

垂直な平版に沿う異相結晶成長層内の
輸送機構に関する研究

堀 隆 著

①

垂直な平板に沿う共存対流乱流境界層内の輸送機構に関する研究

稲垣照美

論文の内容の要旨

論文題目 垂直な平板に沿う共存対流乱流境界層内の
輸送機構に関する研究

氏名 稲垣照美

乱流共存対流の研究は歴史も浅く、特に垂直管内流では非常に多くの因子が伝熱・流動に影響を及ぼすため現象が複雑となる。また歴史的にも、乱流域では浮力の影響が無視できるとの先入観があったこと、さらに共存対流は特殊な流体や条件でのみ実現されるとの先入観があったことなどが研究上の障害として挙げられる。このこともあって、乱流共存対流についての理解は乱流強制対流や乱流自然対流の理解に比べ大きく立ち遅れて来た。しかし今日乱流共存対流は、常温・常圧下の水・空気といったごくありふれた条件・流体であっても実現され、しかも原子炉事故時の緊急冷却特性の評価等さまざまな伝熱機器の熱・流体設計と密接に関わっていることが次第に明らかになれつつある。

したがって本研究では、なるべく境界条件が単純で、しかも乱流共存対流固有の性格が顕著に現われる体系を選び出して集中的な検討を加えることにした。ここでは、等熱流束で加熱された垂直な平板に沿う自然対流に対し、同一方向

および逆方向に強制対流を流した、いわゆる並行流および対向流の共存対流について、その乱流熱伝達特性と乱流輸送機構を解明した。作動流体としては、プラントル数の異なる水および空気の2種類を用い、垂直な平板上を流れる自然対流および強制対流が単独でも乱流となる高修正レイリ数および高レイノルズ数の乱流共存対流を実現した。可視化を併用した伝熱実験を行ない、浮力と慣性力の相対的な大きさを広範囲に種々変化させた、いわゆる強制・自然共存対流乱流について実験および解析の両面から検討した。

まず水および空気を用いて、同一の実験体系の下で系統的な伝熱実験を行なうことにより、平板鉛直方向の熱伝達特性を調べた。その結果を並行流の場合図1に、また対向流の場合図2に示す。図1および図2は、縦軸に同一実験条件における強制対流と自然対流それぞれの熱伝達率で比較した熱伝達率比をとり、横軸に乱流共存対流を支配すると考えられるパラメータ、

$$Z [=Gr_c^*/(Nu_c Re_c^2 Pr_c^{-0.6})]$$

をとって伝熱実験結果を整理したものである。これらの図から明らかのように、乱流共存対流の熱伝達率は、並行流の場合、それと同一の修正レイリ数およびレイノルズ数で評価した乱流自然対流および乱流強制対流の熱伝達率よりも低下するのに対し、対向流の熱伝達率は逆に増加している。並行流の場合、壁面近傍の流れが自然対流によって加速されるにもかかわらず伝熱劣化の生じることは非常に興味深い現象が並行流共存対流域で生じていると言える。一方対向流の場合、自然対流と強制対流によって誘起された流れが相殺し合って実験範囲内のある条件の下で壁面近傍の平均速度が極めて低下する場合がある。にもかかわらず、こうした伝熱促進の生じることは極めて特異な現象が対向流共存対流域にも存在していることを示唆するものである。これらの現象に関しては、流体の熱物性値変化が影響しているのではなく、やはり乱流共存対流では、乱流自然対流や乱流強制対流のいずれでもない何等かの乱流構造の変化が引き

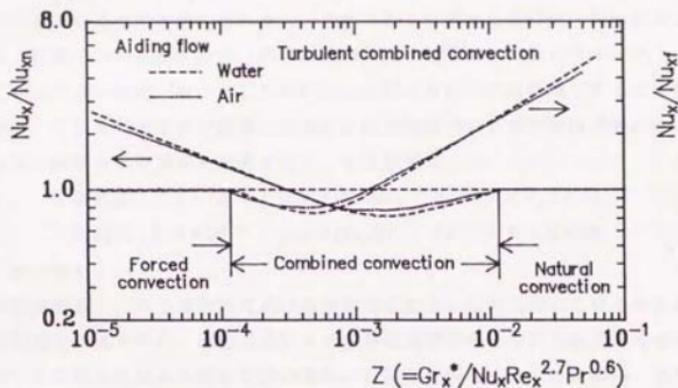


図1. 並行流乱流共存対流の熱伝達率

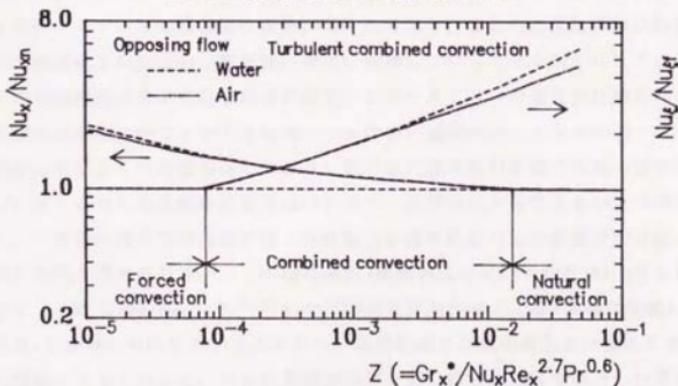


図2. 対向流乱流共存対流の熱伝達率

起こされているものと考えられる。またこれらの図から並行流・対向流および水・空気のかんを問わず、共存対流の乱流熱伝達は無次元パラメータ $Z [=Gr_*^*/(Nu_*Re_*^{2.7}Pr_*^{0.6})]$ を用いることにより統一的に整理できることがわかる。そして熱伝達率が強制対流および自然対流のいずれの熱伝達率にも一致しない領域を共存対流と定義すると、その領域は、

$$\text{並行流} : 1.2 \times 10^{-4} < Gr_*^*/(Nu_*Re_*^{2.7}Pr_*^{0.6}) < 1.2 \times 10^{-2}$$

$$\text{対向流} : 8.0 \times 10^{-6} < Gr_*^*/(Nu_*Re_*^{2.7}Pr_*^{0.6}) < 1.5 \times 10^{-2}$$

と判別できる。

本研究では、これら並行流における伝熱劣化あるいは対向流における伝熱促進の原因を探るために、感温液晶による伝熱面温度分布すなわち局所熱伝達率分布や水素気泡法による壁面近傍の流れの可視化を行なった。この結果、共存対流の乱流壁近傍領域においても強制対流や自然対流の乱流域で観察されるような大きなスケールの低温流体運動が発生しており、これらの流体運動が並行流の伝熱劣化や対向流の伝熱促進に密接に関連していることを明かにした。すなわち強制対流の乱流壁近傍領域に発生するバースティング現象と自然対流の乱流壁近傍領域に発生する大きなスケールの流体運動がレイノルズ応力や乱流熱流束に対し全く逆の寄与をしており、特に並行流共存対流域で両者の運動が互に打消し合う結果乱流輸送が不活性となり、伝熱劣化が生じるものと予想された。一方対向流共存対流域では、乱流輸送が活性化され伝熱促進が引き起こされたものと考えられるが、この場合逆流(強制対流の流れ方向と逆)の生じ始める $Z [=Gr_*^*/(Nu_*Re_*^{2.7}Pr_*^{0.6})]$ の領域が共存対流域の上限(強制対流域との境界)と良好に対応していることから、伝熱促進と逆流の発生とが極めて密接な関係にあると言える。さらに熱膜流速計と抵抗線式温度計を併用した速度場および温度場の定量的測定を試み、並行流共存対流の伝熱劣化は乱れの抑制の結果生じ、対向流共存対流の伝熱促進は乱れの増加に起因することを確認し

た。

さらに本研究では、壁面近傍に存在する大きなスケールの低温流体運動と熱伝達との関連を把握するために、ペネトレーションモデルによる伝熱解析を行った。ペネトレーションモデルは、壁面近傍の流体がある周期毎にその外側の低温流体により更新され、更新された流体は次の周期が始るまで伝熱面上に滞在し、運動量や熱の交換をする現象を模擬したものである。その結果、感温液晶により可視化された伝熱面上の低温模様が発生通過周期を流体塊の平均滞在時間としてペネトレーションモデルに代入すると、本モデルは並行流の伝熱劣化や対向流の伝熱促進を定性的のみならず定量的にも良好に予測できることが明らかになった。このことから並行流共存対流の伝熱劣化は、伝熱面と壁面近傍へ侵入した低温流体塊との間で熱交換が不活性になることが原因であると考えられた。

以上本研究で得られた一連の知見は、他の共存対流例えば垂直管内流などの伝熱・流動機構を考える上で重要な情報を与えるものであり、工業的見地からは各種高温伝熱機器の熱設計を行なう上で重要な基礎的資料となるであろう。また工学的な見地から見れば、乱流共存対流は強制対流と自然対流の乱流輸送機構の相違を調べるための格好な研究対象となり得るものであり、本結果は強制-共存-自然対流全領域を網羅する統一的な乱流モデルの開発など、今後この方面の研究の進展に資するところ大と考えられる。

目次

図表一覧	6
写真一覧	11
記号表	12
第1章 緒言	
1. 1 はじめに	17
1. 2 従来の研究	22
1. 2. 1 乱流強制対流と乱流自然対流	22
1. 2. 2 層流共存対流	27
1. 2. 3 乱流共存対流	29
1. 3 共存乱流の輸送方程式に対する考察	40
1. 3. 1 共存乱流の基礎方程式	40
1. 3. 2 $\partial \bar{u} / \partial y > 0$ である流動領域について	51
1. 3. 3 $\partial \bar{u} / \partial y < 0$ である流動領域について	54

1. 4	本研究の目的	57
------	--------	----

1. 4. 1	垂直な平板に沿う共存乱流	57
---------	--------------	----

1. 4. 2	共存乱流の課題と本研究の目的・意義	59
---------	-------------------	----

a.	共存乱流の伝熱特性	59
----	-----------	----

b.	共存乱流域の定義	60
----	----------	----

c.	共存乱流の流動特性	61
----	-----------	----

第2章 実験装置および測定法

2. 1	実験装置製作にあたって	75
------	-------------	----

2. 2	実験装置	62
------	------	----

2. 2. 1	水並行流の装置	77
---------	---------	----

2. 2. 2	水対向流の装置	78
---------	---------	----

2. 2. 3	空気の装置	79
---------	-------	----

2. 3	流れ場の検定	80
------	--------	----

2. 4	測定法	83
------	-----	----

2. 4. 1	伝熱実験	83
---------	------	----

2. 4. 2	流体の速度場・温度場の測定	85
---------	---------------	----

2. 4. 3	感温液晶による伝熱面温度場の可視化	87
---------	-------------------	----

2 . 4 . 4	水素気泡法による伝熱面近傍の流れの可視化	89
-----------	----------------------------	----

第3章 共存対流の乱流熱伝達

3 . 1	強制対流および自然対流の乱流熱伝達	101
3 . 1 . 1	強制対流の乱流熱伝達	101
3 . 1 . 2	自然対流の乱流熱伝達	105
3 . 2	並行流の乱流熱伝達	107
3 . 2 . 1	層流 - 乱流の判別	107
	—— 層流域の熱伝達をも含む ——	
3 . 2 . 2	局所熱伝達率分布	109
3 . 3	対向流の乱流熱伝達	113
3 . 3 . 1	層流 - 乱流の判別	113
3 . 3 . 2	局所熱伝達率分布	114
3 . 4	共存乱流の熱伝達率整理	118
3 . 4 . 1	無次元パラメータの導入	118
3 . 4 . 2	プラントル数の影響	122
3 . 5	共存乱流の定義と領域判別	125

第4章 乱流輸送機構

4.1	まえがき	172
4.2	伝熱面温度分布の可視化	173
4.3	伝熱面近傍の流れの可視化	181
4.4	速度場および温度場の測定	186
4.4.1	並行流の速度分布とその変動量	181
4.4.2	並行流の温度分布とその変動量	189
4.4.3	対向流の温度分布とその変動量	190
4.4.4	並行流の乱流輸送機構	191

第5章 ベネトレーションモデルによる伝熱解析

5.1	まえがき	223
5.2	ベネトレーションモデル	224
5.3	解析手法	227
5.4	解析結果	230

第 6 章 結 言	243
参 考 文 献	247
謝 辞	258

図表一覽

- 表 1-1 共存乱流の伝熱実験
- 図 1-1 垂直管内並行流乱流共存対流の熱伝達率整理
- 図 1-2 垂直管内対向流乱流共存対流の熱伝達率整理
- 表 1-2 垂直管内共存乱流の伝熱実験式
- 表 1-3 共存乱流の流動実験
- 表 1-4 共存乱流の解析的研究
- 図 1-3 共存乱流の座標系
- 図 1-4 速度変動に及ぼす浮力の影響(並行流)
- 図 1-5 速度変動に及ぼす浮力の影響(対向流)
- 表 1-5 乱流諸量に及ぼす浮力の効果 ($\partial \bar{u} / \partial y > 0$ 域)
- 表 1-6 乱流諸量に及ぼす浮力の効果 ($\partial \bar{u} / \partial y < 0$ 域)
- 図 1-6 浮力と乱流諸量の相関関係
- 図 2-1 並行流の実験装置(水)
- 図 2-2 対向流の実験装置(水)
- 図 2-3 空気の実験装置
- 表 2-1 実験装置諸元
- 図 2-4 伝熱面に平行方向の平均速度およびその変動量
(装置 2-1)
- 図 2-5 伝熱面に平行方向の平均速度およびその変動量
(装置 2-2)
- 図 2-6 伝熱面に平行方向の平均速度およびその変動量
(装置 2-3)
- 図 2-7 W型ホットフィルムプローブ
- 図 2-8 ホットフィルムプローブ校正ルーブ
- 図 2-9 壁面近傍流動構造イラスト
- 図 3-1 強制対流乱流熱伝達(装置 2-1)

- 図 3-2 強制対流乱流熱伝達 (各伝熱相関式の比較)
- 表 3-1 各伝熱相関式の比較
- 図 3-3 強制対流乱流熱伝達 (装置 2-2)
- 図 3-4 強制対流乱流熱伝達 (装置 2-3)
- 図 3-5 自然対流乱流熱伝達 (装置 2-1)
- 図 3-6 自然対流乱流熱伝達 (装置 2-2)
- 図 3-7 自然対流乱流熱伝達 (装置 2-3)
- 図 3-8 並行流共存対流の層流熱伝達
- 図 3-9 並行流共存対流の伝熱面温度分布
(伝熱面熱流束一定、水)
- 図 3-10 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
(伝熱面熱流束一定、水)
- 図 3-11 並行流共存対流の伝熱面温度分布
(主流速度一定、水)
- 図 3-12 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
(主流速度一定、水)
- 図 3-13 並行流共存対流の伝熱面温度分布
(伝熱面熱流束一定、空気)
- 図 3-14 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
(伝熱面熱流束一定、空気)
- 図 3-15 並行流共存対流の伝熱面温度分布
(主流速度一定、空気)
- 図 3-16 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
(主流速度一定、空気)
- 図 3-17 自然対流基準並行流共存対流乱流熱伝達 (水)
- 図 3-18 自然対流基準並行流共存対流乱流熱伝達 (空気)
- 図 3-19 強制対流基準並行流共存対流乱流熱伝達 (水)
- 図 3-20 強制対流基準並行流共存対流乱流熱伝達 (空気)

- 図 3-21 対向流共存対流の伝熱面温度分布
(伝熱面熱流束一定、水)
- 図 3-22 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
(伝熱面熱流束一定、水)
- 図 3-23 対向流共存対流の伝熱面温度分布
(主流速度一定、水)
- 図 3-24 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
(主流速度一定、水)
- 図 3-25 対向流共存対流の伝熱面温度分布
(伝熱面熱流束一定、空気)
- 図 3-26 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
(伝熱面熱流束一定、空気)
- 図 3-27 対向流共存対流の伝熱面温度分布
(主流速度一定、空気)
- 図 3-28 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
(主流速度一定、空気)
- 図 3-29 自然対流基準対向流共存対流乱流熱伝達(水)
- 図 3-30 自然対流基準対向流共存対流乱流熱伝達(空気)
- 図 3-31 強制対流基準対向流共存対流乱流熱伝達(水)
- 図 3-32 強制対流基準対向流共存対流乱流熱伝達(空気)
- 図 3-33 $Gr^*/Nu.Re^*$ による並行流共存対流の
熱伝達率整理(水)
- 図 3-34 ξ による並行流共存対流の熱伝達率整理(水)
- 図 3-35 ξ による並行流共存対流の熱伝達率整理(水)
- 図 3-36 ξ による並行流共存対流の熱伝達率整理(空気)
- 図 3-37 ξ による対向流共存対流の熱伝達率整理(水)
- 図 3-38 ξ による対向流共存対流の熱伝達率整理(空気)
- 図 3-39 ξ による並行流共存対流の熱伝達率整理

- 図 3-40 Z による対向流共存対流の熱伝達率整理
- 図 3-41 共存対流の領域判別マップ (水)
- 図 3-42 共存対流の領域判別マップ (空気)
- 表 4-1 伝熱面温度分布の可視化実験条件
- 図 4-1 低温模様 of 伝熱面平均通過周期
- 図 4-2 低温模様の平均空間スケール
- 図 4-3 対向流共存対流の順流率
- 表 4-2 伝熱面近傍の流れの可視化実験条件
- 表 4-3 速度場および温度場の測定条件
- 図 4-4 (a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均速度分布
(伝熱面熱流束一定)
- 図 4-4 (b) 並行流共存対流乱流境界層内の速度乱れ分布
(伝熱面熱流束一定)
- 図 4-5 (a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均速度分布
(主流速度一定)
- 図 4-5 (b) 並行流共存対流乱流境界層内の速度乱れ分布
(主流速度一定)
- 図 4-6 (a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均温度分布
(伝熱面熱流束一定)
- 図 4-6 (b) 並行流共存対流乱流境界層内の温度乱れ分布
(伝熱面熱流束一定)
- 図 4-7 (a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均温度分布
(主流速度一定)
- 図 4-7 (b) 並行流共存対流乱流境界層内の温度乱れ分布
(主流速度一定)
- 図 4-8 対向流共存対流乱流境界層内の平均温度分布
(主流速度一定)
- 図 4-9 対向流共存対流乱流境界層内の温度乱れ分布

(主流速度一定)

- 図 4-10 並行流共存対流乱流境界層内の流れ方向
乱流熱流束分布
- 図 4-11 並行流共存対流乱流境界層内の u' , t' 象現
寄与率
- 図 5-1 ベネトレーションモデル概念図
- 図 5-2 ベネトレーションモデルによる並行流共存対流
の熱伝達率計算結果
- 図 5-3 ベネトレーションモデルによる対向流共存対流
の熱伝達率計算結果
- 図 5-4 ベネトレーションモデルによる並行流共存対流
の平均速度分布計算結果
- 図 5-5 ベネトレーションモデルによる並行流共存対流
の平均温度分布計算結果
- 図 5-6 ベネトレーションモデルによる対向流共存対流
の平均速度分布計算結果
- 図 5-7 ベネトレーションモデルによる対向流共存対流
の平均温度分布計算結果

写真一覧

- 写真1 感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(強制対流域, $Z = 1.20 \times 10^{-2}$)
- 写真2 感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(自然対流域, $Z = 1.64 \times 10^{-2}$)
- 写真3 感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(共存対流域, $Z = 3.89 \times 10^{-1}$)
- 写真4 感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(共存対流域, $Z = 3.89 \times 10^{-1}$)
- 写真5 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(強制対流域, $Z = 8.0 \times 10^{-3}$)
- 写真6 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(自然対流域, $Z = 1.0 \times 10^{-2}$)
- 写真7 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(共存対流域, $Z = 3.50 \times 10^{-1}$)
- 写真8 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(共存対流域, $Z = 2.0 \times 10^{-3}$)
- 写真9 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(共存対流域, $Z = 3.0 \times 10^{-3}$)
- 写真10 水素気泡法による並行流共存対流の伝熱面近傍流動構造の可視化(強制対流域, $Z = 5.05 \times 10^{-3}$)
- 写真11 水素気泡法による並行流共存対流の伝熱面近傍流動構造の可視化(自然対流域, $Z = 1.60 \times 10^{-2}$)
- 写真12 水素気泡法による並行流共存対流の伝熱面近傍流動構造の可視化(共存対流域, $Z = 7.24 \times 10^{-1}$)

記号表

記号

C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{21} , C_{22} , C_{23} : 代数応力モデル定数

C_f : 摩擦係数

C_p : 比熱

D : 円管直径

f_r : サンプリング周波数

G : 浮力による生成項 (K方程式)

G_{ij} : 浮力による生成項 (u' , v' 方程式)

g_i : 重力加速度

Gr_a : グラスホフ数

$$\frac{g \beta \Delta T X^3}{\nu^2}$$

Gr_a^* : 修正グラスホフ数

$$\frac{g \beta q_w X^4}{\kappa \nu^2}$$

h : 熱伝達率

$$\frac{q_w}{(T_w - T_\infty)}$$

K : 乱流運動エネルギー $(u_i'^2 + u_j'^2 + u_k'^2) / 2$

l : 管長あるいは長さスケール

Nu_a : ヌセルト数

$$\frac{h X}{\kappa}$$

Nu_ξ : ヌセルト数

$$\frac{h \xi}{\kappa}$$

n_d : サンプリング個数

P : 圧力、せん断力による生成項 (K方程式)

P_{ij} : せん断力による生成項 (u' , v' 方程式)

p' : 圧力変動

Pr : プラントル数

$$\frac{\nu}{\alpha}$$

q : 熱流束

Ra_x : レイリ数

$$Gr_x \cdot Pr$$

Ra_x^* : 修正レイリ数

$$Gr_x^* \cdot Pr$$

Re_x : レイノルズ数

$$\frac{U_\infty X}{\nu}$$

Re_ξ : レイノルズ数

$$\frac{U_\infty \xi}{\nu}$$

T : 温度

t' : 変動温度

t'^2 : 温度変動強度

$$(t')^2$$

U_i : 速度

u_i' : 変動速度

u^* : 摩擦速度

$u_i' u_j'$: 速度変動相関

$u_i' t'$: 乱流熱流束

X : 伝熱面下端からの高さ

: 主流方向

X_i : 座標系

y : 伝熱面からの距離

: 伝熱面に垂直方向

Z : スパンサイズ

: 伝熱面に平行方向

ギリシャ記号

- α : 熱拡散率
 β : 体積膨張率
 γ : 順流率、代数応力モデル定数
 ΔT : 温度差
 δ : 速度境界層厚さ
 ϵ, ϵ_{ij} : 散逸率

$$T_w - T_\infty$$

Z : 無次元パラメータ

$$\frac{Gr_s^*}{Nu_s Re_s^{2/3} Pr^{0.4}}$$

ξ : 無次元パラメータ

$$\frac{Gr_s^*}{Nu_s Re_s^{2/3}}$$

θ : 温度境界層厚さ

λ : 低温流体塊のスパン方向間隔 (空間スケール)

λ^* : 無次元空間スケール

$$\frac{\lambda u^*}{\nu}$$

λ^{\prime} : 無次元空間スケール

$$\left(\frac{\epsilon \beta q_w \lambda^{\prime}}{\kappa \nu^2} \right)^{1/3}$$

κ : 熱伝導率

ν : 動粘性係数

ξ : 仮想前縁を仮定した伝熱面長さスケール

$\pi_{11.1.1}, \pi_{11.1.2}, \pi_{11.1.3}$:

速度場の圧力・ひずみ相関項

$\pi_{11.2.1}, \pi_{11.2.2}, \pi_{11.2.3}$:

温度場の圧力・スカラー勾配相関

ρ : 密度

τ : 低温流体塊運動の時間スケール

添字

- c : ダクト中央部
: 熱伝導による損失伝熱面熱流束
- d : 円管直径
- f : 強制対流
: 膜温度による評価
- i、j、k : テンソル指標
- in : 入口
- m : バルク平均
- n : 自然対流
- R : 低温流体塊の伝熱面での時間スケール
- r : ふく射による損失伝熱面熱流束
- t : 乱流
- w : 伝熱面あるいは壁面
- x : 高さ X 地点
- ∞ : 主流
- : 時間平均値
- + : 無次元量
- : 無次元量
- : 変動成分
- * : 修正およびスリップ

第 1 章 緒 言

1. 1 はじめに

対流伝熱を大きく2つに分類せよと言われたとき、専門家のみならず多くの人々が、ためらわず強制対流と自然対流の2つを挙げるであろう。それほどに強制対流と自然対流は我々にとって身近で、しかも代表的な対流である。実際、現在に至るまで数多くの研究者達の関心を呼び、さまざまな体系、境界条件の下で活発な研究が展開され、学問的な体系が整理されているのは上記対流以外にないと言えらるだろう。このため一般的な対流伝熱問題を解くに当っては、まずそれが強制対流か自然対流かを区別し、しかる後におのおのの分野で得られた相関式を基に、例えば熱伝達率や圧力損失を計算するといった方法が広く採用されている。

しかし、考えてみれば熱移動を伴う強制対流場であれば、流体中に必ず温度差があり、それが重力の作用する地上であれば大きい小さいかは別にして浮力が必然的に発生する。この見地からすれば、我々が通常取り扱っている強制対流伝熱問題は、広義には、全て浮力が伴う流れすなわち自然対流が共存した対流伝熱問題と考えることができる。したがって強制対流は共存対流のうち浮力が無視し得るほど小さな1つの極限の状態であると考えることができる。一方ある限られた条件の下での自然対流、すなわち強制対流と共存する自然対流には浮力が他の駆動力に比べ圧倒的に大きくなる領域が存在する。このような場合、その自然対流は共存対流のもう1つの極限であると規定し得る。

このような視点をとるならば、今まで数多くの研究者

によって得られてきた強制対流や自然対流に関する種々の相関式等は、ある限定された条件、すなわち浮力が無視できる、もしくは圧倒的に大きいといった条件でのみ有効である。したがってこれらの条件が一体どのような場合に満たされるのか把握しておくことは極めて重要と思われる。この条件を探るためには、浮力と慣性力の相対的な大きさを種々変化させた、いわゆる自然・強制共存対流についての解析や実験が必要不可欠である。しかし、共存対流研究の歴史を省みたとき、上記の問題に対し現状は極めて不十分であると言わざるを得ない。しかも流れが乱流の場合には、実験が困難なこともあって、限られた実験体系の下でしか研究が行なわれていないのが現状である。

さて、このような共存対流、人によっては複合対流とも呼ぶ、という述語あるいはその存在が伝熱研究者の間で一般的に認知されるようになったのは、対流伝熱の長い歴史に比べるとごく最近、すなわち1970年代にはいつて以来である。それ以前は、例えば対流伝熱の創世期には、W. H. McAdams (1954) がその著名な教科書で、「強制対流と自然対流のいずれが支配的か不明の場合、強制対流と自然対流の両方の相関式を用いて熱伝達率を計算し、そのうち大きい方を採用する。」と記述したように、全てを強制対流か自然対流のいずれかに区別して考える方が一般的であったし、またその後「 \dots に及ばず浮力の影響」という表現が盛んに使われてきた。すなわち強制対流を主とし、それに浮力の影響が副次的に加わっていると考えるのが一般的であった。

共存対流あるいは複合対流という述語が対流伝熱の1

つのジャンルを表す言葉として定着したのは、前述のと
うり70年代に入り層流共存対流の解析的研究が盛んに行
なわれて以来である。しかし、この頃共存対流と言え
すなわち層流共存対流のことであり、乱流においては浮
力の影響は無視し得るものと信じられていた。例えば
W. H. Kays (1980)の教科書を始め、現在でも多くの教科書に
繰り返しこのような記述がなされている。

しかしながら1970年代以降になると超臨界圧ボイラの
開発に関連して、超臨界圧流体を用いた垂直管内流の特
に乱流域における実験が相次いで行なわれるようになって
きた。その結果、加熱管内に垂直上方に流体を流した場
合、
- このとき自然対流と強制対流は同じ向きに流れるこ
とになるから、以後本研究では並行流と称す - その熱
伝達率は同一のレイノルズ数 Re_s から計算した強制対流
の熱伝達率よりも大幅に低下し、逆に加熱管内に垂直下
方に流体を流した場合、
- このとき自然対流と強制対流の向きが逆になること
から対向流と呼ぶ - その熱伝達率は強制対流の熱伝達
率よりもかえって増加するという興味ある現象が見い出
された。これら従来の研究については、次章で詳しく紹
介するが、少なくともこれらの事実は乱流状態におい
ても強制対流と異なる流れ、すなわち共存対流が存在
することを初めて明らかにした点で歴史的意義を有し
ていると言える。

一方、このような共存対流研究の歴史の浅さにもか
かわらず、共存対流が重要な関心事となっている工業
分野は最近ますます拡大の一端をたどっている。例え
ば地下資源開発に関連して、油田開発用のボーリング
マシンの冷却や、あるいは地下の高温岩体へ水を注
入して発生す

る熱水を発電利用する際に、冷却・抽熱性能が当初予想していた値以下になるのは、共存対流の発生が原因していると言われている。また原子力利用に関連して、高温ガス炉や加圧水炉において何らかの原因で冷却流量が減少するという事故が起きた場合、燃料棒周辺の流れは共存対流状態となり、この状態での冷却特性の把握が安全設計上重要になって来るであろう。また半導体工業においても、例えばCVD(化学気相蒸着)によって均一な厚さの蒸着膜を基盤上に形成するとき、基盤上の流れが共存対流状態になり、二次流れの発生によって均一な膜形成が阻害されることが問題となっている。これらの他にも、電子機器内に置かれたプリント基盤からの放熱設計、ソーラコレクターの漏洩熱評価などに関連して、共存対流の流動・伝熱が問題とされるなど、今後も多くの分野で共存対流に対する関心が高まることは容易に想像できる。

しかし、このような実用上の要請にもかかわらず共存対流の研究は非常に遅れていると言わざるを得ない。現在までに行なわれてきた研究のほとんどは数値解析や実験が比較的容易な、垂直な平板に沿う並行流層流共存対流や水平・垂直管内の層流共存対流を対象としたもので、例えば逆流の発生する可能性のある対向流や、さらには乱流共存対流を対象とした研究は測定や解析の困難さもあって、わずかな数の報告がなされているに過ぎない。特に本研究で取り扱う乱流共存対流に関しては、従来の研究のほとんどが垂直管内流を対象にしており、局所熱伝達率や管内流速分布の測定などがいくつか行なわれているだけである。

このように乱流共存対流の研究が顕著な進展をみなか
つた原因には、前述したように乱流域では浮力の影響が
無視できるとの先入観があったこと、さらには超臨界圧
流体に代表されるように、共存対流はあくまでも特殊な
流体や条件下で実現されると考えられていたことなどが
挙げられる。しかし今日共存乱流は常温、常圧下の水、
空気といったごくありふれた条件、流体であっても実
体設計と密接に関わっていることが次第に明らかにな
つてきた。したがって共存乱流の伝熱・流動特性を解
明することは、工学的にも、また工業的見地からも重
要であると言わざるを得ない。そこで、本研究の具体
的な研究目標や意義を述べる前に次節では、強制対流、
自然対流をも含む従来の共存対流研究について概説し、
何が明らかになり、何が問題点として残されているか
について、詳しく述べて行くことにする。

1. 2 従来の研究

前節では、強制対流とある限られた条件での自然対流が広義の共存対流の1つの極限に位置することを述べた。しかし現在の段階では、共存対流についての知識は強制対流や自然対流で得られたそれに比べ質・量ともに圧倒的に不十分な状況にあることもまた確かである。したがって共存対流とくに乱流共存対流の理解に当っては、その極限である乱流強制対流あるいは乱流自然対流について得られた知識を活用することが必要不可欠と思われる。そこで、まず乱流強制対流および乱流自然対流研究の現状を簡単に振り返ってみることにする。

1. 2. 1 乱流強制対流と乱流自然対流

乱流強制対流研究の歴史は、19世紀中後期のHagenやReynoldsの実験に遡るように非常に古く、現在までに蓄積された知識は相当量にのぼる。このため、研究の歴史的発展過程については他の適当な成書(例えば谷(1980))に譲ることにして、ここでは比較的最近の進歩について概観する。

まずS. J. Kline et al. (1967)やH. T. Kim et al. (1971)らは、乱流境界層流に対し水素気泡法あるいはスモークワイヤ法を用いて流れの可視化を行なった結果、従来層流底層といわれていた壁面近傍にも統計的に秩序だった乱流運動の存在していることを初めて明らかにした。そしてこのような(準)秩序的な乱流運動を、パースティング現象と名付けた。その後、各種の乱流計測により、パースティング現象が壁面近傍のストリーク構造や間欠的

な乱れの生成を引き起こす上で重要な役割を果たしていること、あるいはこれらの流体運動はスケールがかなり大きく時間的・空間的にも秩序性を有し、運動量輸送を実質上支配していることなど、多くの実験的事実が明らかになった。これには、VITA法を始めとするサンプリング手法の確立も大きく貢献していると言える。また最近では、3次元画像処理を用いた計測法が開発され、高次の乱流統計量を実験的に把握することも可能となってきた。こうした大規模流体運動は、乱流熱輸送に対しても当然重要な役割を果たしているものと考えられ、例えば笠木(1980)、入谷ら(1982)、(1985)は、伝熱面に感温液晶を塗布し、伝熱面温度分布を可視化することによって、乱流強制対流における熱と運動量輸送機構の関係を実験的に検討している。

一方これら乱流強制対流に関する実験結果を踏まえ、さまざまな乱流のモデル化が試みられた。乱流伝熱に関する数値解析の研究動向についてはB.E.Launder(1988)がまとめているので詳細については譲るが、強制対流の乱流熱伝達に関しては二方程式モデルや応方程式モデルなどの手法(例えばW.P.Jones & B.E.Launder(1972)、(1973)、K.Hanjalic & B.E.Launder(1976))が数多く開発され、工学的な分野に広く応用されている。さらに最近では、乱流プラントル数 Pr_t をも数値的に求める温度場二方程式モデルも開発され始めている(例えば長野・金(1987))。またコンピュータの進展に伴い、大規模渦シミュレーション法LES(例えば狩野ら(1984))や直接数値シミュレーション法DNS(例えばP.Moin & J.Kim(1982))を利用した高次の乱流統計量の計算が可能となり、実験

結果との直接比較ができるようになった。

このように乱流強制対流については、熱・運動量輸送現象の理解が進み、また種々の乱流モデルの開発によって、かなり複雑な体系の乱流場であっても解析的に流速分布や熱伝達率等の予測がある程度可能な状況となっている。一方、これとは異なり乱流自然対流に関する研究は遅れていると言わざるを得ない。乱流自然対流の初期の研究は、そのほとんどが垂直な平板上の局所熱伝達率を測定したもので、例えば G. C. Vliet & C. K. Liu (1969) は水、R. Cheesewright (1968) は空気、また T. Fujii et al. (1970) はスピンドル油をそれぞれ作動流体として熱伝達率を測定し、伝熱相関式を得ている。これ以外の速度分布や乱流変動諸量の測定も同じ頃 R. Cheesewright (1968)、G. C. Vliet & C. K. Liu (1969)、R. R. Smith (1973) などが熱線流速計を用いて行なっているが、実験結果の信ぴょう性は低いとみられている。これは、速度の絶対値が小さいことに加え、温度変動が伝熱面温度と主流体温度との差の約 70% にも達する程大きく、速度変動と温度変動信号とを正しく分離することが当時の技術では困難であったことが最大の理由として挙げられる。しかし、最近のコンピュータを利用した計測技術の進歩あるいはレーザドップラ流速計 (LDV) の導入などにより、自然対流乱流境界層内の速度場・温度場について精度の高い測定が次第に可能となりつつある。例えば宮本ら (1982)、M. Miyamoto et al. (1982) は、LDV を使用して境界層内の平均速度分布やレイノルズ応力、乱流熱流束などを測定している。また辻・長野 (1988)、T. Tsuji & Y. Nagano (1988) は、V 型熱線による測定を乱流自然対流に試みて

いる。その結果、両者の測定データに多少の差が見られるものの、自然対流乱流境界層内のレイノルズ応力は、最大速度位置でもゼロとはならず、この位置より外側のいわゆる外層で極大値を示すことなどが明らかになった。またレイノルズ応力 ($-\rho \overline{u'v'}$) の符号が、境界層のほぼ全域に亘り強制対流とは逆、すなわち負になることが明らかにされた。また、辻ら(1988)はレイノルズ応力の測定結果から乱流プラントル数 Pr_t が最大速度位置を境として正負逆転し、この位置で不連続な分布をとることを指摘している。これらの事実は、乱流自然対流のモデル化を進める上で有益な基礎データを提供するものと思われる。また、乱流自然対流の熱輸送を大規模流体運動の見地から解明しようとする試みもなされている。K. Kitamura et al. (1985) は、感温液晶法および水素気泡法を用いて伝熱面の温度分布および伝熱面近傍の流れの可視化を行ない、自然対流の乱流境界層内に、乱流強制対流よりもさらにスケールの大きな流体運動が存在することを報告している。

一方解析的な研究は、モデリングの基礎となるべき実験データの蓄積が充分でないこともあって、強制対流の解析に比べはるかに遅れている。藤井 & 藤井(1977)、(1978) は、垂直な平板に沿う自然対流乱流境界層流を一方程式モデルを用いて解析した。その結果、熱伝達率などは既存の実験値と良好に一致するものの、レイノルズ応力や乱流諸量についてはかなり実験値との差が大きい。また O. A. Plumb & L. A. Kennedy (1977) および S. J. Lin & S. W. Churchill (1978) は、強制対流の乱流モデルとして開発された W. P. Jones & B. E. Launder (1972)、(1973) の

二方程式モデルに浮力項を付加して乱流自然対流の解析を試みている。藤井ら(1977)、(1978)の解析と同様熱伝達率の解析結果は実験値と良い一致を見せているが、レイノルズ応力やその他の乱流諸量については実験値との差が大きい。またこれらの二方程式モデルは勾配拡散型のモデルであり、このモデルをそのまま乱れの生成項 $(-\rho \overline{u'v'}) \partial U / \partial y$ が負になる乱流自然対流へ適用することには問題がある。また S. J. Lin & S. W. Churchill (1978) のモデルでは浮力項を勾配拡散で与えており、これを充分発達した流れ場に適用した場合、浮力による生成項が実際より小さく見積もられる可能性がある。このことから勾配拡散を仮定しないモデルの開発が最近試みられつつある。例えば W. M. To & J. A. C. Humphrey (1986) は代数応力モデルをまた股ら(1989)は乱流プラントル数 Pr_t を直接仮定しない速度場・温度場連成二方程式モデルを用いた乱流自然対流の解析を行なっている。しかもこのモデルでは、乱れの生成項が負となる領域を浮力によって誘起される変動成分を考慮することによって再現している。しかし、彼らのモデルが果たして乱流自然対流の輸送機構を正しく記述しているかどうかについては、比較すべき自然対流の乱流変動成分に関する測定値が圧倒的に少ない。このためモデルの適否の判定およびモデル定数を確定できるには至っていない。

以上述べてきたように、乱流強制対流の研究の進歩に比較して、乱流自然対流に対する理解はまだまだ不十分であると言える。このことが、以下で述べる乱流共存対流研究を推し進める上で大きな障害の1つになっている。さて次に、本研究の主題である共存乱流の研究現状につ

いて述べて行くことにするが、まず共存対流の研究は層流共存対流から始められたことから、これについて簡単に記し、その後共存乱流について触れる。

1. 2. 2 層流共存対流

これまで層流共存対流に関しては、実験的な研究よりもむしろ解析を中心とした研究が数多く行なわれてきた。まず等温壁境界条件の場合、垂直な平板に沿う流れについては、J. R. Lloyd & E. M. Sparrow (1970) や J. Gryzagoridis (1975) らが、また垂直な加熱円管内流れについては、T. S. Chen et al. (1975)、(1980) が相似変数法による解析をそれぞれ行なっている。一方等熱流束で加熱された垂直平板上の層流共存対流については、P. H. Oosthuizen & R. Hart (1973) や G. Wilks (1973) により解析が行なわれている。いずれの研究においても、自然対流と強制対流の向きが同じ並行流の場合には、その熱伝達率は強制対流単独の場合よりも促進される結果が得られている。これは、自然対流によって壁面近傍の流れが加速されるためである。一方自然対流と強制対流の向きが逆の対向流では、浮力によって伝熱面近傍の流れが減速される結果、熱伝達率は強制対流の熱伝達率よりも低下する結果が得られている。

このように層流共存対流の場合、浮力の方向によって伝熱面近傍の流れが加速・減速されるため当然熱伝達率は強制対流のそれとは異なってくる。したがって一体どのような条件で浮力の影響が無視できるか、逆に無視できないかを明確にしておくことが必要である。このことから J. Gryzagoridis (1975) は、等温状態に加熱された

垂直平板に沿う並行流共存対流について解析を行ない、その熱伝達率が強制対流および自然対流の熱伝達率と異なる領域を共存対流域と定義し、領域判別を行なった。その結果は、以下に示すとおりである。

$$\text{自然対流域} \quad 3 < \frac{Gr_s}{Re_s^2} \quad (1-1)$$

$$\text{共存対流域} \quad 0.1 < \frac{Gr_s}{Re_s^2} < 3 \quad (1-2)$$

$$\text{強制対流域} \quad 0.1 > \frac{Gr_s}{Re_s^2} \quad (1-3)$$

上式で用いられたパラメータ Gr_s/Re_s^2 は、次元解析により導出し得る浮力と慣性力の比を表す無次元パラメータである。式(1-1)および(1-3)で表される領域では、その熱伝達率はそれぞれ自然対流および強制対流の熱伝達率と一致する。

一方垂直な平板に沿う層流共存対流については実験的な研究もいくつか行なわれている。例えば、

Ramachandran et al. (1985) は並行流・対向流の両方の場合について平板近傍の速度分布を計測した結果、速度分布は従来の解析解と良好に一致することを報告している。また J. Gryzagoridis (1975) は、垂直な平板に沿う並行流層流共存対流の実験的な研究を行なっており、熱伝達率や平均速度分布などの実験結果が J. R. Lloyd & E. M. Sparrow (1970) や P. H. Oosthuizen & R. Hart (1973) の解析結果と良く一致することを確認した。このように層流の共存対流とくに垂直な平板に沿う流れについては相当程度研究が進んでおり、流れが三次元となる水平平板や水

平管内流についても近いうちに解析解を得ることが可能となるであろう。したがって共存対流の興味の中心は、その現象の特異さあるいは実際上の要請から考えても乱流共存対流であると言っても過言ではない。そこで次節では、この乱流共存対流について詳しく述べて行くことにする。

1. 2. 3 乱流共存対流

乱流共存対流に関する研究は、相対的に実験が容易な垂直管内流から始っており、ここではその歴史に沿って議論を進める。

まず B.S. Petukhov et al. (1968), (1977), (1982) は、加熱された垂直円管の中に水・空気を鉛直上方および下方に流した場合について熱伝達率の測定を行なっている。その結果、鉛直上方に作動流体を流した並行流の場合、流量を一定に保ちながらグラスホフ数 Gr_s を増加させていくと、グラスホフ数 Gr_s がある値以上で熱伝達率が顕著に低下し、それ以上のグラスホフ数 Gr_s になると再び熱伝達率が回復し始めることを見出した。一方作動流体を流下させた対向流の場合、並行流のような特異な熱伝達率の変化は全く観察されず、流量一定の条件下では熱伝達率がグラスホフ数 Gr_s の増加とともに単調に増加するという結果を得ている。また空気を用いて平板上の並行流の実験を行なった W.B. Hall & P.H. Price (1970)、超臨界圧の水を用いて並行流および対向流の実験を行なった M.J. Watt & C.J. Chou (1982)、一方対向流のみを実験的に研究した J.D. Jackson & J. Fewster (1977)、B.P. Axcell & W.B. Hall (1978)、J.P. Easby (1978)、武石ら

(1984)および管内のせん断応力の挙動に着目して解析的に並行流・対向流の共存乱流を研究した田中ら(1973)、(1986)、(1989)も、B.S.Petukhov et al.(1968)、(1977)、(1982)と同様な結果を報告している。

以上述べた垂直管内および平板上共存乱流に関する従来の伝熱実験を表にして年代順にまとめたのが表1-1である。表1-1は、それぞれの研究者毎に実験条件、レイノルズ数 Re_s ・グラスホフ数 Gr_s の範囲および並行流・対向流の別を示したもので、これから共存乱流研究の歴史を概観することができる。また、実験結果を整理するために各研究者が用いた無次元数を併せて掲載した。この表から明らかのように、レイノルズ数 Re_s やグラスホフ数 Gr_s の定義の仕方あるいはそれらを定義する際に基準とした物性値の評価法など、各研究者間で全く統一がとれていない。このことが共存乱流の伝熱特性を系統的に把握する上で、大きな障害となっていることを指摘しておく。しかし、何らかの形で従来の共存乱流の熱伝達測定結果を整理しておくことが必要であろう。そこで、本論文ではこれら原著論文で与えられた実験条件を参考にして一連の伝熱実験データを $Nu_s/Nu_{s,c}$

$Gr_s/Re_s^{2.1}/Pr^{0.5}$ または $Gr_s/Re_s^{2.1}Pr^{0.5}$ 数平面上に再整理し直してみた。その結果を並行流の場合について図1-1、また対向流の場合について図1-2に示す。なおここで用いたレイノルズ数 Re_s やグラスホフ数 Gr_s は、各々の研究者が採用した定義に従っている。図の横軸の無次元パラメータ $Gr_s/Re_s^{2.1}/Pr^{0.5}$ は、水の対向流について熱伝達率測定を行なったJ.D.Jackson & J.Fewster(1977)および強制対流における浮力の影響を解析的に研究した

田中ら(1973)が採用したパラメータであり、一方 $Gr_s/Re_s^{2.1}Pr^{0.5}$ は、超臨界圧の水を用いて並行流および対向流の伝熱実験を行なった M. J. Watt & C. J. Chou (1982) が採用したパラメータである。これらパラメータ中のレイノルズ数 Re_s の指数は $21/8=2.625$ と 2.7 であり、どちらを使用しても測定データの整理上大きな差が生じないことを注記しておく。両図の縦軸は、共存対流域での熱伝達率をそれと同一のレイノルズ数 Re_s における強制対流の熱伝達率で割ったいわゆる熱伝達率比である。したがって熱伝達率比が1以下は伝熱劣化を意味し、1以上は伝熱促進を意味する。

並行流図1-1中の実験式は、M. J. Watt & C. J. Chou (1982) によって報告されたものであり、彼らの実験値はこの線を中心に±10%の範囲内に分布している。また E. R. G. Eckert (1953) の実験は、管長/管径比が極端に小さく、充分発達した流れについての実験結果でないことを断っておく。なお A. Steiner (1971)、A. D. Carr et al. (1973) の研究には、直接熱伝達率が示されていないため、温度分布のデータから新たに計算し直した。B. S. Petukhov et al. (1982) は、 $(Gr_s/Re_s^4 Pr)^{1/2}$ で熱伝達率が整理できるとしているが、それらのデータを $Gr_s/Re_s^{2.1} Pr^{0.5}$ 、もしくは $Gr_s/Re_s^{2.7} Pr^{0.5}$ 数平面上で整理し直すと、他の多くの研究者達の測定結果とかけ離れた結果を与える。一方対向流図1-2中の実験式は、M. J. Watt & C. J. Chou (1982) および J. D. Jackson & J. Fewster (1977) らにより提案されたものである。また表1-2には、並行流・対向流を含めてこれまで報告されている乱流共存対流の伝熱相関式をまとめて示しておいた。

まず図1-1に示した並行流の熱伝達率であるが、H. Tanaka et al. (1986)、(1989)、E. R. G. Eckert (1953) および M. J. Watt & C. J. Chou (1982) の実験結果からも明らかなように、ある特定の $Gr_s/Re_s \cdot Pr_s^{-1/4}$ 数 ($n=21/8$ or 2.7) 範囲でその熱伝達率は強制対流の熱伝達率よりも大幅 (最大50%程度) に低下することが示されている。この結果は前述した層流共存対流とは全く相反する結果であり、並行流の場合、浮力の作用により伝熱面近傍の流れは加速されるにもかかわらず、熱伝達率はかえって低下するという通常の理解では説明がつかない伝熱現象が乱流共存対流で生じていることを示唆している。一方、対向流の場合には伝熱面近傍の流れが抑えられ、熱伝達率は強制対流のみの場合よりも低下して良さそうであるが、
- 事実層流の対向流では低下する - 図1-2の実験結果からも明らかなように熱伝達率はグラスホフ数 Gr_s の増加とともに単調に増加して行くだけである。

このような一見常識に反する奇妙な伝熱現象は、共存対流時に何らかの乱流輸送の本質に関わるような変化が生じていることを示唆している点で工学的に非常に重要であると言わざるを得ない。また工業的見地からも例えば並行流の伝熱劣化は、浮力の影響が無視し得ないような高温伝熱機器の熱設計を行なう上で新たな問題点として浮上してくるであろう。以上のことを念頭において、図1-1、図1-2の実験データを眺めると、実験者相互の間でデータのばらつきがかなり大きいことが目立つ。すなわち、図1-1の並行流では熱伝達率が強制対流の熱伝達率よりも低下する領域、あるいは最大低下割合など実験者によって大きく異なる。これらの原因として次のいく

つかを指摘し得る。

- (1) 内管の加熱方法 - 等温加熱か等熱流束加熱か - の違い
- (2) 管内の局所グラスホフ数 Gr_s の定義の仕方が各研究者によって微妙に異なる。
- (3) 実験で用いた管径、管長が実験者によって異なり、管径そのものあるいは(長さ/直径)比などの幾何学的条件が熱伝達率に影響を及ぼしている可能性がある。
- (4) 作動流体のプラントル数 Pr が異なっているため、プラントル数 Pr の影響が Pr^{-1} で充分考慮できているとは限らない。

おそらく、データのばらつきは上記のうちの一つだけに依るものではなく、これらが複合した結果生じたものと考えられる。一般に管内流で共存対流の伝熱実験を行なう際には、上記に関連していくつかの困難が予想される。その1つは、浮力の大きさが(1)の加熱方法によって異なること。その2つは、たとえ加熱方法が同一でも浮力の大きさは管軸方向に変化すること。例えば並行流で等温加熱の場合、管入口付近では浮力が作用していても充分下流では流体温度と壁温となって浮力が作用しなくなる。したがって管軸方向の局所グラスホフ数 Gr_s をどのように定義するかという上記(2)に付随した問題が常に生じる。また上記(3)の問題については、(2)とも関連しているが、数多くの実験をこなしてデータの蓄積を試みる以外に有効な手だてはないであろう。このことを考えると、管内共存対流の熱伝達には非常に多くのパラメータが関与しており、決して単純ではないことが容易に

想像し得る。

一方、垂直な平板に沿う共存対流については、少なくとも幾何学的条件やグラスホフ数 Gr_s の定義に付随する困難が大幅に低減される可能性がある。このため、共存乱流の本質を探る上で管内流よりもはるかに適した体系であると言えるだろう。そこで次にこの垂直な平板に沿う乱流共存対流の熱伝達について、従来の研究を振り返ってみることにする。

平板上共存乱流に関する研究は、表 1-1、表 1-2 に示したように管内流に比べて圧倒的に数が少なく、ほとんど行なわれていないと言っても過言ではない。これは乱流共存対流状態を平板上で実現するだけでもかなり大掛かりな実験装置を必要とすることに最大の原因がある。W. B. Hall & P. H. Price (1970) は、空気を用いた並行流の実験を行っており、論文中には熱伝達率の測定結果そのものを示していないが、伝熱面温度と主流体温度との温度差が共存対流域で顕著に増加することを報告した。また、伝熱面温度の上昇とともに共存対流の実現される領域は、より主流速度の速い側へ移行することを明らかにした。一方 A. V. Babezha et al. (1981) は、空気を作動流体とした並行流共存対流の伝熱実験を行なっている。彼らは、共存対流域が無次元パラメータ $Gr_s^*/Re_s^{0.5}$ によって、 $0.005 < Gr_s^*/Re_s^{0.5} < 50$ で判別できるとしているが、この領域で顕著な伝熱劣化を全く観察していない。これは、彼らの実験で実現されたレイノルズ数 Re_s やグラスホフ数 Gr_s が低く、このため充分乱流状態になっていなかったのが原因であろうと思われる。しかし、実験条件が記述されていないのでその詳細は明らかではない。

これらの研究の他に垂直平板上共存対流乱流境界層流を対象とした実験例は全く見当らず、結果的に熱伝達率の測定すら満足に行なわれていないと言ってもよい。

しかしながら W. B. Hall & P. H. Price (1970) の実験から推測できるように、垂直平板上共存乱流においても垂直管内共存乱流と同じく、自然対流と強制対流の向きが同一の並行流の場合、その熱伝達率は強制対流から計算した熱伝達率よりも低下し、逆に対向流の場合には増加するという共存乱流特有の伝熱現象が生じている可能性は高いと言える。このような特異な現象が何故生じるのかといった問題は、管内共存対流を取り扱った何人かの研究者が関心を持ち、この原因を探るために管内の流動を実験的に明らかにしようとする試みがなされている。そこで次にこれらの研究について述べて行く。

表 1-3 は、伝熱実験条件を示した表 1-1 と同様に、垂直管内あるいは平板上共存乱流の管内流動機構を実験的に調べた従来の研究について、その計測手法、実験条件および可視化の有無について列記したものである。研究の行なわれた年代順に記載した。

まず E. R. G. Eckert (1953)、A. D. Carr et al. (1973)、あるいは片面加熱・片面冷却の平行平板間乱流を対象とした W. Nakajima et al. (1980) らは、共存対流の速度場および温度場を熱線流速計によって測定した。彼らは、いずれも並行流の共存対流域では乱流変動量が顕著に低下することを明らかにしている。また、平均速度分布は伝熱面温度あるいは伝熱面熱流束の上昇とともに、壁面近傍で加速され、しだいに自然対流的な分布に近づいて行くことを報告している。特に A. D. Carr et al. (1973)

は、熱線流速計を用いて管内のレイノルズ応力や乱流熱流束などの乱流諸量を測定している。彼らの実験では自然対流が支配的とみなせるような大きな伝熱面熱流束条件下での測定は行なっていないが、彼らの結果によると伝熱面熱流束の増加とともにこれらの乱流諸量は一旦低下し、その後さらに熱流束が増加するとそれらが再び回復し始めている。この結果からレイノルズ応力や乱流熱流束など乱流諸量の低下が、並行流共存乱流の熱伝達率劣化の1つの大きな原因となっていることが予想される。しかし、彼らのデータが果たして定性的のみならず定量的にも満足のものであったかという点については、今後再試も含めて検討の余地があるだろう。それは共存対流の速度場も自然対流同様かなり強い温度変動を伴っており、このような流れを熱線・熱膜流速計で計測する場合、温度と速度を精度よく分離計測することが当時の計測技術ではかなり困難であったと思われるからである。さらに対向流の場合には逆流が発生し、熱線流速計などによる平均速度や乱流諸量の測定は全く不可能であった。このためわずかにPh変化による染料注入法を利用して、G. T. Wilkinson et al. (1982)が管内共存対流の逆流出現条件を観察した例があるのみである。彼らは可視化結果に基づいて次式が成立するとき

$$Gr_s > 0.045 Re_s^{2.4} \quad (1-4)$$

逆流が出現することを明らかにした。しかし逆流の発生と熱伝達とがどのような関連を持つか明らかにされていない以上、彼らの結果は単なる実験データの報告の域を

出していない。また J. P. Easby (1978) は、管内対向流共存対流の平均流速分布をピトー管あるいは熱線流速計で測定し、熱伝達率の増加が乱流生成の最も活発な壁近傍領域におけるせん断応力の増大と密接に結び付いていることを指摘した。しかし熱線流速計は原理的に、特別な工夫を施さない限り、逆流を測定することが不可能である。したがって、彼らのデータは、はなはだ信頼性に乏しいと言わざるを得ない。

一方垂直平板上共存乱流の流動については、W. B. Hall & P. H. Price (1970) 以外に実験が全く行なわれていない。彼らは、熱線流速計を用いて並行流の主流方向の速度乱れおよび温度乱れを測定している。それによると、乱れの低下するある流速・加熱条件の下で伝熱面温度と主流体温度の温度差が顕著に増大していることを明らかにした。この結果は、並行流の熱伝達率劣化が乱れの抑制の結果生じることを示唆している点で重要と思われる。

さて、最近の乱流研究では、流れの可視化によって大規模流体運動の検出・追跡を行ない、大きなスケールの流体運動による運動量・熱輸送の観点から乱流輸送の本質に迫ろうとする動きが活発に繰り広げられている。しかし、こと共存乱流に関しては、そのような研究を試みた例は皆無である。

以上共存乱流の伝熱・流動について、従来より行なわれてきた実験的研究を振り返ってみた。結論的に言えば、共存乱流の伝熱・流動に関する実験研究は歴史の浅さ、あるいは測定の困難さもあって、強制対流、自然対流の実験研究に比べてはるかに立ち後れていると言わざるを得ない。したがってこれら実験データの蓄積があって始

めて可能な共存乱流の解析的取り扱いもさらに不十分な状況にある。そこで、ここでは今まで行なわれてきた乱流解析のうち共存乱流を直接解析対象としていないものも含めて、とにかく浮力の影響を何らかの形で取り入れた乱流解析を行なった研究をレビューしてみる。表1-4は、上記カテゴリーに入ると思われる解析的研究を年代順に列記し、使用したモデル型式および解析条件等を示した。「浮力を考慮した」とは、支配方程式中の浮力項を勾配拡散の形でモデル化したことを意味する。また並行流・対向流いずれの位置にも○が表記していない解析例は、乱流自然対流のみを解析した研究例である。

まず B. P. Axcell & W. B. Hall (1978) は、B. E. Launder & D. B. Spalding (1972) 型の一方程式モデルを対向流共存対流に適用した解析を行なっているが、解析結果は熱伝達率や速度分布を良好に予測できていない。また M. M. Ali et al. (1983) は、垂直な平板に沿う流れに修正した E. R. Van Driest (1956) の混合長モデルを適用し、層流から乱流に至る広い範囲の並行流共存対流を解析している。彼らは、浮力の増加とともに熱伝達率は層流域で増加し、乱流域で逆に減少するという解析結果を得ている。この結果は従来の実験事実とも合致するが、自然対流の熱伝達率と計算結果とを比較しているのみで、強制対流の熱伝達率との比較はなんらなされていない。また B. F. Armaly (1986) は、M. M. Ali et al. (1983) と同様垂直平板上並行流共存対流について κ - ϵ 二方程式モデルによる解析を試みた。彼の二方程式モデルは、W. P. Jones & B. E. Launder (1972)、(1973) と本質的には同じモデルであるが、W. Rodi (1979) が提案した浮力項を乱流エネルギー

一式や散逸率式中に付加している。しかし、果たして単に浮力項を κ 、 ϵ 式中に付け加え、あとは強制対流の式をそのまま解くだけで共存乱流が解けるかという点—これは乱流自然対流にも言えることだが—に疑問が残る。彼の論文の中では、共存対流の熱伝達率低下が層流から乱流への遷移の遅れに起因すると述べているが、これについては実験的な裏付けが全くなされていないし、逆に最近の実験結果はこの説に否定的であることを断っておく。また H. Tanaka et al. (1986) および丸山ら (1989) は、並行流・対向流の等熱流束加熱垂直円管内乱流に W. P. Jones & B. E. Launder (1972)、(1973) 型あるいは河村 (1979) 型の二方程式モデルを適用して、伝熱・流動解析を行なっている。これらの二方程式モデルでは、運動量式中に浮力項を付加しただけで、 κ - ϵ 式中には浮力項を全く考慮していない。また熱エネルギー式の解法に当っては、いずれも乱流プラントル数 Pr_t を一定と仮定した。彼らは、乱流プラントル数 Pr_t を一定とした解析でも従来の実験結果を良好に模擬できると報告している。しかし本質的に彼らの用いた二方程式モデルは、強制対流乱流を主な対象に開発されたモデルであり、このモデルを乱れの生産項が負となり得るような浮力の影響の極めて強い乱流共存対流へそのまま適用することには問題が残るであろう。また、結論的に言えば、どのような乱流モデルが共存乱流を記述するモデルとして最適かどうかを議論する以前に、その基礎となる実験データの蓄積を図る方がはるかに重要であると言える。

1. 3 共存乱流の輸送方程式に対する考察

1. 3. 1 共存乱流の基礎方程式

本節では、前節の議論を踏まえ、浮力が運動量や熱エネルギー等の輸送機構に及ぼす影響を及ぼすかについて、これらの輸送方程式を導出、整理することにより検討する。これによって、共存乱流で生じる現象の理解が容易になり、また共存乱流の解明のためにどのような物理量を把握することが重要であるか、指摘できるであろう。なお図1-3には、共存乱流の座標系を示した。

非圧縮性流体の共存乱流を支配する基礎方程式は厳密に書き下すと、以下のとおりである。

連続の式

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (1-5)$$

運動量方程式

$$\frac{\partial U_i}{\partial \tau} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} = - \frac{1}{\rho_*} \frac{\partial P}{\partial X_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j} \pm g_i \frac{\rho - \rho_*}{\rho_*} \quad (1-6)$$

エネルギー方程式

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + U_j \frac{\partial T}{\partial X_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial X_j \partial X_j} \quad (1-7)$$

ここで、 U_i 、 T および P は瞬時の速度、温度および圧力である。まず、運動量方程式(1-6)式右辺第3項の浮力項についてのみ密度変化を考慮し、この項にブジネスク近似を施す。また図1-3に示す座標系をとれば、この項の符号-は並行流、+は対向流の場合にそれぞれ対応する。(以下複合同順)。次に、(1-5)~(1-7)式にReynolds分解を施す。すなわち、速度、温度および圧力の瞬時値を時間平均量とその変動成分の和によって表し、次のようにおく。

$$U_i = \bar{U}_i + u_i', \quad T = \bar{T} + t', \quad P = \bar{P} + p' \quad (1-8)$$

そしてこの(1-8)式を(1-5)~(1-7)式に代入して時間平均する。ただし、この時間平均操作は、乱流の特性時間スケールよりも充分長い時間に亘って行なう。その結果、次の方程式が導出できる。

連続の式

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_i} = 0 \quad (1-9)$$

運動量方程式

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial \tau} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} = - \frac{1}{\rho_*} \frac{\partial \bar{P}}{\partial X_i} +$$

$$\frac{\partial \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} - \overline{u_i' u_j'} \right)}{\partial X_j} + \underbrace{g_i \beta (\bar{T} - \bar{T}_*)}_{\text{ブジネスク近似}} \quad (1-10)$$

エネルギー方程式

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \tau} + \bar{U}_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_i} = \frac{\partial (\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_i} - \overline{u_i' t'})}{\partial X_i} \quad (1-11)$$

また、速度変動相関 $\overline{u_i' u_j'}$ に対する輸送方程式は、以下のように導出できる。

$\overline{u_i' u_j'}$ 方程式

$$\frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial \tau} + \bar{U}_k \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial X_k} =$$

rate of change convective transport

$$\frac{\partial (\nu \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial X_k} - \overline{u_k' u_i' u_j'})}{\partial X_k}$$

$$- \frac{1}{\rho_*} \left(\frac{\partial \overline{u_j' p'}}{\partial X_i} + \frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial X_j} \right)$$

diffusive transport

$$- \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_k} - \overline{u_j' u_k'} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_k}$$

P_{ij} : stress production

$$+ \beta (g_i \overline{u_j' t'} + g_j \overline{u_i' t'})$$

G_{ij} : buoyant production

$$+ \frac{p'}{\rho_*} \left(\frac{\partial u_i'}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial X_i} \right) - 2\nu \frac{\partial u_i'}{\partial X_k} \frac{\partial u_j'}{\partial X_k}$$

π_{ij} : pressure strain ϵ_{ij} : viscous dissipation

(1-12)

上式を簡略化すれば、

$$\frac{D u_i' u_j'}{Dt} - \text{Diff}(u_i' u_j') = P_{ij} + G_{ij} + \pi_{ij} + \epsilon_{ij}$$

(1-13)

なお、上式中の圧力・ひずみ項 π_{ij} には、後で示すように浮力に起因した成分 $\pi_{ij,b}$ が含まれている。この(1-12)式で $i=j$ とおくと、乱流運動エネルギー方程式 K に関する輸送方程式が導かれる。その結果は、

$$\frac{\partial K}{\partial \tau} + \bar{U}_i \frac{\partial K}{\partial X_i} =$$

rate of change convective transport

$$\frac{\partial}{\partial X_i} \left[\nu \frac{\partial K}{\partial X_i} - u_i' \left(\frac{u_j' u_j'}{2} + \frac{p'}{\rho_*} \right) \right]$$

diffusive transport

$$- \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial X_j} + \overline{\alpha \beta u_i' t'} \quad \dagger$$

P: production by shear G: buoyant production

$$- \nu \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial X_j} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial X_j} \quad (1-14)$$

ϵ : viscous dissipation

上式を簡略化すれば、次のように表せる。

$$\frac{DK}{Dt} - \text{Diff}(K) = P + G - \epsilon \quad (1-15)$$

一方、乱流熱流束の輸送方程式は以下のように導出できる。

熱流束方程式

$$\frac{\partial \overline{u_i' t'}}{\partial \tau} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i' t'}}{\partial X_k} =$$

rate of change convective transport

$$\frac{\partial (\nu \overline{t'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial X_k} + \alpha \overline{u_i' t'})}{\partial X_k}$$

$$-\frac{\partial}{\partial X_k} (\overline{u_i' u_k' t'} + \frac{1}{\rho_*} \delta_{ij} \overline{p' t'})$$

diffusive transport

$$-\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_j} - \overline{u_j' t'} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j}$$

P_{ij} : mean-field production

$$+ \underbrace{\overline{g_i \beta t'^2}} + \frac{1}{\rho_*} \overline{p' \frac{\partial t'}{\partial X_i}}$$

G_{ij} : buoyant production

π_{ij} : pressure-scalar
gradient correlation

$$-(\alpha + \nu) \frac{\partial \overline{u_i' t'}}{\partial X_k} \frac{\partial \overline{t'}}{\partial X_k} \quad (1-16)$$

ϵ_{ij} : viscous destruction

これを簡略に表現すれば、

$$\frac{D \overline{u_i' t'}}{Dt} - \text{Diff}(\overline{u_i' t'}) = P_{ij} + G_{ij} + \pi_{ij} + \epsilon_{ij} \quad (1-17)$$

このうち圧力・スカラー勾配相関項 π_{ij} には、後に示すように浮力に起因した成分 π_{ij}^b が含まれている。

最後に、温度変動に対する輸送方程式は、

温度変動強度方程式

$$\frac{\partial \overline{t'^2}}{\partial \tau} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{t'^2}}{\partial X_j} =$$

rate of change convective transport

$$\frac{\partial (\alpha \frac{\partial \overline{t'^2}}{\partial X_j} - \overline{u_j' t'^2})}{\partial X_j}$$

diffusive transport

$$- 2 \overline{u_j' t'} \frac{\partial \overline{t}}{\partial X_j} - 2 \alpha \frac{\partial \overline{t'} \frac{\partial \overline{t'}}{\partial X_j}}{\partial X_j} \quad (1-18)$$

P_{ij} : production by ϵ_{ij} : dissipation
the mean field

これを簡略化して表現すれば、

$$\frac{D \overline{t'^2}}{D \tau} = \text{Diff}(\overline{t'^2}) = P_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (1-19)$$

さて、以上導出した諸輸送方程式中には、例えば(1-13)式中の G_{ij} や(1-17)式中の G_{ij} など浮力が作用する場合に特有な項がいくつか含まれている。そこで、これらの項が、速度変動相関 $\overline{u_i' u_j'}$ や乱流熱流束 $\overline{u_i' t'}$ の輸送に対しどのような影響を具体的に及ぼすかについて、さらに詳しく吟味してみる。ここでこれらの項は、与えられた条件によっては、速度変動相関や乱

流熱流束に対し、productionとして、あるいは逆に destructionとして作用することが予想されることから、上記吟味に先立ち大きく2つに場合分けしておく必要がある。その1つは、 $\partial \bar{u} / \partial y > 0$ の流動領域と、もう1つは $\partial \bar{u} / \partial y < 0$ の流動領域である。この詳細については、次節以降で考察を加える。

まず、速度場(1-13)式中の圧力-ひずみ相関項 π_{ij} であるが、それぞれ変動速度相関 $\pi_{ij,1}$ 、平均ひずみ-変動速度相関 $\pi_{ij,2}$ および浮力に起因する $\pi_{ij,3}$ の和($\pi_{ij} = \pi_{ij,1} + \pi_{ij,2} + \pi_{ij,3}$)で表され、よく用いられる Rotta(1951)や Launder et al.(1975)のモデルを用いて書き下すと、

$$\pi_{ij,1} = -C_1 \frac{\epsilon}{K} (\overline{u_i' u_j'}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} K \quad (1-20)$$

$$\pi_{ij,2} = -\gamma (P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P) \quad (1-21)$$

$$\pi_{ij,3} = -C_2 (G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G) \quad (1-22)$$

また、速度変動相関 $\overline{u_i' u_j'}$ が乱流運動エネルギー K に比例すると言う従来の乱流モデルを仮定すると、(1-13)式の左辺は、次の式のように表せる。

$$\begin{aligned} \frac{D \overline{u_i' u_j'}}{D \tau} - \text{Diff}(\overline{u_i' u_j'}) &= \\ \frac{\overline{u_i' u_j'}}{K} \left(\frac{DK}{D \tau} - \text{Diff}(K) \right) &= \frac{\overline{u_i' u_j'}}{K} (P + G - \epsilon) \end{aligned} \quad (1-23)$$

上式および(1-20)~(1-22)式を(1-13)式に代入し、次の局所等方を仮定して、

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (1-24)$$

$\overline{u_i' u_j'}$ を求めると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \overline{u_i' u_j'} &= K \left[\frac{2}{3} \delta_{ij} + \frac{(1-\gamma)(P_{ij}/\varepsilon - 2/3 \delta_{ij} P/\varepsilon)}{C_1 + (P+G)/\varepsilon - 1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{(1-C_2)(G_{ij}/\varepsilon - 2/3 \delta_{ij} G/\varepsilon)}{C_1 + (P+G)/\varepsilon - 1} \right] \quad (1-25) \end{aligned}$$

ここで、 $K = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$ である。

充分発達した二次元流れおよび局所平衡($P+G=\varepsilon$)の仮定の下で、上式からレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ を求めると、次のようになる。

$$\frac{-\overline{u'v'}}{K} = \frac{\overline{v'^2}}{C_1 \varepsilon} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \left[(1-\gamma) + (1-C_2) \frac{g\beta \overline{v' t'}}{\overline{v'^2} (\partial \bar{U} / \partial y)} \right] \quad (1-26)$$

または、上式を変形して、

$$\frac{-\overline{u'v'}}{K} = \frac{(1-\gamma)}{C_1 \varepsilon} \frac{\overline{v'^2}}{\partial \bar{U} / \partial y} \pm \frac{(1-C_2)}{C_1 \varepsilon} g\beta \overline{(-v' t')} \quad (1-26)'$$

ここで、 $R_* = g\beta \overline{v' t'} / \{ \overline{v'^2} (\partial \bar{U} / \partial y) \}$ とおき、さら

に上式中の定数のうち γ 、 C_2 に強制対流で通常用いられている Gibson et al. (1978) の値、 $\gamma = 0.6$ 、 $C_2 = 0.5$ を代入すると、(1-26)式は、次のように表せる。

$$\frac{-\overline{u'v'}}{K} = \frac{0.4\overline{v'^2}}{C_1\varepsilon} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} [1 + 1.25R_r] \quad (1-27)$$

また、速度変動強度 $\overline{u'^2}$ および $\overline{v'^2}$ についても、上と同様な仮定を設けると、(1-25)式より次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\overline{u'^2}}{K} &= \frac{2}{3} + \frac{4}{3} \frac{(1-\gamma)}{C_1\varepsilon} (-\overline{u'v'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ &+ \frac{4}{3} \frac{(1-C_2)}{C_1\varepsilon} g\beta (-\overline{u't'}) \end{aligned} \quad (1-28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\overline{v'^2}}{K} &= \frac{2}{3} - \frac{2}{3} \frac{(1-\gamma)}{C_1\varepsilon} (-\overline{u'v'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ &\pm \frac{2}{3} \frac{(1-C_2)}{C_1\varepsilon} g\beta (-\overline{u't'}) \end{aligned} \quad (1-29)$$

上式 (1-28) および (1-29) において $R_r = g\beta (-\overline{u't'}) / \{(-\overline{u'v'}) \partial \bar{u} / \partial y\}$ と置き、定数にそれぞれ強制対流で通常用いられている Gibson et al. (1978) の値、 $\gamma \sim 0.6$ 、 $C_2 \sim 0.5$ 、 $C_1 \sim 1.8$ を代入すれば、最終的に次式が得られる。

$$\frac{\overline{u'^2}}{K} = \frac{2}{3} + 0.3 \frac{1}{1 + R_r} + 0.37 \frac{R_r}{1 + R_r} \quad (1-30)$$

$$\frac{\overline{v'^2}}{K} = \frac{2}{3} - 0.15 \frac{1}{1 + R_r} \pm 0.185 \frac{R_r}{1 + R_r} \quad (1-31)$$

以上の議論と同様な議論は、熱流束方程式(1-17)についても展開することができる。まず、(1-17)式中の圧力スカラー勾配相関 $\pi_{i,j}$ は、 $\pi_{i,j,1}$ 、 $\pi_{i,j,2}$ および浮力に起因する $\pi_{i,j,3}$ の和 ($\pi_{i,j} = \pi_{i,j,1} + \pi_{i,j,2} + \pi_{i,j,3}$) で表され、それぞれよく用いられる Launder et al. (1975) モデルの形で書き下すと、

$$\pi_{i,j,1} = -C_{11} \frac{\epsilon}{K} \overline{u_i' u_j' t'} \quad (1-32)$$

$$\pi_{i,j,2} = C_{21} \overline{u_i' u_j' t'} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} \quad (1-33)$$

$$\pi_{i,j,3} = C_{31} g_i \beta \overline{t'^2} \delta_{ij} \quad (1-34)$$

また、乱流熱流束 $\overline{u_i' t'}$ が乱流運動エネルギー K に比例すると仮定すると、式(1-17)の左辺は次のように表せる。

$$\begin{aligned} \frac{D \overline{u_i' t'}}{D \tau} - \text{Diff}(\overline{u_i' t'}) &= \\ \frac{\overline{u_i' t'}}{2K} \left(\frac{DK}{D\tau} - \text{Diff}(K) \right) &= \frac{\overline{u_i' t'}}{2K} (P + G - \epsilon) \end{aligned} \quad (1-35)$$

この式および式(1-32)~(1-34)を(1-17)式に代入する。そして局所等方を仮定すると、乱流熱流束 $\overline{u_i' t'}$ に関する式は、次のように求められる。

$$\overline{u_i' t'} = \frac{K/\epsilon [\overline{u_i' u_j'} (\partial \bar{T}/\partial X_j)]}{C_{11} + 0.5 [(P + G)/\epsilon - 1]} +$$

$$\frac{K/\varepsilon \left[(1 - C_{21}) \left\{ \overline{u'v'} \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial X_2} \right) \pm g\beta \bar{t}'^2 \right\} \right]}{C_{11} + 0.5 \left[(P + G)/\varepsilon - 1 \right]}$$

(1-36)

この式より、例えば $-\overline{u'v'}$ あるいは $-\overline{v't'}$ は、流体力学的、伝熱工学的に充分発達した流れでかつ、局所平衡 ($P+G=\varepsilon$) を仮定した場合、次のようになる。

$$-\overline{u'v'} = \frac{K/\varepsilon}{C_{11}} \left[\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + (1 - C_{21}) \left(\overline{v't'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + g\beta \bar{t}'^2 \right) \right] \quad (1-37)$$

$$-\overline{v't'} = \frac{K/\varepsilon}{C_{11}} \left[\overline{v't'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right] \quad (1-38)$$

これらの式から明らかなように、 $-\overline{u'v'}$ に対しては浮力 $g\beta \bar{t}'^2$ が直接作用する。一方、 $-\overline{v't'}$ には浮力の効果は直接現われないものの、陰的には、式(1-29)中の浮力項 $g\beta (-\overline{u'v'})$ を介して間接的に浮力が影響する。

1. 3. 2 $\partial \bar{U}/\partial y > 0$ である流動領域について

本節では、浮力の影響が相対的に小さく、強制対流が卓越した場合を取り扱う。この場合、平均速度分布は強制対流のそれとほぼ同じであり、速度分布に極大・極小値や逆流などの変曲点が現われない。したがって平均速度勾配 $\partial \bar{U}/\partial y$ は、主流方向に対して常に正となる。

$\partial \bar{U}/\partial y > 0$ の流れは、浮力が卓越した対向流の壁面効果が及ばない領域でも生じる。また、乱れの諸性質も強制対流とほぼ同様とみなすと、例えば $-\overline{u'v'} > 0$ 、 $-\overline{u't'} > 0$ 、 $-\overline{v't'} < 0$ が得られる。このような流れでは、従来

よく用いられている強制対流のモデルを用いることが可能であり、このモデルに浮力の効果を加味することによって現象を類推することができる。以下、速度場および温度場の順に考察を進める。

強制対流卓越下では、平均速度勾配 $(\partial \bar{u} / \partial y)$ は常に正であるから、(1-27)式より並行流の場合は、浮力 (R_f) の増加とともにレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ は低下することになる。そして R_f がある値以上になるとレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ は負になる可能性がある。また逆に対向流の場合は、浮力 (R_f) の増加とともにレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ は増大すると予想できる。

また(1-30)式および(1-31)式を基に、並行流および対向流の速度変動強度 $\overline{u'^2}/K$ 、 $\overline{v'^2}/K$ と浮力 (R_f) の関係を示したのが図1-4および図1-5である。図1-4は並行流の場合を、また図1-5は対向流の場合を表している。速度変動強度 $\overline{u'^2}/K$ や $\overline{v'^2}/K$ の値そのものは、用いた一連のモデルや仮定のせいもあって必ずしも正確とは言い難いが、浮力 (R_f) の増加に伴って $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ がどう変化するか、およその傾向を把握することができる。この図を見る限りにおいては、浮力の影響は特に並行流において顕著であり、 $\overline{u'^2}$ を低下、 $\overline{v'^2}$ を増加する方向に作用することが予想し得る。

次に温度場については、(1-37)式および(1-38)式中の定数 C_{11} 、 C_{21} として、通常強制対流で用いられている Gibson et al. (1978) の値、 $C_{11} \sim 3.0$ 、 $C_{21} \sim 0.33$ を代入し、平均温度勾配は伝熱面が加熱されている場合には $\partial \bar{T} / \partial y < 0$ となることに着目すると、(1-38)式から乱流熱流束 $-\overline{v't'}$ は、並行流や対向流いずれの場合にも負

となることがわかる。また乱流熱流束 $-\overline{vt}$ には、浮力 $g\beta(-\overline{u't'})$ が陰に作用しているため、(1-29)式および(1-38)式より並行流の場合 $-\overline{u't'}$ の低下が間接的に $-\overline{vt}$ の低下を引き起こすと考えられる。逆に対向流の場合は、 $-\overline{vt}$ の増加をもたらす。一方、(1-37)式において、 $\overline{t'^2}$ は常に正であるから乱流熱流束 $-\overline{u't'}$ は並行流の場合減少し、逆に対向流では増加することが予想し得る。

これら一連の議論をまとめると、以下のようになる。表中、符号とはそれぞれの乱流諸量を持っている正負の特性を表し、傾向とは浮力が強くなる方向に乱流諸量の絶対値が増加するのがあるいは低下するのを表す。

並行流		対向流		
符号	傾向	符号	傾向	
$-\overline{u'v'}$	+	低下	+	増加
$-\overline{u't'}$	+	低下	+	増加
$-\overline{v't'}$	-	低下	-	増加
$\overline{u'^2}$	+	低下	+	増加
$\overline{v'^2}$	+	増加	+	低下

表 1-5 乱流諸量に及ぼす浮力の効果 ($\partial \bar{u} / \partial y > 0$ 域)

1. 3. 3 $\partial \bar{u} / \partial y < 0$ である流動領域について

本節では、浮力と慣性力が同一方向に作用し、しかも浮力が慣性力よりも卓越した流れを考える。この場合、平均速度分布に極大値が現われ、平均速度勾配は壁から極大流速点までは正、極大流速点でゼロ、それより外側では負となる。このうち壁面近傍の領域については、壁面効果を考慮する必要があるので、ここでは最大速度位置よりも外側の平均速度勾配がゼロまたは負となる領域について議論を展開する。

このように浮力が卓越した場合において強制対流と同様に、例えば速度変動相関 $\overline{u_i' u_j'}$ や乱流熱流束 $\overline{u_i' t'}$ が乱流運動エネルギー K に比例する、あるいは局所平衡が成立する、と仮定できるか否かについては議論を要するが、一応ここでは、前節で展開した議論がそのまま適用可能として検討を進める。するとまずレイノルズ応力は(1-26)式で、また速度変動成分は(1-28)式、(1-29)式でそれぞれ表される。さらに乱流熱流束も(1-37)式、(1-38)式がそのまま成立する。ここで、前節同様、モデル定数は、それぞれ $\gamma \sim 0.6$ 、 $C_1 \sim 0.5$ 、 $C_2 \sim 1.8$ 、 $C_{11} \sim 3.0$ 、 $C_{21} \sim 0.33$ と強制対流のものをそのまま仮定する。

まず(1-38)式において、伝熱面を加熱した場合 $\partial \bar{T} / \partial y < 0$ であるから、乱流熱流束 $-\overline{v' t'}$ は常に負となる。これを式(1-26)に代入し、 $\partial \bar{u} / \partial y < 0$ となることに着目すると、並行流の場合レイノルズ応力 $-\overline{u' v'}$ は常に負となることがわかる。すなわち浮力の増加とともに負のまま絶対値が大きくなる。次に $\overline{u' v'} > 0$ 、 $\partial \bar{T} / \partial y < 0$ 、 $\overline{v' t'} > 0$ 、 $\partial \bar{u} / \partial y < 0$ および $\overline{t'^2} > 0$ を式

(1-37)に代入すると、 $-\overline{u'v'} < 0$ を得る。すなわち浮力の増加とともに負のまま絶対値が大きくなる。以上の値を式(1-28)および式(1-29)に代入すると、速度変動成分 $\overline{u'^2}$ は浮力の増加に伴って大きくなり、逆に $\overline{v'^2}$ は低下することが明らかである。

これらの議論をまとめると、以下のようになる。

並行流

	符号	傾向
$-\overline{u'v'}$	-	増加
$-\overline{u't'}$	-	増加
$-\overline{v't'}$	-	増加
$\overline{u'^2}$	+	増加
$\overline{v'^2}$	+	低下

表 1-6 乱流諸量に及ぼす浮力の効果 ($\partial \bar{u} / \partial y < 0$ 域)

以上並行流では、前節の議論を考え合せると、ある条件下でレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ や乱流熱流束 $-\overline{u't'}$ の絶対値はいったん低下し、さらに浮力を付加するとそれらが再び回復するものと考えられる。一方対向流では、前節の議論を考え合せると、浮力の増加とともにレイノル

ズ応力 $-\overline{u'v'}$ や乱流熱流束 $-\overline{u't'}$ の絶対値は単調に増大するものと考えられる。しかし、このような一連の検討が果たして実際の流れにおいて成立するか否かについては、専ら実験によって確認するしかない。なお一連の考察を基に、浮力作用下における乱流諸量の相互関係をまとめると、図 1-5 のようになる。

1. 4 本研究の目的

以上前節では、現在までに行なわれてきた共存乱流研究を中心に紹介した。共存乱流の研究は歴史も浅く、特に垂直管内流では非常に多くの因子が伝熱・流動に影響を及ぼすため現象が複雑となる。このこともあって、共存乱流についての理解は強制対流乱流や自然対流乱流の理解に比べ大きく立ち遅れていると言えるだろう。この事態を打開するためには、なるべく境界条件が単純で、しかも共存乱流固有の性格が顕著に現われる体系を選び出して、集中的な検討を加えることが必要と思われる。そのような体系として、本研究では垂直な平板に沿う共存乱流を選択した。そこでまず、なぜ垂直平板上共存乱流を研究対象としたか、その理由を管内共存乱流との対比の上で明らかにし、次いで共存乱流研究で検討すべき諸課題を整理し直して、本研究の目的・意義を述べることにする。

1. 4. 1 垂直な平板に沿う共存乱流について

強制・自然共存対流の流動様式としては、水平流れ、垂直流れあるいはより一般的に傾斜流れに分類することができ、さらにそれらは内部流れと外部流れにわけられる。しかしながら本研究では、共存対流を最も基礎的に眺められかつ浮力が最も顕著に作用する場、すなわち垂直な平板に沿う共存対流を研究の対象とする。この場合、前述したように管内流で問題とされる事柄が大幅に緩和される。

例えば垂直管内共存対流では、加熱量の増加は必然的

に浮力によって誘起される流量の増加をもたらす。このため管内平均流速で定義した管内流のレイノルズ数 Re_a は、加熱量言い換えればグラスホフ数 Gr_a に対して独立であり得ない。したがって前掲の図 1-1、図 1-2 のように、グラスホフ数 Gr_a がかなり大きな共存対流の熱伝達率とグラスホフ数 Gr_a が近似的にゼロとみなせる強制対流の熱伝達率を同一のレイノルズ数 Re_a 条件で実験的に比較するためには管内を流れる流量を弁の開閉によって一定の値に保つ必要がある。しかし、この処置によって管路出入口間の圧力分布は根本的に変化してしまう。したがって前述した共存乱流の熱伝達特性が共存乱流の持つ固有の性格に由来するのか、あるいは単に圧力分布の変化が管内流動ひいては熱伝達に影響した結果なのか、直ちに判断できない。

一方、これに対し、垂直な平板に沿う共存乱流では、グラスホフ数 Gr_a に対し、強制対流主流速度 U_∞ で定義したレイノルズ数 Re_a 、 f は独立しており、両者を互に全く独立に変化させることが可能である。このことは強制対流域から自然対流域に至る広い範囲の実験を約束するもので、しかも共存乱流とその極限である強制対流と自然対流が同一の実験装置上に連続的に実現し得る点に最大の特長がある。さらに、垂直管内流では前述したように浮力の大きさが管軸方向に複雑に変化するため、その流動・熱伝達は管径のみならず、管入口からの距離に強く依存する。したがって任意の管断面におけるグラスホフ数 Gr_a をいかにして正確に評価するかが問題となり、従来の実験者相互間でその定義に少なからぬ混乱があった訳である。これに対し、垂直平板流ではグラスホフ

数 Gr 、あるいはレイノルズ数 Re 、 ϵ などの無次元パラメータの定義は従来よりの慣例に従えばよく、混乱の生ずる余地が少ない。

以上の議論から、垂直管内流に比べ垂直平板流の方が体系が単純となり、共存乱流の持つ固有の性格を調べる上で最適であると言える。このことから本研究では、垂直な平板上共存乱流を研究対象とすることにした。

1. 4. 2 共存乱流の課題と本研究の目的・意義

以上の議論を踏まえて、本節では共存乱流研究の諸課題を項目別に整理し、そのためにはどのような研究が必要であるかについて言及する。またこれとともに本研究の目的を述べ、その意義を明らかにして行く。

a. 共存乱流の伝熱特性

- (1) 管内共存乱流の熱伝達率測定結果によると、並行流共存対流時の熱伝達率は、それと同一のレイノルズ数 Re における強制対流の熱伝達よりも低下し、一方対向流共存対流時には逆に強制対流の熱伝達率よりも増加している。しかしこの結果は前述の理由により共存乱流固有の性格によるものか否か、管内共存乱流の測定結果からはただちに判断できない。したがってこれらの伝熱現象が本当に共存乱流で生じるか否かを、体系が単純でしかも圧力勾配や主流の加速・減速の影響が及ばない垂直な平板に沿う共存乱流を対象にして確認する必要がある。

- (2) 前述の議論からもわかるように垂直管内共存対流の熱伝達に関しては、管路の幾何学的条件等が影響を及ぼすこともあって、実験者相互のデータ間にかかなりのばらつきが見られる。一方垂直平板上共存対流についてはこれらの条件が大幅に緩和され、普遍性のあるデータが得られるであろう。したがって垂直平板流のデータを整理することで共存乱流の熱伝達を支配する無次元パラメータの導出が可能となる。
- (3) 共存対流の熱伝達に及ぼすプラントル数 Pr の影響については、系統的な実験が管内流についても行なわれておらず全く不明のままであった。上記(2)で述べた利点も考え合わせると、垂直平板流について作動流体を変化させた伝熱実験を行なうことによりプラントル数 Pr の影響をより明確に把握し得るであろう。このことから本研究では、水および空気の2種類を作動流体とした伝熱実験を行ない、熱伝達に及ぼすプラントル数 Pr の影響を調べることにした。

b. 共存乱流域の定義

1.1節、緒論でも述べたように、共存対流の極限に強制対流と自然対流がある。したがって、どのような条件で強制対流あるいは自然対流が実現されるか、逆に言えば強制対流でも自然対流でもない(狭義の)共存対流が如何なる条件下で実現されるかを明確にしておくことが必要と思われる。しかるに従来の研究では、専ら熱伝達率

が強制対流から偏移する条件のみを共存対流の条件とするだけで、自然対流側の条件については何ら考慮していないのが実情であった。また強制対流 \leftrightarrow 共存対流の区分についても、研究者によってその定義の仕方が大きく異なり、統一した見解が出されていない。共存対流域を何を基準に定義するかは非常に重要な問題であるが、本研究では従来の研究を踏襲し、また実用からの要請を鑑み、熱伝達率を基準にすることにした。すなわちその熱伝達率が強制対流の熱伝達率とも、自然対流の熱伝達率とも一致しない条件をもって共存対流域と定義する。

c. 共存乱流の流動特性

αで述べた共存対流の伝熱特性は、共存乱流の流動と密接な関連を有している。したがって例えば並行流で熱伝達が抑制され、逆に対向流で熱伝達が促進されるならば、共存乱流の流動特性は強制対流や自然対流のいずれとも大きく異なるはずである。上記伝熱現象が如何なる乱流輸送機構の変化の結果生じるかを明確にしておくことは、工学的に非常に重要である。また共存乱流の流動機構を探ることで、その極限である強制対流や自然対流の乱流輸送に対する理解も深まるであろう。

この観点から従来共存乱流の流動を取り扱った研究を振り返ってみると、実験の困難さや体系の複雑さなどのせいもあって、ほとんど流動機構に関する理解は得られていないと言っても過言ではない。垂直管内共存乱流については、わずかに速度分布や速度乱れなどの測定が浮力の影響が比較的小さな共存対流域で行なわれている

が、それらはいずれも強制対流乱流との差異を議論の中心に据えたもので、もう一方の極限である乱流自然対流との比較・検討を行なった例は皆無である。以上のことから本研究では、次の3点を主眼に置き共存乱流の流動特性を調べることにした。

- (1) 従来の共存乱流研究とくに垂直管内流の実験では、専ら強制対流のレイノルズ数 Re_s が乱流遷移レイノルズ数 $Re_{s, crit}$ を越えることで乱流状態を実現しているが、自然対流単独でも乱流となるような高グラスホフ数 Gr_s は、管内流の制約上ほとんどの実験で実現できていない。このため共存乱流と乱流自然対流の流動機構を同一の実験装置で直接比較することは実際上不可能であった。このことから本研究では、自然対流単独でも乱流となるような高グラスホフ数 Gr_s 流れ - これは垂直な平板に沿う共存対流では平板高さを高くすることで比較的容易に達成可能 - を実現し、乱流強制 - 共存 - 自然各対流の流動機構を同一の実験装置を用いて直接比較・検討できるようにした。
- (2) 従来の共存乱流研究では、熱伝達率と管内の流動とを同一の実験装置を用いて調べた例が全く無い。したがって前述した共存乱流の伝熱特性が如何なる流動機構の変化の結果生じるか厳密な意味での検討がなされていない。そこで本研究では、両者の結果を常に比較・検討できるようにした。
- (3) 既に乱流強制対流や乱流自然対流においては大きなスケールの流体運動が存在し、乱流輸送に重要な役割を果たしていることが指摘されている。した

が、これら両対流が共存した共存乱流においても当然大きなスケールの流体運動が存在し、乱流輸送に重大な影響を及ぼしているはずである。しかるに従来の研究では、全くこの点に関して注目が払われていない。このことから本研究では、垂直な平板に沿う共存乱流について、水素気泡法による伝熱面近傍の流れの可視化と感温液晶シートによる伝熱面温度分布の可視化すなわち局所熱伝達率分布の可視化を行ない、大きなスケールの流体運動による乱流輸送の観点から共存乱流の伝熱・流動特性を論じることにした。

以上述べてきたように、本研究は、強制-共存-自然各乱流を最も体系が単純となる垂直平板上に実現し、同一の実験装置を用いてこれらの伝熱・流動特性を総合的かつ統一的に把握しようとするところに最大の特長がある。本研究の成果は、強制-共存-自然対流乱流を1つの乱流モデルによって記述しようとする乱流数値解析の究極の目標を達成するための基礎資料ともなり得るばかりでなく、提案された伝熱相関式あるいは強制-共存-自然各対流の領域区分法などは、実際の伝熱機器を設計するための貴重な設計資料となるだろう。

研究者	Re数	Gr数	作動流体	無次元数	並行流	対向流	流動条件	加熱条件
Eckert NACA (1953)	$\frac{U_0 D}{\nu}$ $3.6 \times 10^3 \sim 3.8 \times 10^4$	$\frac{\alpha D^2 (\bar{T}_s - T_\infty) D^2}{\nu^2}$ $1.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^{11}$	空気	—	○	○	円管内流 (L/D=5)	等温
Hall et al. (1970)	$\frac{U_0 X}{\nu}$ $9.3 \times 10^3 \sim 6.3 \times 10^4$	$\frac{\alpha D (\bar{T}_s - T_\infty) X^3}{\nu^2}$ $3.6 \times 10^6 \sim 5.6 \times 10^8$	空気	—	○	—	境界層流	等温
Steiner (1971)	$\frac{U_0 D}{\nu_{\infty}}$ $5.0 \times 10^3 \sim 1.5 \times 10^4$	$\frac{\alpha (\rho_{\infty} - \rho_s) D^2}{\rho_s \nu_{\infty}^2}$ $1.0 \times 10^3 \sim 2.0 \times 10^4$	空気	$\frac{Gr}{Re^2} (\frac{\nu_{\infty}}{\nu_s})^2 (\frac{\rho_{\infty}}{\rho_s})$	○	—	円管内流 (L/D=60)	等熱流束
Gerr et al. (1973)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $5.0 \times 10^3 \sim 3.4 \times 10^4$	$\frac{\alpha \rho_s D^2 \partial T_w / \partial X}{\nu_s^2}$ $7.8 \times 10^3 \sim 3.1 \times 10^4$	空気	—	○	—	円管内流 (L/D=100)	等熱流束
Petukhov (1968), (1977) (1982)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $3.0 \times 10^3 \sim 3.0 \times 10^4$	$\frac{\alpha \rho_s D^2 \partial T_w / \partial X}{\nu_s^2}$ $8.3 \times 10^3 \sim 6.5 \times 10^4$	空気 水	$\frac{Gr - Pr}{Re^2} (\frac{\nu_s}{\nu_w})^{0.5}$	○	○	円管内流 (L/D=40, 50)	等熱流束
Jackson et al. (1977)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $1.0 \times 10^3 \sim 3.0 \times 10^4$	$\frac{\alpha (\rho_s - \bar{\rho}) D^2}{\rho_s \nu_s^2}$ $(\bar{\rho} = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{\rho} dt)$ $\sim 3.0 \times 10^4$	水	$\frac{Gr}{Re^2} Pr^{1.73}$	—	○	円管内流 (L/D=80)	等熱流束
Fosby (1978)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $2.0 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^4$	$\frac{\alpha D^2 (\bar{T}_s - T_\infty)}{\nu_s^2}$ $\sim 1.0 \times 10^4$	窒素	$\frac{Gr}{Re^2}$	—	○	円管内流 (L/D=30)	等温
Accell et al. (1978)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $2.0 \times 10^3 \sim 1.3 \times 10^4$	$\frac{\alpha (\rho_s - \bar{\rho}) D^2}{\rho_s \nu_s^2}$ $6.0 \times 10^3 \sim 2.0 \times 10^4$	空気	$\frac{Gr}{Re^2} Pr^{1.73}$	—	○	円管内流 (L/D=60)	等温
Bobezha et al. (1981)	$\frac{U_0 X}{\nu_{\infty}}$ $1.0 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^4$	$\frac{\alpha \rho_{\infty} X^3}{\rho_{\infty} \nu_{\infty}^2}$ $1.0 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^{10}$	空気	$\frac{Gr}{Re^2}$	○	—	境界層流	等熱流束
Wilkinson et al. (1982)	— $1.6 \times 10^3 \sim 1.5 \times 10^4$	— $2.0 \times 10^3 \sim 3.6 \times 10^4$	水	$Gr = 0.045 Re^{1.11}$ 逆流判定基準	—	○	円管内流 (L/D=6~18)	等温
Kat et al. (1982)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $1.5 \times 10^3 \sim 4.3 \times 10^4$	$\frac{\alpha (\rho_s - \bar{\rho}) D^2}{\rho_s \nu_s^2}$ $6.0 \times 10^3 \sim 6.0 \times 10^4$	超臨界圧水	$\frac{Gr}{Re^2} Pr^{1.73}$ $Pr_s = (\frac{1}{L} \int_0^L Pr dt) \frac{\mu_s}{\mu_w}$	○	○	円管内流 (L/D=62, 80)	等熱流束
Takeishi et al. (1984)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $1.5 \times 10^3 \sim 4.3 \times 10^4$	$\frac{\alpha (\rho_s - \bar{\rho}) D^2}{\rho_s \nu_s^2}$ $6.0 \times 10^3 \sim 6.0 \times 10^4$	空気	$\frac{Gr}{Re^2} Pr^{1.73}$	—	○	平行平板間流	等温
Tomoka et al. (1986)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $3.0 \times 10^3 \sim 5.2 \times 10^4$	$\frac{\alpha D^2 (\bar{T}_s - T_\infty) D^2}{\nu_s^2}$ $4.5 \times 10^3 \sim 9.4 \times 10^4$	窒素	—	○	—	円管内流 (L/D=110)	等熱流束
Murayama et al. (1989)	$\frac{U_0 D}{\nu_s}$ $1.5 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^4$	$\frac{\alpha D^2 (\bar{T}_s - T_\infty) D^2}{\nu_s^2}$ $1.0 \times 10^3 \sim 1.3 \times 10^4$	窒素	$\frac{Gr}{Re^2}$	○	○	円管内流 (L/D=110)	等熱流束

表 1-1 共存乱流の伝熱実験

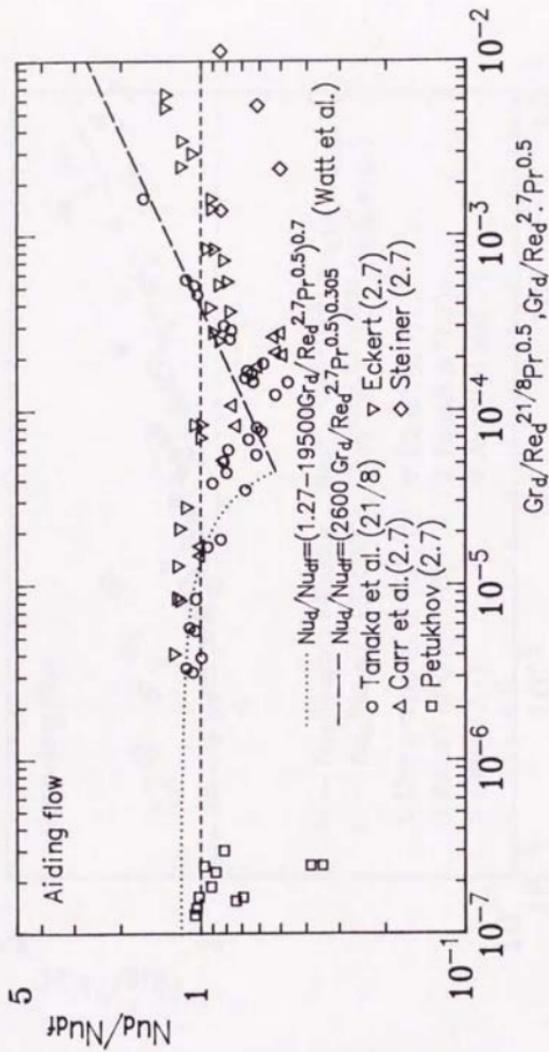


図 1-1 垂直管内並行流乱流共存対流の熱伝達率整理

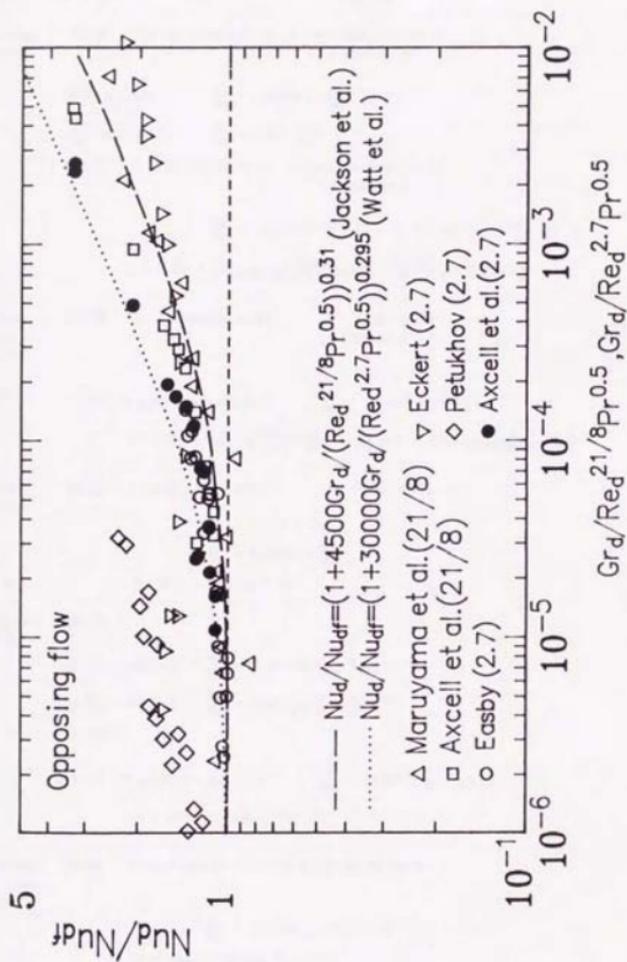


図 1-2 垂直管内対向流乱流共存対流の熱伝達率整理

研究者	流れの種類	Re数	Gr数, Pr数
Petukhov (1977)	並行流	$3.0 \times 10^7 \leq Re \leq 3.0 \times 10^8$	$5.0 \times 10^{-4} \leq Gr Pr \leq 8.0 \times 10^4$ $2.0 \leq Pr \leq 6.0$
		$\frac{Gr Pr}{Re} \leq 1.0 \times 10^{-4}$	$\frac{Nu}{Nu_r} = [1.720 (\frac{Gr Pr}{Re})]^{0.4}$
		$\frac{Gr Pr}{Re} \geq 1.0 \times 10^{-4}$	$\frac{Nu}{Nu_r} = 3.97 (\frac{Gr Pr}{Re})^{0.4}$
	対向流	$3.0 \times 10^7 \leq Re \leq 3.0 \times 10^8$	$5.0 \times 10^{-4} \leq Gr Pr \leq 1.3 \times 10^5$ $2.0 \leq Pr \leq 6.0$
			$\frac{Nu}{Nu_r} = [1.0, 0.31 (\frac{Gr Pr}{Re})]^{0.4} - 0.15 \exp \{-2 [\frac{Gr Pr}{Re} - 8]\}$
			ここで $Nu_r = \frac{1.82 \ln Re - 1.64 (\frac{1}{8} - Pr)^{1/4} - Pr^{1/4}}{1.900/Re + 12.7 [(1.82 \ln Re - 1.64)^{1/4} / 8]^{1/4} Pr^{1/4} + 1}$
Jackson et al. (1977)	対向流	$1.0 \times 10^4 \leq Re \leq 4.0 \times 10^4$	$Gr \leq 3.0 \times 10^4$ $2.5 \leq Pr \leq 7.0$
		$1.0 \times 10^{-4} \leq \frac{Gr}{Re^{0.75}} \leq 2.0 \times 10^{-4}$	$\frac{Nu}{Nu_r} = [1.4500 \frac{Gr}{Re^{0.75}}]^{0.4}$
			ここで $Nu_r = \frac{Pr^{1/4} [Gr/2]^{1/4} + 1.07}{[12.7 (Gr/2)^{1/4} + 1.07]}$ $Gr = \frac{1}{(3.64 \log Re - 3.28)^2}$
Ezby (1978)	対向流	$2.0 \times 10^7 \leq Re \leq 1.0 \times 10^8$	$Gr \leq 1.0 \times 10^4$
			$\frac{St}{St_r} = 1.009 + 8.91 \frac{Gr}{Re}$
			ここで $St_r = 0.023 Re^{-0.4} Pr^{0.4}$
Ratti et al. (1982)	並行流		
		$Re^{0.7} \frac{Gr}{Pr^{0.75}} \leq 4.5 \times 10^{-4}$	$\frac{Nu}{Nu_r} = [1.27 - 19500 \frac{Gr}{Re^{0.7} Pr^{0.75}}]^{0.4}$
		$Re^{0.7} \frac{Gr}{Pr^{0.75}} \geq 4.5 \times 10^{-4}$	$\frac{Nu}{Nu_r} = [2600 \frac{Gr}{Re^{0.7} Pr^{0.75}}]^{0.4}$
	対向流		
		$1.0 \times 10^{-4} \leq \frac{Gr}{Re^{0.7} Pr^{0.75}} \leq 5.0 \times 10^{-4}$	$\frac{Nu}{Nu_r} = [1.30000 \frac{Gr}{Re^{0.7} Pr^{0.75}}]^{0.4}$
			ここで $Nu_r = 0.021 Re^{0.4} Pr^{0.4} (\frac{\rho_s}{\rho_f})^{0.1}$
Takeishi et al. (1984)	対向流	$1.5 \times 10^7 \leq Re \leq 4.3 \times 10^7$	$6.0 \times 10^4 \leq Gr \leq 6.0 \times 10^5$
			$\frac{Nu}{Nu_r} = [1.4500 \frac{Gr}{Re^{0.7} Pr^{0.75}}]^{0.4}$
			ここで $Nu_r = 0.023 Re^{0.4} Pr^{0.4}$

表 1-2 垂直管内共存乱流の伝熱実験式

研究者	計測手法	計測対象	作動流体	可視化の有無	並行流	対向流	流動条件	加熱条件
Eckert NACA (1953)	熱線流速計 ヒトー管 熱電対	U, T	空気	無	○	○	円管内流 (L/D=5)	等温
Hall et al. (1970)	熱線流速計 熱電対	U, T, u', t'	空気	無	○	—	境界層流	等温
Steiner (1971)	熱線流速計 熱電対	U, T	空気	無	○	—	円管内流 (L/D=60)	等熱流束
Garr et al. (1973)	熱線流速計 熱電対	U, T, u', t' u'v', v't'	空気	無	○	—	円管内流 (L/D=100)	等熱流束
Petukhov (1977)	熱線流速計 熱電対	U, T	空気 水	無	○	○	円管内流 (L/D=40, 50)	等熱流束
Jackson et al. (1977)	熱電対	—	水	無	—	○	円管内流 (L/D=90)	等熱流束
Enby (1978)	ヒトー管 熱電対	U, T	窒素	無	—	○	円管内流 (L/D=30)	等温
Axeil et al. (1978)	熱線流速計 熱電対	U, T	空気	無	—	○	円管内流 (L/D=60)	等温
Babezha et al. (1981)	熱電対	—	空気	無	○	—	境界層流	等熱流束
Wilkinson et al. (1982)	熱電対	—	水	染料注入法	—	○	円管内流 (L/D=6~18)	等温
Watt et al. (1982)	熱電対	—	超臨界圧水	無	○	○	円管内流 (L/D=62, 80)	等熱流束
Takeishi et al. (1984)	熱電対	T	空気	スモークワイヤ法	—	○	平行平板間流	等温
Tanaka et al. (1986)	熱線流速計 熱電対	熱線生成形	窒素	無	○	—	円管内流 (L/D=110)	等熱流束
Murayama et al. (1989)	熱線流速計 熱電対	熱線生成形	窒素	無	○	○	円管内流 (L/D=110)	等熱流束

表 1-3 共存乱流の流動実験

研究者	モデル型式	変数	Re数	Gr数	Pr数	並行流	対向流	流動条件	加熱条件
Plumb et al. (1977)	温度変動を考慮した 3型二方程式モデル	U, T, κ $\epsilon, t^{\prime 2}$	0	$1.0 \times 10^5 \sim$ 1.0×10^{11}	0.7	—	—	境界層流	等温
Fujii et al. (1977, 1978)	浮力を考慮した 一方程式モデル	U, T, κ	0	$1.4 \times 10^6 \sim$ 1.4×10^{11}	0.71	—	—	境界層流	等温
Lin et al. (1978)	浮力を考慮した 3型二方程式モデル	U, T, κ ϵ	0	$1.4 \times 10^5 \sim$ 8.6×10^{11}	0.7	—	—	境界層流	等温
Accell et al. (1978)	Loussler-Spalding型 一方程式モデル	U, T, κ	$1.0 \times 10^3 \sim$ 1.3×10^4	$1.0 \times 10^2 \sim$ 2.0×10^4	0.7	—	○	円管内流	等温
Nakajima et al. (1982)	浮力を考慮した Van Driestモデル	U, T	$2.0 \times 10^3 \sim$ 2.0×10^4	—	0.7	○	○	平行平板間流	等温
Ali et al. (1983)	浮力を考慮した 混合長モデル	U, T	$\sim 1.0 \times 10^3$	$\sim 1.0 \times 10^{11}$	0.7	○	—	境界層流	等温
Armaly et al. (1986)	浮力を考慮した 3型二方程式モデル	U, T, κ ϵ	$\sim 3.0 \times 10^3$	$1.0 \times 10^5 \sim$ 1.0×10^{10}	0.7	○	—	境界層流	等温
Tanaka et al. (1986)	3L および3R型 二方程式モデル	U, T, κ ϵ	$1.0 \times 10^5 \sim$ 2.5×10^4	$1.0 \times 10^5 \sim$ 1.0×10^7	0.71	○	—	円管内流	等熱流束
To et al. (1986)	浮力を考慮した3型 二方程式モデル 浮力を考慮した 代数的力モデル	U, T, κ ϵ U, T, $u^{\prime 2}, v^{\prime 2}$ $u^{\prime 2}, t^{\prime 2}$	0	$1.0 \times 10^5 \sim$ 1.0×10^{12}	0.71	—	—	境界層流	等温
Gotton et al. (1987)	浮力を考慮した LS型モデル	U, T, κ ϵ	5.0×10^3	—	0.7	○	○	円管内流	等熱流束
Murayama et al. (1989)	KW, KR, LR, JR, NR型 二方程式モデル	U, T, κ ϵ	5.0×10^3	$1.0 \times 10^5 \sim$ 1.0×10^8	0.71	○	○	円管内流	等熱流束
Yin et al. (1989)	浮力を考慮した NR型モデル	U, T, κ $\epsilon, t^{\prime 2}$ ϵ_s	0	$2.0 \times 10^{10} \sim$ 4.0×10^{11}	0.71	—	—	境界層流	等温

表 1-4 共存乱流の解析的研究

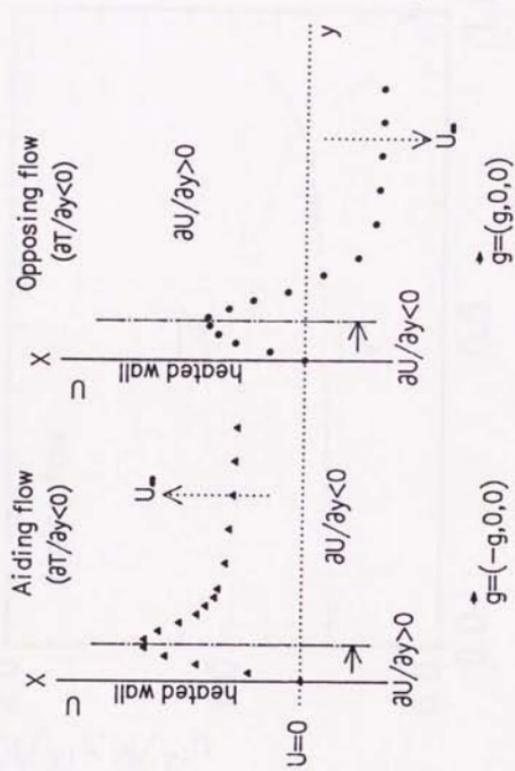


図 1-3 共存乱流の座標系

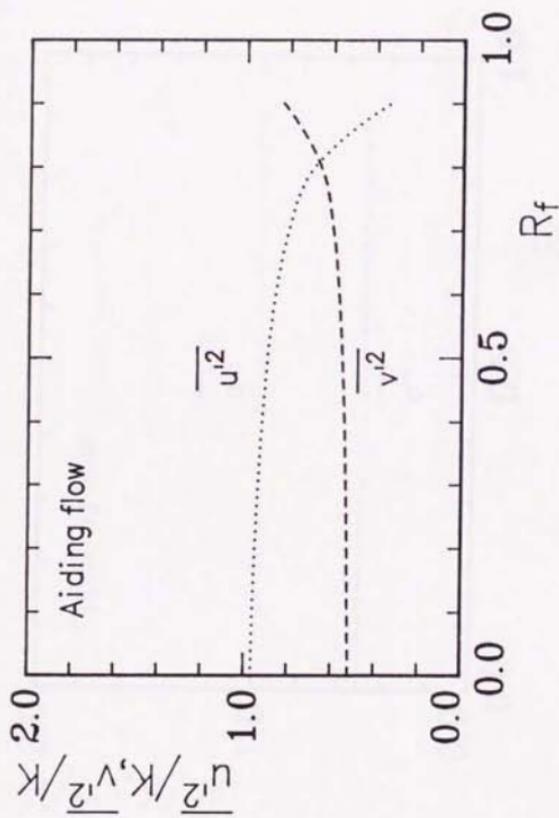


図 1-4 速度変動に及ぼす浮力の影響 (並行流)

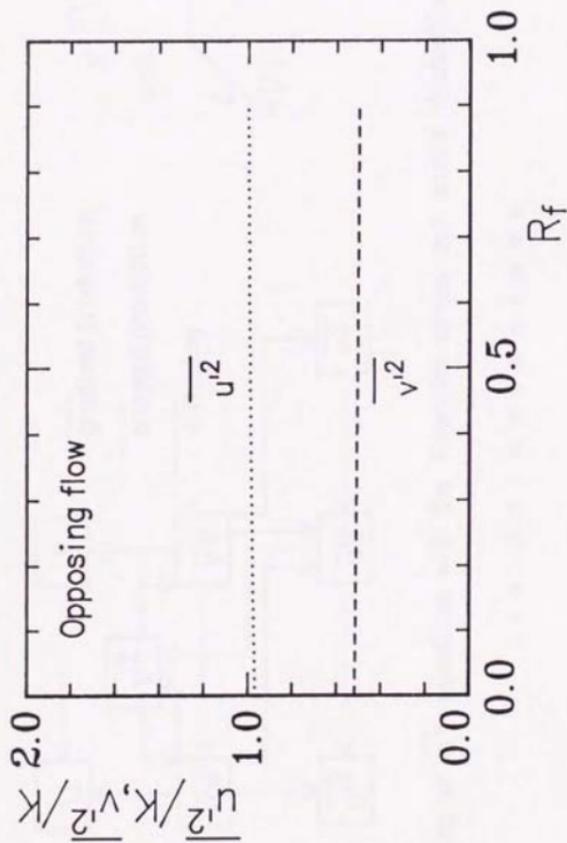
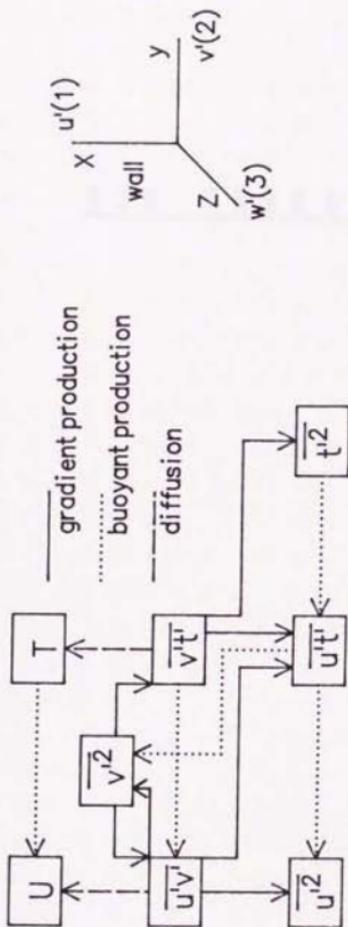


図 1-5 速度変動に及ぼす浮力の影響 (対向流)



Coupling of $\overline{u_i'v_j'}$ equations with the Reynolds stress and scalar fluctuation fields

図 1-6 浮力と乱流諸量の相関関係

第 2 章 実験装置および測定法

2. 1 実験装置製作にあたって

前章で述べたように、垂直な平板に沿う共存乱流は管内共存乱流に比べて体系が単純となり、共存対流固有の性格を調べる上で最適な研究対象となる。にもかかわらず、平板上共存乱流に関して今まで実験的研究がほとんど行われていない。その最大の理由は、ひとえに平板上共存乱流を実験室の限られたスペースの中で実現することが不可能と思われていたことが挙げられる。すなわち、平板共存乱流を実現するには高レイノルズ数 Re_{δ} と、高グラスホフ数 Gr_{δ} の乱流を得ることが不可欠であるが、このためには非常に背の高い垂直伝熱面を必要とし、さらにこの伝熱面を一樣な強制対流主流中、しかも鉛直方向に流れる、に設けなければならないこと。またこの強制対流主流を流すダクトは、伝熱面上に発達する境界層と他のダクト壁面上の境界層との干渉を防ぐため、充分大きな断面積を必要とすること。この2つの理由により装置が必然的に大掛かりなものにならざるを得ず、装置の製作・設置が困難となる。

そこで、本研究では、充分乱流とみなせる高レイノルズ数 Re_{δ} と、グラスホフ数 Gr_{δ} を達成するために、どの位の平板高さを必要とするかまず水および空気の2種類の作動流体について計算し、この結果を基に、与えられた実験スペース内に設置可能か否か検討することにした。それによると当初予想していたよりも短い伝熱面で充分乱流条件を満足できることを確認した。次いで、伝熱面上およびダクト壁面上に発達する境界層の厚さを並行流・対向流のそれぞれの場合について計算し、これら境界層

の干渉を防ぐことのできるダクト断面積を算出した。その結果によると、充分とは言えないまでも、ダクト断面積が最低 $300 \times 300 \text{ mm}^2$ 程度あれば強制対流主流と見なせる領域が確保できること、また伝熱面上の流れがほぼ2次元的、すなわち流れに垂直なスパン方向に一様、と見なせることがわかった。

これらの結果を受けて、水および空気を作動流体とした場合について伝熱面、試験部ダクトの詳細設計を行ない、また一様かつ低乱れ度の強制対流主流を得るための縮流ノズル、セトリングチャンバ、吸込み・押し出し方式の選択等、与えられた実験スペースを助案しながら設計を順次行なった。それらの諸検討を経て製作されたのが次節で述べる実験装置である。本研究では、結局水の並行流と対向流専用の実験装置および空気専用の実験装置の合計3種類の装置を必要とすることがわかり、それらをスクラップアンドビルド方式で製作使用した。

2. 2 実験装置

本研究で使用した上記3台の実験装置について、その全体図を図2-1～図2-3に示す。図2-1は水の並行流、図2-2は水の対向流、図2-3は空気の並行流・対向流兼用装置をそれぞれ示す。以下、それぞれについて詳しく述べる。

2. 2. 1 水並行流の装置

図2-1は、水を用いた並行流の実験装置である。まず強制対流主流を得るために断面 $300 \times 300 \text{ mm}^2$ 、高さ3600 mmの垂直な試験部ダクトを設置した。このダクト全体を断面 $3 \times 1.5 \text{ m}^2$ 、高さ6.3 m、容量 28 m^3 の大型水槽内に沈めた。一様かつ低乱れ度の強制対流主流を得るために、ダクト上流には絞り比9:1の縮流ノズルを水槽底面から1 m離して取り付け、吸込み方式を採用した。このダクトを空気中に放置すれば運転開始できないこと、および運転時にはダクト内の圧力は負圧となり空気がダクト内に混入する可能性があることから装置全体を水中に沈め、水はノズル、試験部ダクト、ポンプ吸込み側、吐出し側を経て、流量計で流量を測定された後再び水槽内に戻される。この流量計はあらかじめ重量法により検定を行なった。また水槽戻り部は水槽底面から4.5 mの高さの所に水槽全周にわたり配置され、パイプ周辺に開かれた細孔から水が均等に水槽内に流出するようにした。

また伝熱面は、ダクトの一壁面上を利用し厚さ15 mmのベニヤ合板で作製した。この板表面に長さ3600 mm、幅140 mm、厚さ $30 \mu \text{ m}$ のステンレスはくを直列に2枚貼り付

け交流定電圧電源により通電加熱し、等熱流束加熱条件とした。はく裏面中心線上には、伝熱面温度測定のため直径 $70\mu\text{m}$ のクロメル-アルメル熱電対を垂直方向に 200mm 間隔で片側17箇所計34箇所スポット溶接した。

2. 2. 2 水対向流の装置

一方図2-2は、水を用いた対向流の実験装置を示している。まず前述した容量 28m^3 の下部水槽に貯蔵された水は、ポンプ、流量計を経て、上部水槽($1500\times 1500\times 1500\text{mm}^3$)全周に配置した吐出し口から水槽内に流出する。ここで水中に混入した気泡が取り除かれるとともに、ポンプによる脈動等が取り除かれる。その後水は2枚の金網からなる整流部および絞り比9:1の縮流ノズルによって整流され、試験部ダクト内へ流入する。すなわち対向流では押込み方式を採用した。このダクトは断面 $300\times 300\text{mm}^2$ 、長さ 1800mm で、その中に平板伝熱面がダクト壁より 50mm 離して垂直に設置されている。なお対向流の場合は、伝熱面長さが短く、このままでは高いレイノルズ数 $Re\delta$ を得ることができないため、平板先端部(強制対流上流側)にトリッピングロッドを設置し乱流促進を行った。後に示す表2-1に示されたレイノルズ数 $Re\delta$ は乱流促進後の値を記述している。

伝熱面は長さ 1800mm 、幅 290mm 、厚さ 10mm の亚克力板表面上に、長さ 1800mm 、幅 95mm 、厚さ $30\mu\text{m}$ のステンレスはく3枚を直列に貼り付けるたもので、交流通電加熱される。また伝熱面温度測定のために、伝熱面中心線上のはく裏面に 50mm 間隔で直径 $70\mu\text{m}$ のクロメル-アルメル熱電対を計70箇所スポット溶接している。

2. 2. 3 空気の装置

次に作動流体として空気を用いた場合の実験装置を図2-3に示す。装置の基本的な構成は水の場合とほぼ同様である。300×500mm²の長方形断面を有する試験部ダクト、全長3200mm、を垂直に設置し、この中に空気を通風した。試験部入口で一様流入条件を満足させるため、やはりダクト上流部に絞り比9:1の縮流ノズルを取り付けた。図2-3は並行流の場合を示しているが、対向流の実験では縮流ノズルと送風機の位置関係を上下逆にした。いずれの場合も送風機による吸込み方式を採用している。

伝熱面はダクトの一壁面上(厚さ15mmのベニヤ合板)に、長さ3200mm、幅99mm、厚さ30μmのステンレスはく5枚を直列に貼り付けることによって製作した。なおこの裏面には、熱伝導による熱の逃げを防止するためグラスウール断熱材が取り付けられている。またはく中央裏面には、垂直方向に150mm間隔で直径70μmのクロメル-アルメル熱電対を計40個スポット溶接した。

2. 3 流れ場の検定

以上3台の実験装置が当初予期した目標を満たしているか否かを次の項目について実際に測定することにより調べてみた。

(1)達成可能な最大レイノルズ数 Re_{max} および最大修正レイリ数 Ra_{max}

(2)強制対流主流の一様性および乱れ強度

(1)および(2)の結果の一部については、装置の諸元とともにその結果を表2-1に示す。なお、表中の最大熱流束 q_{max} は、加熱装置そのものよりもむしろ流体側の冷却能力によって決定される。表2-1から明らかかなようにいずれの装置においても実現し得る最大レイノルズ数 Re_{max} は $6 \times 10^5 \sim 1 \times 10^6$ のオーダー、また最大修正レイリ数 Ra_{max} は $3 \times 10^{11} \sim 1 \times 10^{12}$ のオーダーであり、それぞれ乱流遷移レイノルズ数 $Re_{crit} = 1 \times 10^5 \sim 5 \times 10^5$ 、修正レイリ数 $Ra_{crit} = 1 \times 10^{11} \sim 1 \times 10^{12}$ を越えており、本装置で充分乱流条件を達成していることがわかる。また主流の乱れ度も最大でも3%以下である。

一方、果たして本装置の試験部ダクト内に強制対流主流が得られているか否かという問題であるが、これについては実際にダクト内の流速分布を熱線流速計および熱膜流速計によって測定してみた。これらの測定結果の一例を図2-4、図2-5および図2-6に示す。これらの図はいずれも試験部ダクト出口近傍における伝熱面に平行方向(スパン方向、Z方向)の平均速度分布と乱流強度分布の測定結果を示しており、図2-4が水の並行流、図2-5が水の対向流、図2-6が空気の実験装置についての検定結果

をそれぞれ表わしている。またいずれの図も縦軸は時間平均速度とその変動量を伝熱面中心における速度 $U_{c,0}$ および速度変動 $u'_{c,0}$ で無次元化したもので、横軸は伝熱面中心から左右に移動させた実距離 z (mm) である。

まず図 2-4 は、伝熱面高さ 3.2mm、壁面からの距離 10mm、主流速度 2.6cm/s の場合の測定結果である。図から熱流束が 0W/m^2 、 4000W/m^2 いずれの場合であっても伝熱面中心部に約 120mm の一様流領域が存在していることがわかる。また図 2-5 は、伝熱面高さ 1.0mm、壁面からの距離 5mm、主流速度 2.6cm/s の場合の結果である。この図から熱流束が 0W/m^2 、 10000W/m^2 のいずれの場合であっても伝熱面中央部 150mm 以上の領域で平均速度および乱れ分布が一様であることがわかる。さらに図 2-6 は、伝熱面高さ 1.6mm、壁面からの距離 10mm、主流速度 0.6m/s の場合の結果である。この図から熱流束 0W/m^2 、 80W/m^2 のいずれの場合であっても伝熱面中央部 250mm 以上の領域で一様な分布が観察できる。図 2-6 は並行流についての結果であるが、対向流の場合にも同様な一様流領域の存在を確認している。

以上の結果から次のことが言える。すなわち、ダクト側壁に沿って発達する境界層が、伝熱面上に発達する境界層と干渉する領域は、水の場合せいぜいダクト壁から 70~80mm 程度であり、伝熱面の中央部には、流れが二次元的と見なせる領域が確かに存在すること。またこれら図に示した伝熱面スパン方向の速度の他に伝熱面に垂直方向の速度の測定を行なった結果、ダクト中央部のかなり広い領域において低乱れ度でかつ流速の一様な強制対流主流が存在することがわかった。次章以降で述べる実

験データのほとんどは図2-4～図2-6で示した実験条件よりも、伝熱面熱流束が低いかあるいは主流速の速い、言い換えれば境界層の厚さの薄い条件下で得られたものであることを考え合わせると、本研究で用いたいずれの実験装置は充分と言えないまでも、垂直平板上共存乱流を実現するための必要最小限の性能を有していると考えられる。

2. 4 測定法

2. 4. 1 伝熱実験

水の並行流および対向流のいずれの場合もダクト内の強制対流主流速度は熱膜(ホットフィルム)流速計でモニタし、流量制御弁で所定の値に設定した。空気の場合は精密微差圧計に接続したピトー管および熱線流速計でモニタし、送風機の回転数を制御することにより所定の値に設定した。またいずれの装置の場合も、前述の縮流ノズル、整流網、分散吐出し口などの工夫により、ダクト入り口部での乱れ度が最大でも3%以下の強制対流主流を得ることができた。また、水を作動流体とした伝熱実験では大型水槽(28m³)を使用することにより、実験中の主流体温度上昇率は0.25~0.5K/hr程度に抑えることができた。このため特別な冷却装置を設けることなく、定常時の熱伝達率測定が可能となった。

伝熱面は、いずれも交流定電圧電源でジュール加熱され、等熱流束壁条件、 q_w 一定、を満たしている。ここでは、作動流体が水の場合伝熱面からのふく射損失、 q_r 、および伝熱面裏面への熱伝導損失、 q_c 、を測定し、正味の伝熱面熱流束を以下のように求めた。

$$q_w = q_w - (q_r + q_c) \quad \text{水} \quad (2-1)$$

ここで伝熱面熱流束の不確かさは、上記補正に伴う誤差が最も大きく、全ての項目を総括すれば95%包括度で約2.5%であった。一方空気の場合、ふく射損失および伝熱面裏面への熱損失は総発熱量の20~30%に達し、無視

し得ない値となった。したがって、空気については伝熱面熱流束を壁面近傍の流体側平均温度勾配から算出することにした。

$$q_w = -\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_w \quad \text{空気} \quad (2-2)$$

ここで伝熱面熱流束の不確かさは、上記測定に伴う誤差が最も大きく、全ての項目を総括すれば95%包括度で約3.5%であった。

本研究で用いたアルメル-クロメル熱電対の偏差は、予め一本ずつ校正を行なって補正した。したがってここでの熱電対不確かさ区間は、1%程度である。総ての実験を通じて伝熱面温度と主流体温度との差は最大でも水の場合20K、空気で40K以下に抑えられているため、流体の熱物性値が熱伝達に及ぼす影響は小さいと見なせる。また修正レイリ数 Ra_w^* 、レイノルズ数 Re_w と、ヌセルト数 Nu_w とおよびプラントル数 Pr などの無次元数中の物性値は、体積膨張率を除き総て膜温度 $T_f = (T_w + T_\infty) / 2$ で評価した。ここで主流体温度は、いずれの装置の場合も試験部ダクト入口に設けられた熱電対により求めた。これら無次元数中の不確かさ区間は、以下のとうりである。

95% 包括度

Pr 数	~ 1%
Nu_w と 数	~ 4%
Gr_w^* 数	~ 4.5%
Ra_w^* 数	~ 5%
Re_w と 数	~ 5%

2. 4. 2 流体の速度場・温度場の測定

自然対流や共存対流など温度変動を伴う流れの乱流輸送機構を解明するためには、速度と温度の同時測定が必要となる。一般的に言って、等温場の強制対流の流速は、例えば校正済の熱線流速計・熱膜流速計などを用いて比較的簡単に測定することができるのに対し、自然対流や共存対流の乱流場では、かなりの温度変動を伴うため熱線流速計や熱膜流速計による流速測定は、強制対流の測定に比べてはるかに困難なものとなる。

このような非等温場での流速測定を熱線流速計および熱膜流速計で行なうためには、次の2つの方法が考えられる。その1つは、温度補償回路を流速計に組み込んでおきアナログ的に温度補償を行なう方法であり、他の1つは、あらかじめ各種の流体温度における流速-流速計出力の関係を校正しておき、パソコンを使用してデジタル的に温度と速度を求める方法である。

本研究では、後者の手法を用いて、温度と速度の分離測定を行なうことにした。用いたプローブは、I型2線式熱膜プローブ(TSI社製W型プローブ)であり、その寸法諸元を図2-7に示す。このプローブの上流側素線を抵抗線式温度計(コールドフィルム)として、また下流側素線を熱膜流速計(ホットフィルム)として使用する。プローブの検定には、別途校正用装置を用意して、流体温度を測定範囲内の任意の温度に保ちながら流速計出力を校正する必要がある。図2-8は、このための校正用ループの概略図を示したものである。本校正装置で実現し得る速度および温度の範囲は充分実測範囲をカバーできるようにしてある。流体温度は、タンク内に備えられたヒータ

と熱交換器によって任意の一定値に保つことができる。また図に示したように、絞り比20:1の縮流ノズルを用いて、ノズル出口近くで一様かつ低乱れ度の流れを実現した。流量は調整用バルブで制御され、その値は重量法により測定される。なおこの重量は、デジタル天秤で読み取った。またノズル上流には整流部を取り付け、温度・速度乱れの低減を図った。ノズル出口下流の一様流域にプローブを設置し、温度、速度-出力電圧の関係を予め求めておく。一方実際の測定であるが、抵抗線式温度計(コールドフィルム)からの温度出力信号、熱膜流速計(ホットフィルム)からの速度出力信号をそれぞれAD変換して一旦パーソナルコンピュータのメモリに取り込み、この値と先程求めた温度、速度-出力電圧の関係から温度および速度を計算する。

この過程で、AD変換を行なうデータのサンプリング周波数 f_s と個数 n_s が測定結果に少なからぬ影響を及ぼすものと考えられる。そこで f_s と n_s が測定データに如何なる影響を与えるか調べるために、 f_s を10~100Hz(100Hzは熱膜流速計の応答性の上限)、 n_s を1024~8192個の範囲で変化させて測定結果を比較した。その結果、 f_s および n_s を上記の範囲内で変化させても最終的な温度および速度の測定値は、時間平均値に関して2~5%程度・温度および速度乱れのRMS値に関して5~10%程度であった。このことから本研究では、コンピュータのCPUタイムとメモリを節約するために $f_s=20$ Hz、 $n_s=4096$ 個を一応標準的な値として採用した。これらの値は一般に乱流計測を行なう上で充分と言えるものではないが、熱膜流速計(ホットフィルム)自身の応答性や上記結果を考え合せると、

計測結果の信頼性は高いと言えるだろう。ここで速度や温度の不確かさは、測定および校正に伴う誤差が大きく、全ての項目を総括すれば95%包括度で以下のようになる。

95% 包括度

平均速度 ～ 12%

変動速度 ～ 14%

平均温度 ～ 5%

変動温度 ～ 7%

2. 4. 3 感温液晶による伝熱面温度場の可視化

前章で共存乱流においても、自然対流や強制対流で観察されるような大きなスケールを有する流体運動が存在し、これが乱流輸送に対し重要な役割を果たしていることが予想された。したがってこの大規模運動が存在するの否か、存在するとすればどのような特性を持つかについて調べれば、共存乱流の乱流輸送機構が明確に把握できるものと考えられる。このことから本研究では、まず感温液晶シートを用いて伝熱面温度分布すなわち局所熱伝達率分布の可視化を行ない、スケールの大きな特徴的溫度バクーンが発生するかどうか検証することにした。この感温液晶による伝熱面温度バクーンの可視化法は、笠木(1980)によって試みられ、強制対流乱流の輸送機構を解明するための有力な手段となっている。特に入谷ら(1982)、(1985)は水を作動流体とした平板上乱流境界層流の伝熱面温度分布を可視化したところ、筋状の低温模様が発生し、この低温模様がいわゆるバースティング現象と密接に関連していることを明らかにしている。

本研究でも、水の場合について共存乱流の伝熱面温度分布の可視化を感温液晶により行なうこととし、このため感温液晶シートを伝熱面上の所定の位置、すなわち並行流の場合高さ $X=2.6\text{m}$ 、対向流の場合 $X=0.9\text{m}$ の伝熱面上に直接貼り付けた。この位置は流れが充分乱流となり、かつ熱伝達率が高さ方向に大きく変化しない領域に対応している。一方空気の場合、空気の熱容量が伝熱面表面および液晶シートの熱容量に比べて小さく、流体塊運動に基づく液晶の温度変化はほとんど検知できなかった。

本研究で用いた感温液晶はコレステリック液晶と呼ばれるもので、任意の温度範囲、例えば $35\sim 40^\circ\text{C}$ の間、で温度の上昇に伴って、黒、暗赤、赤、黄、緑、青と順次変色する。この変色範囲に伝熱面温度を調整することにより、伝熱面温度分布の可視化が可能となる。

また感温液晶によって時間的にランダムかつ非定常な流体塊運動に基づく伝熱面温度変化を観察するためには、液晶および伝熱面表面をも含めた温度応答の時定数が対象とする現象そのものの時間スケールに比べて充分小さいことが必要とされる。可視化の対象とする現象、例えば強制対流のパーシング現象や自然対流の大規模流体運動の時間的スケールは、強制対流主流速度の極めて大きい場合を除けば、後述するように水の場合数秒から十数秒のオーダーである。一方本研究で使用した感温液晶の時定数を笠木らの手法を参考に試算すると1秒程度の値を得た。この値は現象の時間スケールに比べ相対的に小さく、このことから現象を追跡する上で本感温液晶シートは充分な応答性を有していると考えられる。

2. 4. 4 水素気泡法による伝熱面近傍の流れの可視化

本研究では、また水素気泡法を用いて伝熱面近傍の流れを可視化した。水素気泡法では、大きなスケールの流体運動を立体的に把握することができる。前述の感温液晶による伝熱面温度パターンと壁面近傍の流れを可視化することによって、共存乱流の輸送機構が明確になるものと思われる。また同時に、自然対流と強制対流に現われる大きなスケールの流体運動の相違点、さらには共存乱流における流体運動の特性なども把握できるであろう。

可視化を行なうためには、まず水流中に金属細線を陰極として張り、同じ水流中に陽極である銅板を測定部の現象を妨げない位置に設置する。そして両極間にパルス状の高電圧を印加すると水の電気分解により細線まわりに無数の水素気泡がパルスの発生し、その気泡のタイムラインから流れの方向および速さを観察することができる。タイムラインの間隔が広い箇所は速度の速い領域を、間隔の狭い箇所は速度の遅い領域を示す。本研究では、この細線を高さ $X=2.6\text{m}$ (並行流)、高さ $X=0.9\text{m}$ (対向流) の伝熱面近傍に垂直および平行 (壁面から $y=2.1\text{mm}$ の位置) に設置した。なおこれらのイラストを図 2-9 に示しておく。ここで用いた細線の間隔は、 200mm である。

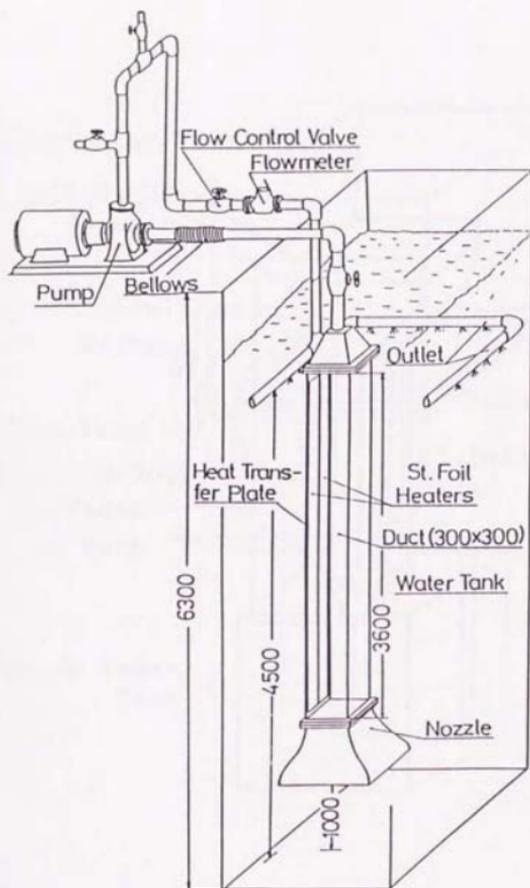


図 2-1 並行流の実験装置(水)

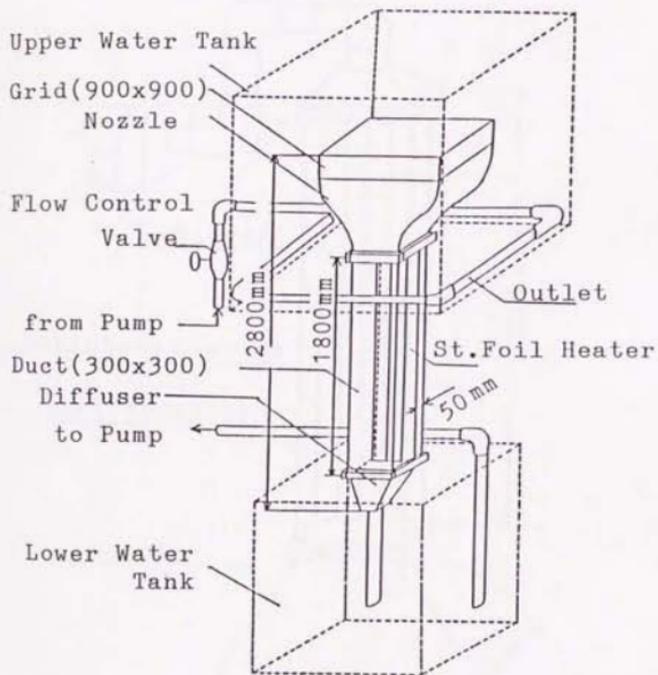


図 2-2 対向流の実験装置(水)

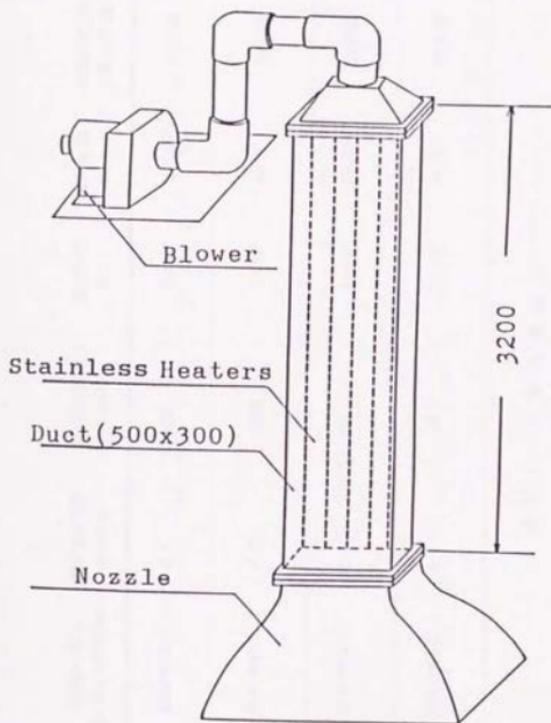


図 2-3 空気の実験装置

装置	伝熱面の諸元 幅×高さ×枚数(mm ²)	最大主流速度 u_{∞} (m/s)	最大壁面熱流束 q_w (W/m ²)	最大Re数 Re_s	最大Ra*数 Ra_s^*	強制対流主流 の乱れ度(%)	
水	並 行 流	140×3600×2	0.2	8000	1×10^6	2×10^{11}	3%未満
	対 向 流	95×1800×3	0.23	15000	5×10^5	4×10^{11}	3%未満
空気	並 行 流	99×3200×5	2.0	100	6×10^5	3×10^{11}	3%未満
	対 向 流	99×3200×5	2.0	100	6×10^5	3×10^{11}	3%未満

表 2-1 実験装置諸元

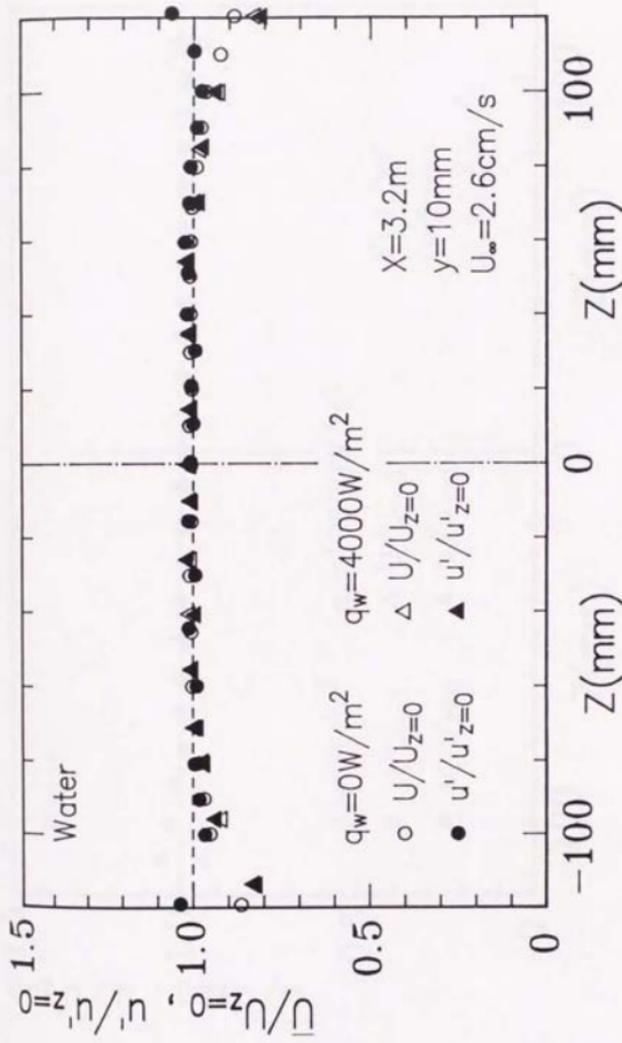


図 2-4 伝熱面に平行方向の平均速度およびその変動量
 (装置 2-1)

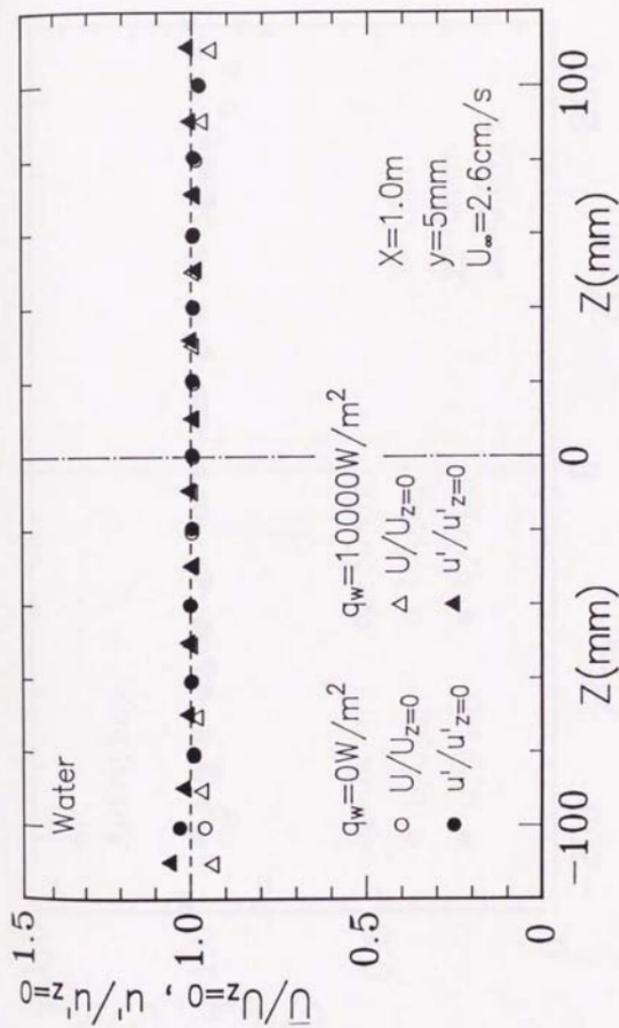


図 2-5 伝熱面に平行方向の平均速度およびその変動量
 (装置 2-2)

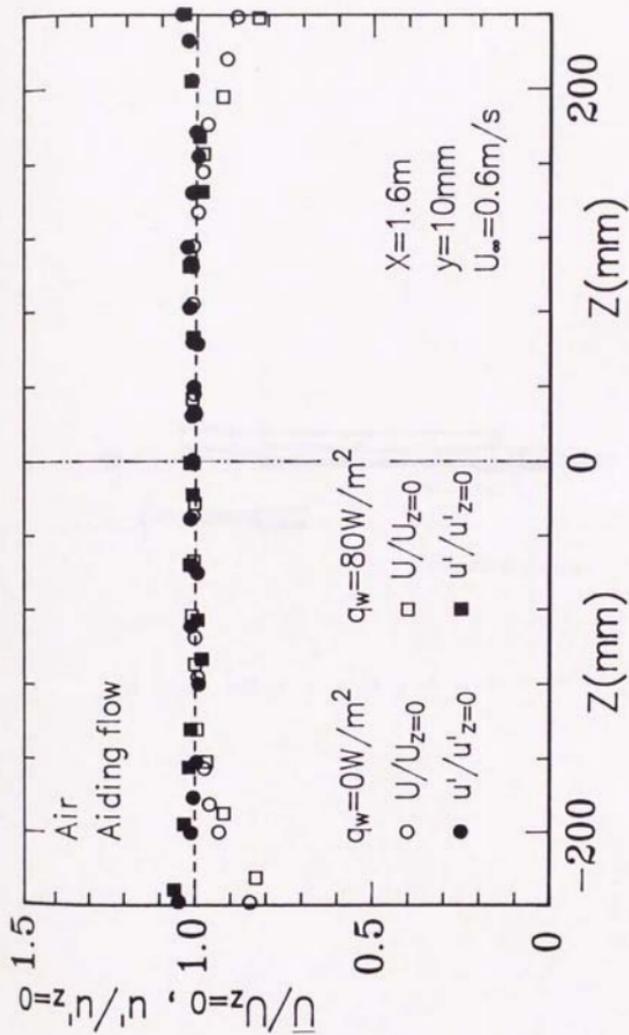


図 2-6 伝熱面に平行方向の平均速度およびその変動量

(装置 2 - 3)



(51μφ白金フィルム)

図 2-7 W型ホットフィルムプローブ

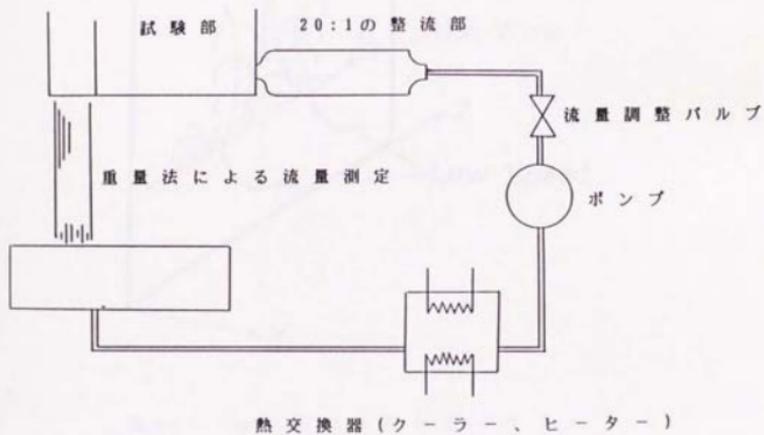


図 2-8 ホットフィルムプローブ校正ループ

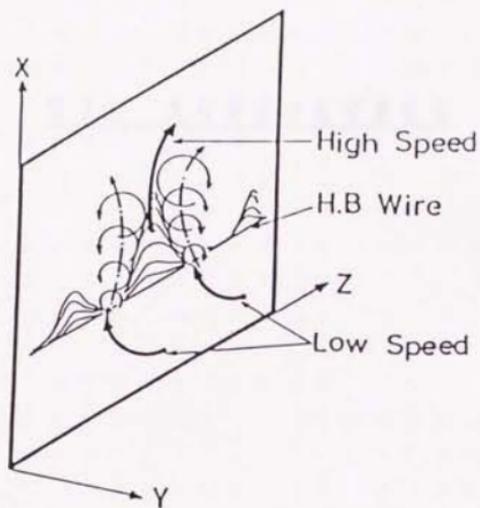


図 2-9 壁面近傍流動構造イラスト

第 3 章 共存対流の乱流熱伝達

3. 1 強制対流および自然対流の乱流熱伝達

本章では、従来の研究では全く不可能であった垂直な平板に沿う共存乱流の伝熱特性について述べる。まず初めに伝熱評価の基準となる強制対流および自然対流について、それぞれ水および空気を作動流体としたときの熱伝達率の測定結果について記し、つぎに並行流および対向流共存対流について平板垂直方向の局所熱伝達率の測定結果を述べる。またこれらの測定結果をもとに、共存乱流の熱伝達率整理を試み、併せてプラントル数 Pr の影響について論じる。最後に共存乱流の定義について考察し、強制-共存-自然対流各領域の領域判別を行なう。

3. 1. 1 強制対流の乱流熱伝達

本実験のような垂直方向に長い平板伝熱面の場合、水平伝熱面の場合と異なり、強制対流の熱伝達率を求めるためには、浮力の影響が及ばないように伝熱面熱流束を出来る限り小さくする必要がある。そこで、種々の主流速条件下において伝熱面温度の測定精度をも考慮し、可能な限り伝熱面熱流束を低く抑えて熱伝達率を測定した。

まず水の並行流実験装置を用いて伝熱面の垂直方向局所熱伝達率を測定した結果の一例を図3-1に示す。図の縦軸には局所ヌセルト数 Nu_x 、横軸には局所レイノルズ数 Re_x をとっている。またこれら無次元数の代表長さには伝熱面前縁からの距離 x を採用し、物性値は膜温度 T_f で評価している。図3-1ではプラントル数 Pr を4.7と5.7の2種類変化させた実験を行なっているが、図から明らかなごとく、 $Re_x < 2 \times 10^4$ では、次式によって表される D

R. Chapman & M. W. Rubesin (1949) の層流理論解 (等熱流束)

$$Nu_x = 0.458 Re_x^{-0.5} Pr^{1/3} \quad (3-1)$$

に本実験結果は良好な一致を見せている。したがってこの領域は、層流域と考えることができる。一方、 $Re_x > 6 \times 10^4$ の領域でのヌセルト数 Nu_x はレイノルズ数 Re_x のほぼ 0.8 乗に比例して直線的に増加しており、乱流域と見なせる。この乱流遷移レイノルズ数 $Re_{x,trans}$ は、通常言われている値に比べて若干低い。これは本実験での主流の乱れ度が比較的高い (最大 3% 程度) ことが影響していると考えられる。

さて乱流域の熱伝達については、従来より数多くの実験式や半理論式が提案されている。それらのうち代表的なものとして、R. G. Deissler (1954)、W. C. Reynolds et al. (1960) および B. A. Kader & A. M. Yaglom (1972) の式をそれぞれ式 (3-2) ~ 式 (3-5) に挙げておく。

R. G. Deissler (1954):

$$Nu_x = \frac{0.0296 Re_x^{-0.5} Pr}{(1 + 1.54 Pr^{-0.25} Re_x^{-0.1} (Pr-1))} \quad (3-2)$$

W. C. Reynolds et al. (1960):

$$Nu_s =$$

$$\frac{Re_s Pr (C_r/2)^{0.5}}{2.12 \ln(Re_s C_r) + 12.5 Pr^{2/3} + 2.12 \ln Pr} - 7.2 \quad (3-3)$$

ここで、

$$\left(\frac{2}{C_r}\right)^{0.5} = 2.5 \ln(Re_s C_r) + 2.4 \quad (3-4)$$

B. A. Kader & A. M. Yaglom (1972):

$$Nu_s = 0.0309 Re_s^{0.8} Pr^{0.5} \quad (3-5)$$

またこれらの式から求めた Nu_s - Re_s 数の関係を空気: $Pr=0.71$ および水: $Pr=4.7$ & 5.7 について示したのが図 3-2 である。表 3-1 参照。図からわかるようにレイノルズ数 $Re_s = 1 \times 10^5 \sim 1 \times 10^6$ の範囲においてプラントル数 Pr が 4.7 および 5.7 の場合、これら 3 式の差は比較的大きく、B. A. Kader & A. M. Yaglom (1972)、R. G. Deissler (1954)、W. C. Reynolds (1960) の順で高いヌセルト数 Nu_s を与える。なおプラントル数 Pr の低い空気 ($Pr=0.71$) の場合、およびプラントル数 $Pr=4.7$ & 5.7 であってもレイノルズ数 Re_s の高い場合にはこれらの式間の差は小さくなる。このうち $Pr=4.7$ および 5.7 の水を用いた本実験結果と最も良く一致するのは R. G. Deissler (1954) の式、式 (3-2) であった。

現在平板流の乱流熱伝達の相関式としては、B.A. Kader & A.M. Yaglom (1972)の式が広く使われているが、彼らの式はプラント数 Pr が比較的高くかつレイノルズ数 Re が低い乱流については、実験値より低いヌセルト数 Nu を与える傾向にあるようである。これと同様な結果は、水の対向流実験装置を用いた場合にも得られた。すなわち図 3-3 に示したように、 $Pr=5.6$ および 6.6 の水を使用し、乱流域の熱伝達率を測定して Nu と Re と数平面上にプロットすると、本実験結果は B.A. Kader & A.M. Yaglom (1972) の式よりもむしろ R.G. Deissler (1954) の式に一致している。なおこの場合対向流なので、ヌセルト数 Nu と、レイノルズ数 Re との代表長さには仮想前縁を仮定した伝熱面上方からの距離 x をとっている。

一方、空気の実験装置を用いて乱流域の熱伝達率を測定し、 Nu と Re と数平面上にプロットすると図 3-4 に示す結果となった。空気の場合には、R.G. Deissler (1954) および B.A. Kader & A.M. Yaglom (1972) とほぼ同一のヌセルト数 Nu を与え、本実験結果とも良好に一致する。表 3-1 参照。

以上の事実を総合すると、水および空気の2種類の流体について、その乱流熱伝達率を良好に予測するのは R.G. Deissler (1954) の式であり、このことから本研究では、R.G. Deissler (1954) の式を共存乱流の熱伝達を評価する際の強制対流乱流熱伝達の基準式として採用することにした。

3. 1. 2 自然対流の乱流熱伝達

本節では、強制・自然共存対流のもう1つの極限である自然対流の熱伝達について次に検討してみる。まず水の並行流、対向流および空気の3種類の実験装置を用いて自然対流時、すなわち主流速ゼロ、の局所熱伝達率を測定した結果をそれぞれ図3-5～図3-7に示す。これらの図は、いずれも縦軸に局所ヌセルト数 Nu_x 、また横軸に局所修正レイリ数 Ra_x^* をとったものである。これら無次元数中の代表長さには、伝熱面下端からの鉛直方向距離 x を採用している。まず図3-5に示した水の実験結果であるが、図中の点線および一点鎖線は、それぞれ T. Fujii et al. (1970) による等熱流束加熱層流理論解、式(3-6)、および G. C. Vliet & C. K. Liu (1969) の等熱流束加熱乱流熱伝達実験式、式(3-7)を示したものである。

T. Fujii et al. (1970):

$$Nu_x = 0.586 Ra_x^{*0.25} \quad (3-6)$$

G. C. Vliet & C. K. Liu (1969):

$$Nu_x = 0.568 Ra_x^{*0.25} \quad (3-7)$$

図から明らかなように本実験値は、これらの伝熱相関式と良好に一致しており、層流は $Ra_x^* < 1 \times 10^4$ の領域で、また乱流は $Ra_x^* > 1 \times 10^4$ の領域でそれぞれ実現される。一方、水の対向流実験装置についての結果を図3-6に示す。この図からも、本実験結果は式(3-7)に一致してい

ることがわかる。また作動流体として空気を用いた図3-7の結果は、宮本ら(1977)の等熱流束加熱垂直平板に沿う乱流自然対流の実験式、式(3-8)、で表される。

宮本ら(1977):

$$Nu_s = 0.186 Ra_s^{0.25} \quad (3-8)$$

以上の事実より、本研究では(3-7)式、(3-8)式を共存乱流の熱伝達を評価する際の乱流自然対流熱伝達の基準式として採用することにした。

3. 2 並行流の乱流熱伝達

3. 2. 1 層流 - 乱流の判別

並行流の乱流熱伝達について議論する前に、ここではまず乱流がどのような条件下で実現されるかについて検討してみた。流れが乱流あるいは乱流遷移したことを検知する方法には、さまざまなものが考えられるが、本研究では、伝熱面に垂直方向数多く取り付けられた熱電対の温度出力信号から層流 - 乱流の判別を行なった。すなわち、熱電対の出力をモニタして、時間とともに不規則に出力が変動する状態をもって乱流と定義する。水および空気の両方について、色々な伝熱面熱流束 q_w および主流速度 U_∞ のもとで、熱電対出力を観測した結果、並行流の乱流状態は、観測点における局所レイノルズ数 Re_x 、あるいは局所修正レイリ数 Ra_x^* のいずれか一方が、少なくとも強制対流の遷移レイノルズ数 Re_{crit} 、あるいは遷移修正レイリ数 Ra_{crit}^* を越えれば実現されることがわかった。(なおこの遷移レイノルズ数 Re_{crit} および遷移修正レイリ数 Ra_{crit}^* は、いずれも本実験から求めた値であることを断っておく。)

本実験のような壁温変動による乱流判定法では、厳密な遷移条件の同定が困難なこと、また最大でも3%以下とは言え主流の乱れを完全に除去した実験は不可能なことから本研究ではこれ以上乱流遷移に関する議論はしないが、並行流の場合、強制対流単独あるいは自然対流単独の場合の乱流遷移に比べ、明確な遷移の遅れや促進といった現象は観察されないことは確かである。

さて第1章でも述べたように、垂直な平板に沿う層流

共存対流の解析がこれまでいくつか行なわれている。その中でも P. H. Oosthuizen & R. Hart (1973) は、本実験と同じく等熱流束加熱垂直平板上の層流共存対流について熱伝達率を測定し、彼らの解析結果と比較した。その結果を図 3-8 に示す。図は彼らの解析結果に合わせて縦軸に $Nu./Re.^{1/2}$ を、横軸に $Gr.^*/Re.^{5/2}$ をとったもので、本実験結果を○印で、またプラントル数 $Pr=0.7, 3, 10$ に対する彼らの解析結果を図中の実線に示す。なお本実験でのプラントル数 Pr は $Pr=5\sim 5.7$ の範囲にある。

等熱流束で加熱された平板に沿う層流強制対流の局所ヌセルト数 $Nu.$ は、

D. R. Chapman & M. W. Rubesin (1949):

$$Nu. = 0.458 Re.^{0.5} Pr^{1/3} \quad (3-1 \text{再出})$$

で表される。したがって $Gr.^*\rightarrow 0$ の強制対流では、図の縦軸 $Nu./Re.^{1/2}$ の値は本実験のプラントル数、 $Pr=5.0\sim 5.7$ 、では一定、 $0.78\sim 0.81$ 程度、となる。このことから $Gr.^*/Re.^{5/2}$ の増加にしたがって、 $Nu./Re.^{1/2}$ が単調に増加する図 3-8 の結果は、とりもなおさず浮力の増加にともなって熱伝達率が、それと同じレイノルズ数 $Re.$ 数に対する強制対流の熱伝達率よりも大きくなることを示している。これは、第 1 章でも述べたごとく、浮力の増加によって伝熱面近傍の流体が加速され、その結果熱伝達率が向上したためである。

3. 2. 2 局所熱伝達率分布

まず伝熱面垂直方向の伝熱面温度および局所熱伝達率をさまざまな主流速度および伝熱面熱流束のもとで測定した結果について示す。作動流体に水を用いた場合の代表的な測定結果を図3-9(伝熱面温度)および図3-10(局所熱伝達率)に示す。両図とも縦軸には、伝熱面下端からの距離 X をとっている。また伝熱面熱流束 q_w は 5700 W/m^2 と一定に保ち、主流速度を種々変化させている。なお前節で述べた判定法から、流れが完全に乱流と見なせる伝熱面下端からの高さが 1 m 以降の領域での結果のみを掲載した。図3-9から明らかになごとく、伝熱面温度は乱流域の全ての地点において主流速度の増加とともに一旦上昇し、主流速度 $U_\infty = 8\text{ cm/s}$ において最も高温となる。そしてさらに主流速度を増加して行くと、今度は急激に伝熱面温度が低下して行くことがわかる。いま伝熱面はどれも同じ熱流束で加熱されているので、伝熱面温度の上昇は熱伝達率の低下を意味する。このことに対応して、図3-10に示したように局所熱伝達率はほぼ乱流域の全ての地点において主流速度 $U_\infty = 8\text{ cm/s}$ 付近で極小値をとり、主流速度がそれ以下でも、以上でも熱伝達率は上昇する。このような熱伝達率の奇妙な振舞は、主流速度を一定にして、伝熱面熱流束を変化させた場合にも生じることを、図3-11(伝熱面温度)および図3-12(局所熱伝達率)に示す。すなわち、両図では主流速度 $U_\infty = 10\text{ cm/s}$ と一定に保ち、伝熱面熱流束 q_w を $1450 \sim 7800\text{ W/m}^2$ に増加させている。この場合伝熱面温度は図3-11に示したように伝熱面熱流束の増加とともに単調に上昇するが、熱伝達率は測定位置によって変わるものの、ほぼ伝熱面熱流束 $q_w = 4000 \sim 5700$

W/m^2 で極小値をとり、それ以上の伝熱面熱流束では逆に高くなることが図3-12から明らかである。

以上図3-9から図3-12の結果より、ある特定の伝熱面熱流束および主流流速条件下で熱伝達率が最も顕著に低下することがわかった。このような熱伝達率の低下は、作動流体に水を用いた場合だけに限らず空気の場合にも観測し得ることを図3-13から図3-16に示す。すなわち、伝熱面熱流束 q_w を一定($=48W/m^2$)に保ち、主流速度を $U_{\infty}=0.3\sim 1.5m/s$ の範囲で変化させた図3-13(伝熱面温度)および図3-14(局所熱伝達率)では、主流速度 $U_{\infty}=0.3\sim 0.65m/s$ 付近で熱伝達率が極小値をとっている。また主流速度を一定に保って、伝熱面熱流束を $q_w=11\sim 63W/m^2$ の範囲で変化させた図3-15(伝熱面温度)～図3-16(局所熱伝達率)の結果では、伝熱面熱流束 $q_w=32\sim 45W/m^2$ で熱伝達率が極小値をとっている。このように、空気についても水と同様な伝熱劣化が生じることが明らかである。

しかし、このような熱伝達率の低下が流れの本質的な変化によるものか、あるいは他の原因によるものか、もう少し検討してみる必要がある。すなわち、本節で例示したのはあくまでも熱伝達率そのものの値であり、この熱伝達率には当然流体の熱物性値変化による影響も含まれている。そこで、この物性値変化による影響を取り除くために、無次元パラメータによる実験データの整理を行なってみた。その結果を図3-17から図3-20に示す。図3-17および図3-18は、図3-10および図3-14の局所熱伝達率の測定結果を、縦軸に局所ヌセルト数 Nu_x 、横軸に局所修正レイリ数 Ra_x^* をとって整理し直したものである。ここでこれらヌセルト数 Nu_x および修正レイリ数 Ra_x^* 中

の代表長さには伝熱面下端からの距離 X を、また物性値は膜温度 T_f における値を採用している。水の結果を示した図 3-17 から明らかなように、最も主流速度の遅い $U_\infty = 2 \text{ cm/s}$ の場合、ヌセルト数 Nu_x は自然対流のヌセルト数 $Nu_x (U_\infty = 0 \text{ cm/s})$ に一致している。また主流速度 U_∞ の増加にしたがってヌセルト数 Nu_x はこの自然対流の値よりも低下し、主流速度 $U_\infty = 8 \text{ cm/s}$ 前後で極小値をとったあと、さらに主流速度を増加させると再び増加に転じている。同様な結果は図 3-18 の空気の場合についても得られる。すなわち、ヌセルト数 Nu_x は主流速度 $U_\infty = 0.65 \text{ m/s}$ 前後で極小値をとり、その値は図中点線で示した自然対流のヌセルト数 Nu_x よりも低くなる。なお自然対流のヌセルト数 Nu_x は水の場合 G.C. Vliet & C.K. Liu (1969)、空気の場合宮本ら (1977) の実験式から求めた。それらの式を以下に示す。

G.C. Vliet & C.K. Liu (1969):

$$Nu_x = 0.568 Ra_x^{0.25} \quad (3-7 \text{ 再出})$$

宮本ら (1977):

$$Nu_x = 0.186 Ra_x^{0.25} \quad (3-8 \text{ 再出})$$

主流速度 $U_\infty = 0 \text{ cm/s}$, m/s の本実験値が上式に一致することは、既に前節で述べたとうりである。

一方、図 3-19 および図 3-20 は、図 3-12 および図 3-16 に挙げた熱伝達率の測定結果をもとに、縦軸に局所ヌセル

ト数 Nu 、横軸に局所レイノルズ数 Re をとって整理し直した結果を示している。なおこれら無次元数中の代表長さ X および物性値のとり方は、前と同様である。両図中の点線は、平板に沿う乱流強制対流の伝熱相関式、式(3-2)、

R. G. Deissler (1954):

$$Nu_x = \frac{0.0296 Re_x^{0.4} Pr^{0.33}}{(1 + 1.54 Pr^{0.33}) Re_x^{-0.1} (Pr - 1)} \quad (3-2 \text{再出})$$

を示しており、本実験のうち伝熱面熱流束が低くかつ主流速度の大きな場合の測定結果は、前章にも記したように、この式に一致する。さて、図3-19に示した水の場合、ヌセルト数 Nu は伝熱面熱流束が低い時には強制対流のヌセルト数 Nu と一致しているが、伝熱面熱流束の増加にともなってこの値よりも低下し始め、伝熱面熱流束 $q = 4000 \sim 5700 \text{ W/m}^2$ 付近で極小値をとり、その後回復して行くことがわかる。またこれと同じことが図3-20の空気の場合にも当てはまる。

以上の図3-17～図3-20から、並行流の熱伝達率劣化は流体の物性値変化によるものではなく、乱流の本質的な変化に基づくものであることが予想できた。また並行流のヌセルト数 Nu は、それと同一のレイノルズ数 Re および修正レイリ数 Ra^* における強制対流および自然対流のヌセルト数 Nu よりも低下することがわかった。この結果は、垂直管内並行流共存乱流で得られた結果と同一であり、垂直な平板に沿う並行流共存乱流においても伝熱劣化が生じることを初めて確認したことに意義がある。

3. 3 対向流の乱流熱伝達

3. 3. 1 層流 - 乱流の判別

並行流と同様な手法によって、対向流の層流 - 乱流の判別を行った。すなわち伝熱面に数多く取り付けた熱電対の温度出力信号をモニタし、時間とともにこの信号が不規則に変動し始める条件をもって乱流遷移とみなした。本実験では、水および空気の両方について、いろいろな伝熱面熱流束 q_w および主流速度 U_∞ のもとで熱電対出力信号を観察した。その結果、本実験のほとんどの場合において熱電対出力は不規則に変動し、乱流状態になっていることがわかった。またこの乱流状態は伝熱面のある特定の区域のみ乱流となるのではなく、一旦乱流状態が出現すれば伝熱面全域に亘って乱流状態が維持されることが明らかとなった。さらにこの乱流遷移は、伝熱面下端からの高さ X を代表長さとする修正レイリ数 Ra_w^* および仮想前縁を仮定した伝熱面上端から鉛直下方への距離 δ を代表長さとするレイノルズ数 Re_δ の両方が自然対流単独の場合の遷移レイリ数 Ra_w^* および強制対流単独の場合の遷移レイノルズ数 Re_δ 以下であっても生じることを見出した。すなわち、対向流の場合には非常に流れが不安定となり、強制対流および自然対流の乱流遷移条件よりも低いレイノルズ数 Re_δ および修正レイリ数 Ra_w^* で乱流に遷移すること、また一旦乱流が発生すれば伝熱面全体が乱流になることが明らかとなった。

しかし、本実験で採用した乱流の判定法では精密な遷移条件の測定が困難であり、また主流の乱れが最大3%とは言え、主流乱れがこれら乱流遷移に及ぼす影響を完

全に無視し得るまでには至っていないことから定量的な遷移条件の同定は行なえなかつた。したがって対向流の層流熱伝達率に関しては、本実験では取り扱わない。また以下に述べる対向流の熱伝達はレイノルズ数 Re 、修正レイリ数 Ra から考えて充分乱流とみなせ、また実際に顕著な壁温変動を伴う場合についての測定結果を対象としたものであることを予め断っておく。

3. 3. 2 局所熱伝達率分布

さて並行流同様、伝熱面垂直方向の伝熱面温度および局所熱伝達率をさまざまな主流速度および伝熱面熱流束の下で測定した結果についてまず記す。作動流体に水を用いた場合の代表的な測定結果を図 3-21(伝熱面温度)および図 3-22(局所熱伝達率)に示す。両図とも縦軸には、伝熱面下端からの距離 X をとっている。なお、両図とも伝熱面熱流束 q_w は 14000 W/m^2 と一定に保ち、主流速度をいろいろ変化させている。図 3-21 から明らかなように、伝熱面温度は主流速度の増加とともに単調に低下している。いま伝熱面伝熱面はどれも同じ熱流束で加熱されているため、伝熱面温度の低下は熱伝達率の増加を意味する。このことに対応して、図 3-22 のごとく熱伝達率は単調に増大している。同様な熱伝達率の挙動は、主流速度を一定にして伝熱面熱流束を種々変化させた場合にも生じること、図 3-23(伝熱面温度)および図 3-24(局所熱伝達率)に示す。すなわち両図では、主流速度を $U_\infty = 7.1 \text{ cm/s}$ と一定に保ち、伝熱面熱流束を $q_w = 1800 \text{ W/m}^2 \sim 14000 \text{ W/m}^2$ の範囲で増加させている。この場合にも先程と同様、局所熱伝達率は伝熱面熱流束の増加に伴って単調に増加

している。

図3-21～図3-24の結果から、対向流の場合には並行流のような特異な伝熱劣化が全く観測されず、伝熱面熱流束や主流速度の増加とともに単調に熱伝達率が上昇して行くことが明らかである。対向流の場合ある特定の伝熱面熱流束および主流速度条件下において、壁面近傍の平均流速がゼロになることが考えられるが、その場合にも本実験結果からわかるように、熱伝達率の顕著な低下が全く見られない。

このような対向流における熱伝達率の単調増加現象は、作動流体に水を用いた場合だけに限らず、空気の場合にも観測し得ることを図3-25から図3-28に示す。すなわち伝熱面熱流束を一定($q_w = 82 \text{ W/m}^2$)に保ち、主流速度を $U_\infty = 0 \text{ m/s} \sim 1.8 \text{ m/s}$ の範囲内で変化させた図3-25(伝熱面温度)および図3-26(局所熱伝達率)の結果によると、主流速度の増大とともに伝熱面温度が単調に低下し、局所熱伝達率は単調に増大している。また主流速度を一定($U_\infty = 1.1 \text{ m/s}$)に保って、伝熱面熱流束を $q_w = 30 \text{ W/m}^2 \sim 81 \text{ W/m}^2$ の範囲で変化させた図3-27(伝熱面温度)および図3-28(局所熱伝達率)の結果でも、伝熱面熱流束の増大とともに局所熱伝達率が単調に増大していることがわかる。並行流と同様に、これら対向流の熱伝達率にも当然流体の熱物性値変化が影響するものと考えられる。そこで、この物性値変化の影響を取り除くため、無次元パラメータによる実験データの整理を行なってみた。その結果を図3-29～図3-32に示す。

図3-29および図3-30は、図3-22および図3-26の局所熱伝達率の測定結果を、縦軸に局所ヌセルト数 Nu_x 、横軸

に局所修正レイリ数 Ra_s^* をとって整理し直したものである。ここで、これら無次元数中の代表長さには、伝熱面下端からの距離 X を、また物性値は膜温度 T_f における値を採用している。水の結果を示した図 3-29 から明らかなように、最も主流速度の遅い $U_\infty = 2 \text{ cm/s}$ の場合には、図中点線で示す自然対流のヌセルト数 Nu_s に一致している。また 2.0 cm/s 、 7.1 cm/s 、 12.0 cm/s 、 22.6 cm/s と主流速度 U_∞ を増加させて行くと、同一の修正レイリ数 Ra_s^* における熱伝達率は単調に増加して行くことがわかる。同様な結果は、作動流体として空気を使用した場合、図 3-30 にも得られている。なお、自然対流のヌセルト数 Nu_s は並行流の場合と同じく、水の場合 G. C. Vliet & C. K. Liu (1969)、空気の場合宮本ら (1977) の実験式から求めた。それらの式を以下に示す。

G. C. Vliet & C. K. Liu (1969):

$$Nu_s = 0.568 Ra_s^{*0.22} \quad (3-7 \text{ 再出})$$

宮本ら (1977):

$$Nu_s = 0.186 Ra_s^{*0.22} \quad (3-8 \text{ 再出})$$

一方、図 3-31 および図 3-32 は、図 3-24 および図 3-28 に挙げた局所熱伝達率の測定結果をもとに、縦軸に局所ヌセルト数 Nu_s と、横軸に局所レイノルズ数 Re_s をとって整理した結果を示している。なおこれら無次元数中の代表長さ δ としては、仮想前縁を仮定した伝熱面上端部から

の距離 ξ をとっている。この仮想前縁の長さは、実験で求めた強制対流の局所熱伝達率が伝熱相関式、(3-2)式、

R. G. Deissler (1954):

$$Nu_{\xi} = \frac{0.0296 Re_{\xi}^{0.62} Pr^{0.4}}{(1 + 1.54 Pr^{0.16}) Re_{\xi}^{-0.45} (Pr - 1)} \quad \{3-2 \text{再出}\}$$

と一致するように定めた。さて、図 3-31 から、伝熱面熱流束を次第に増大させて行くと、同一のレイノルズ数 Re_{ξ} におけるヌセルト数 Nu_{ξ} は単調に増加して行くことがわかる。また同様な結果が図 3-32 の空気の場合についても得られる。

以上図 3-29 ~ 図 3-32 から、対向流の熱伝達率増加は流体の物性値変化によるものではないこと、したがって対向流の場合にも乱流の本質的な変化が生じていることを予想させる。また対向流のヌセルト数 Nu_{ξ} 、 ξ は、それと同一のレイノルズ数 Re_{ξ} および修正レイリ数 Ra_{ξ} における強制対流および自然対流のヌセルト数 Nu_{ξ} 、 ξ よりも増加することがわかった。この結果は垂直管内対向流共存乱流で得られた結果と同様であり、垂直な平板に沿う対向流共存乱流においても伝熱促進が生じることを初めて確認した点に本実験の意義がある。

3. 4 共存乱流の熱伝達率整理

3. 4. 1 無次元パラメータの導入

本節では、前2節で得られた並行流および対向流共存対流の乱流域における熱伝達率を、適当な無次元パラメータすなわち支配パラメータを導入することにより整理できないかという問題について検討してみた。一般に本研究で取り扱うような共存対流を支配するパラメータとしてよく引用されるものに、浮力と慣性力の比を表す無次元パラメータ (Gr/Re^2) がある。このパラメータが大きくなるにつれて、慣性力(強制対流)から浮力(自然対流)支配へと移行するわけである。本実験の場合には、伝熱面は等温状態でなく等熱流束条件で加熱されているので、修正グラスホフ数 Gr^* を採用するために、 $Gr^* = Gr \cdot Nu$ の関係を利用すると上記パラメータ (Gr/Re^2) は、 $(Gr^*/NuRe^2)$ と書き換えられる。

そこで、まず手始めにこのパラメータを用いて熱伝達率が整理できるかどうか調べてみた。この整理に当たっては実験条件毎に熱伝達率それ自身の値が大きく変化するので、生の熱伝達率を縦軸にすることはできない。そこで、管内共存対流の熱伝達率整理の手法を参考にして実験で得られたヌセルト数 Nu_c をそれと同一のレイノルズ数 Re_c における強制対流のヌセルト数 Nu_f で規格化した値 Nu_c/Nu_f を縦軸にとり、横軸に先程の無次元パラメータ $(Gr^*/Nu_c Re_c^2)$ をとって全ての実験値を整理してみた。なお、強制対流の熱伝達率は、前出の式(3-2)により算出した。その整理の一例として、水の並行流の結果を図3-33に示す。並行流の場合、これら無次元パラメータ中

の代表長さには伝熱面下端からの距離 X をとっている。図から明らかなように本実験結果のまとまりは悪く、実験条件毎にデータが $Gr_*^2 / Nu_* Re_*^2$ に対し左右に平行移動している様子が見てとれる。またこの結果は、他の水および空気の並行流および対向流の熱伝達率を同様な方法により確認した場合にもあてはまった。したがって、データのばらつきの原因が主に横軸の無次元パラメータ ($Gr_*^2 / Nu_* Re_*^2$) にあることが推察できる。

そこで、この無次元パラメータ ($Gr_*^2 / Nu_* Re_*^2$) のレイノルズ数 Re_* の指数 2 を種々変化させることにより実験値が整理できなにか次に検討してみた。それらの試行のうち最も実験データのまとまりが良かったのが指数 2 の換りに 2.7 を代入した場合であった。その結果の代表例として水の並行流について図 3-34 に示す。図から明らかなように無次元パラメータ ($Gr_*^2 / Nu_* Re_*^{2.7}$) を横軸にとって実験値を整理すると、ほとんど全ての実験値は一本の曲線の周りに分布するようになる。このレイノルズ数 Re_* の指数 2.7 は、M. J. Watt & C. J. Chou (1982) が垂直管内の乱流共存対流の熱伝達率を整理するために用いた値と同一であり、また田中ら (1973) が垂直管内共存乱流の熱伝達を解析的手法により解いた際に導出したパラメータ ($Gr_*^2 / Re_*^{2.7}$) の指数と極めて近いことは注目に値する。田中ら (1973) は、鉛直円管内強制対流乱流熱伝達における自然対流の影響の発生限界について解析的に研究し、壁面せん断応力の挙動からその影響限界が

$$Re_*^{2.7} / \rho \leq 1.55 \times 10^3 Gr_* \quad (3-9)$$

で表されることを明らかにした。したがって指数 $21/8$ は自然対流の影響限界を表す一つの指標であって、本研究から提示された 2.7 とともに長さスケールの依存性 (伝熱面高さ方向の依存性が小さい) ことをも意味する。このことはそれぞれ図 3-10, 図 3-12, 図 3-14, 図 3-16 に示されるように、乱流域の熱伝達率に伝熱面高さ方向の依存性が少ないことから明らかである。

さて、以上の熱伝達率の整理においては、縦軸に強制対流の熱伝達率で規格化した値を用いたが、この規格化する値は何も強制対流の熱伝達率である必然性はないと言える。そこで、この値に自然対流の熱伝達率を用いて整理が可能か否か調べてみた。水の並行流のヌセルト数 Nu_w をそれと同一の修正レイリ数 Ra_w^* における自然対流のヌセルト数 $Nu_{w,n}$ 、式 (3-7)、で規格化した値 $Nu_w/Nu_{w,n}$ を縦軸にとって実験値を整理した結果を図 3-35 に示す。この図から、本実験で得たほとんど全てのデータは一本の曲線上にまとまることが明らかである。このことから、強制対流および自然対流のいずれのヌセルト数 $Nu_{w,n}$ を用いて規格化しても実験値のまとまりに差がなく、この整理によって後で述べる共存対流の領域判別が極めて容易となるのである。なお垂直管内共存対流については、自然対流時の熱伝達率算出が容易でないことも原因して、このような整理は従来全く試みられなかったことを付記しておく。なお以下では、簡単のため横軸に用いる無次元パラメータ $(Gr_w^*/Nu_w Re_w^2)^{-1}$ を λ と略記する。

さて、このような整理法を空気の並行流共存対流の熱伝達率整理に適用した結果を図 3-36 に示す。作動流体として水を使用した場合と同様、実験値のまとまりは良好

である。

図3-35、図3-36を見て直ちにわかることは、このところある範囲内において本実験値が強制対流および自然対流のいずれから算出されたヌセルト数 Nu よりも最大25%程度も低下すると言うことである。水を用いて垂直円管内を流れる並行流共存乱流の熱伝達率を測定した M. J. Watt & C. J. Chou (1982) は、あるレイノルズ数 Re 、グラスホフ数 Gr 条件下で最大50%程度の熱伝達率低下が生じると報告している。この垂直管内流の低下割合に比べて、垂直平板を用いた本実験結果の低下割合25%は小さいが、これは垂直平板の方が壁面近傍の流体が浮力によって加速され易いことが原因しているものと思われる。いずれにしても並行流の熱伝達率低下は流れの本質的な変化によって引き起こされるものであり、本研究ではこの共存乱流境界層内の輸送機構と熱伝達との関連について次章で詳しく検討することにする。

一方、水および空気に関する対向流の熱伝達率測定結果を並行流の場合と同様に、無次元パラメータを用いて整理してみると、それぞれ図3-37および図3-38のようになった。なお図中 δ は、仮想前縁を仮定した伝熱面上端からの距離を表している。

両図からわかるように、上述の整理を行なうと本実験で得られたほとんど全てのデータは並行流の場合と同様に2本の曲線上にまとめることができる。この整理の他にこのパラメータ $(= Gr \cdot \delta / Nu \cdot Re \cdot \delta^2)$ 中のレイノルズ数 Re の代表長さ X の換りに伝熱面上端からの距離 δ をとった整理 $(= Gr \cdot \delta / Nu \cdot Re \delta^2)$ も試みたが、データは全くまとまらなかったことを付記しておく。また、このレイノ

ルズ数 Re の指数が 2.7 によって実験値がまとまると言う結果は、並行流と同様に、対向流においても熱伝達率が高さ方向にほとんど変化しないことと対応している。

両図から明らかなように、 ξ がどのような値であっても、実験によって得られたヌセルト数 Nu 、 ξ は自然対流および強制対流のいずれのヌセルト数 Nu 、 ξ よりも大きくなる。対向流の場合、自然対流と強制対流によって誘起された流れは互に逆向きであり、両者の流れが相殺し合って本実験範囲内のある条件の下では伝熱面近傍の平均速度がゼロになる場合があると考えられる。にもかかわらず、全ての ξ の範囲内においての熱伝達率は、自然対流や強制対流の熱伝達率よりも非常に興味深い挙動を現わすと言える。

3. 4. 2 プラントル数の影響

さて、図 3-35 および 図 3-36 の並行流の結果、あるいは図 3-37 および 図 3-38 の対向流の結果を比較してみるとわかるように、本実験によって得られた熱伝達率がそれぞれ強制対流あるいは自然対流の熱伝達率からずれ始める ξ の値は、水と空気では異なっている。例えば、並行流の場合、熱伝達率が強制対流の熱伝達率より低くなり始める時の ξ の値は、水の場合 $\xi = 4 \times 10^{-4}$ であるのに対し空気の場合 $\xi \sim 1 \times 10^{-4}$ である。この結果は、水および空気という異なるプラントル数 Pr の流体の熱伝達率を整理する上で本研究で用いた無次元パラメータ ξ だけでは不十分であることを示唆している。これは、この無次元パラメータ $\xi (= Gr \cdot \nu / Nu \cdot Re \cdot \nu)$ において全くプラントル数 Pr の影響が考慮されていないことに主な原因がある

と考えられる。そこで本研究では、このプラントル数 Pr の効果を最も単純な積の形すなわち $\lambda \times Pr^m$ で評価し、指数 m の最適値を水および空気の2つの実験結果から求めることにした。

その結果、両者のデータを最も良好に整理し得たのが指数 m として -0.6 を採用した場合であった。この新たな無次元数 ($Gr_*' / Nu_* Re_*'^2 Pr_*'^{-0.6}$) を用いて共存対流の熱伝達率を整理し直した結果が、図3-39(並行流)および図3-40(対向流)に示されている。この2つの図中の点線および一点鎖線は、それぞれ水および空気について得られた実験結果の平均値を示している。なお以下では、簡単のため無次元パラメータ ($Gr_*' / Nu_* Re_*'^2 Pr_*'^{-0.6}$) を Z と略記する。図3-39および図3-40から明らかなように並行流および対向流のそれぞれについて、実験で求めた熱伝達率がそれぞれ自然対流および強制対流の熱伝達率からずれ始める Z の値は水・空気のいかんを問わず一定となる。

今、基準となる自然対流側の伝熱相関式は水と空気と異なっているが、修正レイリ数 $Re_*' = 10^{1.5}$ 、 $10^{1.8}$ における(3-7)式と(3-8)式との偏差はそれぞれ10%、5%程度である。これらの値はデータのバラツキの範囲内であり、縦軸(熱伝達率比)に及ぼすプラントル数 Pr の影響は横軸 ($Gr_*' / Nu_* Re_*'^2 Pr_*'^{-0.6}$) ほど大きくない。すなわちパラメータ $\lambda (= Gr_*' / Nu_* Re_*'^2 Pr_*'^{-0.6})$ で整理された熱伝達率比分布は水と空気と類似しており、伝熱促進や伝熱劣化が観察される λ の領域が水と空気と異なっているだけである。

従来、共存乱流の熱伝達に及ぼすプラントル数 Pr の影響については J. D. Jackson J. Fewster (1977)、M. J. Watt

4 C. J. Chou (1982) および 田中ら (1986) が $Pr^{0.8}$ で評価しているが、これらの評価は実験事実に基づいたものではなく、あくまでも強制対流からの類推によるものであった。水・空気といったプラントル数 Pr の異なる2種類の流体を用いて実際にプラントル数 Pr の影響を調べた点で本実験の意義は大きいと言える。また本研究で得られたこれらの熱伝達率は、モデルの検証を行なう上でも重要な情報となる。

3. 5 共存対流の定義と領域判別

垂直な平板に沿う共存乱流の熱伝達率は、並行流・対向流の如何を問わずある修正グラスホフ数 Gr 、およびレイノルズ数 Re 、と条件下で自然対流および強制対流の熱伝達率のいずれとも一致しないことが前節までの議論で明らかになった。このような伝熱現象は垂直管内を流れる共存乱流においても見い出されており、この実験事実を基に垂直管内流に関しては狭義の共存乱流域の領域判別を試みた例がいくつかある。例えば、M. J. Watt & C. J. Chou (1982) は、熱伝達率が強制対流の熱伝達率よりも 10% 低下した条件をもって並行流の共存対流域を定義している。また解析的な研究を行なった田中ら (1986) は、壁面近傍のせん断応力分布に注目して共存乱流における強制・共存・自然対流の領域分けを行なった。

これらの研究報告からもわかるように、垂直管内流の共存対流域をどのように定義するかという基本的な考え方に研究者相互の間で無視し得ぬ差があった。また実験的見地から言えば強制対流域と狭義の共存対流域との区別は比較的容易であるのに対し、もう一方の極限である自然対流域との区分に関しては垂直管内を流れる自然対流が管径あるいは出入口条件によって影響を受けるため、流れそのものが非常に複雑になることもあって、明確な判断基準を設けるまでに至っていないのが実情であった。したがって、どのような場合に強制対流、自然対流と見なし得るか、あるいはそのいずれでもないか、必ずしも厳密な基準に基づいた判別が行なわれていなかったと言っている。

これに対して、垂直平板流を対象とした本研究では自然対流側の基準が明確なこともあって、領域判別が比較的容易であると言える。第1章序論で述べたように浮力と慣性力が作用する場合は全て広い意味で共存対流場と考えることができる。これに対してもう少し狭い意味での共存対流場を定義しておくことが実際上必要であろう。この扶義の共存対流場の定義は垂直管内共存対流についても混乱がみられるように、何を基準にとるかによって変化する。しかし、実際的な見地から言えば、熱伝達率を基準にした定義法が最も明快で、その応用性も高いと言えるであろう。そこで本研究では、「熱伝達率が強制対流および自然対流のいずれの熱伝達率とも合致しない領域」を共存対流域と定義することにした。この定義に従えば、図3-39および図3-40の結果から、

$$\text{並行流の場合} : 1.2 \times 10^{-4} < Z < 1.2 \times 10^{-2} \quad (3-10)$$

$$\text{対向流の場合} : 8.0 \times 10^{-5} < Z < 1.5 \times 10^{-2} \quad (3-11)$$

に相当する。これらの領域において共存乱流の熱伝達率は強制対流および自然対流の熱伝達率に比べて並行流の場合最大20～25%程度低下し、逆に対向流の場合いずれよりも大きくなる。またこれらの低下および増加割合は水および空気ではほとんど変わらないことは注目に値する。一方、上記共存対流域よりもZの値が小さな場合、すなわち並行流では $Z < 1.2 \times 10^{-4}$ 、対向流では $Z < 8.0 \times 10^{-5}$ 、ではその熱伝達率が強制対流の熱伝達率に一致する。したがって、この領域は強制対流域と見なすことが

できる。また Z の値が上記共存対流域の上限よりも大きな場合には、すなわち並行流では $Z > 1.2 \times 10^{-1}$ 、対向流では $Z > 1.5 \times 10^{-2}$ 、ではその熱伝達率が自然対流の熱伝達率に一致しており、このことからこの領域を自然対流域と定めることができる。

以上述べた判定法に準拠してレイノルズ数 Re 、修正グラスホフ数 Gr 、平面上に自然-共存-強制各領域をわかり易く描いたのが、図 3-41 および 図 3-42 である。図 3-41 は水、図 3-42 は空気についての判別図をそれぞれ示している。両図とも対向流の共存対流域が並行流の共存対流域に比べて広がりを見せているが、その差は僅かである。この図を利用することによって、垂直平板上の流れが自然-共存-強制対流のどの領域に相当するか容易に知ることができる。なお本研究では 3.2.1 節および 3.3.1 節に記したように、乱流遷移条件については具体的な数値を得るまでには至っていないので、両図の領域区分線がレイノルズ数 Re および修正グラスホフ数 Gr の低い側へどこまで延長し得るかについては不明である。したがって両図の領域区分は、実験を行なった範囲だけに限定した。

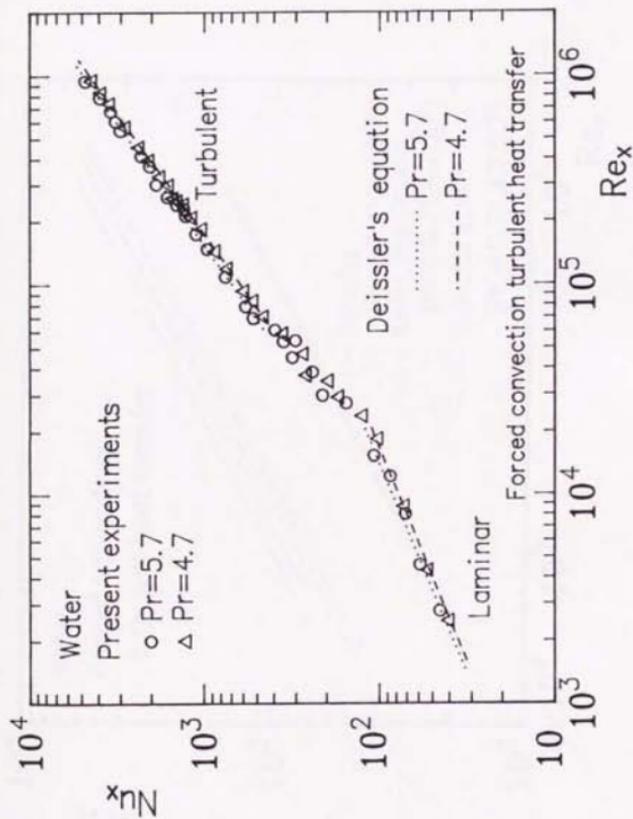


圖 3-1 強制對流亂流熱傳係數 (裝置 2-1)

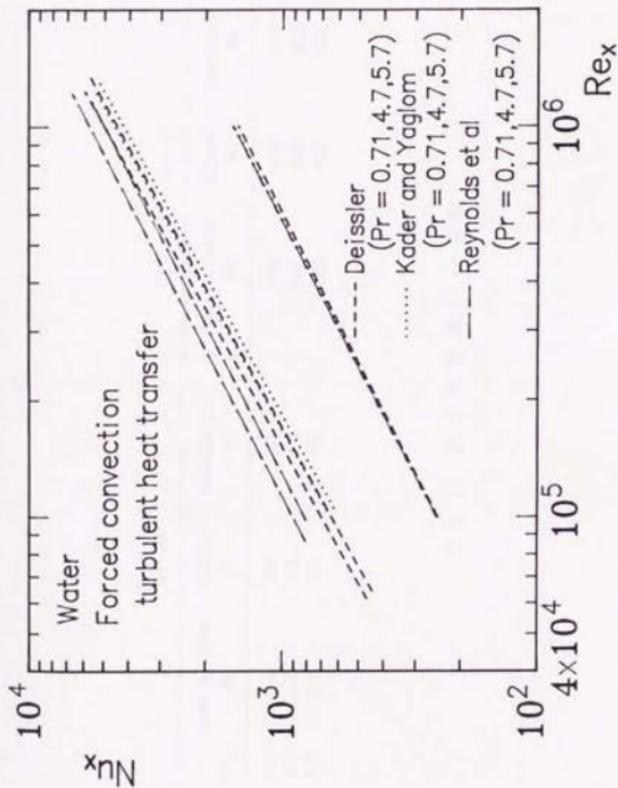


图 3-2 強制対流乱流熱伝達 (各伝熱相関式の比較)

Pr	Re = 10 ⁴			Re = 10 ⁵		
	Kader & Yaglom Nu	Deissler Nu	Reynolds et al. Nu	Kader & Yaglom Nu	Deissler Nu	Reynolds et al. Nu
0.71	245	246	249	1559	1496	1573
4.7	572	625	782	4196	4451	4934
5.7	621	680	877	4596	4890	5539

表 3-1 各伝熱相関式の比較

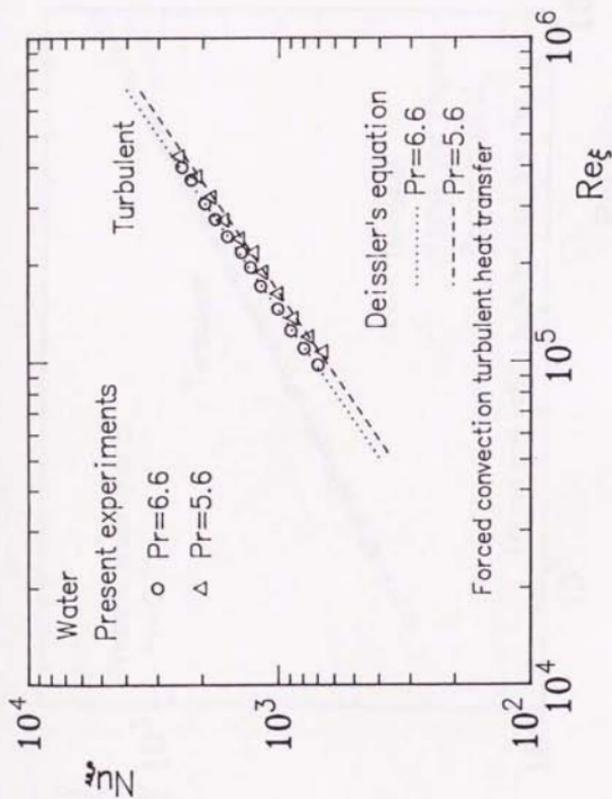


图 3-3 强制对流乱流热传导 (表置 2 - 2)

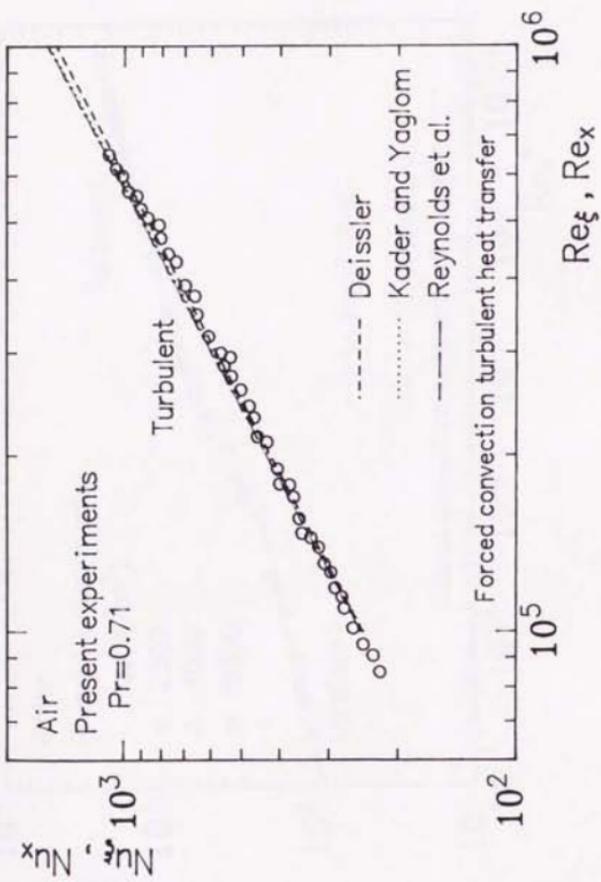


图 3-4 强制对流湍流热传导 (装置 2 - 3)

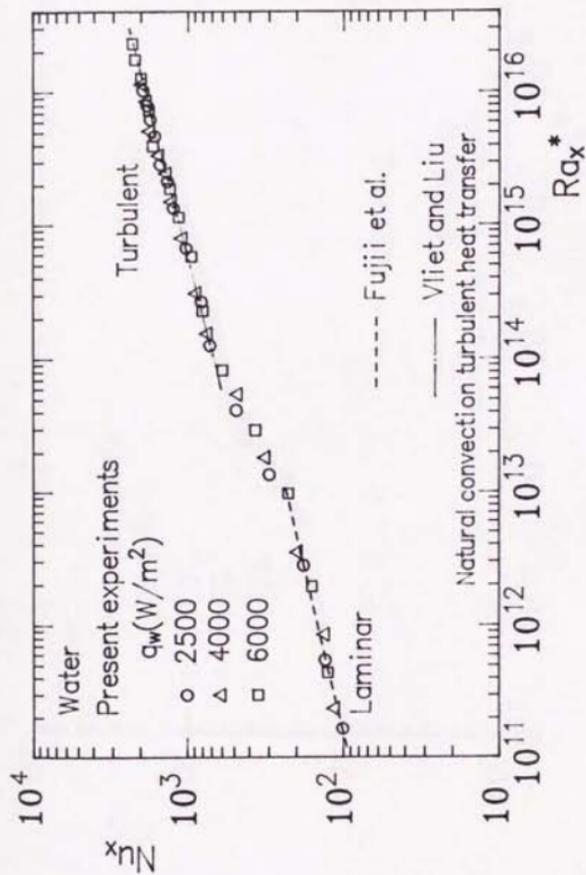


图 3-5 自然对流乱流热传递 (装置 2 - 1)

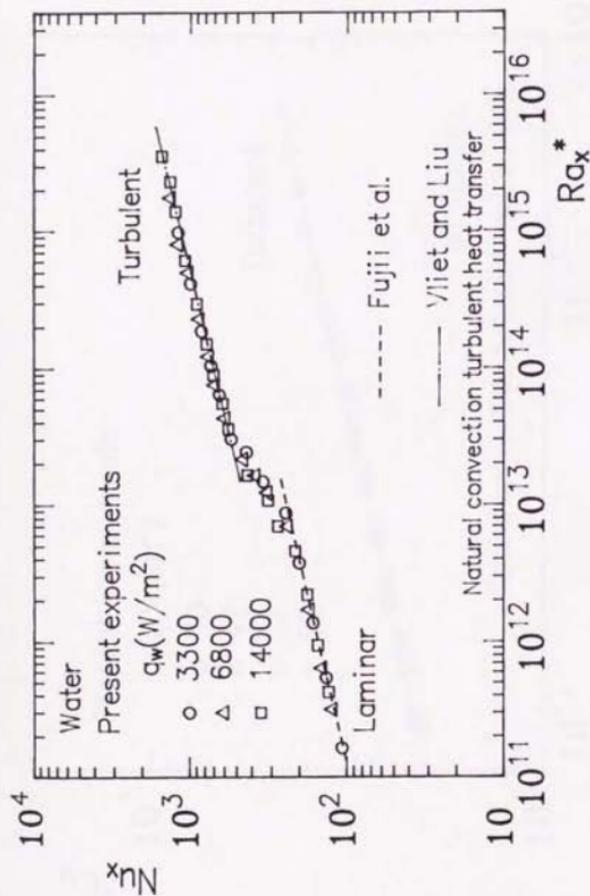


图 3-6 自然对流湍流热传递 (装置 2 - 2)

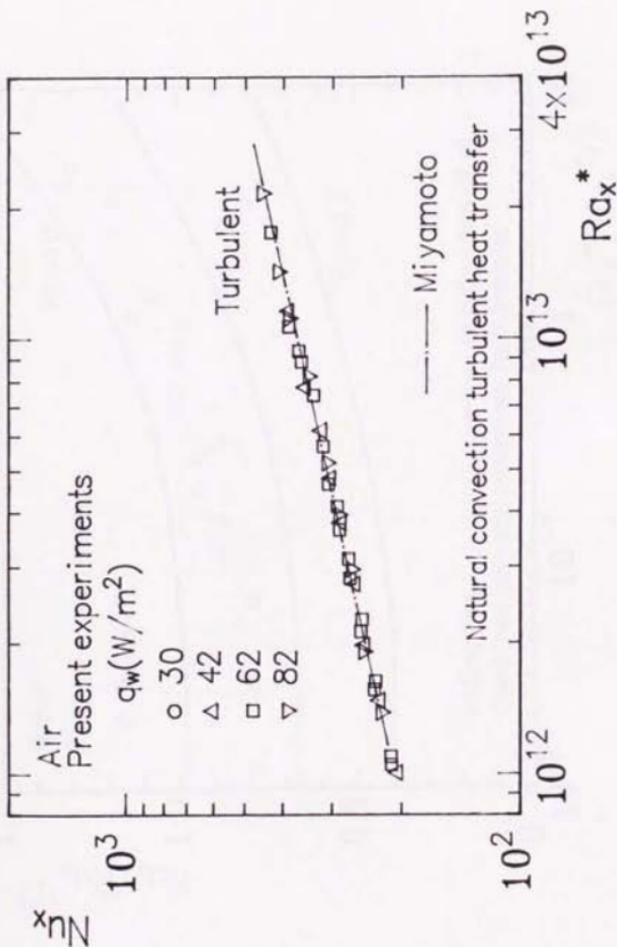


圖 3-7 自然對流亂流熱伝達 (裝置 2 - 3)

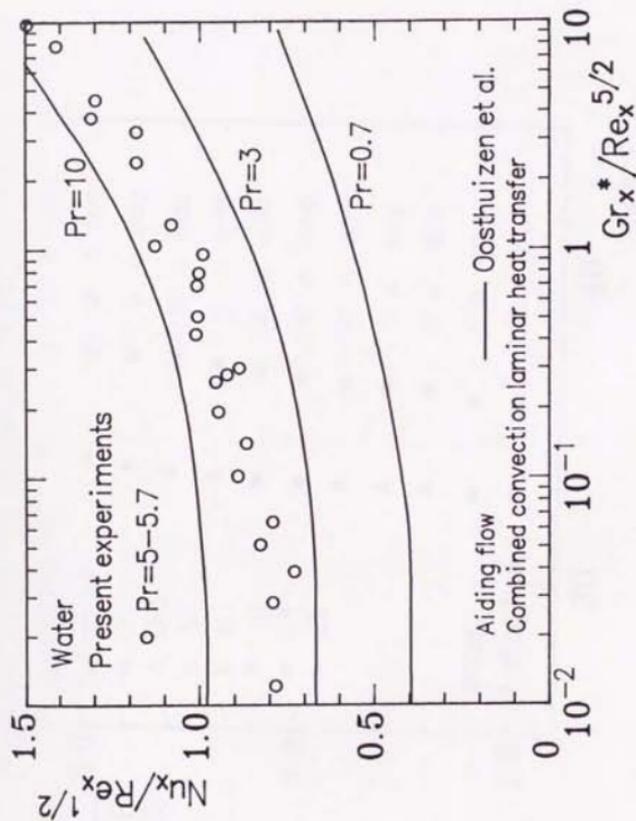


図 3-8 並行流共存対流の層流熱伝達

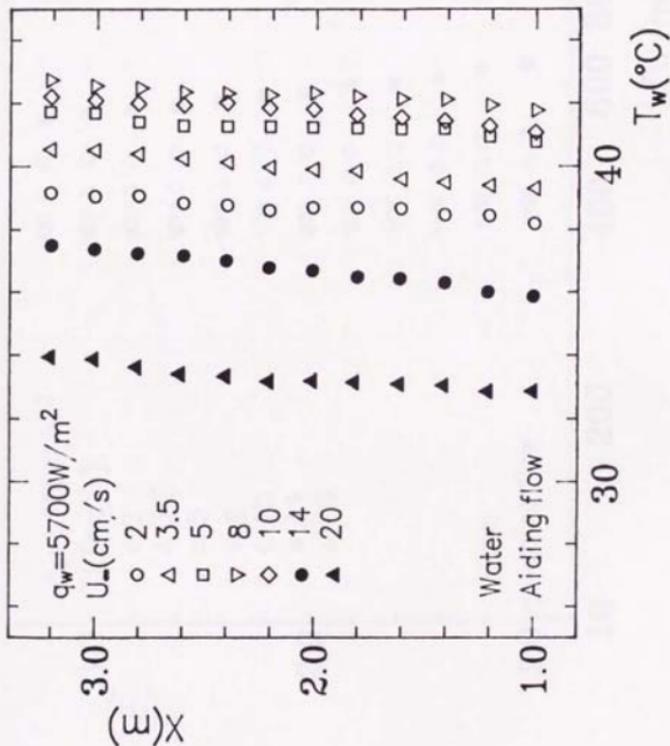


図 3-9 並行流共存対流の伝熱面温度分布
 (伝熱面熱流束一定、水)

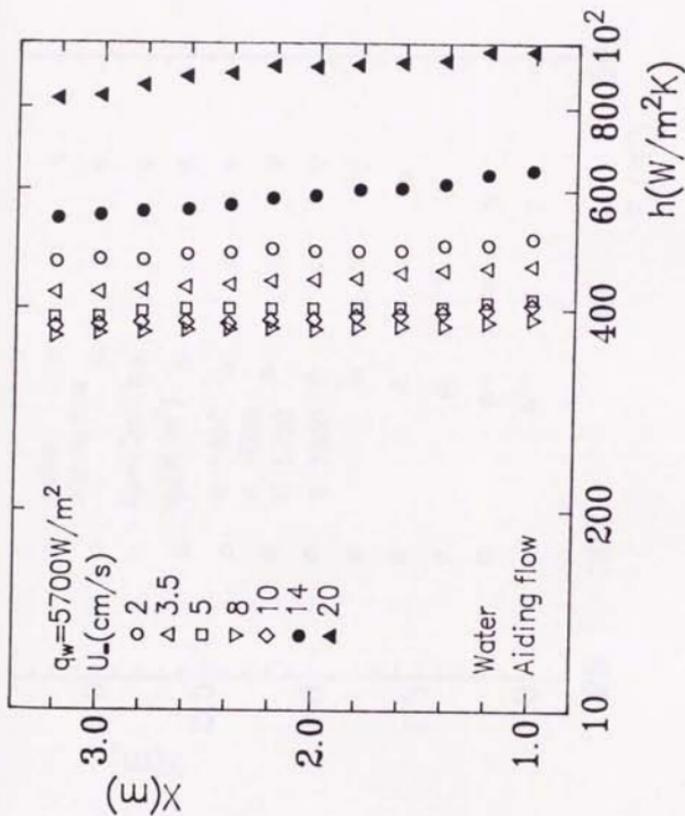


図 3-10 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
 (伝熱面熱流束一定, 水)

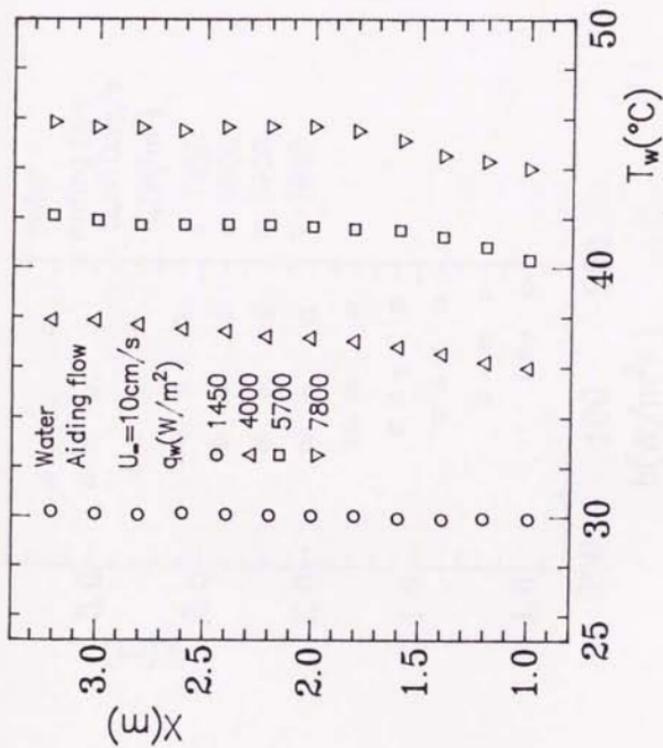


図 3-11 並行流共存対流の伝熱面温度分布
(主流速度一定、水)

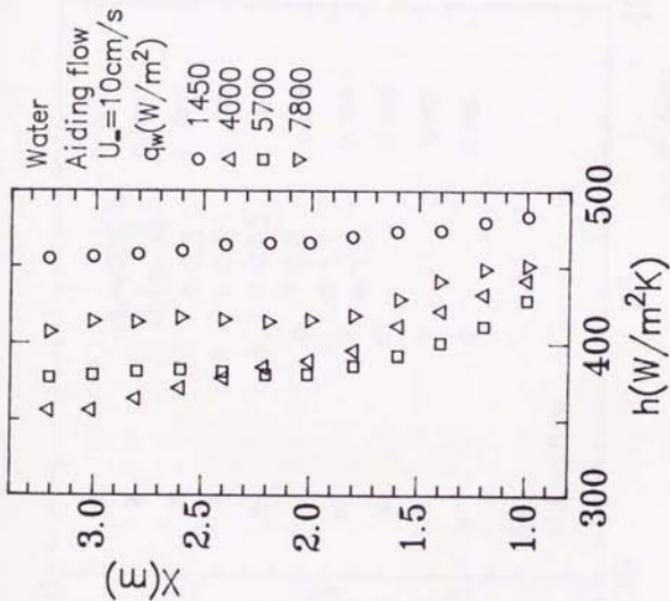


図 3-12 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
(主流速度一定, 水)

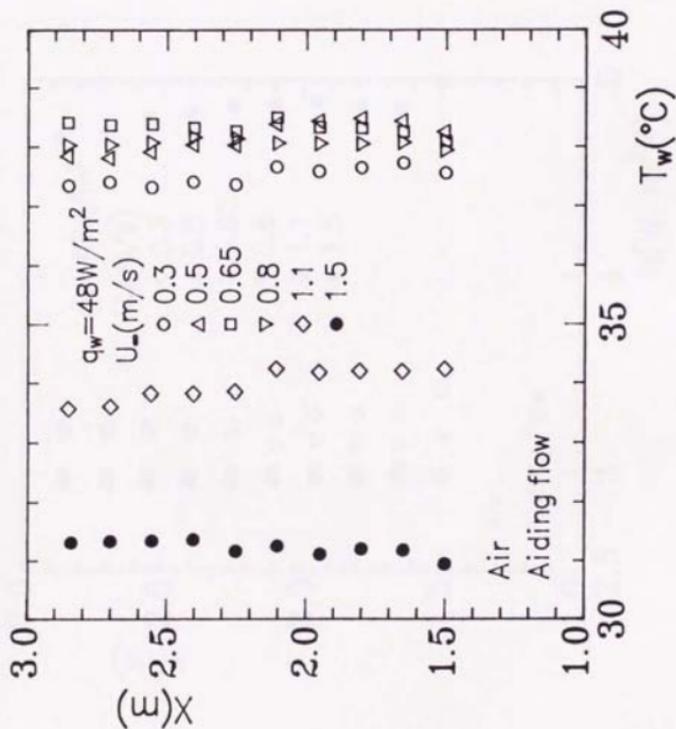


図 3-13 並行流共存対流の伝熱面温度分布
(伝熱面熱流束一定、空気)

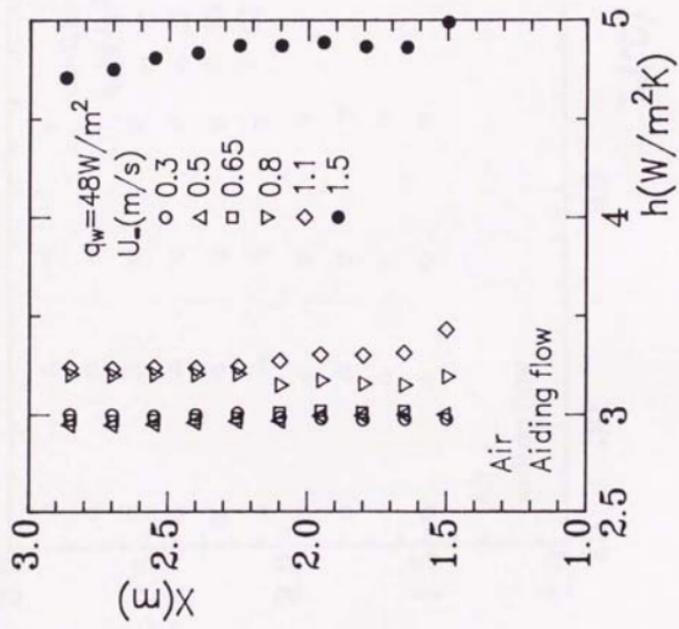


图 3-14 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
 (伝熱面熱流束一定, 空気)

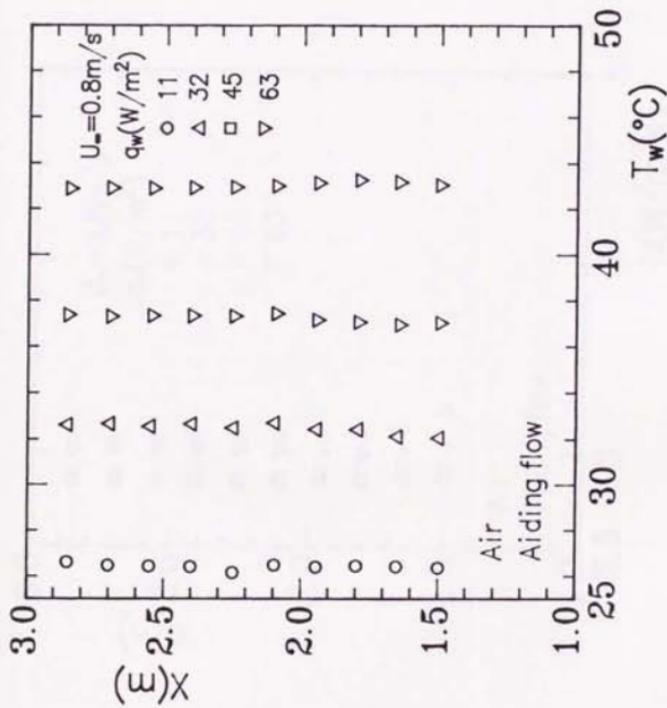


図 3-15 並行流共存対流の伝熱面温度分布
 (主流速度一定、空気)

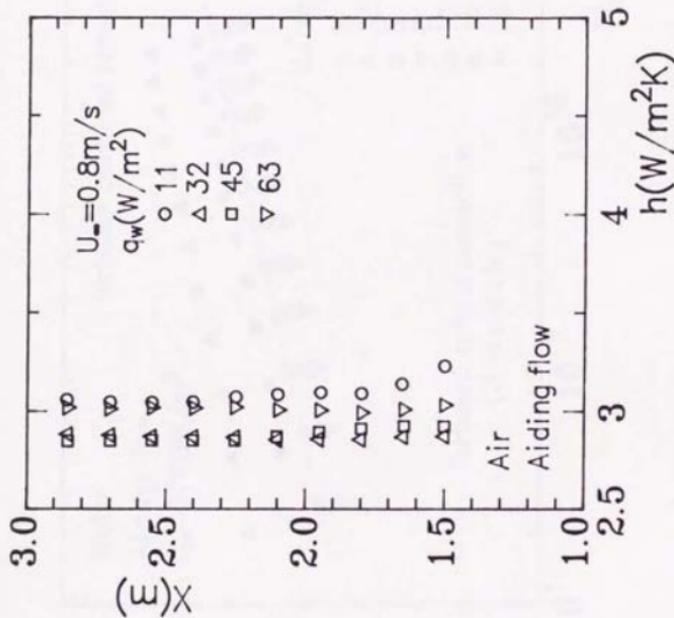


図 3-16 並行流共存対流の局所熱伝達率分布
 (主流速度一定、空気)

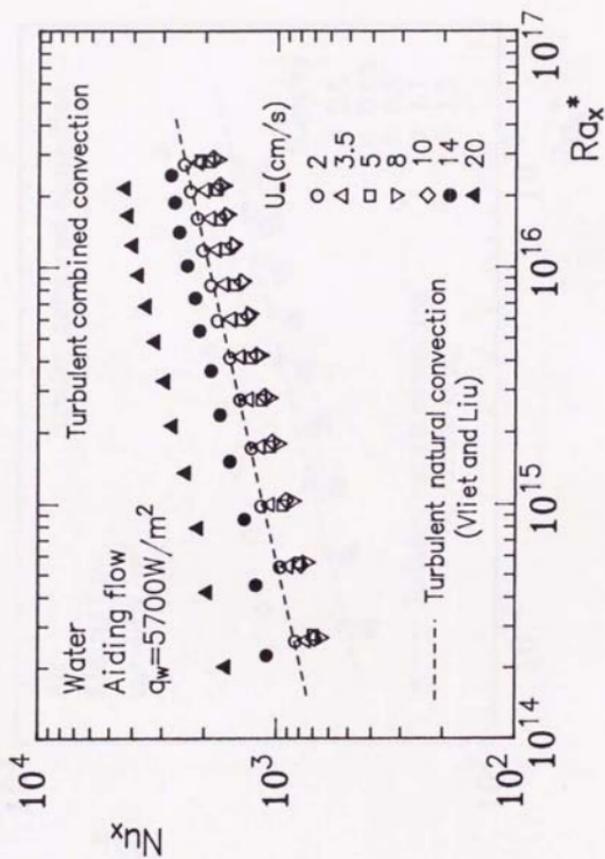


图 3-17 自然对流基准并流共存时流乱流热传导 (水)

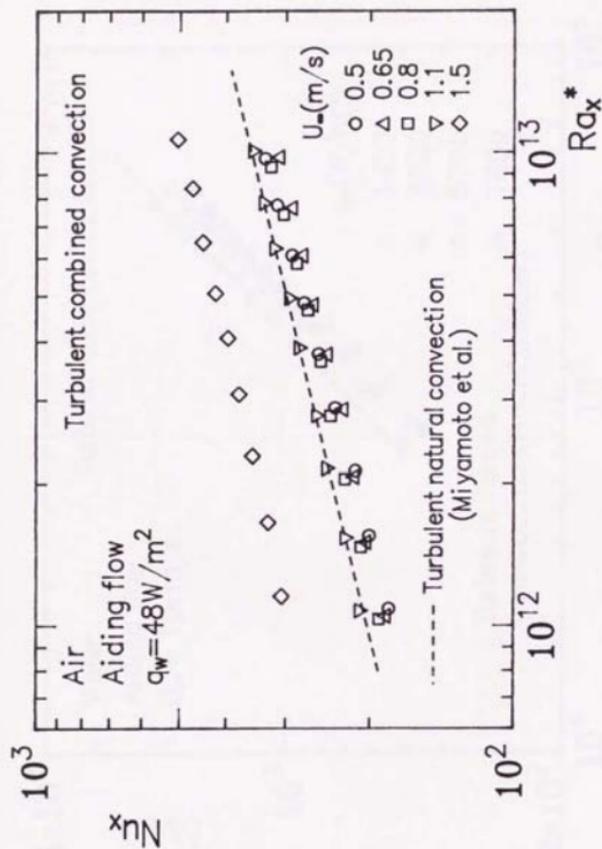


图 3-18 自然对流基准条件下并行流共存对流湍流热传导 (空气)

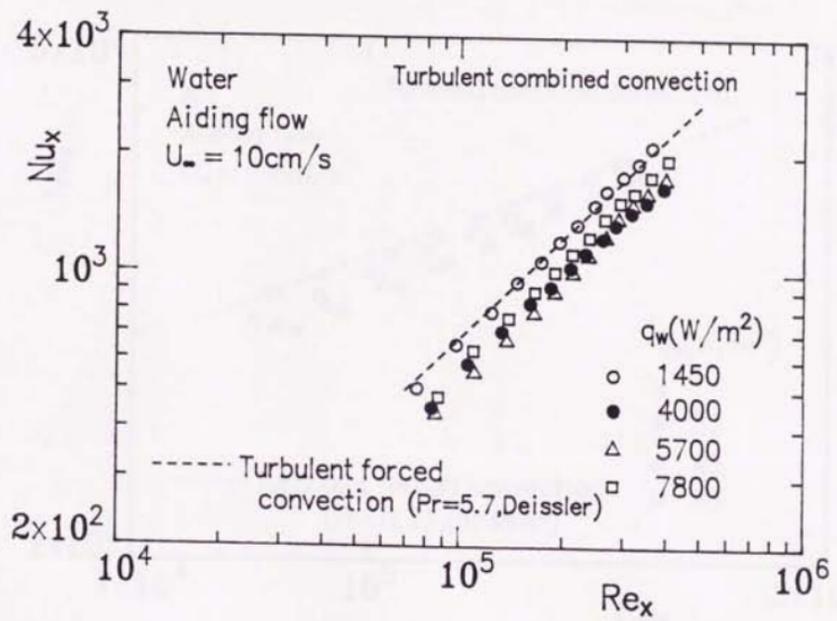


图 3-19 强制对流基准并行流共存对流乱流热传递 (水)

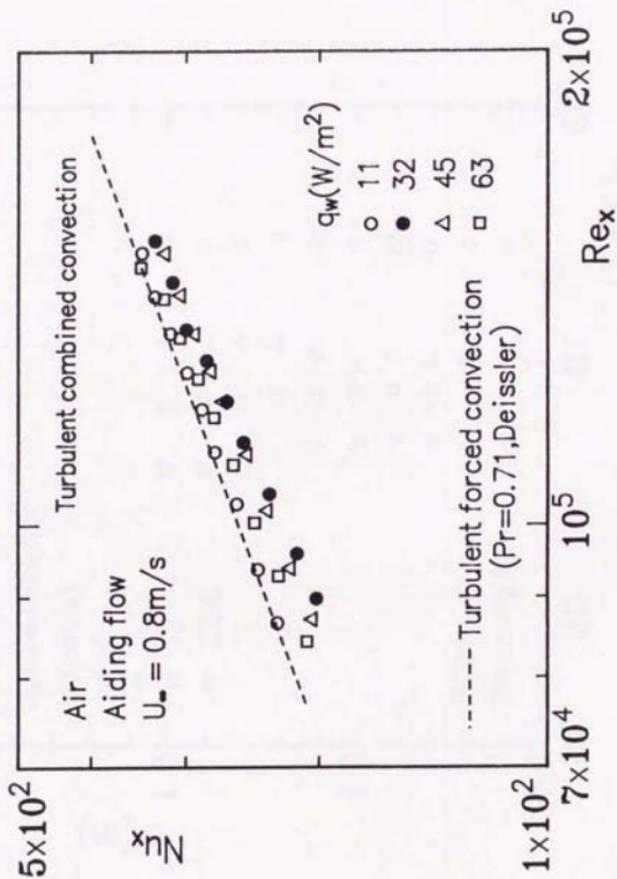


图 3-20 强制对流基础部并行流共存对流乱流热传递 (空气)

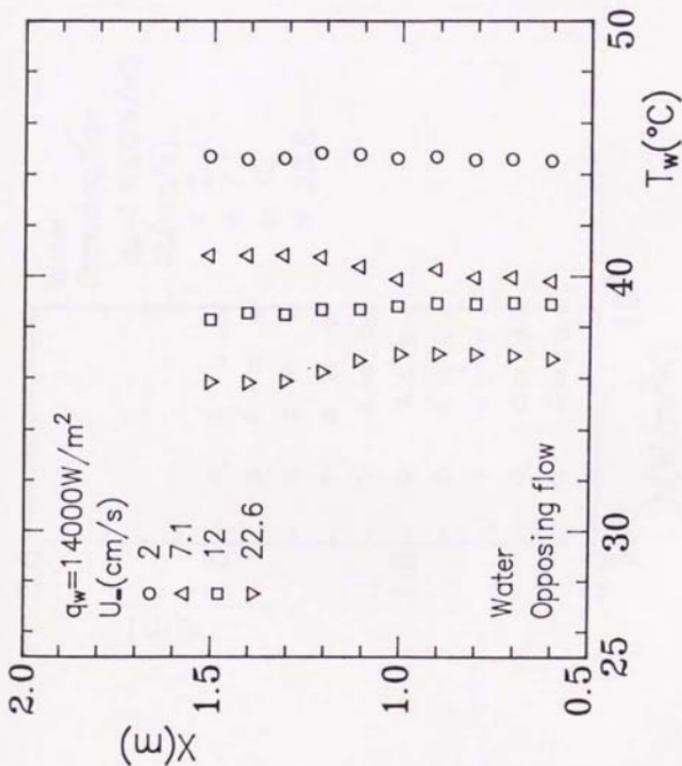


図 3-21 対向流共存対流の伝熱面温度分布
 (伝熱面熱流束一定、水)

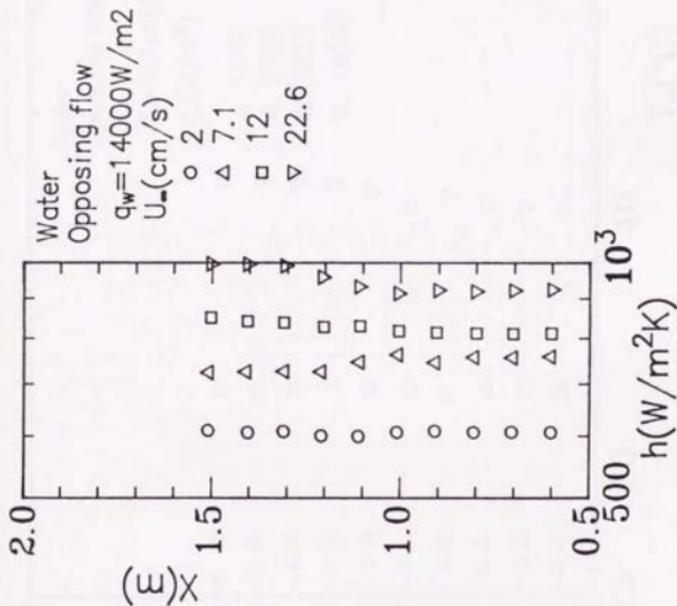


図 3-22 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
(伝熱面熱流束一定、水)

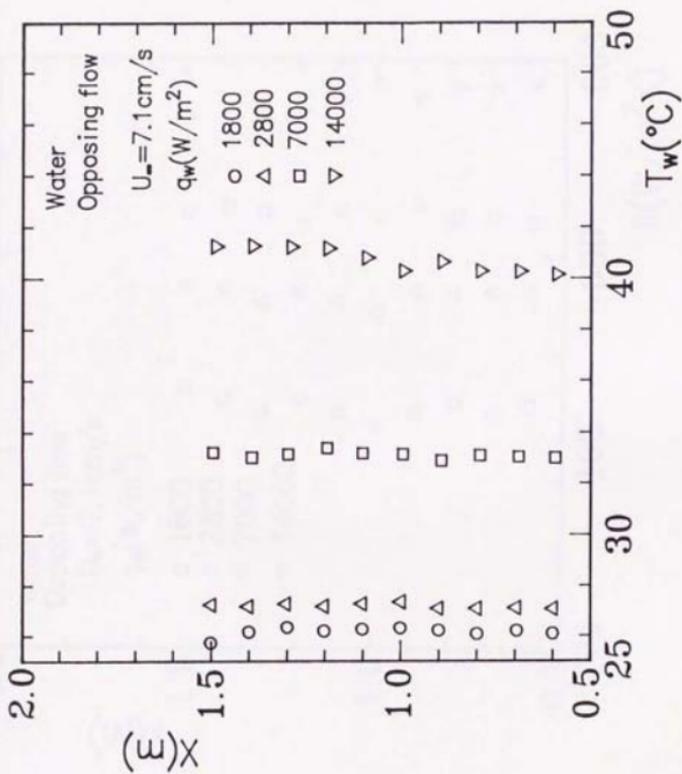


图 3-23 对向流共存对流的近热面温度分布
(主流速度一定、水)

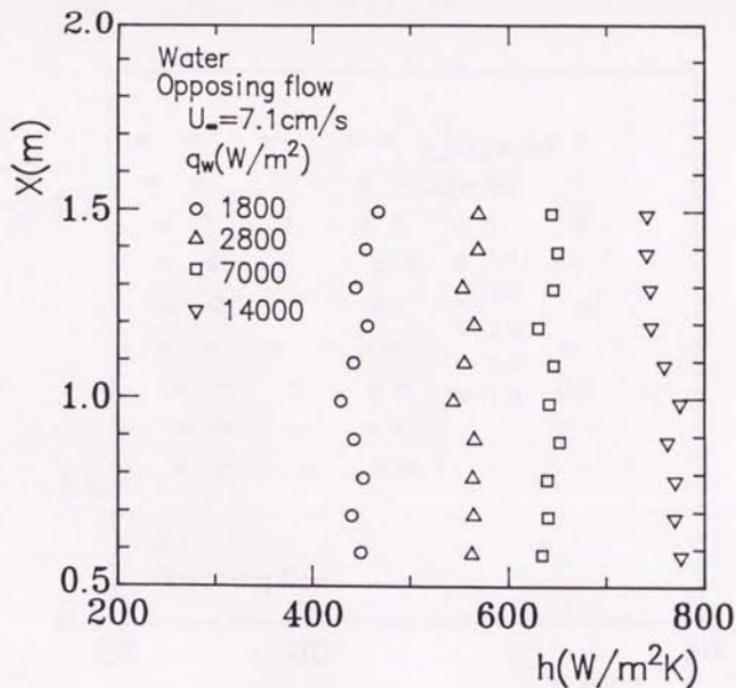


図 3-24 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
(主流速度一定、水)

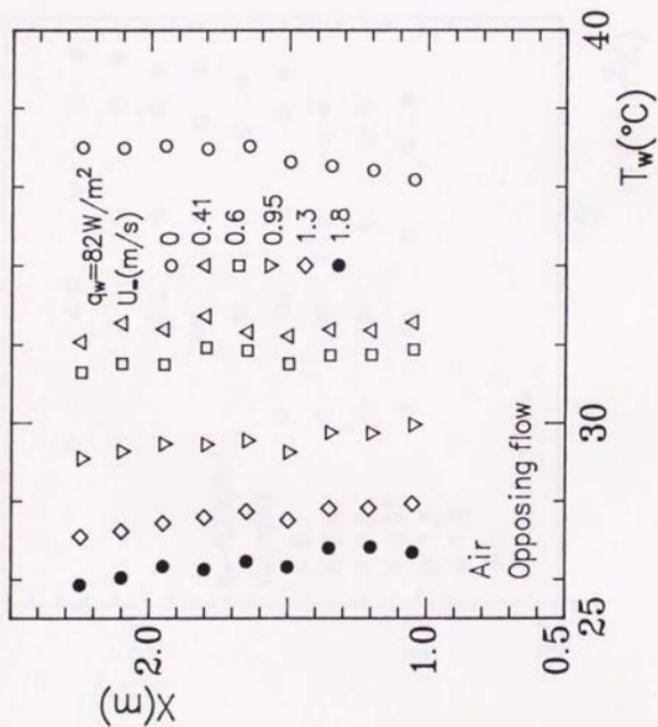


图 3-25 对向流共存材流の伝熱面温度分布
(伝熱面熱流束一定、空気)

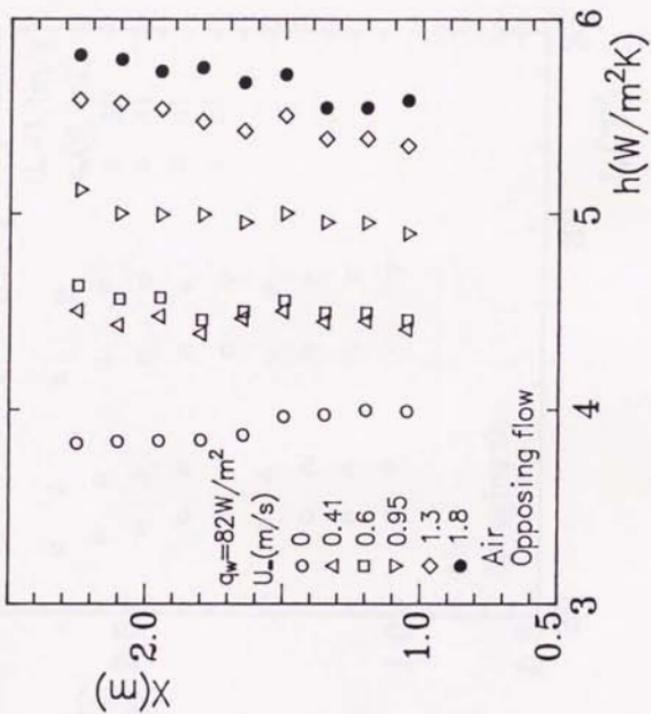


図 3-26 対向流共存対流の局所熱伝達率分布
 (伝熱面熱流束一定, 空気)

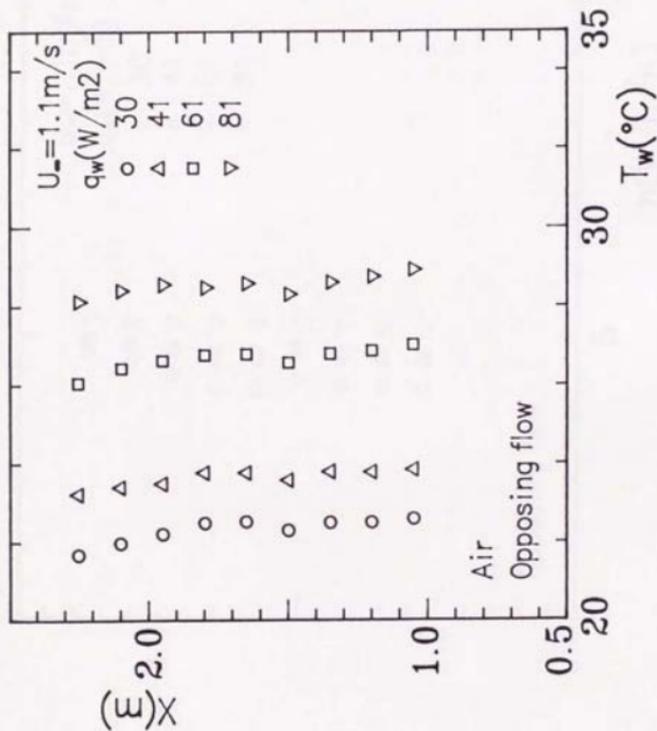


図 3-27 対向流共存対流の伝熱面温度分布
 (主流速度一定、空気)

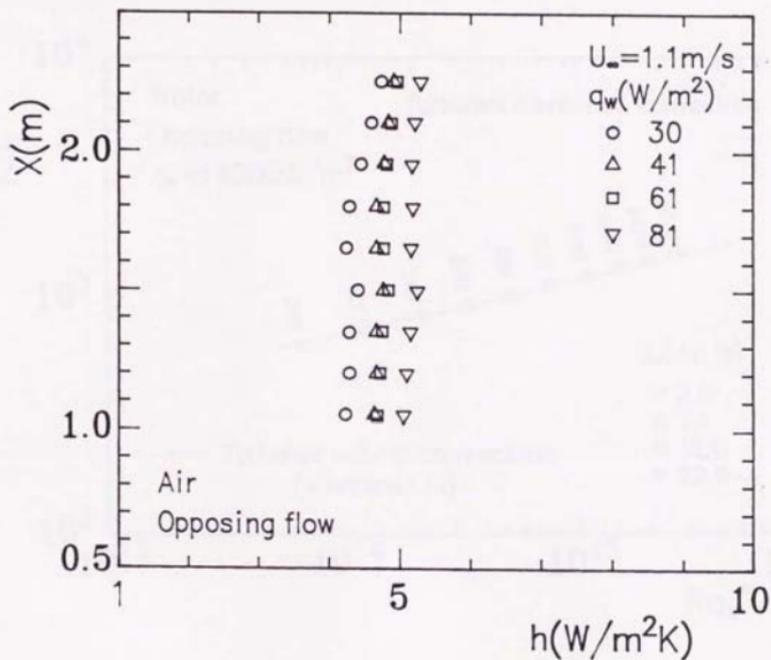


图 3-28 对向流共存对流的局所熱伝達率分布
 (主流速度一定, 空气)

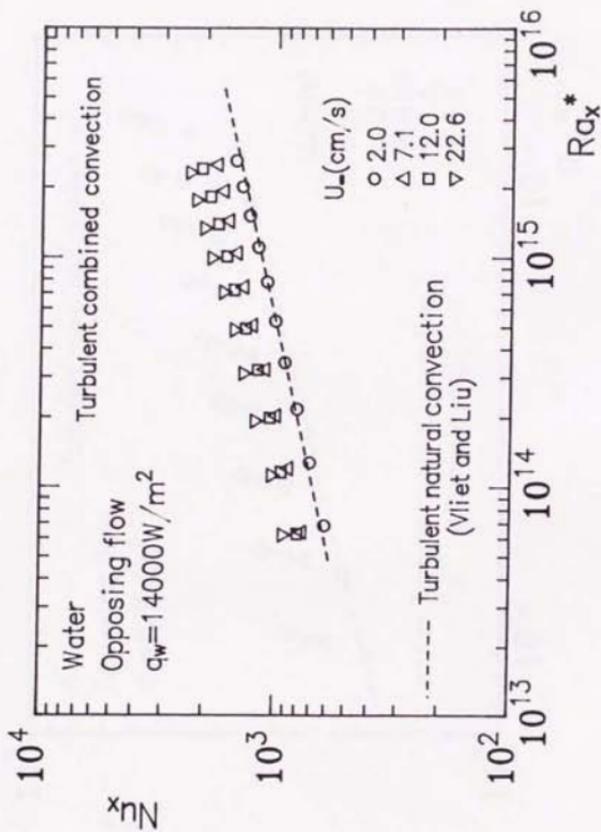


图 3-29 自然对流基准对向流共存对流乱流热传导 (水)

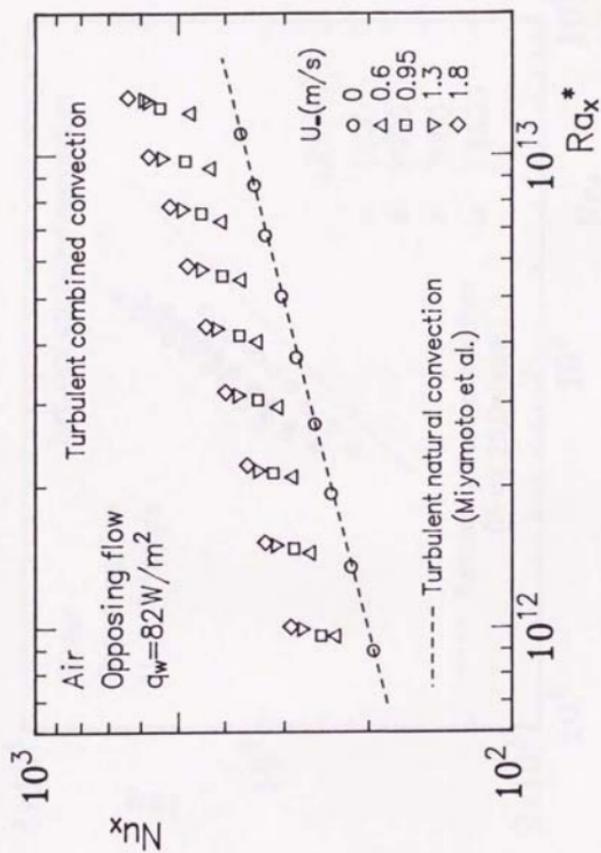


图 3-30 自然对流基准对流共存对流湍流热传递 (空气)

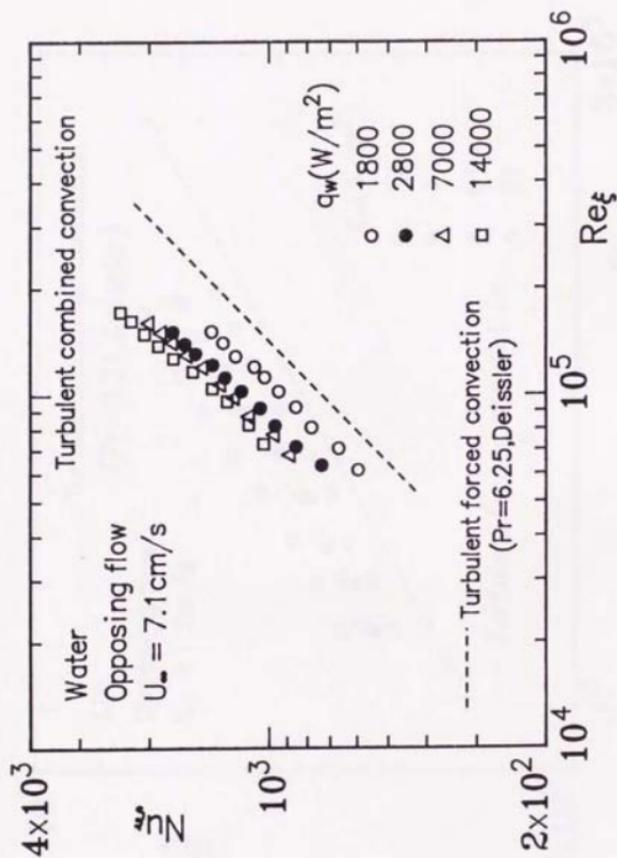


图 3-31 强制对流基准对流共存对流乱流热传导 (水)

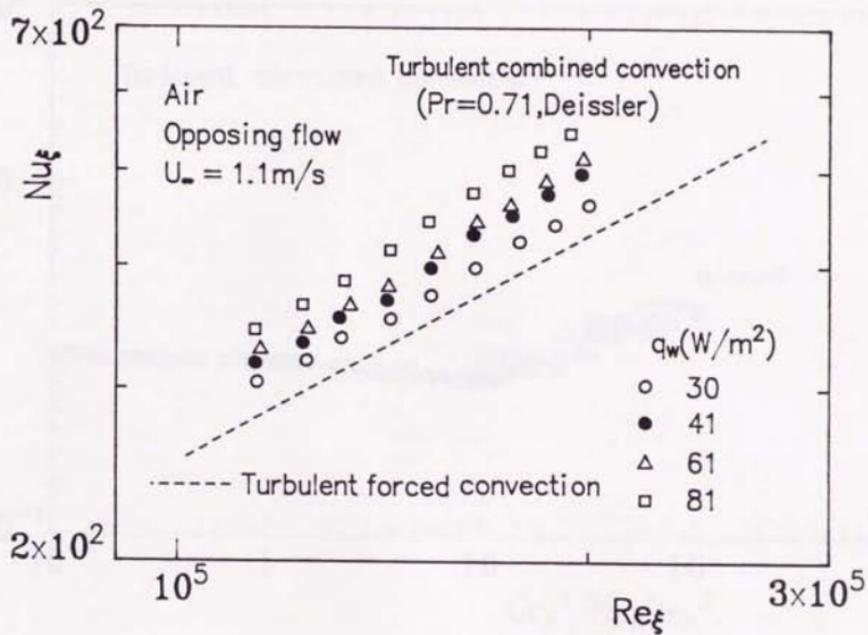


图 3-32 强制对流基准对向流共存对流乱流热传递(空气)

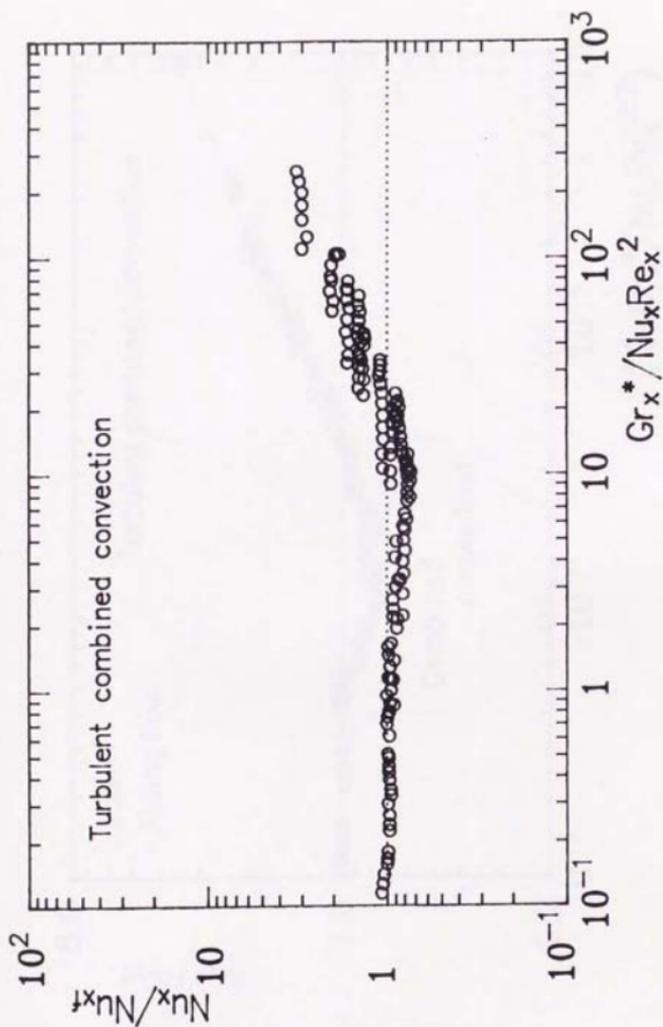


図 3-33 $\text{Gr}_x^*/\text{Nu}_x \text{Re}_x^2$ による並行流共存対流の熱伝達率整理 (水)

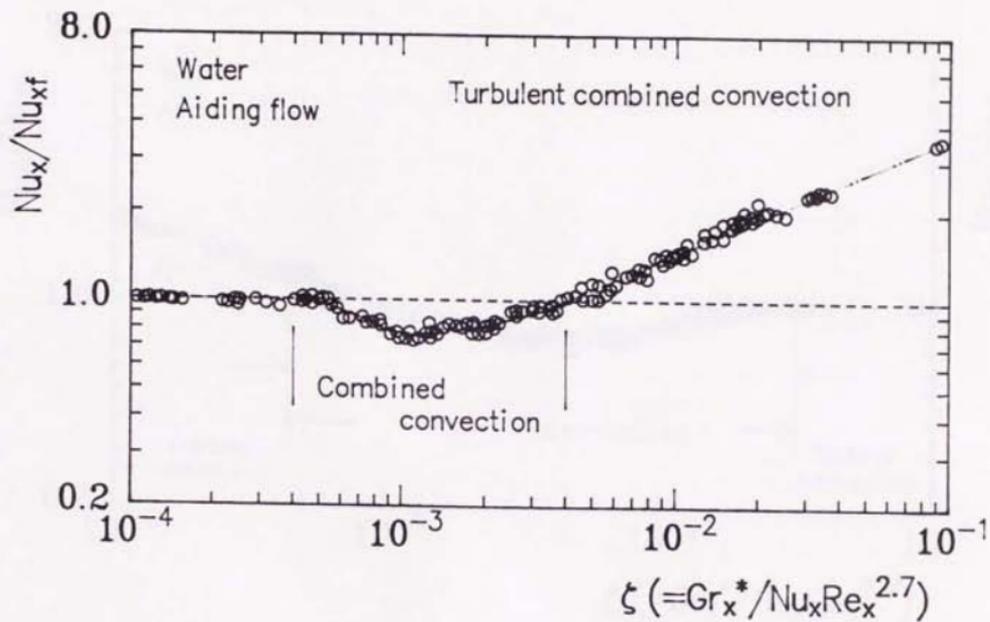


図 3-34 ζ による並行流共存対流の熱伝達率整理 (水)

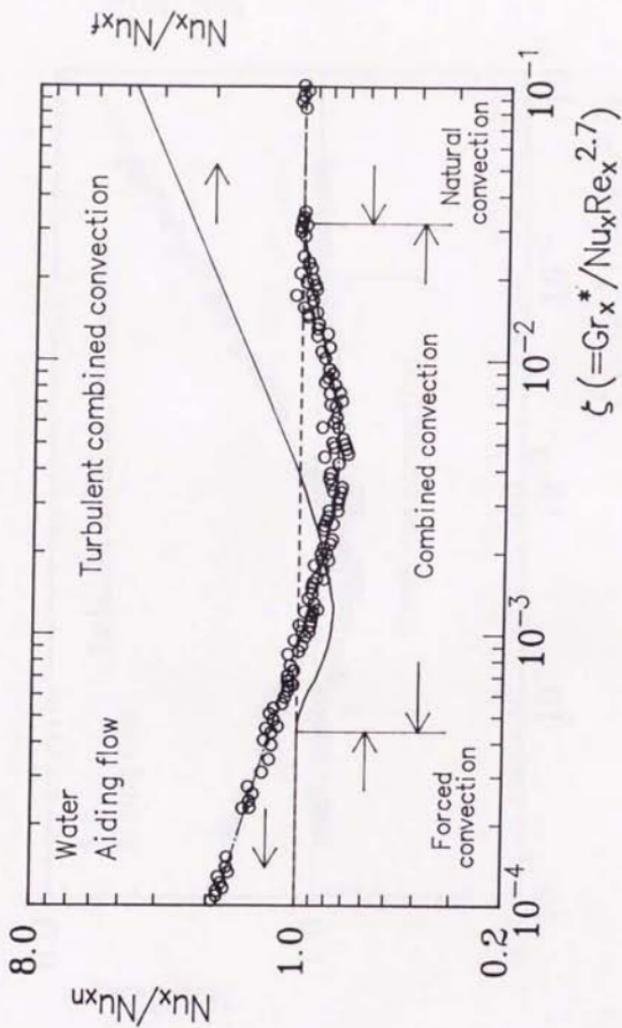


図 3-35 ζ による並行流共存対流の熱伝達率整理 (水)

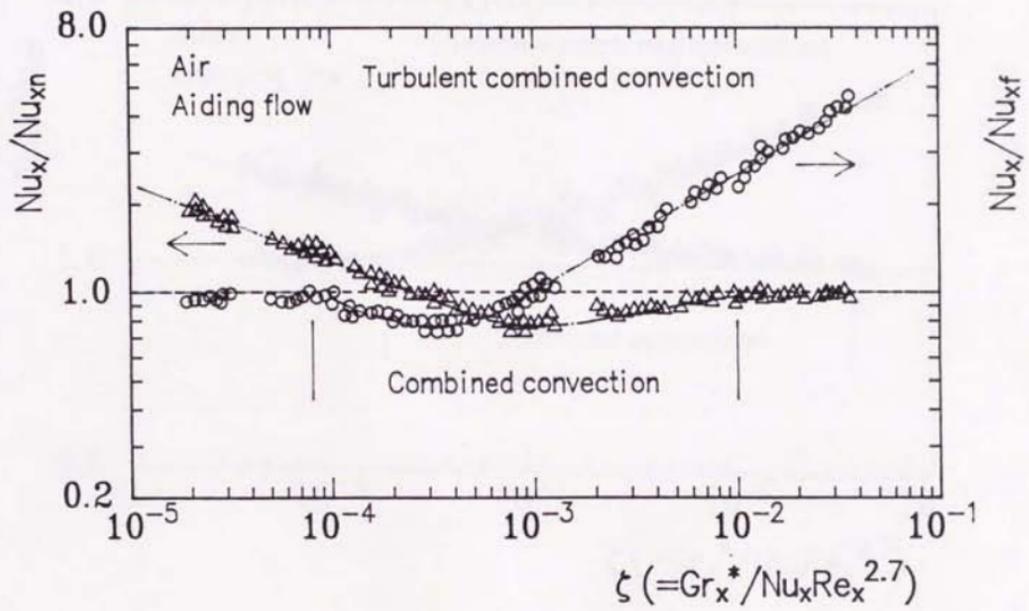


図 3-36 ζ による並行流共存対流の熱伝達率整理 (空気)

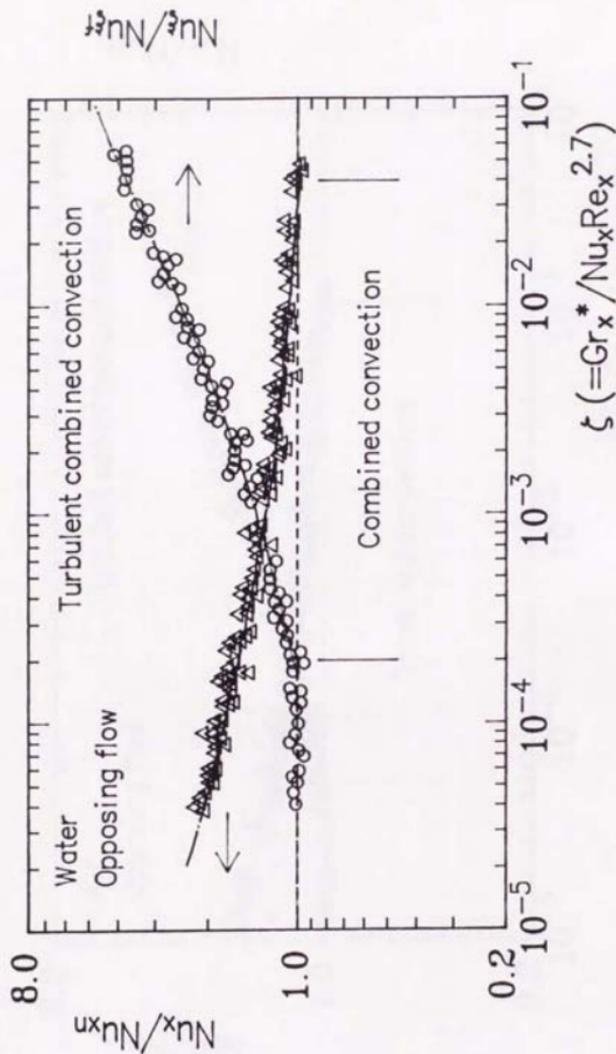


図 3-37 $zeta$ による対向流共存対流の熱伝達率整理 (水)

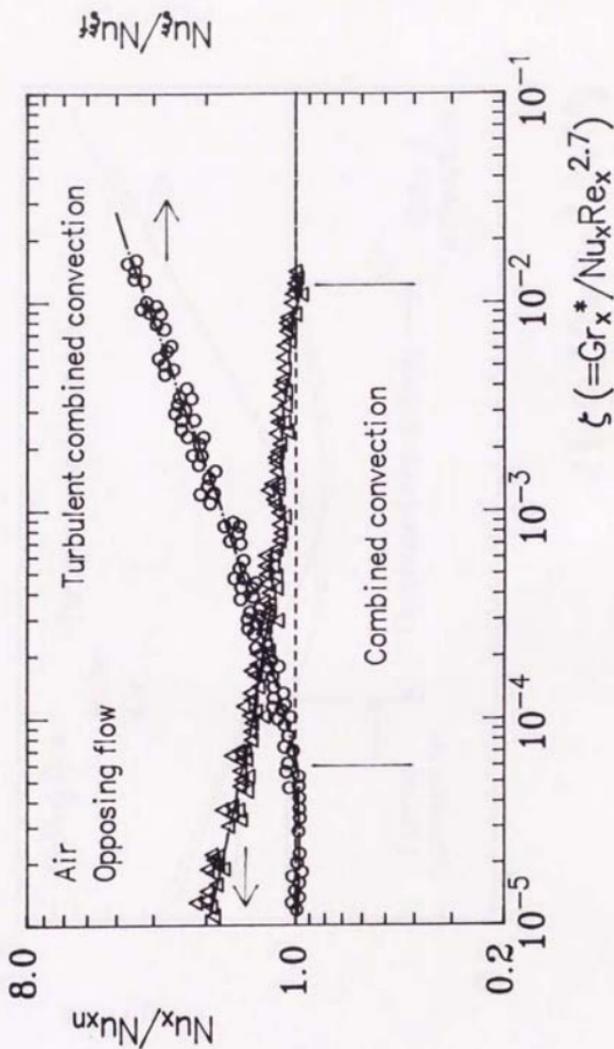


図 3-38 ζ による対向流共存対流の熱伝達率整理 (空気)

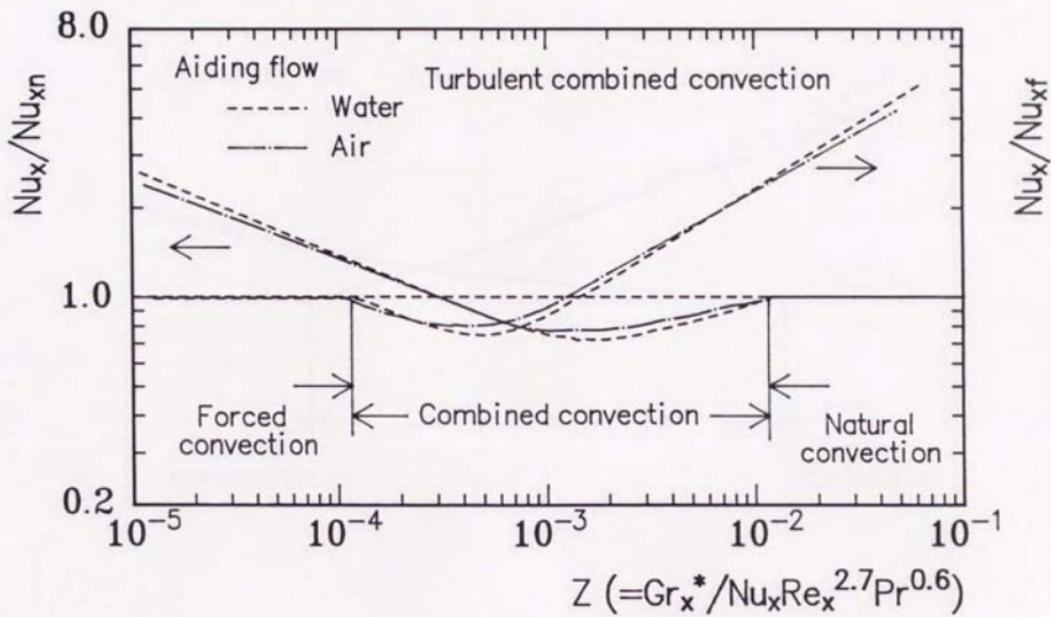


図 3-39 Z による並行流共存対流の熱伝達率整理

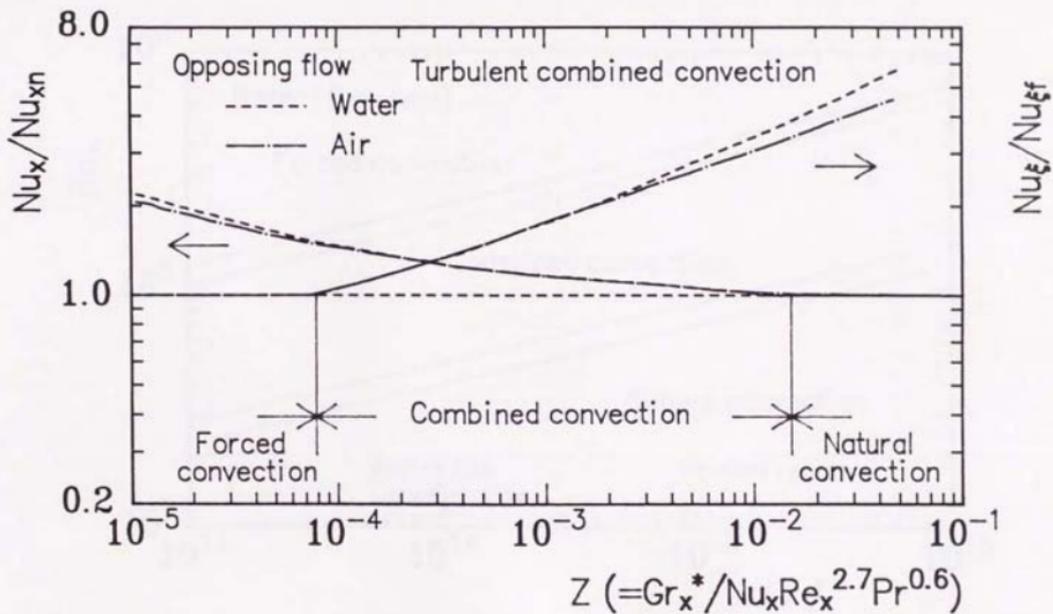


図 3-40 Z による対向流共存対流の熱伝達率整理

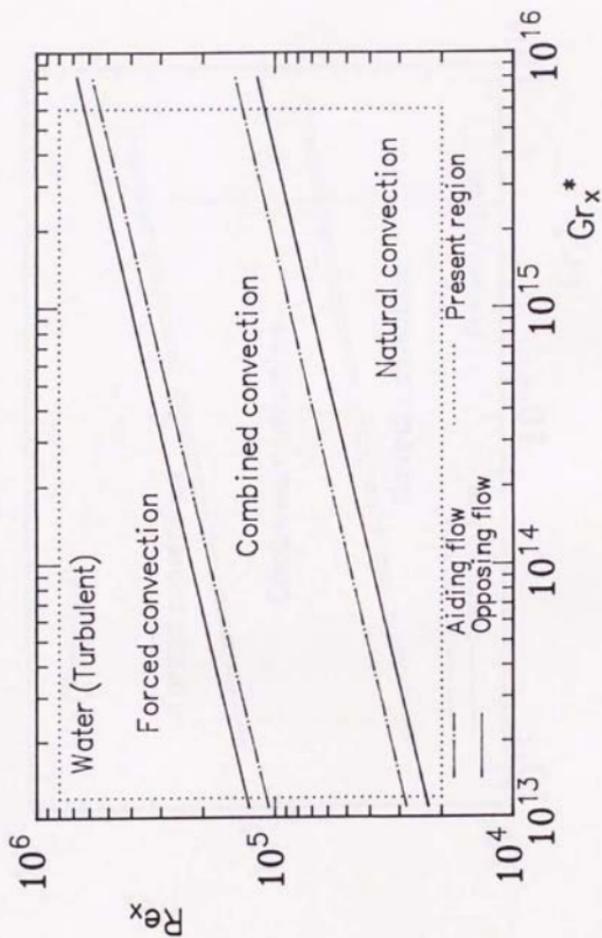


図 3-41 共存対流の領域判別マップ(水)

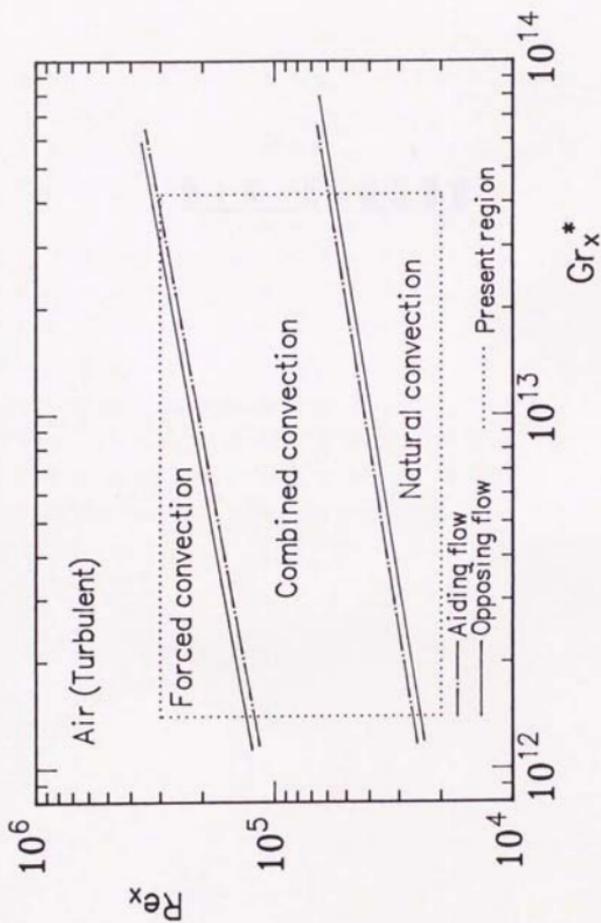


図 3-42 共存対流の領域判別マップ (空気)

第 4 章 乱流輸送機構

前章で明らかにしたように、垂直な平板に沿う共存乱流の熱伝達率は、それと同一のレイノルズ数 Re_c とおよび修正レイリ数 Ra_c に対する強制対流および自然対流の熱伝達率よりも並行流の場合低下し、逆に対向流の場合増加する。このような熱伝達率の一見奇妙な振舞がなぜ生じるのかという問題は、強制対流および自然対流乱流の本質ともからんで工学的に非常に重要であると言わざるを得ない。そこで本章では、強制-共存-自然対流の各領域を網羅した広範な条件下における並行流および対向流の速度場および温度場の可視化とそれらの定量的測定を通じて上記伝熱劣化や伝熱促進の原因を探ることにした。また強制-共存-自然対流各領域での実験結果を基に、本章では共存対流の輸送機構について考察・検討を加えて行く。

4. 2 伝熱面温度分布の可視化

共存乱流の伝熱劣化や伝熱促進の機構を探るためには、伝熱面の局所熱伝達率がどのような分布をしているか調べることが最も直接的でしかも確実な方法であると言えらる。幸い本実験では等熱流束伝熱面を採用しているため、この局所熱伝達率分布は伝熱面の表面温度を適当な手段で知ることにより求めることができる。そこで本実験では、水を作動流体としてこの伝熱面温度分布を感温液晶によって可視化し、定性的な局所熱伝達率分布を調べることとした。このような感温液晶を利用して伝熱面の局所熱伝達率分布を可視化した例や、さらにはこの可視化結果を基に乱流構造の解明を試みた研究は現在までにいくつもある。そこでまず、これらの研究によって得られた成果を以下に簡単に紹介しておく。

上記感温液晶による伝熱面温度分布の可視化手法を初めて平板に沿う強制対流乱流境界層流に適用したのは、入谷(1982)、(1985)であろう。彼らは等熱流束で加熱された平板の表面温度分布を可視化した結果、流れに垂直なスパン方向に高温部と低温部が交互に筋状に並んでいることを見出した。この筋状模様のスパン方向平均間隔 λ^* ($=\lambda u^*/\nu$)は100前後となり、これらの筋模様は乱流壁領域のバースティング現象に由来すること、また低温部はバースティング現象のうちスィープ部に、高温部はイジェクション部にそれぞれ対応していることを明らかにした。さらにこれら筋状模様の流れ方向の平均長さは λ^* ($=\lambda u^*/\nu$)が1000~2000にも達する非常に大きなスケールを有することなどを報告している。これらの

結果は、伝熱面の温度分布もしくは熱伝達率分布が乱流壁領域の流動機構と密接に関連していることを示している点で重要である。

一方 K. Kitamura et al. (1985) は、垂直な等熱流束加熱平板に沿う自然対流乱流境界層流について、伝熱面の温度分布を感温液晶で可視化している。その結果、自然対流の場合にも強制対流と同様時間・空間的に非常に大きなスケールを有する筋状模様が出現し、この筋状模様の平均的間隔や発生頻度に強制対流とは別のある種の規則性が見出し得ると述べている。またこの筋状模様は強制対流のバースティング現象とは異なる一連の流体運動の結果発生することを明らかにしている。

これら 2 つの研究結果から言えることは、同じ平板に沿う乱流境界層流であっても壁近傍領域に発生する大きなスケールの渦運動は強制対流と自然対流で大きく相違し、これが伝熱面温度分布における筋状模様の時間的・空間的スケールの差となっていることである。したがって強制対流と自然対流が混在する共存対流域で、伝熱面の温度分布がどのようになるかは非常に興味を持たれる問題である。

さて、本実験で得られた伝熱面温度分布の可視化結果を次に示す。対象とする流れが乱流であるため、伝熱面温度分布は時々刻々不規則に変化するが、そのうち最も代表的と思われる可視化例を並行流の場合について写真 1～写真 4 に、対向流の場合について写真 5～写真 9 に示した。これらの写真は前節で述べた強制-共存-自然対流各領域をカバーしており、それらの実験条件を表 4-1 にまとめておいた。ここで結果を述べる前にまずこれらの

写真の見方を説明しておく。

本実験で用いた感温液晶は、ある特定の温度を中心に $\pm 2 \sim 2.5 \text{ deg K}$ の範囲で温度とともに色に変化する。したがってこれらのカラー写真のうち、黄または緑色の箇所はちょうど中間の温度に、赤または赤褐色の箇所はそれよりも低温の部分に、また青色の部分は温度の高い領域にそれぞれ対応している。本実験で用いた伝熱面は等熱流束で加熱されているので、温度の高い領域は相対的に熱伝達率が低い、逆に温度の低い領域は相対的に熱伝達率の高い領域をそれぞれ表していると考えても良い。

さて写真1および写真5は前章で言う、いわゆる強制対流に相当する領域での可視化結果を示したものであるが、写真からわかるように細い筋状の低温模様は、並行流の場合下から上に向かって、また対向流の場合上から下に向かって多数発生することが観察できる。同様な模様は前述した入谷ら(1982)、(1985)の実験でも観察されており、写真1および写真5に示した筋状模様はバースティング現象によって生じているものと考えられる。実際、この可視化から得られた流れに直角方向の平均筋間隔 λ は、写真1の条件下では $\lambda^* (= \lambda u^* / \nu) \sim 92$ 、写真5では $\lambda^* \sim 95$ となった。この値は、従来言われているバースティング波長 $\lambda^* \sim 100$ の値ともほぼ一致する。

一方、写真2および写真6に示した自然対流支配域においては、強制対流の場合よりもさらにスケールの大きな低温筋模様が発生している。この筋は、下方から上方へと移動して行く。この低温模様の平均間隔 λ を求め、K. Kitamura et al. (1985) が採用したのと同様な整理法すなわち $\lambda^* (= g \beta q_0 \lambda^4 / \kappa \nu^2)$ 、 λ^* で無次元整理すると、

写真2の条件では $\lambda \sim 55$ 、写真6の条件では $\lambda \sim 52$ となった。これらの値は、彼らが先に明らかにした自然対流の乱流域に現れる低温筋状模様の間隔 $\lambda \sim 55$ とほぼ等しい。このことから写真2、写真6で観察される筋状模様は、乱流自然対流に発生する大きなスケールの流体運動の結果生じると言える。 λ や λ' で強制対流や自然対流の低温筋間隔が整理できるという事実は、自然対流、強制対流ともに伝熱面近傍にある種の秩序構造が存在することを裏付けている。

次に写真3および写真4は並行流の共存対流域の可視化結果を示している。この写真から青または緑色で示される比較的高温の領域が自然対流に比べて広がっていることがわかる。また自然対流や強制対流に比べて低温筋模様のスパン方向間隔は疎ら(空間スケールの増大)になり、その発生頻度は低下(時間スケールの増大)することが観察できた。このような低温筋模様は伝熱面から離れた位置にある低温流体塊が伝熱面近傍に侵入する結果生じるものと思われることから、並行流共存対流域での低温筋模様の出現率低下は、この低温流体塊の侵入が少ないことを意味する。したがってこの低温筋の出現が抑えられる結果、伝熱面と低温流体塊の間で熱交換頻度が低下し、熱伝達率が低下すると言える。

一方、写真7、写真8および写真9は対向流の共存対流域の可視化結果を示したものである。これら3枚の写真から自然対流の影響が強くなるに従い、強制対流の低温筋模様はしだいに太くまた流れ方向の長さが短くなる。またこれに伴って低温模様の伝熱面全体に占める割合が増加し、その発生頻度も高くなることが観察できた。低

温模様の部分には高い熱伝達率を与えることから、対向流共存対流の伝熱促進は、この低温模様の出現頻度の増加および面積増加の2つによって実現されると言える。

以上の可視化結果から伝熱面上の低温模様の発生と共存対流域における熱伝達率の促進・低下が密接に関連していることが予想できたものの、もう少し定量的に両者の関係を考察することが必要であると思われる。そこで、先に述べた強制対流や自然対流乱流における低温模様の定量的な評価法を共存乱流についても適用してみた。すなわち共存対流に対しても、隣接する2低温筋あるいは斑点間のスパン方向の平均的間隔 λ を求め、また伝熱面上の任意の一点における低温筋の平均通過周期 τ_{θ} を求めることにした。このうち平均通過周期 τ_{θ} の測定結果を図4-1に、スパン方向平均間隔 λ の測定結果図4-2にそれぞれ並行流および対向流の場合をまとめて示した。このうち図4-1の縦軸に示した平均通過周期 τ_{θ} は、伝熱面上の任意の一点を低温模様が通過する時間間隔を同一条件の下で多数回測定し、その平均をとったもので、低温模様の1つの時間的スケールを表すと考えて良い。また図4-2の λ は、低温模様の空間的スケールを表す1つの指標であるとも言える。両図とも横軸には前章で求めた共存乱流の熱伝達を支配する無次元パラメータ Z をとっており、また図中には強制-共存-自然対流各領域のしきい値を記入してある。

図4-1から明らかのように、低温模様の平均通過周期 τ_{θ} は、対向流の場合パラメータ Z の増加とともに単調に増加する。一方、並行流の場合、 τ_{θ} の値は $Z = 1.2 \times 10^{-4}$ 付近から急激に増加し始め、 $Z = 4.0 \sim 5.0 \times 10^{-4}$ 程

度で極大値をとった後、さらに Z が増加すると τ_c は徐々に小さくなって行く。この τ_c が極大値をとる領域は、並行流で熱伝達率が最も低下する領域に対応している。この事実から低温模様 of 平均通過周期と熱伝達率とが密接に関連していることがわかる。

一方、図4-2に示した平均スパン間隔 δ は、並行流の場合には強制対流域で最も小さくなり、その後わずかな Z の増加で急激に δ は大きくなる。そしてさらに Z を増加させると、自然対流域へ向って徐々に δ は小さくなる。この δ が極大値となる領域は並行流の熱伝達率が最も低下する領域とほぼ対応しており、低温模様の平均間隔の増大が熱伝達率の低下と密接に関連していることを示している。一方対向流の場合、間隔 δ はパラメータ Z の増加とともに単調に大きくなる。

ここで低温模様の伝熱面平均通過周期や平均空間スケールの不確かさは、上記測定に伴う誤差が最も大きく、全ての項目を総括すれば95%包括度でそれぞれ約15%、約10%であった。

以上の低温模様の定量的測定により、とくに並行流の伝熱特性がこれら平均通過周期 τ_c および平均スパン間隔 δ の変化と良好に対応している、すなわち低温模様の発生が最も不活性な場合に熱伝達率が極小値を示すことがわかった。この事実は、並行流共存乱流の熱伝達率が大きなスケールの低温模様の発生によって実質上決定されていることを示唆している点で重要である。一方対向流に関しては、平均通過周期 τ_c および平均スパン間隔 δ の変化から直接的に対向流の伝熱促進現象を説明することはできない。しかしこの場合にも並行流と同様、そ

の熱伝達率は大きなスケールの低温模様が発生によって決定されているのである。なおこのことの確認は、後で行なう。

以上一連の可視化によって明らかになった伝熱面上の大きなスケールの温度分布は、伝熱面近傍の流体の運動の結果生じると考えるのが自然である。そこで次節では、この伝熱面近傍の流れを水素気泡法によって可視化し、これら温度分布の発生原因を探ることにした。

さて次節に移る前に、本可視化実験によって得られたもう一つの興味ある事実について簡単に紹介しておく。それは、対向流における逆流発生と熱伝達から定義された共存対流域との関係である。すなわち対向流の場合、写真5に示した強制対流域では全ての低温模様は強制対流と同じ方向、すなわち上から下へ移動しているが、共存対流域になると、例えば写真7では一部の低温筋が逆に下から上に向かって移動するようになる。さらに浮力の大きな写真8および写真9では、低温部は斑点状となり、上下方向ばかりでなく水平方向にも斑点模様が複雑に移動する。そして写真6に示したように、さらに浮力の大きな自然対流域では斑点状から再び筋状へと低温模様が変わり、全ての筋が下から上へと移動するようになる。このように対向流では、低温部の移動する方向が浮力の増加に伴って強制対流に対し順から逆方向へと変化する。

そこで低温模様が上下どちらの方向へ移動するかについて、次の様な定量的な測定を行なった。まず伝熱面上の任意の一点を通過する低温模様が強制対流と同一方向、すなわち上から下へ向って流れる場合を順流とし、この順流状態が低温模様が任意の一点を通過する全ての時間

の中に占める割合を順流率 γ と定義する。そして色々の実験条件下で、この順流率 γ を求めた。その結果を図4-3に示す。図4-3の縦軸には順流率 γ をとり、また横軸には前章で求めた共存乱流の熱伝達を支配する無次元パラメータ $Z (=Gr_* / Nu_* Re_* Pr_*^*)$ をとっている。図から明らかかなように、逆流は前章で定義した強制対流域から少し共存対流域に入った $Z = 1.0 \times 10^{-2}$ 付近で発生し始め、共存対流と自然対流の境界領域 $Z = 2.0 \times 10^{-2}$ 付近で逆流のみとなる。このように逆流の開始と順流の消滅とが、共存対流域の下限・上限にそれぞれ対応している結果は、対向流共存乱流の伝熱促進が逆流の発生と密接な関係にあることを示しており、興味深いと言える。

4. 3 伝熱面近傍の流れの可視化

水の並行流の場合について、伝熱面近傍の流れを可視化した結果を写真10、写真11および写真12に示す。これらの実験条件は、表4-2に記した。写真10、写真11および写真12は、前章で定義した強制対流、自然対流および共存対流域にそれぞれ対応している。これらの写真は、伝熱面下端からの距離 $X=2.6\text{m}$ の位置でワイヤを壁から 2.1mm 離して張り、水素気泡を間欠的に発生させたものである。

まず写真10の強制対流域の可視化結果から、スパン方向に比較的規則正しく高速の部分、タイムラインの間隔が広い、と低速の部分、タイムラインの間隔が狭い、が並んでいることが観察できる。このうち高速の部分は伝熱面側へ入り込んでおり、逆に低速部分は伝熱面から離れる方向にある。この流れの可視化結果は S. J. Kline et al. (1967) が観察した平板上強制対流乱流境界層流のバースティング現象と良く対応しており、入り込みの部分はバースティング現象のうちスweep領域に、また立ち上がりの部分はイジェクション領域に相応していると考えることができる。また入谷らの観測結果を参考にすると、スweep部分およびイジェクション部分は写真1に示した伝熱面温度分布のうちそれぞれ低温筋および高温筋部分に対応しているものと考えて良い。

一方、写真11に示した自然対流域の可視化結果からは、強制対流とは逆の流体運動が生じていることが明らかである。すなわちこの場合、高速の部分は伝熱面からの立ち上がり、低速の部分は伝熱面へ向う方向にある。この

結果は、先に垂直な平板に沿う乱流自然対流について流れの可視化を行なった K. Kitamura et al. (1985) の観察結果と一致している。彼らの結果を参考にすると、高速部分は写真2に示した伝熱面温度分布のうち高温部分に、また低速部分は低温の部分にそれぞれ対応するものと考えられる。

さて問題の並行流共存対流域の可視化結果を示した写真12であるが、この写真からまず気付くのは写真10および写真11に比べてタイムラインがスパン方向に一様になっていることであろう。この結果は、流れ方向の速度乱れ成分 u' が小さいことを示している。さらにタイムラインに伝熱面に対し直角な方向に凹凸がほとんど観察されない。このことは流体の伝熱面方向への侵入や、反対に伝熱面からの立ち上がり、ほとんど生じないことを意味しており、同時に伝熱面に直角方向の速度乱れ成分 v' が抑えられることを示している。このため伝熱面と伝熱面から離れた地点にある低温流体との熱交換が不活性となり、写真3および写真4に示したように伝熱面温度分布に明確な低温模様や高温部が生じない原因ともなっていると考えられる。またこの可視化結果から、並行流共存乱流の伝熱劣化が主に観察された u' や v' などの速度乱れ成分が抑えられる、すなわち乱れの抑制によって引き起こされることが予想し得る。(これについての定量的確認は次章で行なう。)

以上一連の可視化結果を基に、ここではなぜ並行流共存乱流で乱れの抑制が生じるかについて考察してみる。写真10や S. J. Kline et al. (1967) あるいは入谷ら (1982)、(1985) の可視化結果からも明らかごとく、強制対流支

配域では次のバースティング現象が発生しており、この運動を速度および温度乱れ成分を用いて定性的に表現すると、

(I) 高温かつ低速流体の壁面からの離脱
(いわゆるイジェクション)

$$u' < 0, v' > 0, t' > 0$$

$$-u' v' > 0, u' t' < 0, v' t' > 0$$

(II) 低温かつ高速流体の壁面への侵入
(いわゆるスィープ)

$$u' > 0, v' < 0, t' < 0$$

$$-u' v' > 0, u' t' < 0, v' t' > 0$$

となる。したがって、それら乱れ成分の積である可視化で観察されたレイノルズ応力 $-u' v'$ および可視化で観察された乱流熱流束 $v' t'$ はいずれも正となる。

一方、写真11および K. Kitamura et al. (1985) の研究から明らかのように、自然対流支配域では大きなスケールの流体運動が現われ、そこでは、

(III) 高温かつ高速流体の壁面からの離脱

$$u' > 0, v' > 0, t' > 0$$

$$-u'v' < 0, u't' > 0, v't' > 0$$

(IV) 低温・低速流体の壁面への侵入

$$u' < 0, v' < 0, t' < 0$$

$$-u'v' < 0, u't' > 0, v't' > 0.$$

と表現される。

以上の定性的議論からわかることは、強制対流のバースティング現象と自然対流の大きなスケールの流体運動が可視化で観察されたレイノルズ応力に対し全く逆の寄与をすると言うことである。したがって強制対流と自然対流が混在した並行流の共存乱流においては、両者が互に相殺される結果、運動量や熱の輸送が抑制されると考えることも可能である。

一方、対向流共存対流についても、水を用いて水素気泡法による伝熱面近傍の流れの可視化を行なってみた。そのうち強制対流域および自然対流域の可視化結果は前に述べたとおりである。そこで、共存対流域についても可視化を試みた。その結果によるとワイヤから発生した水素気泡の一部は上昇し、一部は下降し、またある部分ではワイヤに沿って水平方向に流れるなど非常に複雑な奇跡をたどり、タイムラインの判別が全く不可能な状態

となった。よって例えば写真8および写真9のような低温の斑点状模様が生じるかといった問題については解明するまでに至らなかった。しかし、前節で対向流の共存対流域では伝熱面温度模様が強制対流の方向と逆方向に移動する場合が必ずあると述べたが、水素気泡による流れの可視化結果からも共存対流域で逆流が必ず発生することを確認した。

4. 4 速度場および温度場の測定

以上伝熱面温度分布や壁面近傍の流れの可視化結果から、共存対流で観察される低温模様は自然対流や強制対流の乱流境界層内に現われる流体塊運動と密接な関係を有しており、レイノルズ応力や流れ方向の乱流熱流束に対しこれらの流体運動の寄与は、自然対流と強制対流とで全く逆であることなどを明らかにした。

そこで本節では、可視化で得られた現象をさらに定量的に把握するため熱膜流速計および抵抗線式温度計を用いて乱流境界層内の平均速度・温度およびその乱れ強度を測定した。なお作動流体には水を使用し、逆流が存在しない並行流の場合についての実験を行なった。一方対向流の場合は、逆流が発生することもあるため速度分布の測定が困難なため、抵抗線式温度計および熱電対による温度場の測定だけを行なった。なお表4-3には、ここで行なった測定条件を示した。

4. 4. 1 並行流の速度分布とその変動量

まず伝熱面下端からの高さ $X=3.0\text{m}$ の位置に熱膜流速計および抵抗線式温度計を設置し、時間平均速度およびその乱れ強度を測定した。図4-4(a)および図4-5(a)は時間平均速度 \bar{u} の、また図4-4(b)および図4-5(b)は主流方向の速度乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ の測定結果を示したもので、いずれもダクト中心における主流速度 U_c で規格化した値、 \bar{u}/U_c 、 $\sqrt{u'^2}/U_c$ を縦軸にとり、横軸に伝熱面に垂直な方向の実距離 $y(\text{mm})$ をとって測定結果をプロットしたものである。図4-4は伝熱面熱流束を固定 ($q_w=4000\text{W/m}^2$)

し、主流速度を変化させた場合の結果であり、図4-5は主流速度を固定($U_{\infty} = 4.4 \text{ cm/s}$)し、伝熱面熱流束を変化させた場合の結果を示している。

図4-4(a)から明らかなように、ほぼ自然対流域と考えられる主流速度 $U_{\infty} = 2.6 \text{ cm/s}$ ($Z = 1.79 \times 10^{-3}$)の場合、境界層内の最大速度は主流速度の約2倍にも達している。自然対流によって生じた速度のピークは、主流速度の増加とともにしだいに低下して行き、主流速度 $U_{\infty} = 11.2 \text{ cm/s}$ ($Z = 3.35 \times 10^{-3}$)になるとこの速度分布のピークは消滅する。

一般に速度境界層の厚さ δ ($99\% U_{\infty}$)は、主流速度が最も遅いときに最も厚くなり、主流速度が増加するにつれて δ は薄くなって来る。しかしながら図4-4(a)からもわかるように、境界層の厚さ δ は主流速度 $U_{\infty} = 9.6 \text{ cm/s}$ の下で極小となり、主流速度がさらに増加すると、逆に境界層厚さ δ は厚くなる。このように境界層厚さが極小となるのは、自然対流によって誘起された流れの速度に強制対流の主流速度が追いつくためである。

一方伝熱面熱流束を変化させた図4-5(a)の結果をみると、高熱流束時には顕著であった速度分布の極大値は伝熱面熱流束の低下に伴ってしだいに低くなり、伝熱面熱流束が $q_w = 1000 \text{ W/m}^2$ ($Z = 1.83 \times 10^{-3}$)以下では認められなくなる。また伝熱面熱流束 $q_w = 1000 \text{ W/m}^2$ の時、境界層の厚さ δ が最小となることがわかる。

これら速度境界層厚さ δ が最も薄くなる時のパラメータ Z の値を求めると、図4-4(a)では $Z = 8.07 \times 10^{-3}$ および図4-5(a)では $Z = 1.83 \times 10^{-3}$ であり、前章図3-39の結果から明らかなように、これら Z の値は最も熱伝達率が

顯著に低下する領域に対応している。このことから、並行流共存乱流の熱伝達率は自然対流によって誘起される伝熱面近傍の速度に対し強制対流の主流側の速度が追いついた時、最も顯著に低下すると予想し得る。

それでは、なぜこの場合に熱伝達率が最も顯著に低下するかという問題について、次に主流方向速度乱れの測定結果を基に考察してみる。

図4-4(b)は、図4-4(a)と同じ条件の下で主流方向の速度乱れ強度を測定した結果を示している。図から主流速度 $U_{\infty} = 2.6 \text{ cm/s}$ ($Z = 1.79 \times 10^{-2}$) のときに乱れ強度は最大となり、その後主流速度の増加とともに乱れ強度が急激に減少して行くことがわかる。そして主流速度 $U_{\infty} = 9.6 \text{ cm/s}$ ($Z = 8.07 \times 10^{-4}$) において乱れ強度は境界層全域にわたって最小となり、さらに主流速度が増加すれば再び乱れ強度は増加して行く。一方図4-5(b)は、やはり図4-5(a)と同じ条件の下で主流方向速度乱れ強度を測定した結果を示している。図から伝熱面熱流束 $q_w = 4000 \text{ W/m}^2$ ($Z = 3.35 \times 10^{-3}$) のときに乱れ強度が最大となり、その後伝熱面熱流束の減少と共に乱れ強度が減少して行くことがわかる。そして熱流束 $q_w = 1000 \text{ W/m}^2$ ($Z = 1.83 \times 10^{-4}$) において乱れ強度は最も低下し、さらに伝熱面熱流束が減少すれば乱れ強度は再び増加して行く。

これら速度乱れが最も低下する Z の値は、前節図3-39に示したように並行流共存乱流で熱伝達率が最も顯著に低下する領域と対応している。このことから、熱伝達率の低下が乱れの減衰によるものであることが確認できた。またこの乱れが最も低下するのは境界層厚さが極小となる場合に一致しており、自然対流によって誘起された流

れの速度と強制対流による流速が一致する場合に最も顕著な乱れの減衰が生じるという結果は興味深い。

4. 4. 2 並行流の温度分布とその変動量

次に本研究では、時間平均温度および温度乱れ強度の測定を行なった。ここでは、前述の速度測定と同一の実験条件の下で温度を計測した。

図4-6(a)、(b)および図4-7(a)、(b)は、各々縦軸に伝熱面温度 T_s と強制対流主流の温度 T_∞ との温度差 ΔT で規格化した時間平均温度 $(\bar{T}-T_\infty)/\Delta T$ および温度乱れ強度 $\sqrt{\overline{T'^2}}/\Delta T$ をとり、横軸に伝熱面に垂直方向の実距離 y (mm)をとって測定結果をプロットしたものである。図4-6は伝熱面熱流束を固定($q_w=4000\text{W/m}^2$)し、主流速度を変化させた場合の結果をまた、図4-7は主流速度を固定($U_\infty=4.4\text{cm/s}$)し、伝熱面熱流束を変化させた場合の測定結果を示している。

図4-6(a)および図4-7(a)から壁面近傍の温度勾配が最も緩やかになるのは、図4-6(a)では $U_\infty=9.6\text{cm/s}$ ($Z=8.07\times 10^{-4}$)、図4-7(a)では $q_w=1000\text{W/m}^2$ ($Z=1.83\times 10^{-3}$)の場合であり、この時の Z の値は前章図3-39に示した熱伝達率が最も低下する領域と良好に一致している。

一方図4-6(b)に示した温度乱れ強度であるが、図から主流速度の増加に伴って乱れ強度は低下し、主流速度 $U_\infty=9.6\text{cm/s}$ の下($Z=8.07\times 10^{-4}$)で乱れ強度は最も小さくなることが明らかである。そしてさらに主流速度を増加させると、再び乱れ強度は大きくなって行く。また図4-7(b)からも、伝熱面熱流束の減少(共存対流域に近づく)とともに温度乱れ強度が減少して行くことがわかる。

このことから、並行流共存乱流の熱伝達率低下が乱れの抑制によるものであることが確認できた。

4. 4. 3 対向流の温度分布とその変動量

本節では、対向流共存乱流の時間平均温度および温度乱れ強度の測定を行なった。測定には、抵抗線式温度計を伝熱面下端から $X=0.9\text{m}$ の位置に設置した。

図4-8および図4-9は、各々縦軸に伝熱面温度 T_w と強制対流主流の温度 T_∞ との温度差 ΔT で規格化した時間平均温度 $(\bar{T}-T_\infty)/\Delta T$ および $\sqrt{\overline{t'^2}}/\Delta T$ をとり、横軸に伝熱面に垂直方向の実距離 $y(\text{mm})$ をとって測定結果をプロットしたものである。両図とも主流速度を固定 ($U_\infty=7.1\text{cm/s}$) し、伝熱面熱流束を変化させた場合の測定結果を示している。図から壁面近傍の温度勾配が最もきつくなるのは、伝熱面熱流束 $q_w=10000\text{W/m}^2$ ($Z=1.01\times 10^{-3}$) の場合であり、伝熱面熱流束の低下とともに温度勾配がしだいに穏やかになってくることがわかる。このことは、伝熱面熱流束の増加とともに単調に熱伝達率が向上して行くことと良好に対応している。一方図4-9に示した温度乱れ強度であるが、図から伝熱面熱流束の増加とともに壁面近傍の乱れ強度が単調に増大して行くことがわかる。

以上温度分布からの知見に限定されるが、対向流の場合も、並行流同様乱れの分布が熱伝達率に重要な影響を及ぼしていることが推察された。すなわち対向流共存乱流の熱伝達率増加は、乱れの増加によるものであることが確認できた。

4. 4. 4 並行流の乱流輸送機構

4. 3節の流れの可視化結果から、強制対流と自然対流では伝熱面近傍に現われる大きなスケールの流体運動が可視化で観察されたレイノルズ応力や流れ方向の乱流熱流束に対し全く逆の寄与をすること、また並行流共存対流ではこれら2つの流体運動が互に相殺される結果乱れが低下することなどを推察した。このことを定量的に確認するためには、レイノルズ応力 $-\rho \overline{u'v'}$ や乱流熱流束 $\rho C_p \overline{v't'}$ を直接測定することが必要であるが、計測上とくに v' の測定が困難である。そこで、ここでは主流方向の速度乱れ u' と温度乱れ t' の相関を求めることにより、上記推察の定量的確認を行なうことにした。

図4-10は、強制対流、共存対流および自然対流の各領域において、この $\overline{u't'}$ を測定した結果を、縦軸に伝熱面温度 T_s と主流体温度 T_∞ との温度差 ΔT およびダクト中心部での主流速度 U_c で規格化した値、 $\overline{u't'}/U_c \Delta T$ をとり、横軸に伝熱面に垂直方向の実距離 y (mm) をとって測定結果をプロットしたものである。この図からまず、強制対流域での $\overline{u't'}/U_c \Delta T$ は境界層全域に亘って負となること、逆に自然対流域では境界層全域に亘って正の値をとることが注目される。

一方並行流共存対流域 ($q_w = 4000 \text{ W/m}^2$, $U_\infty = 9.6 \text{ cm/s}$, $Z = 8.07 \times 10^{-4}$) の $\overline{u't'}/U_c \Delta T$ の値であるが、伝熱面近傍でわずかに正になるものの、その絶対値は自然対流域や強制対流域に比べてはるかに小さくなる。この事実は、共存対流域において自然対流および強制対流の $\overline{u't'}/U_c \Delta T$ に対する寄与が相殺され、結果的に $\overline{u't'}/U_c \Delta T$ が小さくなることを意味する。このことをさらに詳しく

調べるために、速度および温度乱れの同時測定によって得られた u' 、 t' の瞬時値を u' 、 t' の正負に応じて 4 象限に分け、その結果を基に強制・共存・自然各対流の輸送機構について考察することにした。図 4-11 は、強制対流、自然対流および共存対流域において u' および t' を測定し、全測定時間中に第 1 象限： $u' > 0$ 、 $t' > 0$ 、第 2 象限： $u' < 0$ 、 $t' > 0$ 、第 3 象限： $u' < 0$ 、 $t' < 0$ 、第 4 象限： $u' > 0$ 、 $t' < 0$ の流体運動の占める時間割合を α (%) で表し、横軸に伝熱面からの垂直方向距離 y (mm) をとって示したものである。

この図から \circ 印で示した強制対流域においては、第 2 および第 4 象限の流体運動が全測定時間中に占める割合が 80% 程度になっていることがわかる。また \square 印で示した自然対流域では、第 1 および第 3 象限の運動の占める割合が大きく、合計で 75% 程度になっている。この結果は、前節 4.3 で述べた流れの可視化結果とも良好に対応している。すなわち、強制対流域で第 2 および第 4 象限の占める割合が高いのは、強制対流の壁面近傍に現われるバースティング現象のうちイジェクションとスィープと呼ばれる流体運動に基づくものであり、一方自然対流域で第 1 および第 3 象限の寄与が高いのは、主として自然対流の壁面近傍に現われる大きな流体運動のうち高温・高速流体の壁面からの立ち上がりと低温・低速流体の壁面への侵入といった 2 つの現象によって説明される。

一方共存対流域においては、伝熱面の極く近くで自然対流の寄与、すなわち第 1 および第 3 象限、が若干高くなっているものの、その他の部分では強制対流と自然対流のちょうど中間の性質を有しており、前図 4-10 の結果も

考慮すると、これら強制対流および自然対流の乱流域における大きなスケールの流体運動が並行流共存乱流域では互に相殺し合って、結果的に $\overline{u'v'}/U\Delta T$ の値が極端に小さくなることがわかる。これと同様な現象は、レイノルズ応力 $-\rho \overline{u'v'}$ についても当然生じるはずであり、このことから共存対流域でなぜ乱れや熱伝達率が低下するのか説明できそうである。

写真NO.	並行流	対向流	X (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	領域種別
1	○		2.6	0.14	7000	1.20 × 10 ⁻⁴	強制対流
2	○		2.6	0.025	6500	1.64 × 10 ⁻²	自然対流
3	○		2.6	0.102	6000	3.89 × 10 ⁻⁴	共存対流
4	○		2.6	0.102	6000	3.89 × 10 ⁻⁴	共存対流
5		○	0.9	0.12	5000	8.0 × 10 ⁻³	強制対流
6		○	0.9	0.025	3800	1.0 × 10 ⁻²	自然対流
7		○	0.9	0.075	4000	3.50 × 10 ⁻⁴	共存対流
8		○	0.9	0.04	3900	2.0 × 10 ⁻³	共存対流
9		○	0.9	0.035	3800	3.0 × 10 ⁻³	共存対流

表 4-1 伝熱面温度分布の可視化実験条件

写真NO.	並行流	X (m)	y (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	領域種別
10	○	2.6	0.0021	0.096	650	5.05 × 10 ⁻³	強制対流
11	○	2.6	0.0021	0.026	4000	1.60 × 10 ⁻²	自然対流
12	○	2.6	0.0021	0.096	4000	7.24 × 10 ⁻⁴	共存対流

表 4-2 伝熱面近傍の流れの可視化実験条件

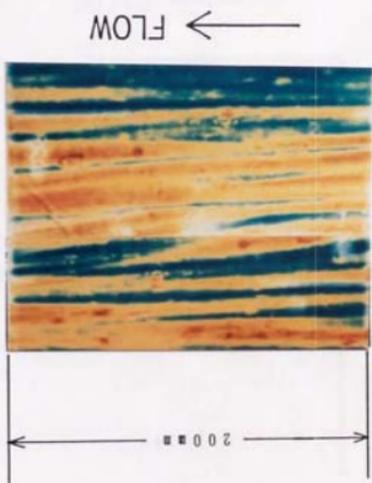


写真1 感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(強制対流域, $Z = 1.28 \times 10^{-4}$)

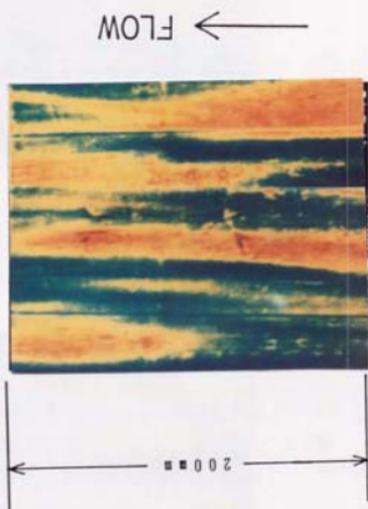


写真2 感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化 (自然対流域, $Z = 1.64 \times 10^{-2}$)

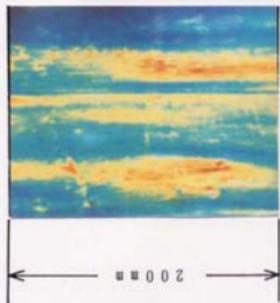


写真 3

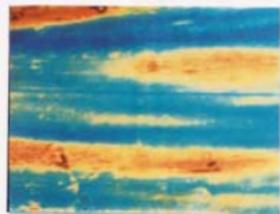


写真 4

感温液晶による並行流共存対流の伝熱面温度分布の可視化 (共存対流域, $Z = 3.89 \times 10^{-4}$)

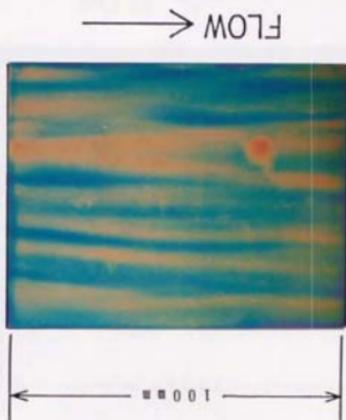


写真5 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(強制対流域, $Z = 1.0 \times 10^{-4}$)

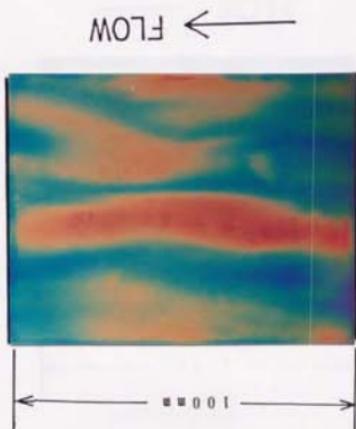


写真 6 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化 (自然対流域, $Z = 1.0 \times 10^{-2}$)

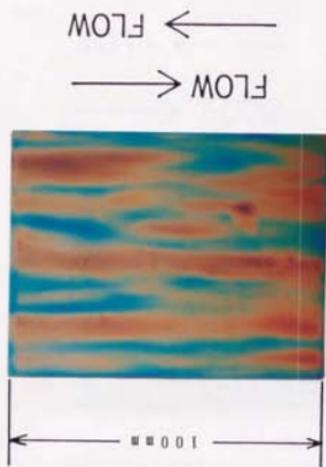


写真7 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化 (共存対流域, $Z = 3.50 \times 10^{-2}$)

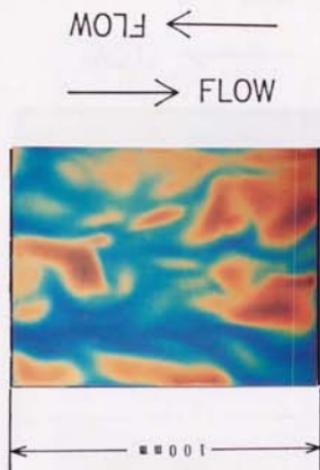


写真8 感温液晶による対向流共存対流の伝熱温度分布の可視化 (共存対流領域, $Z = 2.0 \times 10^{-2}$)

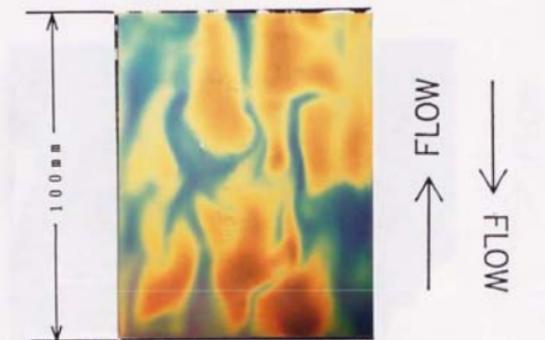


写真9 感温液晶による対向流共存対流の伝熱面温度分布の可視化(共存対流域, $Z = 3.0 \times 10^{-3}$)

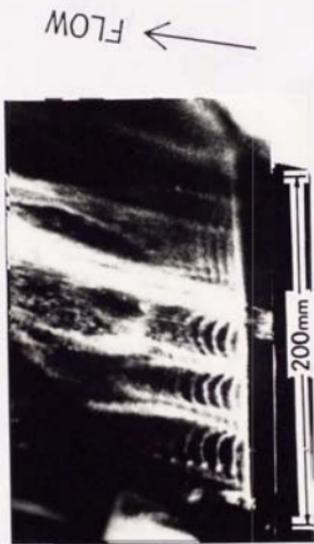


写真10 水素気泡法による並行流共存対流の伝熱面近傍
流動構造の可視化 ($Z = 5.05 \times 10^{-3}$)

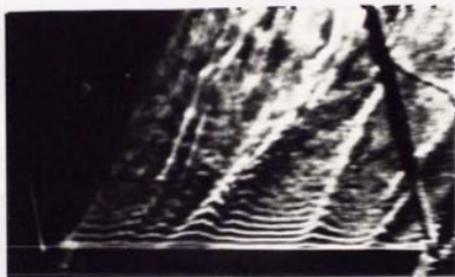
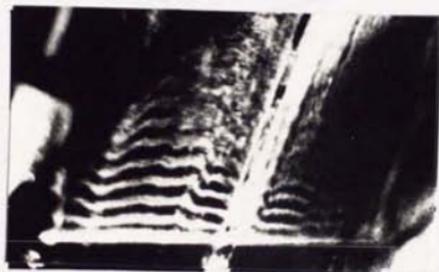


写真11 水素気泡法による並行流共存対流の伝熱面近傍
流動構造の可視化(自然対流域, $Z = 1.60 \times 10^{-2}$)



↑ FLOW

写真12 水素気泡法による並行流共存対流の伝熱面近傍
流動構造の可視化(共存対流域, $Z = 7.24 \times 10^{-1}$)

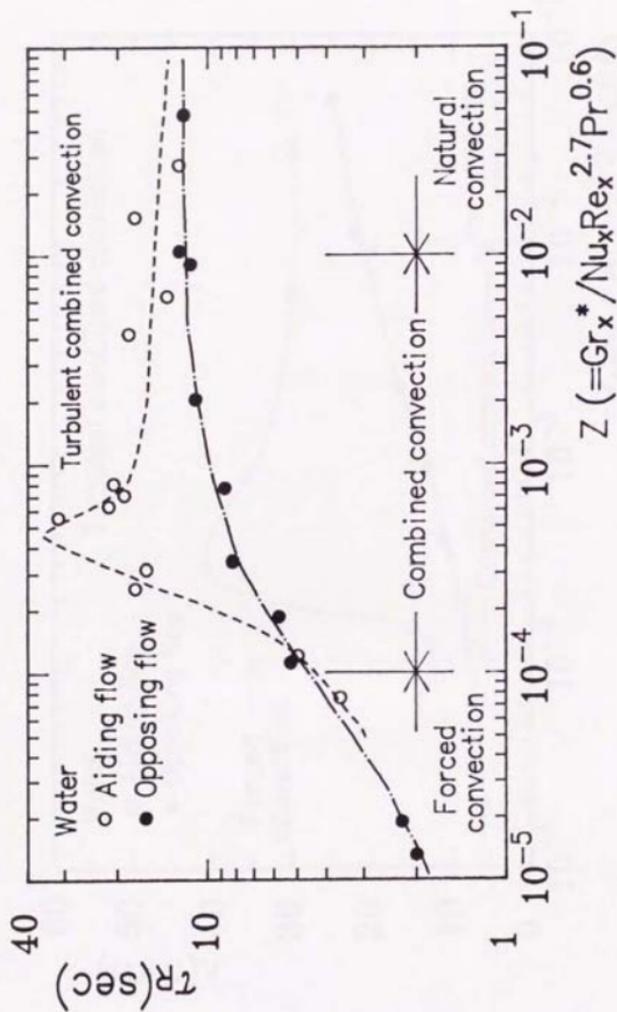


図 4-1 低温模様の伝熱面平均通過周期

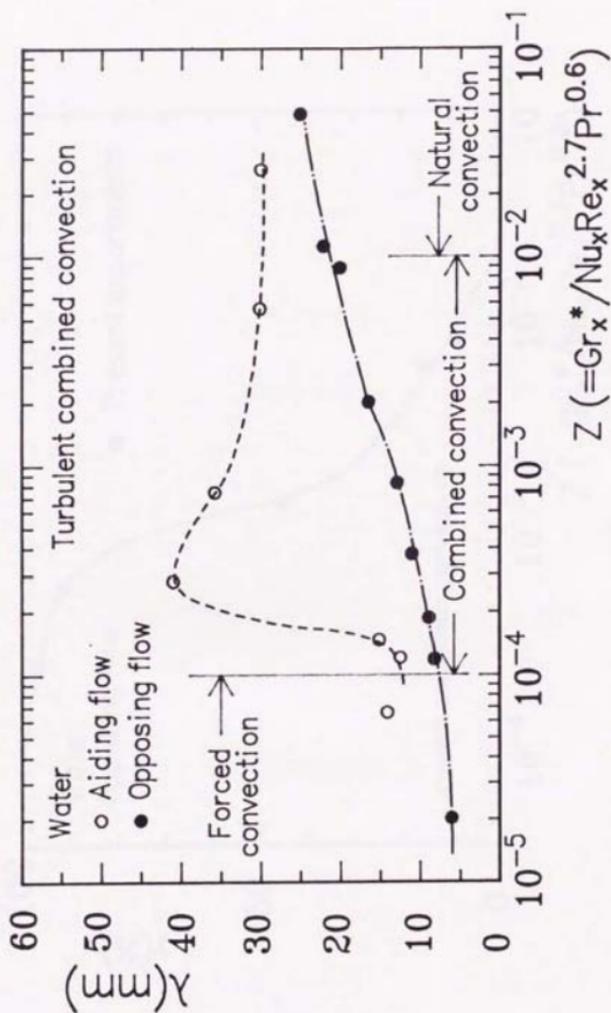


図 4-2 低溫模様 の 平均 空間 スケール

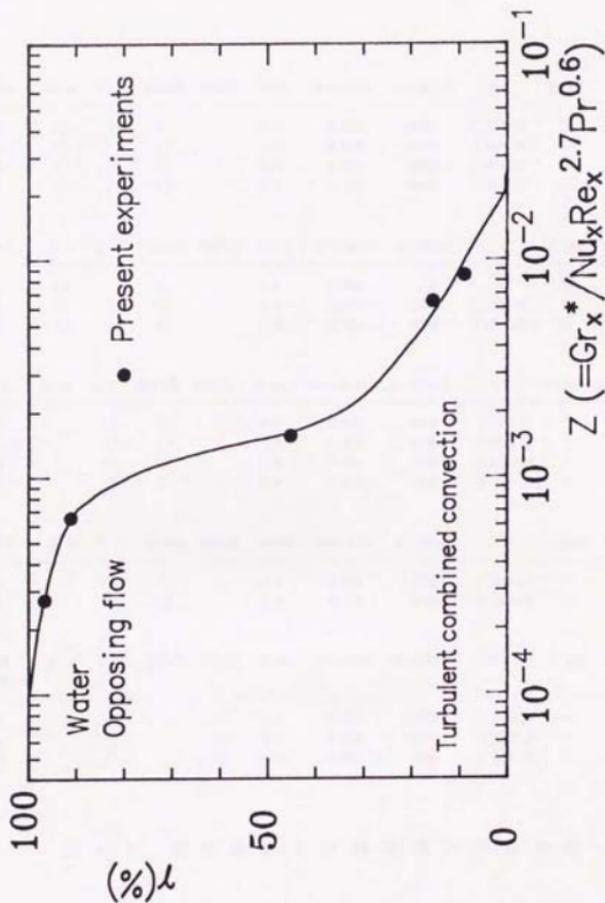


図 4-3 対向流共存対流の順流率

図4-4	U, u'	T, t'	並行流 对向流	X (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	δ (mm)	θ (mm)	領域種別
○	○	○		3.0	0.026	4000	1.79 × 10 ⁻²	75	-	自然対流
△	○	○		3.0	0.044	4000	4.95 × 10 ⁻³	65	-	共存対流
□	○	○		3.0	0.096	4000	8.07 × 10 ⁻⁴	30	-	共存対流
▽	○	○		3.0	0.112	4000	3.35 × 10 ⁻⁴	35	-	共存対流

図4-5	U, u'	T, t'	並行流 对向流	X (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	δ (mm)	θ (mm)	領域種別
○	○	○		3.0	0.044	0	0	40	-	強制対流
△	○	○		3.0	0.044	1000	1.83 × 10 ⁻³	35	-	共存対流
□	○	○		3.0	0.044	4000	4.95 × 10 ⁻³	35	-	共存対流

図4-6	U, u'	T, t'	並行流 对向流	X (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	δ (mm)	θ (mm)	領域種別
○		○ ○		3.0	0.026	4000	1.79 × 10 ⁻²	-	30	自然対流
△		○ ○		3.0	0.044	4000	4.95 × 10 ⁻³	-	25	共存対流
□		○ ○		3.0	0.096	4000	8.07 × 10 ⁻⁴	-	23	共存対流
▽		○ ○		3.0	0.112	4000	3.35 × 10 ⁻⁴	-	25	共存対流

図4-7	U, u'	T, t'	並行流 对向流	X (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	δ (mm)	θ (mm)	領域種別
○		○ ○		3.0	0.044	1000	1.83 × 10 ⁻³	-	25	共存対流
△		○ ○		3.0	0.044	4000	4.95 × 10 ⁻³	-	25	共存対流

図4-8 図4-9	U, u'	T, t'	並行流 对向流	X (m)	U _∞ (m/s)	q _w (W/m ²)	Z =	δ (mm)	θ (mm)	領域種別
○		○ ○		0.9	0.071	10000	1.01 × 10 ⁻³	-	25	共存対流
△		○ ○		0.9	0.071	4500	4.55 × 10 ⁻⁴	-	30	共存対流
□		○ ○		0.9	0.071	1800	1.82 × 10 ⁻⁴	-	30	共存対流

表 4-3 速度場および温度場の測定条件

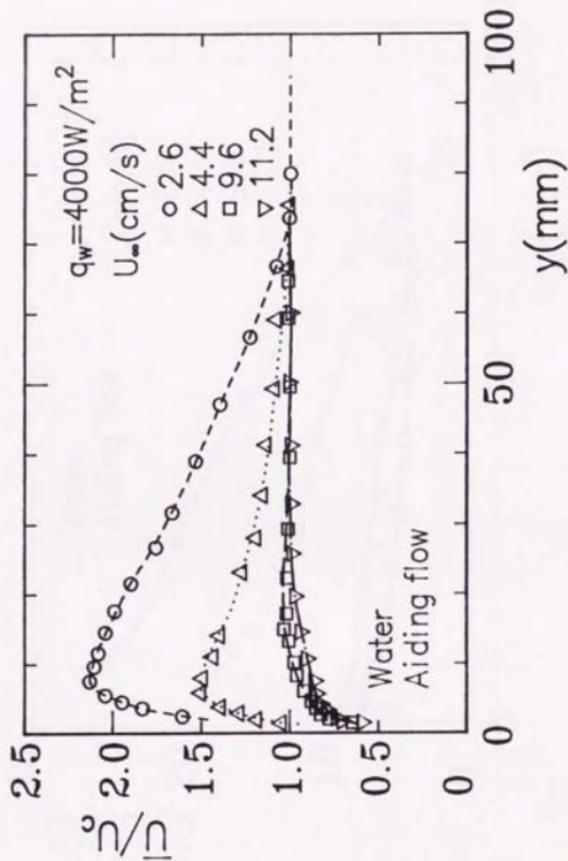


图 4-4 (a) 并行流共存对流乱流境界层内の平均速度分布
 (伝熱面熱流束一定)

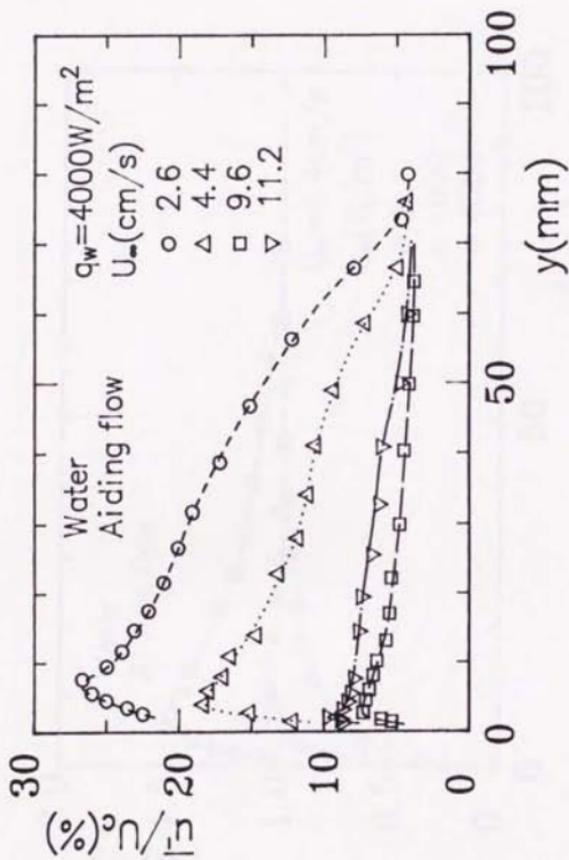


図 4-4 (b) 並行流共存対流品流境界層内の速度乱れ分布
(伝熱面熱流束一定)

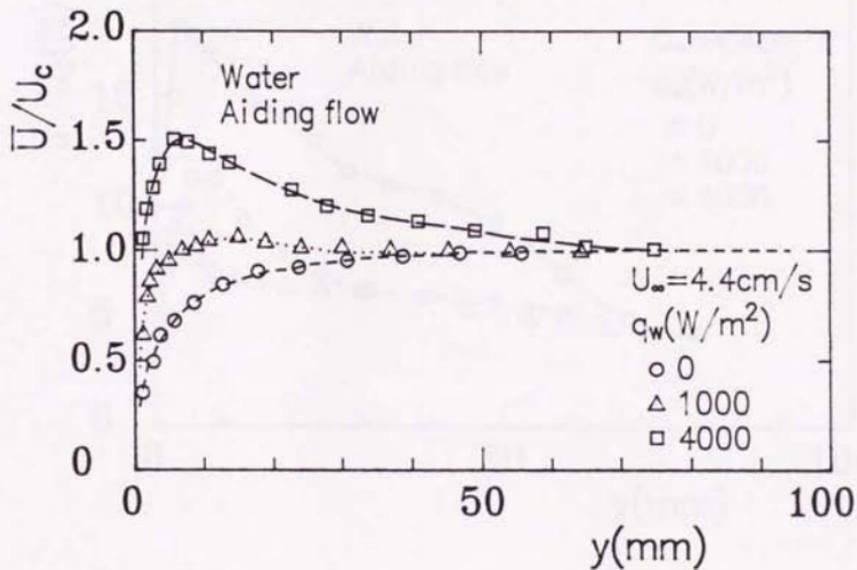


図 4-5(a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均速度分布
 (主流速度一定)

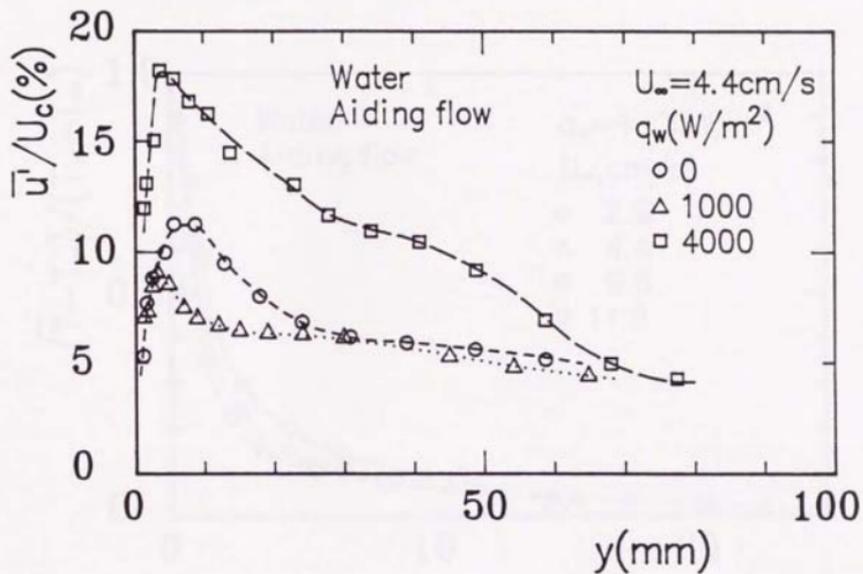


図 4-5(b) 並行流共存対流乱流境界層内の速度乱れ分布
(主流速度一定)

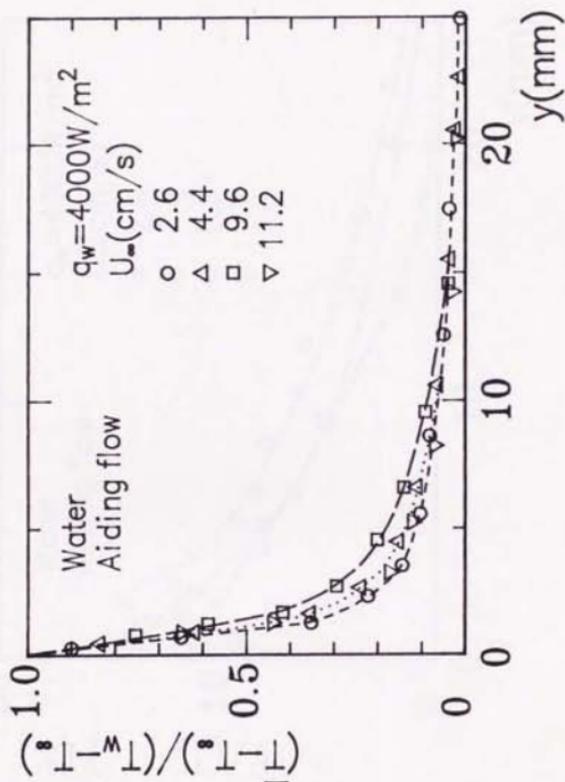


図 4-6 (a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均温度分布
(伝熱面熱流束一定)

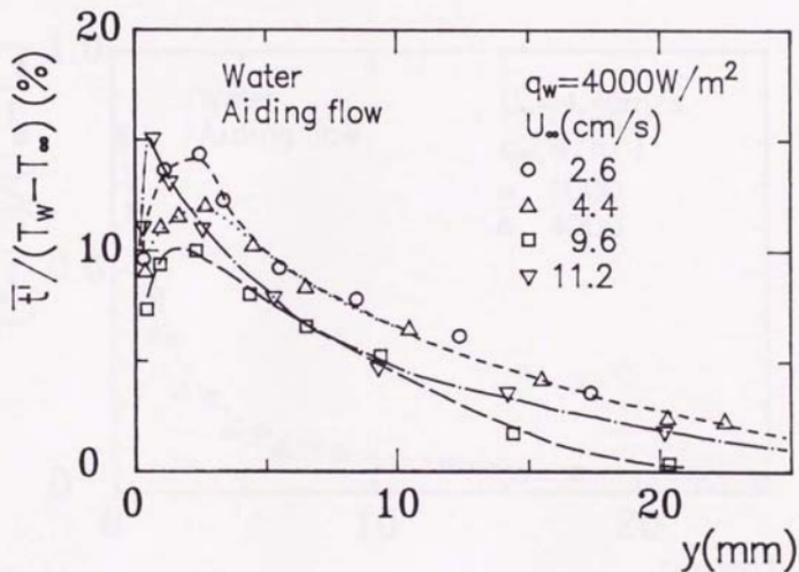


図 4-6 (b) 並行流共存対流乱流境界層内の温度乱れ分布
(伝熱面熱流束一定)

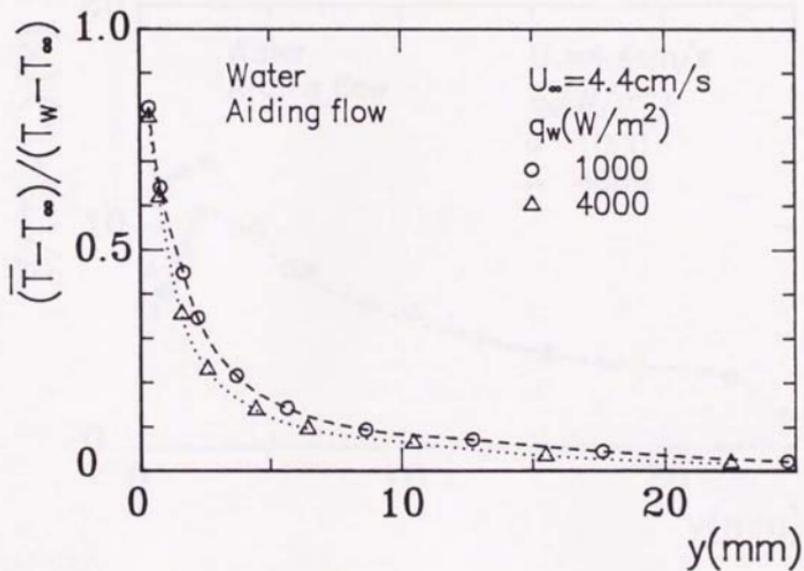


図 4-7 (a) 並行流共存対流乱流境界層内の平均温度分布
(主流速度一定)

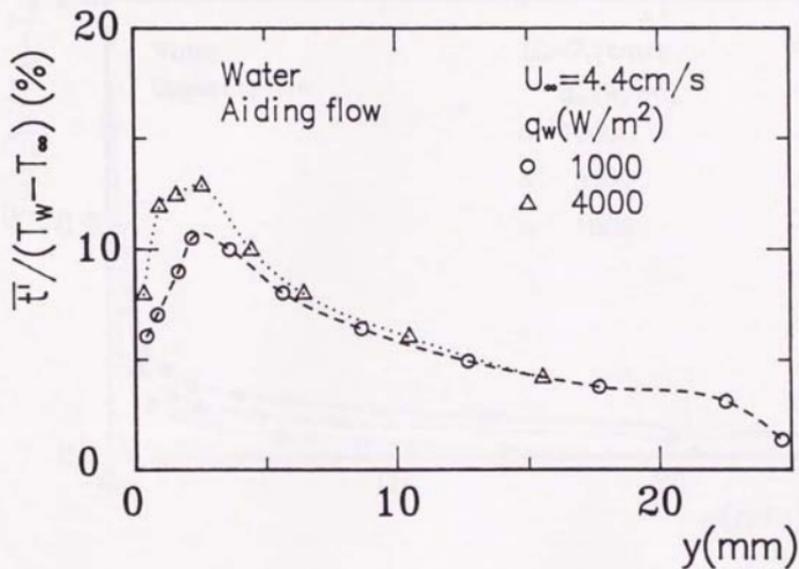


図 4-7 (b) 並行流共存対流乱流境界層内の温度乱れ分布
(主流速度一定)

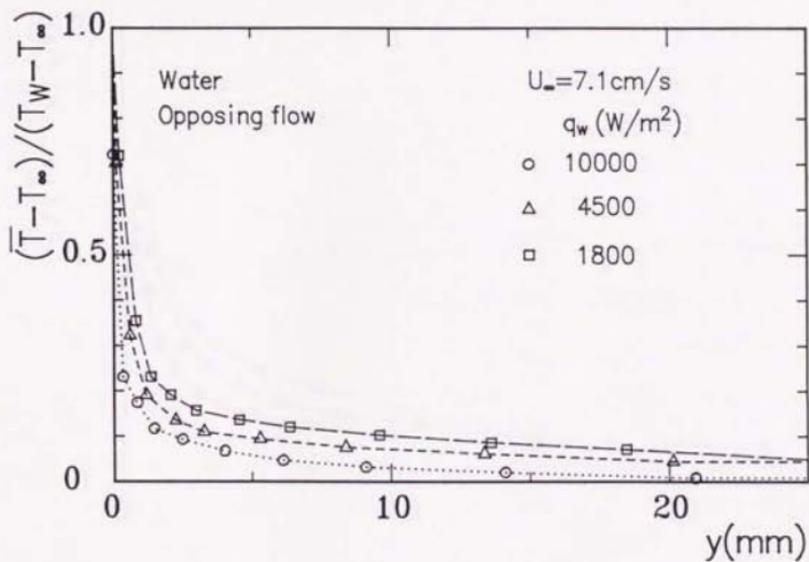


図 4-8 対向流共存対流乱流境界層内の平均温度分布
(主流速度一定)

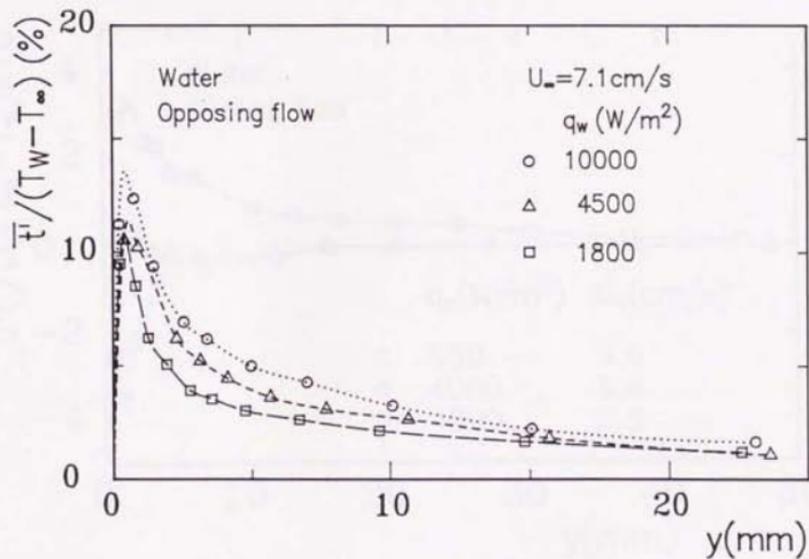


図 4-9 対向流共存対流乱流境界層内の温度乱れ分布
(主流速度一定)

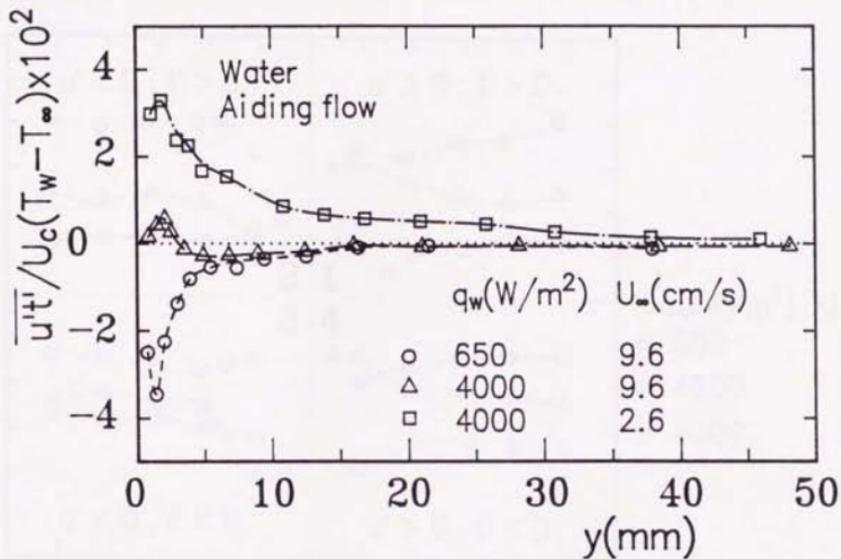


図 4-10 並行流共存対流乱流境界層内の流れ方向乱流熱流束分布

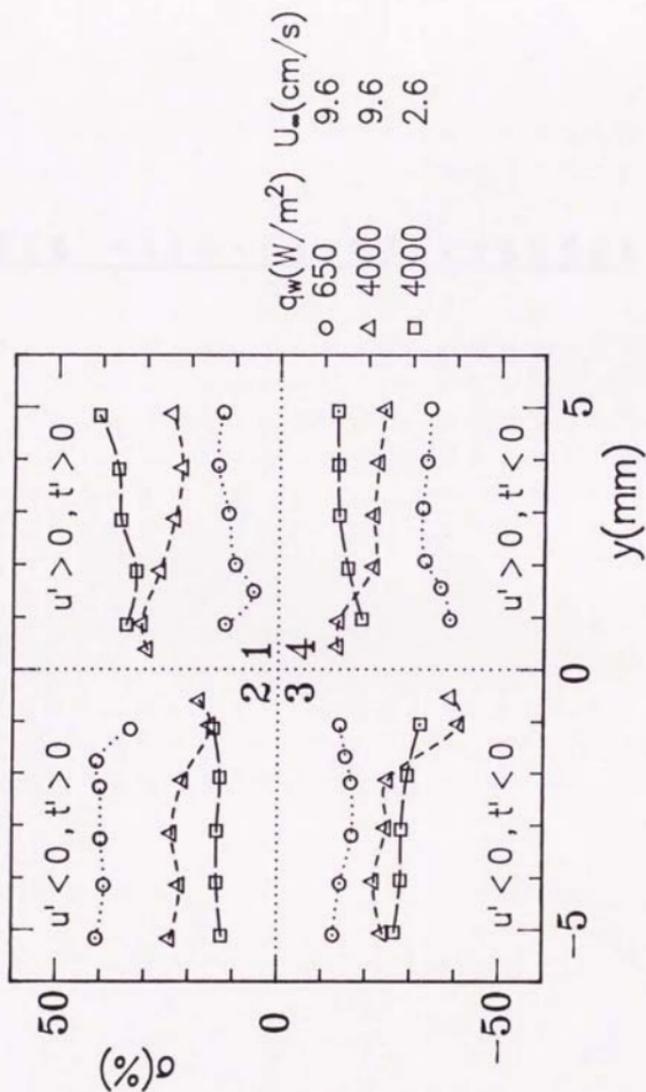


图 4-11 并行流共存对流乱境界層内の u' , t' 象現寄与率

第5章 ベネトレーションモデルによる伝熱解析

第3章および第4章では、垂直な平板に沿う共存乱流の熱伝達と乱流輸送機構について実験的検討を加えて来た。これらの実験により明らかになった事実を一言でまとめると、「並行流の共存対流では乱れの抑制による伝熱劣化が生じ、逆に対向流では乱れが助長され伝熱促進が生じる」と言うことに尽きるだろう。またこれら共存乱流場の伝熱促進や劣化に対し、伝熱面近傍に存在する大きなスケールの流体運動が密接な関連を有していることを、感温液晶による伝熱面温度分布の可視化結果から推測した。そこで本章では、上記共存対流の伝熱劣化や伝熱促進が、果たして大きなスケールの流体運動によって定性的・定量的に説明可能か否か、について解析的に検討することにした。このため、大きなスケールの流体運動による熱輸送を、最も単純と思われるベネトレーションモデルで模擬し、解析結果を得るとともに、この結果と第3章、第4章で得られた結果とを比較・検討することにより、共存乱流の伝熱機構とそれを支配するパラメータについて考察を加えて行くことにする。なお以下で対象とする流体はいずれも水であることを断っておく。

5. 2 ベネトレーションモデル

ベネトレーションモデルは、1956年にH.A.Einstein & H.Liによって初めて提唱されたモデルであり、その概念は、図5-1に示すように壁面近傍の流体塊がある周期毎にその外側にある低温流体塊により更新され、更新された流体塊は次の周期が始るまで壁面上に滞在し、運動量や熱の交換をしようとするものである。このモデルの概念は、4.2節で述べた感温液晶による伝熱面温度分布の可視化結果、すなわち伝熱面近傍に非常に大きなスケールの流体運動が存在し、伝熱面上に高温域や低温域を生じさせ、それがある周期で発生・消滅を繰り返す、と言う結果に非常に近いものがある。そこで本解析では、この可視化結果を参考にして、ベネトレーションモデルを用いた解析を試みた。このベネトレーションモデルによる解析法は先來複雑な乱流輸送機構を非常に単純なモデルによって模擬しようとしたもので、乱流場の性格を知りより、むしろ工学的に重要な熱伝達率や壁面摩擦係数を予測することを主目的に開発されたものであることを断っておく。

さて本研究では、モデル化に当り以下の仮定を設けた。

- (1) 伝熱面に向かって侵入する流体塊は、伝熱面へ直接到達し、ある時間 τ を滞在する。
- (2) 流入する流体塊の初期速度および温度は、強制対流主流のそれらに等しい。
- (3) 流体の物性値は一定とし、圧縮性および粘性散逸の影響は無視できる。
- (4) 流れは、流体力学のおよび伝熱工学的に発達し

た状態にある。

このうち仮定(1)および(2)はかなり大胆な仮定と言え
るが、ベネトレーションモデルは前述のようにもともと
複雑な乱流輸送機構を単純化したモデルに置き換え、伝
熱・流動を探ろうとするものであること。またこれらの
仮定を導入することにより計算が大幅に簡略化されるこ
となどを考慮して採用した。仮定(4)については、共存
対流域の乱流熱伝達率が高さ方向に大きな変化を示さ
ないという前章の伝熱実験結果を参考にした。

以上の仮定より基礎方程式(運動量式、エネルギー式)
は、次の一次元非定常熱伝導方程式に帰結しうる。

運動量方程式

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \pm g\beta(T-T_0) \quad (5-1)$$

ここで、 $+$ はそれぞれ並行流および対向流の場合を示
す。以下複号同順。

エネルギー式

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (5-2)$$

式(5-1)、(5-2)の初期条件は仮定(1)および(2)より、

$$\tau = 0 : U = U_1 (= U_\infty), T = T_1 (= T_\infty) \quad (5-3)$$

また、境界条件は、

$$y = 0 : U = 0, \quad \kappa \frac{\partial T}{\partial y} = -q. \quad (5-4)$$

$$y \rightarrow \infty : \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (5-5)$$

となる。

5. 3 解析手法

さて、前節式(5-1)および式(5-2)を、式(5-3)の初期条件および式(5-4)、式(5-5)の境界条件の下で解析的に解いて行く訳であるが、式(5-1)、式(5-2)で与えられる速度や温度は、壁からの距離 y のみならず、時間 τ の関数でもある。そこで、これらの式から定常解を得るために、速度や温度がある時間平均値の周りに次式の Danckwerts 不規則分布関数にしたがって分布していると仮定する。

$$\phi(\tau) = \frac{1}{\tau_n} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_n}\right) \quad (5-6)$$

したがって時間平均速度および温度はつぎのように定義できる。

$$\bar{u} = \int_0^{\infty} u(\tau, y) \phi(\tau) d\tau \quad (5-7)$$

$$\bar{T} = \int_0^{\infty} T(\tau, y) \phi(\tau) d\tau \quad (5-8)$$

そこで式(5-1)、(5-2)に(5-6)式を乗じ、 $\tau = 0 \sim \infty$ の区間で積分すると、式(5-1)、(5-2)は次の二階の常微分方程式に変換できる。

$$\frac{(\bar{u} - \bar{u}_i)}{\tau} = v \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \pm g\beta(\bar{T} - T_{\infty}) \quad (5-9)$$

$$\frac{(\bar{T} - \bar{T}_i)}{\tau} = \alpha \frac{d^2 \bar{T}}{dy^2} \quad (5-10)$$

式(5-9)、(5-10)を次の無次元数を用いて無次元化し、

$$U^* = \frac{\bar{U}}{U_{\infty}} \quad , \quad T^* = \frac{(\bar{T} - T_{\infty})}{(T_s - T_{\infty})}$$

$$y^* = \frac{y}{x} \quad , \quad \tau_{s^*} = \frac{\tau_s U_{\infty}}{x} \quad (5-11)$$

初期条件および境界条件の下で解析的に解くと、その解は最終的に次のようになる。

$$U^* = [1 - \exp(-a^* y^*)] \pm c^* [\exp(-a^* y^*) - \exp(-b^* y^*)] \quad (5-12)$$

$$T^* = \frac{Nu_s}{b^*} \exp(-b^* y^*) \quad (5-13)$$

ここで、

$$a^* = \left(\frac{Re_s}{\tau_{s^*}} \right)^{1/2} \quad , \quad b^* = \left(\frac{Re_s Pr}{\tau_{s^*}} \right)^{1/2}$$

$$c^* = \frac{Gr_s^* \tau_{s^*}}{[Nu_s Re_s^2 (Pr-1)]} \quad (5-14)$$

$$Nu_s = b^* \quad (5-15)$$

式(5-12)から(5-15)は、レイノルズ数 Re_s 、プラントル数 Pr および修正グラスホフ数 Gr_s^* 数の他に流体塊の壁面平均滞在時間 τ_{s^*} が与えられれば解ける。本解析では、この τ_{s^*} を、半解析的手法と、前章4.2節図4-1に示した実験結果、すなわち感温液晶によって測定した伝熱面

上の低温模様の平均通過周期、を利用する方法の2通りから求めた。

5. 4 解析結果

まず、初めに τ_w^* を次に記す半解析的手法によって求めた場合について結果を述べる。式(5-12)を y^* について1階微分し、壁での極限值 $y^* \rightarrow 0$ を求めると、

$$\left. \frac{dU^*}{dy^*} \right|_w = \left(\frac{Re_w^*}{\tau_w^*} \right)^{1/2} \pm \frac{Gr_w^* \tau_w^{*1/2}}{[Nu_w Re_w^{3/2} (Pr^{1/2} + 1)]} \quad (5-16)$$

一方、壁面摩擦係数 C_f は定義より

$$Re_w^{*1/2} \left. \frac{dU^*}{dy^*} \right|_w = \frac{C_f}{2} \quad (5-17)$$

式(5-17)に式(5-16)を代入すると、以下の関係式を得る。

$$\frac{C_f}{2} = \frac{1}{(\tau_w^* Re_w^*)^{1/2}} \pm \frac{Gr_w^* \tau_w^{*1/2}}{[Nu_w Re_w^{3/2} (Pr^{1/2} + 1)]} \quad (5-18)$$

いま、上式の $C_f/2$ が以下に記す平板に沿う強制対流の半経験式、H. Schlichting の式、に等しいと仮定する。

$$\frac{C_f}{2} = 0.0296 Re_w^{-1/2} \quad (5-19)$$

そこで、式(5-19)を式(5-18)に代入し、 τ_w^* を求めると、

$$\tau_w^{*1/2} = 0.0148 \text{Re}_w^{0.2}$$

$$\left[1 + \left[1 + 4.57 \times 10^3 \frac{\text{Gr}_w^*}{\{\text{Nu}_w \text{Re}_w^{2.9} (\text{Pr}^{1/2} + 1)\}} \right]^{1/2} \right] \quad (5-20)$$

なる値を得る。この τ_w^* を式(5-15)および式(5-14)に代入して、Nu_w数を求めると、

$$\text{Nu}_w = 0.0148 \text{Re}_w^{0.2} \text{Pr}^{1/2}$$

$$\left[1 + \left[1 + 4.57 \times 10^3 \frac{\text{Gr}_w^*}{\{\text{Nu}_w \text{Re}_w^{2.9} (\text{Pr}^{1/2} + 1)\}} \right]^{1/2} \right] \quad (5-21)$$

一方、純強制対流では、上式において $\text{Gr}_w^* \rightarrow 0$ とおけば

$$\text{Nu}_{w,r} = 0.0296 \text{Re}_w^{0.2} \text{Pr}^{1/2} \quad (5-22)$$

この式(5-21)、式(5-22)より熱伝達率比(Nu_w/Nu_{w,r})は、

$$\frac{\text{Nu}_w}{\text{Nu}_{w,r}} = \frac{1}{2}$$

$$\left[1 + \left[1 + 4.57 \times 10^3 \frac{\text{Gr}_w^*}{\{\text{Nu}_w \text{Re}_w^{2.9} (\text{Pr}^{1/2} + 1)\}} \right]^{1/2} \right] \quad (5-23)$$

で表される。(5-23)式の絶対値記号 | | 内の符号 - は並行流、+ は対向流を表す。したがって並行流の場合

$$\frac{Gr_*'}{\{Nu_* Re_*^{2.7} (Pr^{1/2} + 1)\}} = \frac{1}{4.57 \times 10^5} \quad (5-24)$$

において $(Nu_*/Nu_{*,r})$ の値は極小値 0.5 をとり、上式左辺の値がそれ以上でも、それ以下でも $(Nu_*/Nu_{*,r})$ の値は増加する。一方対向流の場合には $Gr_*' / \{Nu_* Re_*^{2.7} (Pr^{1/2} + 1)\}$ の値が増加するとともに $(Nu_*/Nu_{*,r})$ は単調に増加することになる。

さらに式(5-23)は、共存対流と強制対流の熱伝達率比が無次元パラメータ $Gr_*' / \{Nu_* Re_*^{2.7} (Pr^{1/2} + 1)\}$ によって表せることを示している。このパラメータは、3.4節に記した共存対流の乱流熱伝達を支配する無次元パラメータ $Z (= Gr_*' / Nu_* Re_*^{2.7} Pr^{0.8})$ に比較して、 Re_* の指数 2.7 が 2.6 に、また $Pr^{0.8}$ の代りに $(Pr^{1/2} + 1)$ が置き換わっているだけで、類似の形をしている。この事実は、本実験で得た共存乱流の熱伝達を支配する無次元パラメータ Z がある程度解析的にも導出可能なことを示唆しており、極めて重要であると言える。

しかしながら、上記解析によって得られた共存対流の熱伝達予測式(5-22)、式(5-23)は、その導出過程で共存対流の壁面摩擦係数 C_f が強制対流のそれに等しいと言う仮定を設けている。

そこで、上記のように τ_w を C_f から間接的に求める方法ではなく、4.2節に記した低温模様様の平均通過周期を直接代入する方法により、共存対流の熱伝達率を計算してみた。このようにして並行流および対向流の2つの場

合についてヌセルト数 Nu_z を計算した結果を、それぞれ図 5-2、図 5-3 に示す。両図ともヌセルト数 Nu_z を、それと同一のレイノルズ数 Re_z 、修正レイリ数 Ra_z^* における強制対流および自然対流のヌセルト数 $Nu_{z,c}$ で規格化した値を縦軸にとり、横軸には無次元パラメータ Z をとっている。図中の点線は、3、4 節図 3-39 および図 3-40 で述べた伝熱実験結果の平均的な値を、また \circ \bullet は解析結果を示している。この解析結果が離散的な値となるのは、低温模様 of 平均通過周期 τ の実験値を代入したためである。これらの図から明らかなように、並行流および対向流のいずれの場合についても、解析結果と実験値は良好な一致を見せている。なお Z の小さな強制対流域で解析結果は実験結果より多少高めに出現する傾向にあるが、これは強制対流域では低温模様 of 時間的变化が激しく、液体の応答性に問題があったためと考えている。いずれにしても、本解析で用いた非常に単純なベネトレーションモデルであっても、共存乱流の熱伝達の予測が可能であることを、両図は示唆している。この結果は逆に、共存乱流の熱伝達に対して伝熱面温度分布の可視化等によって見い出された大きなスケールの流体運動が支配的な影響を及ぼしていることを示唆している点で重要と思われる。

以上共存乱流の伝熱解析結果を中心に述べてきたが、これら一連の解析によれば伝熱面に接する流体の速度および温度分布も同時に計算することができる。そこで参考までに以下にその結果の概略について記す。

まず、図 5-4 および図 5-5 は並行流の場合について、伝熱面近傍の速度および温度分布の計算結果と実験値とを

比較したものである。図5-4の速度分布は主流速度 U_{∞} で、また図5-5の温度分布は伝熱面温度 T_w と主流体温度 T_{∞} との温度差 ΔT で無次元化し、両図とも横軸には伝熱面からの実距離 y (mm)をとっている。これらの図から明らかのように、計算結果と実測値は $y < 2.5$ mmの伝熱面近傍において良好な一致を見せており、一方 $y > 2.5$ mmの壁から離れた地点では両者の間にはかなりの差が生じている。これは、本解析で採用したベネトレーションモデルが本来壁面近傍にしか適用し得ない性質のものであるためと考えている。

一方対向流の場合についても速度および温度分布を求め、その結果を図5-6(速度分布)および図5-7(温度分布)に示した。対向流の速度分布については、その計測が困難なため温度分布についてのみ実測値を示した。図から対向流についても、温度分布の計算結果と実測値は $y < 2.5$ mmの伝熱面近傍において良好な一致を見ており、一方 $y > 2.5$ mmの壁から離れた地点では両者の間にはかなりの差が生じている。この理由は前述のとおりである。また図5-6から無次元パラメータ Z が増加するにつれ、壁面近傍で逆流の生じて行く様子が見てとれる。

以上、本章では伝熱面温度分布の可視化結果を利用した単純なベネトレーションモデルにより、共存対流の熱伝達率が定量的・定性的に予測し得ることを明らかにした。この結果から、共存対流の流動・伝熱に対して、伝熱面近傍に存在する大きなスケールの流体運動が支配的な影響を及ぼしている可能性を指摘することができた。

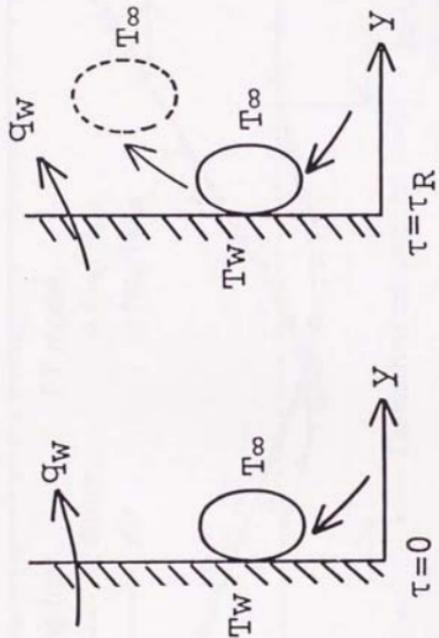


図 5-1 ベネトレージョンモデル概念図

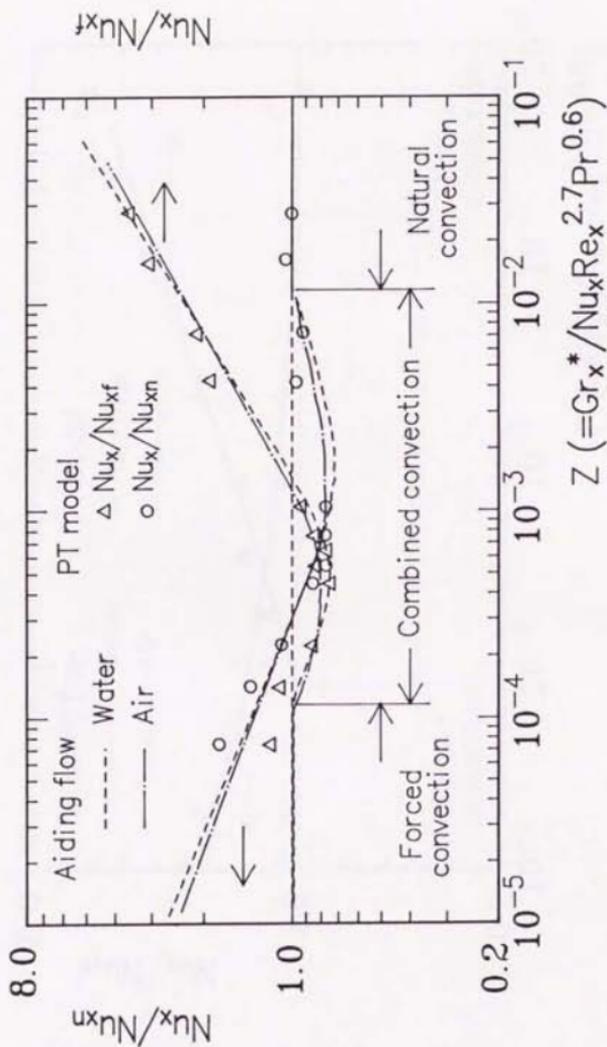


図 5-2 ベネクトレーションモデルによる並行流共存対流の熱伝達率計算結果

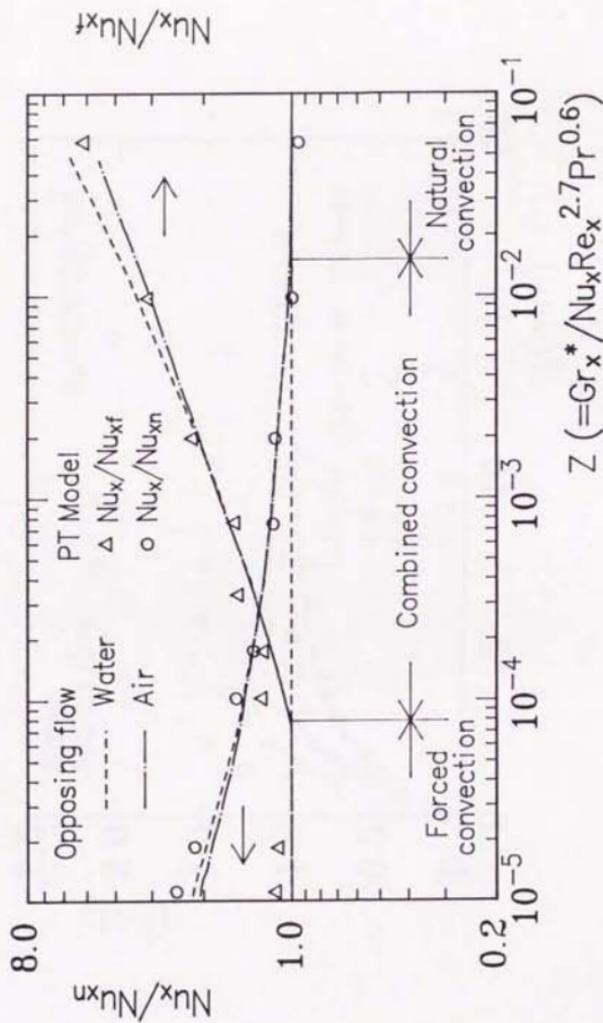


図 5-3 ベネトトレーションモデルによる対向流共存対流の熱伝達率計算結果

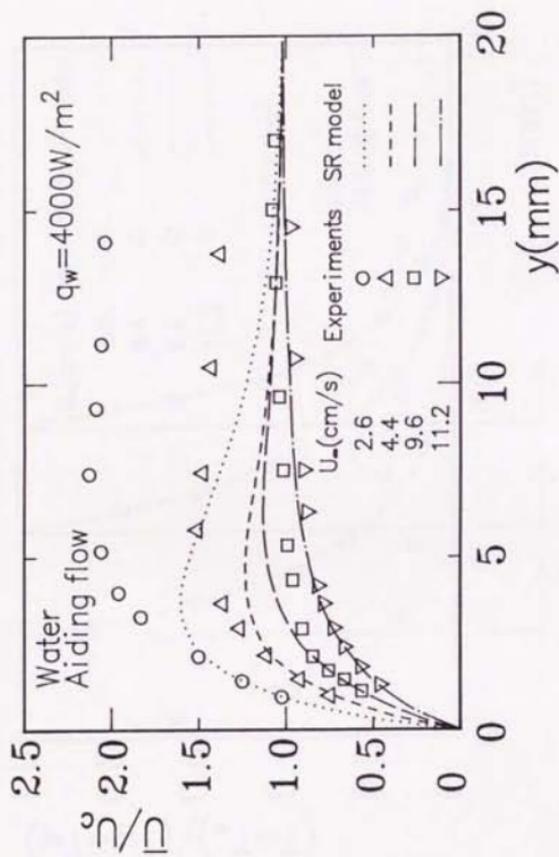


図 5-4 ベネトレート ショーンモデルによる並行流共存対流の平均速度分布計算結果

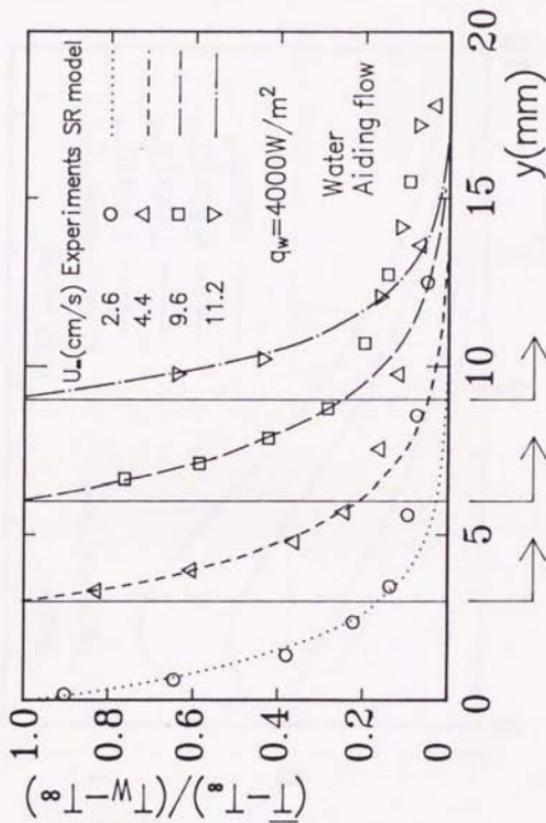


図 5-5 ベネトトレーションモデルによる並行流共存対流の平均温度分布計算結果

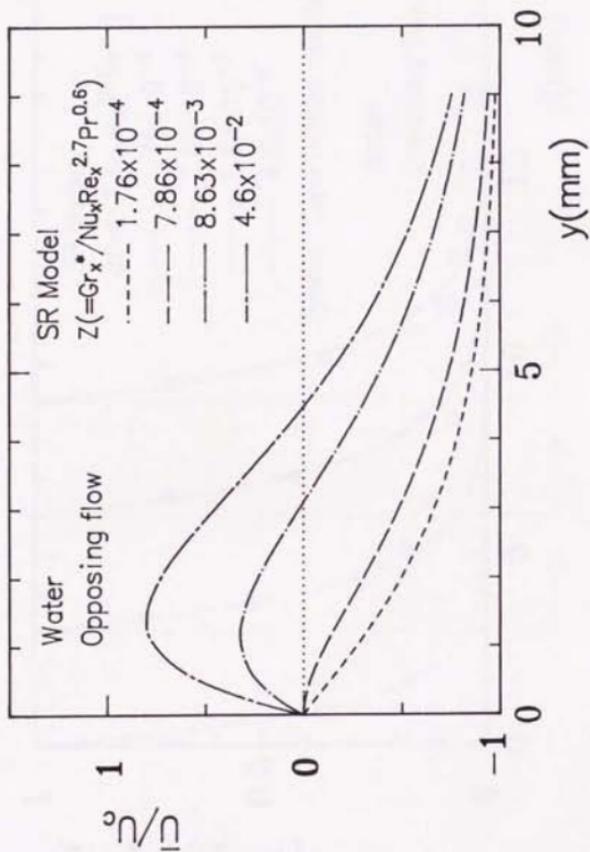


図 5-6 ベネクトレーションモデルによる対向流共存対流の平均速度分布計算結果

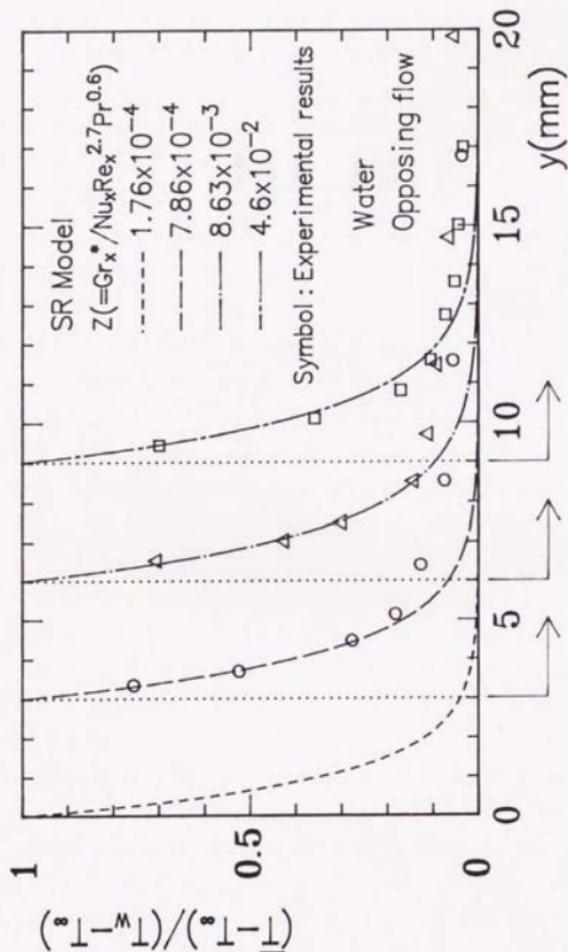


図 5-7 ベネトレションモデルによる対向流共存対流の平均温度分布計算結果

第 6 章 結 言

本研究は等熱流束条件で加熱された垂直な平板に沿う自然対流に対し、同一方向および逆方向に強制対流を流した、いわゆる並行流および対向流の共存対流について、その乱流伝熱特性と乱流輸送機構を実験的に解明したものである。試験流体としてはプラントル数 Pr の異なる水および空気の2種類を用い、垂直平板上を流れる自然対流および強制対流が単独でも乱流となるような高修正レイリ数 Ra_s^* かつ高レイノルズ数 Re_s の共存乱流を主研究対象とした。

まず、水および空気を用いて、同一の実験体系の下で系統的な伝熱実験を行なうことにより、平板鉛直方向の局所熱伝達特性を調べた。その結果以下の事実が明らかになった。

- (1) 共存乱流の熱伝達率は、並行流の場合、それと同一の修正レイリ数 Ra_s^* あるいはレイノルズ数 Re_s で評価した自然対流および強制対流のいずれの熱伝達率よりも低下するのに対し、対向流の熱伝達率はいずれの熱伝達率よりも逆に増加する。
- (2) 並行流、対向流および水、空気のいかんを問わず、共存対流の乱流熱伝達は無次元パラメータ $Z (= Gr_s^* / Nu_s Re_s^* Pr^{0.4})$ を用いることにより統一的に整理できる。
- (3) 共存対流域を、その熱伝達率が強制対流および自然対流のいずれの熱伝達率にも一致しない領域と定義すると、共存対流域は、並行流の場合上記パラメータ Z が $1.2 \times 10^{-4} < Z < 1.2 \times 10^{-2}$ に、対向流の場合 $8.0 \times 10^{-3} < Z < 1.5 \times 10^{-2}$ にそれぞれ対応する。

これら並行流における伝熱劣化あるいは対向流における伝熱促進の原因を探るために、感温液晶による伝熱面温度分布や水素気泡法による伝熱面近傍の流れの可視化あるいは熱膜(ホットフィルム)流速計や抵抗線式温度計を用いた速度場および温度場の定量的測定を試み、共存対流場の乱流輸送機構について実験的検討を加えた。その結果以下の知見を得た。

- (4) 共存対流の乱流壁近傍領域においても、強制対流や自然対流の乱流域に見られるような、かなりスケールの大きな流体運動が発生している。またこれら大きな流体運動の発生と並行流および対向流の伝熱劣化や促進とが密接に関連していることを伝熱面温度模様 of 定量的計測により確認した。
- (5) 強制対流の乱流壁近傍領域に発生するいわゆるバースティング現象と自然対流の乱流壁近傍領域に発生する大きなスケールの流体運動は、可視化で観察されたレイノルズ応力 $-u'v'$ や可視化で観察された流れ方向乱流熱流束 $u't'$ に対し、全く逆の寄与をしている。このため強制対流と自然対流が同一方向に流れる並行流の共存対流域では、両者の流体運動が互に打ち消し合う結果乱流輸送が不活性となり、伝熱劣化が生じるものと予想し得た。
- (6) 上記並行流の伝熱劣化は、乱れが抑制される結果生じることを速度乱れおよび温度乱れの定量的な測定結果から確認した。一方対向流の伝熱促進は、乱れの増加にその原因が有ることを温度乱れの測定より確認した。

さらに、本研究では伝熱面近傍に存在する大きなスケールの流体運動と熱伝達との関連を定量的・定性的に把握するために、単純なベネトレーションモデルによる伝熱解析を行なった。その結果、以下の知見が得られた。

- (7) 感温液晶により可視化された伝熱面上の低温模様の発生通過周期を流体塊の平均滞在時間としてベネトレーションモデルに代入すると、本モデルは並行流の伝熱劣化および対向流の伝熱促進を定性的のみならず定量的にも良好に予測できた。

以上本研究により得られた一連の知見は、他の共存対流例えば垂直管内流などの伝熱・流動機構を考察する上で重要な情報を与えるものであり、工業的見地からは緒言に述べたような各種伝熱機器の熱設計を行なう上の基礎的資料として必要不可欠なものになるであろう。また工学的見地から見れば、共存乱流は自然対流と強制対流の乱流輸送機構の相違を調べるための格好な研究対象となり得るものであり、本結果は強制-共存-自然対流全領域をカバーする統一的な乱流モデルの開発など、今後この方面の研究の進展に資するところ大と考える。一方、本研究では計測手段の問題などもあって、例えば対向流の乱流輸送機構についてはほとんど説明がなされていないなど、不十分な点が数多く残されているのもまた事実である。最近の計測手段の発展等はめざましいものがあり、近い将来には必ずこれらの点が説明されるものと期待しつつ、結言にかえる。

参考文献

Ali, M. M., Chen, T. S. and Armaly, B. F., Mixed convection in turbulent boundary layer flow along a vertical plate. National heat transfer conf., Seattle, WA. 83-HT-31, 1-9(1983)

Armaly, B. F., Ramachandran, N. and Chen, T. S., Prediction of turbulent mixed convection along a vertical plate. Proc. 8th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 3, 1445-1450(1986)

Axcell, B. P. and Hall, W. B., Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf., Toronto, 1(1978), 37

Babezha, A. V., Gimbutis, G. I. and Shvenchyannas, P. P., Heat Transfer at a vertical flat surface with the combined effect of forced and free convection in the same direction. International chemical engineering, Vol. 21-1, 135-138(1981)

Bradshaw, P., Topics in applied physics (Turbulence), "Heat mass transport (by Launder, B. E.)", 231-287. SPRINGER VERLAG

Carr, A. D., Conner, M. A. and Buhr, H. O., Velocity, temperature and turbulence measurements in air for pipe flow with combined free and forced convection. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. Series C, J. Heat Transfer., 445-452(1973-11)

Chapman, D. R. and Rubesin, M. W., Temperature and velocity profiles in the compressible laminar boundary layer with arbitrary distribution of surface temperature. Journal of the aeronautical sciences, Vol. 16, 547-565(1949)

Cheesewright, R., Turbulent natural convection from a vertical plane surface. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C, J. Heat Transfer., Vol. 90, 1-8(1968)

Chen, T. S. and Mucoglu, A., Buoyancy effects on forced convection along a vertical cylinder, Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C. J. Heat Transfer., Vol. 97, 198-203(1975)

Chen, T. S., Yuh, C. F. and Moutsoglou, A., Combined heat and mass transfer in mixed convection along vertical and inclined plates, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 23, 527-537(1980)

Cotton, M. C. and Jackson, J. D., Calculation of turbulent mixed convection using a low - Reynolds - number $k - \epsilon$ model, 6th Turbulent Shear Flows Symp., Toulouse, Sept., No. 9-6, (1987)

Deissler, R. G., Analysis of turbulent heat transfer, mass transfer, and friction in smooth tubes at high Prandtl and Schmidt numbers, National advisory committee for aeronautics technical note, 1210(1954)

Easby, J. P., The effect of buoyancy on flow and heat transfer for a gas passing down a vertical pipe at low turbulent Reynolds numbers, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 21, 791-801(1978)

Eckert, E. R. G., Diaguila, A. J. and Curren, A. N., Experiments on mixed - free - and - forced - convective heat transfer connected with turbulent flow through a short tube, National advisory committee for aeronautics technical note 2974(1953)

Einstein, H. A. and Li, H., The viscous sublayer along a smooth boundary, ASCE J. Eng. Mech. Div., Vol. 82, 1-27(1956)

Fujii, T., Takeuchi, M., Fujii, M., Suzuki, K. and Uehara, H., Experiments on natural convection heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder to liquid, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 13, 753-783(1970)

Gibson, M. M. and Launder, B.E., On the calculation of horizontal, turbulent, free shear flows under gravitational influence, Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C, J. Heat Transfer., Vol. 98, 81-87(1976)

Gibson, M. M. and Launder, B.E., Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 86, part 3, 491-511(1978)

Gryzagoridis, J., Combined free and forced convection from an isothermal vertical plate, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 18, 911-916(1975)

Hall, W. B. and Price, P. H., Mixed forced and free convection from a vertical heated plate to air, Proc. 4th Int. Heat Mass Transfer. Conference, Vol. 3, NC. 3. 3., (1970)

Hanjalic, K. and Launder, B. E., Contribution towards a Reynolds - stress closure for low -Reynolds - number turbulence, J. Fluid Mech., Vol. 74, 593-610(1976)

Jackson, J. D. and Fewster, J., Enhancement of turbulent heat transfer due to buoyancy for downward flow of water in vertical tubes, Heat Transfer, Turbulent Buoyant Convection., 2, 759-775(1977)

Jones, W. P. and Launder, B. E.. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. Int. J. Heat Mass Transfer.. Vol. 15, 301-314(1972)

Jones, W. P. and Launder, B. E.. The calculation of low-Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence. Int. J. Heat Mass Transfer.. Vol. 16, 1119-1130(1973)

Kader, B. A. and Yaglom, A. M.. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows. Int. J. Heat Mass Transfer.. Vol. 15, 2329-2351(1972)

Kakac, S., Aung, W. and Viskanta, R.. Natural convection fundamentals and applications. "Equations and coefficients for turbulent modeling (by Yang, R. J. and Aung, W.)". 259-300.
HEMISPHERE PUBLISHING CORPORATION

Kays, W. H. and Crawford, M. E.. Convective Heat Mass Transfer (2nd ed.). (1980). McGraw-Hill Book Company

Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C.. The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech.. Vol. 50, 133-160(1971)

Kitamura, K., Koike, M., Fukuoka, I. and Saito, T.. Large eddy structure and heat transfer of turbulent natural convection along a vertical flat plate. Int. J. Heat Mass Transfer.. Vol. 28, 837-850(1985)

Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W.. The structure of turbulent boundary layers. J. Fluid Mech.. Vol. 30, 741-773(1967)

Launder, B. E.. On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. J. Fluid Mech.. Vol.67. 569-581(1975)

Launder, B. E.. On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. Series C. J. Heat Transfer.. Vol. 110. 1112-1128(1988)

Launder, B. E.. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. J. Fluid Mech.. Vol.68. 537-566(1975)

Launder, B. E. and Spalding, D. B.. Mathematical models of turbulence. Academic Press(1972)

Lin, S. J. and Churchill, S. W.. Turbulent free convection from a vertical, isothermal plate. Numerical Heat Transfer.. Vol. 1. 129-145(1978)

Lloyd, J. R. and Sparrow, E. M.. Combined forced and natural convection flow on vertical surfaces. Int. J. Heat Mass Transfer.. Vol. 13. 434-438(1970)

McAdams, W. H.. Heat Transmission. (1954). McGraw-Hill Book Company

Miyamoto, M., Kajino, H., Kurima, J. and Takanami, I.. Development of turbulence characteristics in a vertical free convection boundary layer. Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference.. Vol. 2. NC34. 323-328(1982)

Moin, P. and Kim, J.. Numerical investigation of turbulent channel flow. J. Fluid Mech.. Vol. 118.341-377(1982)

Nakajima, M., Fukui, K., Ueda, H. and T. Mizushima. Buoyancy effects on turbulent transport in combined free and forced convection between vertical parallel plates. *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Vol. 23, 1325-1336(1980)

Oosthuizen, P. H. and Hart, R.. A numerical study of laminar combined convective flow over flat plates. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C. J. Heat Transfer.*, Vol. 95, 60-63(1973)

Petukhov, B. S.. Turbulent flow and heat transfer in pipes under considerable effect of thermogravitational forces. *Turbulent Buoyant Convection.*, 2, 701-717(1977)

Petukhov, B. S., Polyakov, A. F. and Martynenko, O. G.. Buoyancy effect on heat transfer in forced channel flows. *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference*, Vol. 1, RK5, 343-362(1982)

Petukhov, B. S. and Sporygin, B. K.. Experimental study of heat transfer in a viscous inertial gravitational liquid flow in vertical tubes. *Teplotfiz. Vysok. Temp.*, 6, 933-937(1968)

Plumb, O. A. and Kennedy, L. A.. Application of a $\kappa-\epsilon$ turbulence model to natural convection from a vertical isothermal surface. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C. J. Heat Transfer.*, Vol. 99, 79-85(1977)

Ramachandran, N., Armaly, B. F. and Chen, T. S.. Measurements and predictions of laminar mixed convection flow adjacent to a vertical surface. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C. J. Heat Transfer.*, Vol. 107, 636-641(1985)

Reynolds, W. C., Kays, W. W. and Kline, S. J.. A summary of experiments on turbulent heat transfer from a non-isothermal flat plate, Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Series C, J. Heat Transfer., Vol. 82, 341-348(1960)

Rodi, W.. Turbulence models and their application in Hydraulics, IAHR/AIRH, 28(1979)

Schlichting, H.. Boundary layer theory, 6th Edition, 600, McGraw-Hill Book Company

Smith, R. R., Ph. D. Thesis, Univ. London, (1973)

Steiner, A.. On the reverse transition of a turbulent flow under the action of buoyancy forces, J. Fluid Mech., Vol. 47-3, 503-512(1971)

Tanaka, H., Maruyama, S. and Hatano, S.. Combined forced and natural convection heat transfer for upward flow in a uniformly heated vertical pipe, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 30, 165-174(1987)

Tanaka, H., Tsuge, A., Hirata, M. and Nishiwaki, N.. Effect of buoyancy and of acceleration owing to thermal expansion on forced turbulent convection in vertical circular tubes - Criteria of the effects, velocity and temperature profiles, and reverse transition from turbulent to laminar flow, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 16, 1267-1288(1973)

To, W. M. and Humphrey, J. A. C., Numerical simulation of buoyant, turbulent flow - |. Free convection along a heated, vertical, flat plate. Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 29-4, 573-592(1986)

Tsuji, T. and Nagano, Y., Characteristics ofa turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate. Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 31-8, 1723-1734(1988)

Tsuji, T. and Nagano, Y., Characteristics ofa turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate. Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 31-8, 1735-1744(1988)

Van Driest, E. R. On turbulent flow near a wall. Journal of the aeronautical sciences, Vol. 23, 1007-1011(1956)

Vliet, G. C. and Liu, C. K., An experimental study of turbulent natural convection Boundary layer. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. Series C. J. Heat Transfer., Vol. 91, 517-531(1969)

Watts, M. J. and Chou, C. J., Mixed convection heat transfer to supercritical pressure water. Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference., Vol. 3, MC16, 495-500(1982)

Wilkinson, G. T., Tsang, B. K. H. and Hoffman, T. W., Flow reversal in turbulent mixed convection. Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference., Vol. 3, MC17, 501-505(1982)

Wilks, G., Combined forced and free convection flow on vertical surfaces. Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 16, 1958-1964 (1973)

入谷陽一、笠木伸英、平田賢、強制対流平板乱流境界層における輸送機構に関する研究(第1報)、日本機械学会論文集(B編)、第48巻435号、2282-2294(昭和57-11)

入谷陽一、笠木伸英、平田賢、二次元チャネル内乱流におけるストリーク構造、日本機械学会論文集(B編)、第51巻470号、3092-3101(昭和60-10)

股、長野靖尚、辻俊博、自然対流乱流境界層内の数値解析、日本機械学会論文集(B編)、第55巻514号、1623-1630(平成1-6)

笠木伸英、伝熱実験における液晶の応用、西脇研究所報告、(昭和55年)

狩野正徳、小林敏雄、石原智男、乱流促進体をもつ二次元チャネル内の乱流予測に関する研究(第1報、Large Eddy Simulationによる数値予測)、日本機械学会論文集(B編)、第50巻449号、357-264(昭和59-1)

河村洋、高熱流束加熱ガス流の2方程式モデルによる予測、日本機械学会論文集(B編)、45巻395号、1038-1046(昭和54-7)

武石賢一朗他4名、等温加熱垂直二平行平板上の強制自然複合対流伝熱に関する実験的研究、第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集、B304.127-129(昭和59-5)

田中宏明、柘植隼夫、平田賢、西脇仁一、鉛直円管内強制対流乱流熱伝達における自然対流および加熱熱膨張による加速の影響(影響の発生限界および影響発生後の速度・温度分布)、日本機械学会論文集(第2部)、39巻、327号、3394-3408(昭和48-11)

田中宏明、羽田野俊一、丸山茂夫、等熱流束加熱鉛直円管内上向流の強制・自然複合対流熱伝達、日本機械学会論文集(B編)、52巻、484号、4014-4021(昭和61-12)

谷一郎、流体力学の進歩 乱流、(1980)丸善

辻俊博、長野靖尚、青山睦朗、自然対流乱流境界層内における大規模構造、
第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集2、C311.235-237(昭和63-6)

藤井哲他、鉛直面上の乱流自由対流に関する数値解析
(第1報、空気の場合)、日本機械学会論文集(B編)、43巻、374号、3825-3834
(昭和52-10)

藤井哲他、鉛直面上の乱流自由対流に関する数値解析(第2報、乱流の長さ
スケール、プラントル数および伝熱面加熱条件の影響)、日本機械学会論文集
(B編)、44巻、384号、2797-2807(昭和53-8)

長野靖尚、金哲晃、温度場二方程式モデルによる乱流伝熱の解析、日本機
械学会論文集(B編)、53巻、490号、1773-1780(昭和62-6)

日本機械学会、伝熱工学資料(基礎編)改定第4版、47(昭和61年)

宮本政英他、一様発熱垂直平板周りの空気による自由対流熱伝達、第14回
日本伝熱シンポジウム講演論文集、415-417(昭和52-5)

宮本政英、岡山正義、LDVによる垂直平板上空気の乱流自然対流境界層の
研究、日本機械学会論文集(B編)、48巻、427号、490-498(昭和57-2)

丸山茂夫、岩崎洋一、田中宏明、鉛直円管内加熱下向流の強制・自然複合
対流熱伝達、第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集、B244、436-438(平成元
年)

謝 辭

本論文は、著者が豊橋技術科学大学大学院在学中および豊田工業高等専門学校において行なったもので、この間多くの方々より賜りました暖かい御支援と御指導に対し深く感謝致します。

なかでも豊橋技術科学大学北村健三助教授には、著者の3年間に亘る大学・大学院生活で研究・生活の両面に亘る御指導を賜わり、最適な研究環境を提供していただきました、ここに心から感謝の意を表します。

本研究のまとめに際しましては、貴重な御指摘と御教示をいただきました東京大学笠木伸英教授、棚沢一郎教授、小竹進教授、庄司正弘教授、松本洋一朗助教授に深く感謝いたします。笠木伸英教授には、著者が内地研究員として1年間に亘る研究の機会をいただき、多くの御指導と最適な研究環境を提供していただきました、心から感謝の意を表します。

豊田工業高等専門学校小森勝夫教授には、本研究の遂行に当り暖かい御支援と御指導を賜りました、ここに深く感謝致します。

著者が内地研究員当時には、東京大学大学院生黒田明慈氏をはじめとする平田・笠木研究室の皆様の研究・生活の両面に亘る暖かい御支援と御指導を賜りました、ここに感謝の意を表します。

また実験装置の製作および実験の遂行に当りましては、当時豊橋技術科学大学エネルギー工学系大学院生宮本守谷君をはじめ熱工学研究室の方々および豊田工業高等専門学校機械工学科卒業研究生の方々の御協力を賜りました、ここに心より感謝致します。

最後に本研究は、科学研究費として2年間(昭和62年

～昭和63年)に亘り財団法人機械工業振興助成財団(国民生活用機械等の利用・消費に関する科学的研究)の助成を受けた。また平成1年度には、文部省科学研究費(奨励研究A)から助成を受けた。ここに謝意を表します。

