4.4.4 轴方向壁温分布

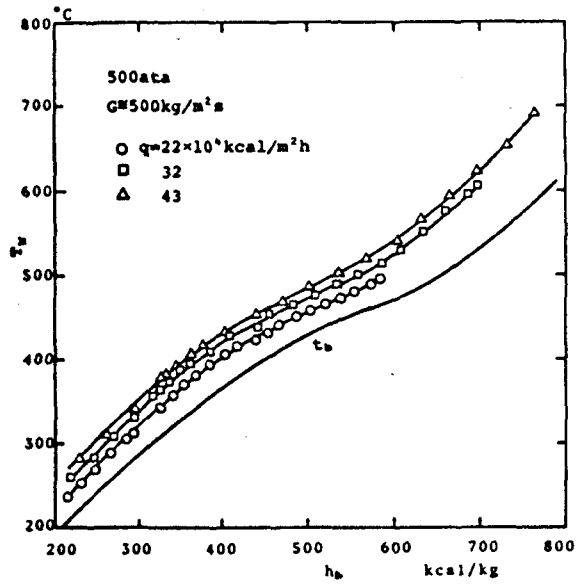


图 4.4.5
管壁温度

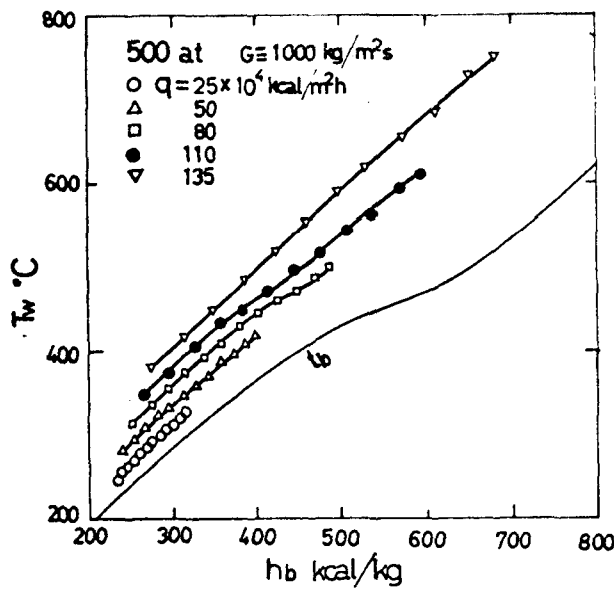


图 4.4.6
管壁温度

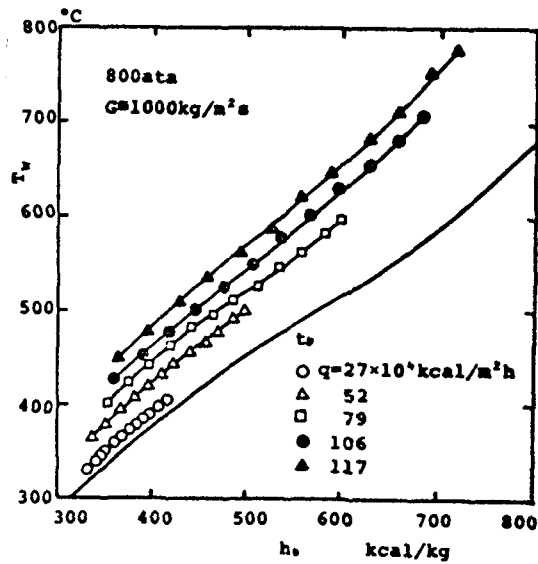


图 4.4.7
管壁温度

4.4.2 熱伝達率

図4.4.8 ~ 図4.4.10は熱伝達率と流体エンタルピの関係を示す。図では圧力、流量を一定に保ち熱負荷をかえた場合に熱伝達率がどうかを示している。高圧域でも臨界点付近の場合と同様、流体エンタルピの低い《液相》域では熱負荷によっても熱伝達率はかわらず、エンタルピが大きくなるにつれ熱伝達率は高くなっている。さらに流体エンタルピの大きい《気相》域に入ると熱伝達率は低下してくる。高热負荷の場合は、壁温と流体温度の差が大きくなるため、流体エンタルピの小さいところでも壁面近傍では《気相》となり、その結果熱伝達率が小さくなるものと考えられる。高圧になるほど実験が困難になるため多くの実験値は得られなかったが、800ataの場合にも同じ傾向を示している。しかしながら、臨界点付近のように熱伝達率が著しい極大値を示したり、伝熱劣化により壁温が異常上昇するようなことはなかった。

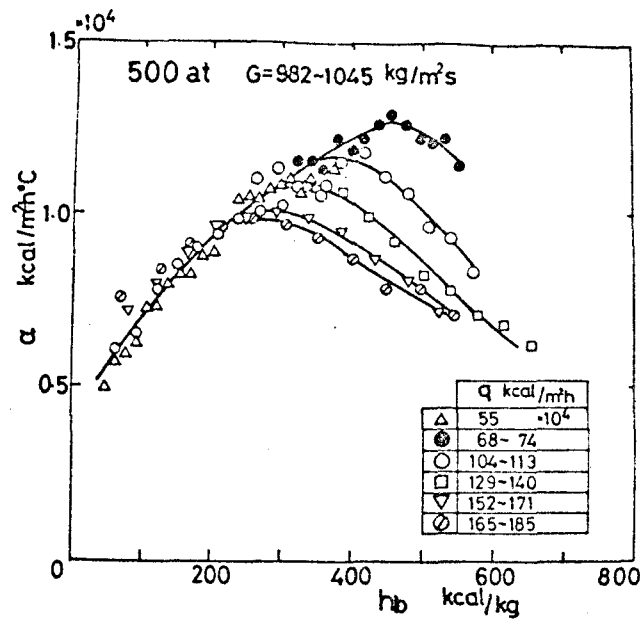


図4.4.8 熱伝達率

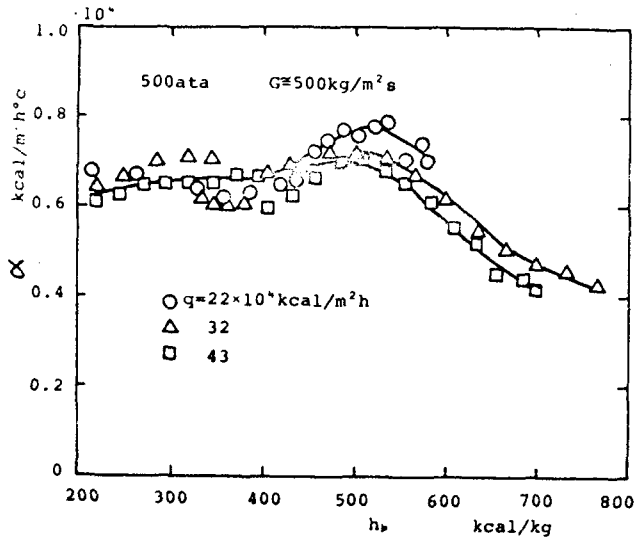


図4.4.9 熱伝達率

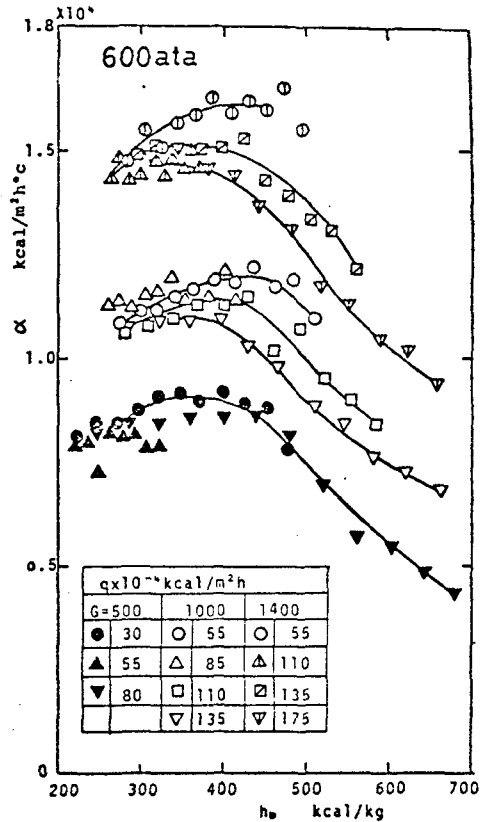


図4.4.10 熱伝達率

4.4.3 熱伝達率の整理式

管壁温度分布および熱伝達率の検討結果からも明らかのように、高圧域では通常の单相流による管内乱流熱伝達と大きい差異は認められなかった。管内乱流熱伝達に対する無次元整理式については、2.5.2節ですでに述べたように一般には次の関係式であらわすことができる。

$$Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (4.4.1)$$

Dittus - Boelter は流体(バルク)温度を代表温度とすることにより、 $C = 0.023$ 、 $m = 0.8$ 、 $n = 0.4$ が適当としている。理論解析の結果によると、プラントル数があまり大きくなく1に近い場合は指数 n は近似的に $1/3$ であらわされるが、多くの実験結果からは 0.4 のほうが適当であると考えられる。高圧の場合、低温域を除いてプラ

ントル数はあまり大きく変化せず，たとえば 500ata では $0.77 < Pr < 1.67$ である。この程度の変化では，指数 n をいずれに選んでもあまり差がない。

式(4.4.1)における定数 C についても $0.019 \sim 0.025$ の範囲で種々の値が用いられている。Локшинら⁽¹²⁾は臨界点付近での実験値を整理するために水単相流の熱伝達率を基準として用い，その整理式において $C = 0.021$ を採用している。

図4.4.11～図4.4.13は $Nu_b / Pr_b^{0.4}$ とレイノルズ数 Re_b の関係を示す。高熱負荷の場合を除いて $Nu_b / Pr_b^{0.4} \propto Re_b^{0.8}$ の関係がよく整理できることがわかる。この場合定数 C は 0.021 がよくあうようである。したがってヌセルト数 Nu_b は次式であらわすことができる。

$$Nu_b = 0.021 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \quad (4.4.2)$$

高熱負荷の場合は流体エンタルピー h_b の大きいところで熱伝達率がかなり低下し，式(4.4.2)から離れてくる。これは壁面近傍の薄い層内での物性値変化が大きくなるためと考えられる。高圧域では臨界点付近のように温度による物性値変化は大きくはないので，以下では従来よく用いられる修正法について検討した。

- (1) 速度分布と温度分布の相似性を考慮し，壁温と流体温度に対する粘性係数の比 μ_w / μ_b を用いて修正する。

Sieder-Tate はこの方法により，式(4.4.2)で定められるヌセルト数を基準値 Nu_0 として次式を与えた。

$$Nu / Nu_0 = (\mu_w / \mu_b)^{-0.14} \quad (4.4.3)$$

本実験の結果ではほとんどの領域で $\mu_w / \mu_b < 1$ となり，式(4.4.3)より $Nu > Nu_0$ となって適当でないことがわかる。また，粘性係数は「液相」域では温度が高くなるにつれ減少するのに対し，「気

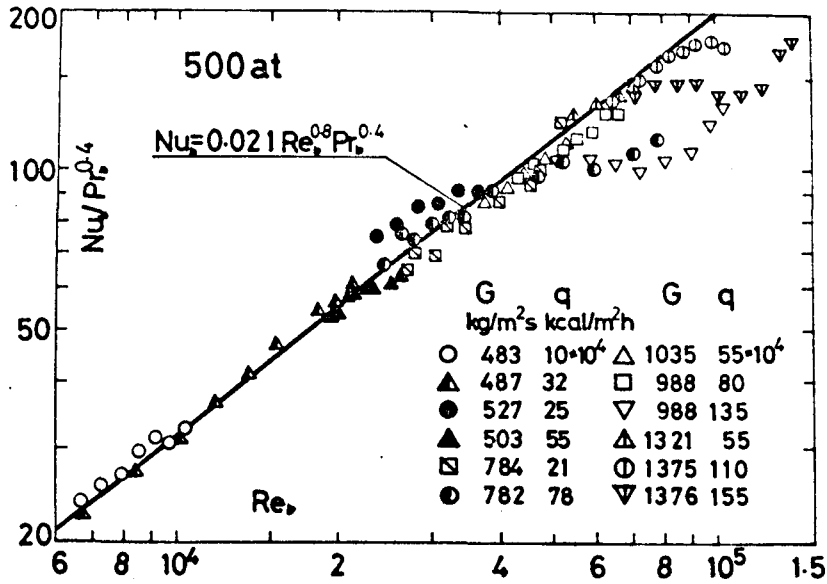


図4.4.11

熱伝達率の無次元整理

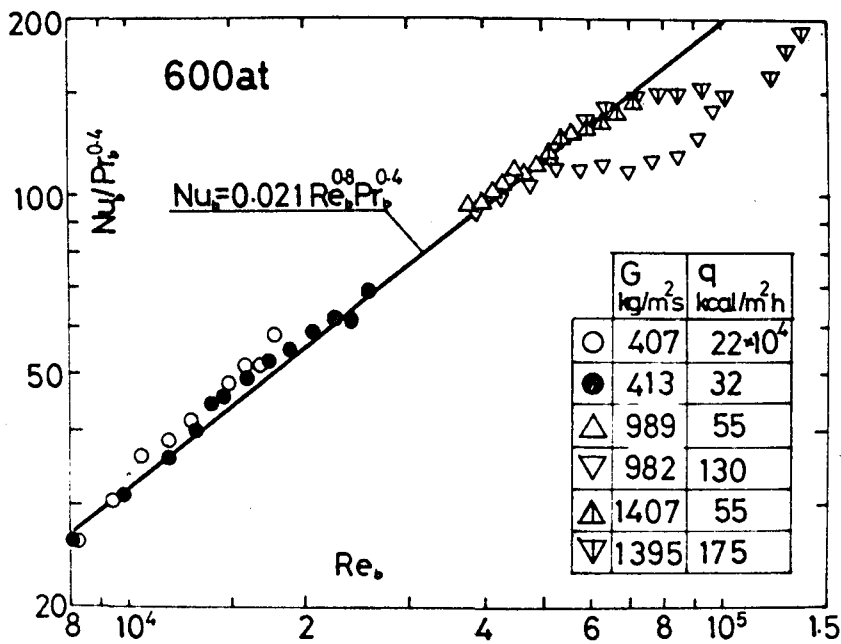


図4.4.12

熱伝達の無次元整理

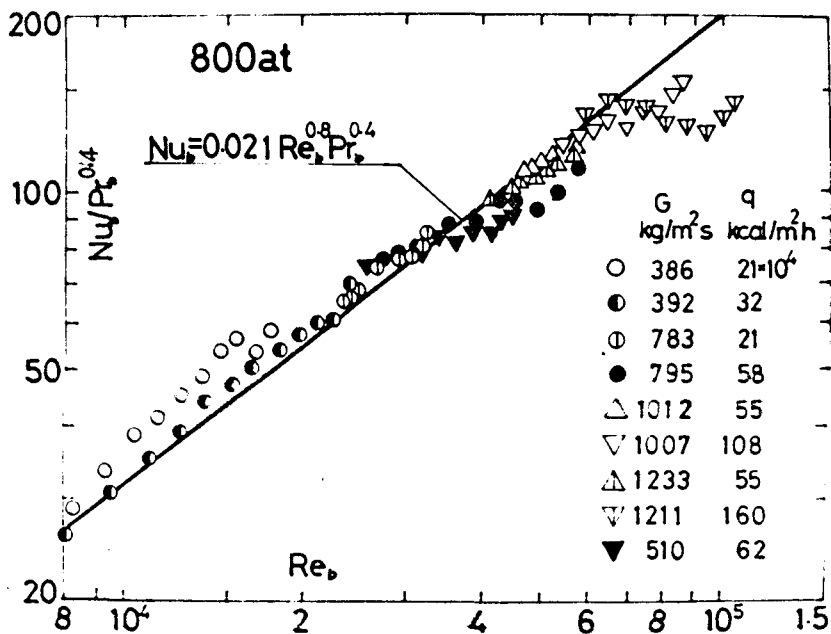


図4.4.13

熱伝達率の無次元整理

相」域ではわずかに増加する。
 粘性係数の変化の大きい「液相」域では熱伝達率の低下は認められない。図4.4.14に Nu/Nu_0 と μ_w/μ_0 の関係を示すが、あまりまとまりはよくない。

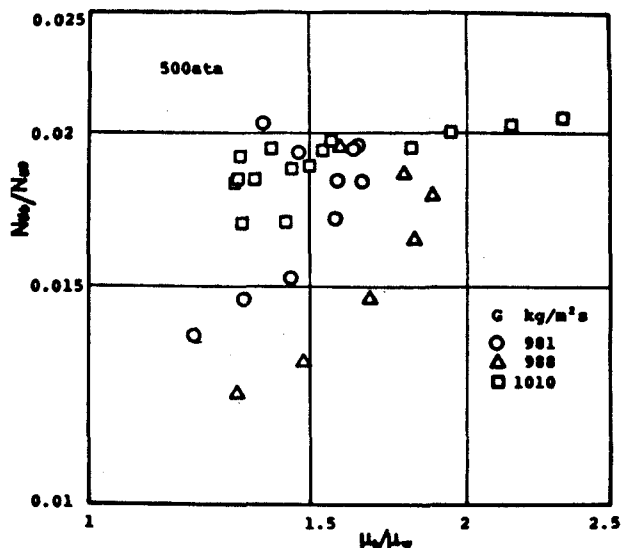


図4.4.14 ヌセルト数と粘性係数の関係

(2) 壁面近傍の境界層内の温度変化を考慮した膜温度を代表温度とする。

ここでは温度変化を直線的と考え膜温度を $t_f = (t_b + t_w)/2$ とした。この膜温度を基準として整理した結果を図4.4.15に示す。図より

$$Nu_f = 0.021 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \quad (4.4.4)$$

によりよくまとめられ、流体温度基準による整理結果よりバラツキは小さくなっている。また、すべての圧力について式(4.4.4)でまとめられることから、4.3節で推定した物性値も十分満足できるものであると考えられる。

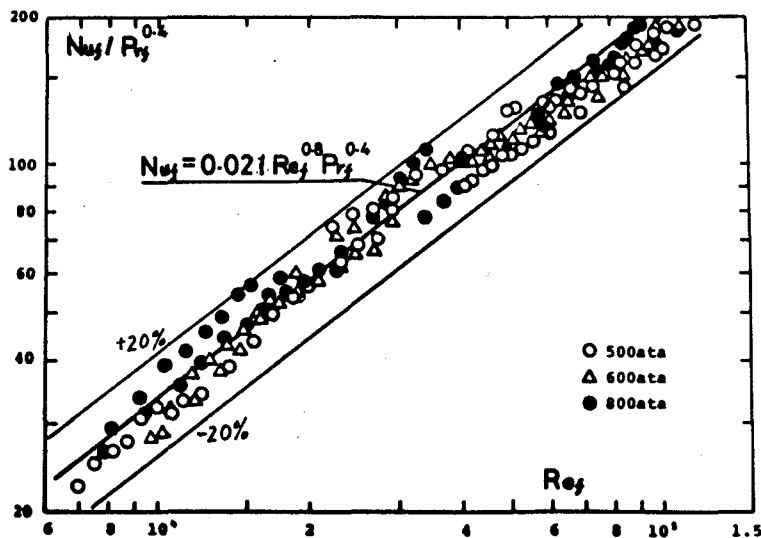


図4.4.15 熱伝達率の無次元整理

4.5 結 言

本章では、高圧域 (500~800 at_a) において管内強制対流熱伝達の実験を行ない、次の結果を得た。

- (1) 熱伝達率を無次元式によって整理するために必要な高圧域での水の熱伝導率をいくつかの方法を用いて推定した。その推定値を付表 II に示した。
- (2) 高圧域では温度による物性値の変化が小さいため、臨界点付近のような熱伝達率の向と、劣化現象は起こらず、高熱負荷の場合にわずかに熱伝達率が低くなっている。
- (3) 熱伝達率は、膜温度を基準として管内乱流熱伝達に対する無次元式

$$Nu_f = 0.021 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4}$$

により整理できる。

第5章 超臨界圧水の管内乱流熱伝達に関する理論的解析

5.1 緒言

前章までの実験において、熱伝達率と摩擦圧力損失を同一装置により同時測定した結果より、臨界圧力付近でも擬臨界温度の極く近傍を除く領域では、簡単な解析によって熱伝達と壁面摩擦のアナロジーの成り立つことが認められた。また高圧の領域では全温度範囲で单相流の管内乱流熱伝達に対する従来の整理式の適用できることが明らかになった。臨界点付近では温度による物性値変化が著しいため速度分布と温度分布の見かけ上の相似性は失われるが、流れ断面内において流体が平衡状態であると考えるならば单相流としての取扱いが可能である。このような立場から現在まで、单相流の乱流熱伝達において物性値変化の影響を考慮した場合の理論解析が試みられてきた。

プラントルの混合距離理論を物性値変化のある場合に拡張するため、Deissler⁽³¹⁾はラウゼ拡散係数の修正を、Goldmann⁽³²⁾は新しい形の無次元距離、無次元速度を導入したところ、定性的にはよい傾向を示すが十分満足できるような結果は得られなかった。プラントルの混合距離理論による解析では、運動量および熱のラウゼ拡散係数 E_M 、 E_H が物性値の変化する場合と定物性値の場合で等しいかどうかの問題となる。これについては現在のところ信頼できる資料はない。Hsu-Smith⁽³⁵⁾は E_M 、 E_H に対して密度変化による修正を行ない計算した。また吉田ら⁽³⁹⁾は密度変化による付加的な乱れが E_M 、 E_H を増大させると考え計算を行なった。これらの結果は部分的には実験値と一致するが、十分満足できるものであるとは言えない。

最近、表面更新モデルによる計算がKakaralaら⁽⁶⁶⁾によって行なわれた。この場合は壁面せん断応力をあらかじめ与えなければならな

いが, Allenら⁽⁵⁷⁾の水単相流による実験式より求めた値を用いているためよい結果は得られていない。また, 柘植ら⁽⁴⁸⁾の膜沸騰モデルによる計算は熱伝達率が非常に高くなる特異な伝熱形態に対しては適用できるが, 超臨界圧水による実験でこのような伝熱形態を観測したという報告は非常に少なく, また発生する条件も明確でない。

本章では実験で得られた熱伝達率, 摩擦係数を理論計算値と比較するため, 混合距離理論を用いて従来の方法で解析を行なった。ついで温度と運動量のうず拡散係数比 ϵ_H/ϵ_M について若干の修正を加えて計算を行ない, その結果について比較検討した。

5.2 基礎式

円管内乱流に対する運動量式, エネルギー式を導くに際して次のような仮定を行なう。

- (1) 速度分布, 温度分布は軸対称である。
- (2) 速度はあまり大きくないので散逸項は無視できる。
- (3) 温度の変動成分に伴う物性値の変化は小さい。
- (4) 熱伝導, うず拡散による軸方向の熱流変化は半径方向に比較して小さい。
- (5) 運動量の対流項はせん断応力項に比べて十分小さい。
- (6) エネルギーの半径方向対流項は軸方向対流項に比べて十分小さい。
- (7) 重力の影響は無視する。

軸対称であるから, 半径方向を r , 軸方向を x であらわす。

エネルギー式:

$$\rho(u_x \frac{\partial h}{\partial x} + u_r \frac{\partial h}{\partial r}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(k \frac{\partial T}{\partial r} - \rho \overline{u_r h'})] \quad (5.2.1)$$

運動量式；

$$\rho(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_x}{\partial r}) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \{ \mu (\frac{\partial u_x}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial x}) - \rho \overline{u'_x u'_r} \}] \quad (5.2.2a)$$

$$\rho(u_x \frac{\partial u_r}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r}) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} [\mu (\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r}) - \rho \overline{u'_x u'_r}] \quad (5.2.2b)$$

連続式；

$$\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_r)}{\partial r} + \frac{\rho u_r}{r} = 0 \quad (5.2.3)$$

流れが完全に発達しているとするとき、

$$\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} = 0 \quad (5.2.4)$$

であるから連続式(5.2.3)より $u_r = 0$ となる。x軸方向のせん断応力の変化が小さく無視できるとすると、式(5.2.2b)において、

$$\frac{\partial}{\partial x} (\mu \frac{\partial u_x}{\partial r} - \rho \overline{u'_x u'_r}) = 0 \quad (5.2.5)$$

を代入すると、

$$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$$

となり、流れの断面内で圧力が一定ということになる。乱流の場合、せん断応力は

$$\tau = \mu \frac{\partial u_x}{\partial r} - \rho \overline{u'_x u'_r} \quad (5.2.6)$$

熱流束は

$$q = \rho a \frac{\partial h}{\partial r} - \rho \overline{u'_r h'} \quad (5.2.7)$$

であらわすことができるので、式(5.2.1)；式(5.2.2a)より

$$\rho u_x \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau) \quad (5.2.8a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau) + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (5.2.8b)$$

が得られる。

$\partial P / \partial x$ は軸方向の距離 x のみの関数であり、(5.2.8b) を r 方向について積分し $\partial P / \partial x$ を消去すると、

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{r}{r_w} \quad (5.2.9)$$

同様にエンタルピ勾配についても x 方向のみの関数であると考えると、

$$\frac{g}{g_w} = \frac{2}{r r_w} \int_0^r \frac{\rho u_x}{\rho u_x} r \cdot dr \quad (5.2.10)$$

となる。運動量および熱のうず拡散係数は次式で定義される。

$$\frac{E_M}{\nu} = -\overline{u'_z u'_r} / \left(\frac{\partial u_x}{\partial r} \right) \quad (5.2.11)$$

$$\frac{E_H}{\nu} = -\overline{u'_r h'} / \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right) \quad (5.2.12)$$

式(5.2.9)～(5.2.12)を式(5.2.6)、(5.2.7)に代入し、

$$R = r / r_w \quad (5.2.13)$$

と整理すると、

$$\frac{\partial u_x}{\partial R} = -\frac{r_w \tau_w}{\mu (1 + E_M / \nu)} R \quad (5.2.14)$$

$$\frac{\partial h}{\partial R} = \frac{g_w}{\mu (1 / Pr + E_H / \nu)} \frac{2 r_w}{R} \int_0^R \frac{\rho u_x}{\rho u_x} R \cdot dR \quad (5.2.15)$$

となる。上式を積分することにより速度分布およびエンタルピ(温度)分布が求められるが、計算に際しては運動量および熱のうず拡散係数 E_M / ν 、 E_H / ν の値が必要である。

5.3 従来の理論による計算値と実験値の比較

物性値が変化する場合のうず拡散係数については Deissler⁽³¹⁾, Goldmann⁽³²⁾ がそれぞれ別の立場から関係式を導いている。Deissler は壁近傍での局所動粘性係数を用い、物性値一定の場合のうず拡散係数の関係式により計算を行なった。一方、Goldmann の仮定では、流れの局所における乱れの特徴はその点での物性値によって決定され、その点近傍の物性値変化には依存しないとしている。この仮定により、壁からの無次元距離 y^+ , 無次元速度 u^+ を

$$y^+ = \int_0^y \frac{\sqrt{\tau_w / \rho}}{\nu} dy \quad (5.3.1)$$

$$u^+ = \int_0^{u_x} \frac{du_x}{\sqrt{\tau_w / \rho}} \quad (5.3.2)$$

で定義すれば、物性値一定の場合と同じ関係式を適用することができるとして計算を行なった。本計算においても Goldmann の方法を用いている。

運動量のうず拡散係数 E_M / ν の表示式として、Prandtl, von Kármán, van Driest, Reichardt らにより種々の形の式が提案されているが、⁽⁶⁷⁾ 本計算では Reichardt⁽⁶⁸⁾ の関係式を用いた。

壁近傍 ($0 \leq y^+ \leq 50$)

$$\frac{E_M}{\nu} = \kappa \left\{ y^+ - y_n^+ \tanh \left(\frac{y^+}{y_n^+} \right) \right\} \quad (5.3.3)$$

管中心部 ($y^+ > 50$) で

$$\frac{E_M}{\nu} = \frac{\kappa}{3} y^+ (0.5 + R^2)(1 + R) \quad (5.3.4)$$

ただし $\kappa = 0.4$, $y_n^+ = 11$ である。上式はまた Petukhov⁽⁶⁹⁾ が推奨している。

熱のうず拡散係数 E_H / ν については、実験による測定が非常に困難であるため十分な資料は得られていない。ここでは速度場と温度場

の相似性を考慮し, $E_H/E_M=1$ と仮定して計算を行なった。計算法は管内半径 r_w , 熱負荷 q_w , 管内壁面温度 t_w (またはエンタルピ h_w), 質量速度 $(\bar{\rho}u_x)$ を与えたのち, まず壁面でのせん断応力 τ_w を適当に設定する。そして境界条件

$$R=1 \text{ のとき; } u_x=0, h=h_w, T=T_w \quad (5.3.5)$$

を満足するように式 (5.2.14), (5.2.15) を連立して差分法で解いた。その結果から求められる質量速度

$$\bar{\rho}u_x = 2 \int_0^1 \rho u_x R \cdot dR \quad (5.3.6)$$

が初期値 $(\bar{\rho}u_x)_0$ と一致するまで T_w を適当にかえ繰返し計算を行なった。また, 混合平均流体エンタルピは次式により求められる。

$$h_b = \frac{2}{\bar{\rho}u_x} \int_0^1 \rho u_x h R \cdot dR \quad (5.3.7)$$

計算の結果得られた熱伝達率を実験値と比較し図 5.1 ~ 図 5.4 に破線で示した。ここに示す実験値は垂直管内上昇流による実験結果である。いずれの流量においても低熱負荷の場合の計算値は実験値より小さく, とくに擬臨界値の付近でその差が顕著になっている。高熱負荷の場合も計算で求めた熱伝達率のほうが低くなっているが, この場合は実験値に比較的近い値を示している。とくに低流量域ではよい結果を示している。Шабкоら⁽⁵⁵⁾は同じ方法でさらに低流量の場合について計算し, Yamagataらの⁽⁷⁶⁾実験値と非常によく一致したと述べているが, 前述のように垂直管内上昇流では, 自然対流などの影響による伝熱劣化が付加される結果として, とくに低流量域でこのような一致をみたものと考えられる。

非加熱流の場合の壁面せん断応力を τ_0 , 摩擦係数を λ_0 とすると, 摩擦係数 λ とせん断応力 τ_w の関係は

$$\tau_w / \tau_0 = \lambda / \lambda_0 \quad (5.3.8)$$

となる。計算により求めた壁面せん断応力比 τ_w / τ_0 (摩擦係数比 λ / λ_0) と流体エンタルピ h_b の関係を図5.5～図5.8に破線で示す。

従来の理論的研究においても、摩擦係数については実験値が数少ないため計算結果の比較検討はほとんどなされていない。Шабиковらは Тапароваら⁽⁴⁶⁾の水平管による比較的高流量域での実験値と比較し、よい一致が得られたと述べているが、熱伝達率の実験値は不明であり、また流量や熱負荷が異なる場合についても全く触れていない。以下では2.4節で述べた垂直管内上昇流による実験結果と比較検討する。

摩擦係数比についても熱伝達率の場合と同様に、計算値と実験値の定性的な傾向は一致しており、流体エンタルピが擬臨界値になる付近で τ_w / τ_0 が相当低下している。また、熱負荷が大きくなるほど τ_w / τ_0 は小さくなる傾向にある。しかしながら低流量域を除いては、全般的に計算値のほうが小さい値を示しているのは、熱伝達率の場合の計算値と実験値の関係とよく対応している。低流量域ではこれとは逆の傾向を示し、計算値のほうが大きくなることがわかった。この場合は水平管による実験結果に近く、重力の影響などについても考慮する必要がある。

以上の結果をまとめると次のようになる。

- (1) 従来の乱流熱伝達理論にもとづき計算で求めた熱伝達率および摩擦係数は、定性的には実験値と一致した傾向を示すが、擬臨界領域において、低流量域を除き計算値のほうが低めの値を予測することがわかった。
- (2) 低流量、高熱負荷域で熱伝達率の計算値と実験値はよく一致しているが、これは壁面近傍での急激な物性値変化による自然対流などの影響で、伝熱劣化が著しくなるためと考えられる。

5.4 うず拡散係数比 E_H/E_M の修正による計算結果

前節で示した計算値と実験値の不一致については、臨界点付近での物性値変化が極めて大きいための乱れが増幅されることに起因しているとの考察にもとづいて、現在まで種々の方法で修正が試みられている。Hsu-Smith⁽³⁵⁾、吉田ら⁽³⁹⁾は密度変化によるうず拡散係数の増大を考慮し、またHallら⁽³⁷⁾は局所での体膨脹率に比例した修正係数を用いることによって理論の改善を試みている。これらのうちで吉田らの計算結果が実験値に最も近い値を示しているが、低熱負荷の場合に熱伝達率が極になる擬臨界温度付近で計算値のほうはいくぶん低くなる点や、低流量高熱負荷域で計算値のほうが相当高い値となる点で不備があり、現象が十分説明できたとは言えない。またこのような修正法では、局所の物性値変化を考慮した積上げ計算に、さらに物性値変化による乱れの増大を加えているという点で疑問がある。

熱のうず拡散係数 E_H/μ については正確な資料を得ることが困難であるため、前述のように従来の理論では速度場と温度場を相似と考慮して、うず拡散係数比 E_H/E_M を1として計算している。一般に、液体金属などプラントル数が1よりかなり小さい流体では $E_H/E_M < 1$ 、プラントル数が1より大きい流体では $E_H/E_M > 1$ となることが多くの研究者による測定の結果確かめられているが、一般的な関係式は明らかでない⁽⁷⁰⁾。

管内空気流 ($Pr = 0.72$) による Sleicherら⁽⁷¹⁾、Carrら⁽⁵⁶⁾の測定結果は $E_H/E_M > 1$ となることを示し、Quarmbyら⁽⁷²⁾は管中心部では $E_H/E_M = 1$ であるが、壁面に近づくほど1より大きく増大するという結果を得ている。Quarmbyらの測定値によると、 E_H/E_M はレイノルズ数には依存せず壁からの距離のみの関数として次式で表わせることを示している。

$$\varepsilon_H/\varepsilon_M = 1 + 400(R-1) \quad (5.4.1)$$

この結果は、Sleicher らの測定値および Azer ら⁽⁷³⁾の流体塊モデルによる計算値とも比較的よく一致している。

超臨界圧流体の場合の速度分布あるいは温度分布の測定は、拓植ら⁽⁴⁸⁾、Miropolskiy ら⁽⁴⁹⁾が炭酸ガスにより、Simoneau ら⁽⁷⁴⁾が液体窒素により、Wilson ら⁽⁷⁵⁾が液体水素により行なっている。しかしながら速度、温度の変動成分を測定しうず拡散係数を求めることは非常に困難であるため、精度のよい結果を得ることはほとんど不可能と考えられる。以下の計算では、空気流による Quarmby らの測定結果を用いる。すなわち、うず拡散係数比 $\varepsilon_H/\varepsilon_M$ は壁からの距離 R のみの関数になるとして式(5.4.1)を用い、前節と同様に計算を行なった。

図5.1～図5.4 に示す実線は、比較的熱負荷の低い場合の計算結果である。前述のように、点線は $\varepsilon_H/\varepsilon_M = 1$ の場合の計算値、実験値は第2章で示した垂直管内上昇流による結果である。本方法による計算値は、流体エンタルピの低い《液相》域で実験値より高くなっているが、その他の領域では $\varepsilon_H/\varepsilon_M = 1$ の場合より実験値とよく一致している。とくに熱伝達率が極大となる擬臨界値の付近ではかなり改善されていることがわかる。

図5.9～図5.12 は比較的高熱負荷の場合の管壁温度について、計算値と実験値を比較して示した。実線は本方法による結果であり、破線は $\varepsilon_H/\varepsilon_M = 1$ とした場合の結果である。図から、《液相》域で本計算による管壁温度が低くなり、熱伝達率を高く見積ることがわかる。また、低流量域で著しい伝熱劣化の生じている領域についても本計算結果のほうが高い熱伝達率を示しているが、この場合は前述のように強制対流伝熱機構に対する自然対流などの影響が大きくなると考えられ、多くの仮定を設けた単純な強制対流伝熱理論による本計算結

果と一致しないのは当然であろう。これ以外の領域では比較的よく一致していることが図から明らかである。

図5.5～図5.8では摩擦係数比についての計算結果を実線で示す。《液相》域および低流量の場合については、 $E_H/E_M=1$ による計算値のほうが実験値に近い値を示しているが、その他の領域については全般的に本計算結果のほうが実験値とよく一致していることがわかる。この傾向は熱伝達率についての実験値と計算値の比較結果とよく対応している。

図5.13, 図5.14はさらに高圧の500 ata の場合の計算値と実験値を比較して示した。この場合も《液相》域では $E_H/E_M=1$ の場合の計算値のほうが実験値とよく一致しているが、高温になるほど本計算結果に近づく傾向のあることがわかる。

以上の結果をまとめると次のようになる。

- (1) うず拡散係数比 E_H/E_M を式(5.4.1)に示す分布として計算したところ、低流量高熱負荷域を除いて熱伝達率、摩擦係数ともに、全般的に実験値とよい一致が得られた。しかしながら、《液相》域では $E_H/E_M=1$ による計算結果のほうが計算値をよくあらわしていることから、うず拡散係数比は《液相》域では1に近く、《気相》域では1より大きい値をとるものと考えられる。
- (2) 低流量、高熱負荷域において、とくに臨界点の付近で本計算結果のほうが高い熱伝達率を予測することになるが、この場合は壁面近傍での物性値の急激な変化が流れの構造に大きな変化をもたらすものと考えられる。この点について検討するためには、乱流熱伝達機構に関するさらに詳細な資料が必要である。

5.5 結 言

本章では超臨界圧水の管内乱流熱伝達について、プラントルの混合距離理論にもとづき物性値変化の大きい場合に拡張した計算を行ない、垂直管内上昇流による実験値と比較して以下の結論を得た。

- (1) うず拡散係数比 ϵ_H/ϵ_M を1とした従来の理論による計算結果は、定性的には実験値と一致した傾向を示すが、擬臨界温度付近では低流量、高熱負荷域を除いて、熱伝達率および摩擦係数ともに実験値よりかなり低めの値を予測する。
- (2) うず拡散係数比 ϵ_H/ϵ_M が壁近傍で1よりかなり大きく、壁からの距離の関数(式(5.4.1))と考えると計算した結果は、エンタルピの小さい「液相」域および高熱負荷域を除いて全般的に実験値とよく一致する。
- (3) 「液相」域では $\epsilon_H/\epsilon_M = 1$ による計算値のほうが実験値とよく一致することから、うず拡散係数比 ϵ_H/ϵ_M は「液相」域と「気相」域で異なった値をとるものと考えられる。
- (4) 低流量、高熱負荷の場合は自然対流などの影響により伝熱劣化が促進されると考えられるため、このような点を考慮していない簡単なモデルによる本計算結果では現象をよく説明することができない。

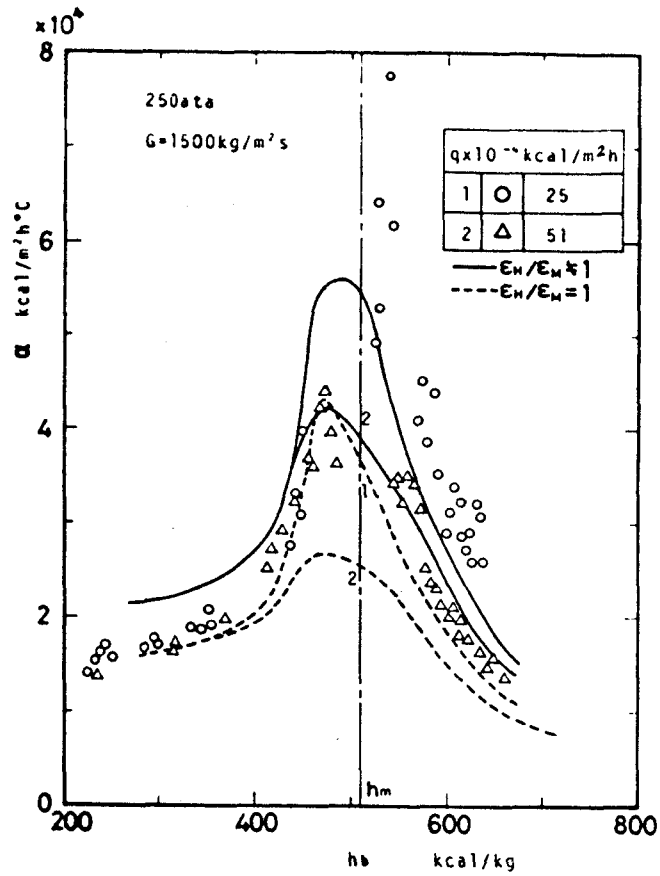


図 5.1 熱伝達率の計算値と実験値

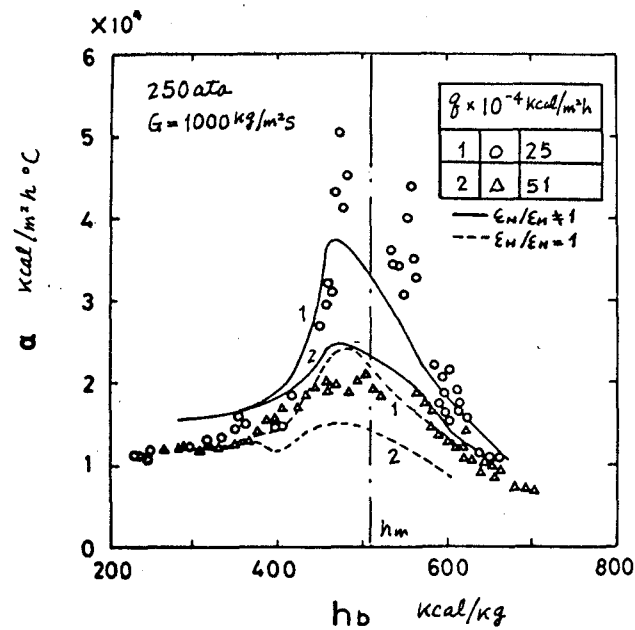


図 5.2 熱伝達率の計算値と実験値

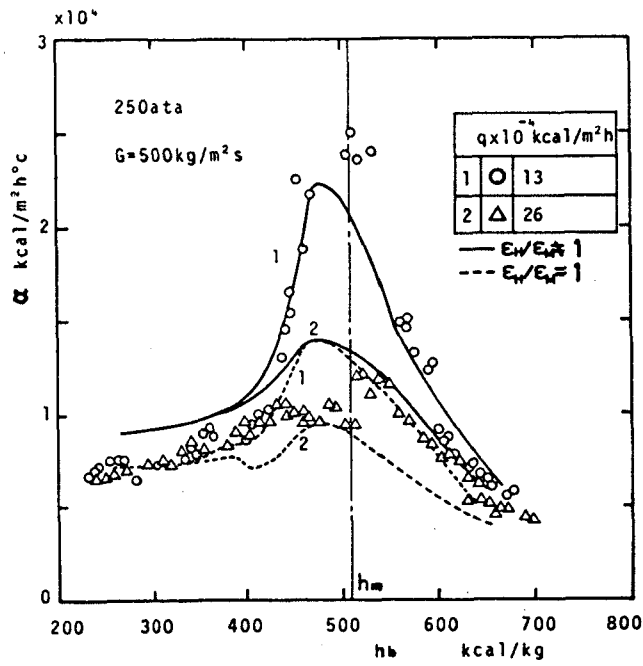


図 5.3 熱伝達率の計算値と実験値

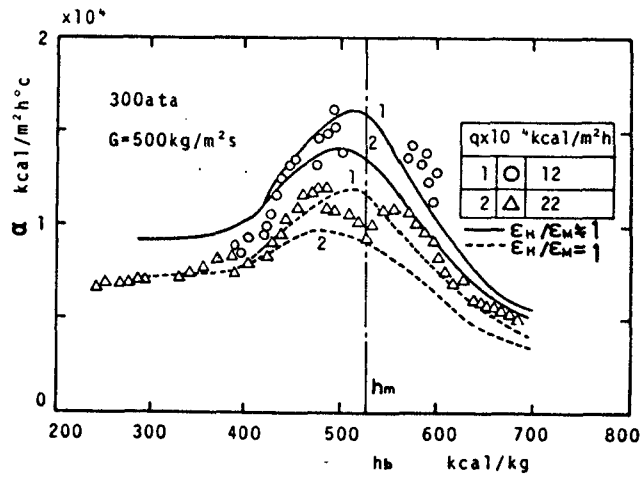


図 5.4 熱伝達率の計算値と実験値

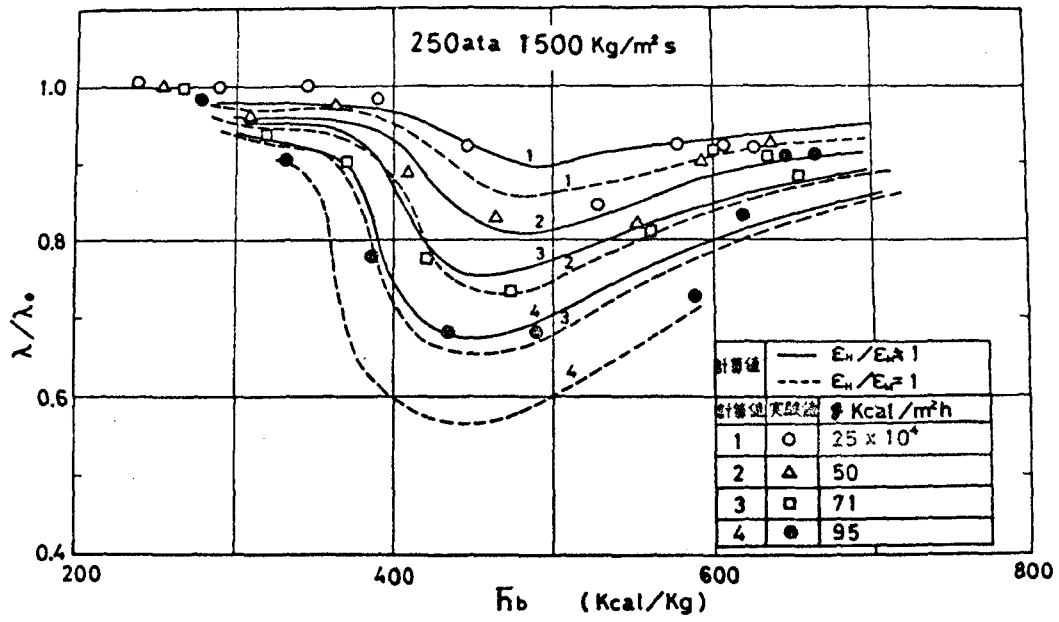


図5.5 摩擦係数比の計算値と実験値

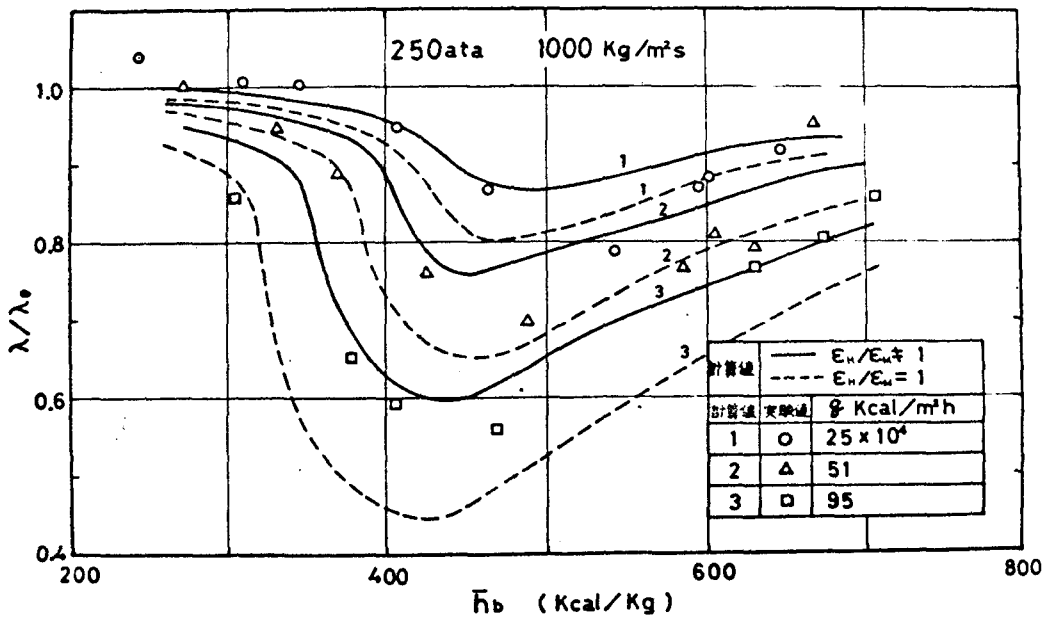


図5.6 摩擦係数比の計算値と実験値

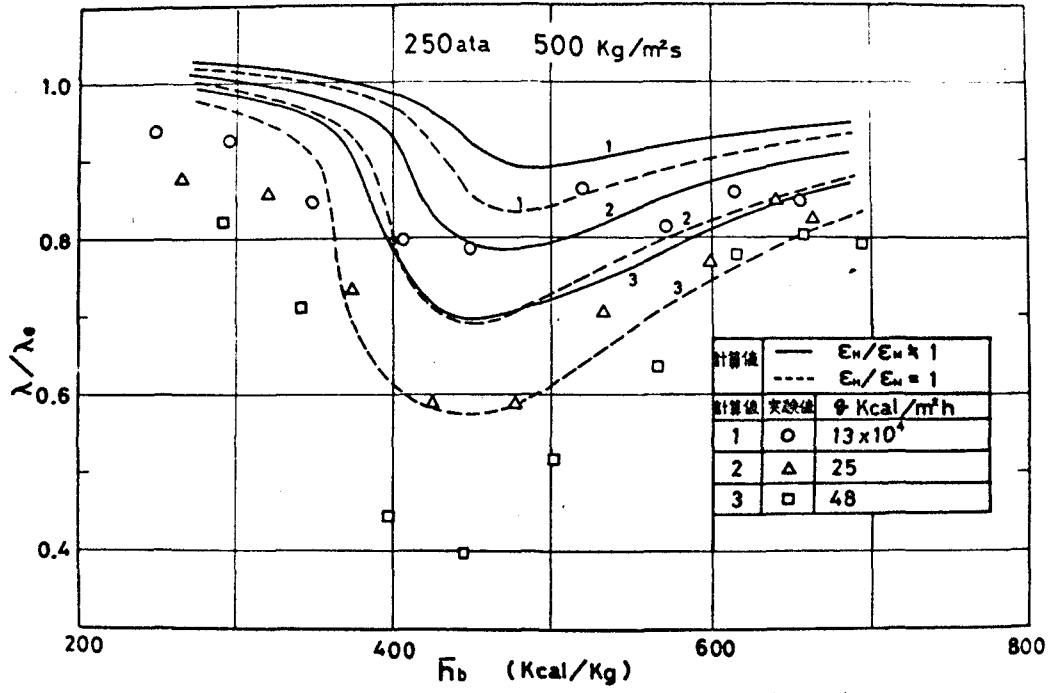


図 5.7 摩擦係数比の計算値と実験値

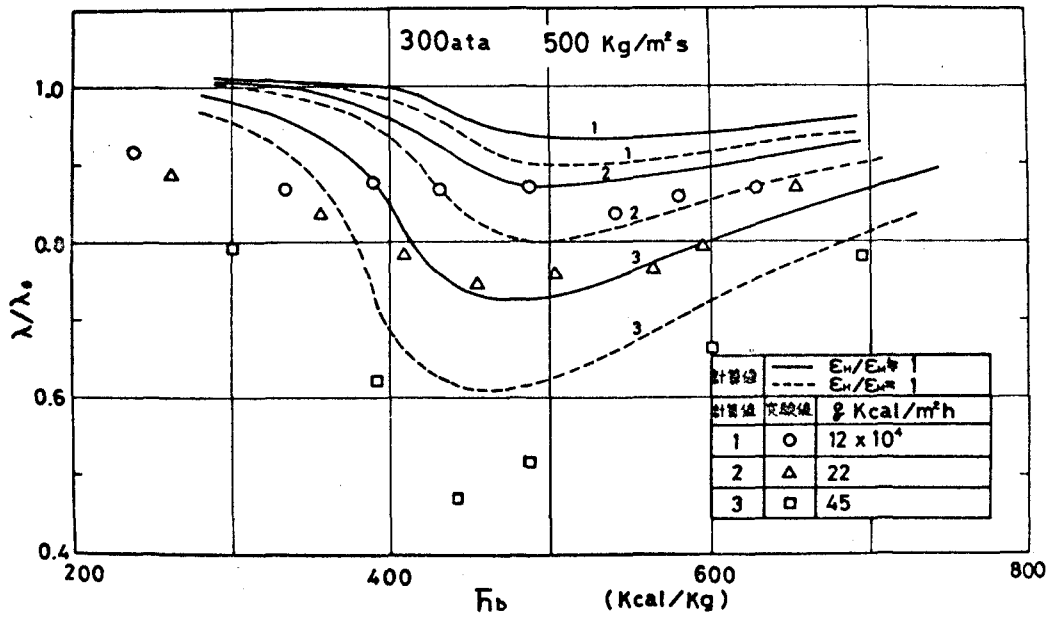


図 5.8 摩擦係数比の計算値と実験値

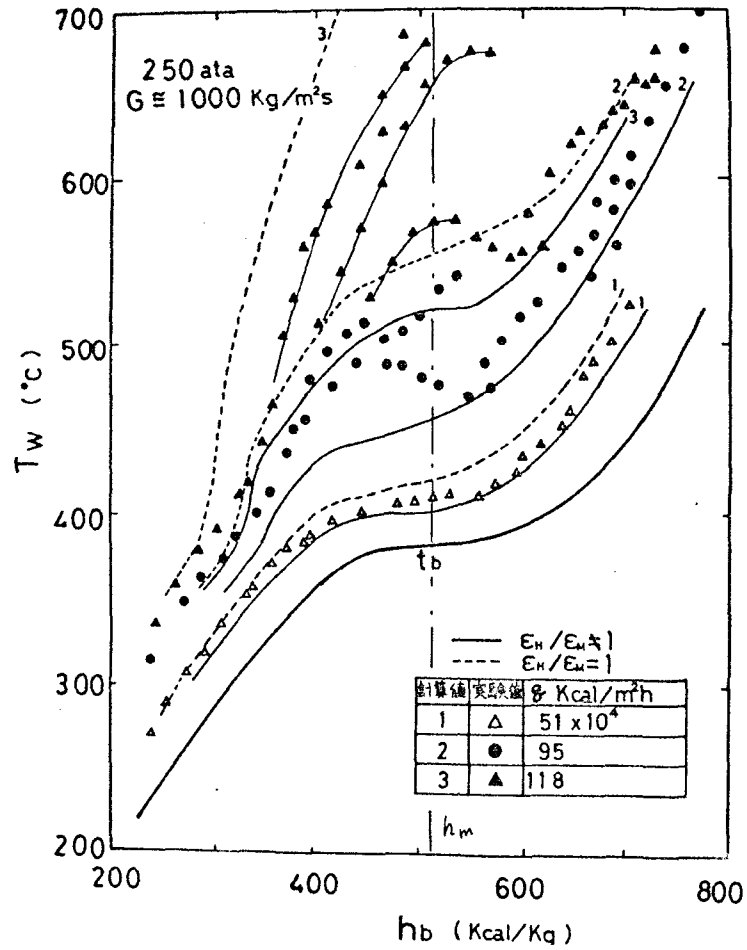


図 5.9 管壁温度の計算値

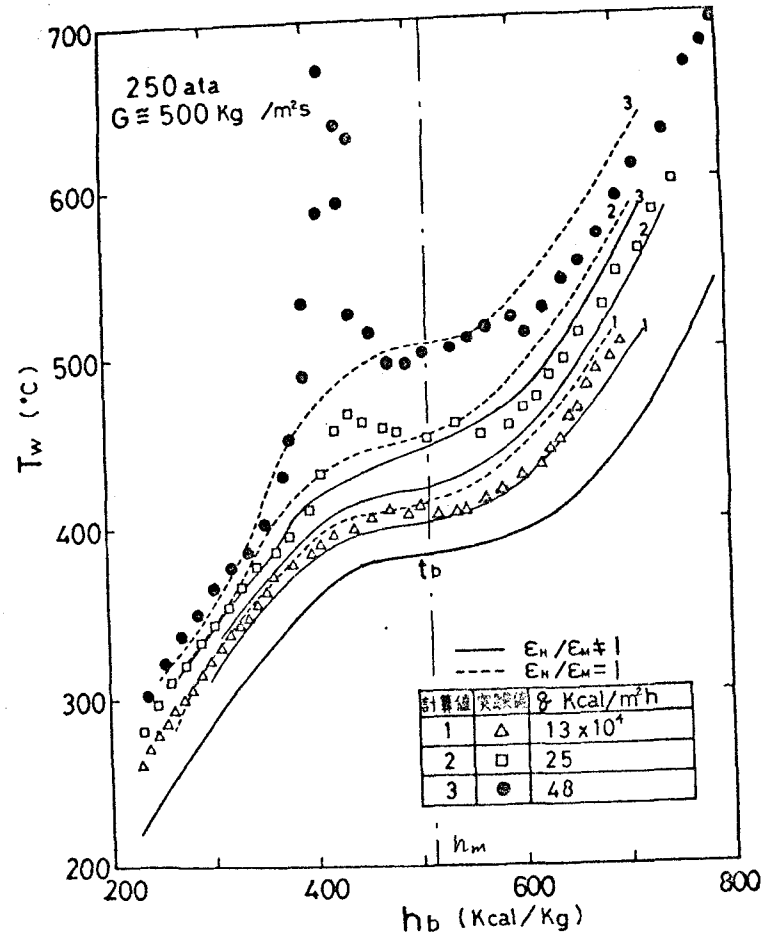


図 5.10 管壁温度の計算値

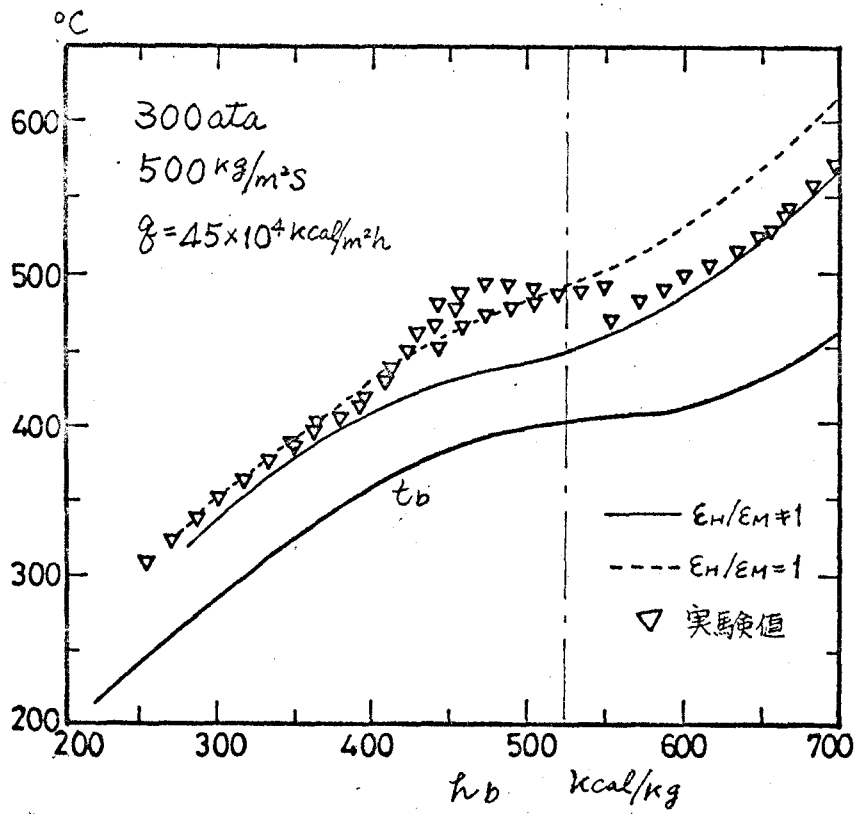


図5.11 管壁温度の計算値

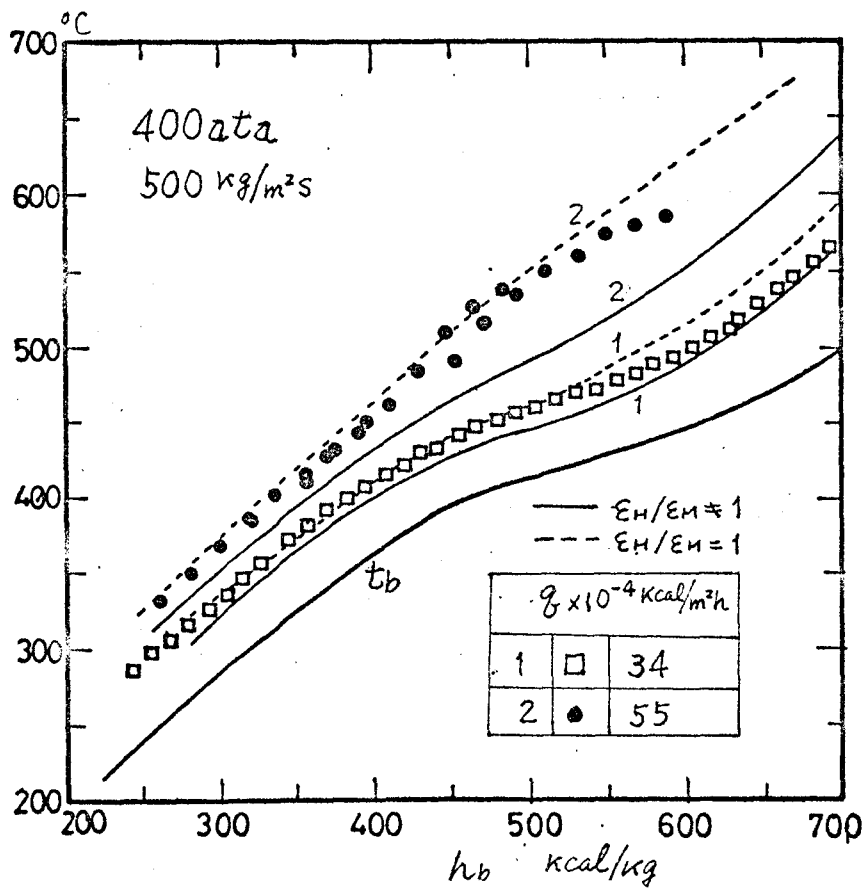


図5.12 管壁温度の計算値

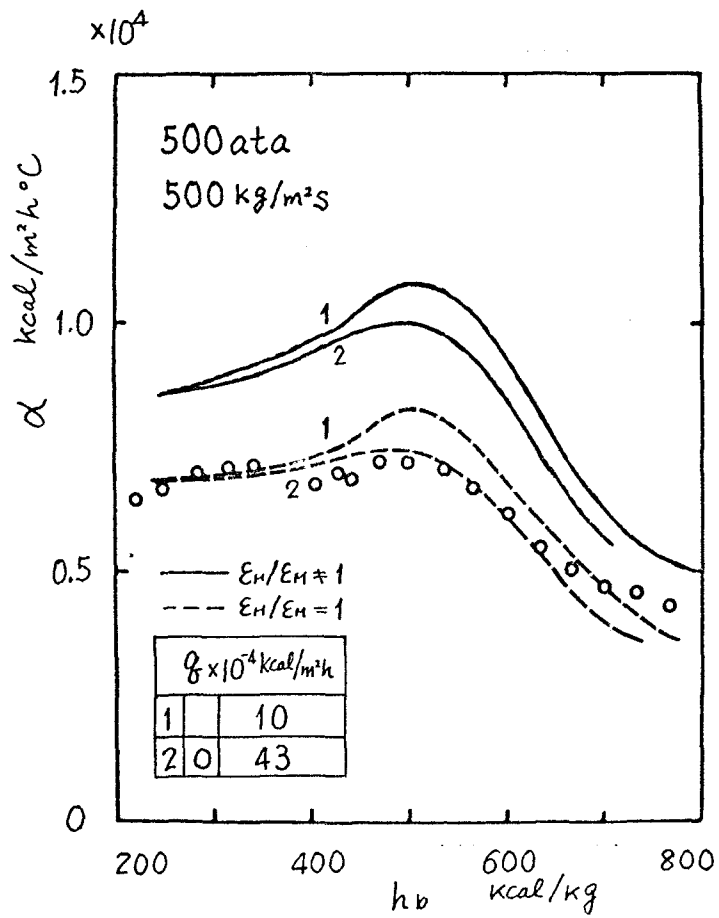


図 5.13 熱伝達率の計算値

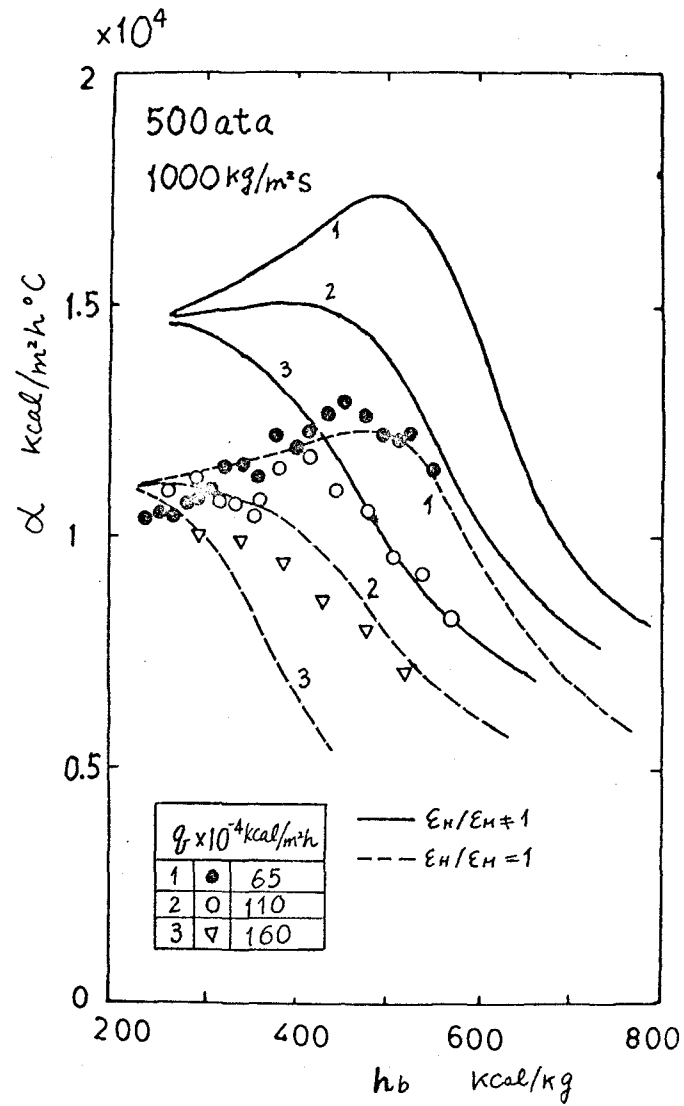


図 5.14 熱伝達率の計算値

第6章 結 論

蒸気動力の発達とともに大容量化，高温高压化が進められた結果，現在では超臨界圧ボイラが常用されるようになった。蒸気動力の今後の発展のためには運転信頼性の向上，ならびに効率改善のための高温高压化を目的とした基礎的研究が必要である。本研究ではその一環として管内の水流動と伝熱の問題を取扱い，比較的広範囲の圧力で（ $1.1 < P/P_{cr} < 4$ ）超臨界圧水の円管内強制対流熱伝達と圧力損失について実験的に調べるとともに，あわせて理論的解析を行なった。

実験に際しては，熱伝達率と摩擦圧力損失を同一装置により同時測定し，熱伝達と壁面摩擦の相関を検討した。とくに，臨界点付近で観測される通常の単相熱伝達の場合とは著しく異なった現象を調べるため，比較的広範囲の条件下で実験を行ない，十分再現性のある実験値を得た。以上の実験結果から，物性値変化が熱伝達率と圧力損失におよぼす影響を検討した。その結果を第2章～第4章で述べている。

第2章では垂直管内上昇流により，第3章では水平管内流により，臨界点の付近で実験を行ない熱伝達率と摩擦係数を求めた。さらに両者の関係から速度分布と温度分布の相似性について検討し，熱伝達率および摩擦係数の整理式を求めた。第4章では比較的高圧域で水平管内流の熱伝達率を実験的に求め，従来の整理式と比較検討した。

また，第5章ではプラントルの混合距離理論にもとづく解析を行ない，第2章～第4章で得た実験値との比較検討を行なった。これら各章で得られた結果の詳細は各章の結言で述べているが，全体的な概要は次のとおりである。

- (1) 低熱負荷の場合に臨界点付近で熱伝達率が非常に高くなる傾向は，垂直管内上昇流においても水平管内流においてもあらわれ，

両者の結果は非常によく一致している。

- (2) 高熱負荷の場合は臨界点付近で熱伝達率が非常に低下する。垂直管内上昇流では低流量ほどこの傾向が顕著となり、管壁温度が非常に高いピークを示す。水平管内流では壁温のピークは発生しないが、管上頂部と下底部でかなりの温度差があった。以上の結果から、流れ断面内での物性値変化、とくに密度変化が垂直管では伝熱劣化現象を促進するような自然対流の原因となることが予想され、また水平管では主流に直角方向の二次流れをつくる結果、伝熱劣化が緩和されることが明らかとなった。
- (3) 圧力が高い場合は熱伝達率の極大値が低くなり、また伝熱劣化による壁温の急上昇がなくなるという結果から、上記(1),(2)で述べた現象は、温度による物性値変化が極めて大きいことに起因するものであると結論できる。
- (4) 水平管内流の場合に生じる管上頂部と下底部の温度差は、他の研究者らの実験結果も含めて、管内径 d と ρ/G をパラメータとしてうまく整理できることを示した。
- (5) 垂直管内上昇流の場合も、水平管内流の場合も、加熱流の摩擦係数は非加熱均質流の摩擦係数より小さくなり、とくに擬臨界温度付近で著しく低下する。この低下率は高熱負荷ほど大きく、垂直管内上昇流では低流量ほど大きくなる。逐次計算で求めた摩擦圧力損失と実験値を比較した結果、摩擦係数の低下は軸方向の物性値変化によるものでなく、流れ断面内での物性値変化によることが明らかとなった。この結果より、速度分布に影響をおよぼすと考えられる粘性係数と密度の流れ断面内での変化を考慮し、垂直管内上昇流と水平管内流に適用できるそれぞれの実験式を得た。

- (6) 熱伝達率と摩擦係数の相関を求め、速度分布と温度分布の相似性を検討した結果、擬臨界温度の付近では相似性が成立しないことが明らかとなった。また超臨界圧水では Colburn の f 因子を修正した f^* ($= St \cdot Pr^{0.2}$) のほうが相関性をよくあらわすことを示した。以上の結果にもとづき、垂直管内上昇流の熱伝達率をスタントン数 St を用いて無次元化することにより、比較的簡単な形の熱伝達率整理式を導いた。
- (7) 高圧域での実験により求めた熱伝達率を、推定した物性値を用いて整理した結果、膜温度を基準にした代表物性値を用いることにより、従来の整理式の適用できることが明らかとなった。
- (8) 超臨界圧水の管内強制対流熱伝達について、プラントルの混合距離理論を物性値変化を伴う場合に拡張し、さらに熱と運動量のつぎ拡散係数比 E_H/E_M が 1 より大きく、壁からの距離の関数として表示した空気流による測定結果を適用したところ、低流量高熱負荷域および「液相」域を除き、従来の仮説 ($E_H/E_M = 1$) による計算値よりよい結果を与えることが明らかとなった。

以上のように、超臨界圧水の円管内強制対流熱伝達と圧力損失について実験および理論的解析を行ない、熱伝達率と摩擦係数の特性を明らかにした。

【 参 考 文 献 】

- (1) Петухов, Б.С., Теплофизика Высоких Температур, 6-4 (1968), 732.
- (2) Hall, W.B., Jackson, J.D. and Watson, A., Proc. Inst. Mech. Engr., Pt. 3I, 182 (1968), 10.
- (3) Hendricks, R.C., Simoneau, R.J. and Smith, R.V., Adv. Cryo. Eng., 15 (1970), 197.
- (4) 山縣・西川ほか3名, 日本機械学会論文集, 38-313 (昭47-9), 2320.
- (5) Кондратьев, Н.С., Теплоэнергетика, 14-8 (1967), 49.
- (6) Swenson, H.S., Carver, J.R. and Kakarala, C.R., Trans. ASME, Ser. C, 87-4 (1965), 477.
- (7) Вихрев, Ю.В., Барулин, Ю.Д., Коньков, А.С., Теплоэнергетика, 14-9 (1967)
- (8) Шицман, М.Е., Теплоэнергетика, 15-5 (1968), 57.
- (9) Styrikowitsch, M.A., Miropolskii, Z.L. and Shitsman, M.E., Mitt. VGB, 61 (1959), 288.
- (10) Красношеков, Е.А., Протопопов, В.С., Теплофизика Высоких Температур, 4-3 (1966), 389.
- (11) 山縣・西川ほか3名, 日本機械学会論文集, 38-313 (昭47-9), 2327.
- (12) Локшин, В.А., Семеновкер, И.Е., Вихрев, Ю.В., Теплоэнергетика, 15-9 (1968), 21.
- (13) Bourke, P.J., Pulling, D.J.,ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer., 13-8 (1970), 1339.
- (14) Shralkar, B.S. and Griffith, P., Trans. ASME, Ser. C, 81-1 (1969), 27.
- (15) Орнатский, А.П.,ほか2名, Теплоэнергетика, 18-5 (1971), 91.

- (16) Алферов, Н.С.,ほか2名, Теплоэнергетика, 16-12 (1969), 66.
- (17) Петухов, Б.С.,ほか2名, Теплофизика Высоких Температур, 10-2 (1972), 347.
- (18) Глущенко, Л.Ф.,ほか2名, Теплоэнергетика, 19-2 (1972), 69.
- (19) Глущенко, Л.Ф., Гандзюк, О.Ф., Теплофизика Высоких Температур, 10-4 (1972), 820.
- (20) Протопопов, В.С.,ほか2名, Теплофизика Высоких Температур, 11-3 (1973), 593.
- (21) Икрянников, Н.П.,ほか2名, Теплофизика Высоких Температур, 11-5 (1973), 1068.
- (22) 西川・藤井・吉田, 日本機械学会誌, 75-640 (昭47-5), 700.
- (23) Askerman, J.W., Trans. ASME, Ser.C, 92-3 (1970), 490.
- (24) Шицман, М.Е., Теплоэнергетика, 13-7 (1966), 51.
- (25) Красякова, Л.Ю., Райкин, Я.М.,ほか3名, Энергомашиностроение, 13-1 (1967), 1.
- (26) Вихрев, Ю.В., Коньков, А.С., Синцын, И.Т., Электрические Станции, 41-7 (1970), 35.
- (27) Жуковский, А.В., Красякова, Л.Ю.,ほか2名, Энергомашиностроение, 17-3 (1971), 23.
- (28) 山縣・西川ほか2名, 日本機械学会論文集, 37-303 (昭46-11), 2191.
- (29) Семеновкер, И.Е., Генделев, В.Г., Электрические Станции, 41-3 (1970), 13.
- (30) Алфелов, Н.С.,ほか5名, Энергомашиностроение, 18-4 (1972), 19.

- (31) Deissler, R.G., Trans. ASME. 76-1 (1954), 73.
- (32) Goldmann, K., CEP Symp. Ser., Nucl. Engng., Pt. I, 50-11 (1954), 105.
- (33) Bringer, R.P. and Smith, J.M., AIChE J. 3-1 (1957)
- (34) Tanaka, H., Nishiwaki, N. and Hirata, M., JSME 1967 Semi-Int. Symp., Heat Transfer, Vol. II (1967), 127.
- (35) Hsu, Y.Y. and Smith, J.M., Trans. ASME, Ser. C, 83-2 (1961), 176.
- (36) Koppel, L.B. and Smith, J.M., Trans. ASME, Ser. C, 91-1 (1969), 27.
- (37) Hall, W.B., Jackson, J.D. and Khan, S.A., Proc. 3rd Int. Heat transfer Conf., I (1966), 257.
- (38) Hess, H.L. and Kunz, H.R., Trans. ASME, Ser. C, 87-1 (1965), 41.
- (39) 吉田・藤井・西川, 日本機械学会論文集, 38-316 (昭47-12), 3185.
- (40) 田中ほか3名, 日本機械学会論文集, 39-327 (昭48-11), 3394.
- (41) Hall, W.B., "Heat Transfer near the Critical Point."
Advances in Heat Transfer, Vol. 7 (1971) 1. Academic press.
- (42) 石谷・世古口, 機械の研究, 11-3 (1959), 399.
- (43) Chakrygin, V.G., Thermalengineering, 14-1 (1967) 77.
- (44) Shvarts, A.L.,ほか2名, Thermalengineering, 15-3 (1968) 120.
- (45) 赤川・坂口ほか4名, 日本機械学会講演論文集, No.740-17 (1974), 103.
- (46) Тарасова, Н.В., Леонтьев, А.П., Теплофизика Высоких Температур, 6-4 (1968), 755.

- (47) Красякова, Л.Ю., Беляков, И.И., Фефелова, Н.Д., Тепло-энергетика, 20-4 (1973), 31.
- (48) 柘植・田中ほか2名, 日本機械学会論文集, 40-333 (昭49-5), 1380.
- (49) Miropolskiy, Z.L.,ほか2名, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol. II (1974), 177.
- (50) Hendricks, R.C.,ほか3名, ARS Journal, 32-2 (1962), 244.
- (51) Powell, W.B., Jet Propulsion, 27-7 (1957), 766.
- (52) Holman, J.P.,ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer, 8 (1965), 1095.
- (53) 尾形・佐藤, 低温工学, 7 (1972), 20.
- (54) Hufschmidt, W.,ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer, 9 (1966), 539.
- (55) Шлыкков, Ю.П.,ほか2名, Теплофизика Высоких Температур, 9-4 (1971), 765.
- (56) Carr, A.D., Connor, M.A. and Buhr, H.O., Trans. ASME, Ser. C, 95-4 (1973), 445.
- (57) Allen, R.W., Eckert, E.R.G., Trans. ASME, Ser. C, 86-3 (1964), 301.
- (58) Colburn, A.P., Int. J. Heat Mass Transfer, 7 (1964), 1359.
- (59) 森・二神ほか2名, 日本機械学会論文集, 30-219 (昭39-11), 1378.
- (60) 石谷・中面・加治・本村, 日本機械学会関西支部第44期定時総会議演論文集, (1969)
- (61) 日本機械学会蒸気表 (1968)
- (62) スタンリー (松野孝一郎訳), "相転移と臨界現象" (1974) 東京図書.
- (63) Tye, R.P., "Thermal Conductivity" Vol. 2 (1969) Academic pr.

- (64) Амирханов, X.И., Адамов, A.П., Proc. 7th ICPS (1968)
- (65) Чернеева, Л.И., Proc. 7th ICPS (1968)
- (66) Kakarala, C.R. and Thomas, L.C., Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf. Vol. II (1974), 45.
- (67) Kestin, J. and Richardson, P.D., Int. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963), 147.
- (68) Reichardt, H., Recent Advances in Heat and Mass Transfer, (1961), 223, McGraw-Hill.
- (69) Petukhov, B.S., Advances in Heat Transfer, Vol. 6 (1970) 504, Academic press.
- (70) 水科, 日本機械学会誌, 72-3 (1969), 328.
- (71) Sleicher, Jr., C.A. and Calif, E., Trans. ASME, Ser. C, 80 (1958), 693.
- (72) Quarmby, A. and Quirk, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 15 (1972), 2309.
- (73) Azer, N.Z. and Chao, B.T., Int. J. Heat Mass Transfer, 1 (1960), 121.
- (74) Simoneau, R.J., ほか2名, ASME paper, 71-HT-23.
- (75) Wilson, M.T., ほか2名, ASME paper, 71-HT-25.
- (76) Yamagata, K., Nishikawa, K., ほか2名, JSME 1967 Semi-Int. Symp., Heat Transfer, Vol. II (1967), 145.

【 謝 辞 】

本研究を遂行するにあたって直接御指導いただきました大阪大学石谷清幹教授に深く感謝いたします。

本論文作成に際して貴重なご教示と、綿密なご校閲をいただきました大阪大学小笠原光信教授，村田暹教授に感謝いたします。

また本研究につきまして有益な助言と数多くのご援助をいただきました大阪大学中西重康講師，神戸商船大学西川栄一助教，神戸大学忍那泰章助手に感謝いたします。

また当時石谷研究室に在籍されました神戸大学八朗講師，大阪大学永野稔講師をはじめ石谷研究室の諸氏には多大なるご援助をいただきました。とくに実験装置製作において笹井義次氏には大へんお世話になり，また実験およびその解析にあたっては当時大学院学生阿部充孝（松下電工），高居真一（神戸製鋼），岡林正叔（大阪ガス）および当時4年次学生藤谷堯（関西電力），泉隆士（三菱原子力），志保治和（住友金属），中本正澄（大阪大学大学院）の諸氏の熱心な御協力をいただきましたことを感謝いたします。

本研究は文部省科研費によるものであり，また高圧水流動回路の製作等にあたっては三菱重工，日本鋼管，川崎重工，神戸製鋼，日本バルカー^(の各社より)多大なるご援助をえたことを記します。

また本研究の計算にご協力いただいた大阪大学計算センターに感謝いたします。

表 I 圧力損失の実験値

P = 250 ata (垂直管)

G kg/m ² s	t _{bin} °C	q × 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	f _b Kcal/Kg	ΔP _f Kg/m ²	ΔP _a Kg/m ²	ΔP _h Kg/m ²	λ	Re _b × 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _v /μ _w	ρ _v /ρ _w
1514.2	217.6	26.5	238.8	498.3	11.6	528.6	0.0226	4.91	1.079	1.07	1.03
1485.6	217.8	52.8	254.9	464.8	25.1	516.3	0.0214	5.12	1.030	1.14	1.07
1476.4	218.3	72.4	267.3	451.2	37.3	506.4	0.0206	5.30	1.000	1.17	1.09
1515.9	217.3	95.3	278.6	473.5	55.1	496.8	0.0201	5.63	0.988	1.25	1.17
1504.9	216.9	120.6	293.4	450.9	78.5	483.6	0.0189	5.84	0.935	1.41	1.29
1504.9	218.5	142.4	308.0	411.3	106.3	469.5	0.0167	6.10	0.833	2.10	2.16
1489.8	266.7	25.5	291.8	471.4	15.3	486.8	0.0204	5.76	1.006	1.06	1.03
1502.2	268.9	51.0	309.2	466.5	35.3	472.2	0.0192	6.11	0.961	1.12	1.09
1477.4	266.6	71.2	319.2	449.6	52.9	461.9	0.0187	6.18	0.938	1.19	1.15
1518.3	267.3	94.2	332.2	464.8	81.4	449.8	0.0178	6.60	0.905	1.37	1.29
1501.8	267.5	117.0	346.5	411.2	118.1	433.4	0.0154	6.78	0.790	2.50	3.59
1500.8	269.6	141.6	363.4	358.0	181.8	413.0	0.0127	7.11	0.657	2.69	5.57
1510.0	312.3	26.1	346.5	532.9	24.0	433.8	0.0200	6.82	1.023	1.06	1.04
1503.5	311.3	51.9	360.4	514.3	54.4	421.0	0.0188	7.06	0.972	1.18	1.14
1509.7	311.1	72.1	371.9	492.4	87.4	407.9	0.0173	7.37	0.901	1.48	1.41
1487.7	310.6	94.4	385.2	432.3	138.1	390.3	0.0149	7.63	0.780	2.38	3.77
1492.5	311.1	118.7	400.0	391.2	222.2	370.3	0.0125	8.09	0.667	2.36	4.83
1495.3	311.7	141.6	414.2	362.3	334.2	347.9	0.0106	8.63	0.573	2.17	5.61
1509.1	344.5	25.3	391.5	560.4	35.7	384.6	0.0186	7.93	0.987	1.11	1.09
1496.7	345.9	50.9	408.9	523.4	92.9	361.3	0.0166	8.43	0.888	1.66	1.92
1467.3	346.5	71.4	422.8	464.9	159.6	341.1	0.0144	8.81	0.777	2.02	3.24
1487.7	345.5	95.6	435.0	443.5	264.3	321.3	0.0123	9.48	0.680	2.01	3.84
1498.0	344.8	119.6	447.7	416.6	397.4	300.4	0.0104	10.2	0.584	1.86	4.28
1489.3	345.3	142.6	462.5	417.6	555.7	278.1	0.00951	11.0	0.540	1.65	4.76
1488.4	373.2	25.3	449.6	617.9	78.9	300.9	0.0165	10.3	0.923	1.36	1.64
1497.3	373.2	50.3	464.3	602.9	193.2	277.1	0.0146	11.2	0.828	1.54	2.39
1494.6	372.5	71.3	474.6	574.9	307.2	258.9	0.0128	11.7	0.734	1.61	2.73
1494.3	372.9	95.6	490.4	596.7	475.9	235.2	0.0118	12.2	0.683	1.57	2.98
1488.4	373.3	120.4	506.6	597.9	671.4	213.9	0.0105	13.2	0.619	1.43	3.24
1498.4	374.0	143.3	522.0	630.4	879.9	196.2	0.00976	14.0	0.582	1.27	3.50
1498.7	383.5	25.5	529.8	783.4	134.9	276.2	0.0142	14.4	0.847	1.13	1.29
1491.6	384.0	51.2	551.0	1016.2	307.4	152.9	0.0136	14.9	0.822	1.25	1.57
1486.6	383.8	71.2	560.5	1063.5	479.4	144.4	0.0134	15.3	0.814	1.24	1.75
1488.4	384.9	95.7	588.3	1118.8	693.8	122.6	0.0118	16.8	0.731	1.12	1.81
1485.6	384.3	119.5	596.4	1205.5	926.7	118.4	0.0122	17.2	0.756	1.07	2.04
1495.3	387.5	26.2	578.3	1340.8	179.3	127.4	0.0150	16.4	0.924	1.09	1.19
1502.9	387.6	52.8	594.4	1443.3	410.5	116.4	0.0145	17.3	0.902	1.12	1.41
1480.1	386.9	71.5	600.4	1476.5	577.1	113.3	0.0148	17.3	0.918	1.09	1.57
1491.6	387.9	94.3	619.4	1494.8	779.8	102.6	0.0132	18.4	0.832	1.02	1.70
1478.7	387.2	119.6	627.9	1502.8	989.3	99.4	0.0129	18.5	0.814	0.969	1.82
1502.6	392.1	26.3	607.4	1574.5	232.2	107.7	0.0148	18.0	0.924	1.05	1.15
1507.0	391.8	50.3	620.3	1706.1	458.4	100.7	0.0148	18.6	1.04	1.04	1.33
1507.0	392.5	70.9	635.6	1784.0	666.1	93.8	0.0143	18.9	0.904	1.01	1.44
1494.3	391.5	95.3	645.5	1883.4	904.3	89.7	0.0145	19.0	0.919	0.967	1.59
1507.7	397.4	26.2	627.9	1750.1	243.1	96.4	0.0146	18.8	0.921	1.02	1.11
1512.8	396.0	51.8	637.9	1868.8	491.7	91.9	0.0147	19.1	0.927	1.01	1.29
1493.2	397.1	71.3	653.6	1874.3	687.3	85.7	0.0140	19.1	0.887	0.985	1.38
1494.9	395.9	96.1	664.1	2042.3	943.0	81.5	0.0144	19.2	0.912	0.944	1.52

表 I (続き)

$P = 250 \text{ ata}$ (垂直管)

G Kg/m ² s	t _{bin} °C	q x 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	h _b Kcal/Kg	ΔPf Kg/m ²	ΔPa Kg/m ²	ΔPh Kg/m ²	λ	Re _b x 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _b /μ _w	ρ _b /ρ _w
1006.7	215.8	25.6	243.3	234.7	7.67	525.1	0.0239	3.32	1.04	1.09	1.04
997.4	221.5	51.1	272.1	226.3	18.4	503.2	0.0225	3.63	1.00	1.16	1.09
1003.3	220.7	70.4	288.0	224.5	29.0	488.8	0.0214	3.84	0.964	1.26	1.18
1006.0	217.6	94.9	306.2	206.3	46.7	471.1	0.0188	4.06	0.856	1.61	1.46
1007.0	218.6	117.9	327.3	169.7	75.6	448.9	0.0145	4.32	0.672	2.98	6.17
999.1	276.1	25.6	309.0	237.3	11.7	471.5	0.0221	4.06	1.01	1.08	1.05
1008.8	276.4	50.1	331.4	234.6	28.5	450.0	0.0204	4.37	0.946	1.21	1.16
986.7	278.5	70.8	352.6	203.8	49.0	427.6	0.0175	4.53	0.819	2.06	2.34
979.9	282.3	94.5	378.9	173.2	96.0	394.3	0.0137	4.91	0.652	2.53	5.77
999.6	284.2	118.3	400.4	158.8	173.6	363.4	0.0108	5.43	0.525	2.17	7.09
1007.4	306.4	25.4	344.8	252.3	15.5	437.7	0.0214	4.53	1.00	1.08	1.07
1004.2	308.6	51.0	370.2	234.6	40.7	409.6	0.0187	4.87	0.889	1.39	1.33
995.0	308.4	70.8	388.0	197.5	73.6	385.9	0.0149	5.16	0.720	2.43	1.12
990.5	306.6	94.2	406.8	174.2	135.0	358.3	0.0121	5.53	0.591	2.26	5.50
1010.2	305.3	118.2	424.8	160.1	225.8	331.3	0.00951	6.13	0.476	1.89	6.74
1007.0	350.5	25.4	407.5	273.6	30.3	364.3	0.0193	5.64	0.949	1.23	1.20
985.4	347.5	51.0	425.8	227.1	80.4	335.6	0.0152	6.01	0.760	2.00	3.22
1003.7	349.5	71.1	446.2	222.2	153.8	304.3	0.0128	6.80	0.654	1.89	3.99
994.0	350.1	94.5	468.7	215.7	259.8	269.7	0.0107	7.58	0.560	1.61	4.56
999.1	348.8	117.9	486.7	232.1	379.1	245.8	0.00982	8.09	0.522	1.35	5.14
998.2	375.6	25.4	464.0	307.3	64.6	275.7	0.0167	7.44	0.869	1.37	1.87
996.4	375.8	51.0	487.8	287.1	166.0	238.0	0.0131	8.09	0.698	1.56	2.57
997.8	375.7	70.4	504.5	318.0	260.7	215.2	0.0128	8.70	0.688	1.46	2.88
998.2	384.0	25.6	542.9	450.0	97.7	161.1	0.0142	9.79	0.789	1.18	1.40
1014.3	385.8	50.8	584.8	575.7	234.5	123.7	0.0134	11.37	0.767	1.14	1.56
993.6	384.5	72.3	586.2	546.1	333.2	124.2	0.0131	11.17	0.745	1.13	1.87
1006.4	384.4	95.5	605.8	710.5	497.9	113.3	0.0148	11.98	0.854	1.01	2.07
1012.9	384.5	119.6	628.0	807.6	673.5	102.6	0.0146	12.65	0.854	0.883	2.22
1005.6	389.3	25.0	594.6	675.8	121.5	115.9	0.0152	11.56	0.870	1.09	1.26
989.1	387.5	51.6	604.5	642.2	263.3	110.9	0.0141	11.72	0.810	1.08	1.55
997.8	387.1	71.8	617.2	667.5	381.7	104.4	0.0134	12.22	0.774	1.02	1.72
1019.8	386.6	94.8	630.8	738.4	539.0	98.5	0.0131	12.78	0.767	0.941	1.92
1019.8	385.5	118.2	640.5	844.7	698.0	95.8	0.0142	12.89	0.831	0.873	2.09
1012.2	390.5	24.4	603.9	727.2	143.8	109.9	0.0153	11.98	0.882	1.07	1.24
1014.7	390.9	51.3	629.5	746.7	320.7	96.9	0.0136	12.70	0.794	1.02	1.43
1001.9	391.1	71.1	648.2	829.5	454.5	88.8	0.0140	12.77	0.818	0.959	1.59
997.4	392.0	93.5	673.0	908.6	616.0	80.3	0.0138	12.77	0.804	0.887	1.71
1024.4	402.1	26.0	647.1	964.4	170.2	86.7	0.0157	13.04	0.919	1.00	1.19
1026.7	401.6	51.2	667.5	1097.4	347.6	80.0	0.0162	13.16	0.951	0.967	1.38
1037.3	400.6	71.6	681.7	1047.2	499.7	75.7	0.0142	13.26	0.833	0.931	1.48
1007.4	401.9	94.3	706.9	1143.2	652.7	68.7	0.0147	12.80	0.858	0.863	1.58

表 I (続き)

P = 250 ata (垂直管)

G kg/m ² s	t _{bin} °C	q × 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	F _b Kcal/Kg	ΔP _f Kg/m ²	ΔP _a Kg/m ²	ΔP _h Kg/m ²	λ	Re _b × 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _b /μ _w	ρ _b /ρ _w
485.1	220.8	13.5	248.6	58.67	2.01	521.1	0.0256	1.63	0.937	1.07	1.03
501.6	218.6	24.9	265.8	58.86	4.32	507.5	0.0234	1.79	0.876	1.14	1.07
491.3	215.6	39.5	289.7	54.87	8.16	486.5	0.0217	1.89	0.823	1.22	1.15
504.8	218.0	47.7	304.9	47.71	11.6	473.2	0.0173	2.03	0.670	1.43	1.31
509.2	219.7	58.9	325.4	30.88	18.6	451.3	0.0104	2.17	0.410	2.92	7.61
509.9	267.5	12.9	296.4	65.76	2.75	482.4	0.0240	2.00	0.926	1.07	1.04
518.9	268.5	26.5	320.4	64.81	6.99	460.8	0.0218	2.18	0.858	1.14	1.10
520.2	269.2	38.1	340.9	56.05	12.4	439.6	0.0178	2.32	0.711	1.41	1.32
505.4	268.5	50.5	362.0	37.26	22.2	413.9	0.0112	2.43	0.454	2.68	6.31
507.2	268.6	59.7	379.3	31.05	34.7	390.3	0.00891	2.44	0.365	2.35	7.68
520.9	311.1	13.3	347.8	66.57	4.30	436.2	0.0210	2.36	0.846	1.07	1.06
500.3	312.2	26.3	372.7	56.81	10.8	406.1	0.0181	2.45	0.732	1.31	1.25
508.9	314.1	39.4	397.3	38.45	24.1	373.6	0.0107	2.73	0.445	2.39	4.57
505.4	313.4	48.3	412.4	31.53	37.8	350.3	0.00816	2.89	0.344	2.12	6.28
510.6	316.2	61.0	437.3	32.21	66.8	313.6	0.00697	3.29	0.303	1.73	6.60
494.7	350.4	13.4	404.7	64.97	7.60	367.3	0.0192	2.74	0.798	1.19	1.17
496.1	349.2	25.6	424.3	51.39	19.9	339.1	0.0138	3.00	0.587	1.96	3.06
496.1	347.3	38.7	444.5	39.10	41.0	304.9	0.00913	3.32	0.398	1.89	4.47
497.5	345.7	48.7	459.6	40.35	61.9	281.8	0.00835	3.63	0.371	1.63	5.18
506.5	345.0	59.0	475.1	41.84	88.2	261.4	0.00741	3.96	0.337	1.43	5.28
509.9	372.3	13.2	448.9	78.60	14.1	301.1	0.0178	3.50	0.787	1.37	1.63
509.9	373.8	26.8	477.1	68.66	40.4	255.7	0.0129	4.02	0.589	1.61	2.78
496.1	374.2	38.3	500.1	67.47	68.1	222.5	0.0112	4.22	0.516	1.49	3.15
496.1	374.6	48.4	519.5	73.79	96.9	199.7	0.0105	4.62	0.497	1.30	3.33
507.2	374.5	60.4	538.5	93.67	135.0	181.5	0.0112	4.92	0.533	1.14	3.64
512.0	382.6	12.9	518.8	129.7	27.5	187.9	0.0183	4.76	0.864	1.16	1.41
515.4	382.0	26.5	531.9	116.5	61.0	175.8	0.0147	4.92	0.702	1.33	1.91
503.0	382.6	39.1	565.1	124.2	100.4	143.8	0.0131	5.26	0.635	1.22	2.06
504.4	383.0	49.3	588.8	144.0	122.5	127.6	0.0118	5.71	0.644	1.08	2.17
509.2	381.6	60.4	585.2	139.5	164.9	134.9	0.0126	5.71	0.619	1.01	2.68
505.1	386.8	13.0	571.4	162.4	28.9	133.7	0.0167	5.41	0.813	1.14	1.30
499.8	387.4	26.0	598.0	174.5	64.7	114.7	0.0155	5.80	0.767	1.10	1.50
498.2	386.3	39.2	613.9	191.1	108.9	107.3	0.0156	6.06	0.780	1.03	1.76
496.1	387.3	49.5	639.5	218.1	143.8	94.9	0.0156	6.26	0.786	0.935	1.83
502.3	386.9	59.7	654.4	239.9	182.6	89.9	0.0155	6.43	0.786	0.865	1.95
497.5	393.1	14.0	614.6	209.7	41.5	103.6	0.0172	6.06	0.858	1.05	1.23
489.2	394.3	25.1	639.8	228.4	77.1	91.7	0.0169	6.18	0.849	1.00	1.40
503.0	392.6	39.1	656.6	246.6	127.2	85.7	0.0159	6.44	0.803	0.952	1.54
494.7	407.0	13.6	654.9	247.5	43.6	84.6	0.0168	6.33	0.847	0.997	1.18
509.9	401.9	25.9	664.0	267.2	86.9	81.3	0.0162	6.54	0.823	0.980	1.33
509.9	404.6	38.8	692.9	293.7	134.8	72.1	0.0156	6.50	0.792	0.930	1.41
499.6	406.5	49.1	716.6	325.6	169.7	66.3	0.0164	6.32	0.825	0.879	1.48

表 I (続き)

P = 300 ata (垂直管)

G Kg/m ² s	t _b in °C	q × 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	h _b Kcal/Kg	ΔP _f Kg/m ²	ΔP _a Kg/m ²	ΔP _h Kg/m ²	λ	Re _b × 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _b /μ _w	ρ _b /ρ _w
981.9	219.9	23.3	245.3	217.0	6.69	529.9	0.0234	3.22	1.010	1.08	1.03
1006.0	221.1	44.5	264.8	223.4	14.83	515.4	0.0223	3.55	0.984	1.14	1.07
1013.6	220.0	63.9	280.3	221.0	24.00	502.2	0.0211	3.74	0.945	1.20	1.12
1002.6	220.0	85.4	299.9	205.4	37.26	484.8	0.0193	3.92	0.873	1.36	1.25
992.3	221.1	105.7	319.8	177.9	55.44	465.9	0.0163	4.11	0.745	2.04	1.92
1014.3	305.4	22.8	339.3	258.5	12.55	450.4	0.0221	4.41	1.029	1.06	1.05
981.2	306.2	45.6	361.4	234.0	29.53	428.1	0.0203	4.55	0.950	1.19	1.15
999.1	308.4	63.6	379.3	222.4	51.79	408.1	0.0176	4.92	0.841	1.71	1.67
1000.5	307.8	84.9	397.3	195.9	88.23	385.0	0.0144	5.25	0.698	2.20	3.35
1001.2	307.3	107.2	416.4	178.3	146.2	359.3	0.0120	5.67	0.589	2.11	4.54
984.0	372.6	23.2	438.5	281.0	33.0	335.6	0.0190	6.16	0.950	1.18	1.16
980.0	372.7	44.8	458.3	262.1	82.2	307.0	0.0161	6.82	0.827	1.45	1.92
991.6	372.6	64.7	475.4	253.7	145.2	281.6	0.0137	7.53	0.718	1.56	2.63
992.9	372.9	85.3	494.4	251.7	226.0	256.1	0.0120	8.19	0.638	1.45	3.06
986.1	373.5	107.2	515.8	254.9	326.3	230.6	0.0106	8.65	0.573	1.30	3.44
1000.5	401.5	22.5	549.2	443.1	86.9	181.2	0.0155	9.52	0.851	1.09	1.20
956.4	400.4	44.2	562.5	424.5	172.4	169.6	0.0149	9.42	0.819	1.20	1.59
992.3	400.8	64.1	581.9	459.2	278.3	153.6	0.0133	10.30	0.746	1.15	1.78
986.7	400.2	86.0	598.1	469.6	389.2	143.1	0.0125	10.58	0.705	1.09	2.01
1000.5	421.8	22.2	635.9	754.8	114.2	114.1	0.0164	11.64	0.943	1.03	1.15
993.6	423.6	44.5	660.8	779.8	238.8	101.1	0.0151	11.85	0.867	0.999	1.30
1000.5	422.4	63.4	674.0	852.7	349.9	96.3	0.0153	11.96	0.882	0.968	1.44

表 I (続き)

P = 3.00 ata (垂直管)

G Kg/m ² s	t _{bin} °C	q x 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	f _b Kcal/Kg	ΔPf Kg/m ²	ΔP _a Kg/m ²	ΔP _h Kg/m ²	λ	Re _b x 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _b /μ _w	P _b /P _w
515.8	216.2	11.9	238.1	63.5	1.73	534.7	0.0250	1.64	0.916	1.06	1.02
479.6	219.2	22.7	262.2	54.3	3.56	517.0	0.0239	1.68	0.880	1.11	1.06
491.3	221.0	33.5	282.6	54.2	6.23	499.9	0.0219	1.83	0.825	1.17	1.11
496.8	220.3	44.2	300.5	54.3	9.66	484.2	0.0207	1.95	0.793	1.28	1.19
501.0	218.4	54.2	315.5	39.9	13.9	469.5	0.0144	2.05	0.559	1.63	1.46
497.5	305.1	11.6	334.8	62.9	3.02	457.6	0.0227	2.14	0.891	1.04	1.04
498.9	307.9	21.9	356.4	61.9	6.90	433.7	0.0210	2.28	0.837	1.15	1.11
495.4	308.0	34.2	378.9	55.1	13.9	408.3	0.0178	2.43	0.718	1.46	1.36
500.3	307.3	42.9	392.9	47.9	21.4	390.5	0.0151	2.58	0.620	2.19	3.17
501.6	306.3	53.8	410.7	35.1	34.7	366.4	0.0102	2.77	0.429	2.11	5.26
464.4	373.2	11.5	434.0	67.0	7.37	341.4	0.0207	2.84	0.868	1.16	1.13
487.9	374.1	22.2	455.0	68.1	19.6	311.2	0.0172	3.33	0.749	1.42	1.79
503.0	372.9	34.2	472.7	62.3	38.0	285.3	0.0132	3.76	0.594	1.57	2.55
496.1	372.4	42.7	487.7	57.9	53.8	264.7	0.0114	3.99	0.519	1.48	3.18
495.4	372.7	53.8	508.0	59.6	78.3	240.3	0.0103	4.26	0.474	1.33	3.59
508.5	400.9	12.2	540.6	123.5	22.9	192.4	0.0177	4.74	0.839	1.07	1.18
489.2	401.6	22.8	564.5	121.4	45.8	167.7	0.0161	4.84	0.765	1.18	1.48
485.1	401.1	34.0	581.5	122.3	72.0	154.3	0.0148	5.03	0.711	1.15	1.73
492.7	401.4	43.6	600.2	128.9	99.1	141.8	0.0137	5.32	0.664	1.10	1.85
489.2	400.5	54.4	614.3	132.2	127.0	134.0	0.0130	5.49	0.636	1.01	2.05
512.7	421.2	11.6	628.1	205.3	30.0	117.6	0.0176	5.90	0.871	1.03	1.13
503.0	424.4	21.8	654.5	222.5	58.6	104.7	0.0174	5.98	0.870	1.00	1.28
500.3	424.6	33.9	676.7	230.9	93.9	95.5	0.0164	5.98	0.816	0.972	1.39
494.7	426.1	43.2	697.4	240.2	120.8	88.2	0.0159	5.91	0.789	0.936	1.45
499.6	344.6	12.7	388.3	68.5	5.24	401.1	0.0215	2.54	0.878	1.10	1.08
492.0	344.7	23.6	408.3	62.8	12.4	374.7	0.0189	2.69	0.782	1.45	1.39
508.1	344.3	37.1	430.0	57.9	27.1	344.5	0.0147	3.06	0.629	1.91	2.92
508.5	344.3	43.9	442.0	45.2	37.5	327.4	0.0107	3.24	0.466	1.87	3.88
496.1	391.5	12.5	487.5	92.6	15.7	263.1	0.0192	3.99	0.872	1.15	1.36
497.7	390.7	23.0	503.2	87.0	32.6	241.5	0.0165	4.18	0.758	1.31	1.88
495.4	390.2	35.0	522.4	88.9	56.6	217.9	0.0146	4.42	0.680	1.34	2.24
508.5	408.6	12.6	584.2	161.8	28.4	142.4	0.0177	5.30	0.858	1.08	1.20
516.8	407.1	23.4	595.0	162.1	55.6	140.7	0.0162	5.50	0.792	1.12	1.42

表 I (続き)

P = 400 ata (垂直管)

G Kg/m ² s	t _{bln} °C	q × 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	f _b Kcal/Kg	ΔP _f Kg/m ²	ΔP _a Kg/m ²	ΔP _h Kg/m ²	λ	Re _b × 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _b /μ _w	ρ _b /ρ _w
509.9	217.4	11.6	239.3	60.5	1.59	539.2	0.0246	1.60	0.895	1.07	1.03
499.6	217.5	21.8	258.4	57.2	3.27	525.3	0.0235	1.68	0.868	1.12	1.05
507.2	217.8	33.6	278.8	57.9	5.84	509.8	0.0224	1.82	0.844	1.18	1.10
503.7	218.9	43.8	298.1	53.5	8.70	493.7	0.0203	1.91	0.772	1.25	1.16
516.1	220.2	55.4	317.8	52.0	13.3	475.9	0.0180	2.08	0.700	1.44	1.30
504.4	308.5	11.4	337.3	66.4	2.79	461.1	0.0235	2.14	0.923	1.05	1.03
510.6	308.7	22.4	356.4	64.8	6.34	443.5	0.0215	2.29	0.857	1.13	1.09
492.7	310.4	34.8	381.7	56.2	12.0	417.8	0.0187	2.36	0.753	1.32	1.28
529.9	313.1	44.3	397.1	60.3	19.0	401.4	0.0166	2.68	0.689	1.47	1.53
524.4	309.3	53.9	409.6	48.2	26.6	386.9	0.0130	2.79	0.541	1.94	2.78
509.9	379.2	11.5	431.7	79.4	5.87	364.6	0.0217	2.95	0.918	1.06	1.07
494.1	379.4	22.8	452.4	70.2	14.0	338.8	0.0189	3.04	0.805	1.21	1.30
486.5	381.9	34.8	479.0	64.4	27.2	306.4	0.0159	3.0	0.685	1.0	1.86
516.1	381.3	44.2	491.1	67.2	40.7	291.7	0.0138	3.52	0.611	1.55	2.30
506.5	379.8	55.7	510.0	61.9	58.1	270.3	0.0119	3.68	0.531	1.48	2.82
500.3	422.8	12.2	533.2	103.5	14.6	239.2	0.0191	3.99	0.870	1.08	1.14
500.3	425.2	23.1	560.0	102.8	32.0	213.5	0.0168	4.33	0.780	1.16	1.41
494.7	425.3	33.9	579.8	105.8	51.2	193.0	0.0157	4.52	0.733	1.17	1.60
495.4	424.9	44.7	597.9	109.7	72.1	178.8	0.0147	4.74	0.694	1.13	1.77
496.1	456.4	11.6	627.8	156.4	21.2	151.1	0.0183	5.00	0.877	1.03	1.12
506.5	455.4	22.2	644.0	164.2	42.8	141.3	0.0172	5.22	0.832	1.04	1.27
503.7	457.4	34.2	669.8	176.7	68.8	125.5	0.0165	5.32	0.799	1.01	1.37
504.4	346.8	11.8	385.3	68.0	4.08	417.8	0.0218	2.45	0.884	1.09	1.07
507.8	344.7	23.6	403.1	67.7	9.65	241.4	0.0203	2.63	0.835	1.19	1.18
503.7	344.4	34.9	422.7	57.2	17.3	375.9	0.0164	2.82	0.687	1.45	1.60
498.2	406.7	12.5	488.3	87.9	10.7	313.6	0.0202	3.37	0.882	1.14	1.17
476.1	407.5	23.3	510.9	80.6	22.8	264.5	0.0181	3.47	0.797	1.30	1.49
506.5	405.3	35.0	524.1	84.0	39.9	252.4	0.0156	3.90	0.706	1.34	1.82
521.6	439.2	11.7	582.5	133.5	18.9	188.0	0.0177	4.80	0.838	1.07	1.15
530.6	438.4	23.3	599.5	143.3	41.2	173.7	0.0169	5.09	0.810	1.10	1.34

表 I (続三)

$P = 250 \text{ ata}$ (水平管)

G Kg/m ² s	t_{bin} °C	$q \times 10^{-3}$ Kcal/m ² h	h_b Kcal/Kg	ΔP_a Kg/m ²	ΔP_f Kg/m ²	λ	$Re_b \times 10^{-3}$	λ/λ_0	μ_b/μ_w	ρ_b/ρ_w
983.9	223.0	23.0	253.9	8.8	269.2	0.0226	3.82	1.016	1.08	1.04
998.9	222.4	45.1	76.9	20.6	273.4	0.0214	4.18	0.983	1.15	1.08
1001.1	221.8	71.3	304.6	41.7	264.3	0.0194	4.55	0.911	1.28	1.19
1014.7	221.5	91.7	325.1	64.5	254.5	0.0173	4.89	0.822	1.91	1.90
996.2	221.9	115.2	352.9	133.8	252.2	0.0160	5.18	0.770	2.77	5.96
997.1	243.6	23.4	276.0	10.4	284.6	0.0224	4.16	1.030	1.07	1.04
981.2	248.0	45.3	305.4	25.0	265.1	0.0205	4.47	0.954	1.15	1.11
1010.2	248.9	70.5	332.1	52.1	272.9	0.0186	4.97	0.888	1.34	1.25
1016.9	250.4	99.6	361.2	111.3	263.7	0.0160	5.42	0.781	2.72	4.81
1001.1	264.8	25.6	299.3	13.5	331.5	0.0249	4.49	1.163	1.07	1.05
1003.2	272.5	48.4	333.2	34.0	336.0	0.0234	4.95	1.118	1.20	1.15
997.1	279.1	69.5	364.0	70.7	309.3	0.0199	5.36	0.966	2.03	2.43
996.0	284.4	88.9	391.4	139.0	341.0	0.0195	5.92	0.968	2.43	4.96
998.7	279.0	113.3	412.6	246.2	358.8	0.0180	6.41	0.910	2.15	5.66
1012.4	302.2	27.1	344.7	20.5	304.5	0.0204	5.15	0.981	1.09	1.07
994.1	303.5	52.5	374.5	55.9	284.1	0.0180	5.55	0.882	1.47	1.39
993.9	303.5	52.5	387.7	103.0	267.0	0.0159	5.83	0.787	2.43	4.05
978.5	316.4	25.0	361.1	21.1	328.9	0.0226	5.21	1.090	1.11	1.08
1010.7	318.3	49.3	389.0	62.1	335.6	0.0197	5.95	0.978	1.46	1.46
992.8	320.2	68.1	412.9	124.4	335.6	0.0182	6.44	0.919	2.19	3.64
1005.2	323.2	100.4	451.0	301.8	320.7	0.0131	7.92	0.693	1.83	3.89
996.8	329.4	118.3	480.0	447.7	374.8	0.0126	8.97	0.686	1.52	4.06
1035.0	379.7	26.0	491.1	100.1	562.8	0.0172	9.58	0.944	1.23	1.53
951.6	381.4	47.6	537.2	254.0	586.0	0.0170	10.42	0.931	1.31	1.81
1004.8	380.4	72.3	547.4	420.1	739.9	0.0174	11.29	0.989	1.28	2.16
1015.6	379.5	92.2	561.5	566.6	828.4	0.0172	11.87	0.991	1.20	2.39
963.9	392.6	24.1	620.8	172.7	1072.3	0.0188	13.46	1.066	1.04	1.21
1018.8	393.5	47.4	643.8	378.8	1276.2	0.0166	14.69	1.000	0.99	1.35
1004.8	396.6	59.2	673.2	484.9	1415.1	0.0169	14.56	1.012	0.96	1.39
1014.0	400.2	69.6	695.0	589.9	1428.1	0.0151	14.62	0.911	0.92	1.45

表 I (続 2)

P = 250 ata (水平管)

G Kg/m ² s	t _{bin} °C	q x 10 ⁻⁴ Kcal/m ² h	h _b Kcal/Kg	ΔP _a Kg/m ²	ΔP _f Kg/m ²	λ	Re _b x 10 ⁴	λ/λ ₀	μ _b /μ _w	ρ _b /ρ _w
509.1	224.2	11.6	250.2	2.25	83.8	0.0264	1.95	1.010	1.08	1.04
512.1	222.8	23.7	274.4	5.50	84.5	0.0253	2.13	0.988	1.14	1.08
499.8	225.7	34.8	302.4	9.95	80.1	0.0237	2.26	0.943	1.24	1.16
498.1	225.5	45.2	325.2	16.8	74.2	0.0209	2.40	0.841	1.41	1.29
500.9	227.6	58.3	355.4	35.3	74.8	0.0185	2.62	0.763	2.77	5.04
507.5	268.1	12.9	299.3	3.42	86.6	0.0253	2.27	1.007	1.08	1.05
505.9	268.9	24.1	324.4	7.94	87.1	0.0243	2.43	0.981	1.15	1.11
501.1	277.0	35.4	358.2	17.0	81.0	0.0209	2.65	0.864	1.56	1.46
502.2	279.5	46.9	385.8	35.4	81.6	0.0186	2.92	0.788	2.49	4.55
494.8	276.3	58.4	408.7	62.0	85.1	0.0172	3.15	0.741	2.24	5.12
502.2	294.4	11.9	327.0	3.84	88.2	0.0250	2.43	1.011	1.06	1.01
504.3	296.8	24.0	356.0	10.4	89.6	0.0233	2.65	0.963	1.24	1.18
508.1	295.5	37.3	382.5	24.5	83.5	0.0194	2.92	0.820	2.18	3.06
506.2	294.7	46.2	401.0	41.4	83.6	0.0177	3.12	0.759	2.36	4.33
509.7	294.8	59.6	428.9	77.9	94.1	0.0162	3.57	0.719	2.03	4.76
479.5	323.8	23.8	396.5	15.7	94.3	0.0239	2.90	1.009	1.53	1.60
527.4	323.3	49.4	444.1	72.4	102.6	0.0160	3.99	0.728	1.92	3.55
514.5	324.0	57.7	465.0	100.9	114.1	0.0160	4.36	0.741	1.68	3.89
507.0	328.0	68.6	495.6	146.0	159.0	0.0183	4.74	0.864	1.43	3.83
500.0	350.0	12.8	403.7	8.90	103.1	0.0237	3.12	1.018	1.16	1.13
486.5	351.7	25.0	434.5	27.5	94.5	0.0197	3.50	0.868	1.77	2.60
505.9	351.1	35.6	454.5	53.1	109.9	0.0184	4.06	0.838	1.80	3.24
498.9	349.7	45.5	474.6	81.8	127.2	0.0187	4.41	0.868	1.63	3.46
502.7	353.2	57.8	506.5	130.1	160.9	0.0184	5.02	0.879	1.39	3.37
495.7	372.7	13.5	452.1	18.1	110.4	0.0206	3.93	0.934	1.39	1.77
481.7	372.0	26.7	480.1	47.9	109.3	0.0177	4.33	0.821	1.57	2.49
530.7	371.1	40.3	501.2	94.1	153.9	0.0173	5.14	0.835	1.50	2.61
497.3	372.1	48.9	527.5	123.9	159.1	0.0168	5.33	0.815	1.34	2.64
485.5	375.4	59.5	564.4	171.5	181.5	0.0157	5.73	0.774	1.15	2.56
516.1	397.4	13.3	629.2	51.7	358.3	0.0202	7.31	1.050	1.02	1.21
513.7	398.6	26.4	660.9	108.7	409.3	0.0198	7.45	1.033	0.978	1.36
511.8	400.5	39.8	695.1	169.9	442.1	0.0184	7.38	0.959	0.928	1.41
504.8	227.1	12.7	255.8	2.54	86.0	0.0273	1.98	1.047	1.080	1.04
502.2	228.0	25.1	283.7	6.10	80.9	0.0247	2.14	0.970	1.149	1.09
496.2	227.0	37.2	309.5	11.3	76.7	0.0227	2.29	0.904	1.266	1.18
500.0	225.6	50.3	335.8	22.0	71.0	0.0191	2.48	0.777	1.899	1.94
496.8	224.2	57.9	351.9	33.3	69.7	0.0178	2.58	0.729	2.801	5.00

表II 高圧水の熱伝導率 (kcal/mh°C)

T °C	500ata	600ata	700ata	800ata
100	0.612	0.618	0.622	0.626
110	0.615	0.620	0.625	0.629
120	0.617	0.622	0.627	0.631
130	0.618	0.623	0.628	0.632
140	0.619	0.624	0.628	0.632
150	0.618	0.623	0.627	0.631
160	0.617	0.621	0.626	0.630
170	0.615	0.619	0.624	0.629
180	0.612	0.617	0.621	0.626
190	0.609	0.614	0.618	0.623
200	0.605	0.610	0.614	0.619
210	0.600	0.606	0.611	0.616
220	0.595	0.601	0.606	0.612
230	0.589	0.596	0.601	0.607
240	0.583	0.590	0.595	0.602
250	0.576	0.585	0.590	0.596
260	0.569	0.578	0.584	0.590
270	0.561	0.571	0.577	0.584
280	0.553	0.562	0.570	0.577
290	0.543	0.553	0.563	0.570
300	0.534	0.543	0.555	0.563
310	0.524	0.534	0.547	0.555
320	0.513	0.525	0.538	0.547
330	0.501	0.515	0.529	0.539
340	0.487	0.503	0.519	0.531
350	0.473	0.491	0.507	0.522
360	0.457	0.478	0.496	0.513
370	0.438	0.463	0.484	0.501
380	0.417	0.448	0.471	0.491
390	0.396	0.431	0.456	0.479
400	0.372	0.413	0.442	0.467
410	0.349	0.395	0.426	0.453
420	0.324	0.375	0.411	0.439
430	0.299	0.353	0.393	0.424
440	0.276	0.331	0.376	0.408
450	0.253	0.311	0.357	0.393
460	0.233	0.292	0.338	0.377
470	0.215	0.275	0.320	0.361
480	0.199	0.257	0.303	0.345
490	0.185	0.241	0.285	0.329
500	0.174	0.227	0.269	0.313
510	0.163	0.212	0.253	0.297
520	0.155	0.199	0.238	0.282
530	0.148	0.188	0.225	0.267
540	0.142	0.176	0.213	0.253
550	0.137	0.167	0.203	0.240
560	0.134	0.161	0.194	0.230
570	0.131	0.155	0.186	0.221
580	0.129	0.151	0.181	0.213
590	0.128	0.148	0.177	0.206
600	0.127	0.145	0.172	0.200
610	0.126	0.143	0.169	0.194
620	0.126	0.142	0.165	0.189
630	0.125	0.140	0.162	0.184
640	0.125	0.139	0.159	0.179
650	0.125	0.139	0.155	0.175
660	0.125	0.138	0.152	0.171
670	0.125	0.138	0.151	0.167
680	0.125	0.138	0.150	0.164
690	0.126	0.137	0.150	0.163
700	0.126	0.136	0.150	0.162