

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	周方向に非均一な加熱を受ける管内流の伝熱に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	佐藤勲
Author(English)	ISAO SATOH
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第1954号, 授与年月日:1989年7月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: , Report number:乙第1954号, Conferred date:1989/7/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

周方向に非均一な加熱を受ける
管内流の伝熱に関する基礎的研究

佐藤 勲

目 次

第1章 緒 論	1
1-1 はじめに	2
1-2 トカマクの概略と現状	3
1-3 トカマクにおける熱工学的問題点	6
1-3-1 真空容器壁冷却に関する熱工学的問題点	6
1-3-2 第一冷却壁系の冷却作動流体の選定	10
1-4 核融合炉熱設計に必要とされる知見と熱工学的検討	13
1-4-1 核融合炉熱設計において必要とされる知見	13
1-4-2 核融合炉熱設計資料の現状と従来の研究	14
1-5 本研究の目的	18
1-6 本論文の内容	19
1-7 主な記号	21
第2章 非均一加熱される流路の伝熱に関する実験的検討	31
2-1 実験装置および実験方法	32
2-2 実験結果ならびに考察	40
2-2-1 実験結果の無次元化整理	40
2-2-2 壁面温度および混合平均温度分布	43
2-2-3 周平均の熱伝達率	45
2-2-4 局所熱伝達率分布	50
2-3 部分加熱を受ける流路の伝熱特性に対する他の形態の伝熱の影響	55
2-3-1 伝熱特性に対する自然対流の影響	57

2-3-2	伝熱特性に対するふく射伝熱の影響	63
2-3-3	伝熱特性に対する壁内の周方向熱伝導の影響	66
2-4	本章の結論	71
第3章	非均一加熱される流路の伝熱に関する数値的検討	75
3-1	物理モデルならびに数値解析手法	76
3-2	解析手法の妥当性	93
3-3	非均一加熱される流路の基本的な伝熱特性	96
3-3-1	壁面ならびに流体中の温度分布	98
3-3-2	熱伝達率分布	101
3-3-3	乱流熱伝達の場合	117
3-4	本章の結論	127
第4章	非均一加熱流路の熱伝達に対する自然対流の影響	129
4-1	流れが層流である場合	130
4-1-1	流体中の温度分布に対する浮力の影響	130
4-1-2	熱伝達率に対する浮力の影響	144
4-1-3	流路の圧力損失に対する浮力の影響	152
4-2	流れが乱流である場合	158
4-3	本章の結論	164
第5章	非均一加熱流路の熱伝達に対するふく射伝熱の影響	167
5-1	ふく射、対流共存伝熱の数値計算手法	168
5-2	温度分布に対するふく射伝熱の影響	173
5-3	熱伝達率に対するふく射伝熱の影響	182

5-4	ふく射伝熱に対する壁面の規則反射性の影響	186
5-5	ふく射伝熱量の推定	195
5-6	本章の結論	202
第6章 非均一加熱流路の熱伝達に対する壁内熱伝導の影響		206
6-1	壁内熱伝導の解析方法	207
6-2	温度分布に対する壁内熱伝導の影響	210
6-3	熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響	213
6-4	壁内の周方向熱伝導の影響のフィン効率による整理	219
6-5	非均一加熱流路の壁内熱伝導に対する壁厚さの影響	239
6-6	本章の結論	249
第7章 非均一加熱を受ける流路の伝熱特性の評価		252
7-1	非均一加熱流路の断面形状による伝熱特性の差異	253
7-2	非均一加熱流路の伝熱特性の評価式	268
7-2-1	流路壁周方向への熱分散の評価	268
7-2-2	壁表裏の温度差による熱伝達率低下の評価	274
7-3	壁内熱伝導とふく射伝熱の影響の分類図と評価図	280
7-3-1	壁内熱伝導とふく射伝熱の分類図	281
7-3-2	壁内熱伝導とふく射伝熱の影響の推定図	289
7-4	本章の結論	296
第8章 結 論		298
8-1	本論文の結論	299
8-2	これからの研究課題	308

付 録

付録 - A	乱流解析における差分格子の粗さの影響の補正法	310
付録 - B	流路壁中の流れ方向、周方向 2 次元熱伝導の 伝熱に対する影響とその評価	321
B - 1	モデルと基礎方程式	322
B - 2	結果と考察	325
B - 2 - 1	熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響	325
B - 2 - 2	非加熱領域への分散熱量	329
B - 2 - 3	加熱領域の見掛けの熱伝達率	334
B - 2 - 4	加熱領域の熱伝達率に対する 流れ方向、周方向 2 次元熱伝導の影響割合	335
付録 - C	非均一加熱流路の熱伝達に対する流体の物性値変化の影響	343
C - 1	実験装置および方法	345
C - 2	実験結果と考察	348
C - 2 - 1	熱伝達率の発達に対する流体の物性値変化の影響	348
C - 2 - 2	流体の物性値変化に伴う 再層流化に対する加熱条件の影響	352
C - 3	結論	359
参考文献		361

第 1 章

緒 論

1-1 はじめに

1973年のエネルギー危機以来、産業用機器は勿論のこと、各家庭における民生用機器においても、高効率化への多大の努力が払われ、先進各国のエネルギー消費量、ことに化石燃料の消費量を大幅に抑えることができた。その結果、1988年の現在、石油に代表される化石燃料の供給は安定しているように見える。しかしながら長期的にみれば、化石燃料の枯渇は避けることのできない問題である。このことから我国でも原子力の利用が精力的にはかれており、1984年の時点で総エネルギー消費の約10%が原子力によるものである⁽¹⁻¹⁾。

現在の原子力発電は、ウラニウム、プルトニウム等の原子の核分裂の際に生じるエネルギーを利用している。核分裂は、反応が比較的起こり易く、かつ制御性が良いという利点があり、また、ウラニウム自身は放射線レベルが低く扱い易いため、ウラニウムの核分裂によって生じる熱を発電に利用した、いわゆる原子力発電所は全世界の各地に設置されている。しかし、この発電方法には2つの大きな問題が未解決のままとなっている。その1つは、ウラニウムが核分裂を起こした後に残る放射性廃棄物の処理の問題である。前述のように、ウラニウム自身の放射線レベルは低く、比較的安全であるが、それが核分裂した後に残るプルトニウムなどの放射線レベルはきわめて高く、かつ半減期が長いため、これを安全に処理することは不可能に近い。もう1つは、燃料たるウラニウムの埋蔵量にも限りがあることである。これを解決するために、ウラニウムを燃やした後のプルトニウムを再処理して再び燃料として利用する高速増殖炉も実用化されているが、何れにせよ廃棄物処理の問題は残されている。

これらの問題点の無い原子力エネルギーとして、核融合の利用が考えられている。核融合は、重水素の原子核2個が融合してヘリウムの原子核となるときに生じる莫大なエネルギーを利用しようとするものであり、燃料である重水素が海水中にはほ

ほ無尽蔵に存在すること、放射性廃棄物を生じないことなどの優れた特徴を有している。しかし核融合反応を起こさせるためには、核融合反応の炎とも言えるプラズマの温度と其中的粒子密度とに厳しい条件（いわゆるローソン条件）があり、現在、各国でこれに適合するプラズマの作成に多くの努力が払われている。また、前述の2個の重水素原子核からヘリウム原子核を生じるD-D反応は、反応エネルギーが高く、燃えにくいので、現在のところ重水素の原子核と三重水素の原子核を融合させてヘリウムの原子核と1つの中性子を生じるD-T反応を利用することが考えられている。

ローソン条件を満たすプラズマを得る方法としては、大きく分けて2通りが提案されている。1つは、燃料を入れた重い物質でできた殻を外部から急激に加熱し、“爆縮”させて、その慣性で高密度のプラズマを作ろうとするもので、慣性核融合と呼ばれる。この代表が米国ロスアラモス研究所のNOBAや大阪大学の激光などのレーザ核融合である。もう1つの方法は、磁気によって比較的大きな容積のプラズマを長い時間安定に閉じ込め、これを外部から加熱して、高温、高密度のプラズマを得ようとする方法である。この代表が良く知られたトカマクである。これら2つの方法にはそれぞれ一長一短があるが、現在のところ定常的な運転のしやすさなどから、磁気閉じ込め式の核融合炉が実用化により近いと考えられている。

1-2 トカマクの概略と現状

図1-1にトカマク型核融合炉の構造の概略を示した⁽¹⁻²⁾。トカマクは、その名の由来の通り、トロイダル型の真空容器中にプラズマを強力な磁気（トロイダル磁場）によって閉じ込めることを特徴とする。プラズマの加熱には、ポロイダ

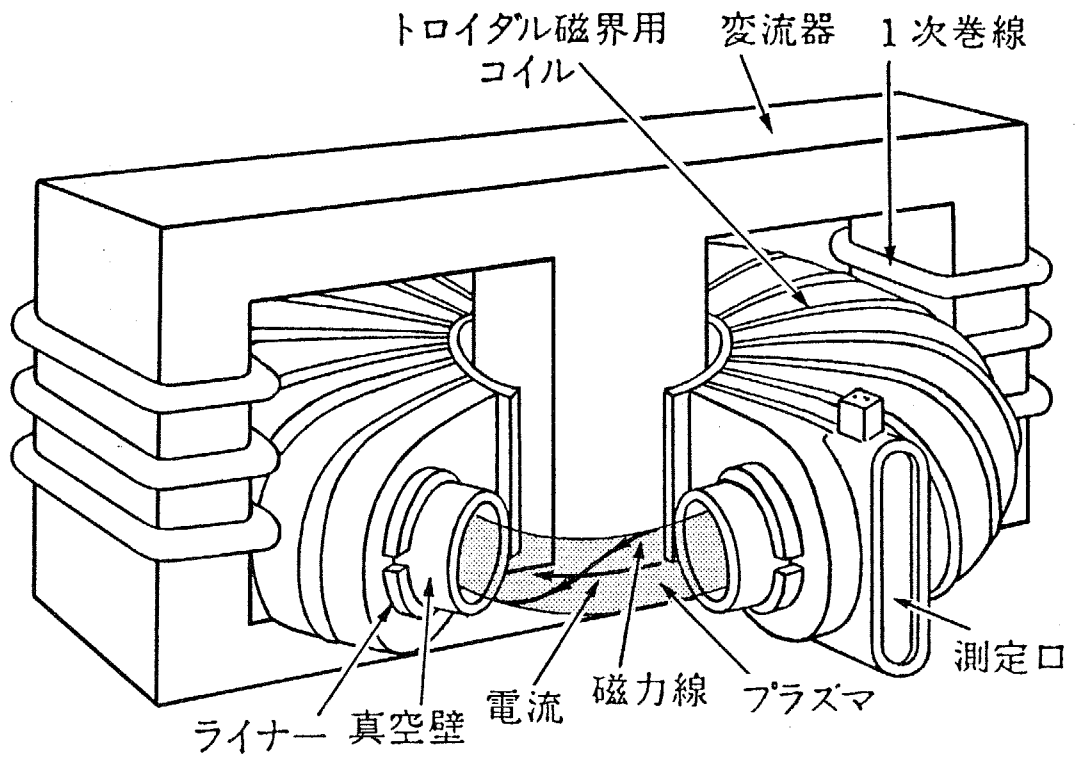


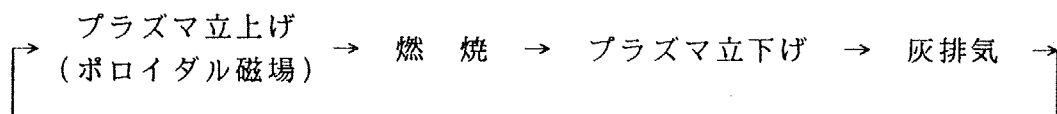
図 1-1 トカマク型核融合炉の概略

ルコイルに電流を流し、その電磁誘導によって生じるプラズマ内の大電流のジュール加熱を用いるが、加熱開始や加熱が不足する場合には、外部から中性子線や高周波によっても加熱を加える。このようにして高温、高密度に保たれたプラズマ中で核融合反応を起こし、これによって発生した熱エネルギーを真空容器壁面において回収して発電等を行う。核融合反応によって生じたヘリウムは、クライオポンプによって真空容器中から除去され（灰排気）、再びプラズマを加熱して次の燃焼を行わせる。すなわち、トカマクにおいては核融合反応は間欠的に行われる^{*1}。

このようなシナリオにそって運転されるトカマク型核融合炉も、現状ではいくつかの実証炉と概念設計があるのみで、実用に供されている炉はおろか、連続的に核融合反応を起こさせる炉すら存在しない。これはプラズマを核融合が生じる

脚注^{*1}

トカマクにおいては、前述のように、プラズマの加熱にポロイダル磁場の電磁誘導を利用するから、これによって定常的な加熱を行うことはできない。したがってトカマクによる燃焼サイクルは次のようになると考えられている。



プラズマ立ち上げ、立ち下げの所要時間は数10秒、燃焼時間は100秒～数100秒程度である。ただし実用核融合炉では熱・構造力学的問題から燃焼サイクルの回数を減らすことが望ましいので、高周波加熱を併用してより長い燃焼サイクルを実現することが考えられている。

程度に高温、高密度に長時間維持できないためである。しかし、この問題に関しては、日本原子力研究所のJT-60等の大型トカマク実験装置（いわゆる実証炉）を用いて精力的な研究が行われており、数年のうちに臨界プラズマを得ることができよう。そのときには、炉の熱的、構造工学的健全性が最も大きな問題となると考えられる。

1-3 トカマクにおける熱工学的問題

1-3-1 真空容器壁冷却に関する熱工学的問題点

トカマク型核融合炉の真空容器壁における熱回収には、いくつかの熱工学的問題が残されている。その1つは、除去の対象となる熱源がきわめて高熱流束であることである。表1-1は核融合炉炉壁の熱的条件を、従来の核分裂炉燃料被覆管のそれと比較したものである⁽¹⁻³⁾。現在考えられている核融合炉の熱発生密度は現行の核分裂炉と大差無いが、壁面面積では、核融合炉は分裂炉より約1桁小さく、単位反応体積当りの壁面面積では2桁以上小さい。これはプラズマを高温に保ちながら安定に閉じ込めるために必要な条件である。このことは、壁を通過する（すなわち冷却すべき）熱流束が、分裂炉よりも1～2桁大きいことを意味し、このような高熱流束の除熱可能性が問題となる。

2番目には、冷却流路から見たときの加熱条件が空間的に非均一で、かつ非定常である点があげられる。図1-2は、真空容器内壁近傍の構造の一例を示したものである⁽¹⁻⁴⁾。プラズマ中で核融合反応が起こると、これによって生じたエネルギーは熱ふく射および14MeVの中性子線として、真空容器最内壁（以下第一壁と称する）に到達する。第一壁の構造には各種のものが考えられているが、その多くは基本的に管路状冷却流路を並べた多管構造であり、それぞれの冷却流路は熱ふ

表1-1 核融合炉炉壁と核分裂炉燃料被覆管の熱的条件の比較

	Thermal power	Surface area	Surface / Core area / volume
Fusion reactor (STARFIRE)	4000 MW ⁽¹⁾	837 m ² ⁽²⁾	1.1m ² /m ³ ⁽³⁾
PWR	3410 MW	5507 m ²	169 m ² /m ³
BWR	3580 MW	6809 m ²	106 m ² /m ³
LMFBR	3000 MW	2681 m ²	255 m ² /m ³

(1) Including energy multiplication in blanket.
Fusion power 3510MW, Heating power 90MW.

(2) First wall 780m², Limiter blade 57m².

(3) Core volume = Plasma volume

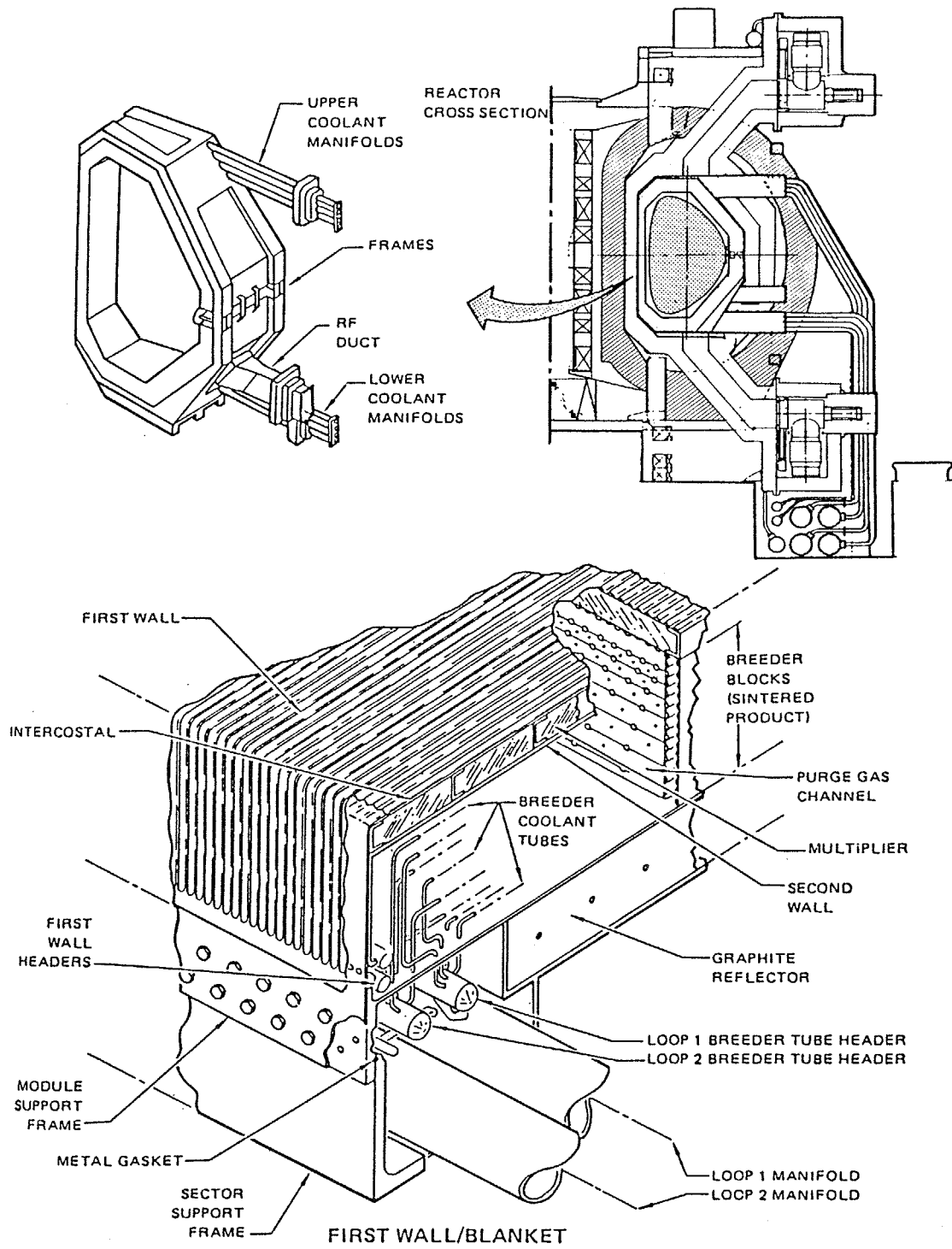


図1-2 トカマク型核融合炉真空容器壁の構造例

く射によってプラズマ側の一側面のみから強く加熱される。したがって、1本の冷却流路から見たとき、加熱条件は流路周方向に非均一となる。また、トカマク型の核融合炉では、燃焼が間欠的であるため、熱的条件は非定常となる。このような条件下の流路の伝熱特性は、一般の周方向に均一に加熱される流路のそれとは異なっていることが考えられるが、非均一加熱流路の伝熱に関する情報がきわめて限られているため、均一加熱流路の伝熱特性で代用して、熱設計を行わざるを得ないのが現状である。一方、14MeVの中性子線のほとんどは第一壁を通り抜けそれより外部の壁（以下ブランケットと称する）内で吸収、熱回収されるが、D-T反応を利用した核融合炉ではここでトリチウムを作成するので、この部分の温度制御は重要な問題である。

3番目としては、冷却条件と磁場との相互作用の問題があげられる。トカマクに限らず、磁気によってプラズマを閉じ込める型の核融合炉では、強力な磁場中に冷却流路があるため、冷却材に電気伝導性がある場合にはMHD効果によって流動抵抗が生じ、冷却ポンプ駆動動力が極端に大きくなる。したがって、冷却材選定に際しては注意が必要である。

さらに4番目として、第一壁/ブランケットの健全性保持の問題があげられる。核融合炉の第一壁/ブランケットは真空容器構造物と一体で作られるため、核分裂炉の燃料棒のように簡単には交換することができない。したがって設計時に熱応力や中性子損傷に対して十分な検討を加えておくことが必要である。そのためには、第一壁/ブランケット内の温度分布を詳細に知ることが必要となるが、これには2番目にあげた冷却流路の伝熱特性が必要とされるため、未だ不明な点が多い。

そしてディスラプション時の第一壁の健全性評価が5番目の問題としてあげられる。プラズマディスラプションは、プラズマがその不安定性のために瞬時に消滅する現象であり、プラズマ中に保たれていたエネルギーのすべてが 10^{-3} 秒オーダーのごく短い時間に第一壁に移るため、この瞬間第一壁はきわめて高い熱負荷を

受ける。このとき第一壁表面は溶融、蒸発すると考えられ、またスパッタリングによっても第一壁表面が失われるので、第一壁にはあらかじめ十分な厚みを与えておく必要がある。しかし板厚さを大きくすると熱応力が大きくなるため、第一壁の設計に際しては、必要とされる最低限の厚みを知ることが必要で、これまでに溶融層の安定性解析などが行われている⁽¹⁻⁵⁾。

1-3-2 第一冷却壁系の冷却作動流体の選定

核融合炉第一壁/ブランケットの冷却系に何を冷却材として使用するかは、熱工学的に見ても、きわめて重要な問題である。

従来、核融合炉の概念設計においては、大まかに次の4種類の冷却作動流体が検討されている。それぞれの特徴を以下に記す⁽¹⁻⁶⁾。

(1) 液体金属

核融合炉第一壁の冷却作動流体として考えられている液体金属は、液体リチウム、液体ナトリウム等であるが、その代表例は液体リチウムである。これは液体リチウムが、熱伝導率の高い液体金属の中でも、きわめて優れた伝熱性能を有すること、D-T反応炉では、トリチウム増殖材として金属リチウムを想定すれば、冷却作動流体と増殖材を兼ねることができ、炉構造を単純化できることなどの理由による。

液体リチウムに限らず液体金属は、その高い熱伝導率故きわめて優れた伝熱性能を有し、第一冷却壁のような高熱負荷流路の冷却作動流体として好適な流体であるが、トカマクなどの磁気閉じ込め型核融合炉では、プラズマ閉じ込め用の磁界との相互作用によるMHD効果について検討を加えておく必要がある。すなわち、液体金属は電気伝導性の高い液体であり、これが強力な磁場中を流動すると、MHD効果による電磁力がその流動を妨げる方向に働く。この電磁力は流路の圧力損失の増大を引き起こすから、ポンプ動力を適当な大きさとするためには、冷却作動流体の流速をごく遅く（数cm/s程度と言われ

る) 抑える必要があり、結果として冷却流路の伝熱特性は、他の冷却作動流体によるものと同程度にしかならない。これらの点を解決するために、液体金属をミスト化して巨視的な電気伝導性を無くし、MHD効果を減少させて使用する試みも検討されている⁽¹⁻⁷⁾が、未解決な問題も多く、液体金属の優れた特性を完全に引き出す利用法は見出されていない。

(2) 加圧水

加圧水は熱流体力学的な性質が良好なため魅力的な冷却材であり、従来のPWRのデータベースがそのまま利用できることも大きな利点の1つである。水冷却の主な問題点は、動作温度が低いこと、トリチウム増殖材の候補のいくつかと反応性があること、トリチウムの分離が難しいことなどである。

加圧水の代表的な動作条件は、圧力14MPa、最高温度320°Cであり、このときのエネルギー変換効率は理論的に36%に制限される。この効率は、動作圧力を上げ、最高温度を上昇させれば向上するが、構造的な問題から、多少効率を向上させるよりは、圧力を抑えておいたほうが有利である。

水は高温状態ではトリチウム増殖材であるリチウム、またはリチウム合金と激しく反応するから、加圧水を冷却作動流体として使用する場合には、トリチウム増殖材としてリチウム系の金属は使用できない。

さらに、水からトリチウムを分離することは、きわめて難しい。したがって、真空容器やトリチウム増殖領域からのトリチウムの混入は最小限に抑えねばならない。また、水はきわめて有効な中性子減速材でもあり、トリチウム増殖領域へ至る中性子のエネルギーを減少させ、トリチウム増殖作用を低下させる。この点は、水(軽水)のかわりに重水を用いればある程度防止できるが、重水は軽水に比べコストが高いのが欠点である。

(3) 溶融塩⁽¹⁻⁸⁾

溶融塩としては液体Flibe (67mol% LiF、33mol% BeF₂) があげられる。液体

Flibeは、水と同程度の熱容量と、やや高い熱伝導率を有し、また加圧圧力が低くても沸騰の危険が無いから、加圧水と同程度の伝熱性能をより低い圧力で得ることができる。また、電気伝導性も低いため、液体金属に見られるようなMHD効果による圧力損失の増大も生じない。しかし、溶融塩は、その融点が高く（Flibeで732K）、炉の起動、停止、保守時には何らかの手立てで外部から加熱しないと流動性がなくなるという欠点があり、さほど魅力的な冷却材ではない。

(4) 加圧ヘリウム

ヘリウムは核分裂炉の冷却材としても使用されているが、その主たる利点は化学的不活性さによる固有の安全性である。またヘリウムは、磁場とほとんど干渉しないのでMHD効果がなく、強い誘導放射能も生じない等の利点もある。ヘリウムを冷却材として使用する際の問題点としては、必要なエネルギー変換効率を得るためには比較的高い温度が要求されること、プラズマ容器内へのヘリウムのリークの可能性、第一壁の限界熱流束が低く、大きなポンプ動力が必要なこと、マニフォールドが大きくなることなどがあげられる。

高いエネルギー変換効率を得るためには、ヘリウムの温度を上昇させることが必要であるが、そのためには高温用構造材料を使用することが必要となってくる。高温用構造材料としてニッケル基の材料を使用すれば高温特性は十分であるが、この材料は耐放射線特性がブランケット寿命を考えられている長さに保つためには不十分である。

またヘリウム冷却される核分裂炉や他の高圧ヘリウム系での経験から、複雑で高温である系内にヘリウムを閉じ込めておくことは難しいことが分かっている。提案されている核融合炉第一冷却壁には数多くの溶接点があり、プラズマ中の核融合反応によるヘリウムの生成量と同程度が真空容器内へリークすると考えられるが、このヘリウムはプラズマの性能と不純物除去系に大

きな影響を与えると予想される。

さらに、ヘリウムは熱伝導率、熱容量とも水よりも低く、高熱負荷を除去するためにはポンプ動力がきわめて大きくなることが報告されており(1-9)、またそのために必要となる大きなマニフォールドが、そこからの中性子漏洩(中性子ストリーミング)を引き起こす点も問題となる。

それぞれの冷却材には一長一短があり、どの冷却材が核融合炉第一冷却壁の冷却作動流体として最適であるかは議論の分かれるところであるが、現状ではPWRのデータベースが利用できるという利点から、加圧水が主に検討されている。

1-4 核融合炉熱設計に必要とされる知見と熱工学的検討

1-4-1 核融合炉熱設計において必要とされる知見

以上に述べてきたように、核融合炉の第一壁/ブランケットは特殊な熱的条件下にあり、その冷却方式や冷却材の決定には一般の伝熱機器の熱設計とは異なった、しかも中性子工学や構造工学とも関連した広い知見が必要とされる。特にD-T反応を利用する核融合炉の冷却材の選定においては、冷却作動流体と中性子線の相互作用、すなわち冷却作動流体の放射化の問題についても配慮する必要がある。

D-T反応を利用する核融合炉では、前述の通り、14MeVの中性子線が発生し、これが壁や流体で吸収されると、異なる元素の同位体を生じて、壁や冷却作動流体が放射化する。これによって生じた放射性同位元素は、半減期が長いものも多く、保守や事故時に炉外部へ漏洩すると、環境を著しく汚染する可能性がある。したがって、D-T反応炉の第一冷却壁/ブランケットの冷却作動流体には、中性子による放射化のなるべく少ないものを選ぶ必要がある。また、D-T反応炉の

燃料の1つであるトリチウムは人体にとってきわめて危険な物質であり、これが外界へ漏洩することは許されない。したがってD-T反応炉ではトリチウム漏洩の危険をできるだけ少なくするために、その貯蔵量を制限し、燃焼に必要な量だけをブランケット内で作成しているが、その際この部分を冷却する冷却材にトリチウムが混入する可能性がある。冷却材は炉心保守時などに外気に開放される可能性があり、このときのトリチウム汚染を防止するためには、冷却材からのトリチウム分離が容易であることが必要条件となる。したがって実用に供される商用炉の冷却材としては、放射性廃棄物の問題の少ない核融合の利点を最大限生かすために、冷却材の放射化の問題が無い加圧ヘリウムを選択することが、現時点では最良の解であるように思われる。

冷却材として加圧ヘリウムを用いれば、冷却材の放射化やトリチウム分離の問題のみならず、磁場との相互作用や構造材料との反応性の問題も同時に解決できるが、冷却材の熱伝導率の低さ故高い熱伝達率が期待できず、余裕度の小さい、言い替えれば限界設計に近い条件の熱設計を行わざるを得ない。したがってこの場合には、第一壁冷却系の冷却特性を高精度に予測するための知見が不可欠となる。

1-4-2 核融合炉熱設計資料の現状と従来の研究

これまでに核融合炉の熱設計の具体例として公表されているものの多くは、実際に核融合炉を作成するための設計ではない、いわゆる概念設計であり、それらの中では、商用炉としての核融合炉で生じる構造工学的、中性子工学的、熱力学的、あるいは環境工学的問題点が取り上げられ、その一つ一つについて検討が加えられている。しかしながら、これらの中では、核融合炉で生じる伝熱工学的（あるいは流体力学的）問題に対する詳細な検討はなされておらず、従来から存在する核分裂炉のデータベースをそのまま移行してきた感がある。例えば、冷却流路の熱伝達率を流路の断面形状と加熱条件によらず、その水力直径のみで評価し

たり、流路壁中の温度分布を数値的に求めるにしても、流体内の温度分布を無視して、その断面の混合平均温度で一定と仮定するなど、伝熱工学的に見ればきわめて杜撰な検討しかなされていない。これは、これまでの熱設計が主に熱力学的な面から行われてきたことと、詳細な温度分布を必要とする分野が熱応力などの構造工学的な分野に限られていたためである。

核融合炉第一冷却壁の構造、冷却方法には、主に構造工学的、中性子工学的な見地から、いくつかのものが提案されている。図1-3は米国の概念設計核融合炉StarFire⁽¹⁻¹⁰⁾の中で検討された第一冷却壁の構造例である。それぞれの第一壁構造の構造力学的（あるいは中性子工学的）特性については、第7章において詳しく述べるので、ここでは割愛させていただく。この例では、第一壁は基本的に多管構造で、冷却作動流体を流すパイプ自身が受熱面となる。この冷却壁は、プラズマ側のみから強く加熱されるから、1本の受熱流路から見ると、流路の加熱条件が周方向に非均一となる。このような熱的条件の流路の伝熱特性は、従来から知られている周方向に均一に加熱される流路のそれとは異なっていると予想され、核分裂炉ではこのような受熱条件は生じないので、核融合炉の熱設計において参照すべき高精度なデータの蓄積は存在しない。

少し視野をひろげて、一般の伝熱工学の文献を調べると、熱的条件が周方向に均一で無い流路内の強制対流熱伝達に対しては、いくつかの報告がなされている。例えば、G.R.Knowlesら⁽¹⁻¹¹⁾は、金属製円管を周方向に2分し、一方のみを通電加熱した実験流路に乱流の空気流を流して、その壁面温度分布を測定している。測定された壁面温度分布から、壁内の周方向熱伝導を考慮して、局所ヌセルト数を算出し、その結果から周方向に非均一な加熱を受ける流路では、非加熱領域に比べて加熱領域の温度分布の発達が遅くなることを示している。また、A.W.Blackら⁽¹⁻¹²⁾は、管壁の厚さを周方向に連続的に変えた金属円管に通電して、周方向に非均一な加熱条件を作り出している。流れは乱流であり、Knowlesらと同

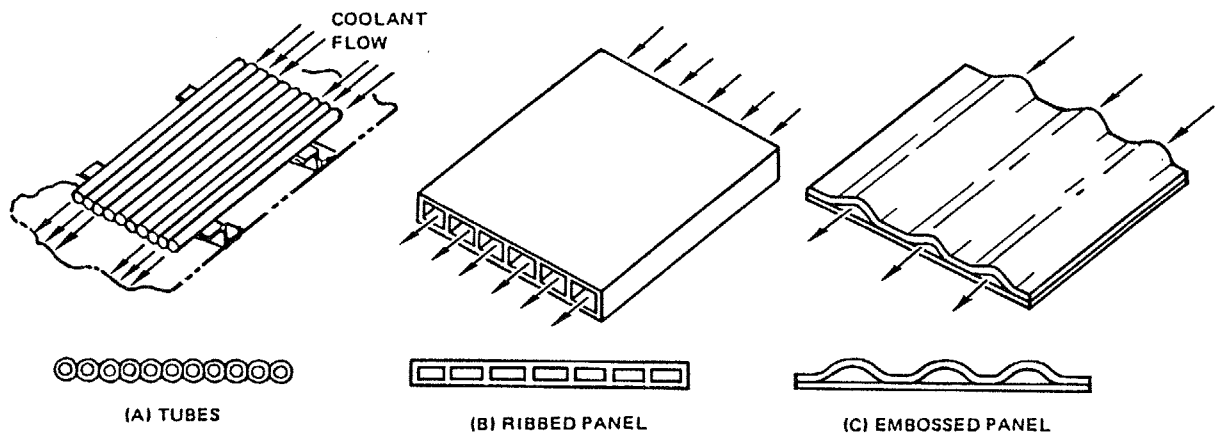


図 1 - 3 StarFireで検討された第一冷却壁構造

様壁面温度分布の測定と壁内熱伝導を考慮した局所熱伝達率の算出を行うと共に、流体内の温度分布をも測定して、結果をReynolds⁽¹⁻¹³⁾およびSparrowら⁽¹⁻¹⁴⁾の解析手法を利用し検討している。この結果から、壁面のごく近傍では、乱流の拡散係数が周方向と半径方向とで大きく異なり、それらを同一として計算した結果よりも測定値はより平坦な分布となっていることを示した。さらに、

E.M.Sparrowら⁽¹⁻¹⁵⁾は、上下2つの壁面を独立に加熱することのできる矩形断面流路（アスペクト比5）において、上下壁面の加熱熱負荷の大きさの差異に基づく伝熱特性の変化を実験的に調べている。これによると、強く加熱された面の発達したヌセルト数は、均一加熱時、あるいは弱加熱壁のそれよりも低くなること示された。ただしこれらの結果は、流路内に自然対流による2次流れが生じない程度の、ごく弱い加熱熱流束に対するものである。周方向に非均一な加熱を受ける流路内に生じる自然対流の伝熱に対する影響を示したものとしては、

R.R.Schmidtら⁽¹⁻¹⁶⁾の報告をあげることができる。この報告では、周囲の1/2のみを加熱することのできる円管内に水を流し、乱流熱伝達をさせて、その伝熱特性を測定しており、加熱領域が上部にある場合と下部にある場合の熱伝達率、壁面温度分布の差異をもって自然対流の影響の有無としている。この報告によると、加熱領域が上部にある場合、すなわち自然対流の影響の無い場合には、加熱領域の温度分布は大きく、また非加熱領域の壁面温度は流体の混合平均温度よりも低い。加熱領域を下部に移動させて自然対流を発生させると、加熱領域の壁面温度は平坦になり、かつ非加熱領域壁温は流体の混合平均温度よりも高くなる。これらの自然対流の影響は、レイノルズ数の小さい場合に特に顕著である。

一方、周方向に非均一な熱的条件の流路の伝熱特性の解析では、W.C.Reynolds⁽¹⁻¹³⁾、D.Gartnerら⁽¹⁻¹⁷⁾、およびE.M.Sparrowら⁽¹⁻¹⁴⁾が乱流場においてエネルギー方程式を級数を用いて解き、加熱条件が周方向の関数であるときの温度分布、ヌセルト数分布などを求めている。これら3つの論文では、乱流拡散の仮定がそ

れぞれ異なり（ただしいずれも混合長の概念に基づくいわゆる0方程式モデルである）、興味深い。ただしこれらの解析では、流れ場は与えられるとしており、流れと温度場との相互作用については検討されていない。

このように加熱条件が周方向に非均一な流路の伝熱についてはいくつかの実験的、解析的検討がなされ、核融合炉第一冷却壁の冷却流路において見られるであろう伝熱特性の一端を垣間見ることができ、これらの報告は核融合炉第一冷却壁流路を念頭においている訳ではないので、取り扱っている熱流束が一概に小さく、この結果をそのまま第一冷却壁の熱設計資料として使用することはできない。また、これらの報告では、周方向に非均一な加熱を受ける流路の基本的な伝熱特性と、それに付随して生じる他の伝熱形態の伝熱の影響（例えば自然対流や壁内の周方向熱伝導、あるいは壁面相互間のふく射伝熱）とを分離して評価、検討することを行っていないので、これらの結果は流路が特定の条件にある場合のみにおいて成立し、一般性を有しないため、これをそのまま利用して第一冷却壁流路の高精度な熱設計を行うことは不可能である。

1-5 本研究の目的

核融合炉第一冷却壁を安全性の高いガスで冷却しようとしたときには、その伝熱特性が他の冷却作動流体に比べて劣るため、高精度な熱設計を行うことが不可欠であるが、その基礎となる高精度な熱設計資料が存在しないことは今述べた通りである。そこで本研究では、周方向に非均一に加熱される流路の伝熱特性を実験的、数値的に求め、これに対する付加的な伝熱の影響を整理、検討すると共に、結果を核融合炉第一壁の冷却流路の熱設計資料として使用しやすい形にまとめることを目的とする。具体的には、図1-3で示した各冷却壁構造の冷却流路に相

当する流路が周方向に非均一な加熱を受けるときの伝熱特性を実験的、数値的に求めるとともに、数値計算によってその伝熱特性に対する(1)流路内の浮力による自然対流、(2)加熱領域、非加熱領域間の大きな温度差による壁面相互間のふく射伝熱、および(3)壁内の周方向熱伝導による非加熱領域への熱負荷の分散の影響を定量的に評価する。さらに、それらの結果から、各因子の影響の度合いを容易に推定、評価することのできる推定式、線図を導出し、核融合炉第一壁の熱設計の高精度化への一助とすることを狙いとしている。

なお本研究では、加熱条件の時間的な非均一性、すなわち非定常性の伝熱に対する影響については取り扱わない。これは、核融合炉の伝熱における非定常性の要因の1つであるプラズマディスラプションの時間スケールが非定常熱伝達を考えるには短すぎ、伝熱面表面の溶融、蒸発現象として予測されることと、非定常性の他方の要因である燃焼サイクル、冷却材損失事故などによって生じる温度場、流れ場の変化の時間スケールは比較的長く、ほぼ準定常として取り扱えることが秋山らによって明らかにされている⁽¹⁻¹⁸⁾ことの2つの理由によるものである。

本研究で得られた結果は、核融合炉第一壁のみならず、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路、例えばヘリオスタットを併用した太陽熱集熱器や、宇宙空間における人工衛星の太陽電池板、冷却系などの熱設計にもそのまま利用することができる。

1-6 本論文の内容

本論文は以下の8章から成っている。

第1章 緒論 では、本研究の背景となっている核融合炉の現状と問題点につ

いて述べ、その中でも特にガス冷却型の第一冷却壁の特徴を明らかにした。その上で、従来の熱設計資料とそれに類似する研究をあげて残された問題を明確にし、本研究の目的を示している。

第2章 非均一加熱流路の伝熱特性に関する実験的検討 では、概念設計核融合炉で検討されている3つの第一冷却壁構造の冷却流路に相当する、矩形断面流路、円管、sine形断面流路を実際に周方向に非均一加熱して、このとき得られる伝熱特性について検討を加えている。

第3章 非均一加熱流路の伝熱特性に関する数値解析 では、伝熱実験に使用したのと同じく、矩形断面流路、円管、sine形断面流路がそれぞれ周方向に非均一に加熱されたときの伝熱特性を数値計算によって求めて、その基本的な伝熱特性を、均一加熱流路と比較しながら、検討している。

第4章 非均一加熱流路の伝熱特性に対する自然対流の影響、第5章 非均一加熱流路の伝熱特性に対するふく射伝熱の影響、第6章 非均一加熱流路の伝熱特性に対する壁内熱伝導の影響 では、それぞれ、第2章の伝熱実験結果と第3章の数値解析結果とを比較してその存在が明確となった流路内の自然対流、壁面相互間のふく射伝熱、および壁内の周方向熱伝導が伝熱にどのような影響をおよぼすかを数値計算によって明らかにするとともに、ふく射伝熱と壁内熱伝導の影響については、その簡便な推定評価法についても述べる。

第7章 非均一加熱流路の伝熱特性の評価 では、第6章までに得られた知見を基に、核融合炉第一冷却壁の冷却流路熱設計時に必要とされる、流路断面形状の決定法、および非均一加熱流路の伝熱特性を壁内熱伝導やふく射伝熱と言った他

の形態の伝熱の影響を含めた形で求めるための評価式、線図を提示し、これらの流路の熱設計者の便宜を計っている。

第8章 結 論 では、以上の内容をまとめるとともに、さらに残された研究課題についても言及している。

1-7 主な記号

本論文中で使用した主な記号を、その意味とともに以下に示す。なお、記号によってはいくつかの意味を有するものがあるが、それらは同時に使用されることはない。

第2章

- A : 流路断面積 (m²)
- c_p : 流体の比熱 (J/kg K)
- D_h : 水力直径 (m)
- Gr^* : 修正グラスホフ数 ($= g\beta \frac{Q_{in} D_h}{k} \frac{D_h^3}{\nu^2}$)
- k : 流体の熱伝導率 (W/m K)
- k_w : 壁面の熱伝導率 (W/m K)
- Nu : ヌセルト数 ($= \frac{Q}{T_w - T_b} \frac{D_h}{k}$)

- Q_{in} : 加熱熱流束 (W/m^2)
 Q_{net} : 実際に流体をあたためている熱流束 (W/m^2)
 Re : レイノルズ数 ($= \frac{W_m D_h}{\nu}$)
 S : 加熱領域の表面積 (m^2)
 T : 流体温度 (K)
 T_a : 流路入口における流体温度 (K)
 T_b : 流体の混合平均温度 (K)
 T_w : 壁面温度 (K)
 T_h, T_c : 加熱領域、非加熱領域の壁面温度 (K)
 u : $(2\pi - \theta_h)/4 \sqrt{Nu/(k_w \delta/k D_h)}$
 W : 流路流れ方向の流速 (m/s)
 W_m : 流路流れ方向の平均流速 (m/s)
 Z : 加熱開始点から流路流れ方向に測った長さ (m)
 ρ : 流体の密度 (kg/m^3)
 θ_h : 円管の加熱角
 δ : 壁厚さ (m)
 ε : 壁面の射出率
 σ : ステファンボルツマン定数 ($W/m^2 K^4$)
 ϕ : フィン効率

添 字

- app : 見掛けの
 c : 非加熱領域の
 h : 加熱領域の

- rad : ふく射の
sub : 実質の
0 : 加熱開始点の

第3章

- A_s : 矩形流路およびsine形断面流路のアスペクト比
- Gr^* : 修正グラスホフ数 ($=g\beta \frac{Q_{in} h}{k} \frac{h^3}{\nu^2}$, $g\beta \frac{Q_{in} r_0}{k} \frac{r_0^3}{\nu^2}$, $g\beta \frac{Q_{in} D_h}{k} \frac{D_h^3}{\nu^2}$)
- Gz : グレツ数 ($= \frac{Re Pr D_h}{Z}$)
- g : 重力加速度 (m/s^2)
- h : 矩形流路の加熱壁高さ、sine流路のピッチ(m)
または熱伝達率 (W/m^2K)
- k : 流体の熱伝導率 ($W/m K$)
- n : 壁からの距離 (m)
- p : 無次元圧力 ((3-5)式参照)
- Pr : プラントル数
- Pr_t : 乱流プラントル数
- Q_{in} : 加熱熱流束 (W/m^2)
- Re : レイノルズ数 ($= \frac{W_m h}{\nu}$ または $\frac{V_{zm} r_0}{\nu}$ または $\frac{W_m D_h}{\nu}$)
- r, z : 無次元座標 ((3-13)式参照)
- t : 無次元温度 ((3-5)式、(3-13)式参照)

- u_r : 摩擦速度 (m/s)
- u, v, w : 無次元流速 ((3-5)式参照)
- W_m : 流路流れ方向の平均流速 (m/s)
- v_r, v_θ, v_z : 無次元流速 ((3-13)式参照)
- x, y, z : 無次元座標 ((3-5)式参照)
- β : 流体の体膨張係数 (1/K)
- $\varepsilon_m, \varepsilon_h$: 乱流の渦動粘性係数と渦温度伝播率
- ν : 流体の動粘性係数 (m^2/s)
- ρ : 流体の密度 (kg/m^3)
- θ_h : 円管の加熱角

第4章

- A_s : 矩形流路およびsine流路のアスペクト比
- f : ファニングの圧力損失係数 ($= \tau / \frac{1}{2} \rho W_m^2$)
- Gr^* : 修正グラスホフ数 ($= g \beta \frac{Q_{in} D_h}{k} \frac{D_h^3}{\nu^2}$)
- g : 重力加速度 (m/s^2)
- Re : レイノルズ数 ($= \frac{W_m D_h}{\nu}$)
- θ_h : 円管の加熱角
- ϕ : 矩形流路の長辺(加熱壁)と重力加速度とのなす角

添 字

0 : 流路入口（加熱開始点）の

第5章

dF_{ik} : 微小面 i と微小面 k との間の形態係数

$E_{A_i-A_k}$: A_i 面と A_k 面の間のふく射交換係数

$I^+_i(\theta)$: 微小面 i から θ 方向へ射出されるふく射強度 (W/m^2)

Q_{in} : 加熱熱流束 (W/m^2)

q_{rad} : 無次元ふく射熱流束

T_b : 流体の混合平均温度 (K)

ΔZ_{limit} : 流路流れ方向への形態係数の積分範囲

ε : 壁面の射出率

ρ^s : 規則反射壁面の反射率

σ : ステファンボルツマン定数 (W/m^2K^4)

添 字

conv : 対流の

c : 非加熱領域の

h : 加熱領域の

rad : ふく射の

第6章

- A_s : 矩形流路およびsine流路のアスペクト比
- A_f : 非加熱領域の面積 (m^2)
- A_h : 加熱領域の面積 (m^2)
- D_h : 水力直径 (m)
- h_{max} : 非加熱領域上の最大局所熱伝達率 (W/m^2K)
- h_m : 非加熱領域上の平均熱伝達率 (W/m^2K)
- h_h : 加熱領域上の平均熱伝達率 (W/m^2K)
- k : 流体の熱伝導率 (W/mK)
- k_w : 壁面の熱伝導率 (W/mK)
- Q_f : 非加熱領域からの放熱量 (W)
- Q_h : 加熱領域からの放熱量 (W)
- R : 無効フィン部の熱抵抗 ($K m^2/W$)
- R_i : 流路内半径 (円管) (m)
- R_o : 流路外半径 (円管) (m)
- t : 無次元流体温度 (K)
- t_w : 無次元壁面温度 (K)
- u : (6-7)式参照
- u' : (6-12)式参照
- W : フィン高さ (非加熱領域周長の1/2) (m)
- W' : 非円形断面流路の非加熱領域の有効フィン高さ (m)
- ε : 壁表裏の温度差による流路外周での熱伝達率の低下割合
- ε_h : 乱流の渦温度伝播率
- δ : 壁厚さ ($= R_o - R_i$) (m)

- θ_h : 円管の加熱角
 ϕ : フィン効率
 ϕ' : 有効フィン部のフィン効率

添 字

- app : 見掛けの
 sub : 実質の

第 7 章

- A : 流路断面積 (m^2)
 f : ファニングの圧力損失係数 ($= \tau / \frac{1}{2} \rho W_m^2$)
 Gz : グレツ数 ($= \frac{Re Pr D_h}{Z}$)
 j : コルバーンの j 因子 ($= St Pr^{2/3}$)
 k : 流体の熱伝導率 ($W/m K$)
 k_w : 壁面の熱伝導率 ($W/m K$)
 P : 流路周長 (m)
 Pr : プラントル数
 Q_{in} : 加熱熱流束 (W/m^2)
 Q_{rad} : ふく射熱流束 (W/m^2)
 Re : レイノルズ数 ($= \frac{W_m D_h}{\nu}$)

- ΔT : 壁表裏の温度差 (K)
 T_0 : 流路入口における流体温度 (K)
 W : 非加熱領域の周長の1/2
 ε : 流路壁の射出率、
 または壁表裏の温度差による流路外周での熱伝達率の低下割合
 ϕ : フィン効率
 ϕ^* : ふく射交換のあるときの見掛けのフィン効率
 θ_h : 円管の加熱角
 σ : ステファンボルツマン定数 (W/m^2K^4)

添 字

- rad : ふく射の
 sub : 実質の

付録 - A

- q_{in} : 無次元加熱熱流束
 t : 無次元温度
 ε_h : 乱流の渦温度伝播率

付録 - B

- C : 比例定数
- D : 流路内径 (m)
- k : 流体の熱伝導率 (W/m K)
- k_w : 壁面の熱伝導率 (W/m K)
- L : 加熱領域の長さ (m)
- Pr : プラントル数
- q_{in} : 無次元加熱熱流束
- q_{conv} : 無次元対流熱流束
- Q_{fc} : 加熱領域の周方向にある非加熱領域への分散熱量 (W)
- Q_{fu} : 加熱領域の上流側にある非加熱領域への分散熱量 (W)
- Q_{fd} : 加熱領域の下流側にある非加熱領域への分散熱量 (W)
- Q_h : 加熱領域からの放熱量 (W)
- r_i : 流路内半径 (m)
- Re : レイノルズ数 ($= \frac{V_{zm} r_i}{\nu}$ または $\frac{V_{zm} D}{\nu}$)
- t : 流体の無次元温度
- t_w : 壁面の無次元温度
- β : 非加熱領域への熱量分散により生じる加熱領域内の温度分布の程度
((B-10)式、(B-14)式参照)
- δ : 壁厚さ (m)
- θ_h : 円管の加熱角
- ϕ_{fc} : 加熱領域の周方向にある非加熱領域のフィン効率
- ϕ_{fu} : 加熱領域の上流側にある非加熱領域のフィン効率

ϕ_{rd} : 加熱領域の下流側にある非加熱領域のフィン効率

付録-C

D_h : 水力直径 (m)

K : 加速パラメータ ((C-2)式参照)

Nu : ヌセルト数 ($= \frac{Q_{in}}{T_w - T_b} \frac{D_h}{k}$)

Nu_t : 完全に発達した乱流のヌセルト数

Re : レイノルズ数 ($= \frac{W_m D_h}{\nu}$)

W_m : 流路内の平均流速 (m/s)

第2章

非均一加熱される流路の伝熱に関する実験的検討

核融合炉第一冷却壁において見られるような周方向に非均一な熱負荷を受ける流路が実際にどのような伝熱特性を示すかを把握するためには、実際に伝熱実験を行って熱伝達率などを測定するのが最も簡単である。そこで本研究ではまず、いくつかの条件の下で伝熱実験を行い、これらの結果について以下に検討を加える。

2-1 実験装置および実験方法

伝熱実験は、基本的に核融合炉第一冷却壁の冷却流路を模擬した流路を周方向に部分加熱し、流路内に空気を流してその伝熱特性を測定することで行う。本実験で冷却作動流体として用いる空気は、実際のガス冷却型核融合炉の冷却作動流体として想定されている加圧ヘリウムとプラントル数がほぼ同一（約0.7）⁽²⁻¹⁾であり、また、双方ともふく射的に透明であるから、本実験から得られる結果は、無次元化整理すれば、そのまま実際の冷却流路の伝熱特性を表していると考えられる。実験装置の概略を図2-1に示す。フロアによって発生した空気流は、数枚の金網を持つ整流部、縮流部を経た後、試験部流路と同一の断面形状を有する非加熱の入口助走区間に流入する。入口助走区間は、流路内の流速分布が完全に発達するに十分な長さとした。入口助走区間を通り、発達した速度分布となった空気流は、ヒータ、熱電対などを持つ試験部で加熱され、それに続く混合部で混合平均温度を測定された後、室内に排気される。実験流路を流れる流体の流量は、フロア入口に取り付けられた流量計、あるいはピトー管を用いて測定された流速分布を基に較正された入口助走区間の圧力損失から測定した。流路中の流れは、実際の冷却流路でも使用されると考えられる、熱伝達に優れた乱流とする。

試験部としては、(1) 矩形断面流路、(2) 円管、および(3) sine形断面流路を

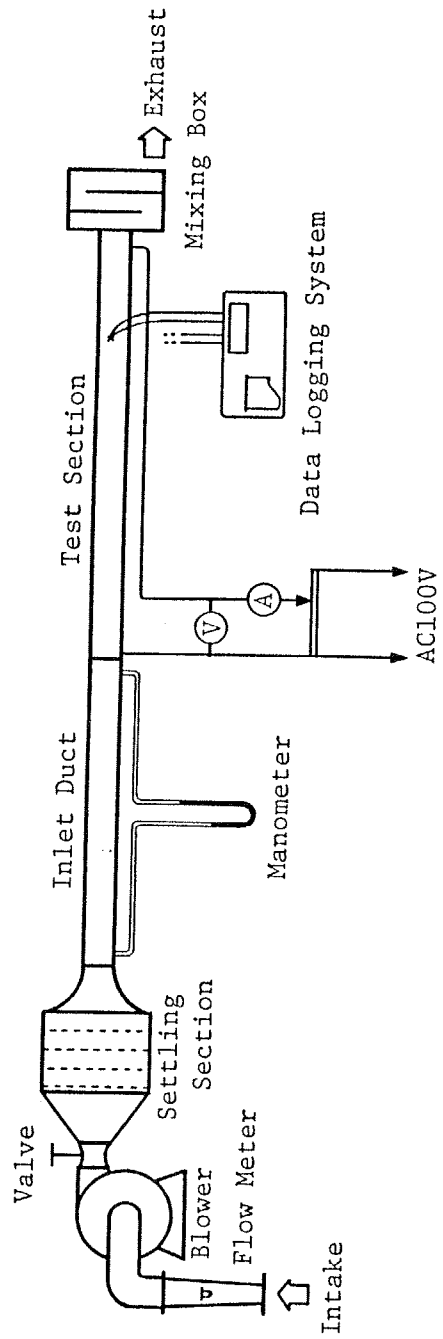


図 2 - 1 実験装置の概略

用意した。それぞれの流路形状は、核融合炉第一冷却壁の概念設計で取り上げられている(1) リブパネル、(2) チューブス、および(3) エンボストパネルの冷却流路に相当する⁽²⁻²⁾。各断面形状の試験流路の詳細は以下の通りである。

(1) 矩形断面流路

矩形断面流路は1垂直壁にヒータを持つ正方形断面流路であり、壁内の周方向熱伝導の影響を除くために、壁はベークライトおよび石綿スレートで作成されている。その詳細を図2-2に示す。ヒータは流路内壁に吊られた厚さ50 μ mのステンレス箔で、これに直接交流通電加熱する。流路内寸の1辺 h と試験部全長 L はそれぞれ50mmと3100mm ($62D_h$)とした。また、試験部流路には、加熱開始点下流 $1D_h$ (50mm) から $10D_h$ (500mm) ごとに流体中の温度分布、速度分布を測定するための測定孔を設けた(図2-2参照)。測定孔には、温度計測用熱電対プローブ(図2-3)またはレーザドップラ流速計用ガラス窓(図2-4)が取り付けられる。使用しない測定孔には、ふた(図2-5)を取り付ける。さらに、ヒータ上の各測定孔位置には加熱壁面温度測定用の熱電対($\phi 0.1$ mmクロメルアルメル熱電対)を、高さ方向に $0.2h$ (10mm) 間隔に6点、都合42点取り付けた。流路全体は断熱材(発泡スチロール)で取り囲み、流路壁からの熱損失を減少させている。

本実験において使用されるLDVシステムは、最も単純な1カラー2ビームプリンジモードのレーザドップラシステムであり、流体の主流速の時間平均値のみを測定した。LDVシステムは、上下左右2次元に移動可能な移動台の上に組み立てられており、測定用レーザビームは流路測定部のガラス窓を下から上へ透過するようになっている。またLDVによる流速測定時には、レーザ光散乱粒子として冷却作動流体に微量のタルク粉末を添加した。

(2) 円管

本実験で取り上げる円管は、上に述べた通り、核融合炉概念設計で示されているTubesなる第一冷却壁構造を模擬したものであり、この冷却壁はプラズマ側から

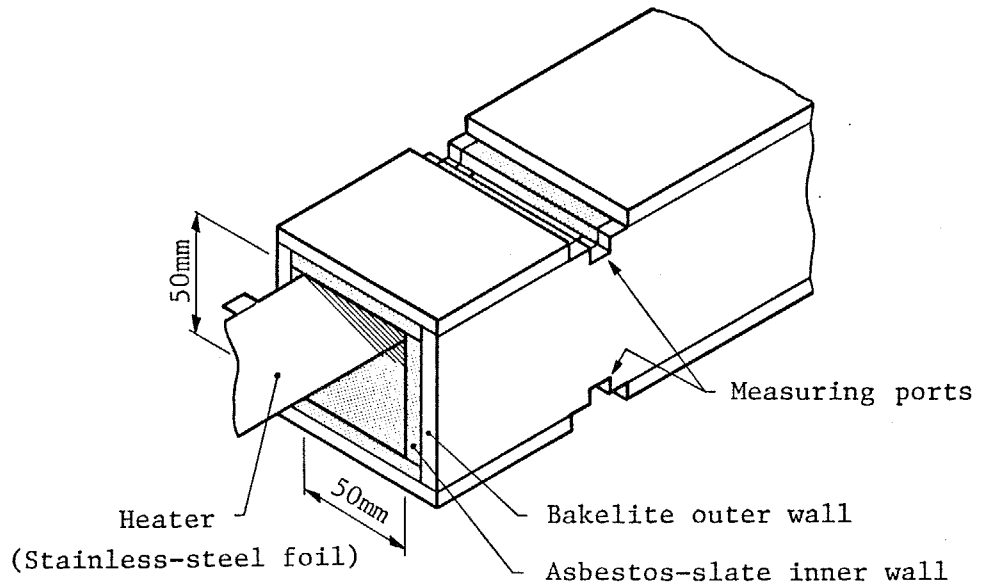


図 2 - 2 矩形断面流路の試験部詳細

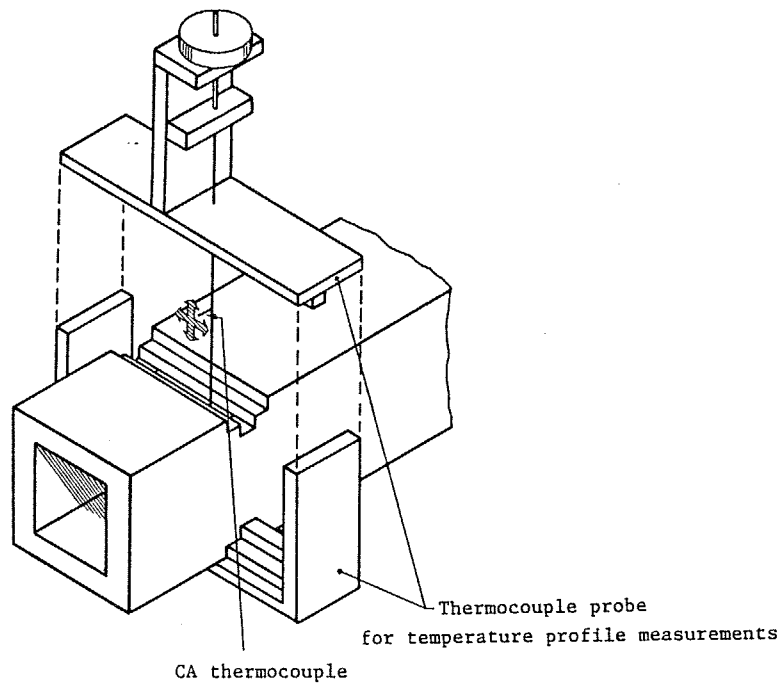


図 2 - 3 流体温度計測用熱電対プローブ

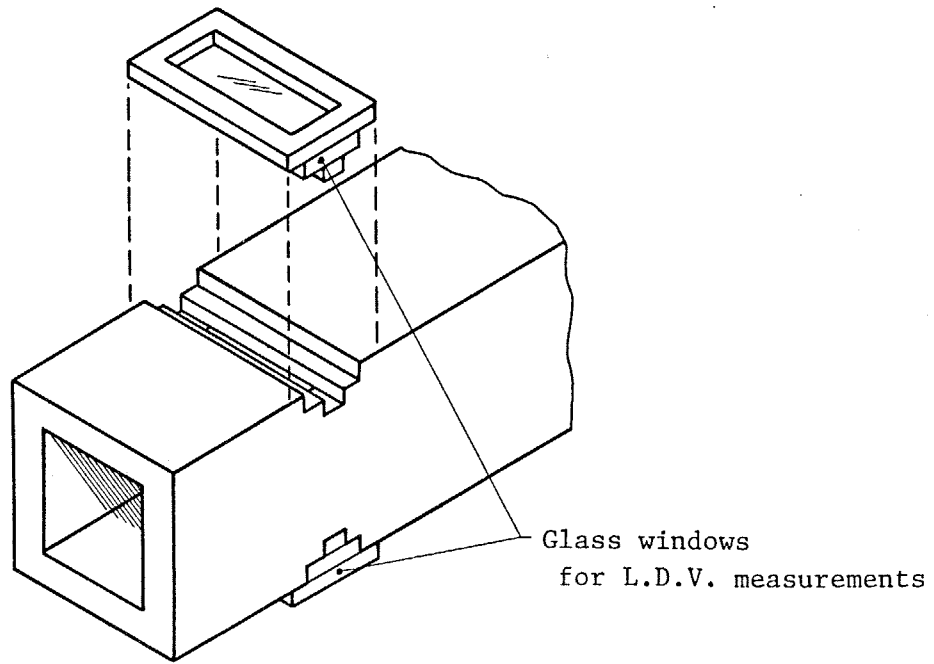


図 2 - 4 L.D.V.用ガラス窓

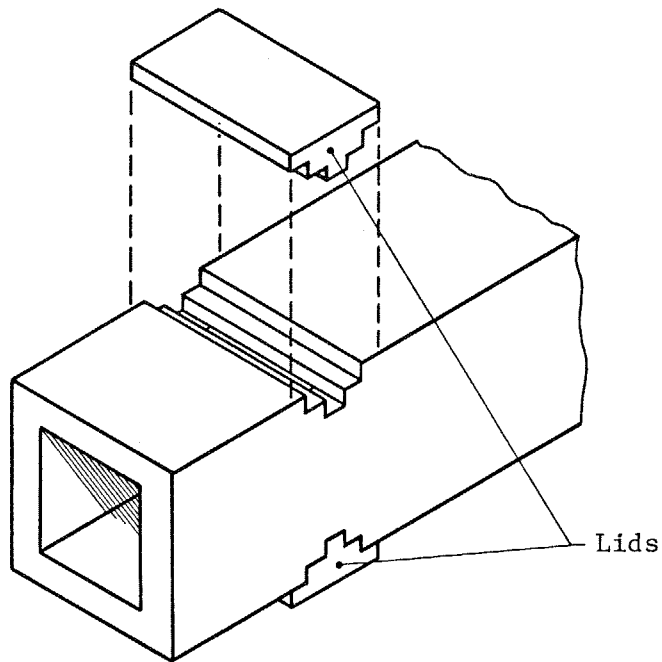


図 2 - 5 使用しない測定孔用の蓋

ふく射的な熱負荷を受け、その熱流束分布は円管周上で余弦関数的に変化すると考えられるが、ここではこれを簡単にモデル化するために、円管の外周上の一部を熱流束一定で加熱し、他の部分を断熱した。試験流路の詳細を図2-6に示した。本実験では、外径31.8mm、内径29.4mm（厚さ1.2mm）、長さ1830mmのステンレス鋼管を試験部流路として用いた。加熱は、流路外周を無機接着剤で電氣的に絶縁した後、その外側に幅12.5mmのステンレス箔ヒータを張り付け、これに通電して行った。壁面温度の測定には、加熱開始点下流約 $1D_h$ (30mm) から約 $10D_h$ (300mm) 間隔の7断面において、それぞれ流路壁外周上の10点に点溶接した熱電対 ($\phi 0.1\text{mm}$ 、クロメルアルメル熱電対) を用い、壁表裏の温度差は小さいとして無視した。また、試験流路は、入口助走区間とともに、木製断熱箱に納め、箱と流路の隙間には粉末断熱材 (パーライトA) を充填して、断熱に努めてある。

(3) sine形断面流路

sine形断面流路は、核融合炉の概念設計で取り上げられているエンボストパネルに相当する流路であり、平板に波板を線溶接した構造となっている。エンボストパネルでは、流路断面形状として種々のものが考えられているが、ここではsine関数の1周期で近似される断面形状と、同関数の1/2周期で近似される断面形状の2種を使用した。試験部流路の詳細を図2-7に示す。流路はステンレス鋼板で作成され、その板厚さは、1周期のsine形断面流路の場合、平板、波板とも0.5mm、1/2周期のsine形断面流路では2mmである。平板と波板の接合には、点溶接、または線溶接を用いた。また、本実験では、平板-波板接合部端からの熱損失の温度分布に対する影響を減少させるために、3本の流路を平行して作成して、実際の第一冷却壁に見られるような冷却パネルとし、その中央の流路の伝熱特性を測定した。流路の寸法は、1ピッチ30mm、流路高さは1周期のsine流路の場合10mm（水力直径 $D_h=7.9\text{mm}$ ）、1/2周期のsine流路の場合16mm（ $D_h=12.9\text{mm}$ ）である。流路の加熱は、実際の第一冷却壁と同様に、外部からふく射的な方法で行う。す

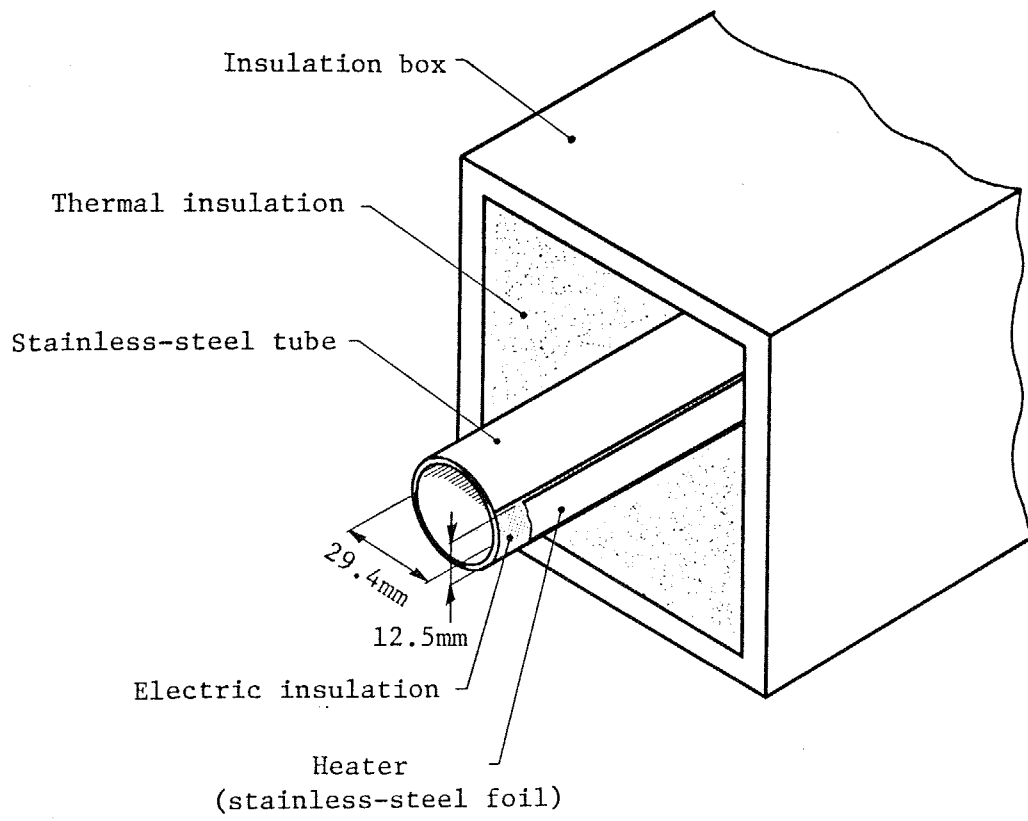


図2 - 6 円管の試験部詳細

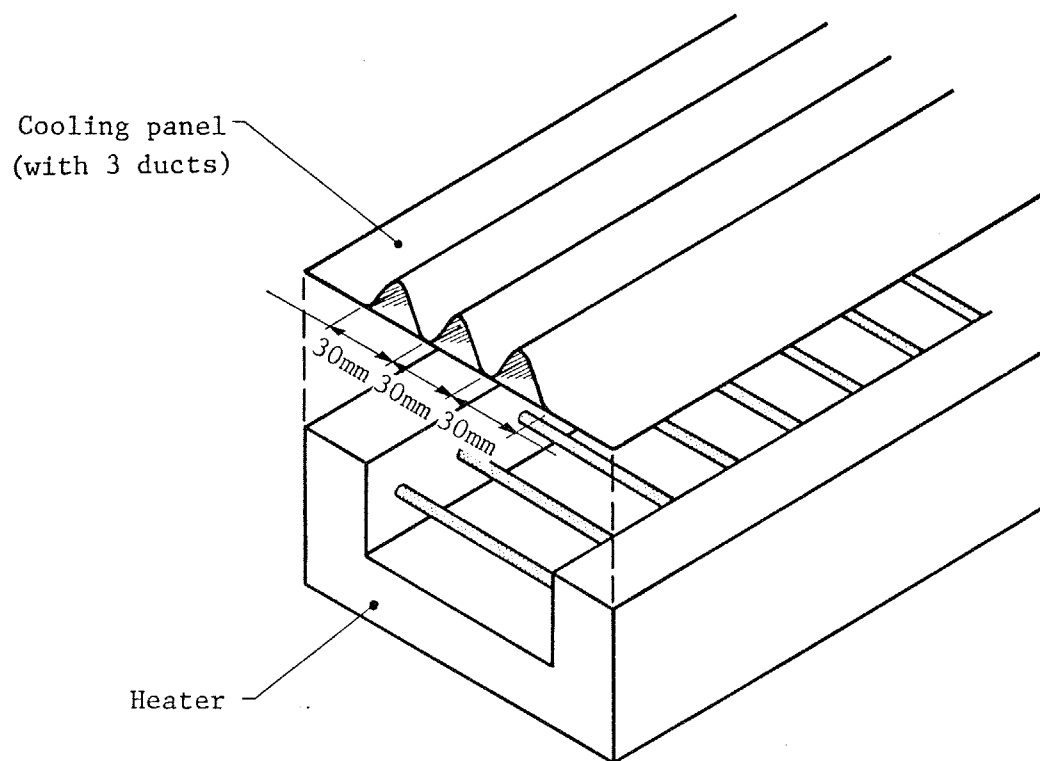


図 2 - 7 sine形断面流路の試験部詳細

なわち、図2-7に示すように、冷却パネル下部に設置した耐火れんがとシリコン
ニット発熱体からなる加熱器によって流路を加熱した。これは一つの実験装置で
2種類の加熱方向、つまり平面壁側からの加熱（図2-8参照）と曲面壁側から
の加熱（図2-9）の2種を試みるためである。壁面温度の測定には、1周期の
sine流路では加熱開始点下流約 $19D_n$ （150mm）から約 $19D_n$ 間隔の5断面、1/2周期
のsine流路では加熱開始点下流約 $10D_n$ （125mm）から約 $7.8D_n$ （100mm）間隔の6断
面において、それぞれ流路外周上10点に点溶接した熱電対（ $\phi 0.32\text{mm}$ 、クロメル
アルメル熱電対）を用いた。また流路は、入口助走区間、整流部、混合箱ととも
に、木製断熱箱と粉末断熱材で断熱されている。

いずれの断面形状の流路を用いての伝熱実験においても、流路の伝熱特性は定
常状態において測定した。また実験条件は、Re数5000~50000、加熱熱流束 $0.2\sim$
 70kW/m^2 の範囲内で適宜設定した。

2-2 実験結果ならびに考察

2-2-1 実験結果の無次元化整理

先に述べた通り、本実験で得られた結果は作動流体として空気を用いており、
この結果から加圧ヘリウムで冷却される実際の第一冷却壁の伝熱特性を評価する
ためには、得られた結果を無次元化整理する必要がある。その無次元化整理の方
法について、いかに簡単に触れておく。

測定された速度、温度は次のような形で無次元化される。

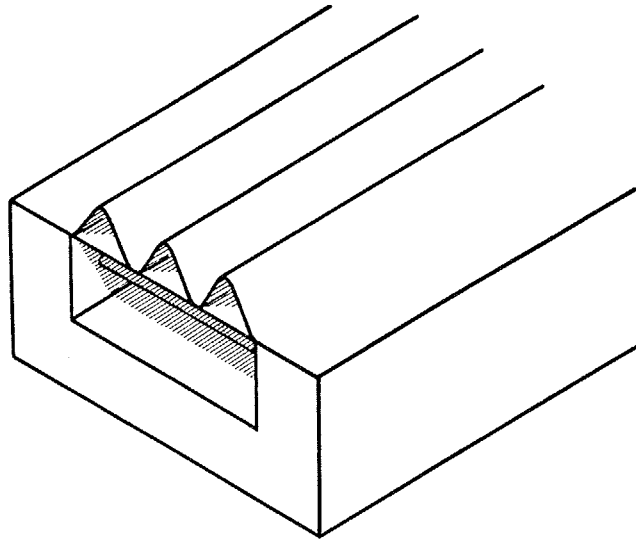


図 2 - 8 sine形断面流路の加熱方法（平面壁加熱）

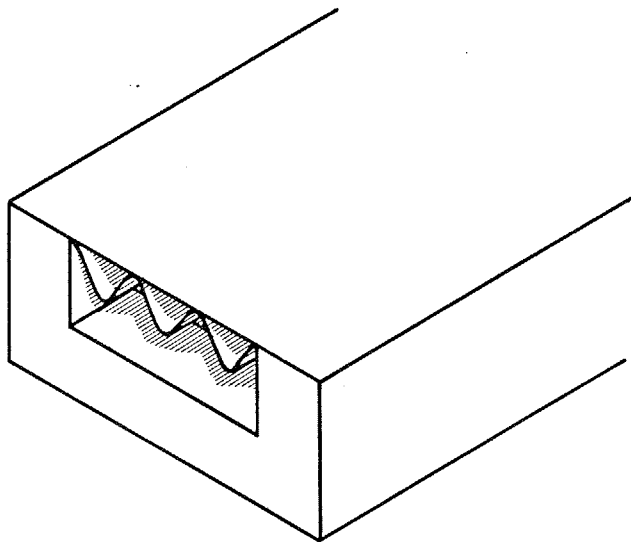


図 2 - 9 sine形断面流路の加熱方法（曲面壁加熱）

速度：

$$w = W / W_m, \quad W_m = \frac{1}{A} \int W \, dA \quad (2-1)$$

温度：

$$t = (T - T_0) / T^*, \quad T^* = Q_{net} D_h / k \quad (2-2)$$

T_0 : 加熱開始点における流体温度

ここで Q_{net} は実際に流体を加熱している熱流束であり、加熱電力から求まる熱流束から損失熱流束を差し引いたものである。この Q_{net} は流路内の流体のエネルギーバランスから次のように求められる。

$$Q_{net} = \rho C_p W_m A (T_{bout} - T_0) / S \quad (2-3)$$

A : 流路断面積

S : 加熱領域表面積

T_{bout} : 流路出口の混合箱において測定される流体の混合平均温度

本来、損失熱流束は場所によって変化すると考えられ、それにつれて Q_{net} も場所の関数となるが、ここではこれを一定と見なした。

このような無次元化を行うと、熱伝達率は次のヌセルト数で表される。

$$Nu = 1 / (t_w - t_b) \quad (2-5)$$

t_w : 無次元壁面温度

t_b : 無次元混合平均温度

2-2-2 壁面温度および混合平均温度分布

図2-10に測定された壁面温度ならびに混合平均温度の流れ方向への変化の一例として、部分加熱された円管の場合の結果を示した。本実験では流路を熱流束一定の条件で加熱しているから、流路内を流れる流体の混合平均温度は、加熱開始点から加熱終了点に向けて直線的に上昇すると考えられる。そこで、流体内の混合平均温度は、流路入口の流体温度と流路出口の混合箱で測定された混合平均温度、すなわち加熱終了点の混合平均温度との間を直線的に結んで求めてある。

流路壁上の温度は、いずれの測定断面においても、加熱領域に近いほど高くなっている。また、 $\theta = 0$ をはさんだ対応する測定点の壁面温度を比較すると、 θ が正である測定点の壁面温度の方が若干ながら必ず高い。これは、本実験装置では加熱領域が流路側方にあるため、強制対流に重複して生じる流路内の自然対流によるものである。伝熱に対する自然対流の影響については節を改めて後に述べる。壁面温度の流れ方向への変化を見ると、加熱されていない部分の壁面温度は加熱開始点から約 $15D_h$ 程で流体の混合平均温度の向上とほぼ平行となり、熱的発達を見せるが、加熱領域の壁面温度の発達はこれよりもやや遅く、概ね $30D_h$ の距離が必要である。この傾向は、Blackら⁽²⁻³⁾が行った、周方向に厚さが連続的に変化する壁面を有する円管に通伝加熱して行った実験においても観察されており、周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に特徴的な傾向であるといえる。ただしBlackらの実験では、低温側壁面の加熱熱流束が、本実験のように0ではなく、壁厚さで決定される発熱量が熱伝達されているから、加熱領域、非加熱領域それぞれの熱的発達距離は $8 \sim 10D_h$ と $5 \sim 7D_h$ と、本実験結果とは異なっている。いずれにせよ、加熱領域の熱的発達に必要な熱的助走区間の長さは、均一加熱流路のそれよりも長い。これは、周方向に非均一な加熱を受ける流路の熱的な浸透距離が、均一加熱流路の $D_h/2$ 程度に対して D_h 程度と長い、言い換えれば、加熱領域近傍の温度分布が対向する壁面からの温度場に影響される度合いが少ないためであ

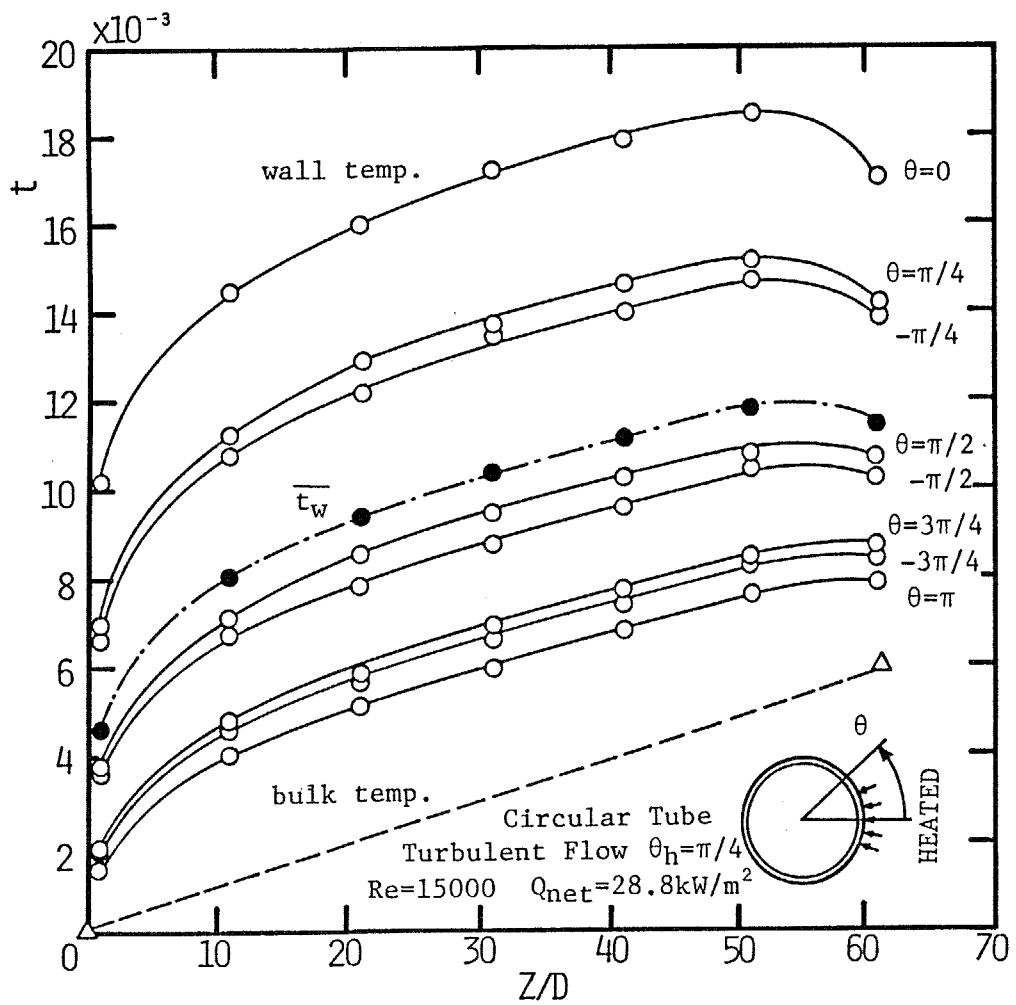


図2 - 10 壁面温度ならびに混合平均温度の流れ方向への変化

る。

また、壁面温度のうち、非加熱領域 ($\theta > \pi/4$ 、 $\theta < -\pi/4$) の壁面温度が流体の混合平均温度よりも高いのは、この部分で壁面から流体へ熱伝達が行われていることを意味する。この熱エネルギーは、壁内の周方向熱伝導によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ伝達されたものである。この壁内周方向熱伝導による加熱熱負荷の分散の程度は、流路内の主流速、すなわちRe数の大きさによって変化する。その様子を壁面温度の周方向の分布で示したものが図2-11である。この図で分かるように、壁面温度は加熱領域で最も高く、その対向面の非加熱領域で最低となる分布をしているが、その最大値と最小値の差はRe数が大きいほど大きく、この時の周方向熱伝導による熱量分散が小さいことが分かる。これは、Re数の増大に伴って流路の熱伝達率が向上し、加熱領域から直接流体へ取り去られる熱量が増大するため、分散熱量が減少して、非加熱領域の壁面温度が低下するためである。

2-2-3 周平均の熱伝達率

次に測定された壁面温度分布から、流路周平均の熱伝達率の流れ方向への変化を算出してみた。結果の一例を図2-12に示す。流路周平均の熱伝達率は流路内の流体の温度分布の発達に伴い、加熱開始点近傍で高く、その後急速に減少して一定値に近づく。その発達に要する助走区間の長さは、2-2-2で示した通り、概ね $20 \sim 30D_h$ である。また、本実験は乱流場において行われたので、流路の熱伝達率は流路内の流れのRe数が大きいほど高い。さらに、全てのRe数の結果で流路加熱終了点近傍の熱伝達率が再び向上しているのは、流路端からの熱損失によってこの部分の壁面温度が低下しているためである。

周平均の熱伝達率のうち、熱的に十分発達したと見なせる部分の熱伝達率 Nu_{∞} をRe数に対してプロットして見たものが図2-13である。この図中には部分加熱される円管の結果とsine形断面流路の結果の双方を示してある（矩形断面流路

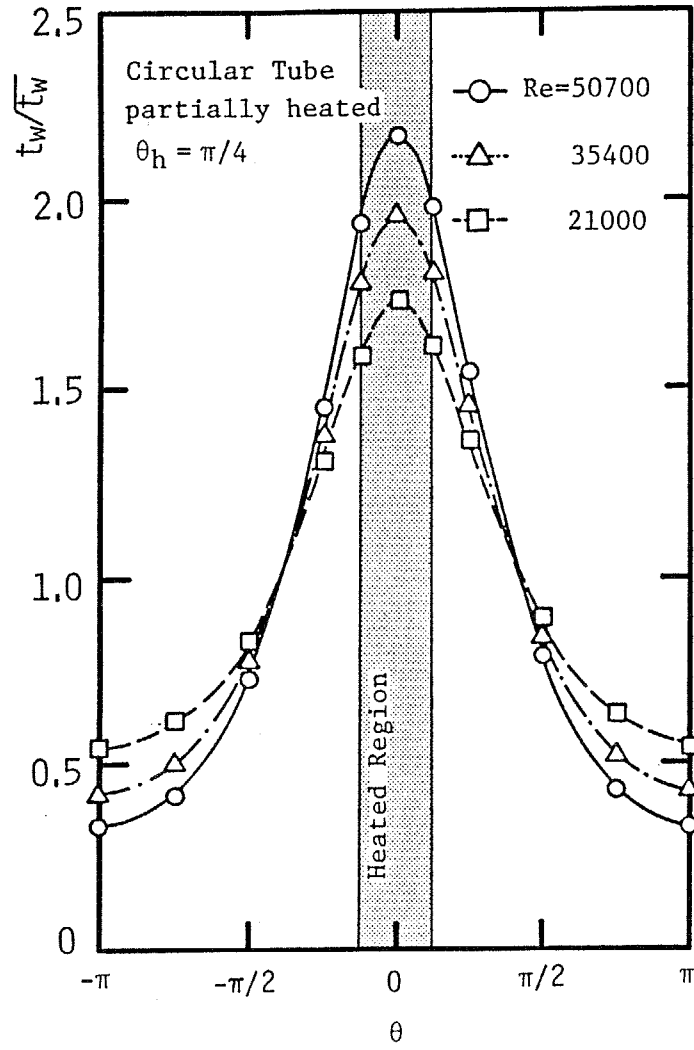


図 2 - 1 1 壁面温度の流路周方向への変化

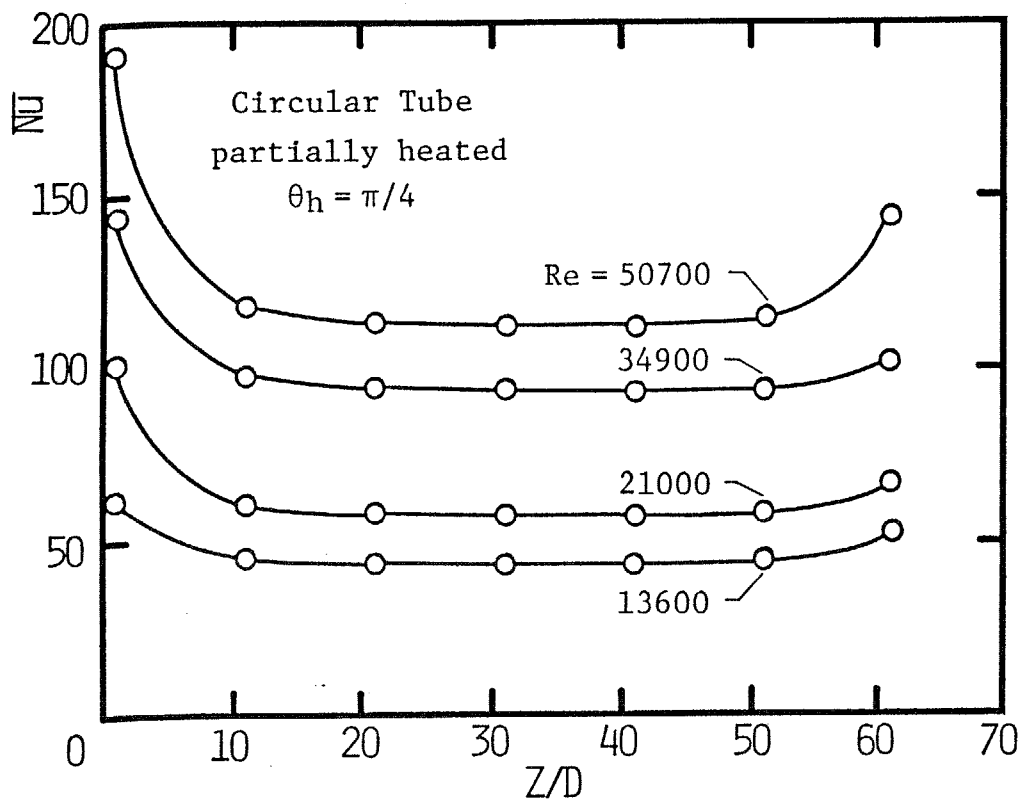


図 2 - 1 2 周平均熱伝達率の発達の様子

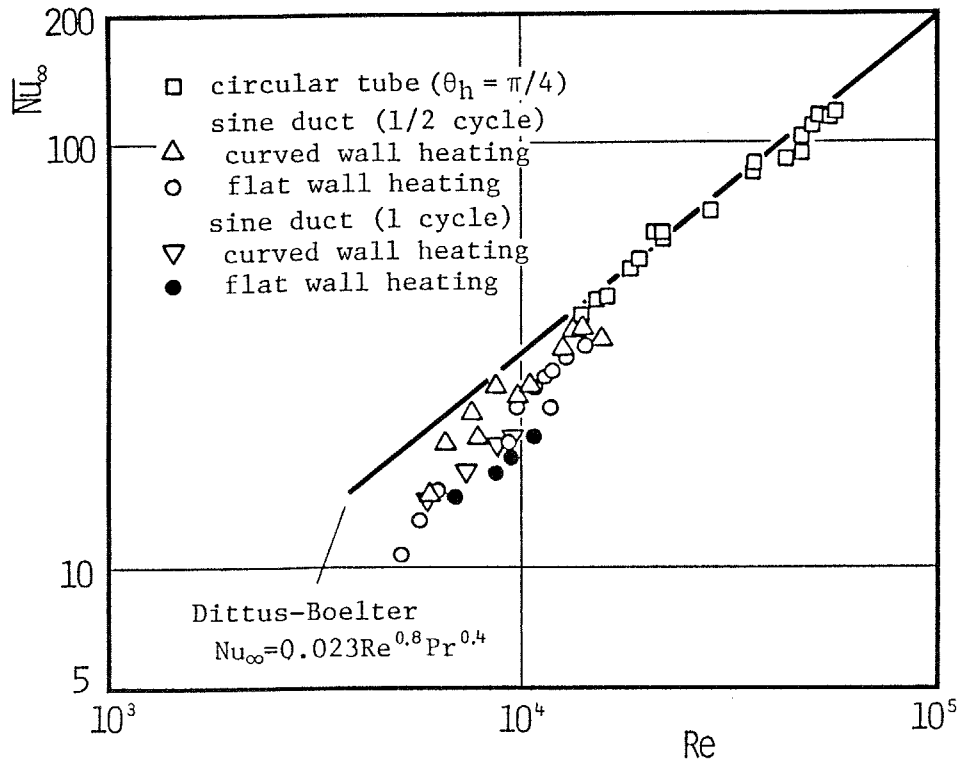


図 2 - 1 3 発達した領域におけるヌセルト数のレイノルズ数に対する変化

では、非加熱壁に熱電対がなく、周平均熱伝達率が求め得ないため、ここには示さない)が、これらから分かるように、円管の発達した周平均熱伝達率は、加熱条件が周方向に非均一であるにもかかわらず、均一加熱時の円管の発達した熱伝達率の実験式であるDittus-Boelterの式(図2-13中の実線)にほぼ完全に一致している。これと同様の結果はBlackらによっても報告されており、後の理論解析の章で詳しく述べるが、非均一加熱を受ける流路の伝熱に壁内の周方向熱伝導やふく射伝熱が影響を及ぼして生じた結果であって、非均一加熱流路の熱的に発達した領域の伝熱特性が常に均一加熱時の結果で表せることを示すものではない。また、強い非円形断面を有するsine形断面流路の発達した熱伝達率は、均一加熱を受ける円管の実験式よりもやや低めの値となっている。これは、sine形断面流路の曲面壁と平面壁の接合部にあるくさび形の部分では流れに対する壁面の影響が強く、乱流強度が低いため、水力直径の概念では伝熱が整理できないからである。さらにsine形断面流路の結果を詳細な観察すると、加熱方向によって発達した熱伝達率に若干の差異があることも分かる。すなわち、sine形断面流路においては、曲面壁に熱負荷を受けるように使用した場合の方が平面壁側に熱負荷を受ける場合よりも周平均の熱伝達率は若干高い。このことは、曲面壁の方が乱れの十分発達した領域、いわゆるcore regionに接する部分が多いこと、この流路はふく射的な加熱を受けているため、曲面壁の方が単位壁面積あたりの加熱量が平面壁に比べて小さいことなどによって説明される。ただし、この結果は流路周平均の熱伝達率に対するものであって、実際に熱負荷を受けている加熱領域の熱伝達率に対するものではないから、この結果のみから、sine形断面流路、すなわちエンボストパネルでは曲面壁側に熱負荷を受けるよう使用した方が有利であると結論付けるのは性急である。これを判断するためには、加熱領域の熱伝達率に対する検討が必要であるが、これについては次の章で詳しく述べる。

2-2-4 局所熱伝達率分布

次に壁面上局所の熱伝達率の流路周方向への分布について検討を加える。部分加熱を受ける流路の壁面上局所の熱伝達率には、次の二種類のものが考えられる。

(1) 見掛けの局所熱伝達率 Nu_{app}

見掛けの局所熱伝達率 Nu_{app} は、流体の混合平均温度の上昇から計算される加熱熱流束 Q_{net} と、測定された壁面温度とによって定義される次のような値である。

$$Nu_{app} = \frac{Q_{net}}{T_w - T_b} \frac{D_h}{k} \quad (2-5)$$

この熱伝達率は、 Q_{net} を使用していることから分かる通り、加熱領域のみにおいて求められる値である。

(2) 実質の局所熱伝達率 Nu_{sub}

実質の局所熱伝達率 Nu_{sub} は、壁面から流体へ実際に伝播された熱流束 Q_{sub} と測定された壁面温度とによって定義される次のような値である。

$$Nu_{sub} = \frac{Q_{sub}}{T_w - T_b} \frac{D_h}{k} \quad (2-6)$$

この熱伝達率は、加熱領域と非加熱領域とにかかわらず定義できるが、これを計算するためには Q_{sub} を求める必要がある。

Q_{sub} は、流路壁内のエネルギーバランスより次のように求められる。すなわち、流路壁内の流れ方向の熱伝導と壁表裏の温度差を無視すれば、壁内のエネルギーバランスは次のような周方向1次元の熱伝導方程式で表される。

$$q_{sub} = q_{in} + \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D_h} \frac{\partial^2 t_w}{\partial s^2} \quad (2-7)$$

ここで、

$$q_{sub} = Q_{sub} / Q_{net}, \quad q_{in} = \begin{cases} 1 & (\text{加熱領域}) \\ 0 & (\text{非加熱領域}) \end{cases}$$

s : 流路壁に沿った長さ ($s = S/D_h$)

実験においては、壁面温度は流路壁上に点溶接された熱電対によって離散的に測定されているので、その測定結果を上式に代入するために、上のエネルギー方程式を次のように差分近似する。

$$q_{sub}(i) = q_{in}(i) + \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D_h} \left(\frac{t_w(i+1) - t_w(i)}{\Delta s(i+1)} - \frac{t_w(i) - t_w(i-1)}{\Delta s(i)} \right) / \frac{1}{2} (\Delta s(i+1) + \Delta s(i)) \quad (2-8)$$

この式の t_w に測定された壁面温度を代入することで、壁面上局所の q_{sub} を求めることができる。この式から分かる通り、壁面局所の熱流束は、壁厚さが0、もしくは壁面の材質の熱伝導率が0である場合には、非加熱領域では0となる。したがって、実質の局所熱伝達率 Nu_{sub} は、壁内の周方向熱伝導によって強く影響されることが予想される。

図2-14は、部分加熱された円管の熱的に完全に発達した領域における見掛けと実質双方の熱伝達率の流路周方向への分布の一例を示したものである。この図から分かるように、流路壁の実質の局所熱伝達率は、加熱領域とそれに対向す

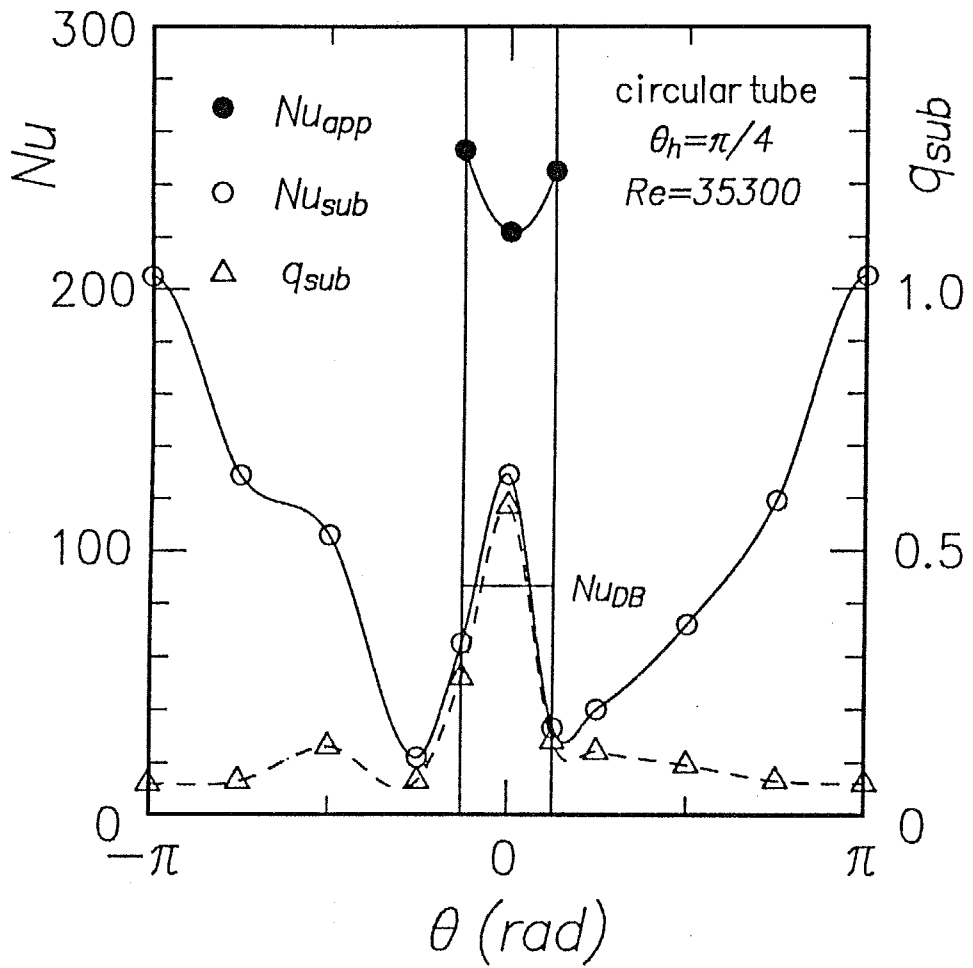


図 2 - 1 4 円管の局所熱伝達率の流路周方向への変化

る非加熱領域中央で高く、加熱領域、非加熱領域境界近傍の非加熱領域で低い値となっている。また、加熱領域の実質の熱伝達率の平均値は、概ね流路の周平均熱伝達率と等しいことも分かる。非加熱領域中央での熱伝達率の向上は、この部分が物理的に熱伝達に優れることを示すものではなく、壁面温度が流体の混合平均温度に近づいたため、単に熱伝達率の定義上高い値を示しているにすぎない。この点から言えば、本論文で扱っているような流路の加熱条件が非均一である場合の熱伝達率の定義に流体の混合平均温度を用いることに問題があるといえるが、ここでは一般性を優先して、壁面温度と流体の混合平均温度との差を代表温度差とする熱伝達率を使用した。

一方、加熱領域において定義される壁面の見掛けの局所熱伝達率は、同じ位置における実質の熱伝達率に比べて大幅に向上しており、特に加熱領域、非加熱領域境界近傍での向上が著しい。これは壁内周方向の熱伝導によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ分散される、いわゆる”非加熱領域のフィン効果”によるものである。したがって、この見掛けの熱伝達率の向上の程度は、壁の熱伝導率と厚さ、流体の熱伝導率、熱伝達率、および加熱領域の形状などによって変化すると考えられるが、これについては後の壁内熱伝導の影響の章で詳しく述べる。

図2-15、16は、見掛けの局所熱伝達率と実質の局所熱伝達率を、ふく射的に加熱されるsine形断面流路（1周期）に対して同様に求めたものである。図2-15には平面壁側から加熱された場合の結果を、図2-16には曲面壁側から加熱された場合の結果を、それぞれ示した。これらの実験では、流路断面形状の複雑さの割りに少ない点でしか壁温測定を行っていないため、その結果を差分近似して求める壁面局所の伝達熱量にややばらつきを生じ、その結果、実質の局所熱伝達率にもばらつきが現れているが、これらの結果は図2-14に示した円管の場合と概ね同様の傾向を示している。ただし、この場合の加熱領域の見掛け

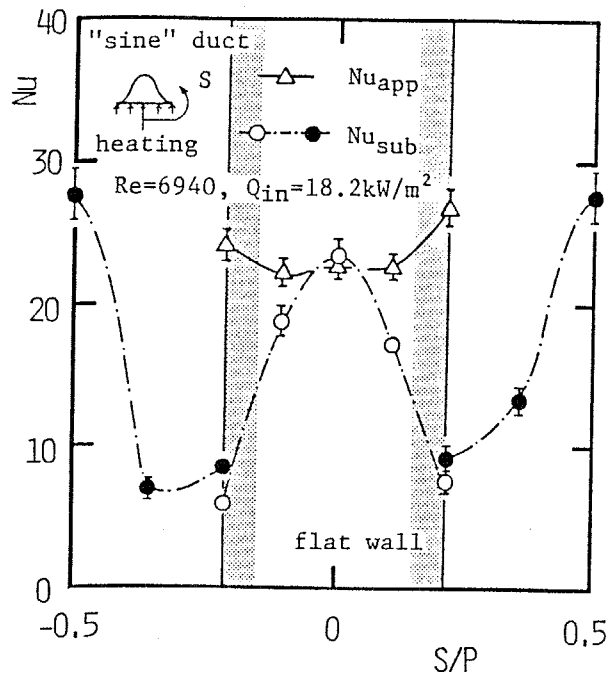


図 2 - 1 5 sine形断面流路の局所熱伝達率の流路周方向への変化 (平面壁加熱)

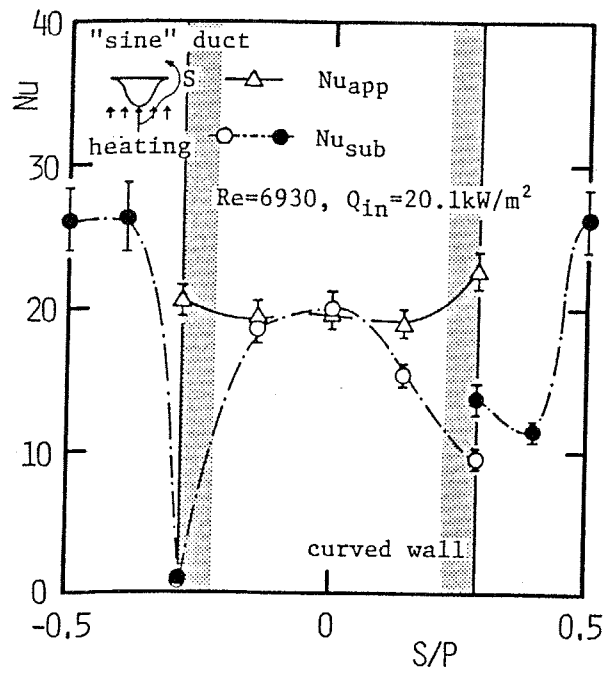


図 2 - 1 6 sine形断面流路の局所熱伝達率の流路周方向への変化 (曲面壁加熱)

の熱伝達率の向上は、流路が平面壁側、曲面壁側いずれから加熱される場合でも、円管の場合より小さいことが分かる。これは、ここに示したsine形断面流路では加熱領域と非加熱領域がほぼ同面積であり、非加熱領域が加熱領域の約7倍の大きさであった円管に比べて、非加熱領域のフィン効果が小さいためである。この点から類推すると、同じsine形断面流路でも、非加熱領域の壁面積が加熱領域のそれに比べて大きい平面壁加熱の方が、曲面壁加熱の場合に比べて、壁内周方向熱伝導の影響が大きいと予測され、事実、図2-15と図2-16を詳細に比較すると、図2-15に示した平面壁加熱の結果の方が、加熱領域における見掛けの熱伝達率と実質の熱伝達率の差がわずかながら大きくなっている。したがって、壁内の周方向熱伝導を有効に利用するという観点からは、sine形断面流路は平面壁側に熱負荷を受けるように使用した方が有利であると言える。しかし、核融合炉第一冷却壁のようにふく射的な高熱負荷を受ける流路では、加熱壁壁温を低く抑えることが重要であり、この点では斜辺にふく射熱流束を受ける曲面壁加熱の方が、局所の加熱熱流束を小さく抑えられて、有効である。実際、実験でも、加熱が完全にはふく射的ではないにもかかわらず、 $t_w - t_b$ は曲面壁加熱の方が2~3割低いという結果を得た(図2-17、18)。流路周平均の熱伝達率も、曲面壁加熱時の方が平面壁加熱時よりも高いことは前節で述べた通りであり、これらのことから、エンボストパネル型の核融合炉第一冷却壁は、曲面壁側に熱負荷を受けるよう使用すべきであると結論できる。

2-3 部分加熱を受ける流路の伝熱特性に対する他の形態の伝熱の影響

部分加熱を受ける流路の伝熱特性には、流路断面形状や加熱条件等の基本的な性質の他に、他の形態の伝熱機構、例えば、流路内の強制対流に重調して生じる

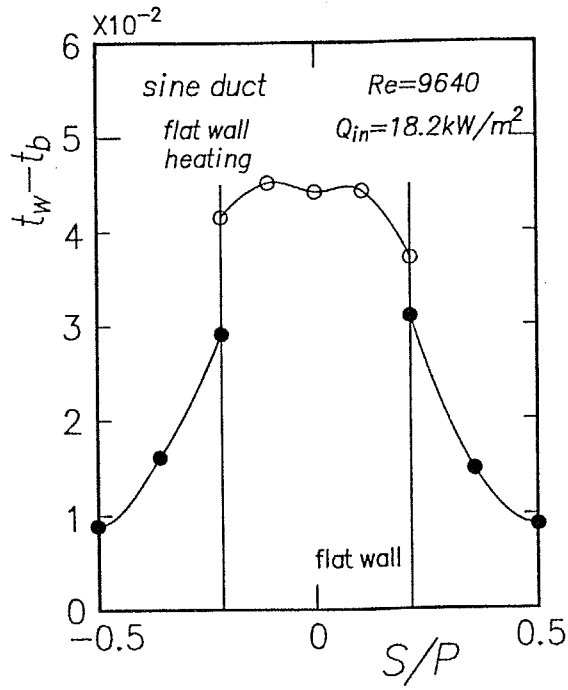


図 2 - 1 7 sine形断面流路の壁面温度の流路周方向への変化 (平面壁加熱)

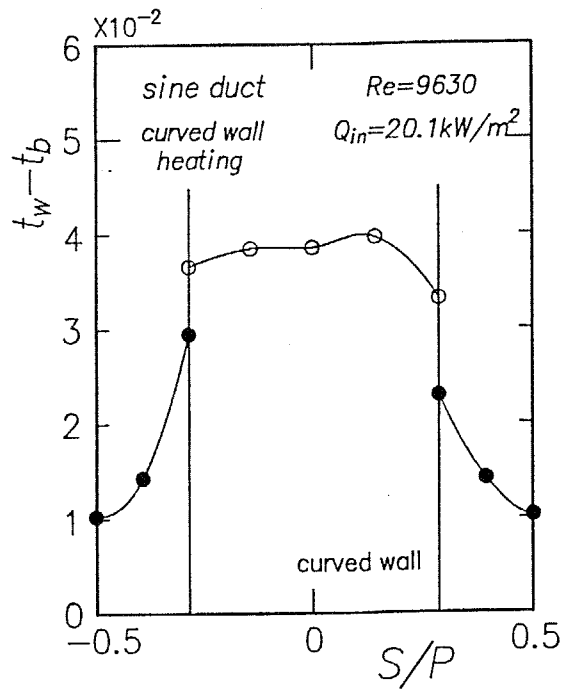


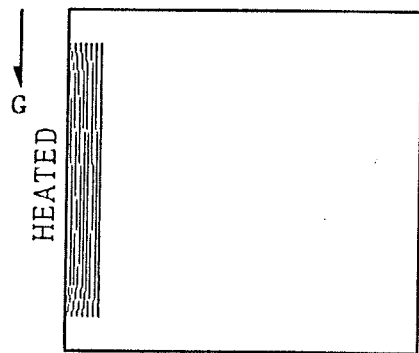
図 2 - 1 8 sine形断面流路の壁面温度の流路周方向への変化 (曲面壁加熱)

自然対流、壁内周方向に生じる大きな温度差によって起こる壁面相互換のふく射伝熱や壁内周方向の熱伝導が影響を及ぼす。伝熱実験によって得られた結果には、これらの影響が既に含まれており、これらを分離評価することは容易ではない。そこでここでは、実験結果からこれらの影響の大きさを求め、数値解析を用いたこれらの評価の一助とすることにする。

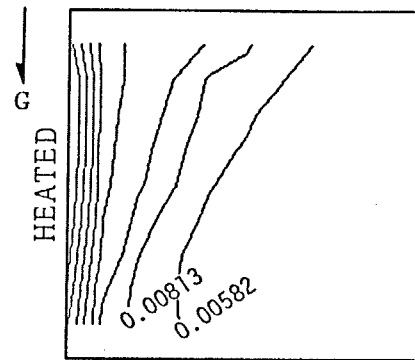
2-3-1 伝熱特性に対する自然対流の影響

周方向に非均一な加熱を受ける流路が水平におかれ、かつ加熱領域が側方にある場合には、流路断面内の浮力による自然対流は1つの大きな渦となり、一般の均一加熱流路において生じるような対の渦とはならないため、流路の伝熱に対してより強い影響を及ぼすと考えられる。そこで本研究では、矩形流路、円管の双方において、加熱を側方から行って、自然対流の影響を温度分布の（上下の）非対称性から容易に判断できるようにした。また、矩形断面流路では、後に述べる壁内の周方向熱伝導の影響をもできるだけ排除するよう、流路壁を非金属材料（ベークライト、石綿スレート）で作成してあるため、ふく射伝熱の寄与の少ない部分では、自然対流の影響のみをほぼ純粹に見ることができると考えられる。

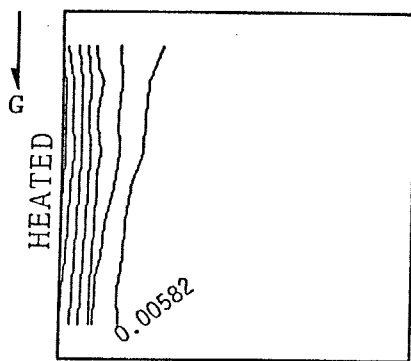
図2-19～21は、上記の矩形断面流路の各測定断面における流体温度分布の流れ方向への発達の様子を示したものである。それぞれの流れと加熱の条件は、 $Re=9300$ 、 $Q_{net}=0.104 \times 10^4 W/m^2$ （図2-19）、 $Re=12800$ 、 $Q_{net}=0.113 \times 10^4 W/m^2$ （図2-20）および $Re=18000$ 、 $Q_{net}=0.124 \times 10^4 W/m^2$ （図2-21）である。これらの図を見て分かる通り、流路断面内の流体温度分布は、 Re 数が小さく、加熱熱流束が大きい場合ほど上下に強い非対称性を生じ、上方ほど高い温度分布が測定されている。これは流路内に生じた自然対流の影響に他ならない。すなわち、加熱壁（図では左側壁）近傍で温められた流体は浮力によって上方へ移流し、それに伴って加熱壁下方には流路中央部から低温の流体が流れ込んで、結果として1つの大きな旋回流（図では時計廻り）を生じる。この旋回流によってエンタル



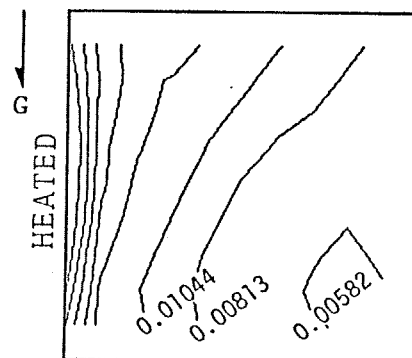
(a) isotherm at $Z/H_h = 1$



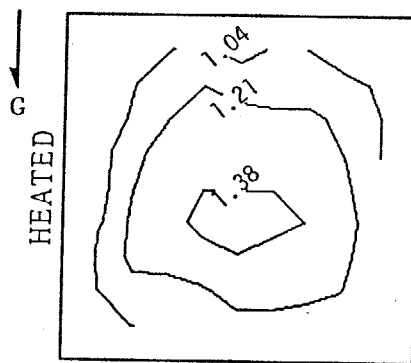
(c) isotherm at $Z/H_h = 41$



(b) isotherm at $Z/H_h = 21$

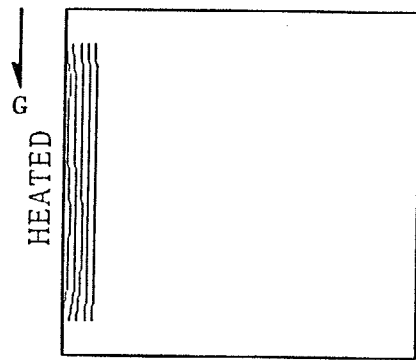


(d) isotherm at $Z/H_h = 61$

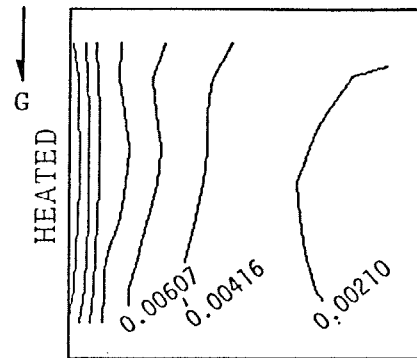


(e) isovelo at $Z/H_h = 51$

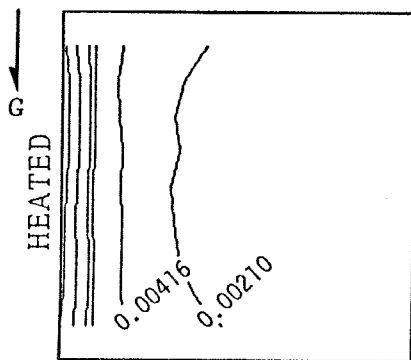
図 2 - 1 9 流体温度分布の発達の様子 ($Re = 9300$, $Q_{net} = 0.104 \times 10^4 W/m^2$)



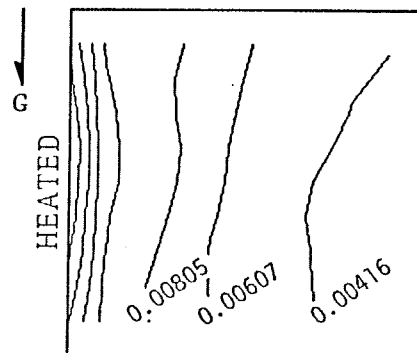
(a) isotherm at $Z/H_h = 1$



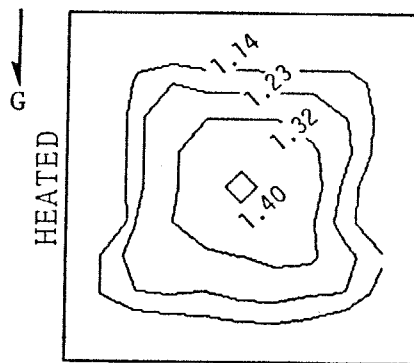
(c) isotherm at $Z/H_h = 41$



(b) isotherm at $Z/H_h = 21$



(d) isotherm at $Z/H_h = 61$



(e) isovelo at $Z/H_h = 51$

図 2 - 2 0 流体温度分布の発達の様子 ($Re=12800$, $Q_{net}=0.113 \times 10^4 W/m^2$)

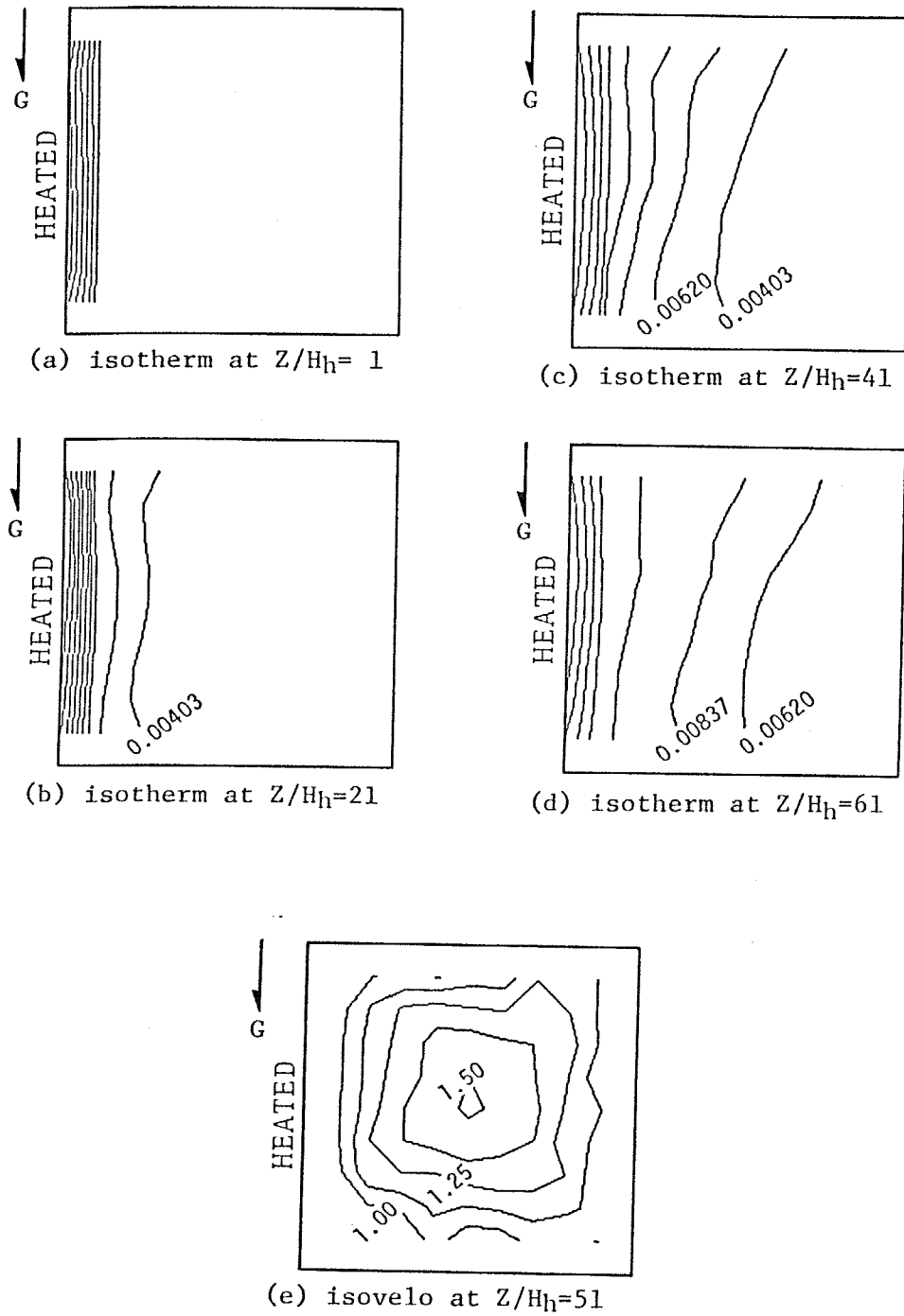


図 2 - 2 1 流体温度分布の発達の様子 ($Re=18000$ 、 $Q_{net}=0.124 \times 10^4 W/m^2$)

ピが輸送され、これらの図に示したような温度分布となる。またこれらの図中には、第6測定断面 ($Z/D_h=51$) における流速分布の実測値をも示してあるが、いずれの測定結果とも、発達した流速分布からの偏差は小さく、自然対流によって特に影響された様子は見られない。これは、側方のみから加熱される流路内の自然対流、特に流れ場が乱流である場合の自然対流は、上で述べた通り、流路断面内のほぼ中央を中心とする1つの渦（旋回流）となるため、本質的にこの2次流れによる運動量輸送は、流速分布には影響を及ぼしにくいからである。

これらの実験結果から、 $Z/D_h=41$ における加熱領域の見掛けの平均熱伝達率を求め、そのときのRe数に対してプロットしたものが図2-22である。この図に見られるように、これらの実験範囲では、加熱領域の見掛けの熱伝達率（矩形断面流路の場合、壁内熱伝導の影響は無視し得る程度に小さいので、加熱領域の実質の熱伝達率にほぼ等しい）は、いずれも均一加熱される円管の発達した熱伝達率の実験式（Dittus-Boelter、図2-22中の実線）と実験誤差内で一致しており、特に熱伝達率に対する自然対流の影響はあらわれていない。また、流速分布に対する2次流れの影響が小さいことから予想されるように、実験流路試験部両端で実際に測定された圧力損失にも自然対流の影響は見られなかった。

ここに示した矩形断面流路における実験結果は、流路壁の耐熱度の関係で、加熱熱流束こそあまり大きくない（概ね 1kW/m^2 のオーダー）が、流速（Re数）が小さく、流路の代表長さも大きい（ 50mm ）ため、自然対流の影響はあらわれやすいと考えられる。すなわち強制対流に重調して生じる自然対流の伝熱および圧力損失に与える影響の大きさは流れが層流の熱的発達過程においては、第4章に述べるように、 Gr^* 数の大きさのみで決定されるが、ここで示した実験結果とこの値を同一とする実際的な冷却流路（ヘリウム冷却、 $k=0.3\text{W/mK}$ 、 $Re=1.9\times 10^5$ 、 $\nu=0.074\times 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$ 、 $D_h=0.02\text{m}$ ）⁽²⁻⁴⁾の加熱熱流束は、概ね 270kW/m^2 となる。さらに、ここに示されるような乱流場においては、流路の熱伝達率がRe数の0.8乗に比

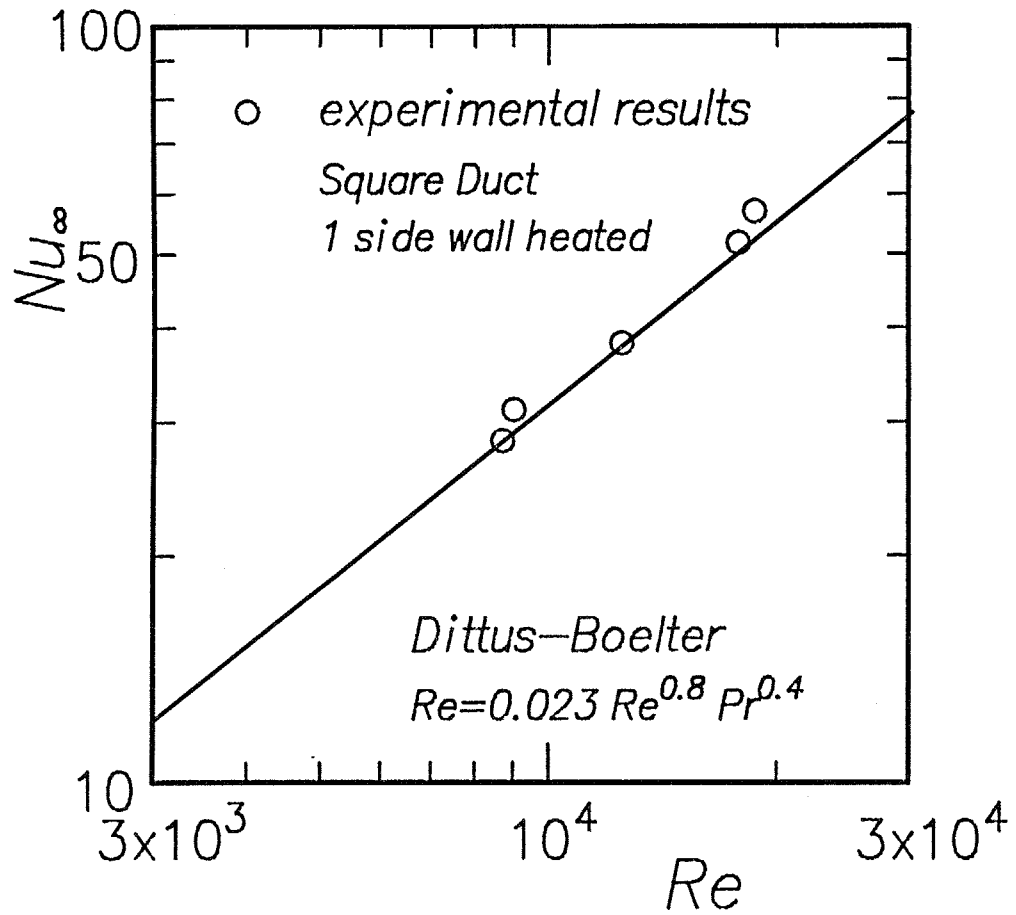


図 2 - 2 2 矩形流路の加熱領域の発達した熱伝達率の
 レイノルズ数に対する変化

例し、実際の流路内に実験と同程度の温度分布を生じさせるためには6～10倍程加熱量を大きくする必要があること、また乱流場では等価的に流体の粘性が大きくなることなどを考え合わせれば、実際のガス冷却流路において本実験結果と同等の自然対流を生じさせるためには、加熱熱流束を数～10数MW/m²とする必要があると予想される。このような条件においても、流路内の自然対流による2次流れの伝熱および流動に対する影響は、先に示した通り小さく、実際の核融合炉第一冷却壁の冷却流路においては、自然対流の影響は考慮する必要が無いといえる。ただし、本研究で検討を加えた自然対流は、流路が水平におかれている場合についてのみであり、浮力が流れ方向に加わる場合（流路が鉛直におかれている場合）については別途検討を要する⁽²⁻⁵⁾。

2-3-2 伝熱特性に対するふく射伝熱の影響

本研究で取り扱うような周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路においては、流路壁周方向に強い温度分布が生じるから、加熱領域から対向する非加熱領域へのふく射伝熱が流路の伝熱特性に対して不可避免的に大きく寄与する。したがって、その寄与の程度や伝熱特性に対する影響を知ることはきわめて重要であると言える。しかしながら、ふく射伝熱は非線形性の強い現象であり、無次元数を使用した相似則が成立せず、壁面温度の低下に伴って急速に減少するため、実験的検討が行い難いこともまた事実である。本研究における伝熱実験においては、当然ながら、実際に想定されている核融合炉第一冷却壁の冷却流路の熱的条件をそのまま適用することはできず、流路壁の耐熱度等の制約からより低い温度範囲で実験を行わざるを得なかったから、ここで得られたふく射伝熱の影響は、実際に生じると考えられるものよりもかなり小さなものであるといえる。したがって、本格的なふく射伝熱の非均一加熱流路の伝熱に対する影響の検討は、より広範な条件での検討の可能な数値解析によるものとし、ここでは、実験できる範囲で生じるふく射伝熱の大きさ、性質を示すにとどめておく。

図2-23は、平面壁側に熱負荷を受けるsine形断面流路（1周期）の熱的に発達した領域における壁上の局所伝達熱流束の分布を示したものである。これらの熱流束は、前節で示した壁内熱伝導による熱負荷の分散を差分近似した式によって求めた。この図中には、加熱熱流束が高く（ $Q_{in}=50\text{kW/m}^2$ ）、壁面温度の高い場合の結果（○印）と、低い加熱熱流束（ $Q_{in}=18.2\text{kW/m}^2$ ）の場合（△印）の2通りの結果を示してあるが、加熱領域の伝達熱流束は、高熱負荷の方が低熱負荷の場合よりも大きくなっている。これは、壁上局所の伝達熱流束を求めるのに使用した式では、ふく射伝熱を考慮していないためであり、実際には、この分の熱負荷はふく射伝熱によって加熱領域から非加熱領域へ伝えられていると考えられる。この差の大きさは概ね5%程度であって、さほど大きな値ではないが、これは壁内の周方向熱伝導によって、加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ分配され、非加熱領域の壁面温度が上昇するため、ふく射伝熱が抑えられているからである。

本研究で取り扱っているような、周方向に非均一な加熱を受ける流路においては、壁面温度の高い加熱領域と、壁面温度の低い非加熱領域が正対しているから、加熱領域から発せられたふく射熱流束は、流路流れ方向にほとんど拡散することなく、ほぼ全てが直接対向する非加熱領域へ至ると考えられる。したがって、このような流路の壁面相互間のふく射伝熱量は、加熱領域と非加熱領域をそれぞれ平行平板と見た平行平板流路間のそれで見積もることができる。すなわち、加熱領域から発せられるふく射熱流束 Q_{rad} は、加熱領域、非加熱領域の壁面温度を T_h 、 T_c 、射出率を ε_h 、 ε_c とすれば、

$$Q_{rad} = \frac{\varepsilon_h \varepsilon_c}{\varepsilon_h + \varepsilon_c - \varepsilon_h \varepsilon_c} (\sigma T_h^4 - \sigma T_c^4) \quad (2-9)$$

σ : ステファンボルツマン定数 ($5.67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$)

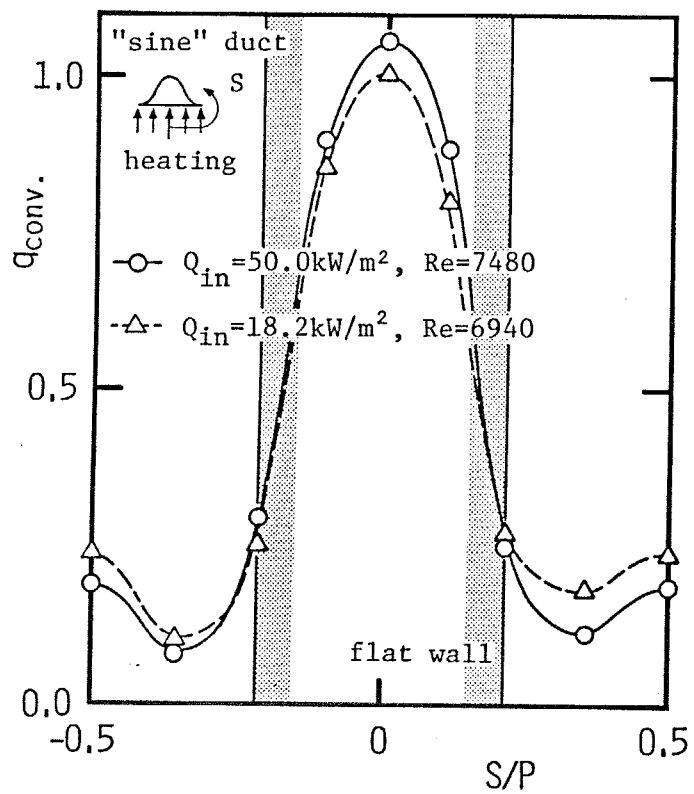


図 2 - 2 3 局所伝達熱流束分布に対するふく射伝熱の影響

であらわされる。実際に図3-23に示した結果に対して上式を計算してみると、高熱負荷流路 ($Q_{in}=50\text{kW/m}^2$) の場合、 $T_h\sim 885\text{K}$ 、 $T_c\sim 652\text{K}$ であり、 $\varepsilon_h=\varepsilon_c=0.3$ とすると⁽²⁻⁶⁾

$$Q_{rad} = 4330 \text{ W/m}^2$$

$$\therefore Q_{rad}/Q_{in} = 0.087$$

一方、低熱負荷流路 ($Q_{in}=18.2\text{kW/m}^2$) においても同様にふく射伝熱が考えられるから、 $T_h\sim 575\text{K}$ 、 $T_c\sim 443\text{K}$ として、 Q_{rad} は

$$Q_{rad} = 708 \text{ W/m}^2$$

$$\therefore Q_{rad}/Q_{in} = 0.039$$

図2-23に示した2つの加熱領域局所の熱流束分布には、この差約5%があらわれており、このような簡単な近似でも、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の壁面相互間のふく射伝熱を高精度に推定することができると言える。ただし、実際の受熱流路は金属製であると考えられ、その場合には、流路壁面温度分布には壁内の周方向熱伝導が強く影響する。したがって、上記の方法で壁面相互間のふく射伝熱の大きさを推定する場合には、ふく射伝熱に併せて、壁内熱伝導の影響を同時に考慮する必要がある、手順はやや繁雑となる。この手法については、第7章で詳しく述べる。

2-3-3 伝熱特性に対する壁内の周方向熱伝導の影響

以上に示した実験結果の整理において再三述べてきた通り、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の伝熱特性には、流路壁内の周方向熱伝導が顕著な影響を及ぼす。例えば、図2-23に示したように、周方向に部分的な加熱を受ける流路の加熱領域の伝達熱流束は加熱熱流束よりも小さく、その分だけ非加熱領域の伝達熱量が増加する。したがって、このような流路の壁面温度は、壁内に熱伝導が無いとして求めたものよりも、加熱領域で低く、非加熱領域で高くなる。この度合いは図2-14、15、16中の加熱領域の見掛けの熱伝達率の向上の程度に

示されているが、この性質を巧く利用すれば、核融合炉第一冷却壁の冷却流路のように、周方向に非均一なきわめて高い熱負荷を受ける流路の限界熱流束を大きく向上させることができる。そのためには、非均一加熱流路の伝熱に及ぼす壁内熱伝導の影響を、熱設計時に予測、評価する必要がある。本研究ではこの影響の評価のために、非加熱領域を加熱領域に付加された拡大伝熱面（フィン）として見なす”疑似フィン”の概念を提案し、疑似フィンのフィン効率を用いて壁内熱伝導の効果を整理することを試みている（第6章参照）が、ここではその概念の妥当性を確認するために、実験結果から疑似フィン、すなわち非加熱領域のフィン効率を求め、それによる壁内熱伝導の整理を行う。

図2-24は、外周上を部分加熱される円管の伝熱に対する壁内熱伝導の影響を、実験結果から非加熱領域のフィン効率の形で求めてみた結果である。ここでフィン効率は、一般的な定義と同様、

$$\text{フィン効率 } \phi = \frac{\text{フィン（非加熱領域）から実際に放出される熱量}}{\text{フィン（非加熱領域）全てがフィン根元（加熱領域-非加熱領域接合点）と同一温度であるとしたときの放熱量}}$$

として求めた。この図に見られるように、周方向に部分加熱される円管の非加熱領域の相当フィン効率 ϕ は、フィン効率の整理において良く用いられる u

($= (2\pi - \theta_h) / 4 \sqrt{\text{Nu} / (k_w \delta / k D_h)}$) なる値に対して概ね一つの傾向を示している。

図中の実線は、厚さ一定の長方形フィンのフィン効率の理論解⁽²⁻⁷⁾

$$\phi = \tanh u / u \quad (2-10)$$

をあらわしているが、この結果と実験から求めた非加熱領域の相当フィン効率と

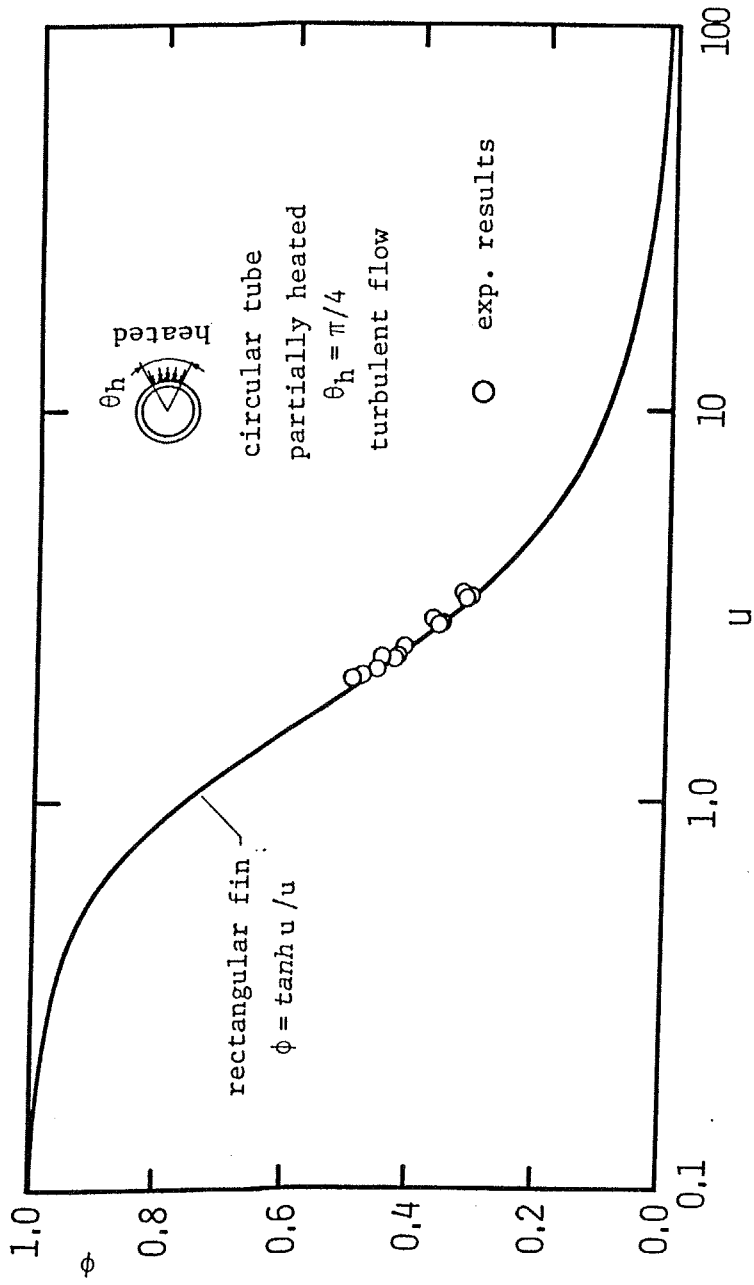


図 2-24 円管の非加熱領域の相当フィン効率

はきわめて良い一致を見せており、周方向に部分的な加熱を受ける円管の伝熱に対する壁内熱伝導の影響は、その非加熱領域を厚さ 2δ 、高さ $(2\pi - \theta_h)D/4$ の長方形フィンと見なし、そのフィン効率を用いることで高精度に整理できることが分かる。

一方、流路の断面形状が円でない場合について、同様に壁内熱伝導のフィン効率による整理を試みた結果を図2-25に示す。この図は、平面壁、あるいは曲面壁のいずれかの側面からふく射的な加熱を受けるsine形断面流路(1/2周期)の非加熱領域の相当フィン効率を示したものである。ただし、この場合の相当フィン効率は、次のように定義した。

$$\text{フィン効率 } \phi = \frac{\text{フィン（非加熱領域）から実際に放出される熱量}}{\text{フィン（非加熱領域）全てがフィン基部（加熱領域）と同一温度、同一熱伝達率であるとしたときの放熱量}}$$

この図に示されるように、非円形断面流路が周方向に非均一に加熱された場合の非加熱領域の相当フィン効率は、部分加熱される円管の場合とは異なり、厚さ一定の長方形フィンのフィン効率(図中の実線)では近似できない。これは、流路断面が非円形である場合には、壁面局所の物理的な(定義によらない)熱伝達率が均一ではなく、フィン上に熱伝達率の分布が存在すること、また、加熱領域と非加熱領域とで熱伝達率が異なるため、上式の定義による相当フィン効率は、フィンが熱的に完全な伝導体であったとしても1となるとは限らないことの2点によるものである。

図2-25中の破線と一点鎖線は、疑似フィンの概念と数値計算から求めた壁上局所の熱伝達率分布を用いて求めたsine形断面流路の非加熱領域の相当フィン効率の推定値である。この推定式は、sine形断面流路(1周期)に対するもので

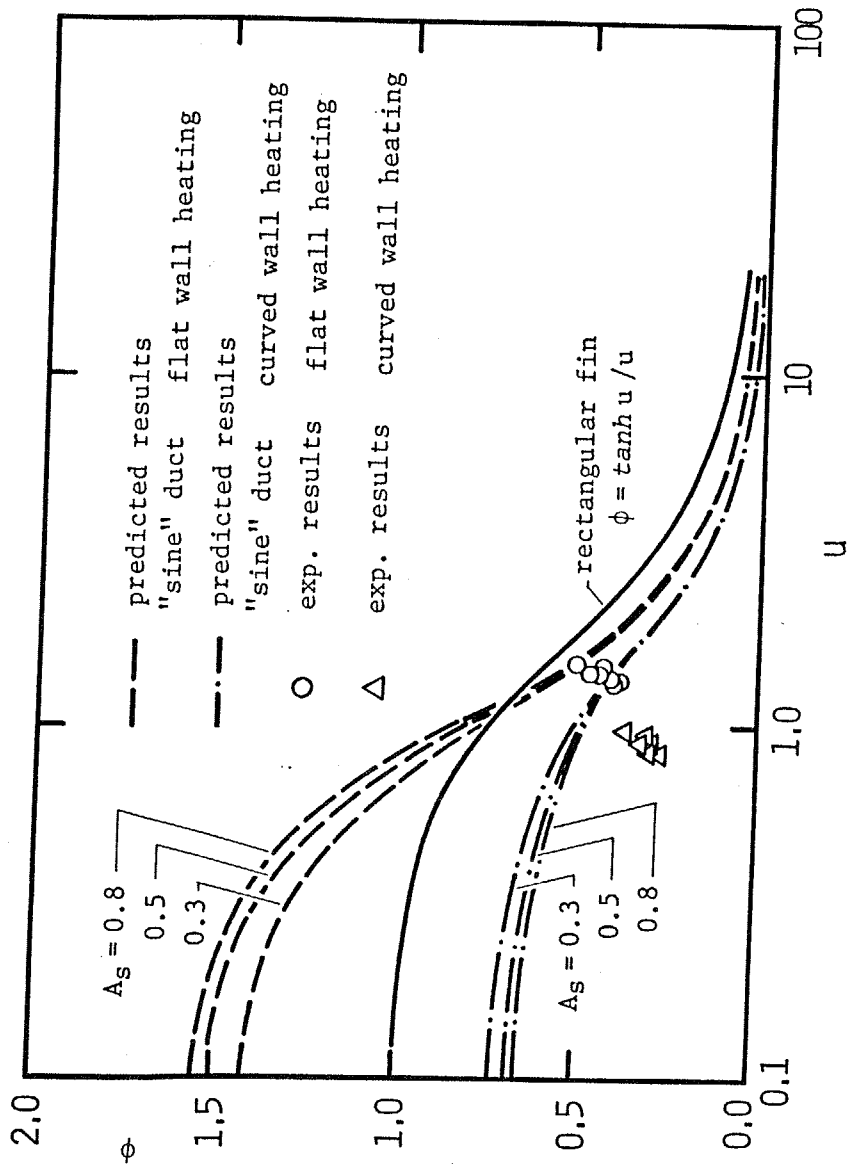


図 2 - 2 5 非円形断面流路の非加熱領域の相当フィン効率

あるため精度はあまり高くはないが、加熱方向による非加熱領域の相当フィン効率の差異は良く表しており、この方法が妥当であることが分かる。なお、この推定式については、第6章において詳しく述べられているので、そちらを参照願いたい。

以上に述べた通り、周方向に部分的な加熱を受ける流路の壁内周方向熱伝導の影響は、流路壁非加熱領域を加熱領域に付加されたフィンとして見なす”疑似フィン”の概念を用い、そのフィン効率を利用することで巧く整理できることが分かった。また、その場合の非加熱領域の相当フィン効率は、流路が円管のように壁面上局所の物理的な熱伝達率が均一と見なせる場合には、厚さ一定の長方形フィンのそれで近似できること、流路断面の非円形度が強く、物理的熱伝達率が均一とは見なせない場合には、それを考慮したフィン効率を用いる必要があることなどが示された。この概念を用いた壁内の周方向熱伝導の伝熱に対する影響の評価、予測法については、第7章で、種々の条件に対して理論計算結果とともに示したので、参照願いたい。

2-4 本章の結論

核融合炉第一冷却壁の冷却流路において見られるような、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の伝熱特性を実験的に求めた。流路の断面形状としては、核融合炉の概念設計において提示されている3種の第一冷却壁構造、すなわち、チューブス、リブドパネル、エンボストパネルに対応させて、円管、矩形（正方形）断面流路およびsine形断面流路を用意し、それぞれの流路内に乱流状態の空気流を流して、その伝熱特性を測定した。その結果、以下に示すような結論を得た。

(1) 測定された壁面温度から求められる流路壁周平均の熱伝達率は、均一に加熱

された流路の場合と同様、流路入口（加熱開始点）近傍で大きく、その後徐々に発達して一定値に近づくが、その発達に要する長さ、すなわち熱的助走区間の長さは、均一加熱流路において報告されているものよりも長く、概ね $30D_h$ 程度を必要とする。これは、非均一加熱流路においては、流路断面内の温度場の浸透可能な距離が均一加熱流路に比べ長いため、温度分布の発達に時間がかかるためである。しかし、発達した後の周平均熱伝達率は、流路断面形状が円形である場合には、均一加熱時の結果とほぼ同一の値となる。

(2) 部分加熱を受ける流路の非加熱領域の壁面温度は、流路壁の材質や熱伝達率の大きさなどによっては、流体の混合平均温度よりも高くなる場合がある。これは流路壁内の周方向熱伝導や壁面相互間のふく射伝熱によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ伝えられ、そこから流体へ伝達されるためである。

(3) 水平に置かれ、かつ、その側方のみから加熱される流路は、均一に加熱される流路よりも、浮力による流路内の自然対流の影響を強く受けると考えられる。しかし、本実験で行い得た条件においては、流路内の自然対流の影響は各断面における流体温度分布を若干歪ませる程度であり、伝熱特性を変化させるほどには大きくなかった。このことから、高い熱伝達率を得るために、きわめて高いRe数の流れで冷却される実際のガス冷却型の第一壁では、流路内の浮力による自然対流は伝熱にほとんど寄与せず、熱設計上、その存在を無視しても良いと考えられる。

(4) 周方向に部分的な加熱を受ける流路では、高温となる加熱領域と低温の非加熱領域が直接良く見える位置にあるため、熱負荷がきわめて高い場合には、壁面相互間のふく射伝熱が無視できない大きさとなると予想される。本実験の実験範囲では、ふく射伝熱が支配的となるほど加熱熱流束を増加させることはできなかったが、高熱負荷時と低熱負荷時の壁面局所の伝達熱流束の差異から、ふく射熱

流束を求めることができた。また、その結果を定量的に評価することによって、加熱領域と非加熱領域とを正対する平行平板と見なしてふく射伝熱量を算定する近似が、実用上十分な精度を有することを示した。

(5) (2)にも示したように、周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱には、壁内の周方向熱伝導による加熱熱負荷の分散が強く影響する。特に、核融合炉第一冷却壁のように高熱負荷を受ける流路は、その耐熱度を向上させるために金属で作成されることが多く、その場合には、流路の伝熱に対する壁内熱伝導の影響は一層顕著となる。この壁内周方向熱伝導は、高熱負荷流路の限界熱流束を決定する上で重要な加熱領域の（見掛けの）熱伝達率を大きく向上させるが、この性質を利用するためには、流路の熱設計において、流路壁内の熱伝導が伝熱に及ぼす影響を予測、評価する必要がある。そこでここでは、周方向に非均一な加熱を受ける流路の非加熱領域を加熱領域に付加された拡大伝熱面（フィン）と見なし、疑似フィンの概念を提案し、そのフィンのフィン効率によって壁内熱伝導の伝熱への影響を整理することを試みた。その結果、円管の非加熱領域の相当フィン効率は厚さ一定の長方形フィンのそれで精度良く表されること、流路断面が非円形である場合にも、壁面局所の熱伝達率の非均一さを考慮すれば、非加熱領域のフィン効率が予測可能であることが分かった。

このように周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱特性を実験的に求めることによって、核融合炉第一冷却壁の冷却流路のおいて見られるであろういくつかの特徴的な伝熱形態を知ることができた。しかしながら、周知の通り、伝熱実験では流路の熱的条件を大きな幅で変化させることが難しく、また、自然対流、ふく射伝熱、壁内熱伝導などの付加的な伝熱形態の影響を独立に抜き出して検討することができない等、熱設計資料を得るのに不可欠なパラメトリックな検討が事実上不可能であるため、本研究の主目的にそぐわないこともまた事実である。そ

ここで本研究では、核融合炉第一冷却壁の熱設計資料を得るために、本章の伝熱実験結果によって妥当性を確認した数値解析結果、およびそれから導出される近似的取り扱い法を主に利用して、次章以下に検討を加えることとする。

第3章

非均一加熱される流路の伝熱に関する数値的検討

前章においても述べた通り、周方向に非均一に加熱される流路の伝熱には種々の要因（例えば流路壁内の熱伝導など）が互いに関連しあって影響するため、伝熱実験の結果から個々の影響を純粹に抜き出して評価することは極めて難しい。また伝熱実験では、用いる装置の制約から、変更できる実験条件を大きな幅で変化させることが難しいので、得られた結果から熱設計資料を得るためには伝熱実験は不向きである。それ故、本研究では主に数値解析によって非均一加熱を受ける流路の伝熱特性を求め、その結果を評価検討して熱設計資料の形にまとめることにする。数値解析は、伝熱特性に影響を及ぼす個々の要因を全く独立に検討できる上に、流路の熱的条件を極めて広範囲に変化させられるため、本論分の目的に合致しているが、一方では基礎方程式系、境界条件の選定や解析スキームの開発にあたって十分な注意を払わないと、現実に即さない結果を算出することにもなりかねないので、ここではまず計算に使用する物理モデル及び基礎方程式系、ならびに計算手法について検討を加えておくことにする。なお、本研究で扱う数値解析においては、流体の温度上昇に伴う物性値変化の影響は、浮力による自然対流の発生を除いては考えないこととする。流体の物性値変化の伝熱に対する影響については付録-Cに実験的検討の結果を示しているため、そちらを参照願いたい。

3-1 物理モデルならびに数値解析手法

本論文においては周方向に非均一な加熱を受ける (a) 矩形流路、(b) 円管、および (c) sine 形断面流路（三角形断面流路を含む）の伝熱特性を数値的に求める。これらの流路は図 3-1 に示した核融合炉概念設計⁽³⁻¹⁾において提案されている第一冷却壁構造のリブパネル、チューブス、エンボスドパネルの冷却流路にそれ

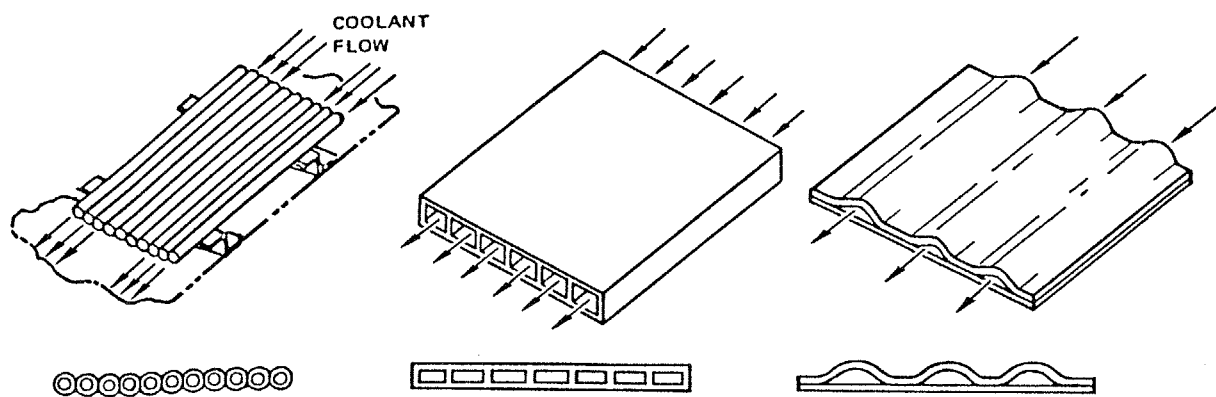


図3-1 核融合炉概念設計において検討された第一冷却壁構造

それぞれ相当する。各々の物理モデル及び基礎方程式、境界条件を以下に示す。

(a) 非均一加熱を受ける矩形流路

周方向に非均一な加熱を受ける矩形流路の物理モデルを図3-2に示す。流路断面はアスペクト比 A_0 の矩形（加熱壁高さ h ）であり、水平におかれているとする。加熱は一垂直壁のみを熱流束一定の条件で行うとし、他の3壁は断熱されているとする。流れは流路入口（加熱開始点）において完全に発達した流速分布をもつ層流もしくは乱流である。本論文で取り上げたガス冷却される核融合炉第一冷却壁の冷却材として考えられている加圧ヘリウムは、幸いなことに、実用温度域では相変化を起こさず、また純ニュートン流体として取り扱えるから、流体の自然対流（浮力）に関わる密度変化以外の物性値の変化を無視し（ブシネ近似）、また粘性散逸を考えなければ、流路中の流れ場及び温度場は次の基礎方程式で表すことができる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3-1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{mx}) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{my}) \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{Gr^*}{Re^2} (t - t_b) \quad (3-2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{mx}) \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{my}) \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3-3)$$

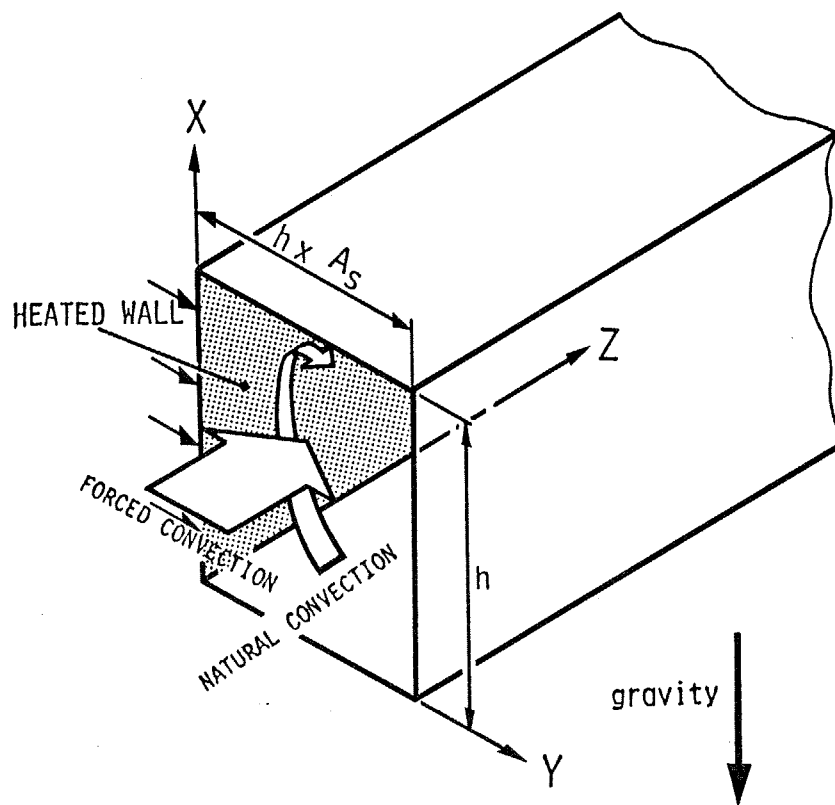


図 3 - 2 矩形断面流路の解析モデル

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{mx}) \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{my}) \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (3-4)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + w \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{hx}) \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{hy}) \frac{\partial t}{\partial y} \right) \quad (3-5)$$

ここで、

$$\text{Re} = \frac{W_m h}{\nu}, \quad \text{Gr}^* = g \beta \frac{Q_{in} h}{k} \frac{h^3}{\nu^2}$$

尚、これらの方程式は次の形で無次元化されている。

$$\begin{aligned} x &= X / h, & u &= U / W_m \\ y &= Y / h, & v &= V / W_m \\ z &= Z / h, & w &= W / W_m \\ t &= (T - T_0) / \frac{Q_{in} h}{k}, & p &= (P - P_0) / \frac{1}{2} \rho W_m^2 \end{aligned} \quad (3-6)$$

また、運動方程式およびエネルギー方程式中のZ方向（流れ方向）の拡散は他の方向のそれに比べて小さいとして無視した。さらに、運動方程式およびエネルギー方程式中の ε_m および ε_n は、それぞれ乱流のブシネ近似⁽³⁻²⁾に基づく乱流動粘性係数と乱流温度伝播率である。これについては後述する。

図3-2に示した物理モデルに相当する境界条件は、流路壁相互のふく射伝熱

と壁内の周方向熱伝導を無視すれば、基礎方程式と同様に無次元化した形で次の通りである。

$$\text{壁面で: } u = v = w = 0$$

$$\frac{\partial t}{\partial y} = -1 \quad (y=0)$$

$$\frac{\partial t}{\partial x} \quad \text{or} \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad (x=0,1, y=A_s) \quad (3-7)$$

流路入口（加熱開始点）で：

$$u = v = 0$$

w : 完全に発達した流速分布

$$t = 0, \quad p = 0$$

壁相互間のふく射伝熱と壁内熱伝導に関しては、各々の影響に関する検討の項で詳しく述べる。

(b) 非均一加熱を受ける円管

周上の一部分のみを加熱される円管の解析モデルを図3-3に示す。加熱は流路壁上の一部分 $\theta = \pi \pm \theta_h/2$ のみを熱流束一定の条件で行い、他の部分は断熱されている。本来、図3-1に示した第一冷却壁構造の中のチューブスなる形式を模擬するためには、流路壁の加熱条件はふく射的（一定熱流束に流路壁各所の方向余弦を乗じたものを加熱熱流束とする）であるべきであるが、ここでは周方向の非均一加熱条件が伝熱に与える影響を明確にし、また後に述べる壁内熱伝導の伝熱への影響の整理の便を考えて、ここに示す”部分加熱”と呼ぶべき加熱条件を採用した。流路内の流れは、矩形流路と同様、流路入口（加熱開始点）で完全に発達した流速分布を有する層流もしくは乱流とする。

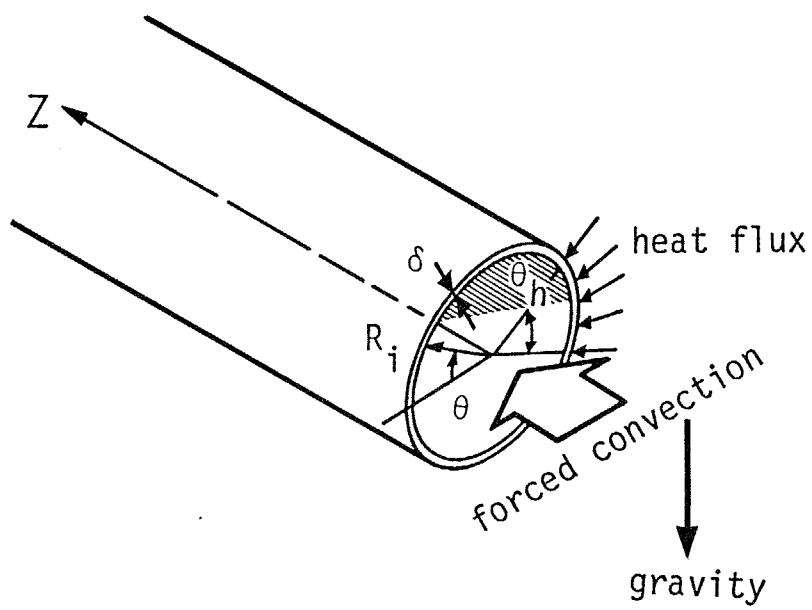


図3-3 円管の解析モデル

このときの流れ場と温度場をあらわす基礎方程式は、流体の物性値にブシネ近似を用い、粘性散逸と流れ方向の運動量と温度の拡散を無視すれば、無次元化した形で次のようになる。

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3-8)$$

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial r} \\ + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{mr}) r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \varepsilon_{m\theta}) \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) &+ \frac{Gr^*}{Re^2} (t - t_b) \sin \theta \end{aligned} \quad (3-9)$$

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial \theta} \\ + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{mr}) r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \varepsilon_{m\theta}) \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right) &+ \frac{Gr^*}{Re^2} (t - t_b) \cos \theta \end{aligned} \quad (3-10)$$

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{mr}) r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \varepsilon_{m\theta}) \frac{\partial v_z}{\partial \theta} \right) & \end{aligned} \quad (3-11)$$

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial t}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial t}{\partial z} \\ = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{hr}) r \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \varepsilon_{h\theta}) \frac{\partial t}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (3-12)$$

ここで、

$$Re = \frac{V_{zm} r_0}{\nu}, \quad Gr^* = g\beta \frac{Q_{in} r_0}{k} \frac{r_0^3}{\nu^2}$$

また、無次元量は次のように定義されている。

$$\begin{aligned} r &= R / r_0, & v_r &= V_r / V_{zm} \\ v_\theta &= V_\theta / V_{zm} \\ z &= Z / r_0, & v_z &= V_z / V_{zm} \\ t &= (T - T_0) / \frac{Q_{in} r_0}{k}, & p &= (P - P_0) / \frac{1}{2} \rho V_{zm}^2 \end{aligned} \quad (3-13)$$

さらに、図3-3の物理モデルに相当する境界条件は、壁面相互間のふく射伝熱と壁中の熱伝導を考えない場合には、次の通りである。

$$\text{壁面で: } v_r = v_\theta = v_z = 0$$

$$\frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=1} = \begin{cases} 0 & (\theta < \pi - \theta_h/2, \theta > \pi + \theta_h/2) \\ 1 & (\pi - \theta_h/2 \leq \theta \leq \pi + \theta_h/2) \end{cases}$$

$$\text{流路入口 (加熱開始点) で:} \quad (3-14)$$

$$v_r = v_\theta = 0$$

v_z : 完全に発達した流速分布

$$t = 0, \quad p = 0$$

(c) 非均一加熱を受ける"sine"形断面流路

同様に周方向に非均一加熱される"sine"形断面流路の計算モデルを図3-4に

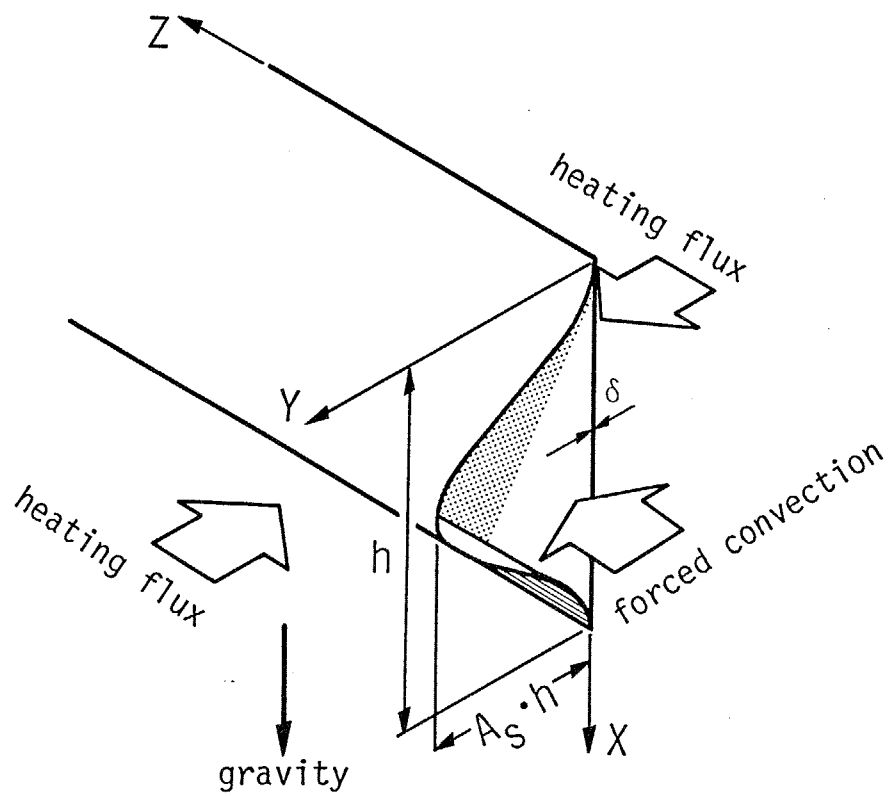


図 3 - 4 sine形断面流路の解析モデル

示す。前述した通り、この計算モデルは第一冷却壁構造の候補の中のエンボストパネルの冷却流路に相当する。エンボストパネルは、製作が容易で溶接部が少なく、中性子損傷も少ないなどの優れた特長を有するが、その伝熱工学的な特性には未知な点が多い。そこでここでは”エンボストパネルの冷却流路としてのsine形断面流路”という点を意識して計算モデルを作成する。

エンボストパネルの流路断面形状には種々が考えられているが、ここではその代表例としてアスペクト比 A_s のsine形あるいは三角形断面流路を考える。加熱は曲面壁（エンボス加工された波板の壁面）側、あるいは平面壁側のいずれか一方からふく射的に行うとし、加熱されない壁面は断熱であるとする（平面壁側から加熱される場合には熱流束一定の加熱条件に他ならない）。流れは、他の流路と同様、流路入口（加熱開始点）で十分に発達した流速分布を持つ層流もしくは乱流とした。このときの流れと温度場の基礎方程式は、他と同様次のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3-15)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{mx}) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{my}) \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{Gr^*}{Re^2} (t - t_b) \quad (3-16)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{mx}) \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{my}) \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3-17)$$

$$u \frac{\partial W}{\partial x} + v \frac{\partial W}{\partial y} + w \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{mx}) \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{my}) \frac{\partial W}{\partial y} \right) \quad (3-18)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + w \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{hx}) \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{hy}) \frac{\partial t}{\partial y} \right) \quad (3-19)$$

ここで、

$$Re = \frac{W_m h}{\nu}, \quad Gr^* = g\beta \frac{Q_{in} h}{k} \frac{h^3}{\nu^2}$$

また、無次元量の定義は以下の通りである。

$$\begin{aligned} x &= X / h, & u &= U / W_m \\ y &= Y / h, & v &= V / W_m \\ z &= Z / h, & w &= W / W_m \\ t &= (T - T_0) / \frac{Q_{in} h}{k}, & p &= (P - P_0) / \frac{1}{2} \rho W_m^2 \end{aligned} \quad (3-20)$$

この基礎方程式を見ても分かるように、この流路内の流れ場、温度場の解析には XYZ 直交座標系を用いている。これは、流路断面形状として "sine" 形と三角形の双方を考える必要があること、いたずらな座標変換は数値計算の計算誤差を増加させるばかりで効果が薄いこと等の理由による。

計算モデルに相当する境界条件は、同様に無次元化した形で次の通りである。

$$\text{壁面で: } u = v = w = 0$$

$$\frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{\text{wall}} = \begin{matrix} 0 & (\text{非加熱壁}) \\ -\cos \delta & (\text{加熱壁}) \end{matrix}$$

ここで、 n は壁面の法線、 $\cos \delta$ はふく射に対する方向余弦

流路入口（加熱開始点）で： (3-21)

$$u = v = 0$$

w : 完全に発達した流速分布

$$t = 0, \quad p = 0$$

ただし壁相互間のふく射伝熱と壁内熱伝導を無視した場合。これらの影響を考慮した境界条件については第5、6章で述べる。

何れの流路のモデルにおいても、乱流場を計算するためには、乱流動粘性係数 ε_m （無次元）と乱流温度伝播率 ε_h （無次元）を定める必要がある。これら乱流諸量を定めるための乱流モデルには多くの種類のものが報告されており、それぞれ一長一短を有するが、ここではそれらの中でも最も単純な0方程式モデルを採用する。0方程式モデルは、基本的に混合長モデルの概念⁽³⁻³⁾から導かれており、壁面せん断応力と壁面からの距離のみによって乱流諸量を決定するものであり（流れ場と同時に解くべき方程式が無いので0方程式モデルと呼ばれる）、簡単に使用できる反面、流れ場に対する適用性に欠けるという欠点をも合わせ持つ。本研究であつかう流路内の流れ場には、幸いなことに、流れの剥離などは生じないと考えられるので、0方程式モデルが無理なく適用できる^{*1}。

0方程式モデルにも流路形状や近似方法などによって様々なものが報告され^(3-4, 5)、使用されているが、ここではそれらの中からCessの式⁽³⁻⁶⁾とよばれる

脚注*1

本研究の流れ場には自然対流の発生が考慮されており、このような混合対流場においては、本来発達した乱流に対して与えられた0方程式モデルは使用できない。しかし、ここでは簡単のために、第0近似として0方程式モデルを使用することにした。この妥当性（適用性）については、伝熱に対する流路内の自然対流の影響の章（第4章）で検討することにする。

ものを選んだ。このモデルは円管内の半径方向の乱流拡散係数を与えるものであり、以下に示されるように流路内の全ての領域における乱流動粘性係数が1つの式で定められるので便利である。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{mr} = 0.5 (1 + 4K^{+2}n^{+2}((r_0+r)^2(r_0^2+2r^2))^2/36r_0^6) \\ \times (1 - \exp(-n^+/A^+))^{0.5} - 0.5 \end{aligned} \quad (3-22)$$

ここで、 $n^+ = n / (\nu/u_+)$ 、 n は壁面からの距離

r は流路中央からの距離、 r_0 は流路内半径である。

周方向に非均一に加熱される流路においては、壁近傍の乱流拡散係数（乱流温度伝播率）の非等方性が伝熱に影響することがBlackらによって明らかにされている⁽³⁻⁷⁾ので、本研究でも乱流拡散係数を非等方として扱う。上に示したCessの式は、前述の通り、円管内の半径方向の乱流拡散係数を与えるものであるが、これを以下のように拡張して非等方乱流を考えた。

すなわち、円管内周方向の乱流拡散係数は壁面の影響を受けないと仮定し、また流路中央では乱流場は等方性であると考えられるから、

$$\varepsilon_{m0} = \varepsilon_{mr}(r=0) = \text{const.} \quad (\text{壁面以外で}) \quad (3-23)$$

$$\varepsilon_{m0} = 0 \quad (\text{壁面で})$$

とする。Gartnerらの報告⁽³⁻⁸⁾に示されている円管内周方向の乱流拡散係数の測定値の分布を見ると、ここで仮定した分布は必ずしも良い近似とは言えないが、ここでは簡単のため上記の周方向拡散係数を用いた。

また、乱流温度伝播率 ε_h は、上記の乱流動粘性係数から次のようにして決定する⁽³⁻⁹⁾。

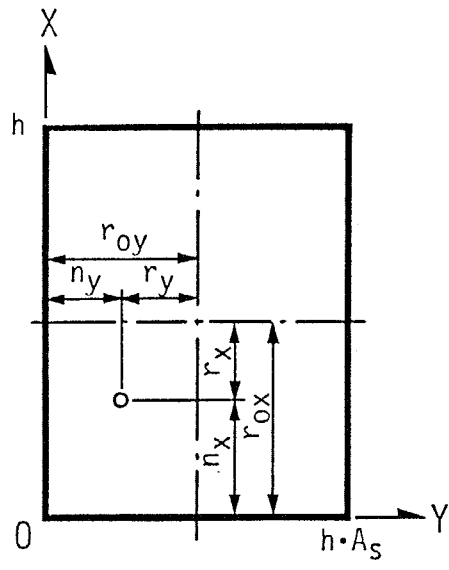
$$\varepsilon_h = \varepsilon_m (Pr / Pr_t) \quad (3-24)$$

Pr_t : 乱流プラントル数 (= 0.9)

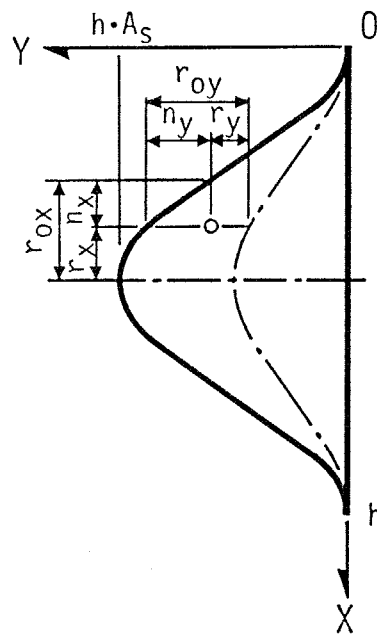
流路断面が円形でない場合には、本来円管のために作成されたCessの式は使用できない。しかし、矩形断面流路やsine形断面流路に対して作成された0方程式モデルは報告されていないので、本研究ではこれらの流路に対してもCessの式を変形して適用することにする。このとき問題となるのはCessの式の中の n (壁からの距離)、 r (流路中心からの距離) 及び r_0 (流路中心から壁までの距離) の扱いである。これに対して本研究では次のように対処した。

(a) 矩形流路 流路断面形状が矩形である場合には座標軸と壁面が直交するので、各々の座標軸の方向に n_x 、 n_y を取る。 r 、 r_0 に関しては、 n の場合と同様に、流路中心線からの長さとして r_x 、 r_y を、流路中心線から壁までの距離として r_{0x} 、 r_{0y} を定める (図3-5(a)参照)。

(b) sine形断面流路 この場合には流路壁と座標軸が直交しないので、壁からの垂直方向の距離に基づいて作成されている本来の0方程式モデルの概念からすればやや厄介であるが、本研究では幸いにも乱流諸量を非等方として扱っている



(a) 矩形流路



(b) sine形断面流路

図3-5 非円形断面流路における乱流の0方程式モデルの取り扱い

ので、 n は(a)の矩形流路と同様に x 、 y 各座標軸方向の距離として定めることにする。また、 r 、 r_0 についても流路中央からの距離として矩形流路と同様に定めた(図3-5(b)参照)。

これらの取り扱いには格別の物理的意味はないが、非円形断面流路内の乱流諸量の分布をある程度良くあらわしていると考ええる。この近似の数値解析結果に対する影響については、次の解析手法の妥当性の節で検討することにする。

なお、各流路モデルにおいて層流熱伝達を計算するためには、 ε_m 、 ε_h 等を0とすれば良いことは言うまでもない。

それぞれの流路内の流れ場、温度場を求めるために、上にあげた基礎方程式を各々の境界条件の下で解析的に解くことは不可能であるので、本研究では差分近似による数値計算を利用した。

ただし本研究で取り上げた流路内の流れ場、温度場は、流路内の自然対流の発生を考慮した場合には3次元的となるため、従来良く用いられている2次元解析の解析手法は使用できない。そこでここではPatankarら⁽⁹⁻¹⁰⁾の提案している、圧力場の修正量を用いる手法(いわゆるsimple法)を用いた。この手法は、流路断面内の圧力分布を断面内平均圧力とそれからの偏差成分で表し、 Z 方向(流れ方向)の流れを計算する際には平均圧力の Z 方向微分のみを、流路断面内流速成分(二次流れ成分)を計算する際には偏差圧力分布のみを考えることによって、各々の計算を分離する巧妙な方法である。この計算手法の詳細についてはPatankarら自身の論文に詳しく述べられているので、そちらに譲ることにする。なお、乱流熱伝達の計算には、差分格子の粗さの影響を除くために、層流場の計算にはないやや特殊な手法を組み合わせ使用した。これについては付録-Aに詳しく述べたので、そちらを参照願いたい。

3-2 解析手法の妥当性

前節に述べたモデル、基礎方程式および解析手法を用いて非均一加熱流路の伝熱特性について検討を加える前に、これらの解析手法が実際の現象を精度良く表す解を導くか否かを検討しておく必要がある。そこで本解析手法によって求められた結果を従来より報告されている他の研究者の結果、あるいは第2章に示した伝熱実験の結果と比較して、その妥当性を確認しておくこととする。

図3-6は、本解析手法により求められた $As=1.0$ の矩形流路内の熱的発達過程の層流熱伝達率の発達の様子を示したものである。加熱条件は、図3-2に示した1辺加熱と、一般的な均一加熱条件との2通りを計算した。図中にはChandrupatlaら⁽³⁻¹¹⁾の計算した均一加熱条件の正方形断面流路の結果をも示してあるが、本解析結果とこの結果はきわめて良く一致しており、前節に示した計算手法のうち温度場に関するものは妥当であることがわかる。また、図3-7、図3-8は、均一加熱を受ける円管内の熱・流体同時発達過程における流路の局所圧力損失係数、最大流速、および熱伝達率の発達の様子を示したものであり、それぞれの図中には比較のためにShah⁽³⁻¹²⁾とHornbeck^(3-13,14)の結果をも示してある。本解析によるそれぞれの結果は、流路入口（計算開始点）のごく近傍を除いては、Shah、Hornbeckの結果と良く一致しており、このことから本解析手法が流路内の2次流れの発生や主流速分布の変形、それに伴う流路の圧力損失の増加などを高精度に表す解を導出することがわかる。

以上の検討は流れが層流である場合についてであるが、さらに流れ場が乱流の場合についても同様に検討を加えた。乱流場では流路の熱伝達率は流れのRe数によって変化するが、図3-9は本解析手法によって求めた発達した領域におけるNu数のRe数依存性を示したものである。流路は円管で、加熱条件は均一加熱とした。図中には発達したNu数の実験式として良く知られるDittus-Boelterの結果を

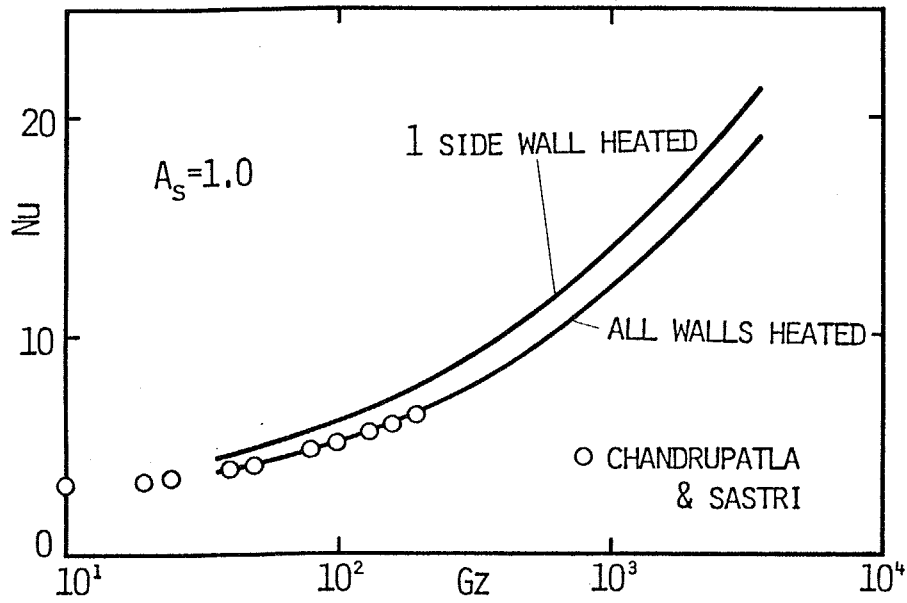


図 3 - 6 熱的発達過程における熱伝達率の発達の様子（層流、矩形流路）

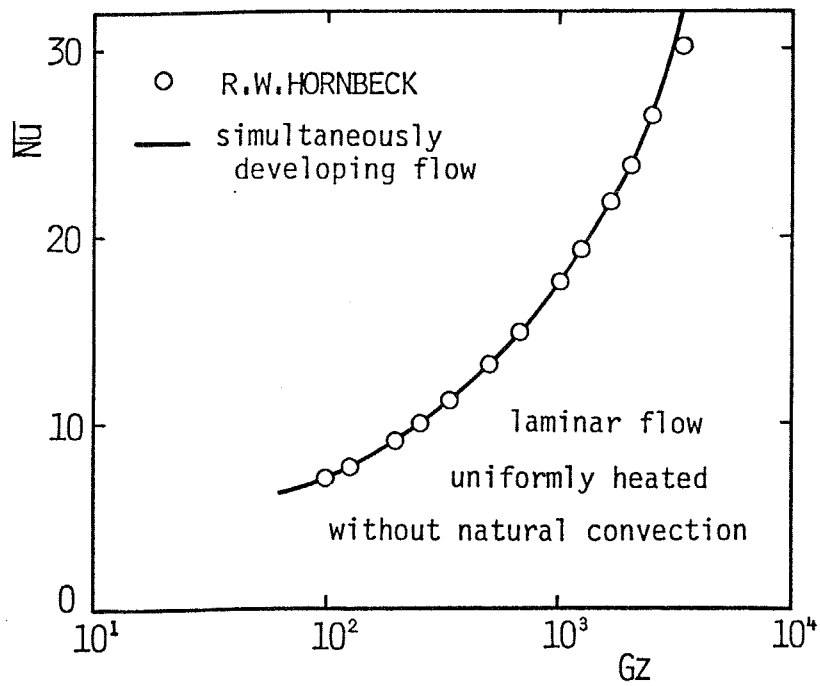


図 3 - 7 熱・流体同時発達過程における
局所圧力損失係数、最大流速の発達の様子（層流、円管）

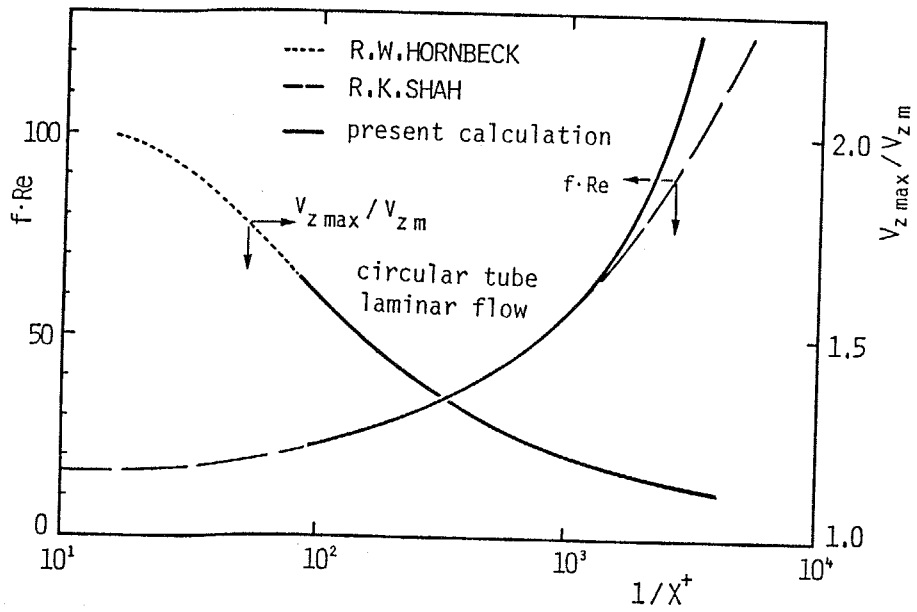


図3-8 熱・流体同時発達過程における
熱伝達率の発達の様子（層流、円管）

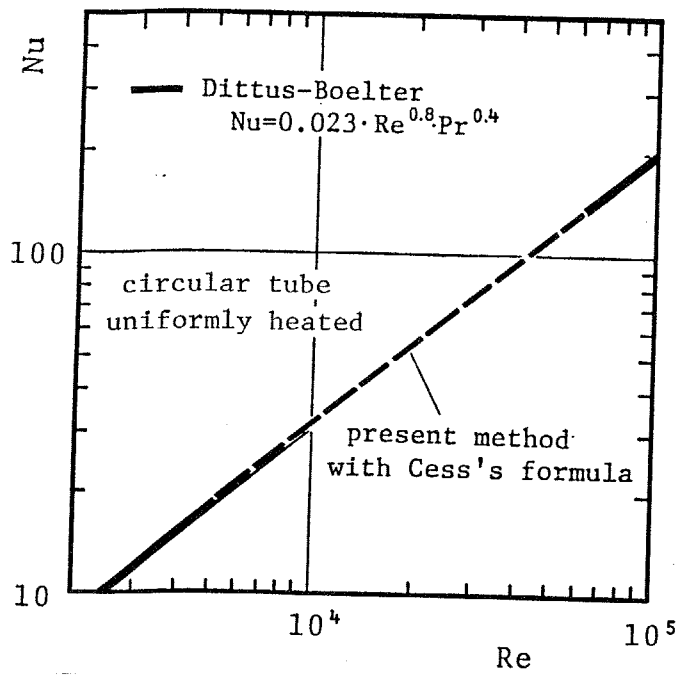
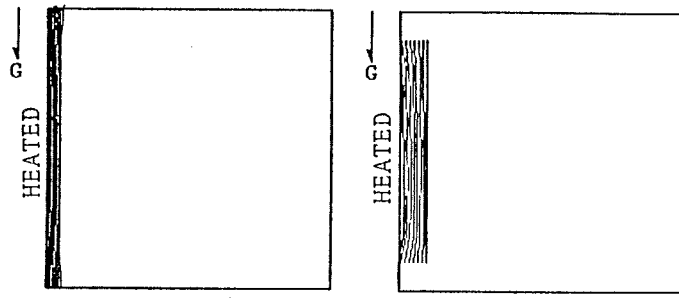


図3-9 発達した乱流Nu数のRe数による変化（円管）

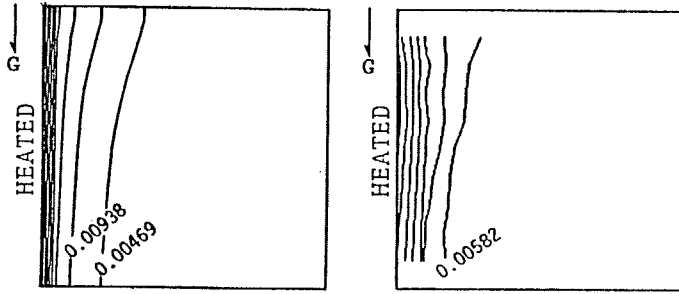
比較のために示してあるが、両者は本論文で考えているRe数の範囲内では良く一致し、本解析の乱流場の取り扱いが妥当であることが分かる。また、図3-10は、本解析によって求められた矩形流路内の流体温度分布の発達の様子を、第2章で述べた伝熱実験結果と比較したものである。伝熱実験においては流体の熱膨張に伴う浮力によって流路内に2次流れが生じることが避けられないので、ここに示した数値解析においても浮力項を考慮に入れて計算してある。矩形流路のように非円形な断面を有する流路では0方程式モデルによる乱流諸量の取り扱いが問題となることは前節で述べた通りであるが、ここに示した数値計算結果は定性的、定量的ともに実験結果と良く対応しており、本解析中で用いた非円形断面流路内の乱流諸量の取り扱いが概ね妥当であることが分かる。なお、伝熱に対する自然対流の影響については第4章を参照願いたい。

3-3 非均一加熱される流路の基本的な伝熱特性

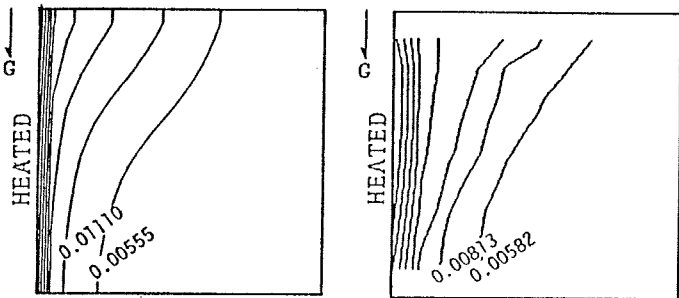
周方向に非均一加熱された流路の伝熱特性は、壁相互間のふく射伝熱や壁中の熱伝導などの非均一加熱条件による付加的な伝熱の影響が無い場合でも、一般の均一加熱される流路のそれとは異なっていると考えられる。この付加的な伝熱の影響の無い場合の伝熱特性は、周方向に非均一加熱を受ける流路の伝熱を評価する際の基礎となるものであり、きわめて重要である。しかしこの伝熱特性は、付加的な伝熱の影響が不可避的に含まれる伝熱実験の結果からは求めることができない。そこで本節では、これらの非均一加熱に伴う付加的な伝熱の影響が無い場合の基本的な伝熱特性を、前節に示した手法によって数値的に求め、均一加熱された流路の伝熱と比較しながら検討することにする。



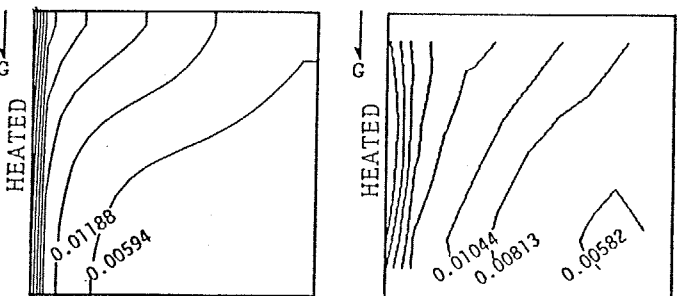
(a) isotherm at $Z/H_h = 1$



(b) isotherm at $Z/H_h = 21$



(c) isotherm at $Z/H_h = 41$



(d) isotherm at $Z/H_h = 61$

(numerical)

(experimental)

$$Re = 9300, Gr_0^* = 3.5 \times 10^7$$

図 3-10 数値解析によって求められた流体温度分布と
実験結果との比較 (矩形流路)

3-3-1 壁面ならびに流体中の温度分布

まず始めに壁面ならびに流体中の温度分布について検討を加える。図3-11は一垂直壁のみを加熱される矩形流路の、図3-12は周上の一部のみを加熱される円管の熱的発達過程における壁面温度の変化の様子を、流路流れ方向にプロットしたものである。それぞれのグラフには比較のために均一加熱時の結果をも同時に示してある。流路断面形状が矩形である場合にも、円形である場合にも、加熱領域の壁面温度は流路入口のごく近傍において急激に上昇するが、その上昇の程度は同一の熱負荷を流路壁周上に均一に受ける場合に比べて遥かに大きくなっている。これは同一熱負荷でも周方向に部分的に加熱された場合には、より小さな加熱領域に熱負荷が集中するため、均一加熱時に比べて加熱熱流束が大きくなるためである。このことから、核融合炉第一冷却壁やヘリオスタットを併用した太陽熱集熱器のように周方向に非均一な加熱を受ける伝熱流路の熱設計においては、与えられた熱負荷を流路全表面積で除して算定される加熱熱流束をもとに流路壁面温度を予測すると、極端に低い値となることが分かる。この結果から流路の限界熱流束を求めると、実際よりも極めて高い値を導き、危険である。

一方、図3-11および図3-12中には、非均一加熱の場合と加熱熱流束の大きさを同一としたときの均一加熱流路の壁面温度の変化の様子をも、細線によって示してある。これらの場合には、流路に加えられる総熱負荷の大きさが周方向に非均一に加熱される流路よりも大きく、流路中の流体の混合平均温度の上昇割合が大きいため、壁面温度の上昇が非均一加熱流路の場合よりも早い。しかし壁面温度の大きさは非均一加熱の場合に近いことが分かる。また、この結果と非均一加熱時の結果を詳細に比較すると、非均一加熱時の加熱領域の壁面温度は、混合平均温度の上昇が同一加熱熱流束の均一加熱時のそれよりも小さいことを考慮してもなお、均一加熱時よりも低いことが分かる。これは、加熱条件が周方向に非均一である場合には、加熱領域に加えられた熱が、流路中央へ向けてのみな

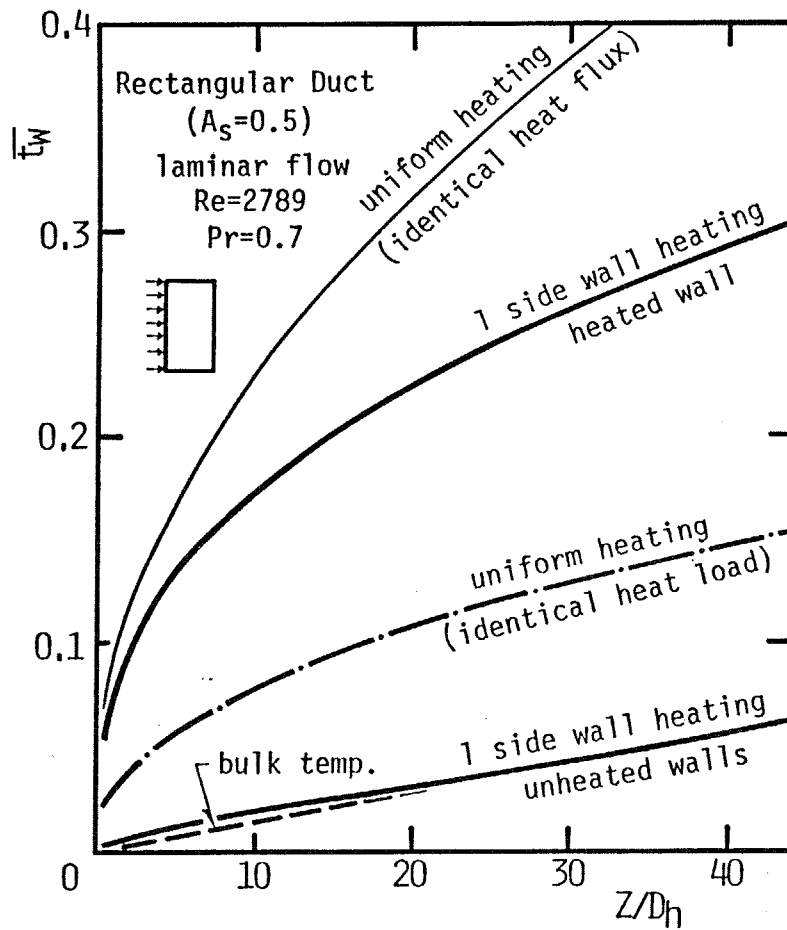


図 3 - 1 1 壁面温度の流れ方向への変化 (矩形流路)

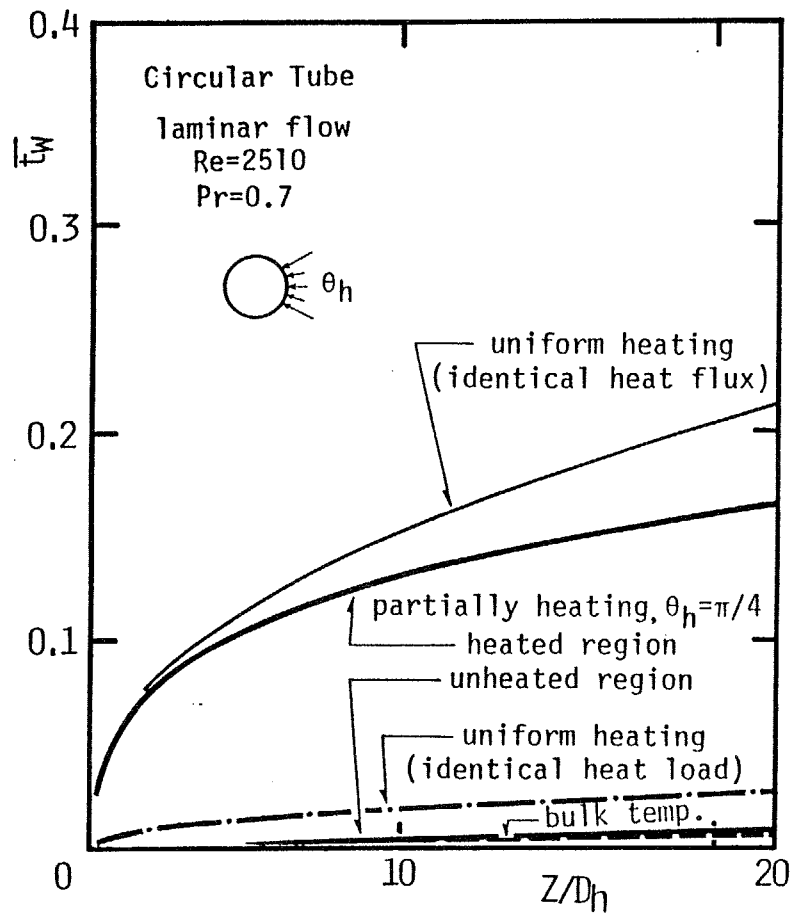


図 3 - 1 2 壁面温度の流れ方向への変化 (円管)

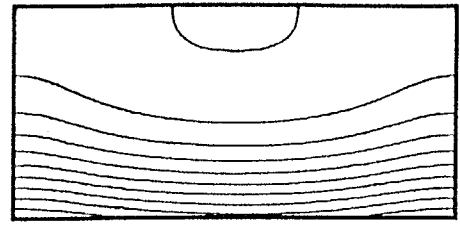
らず、周方向へも拡散していくためである。

このことを確認するために、熱的発達途中における流路断面内の流体温度分布の変化を等温線であらわしたものが図3-13、図3-14である。図3-13は1垂直壁のみを加熱されたアスペクト比0.5の矩形断面流路内の流体温度分布を、図3-14は周上の一部を加熱された円管 ($\theta_h = \pi/4$) 内の流体温度分布を示している。いずれの流路でも、加熱領域に加えられた熱は加熱領域の対向面に向けて拡散していくが、部分加熱される円管 (図3-14) の場合にはそれと同時に周方向へも熱拡散が生じていることが分かる (矩形断面流路 (図3-13) では、加熱壁両端が断熱壁となっているため、この効果は現れていない)。また、これらの図から分かるように、非均一な加熱を受ける流路内の熱拡散距離は一般の均一に加熱された流路のそれに比べて約2倍程度大きいといえる。これらのことから一般に、周方向に非均一に加熱される流路の加熱領域の熱伝達率は、均一加熱時のそれに比べて、周方向熱拡散のある分だけ熱的発達の途中で大きく、かつ熱伝達率の発達に要する流路長さは、流路断面内の熱拡散距離の大きい分だけ、非均一加熱時の方が長いことが予測される。

3-3-2 熱伝達率分布

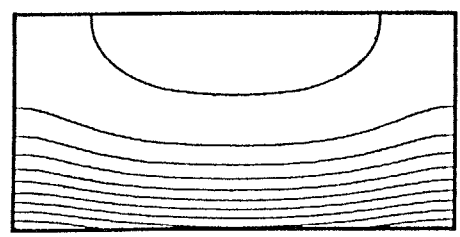
前節で示した通り、周方向に非均一に加熱された流路内の熱の伝播の形態は一般の均一な加熱を受ける流路のそれとは大きく異なっている。そこで次にこのような場合の熱伝達率について検討を加える。

図3-15及び図3-16は、それぞれ周方向に非均一な加熱を受ける矩形流路 (アスペクト比 $A_s=0.5$) と円管の熱的発達過程の熱伝達率の様子を示したものである。流路内の流れ及び流路の加熱条件等は、検討を容易にするために、3-3-1で温度分布を求めた結果と同一とした。周方向に非均一に加熱される流路の性能をあらわす平均熱伝達率には、加熱領域の平均壁面温度と平均熱流束で定義される加熱壁平均の熱伝達率 (図3-15、3-16中の破線) と、流路全周



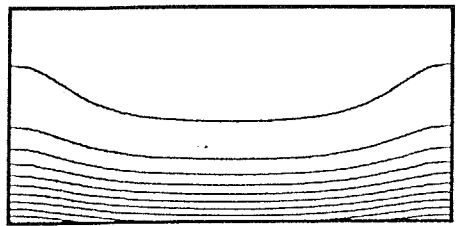
HEATED

$Z/D_h = 0.67$



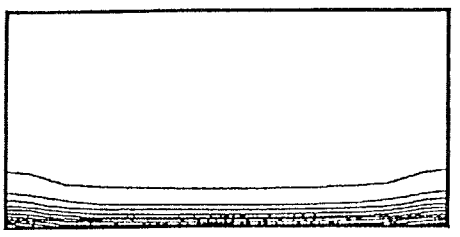
HEATED

$Z/D_h = 14.0$



HEATED

$Z/D_h = 27.3$

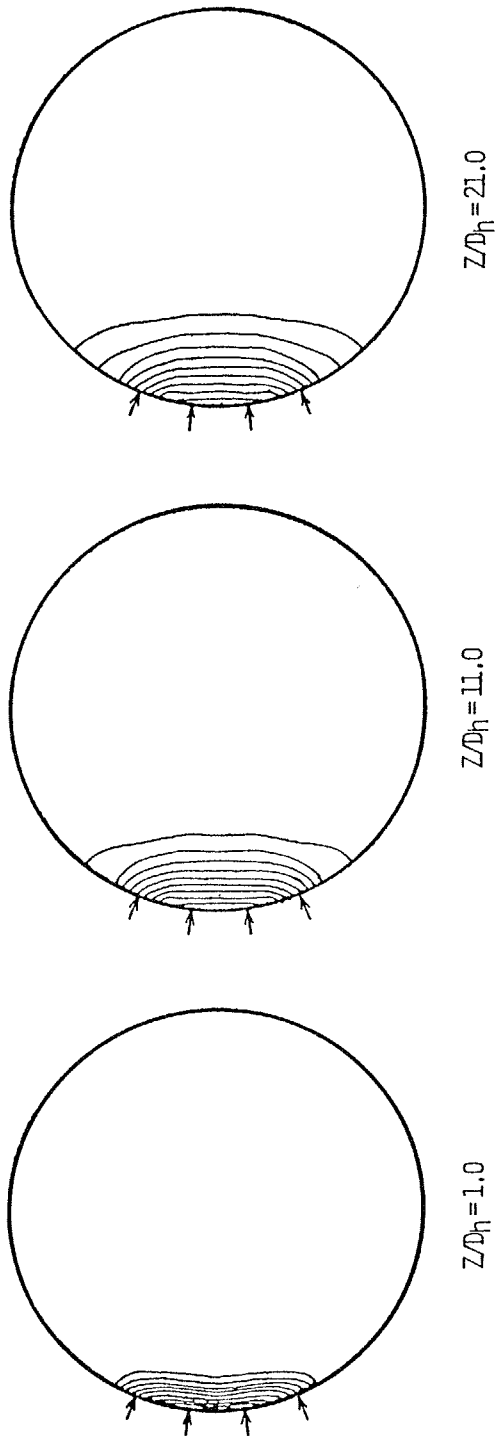


HEATED

$Z/D_h = 40.7$

Rectangular Duct ($A_s=0.5$)
 1 side wall heating
 laminar flow Re = 2789, Pr = 0.7

図 3 - 1 3 流体中の温度分布の流れ方向への変化 (矩形流路)



Circular Tube
 partially heating $\theta_h = \pi/4$
 laminar flow $Re = 2789$, $Pr = 0.7$

図 3 - 1 4 流体中の温度分布の流れ方向への変化 (円管)

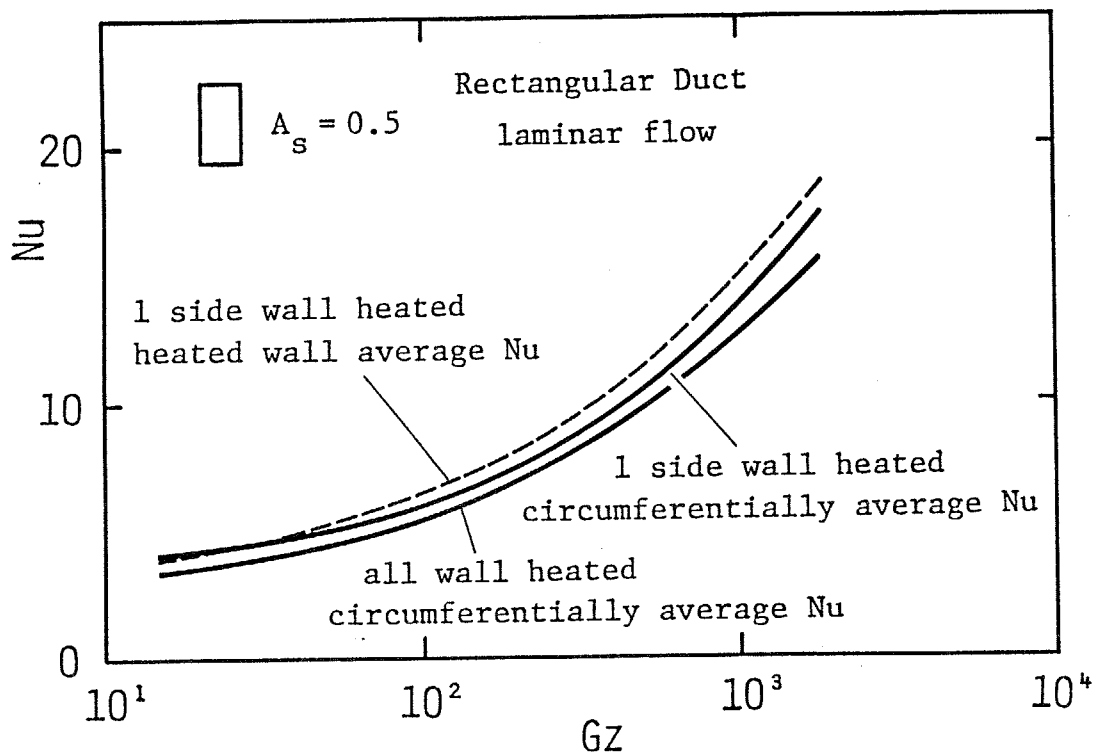


図 3 - 1 5 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子
(矩形流路、 $A_s = 0.5$)

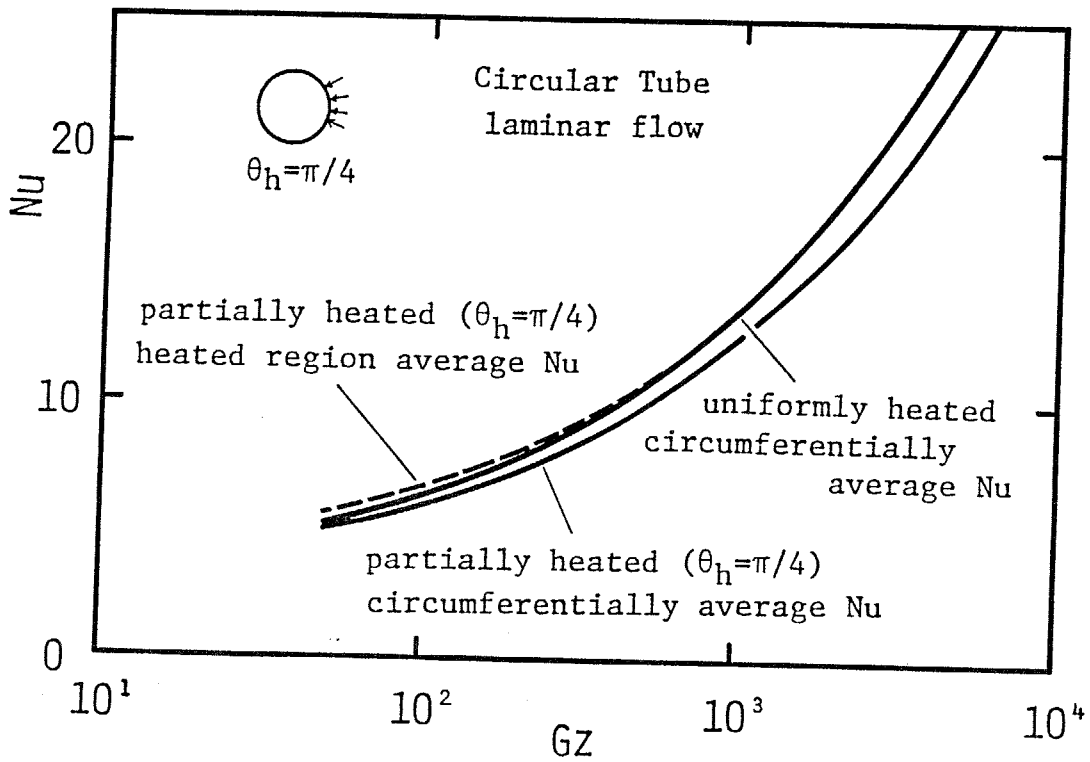


図3-16 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子

(円管、 $\theta_h = \pi/4$)

の平均壁面温度と平均熱流束で定まる周平均の熱伝達率（同実線）が考えられるが、このグラフに見られるように、どちらの流路においても両者は一致しない。これは非加熱領域の壁面温度の平均値が、その断面内の流体の混合平均温度に一致していないためである。すなわち、周方向に非均一に加熱される流路の周平均の熱伝達率は、

$$h = \frac{\frac{1}{P} \int q \, dP}{\frac{1}{P} \int (T_w - T_b) \, dP} = \frac{\frac{1}{P_h} \int_h q \, dP + \frac{1}{P_c} \int_c 0 \, dP}{\frac{1}{P_h} \int_h (T_w - T_b) \, dP + \frac{1}{P_c} \int_c (T_w - T_b) \, dP} \quad (3-26)$$

ここでPは壁周長、添字hは加熱領域、添字cは非加熱領域を表す。

であり、これが加熱壁平均の熱伝達率 h_h

$$h_h = \frac{\frac{1}{P_h} \int_h q \, dP}{\frac{1}{P_h} \int_h (T_w - T_b) \, dP} \quad (3-27)$$

と一致するためには、

$$\frac{1}{P_c} \int_c (T_w - T_b) \, dp = 0 \quad (3-28)$$

でなければならない。非加熱領域の壁面温度は、流体中の温度場の発達に伴って変化し、図3-11、3-12に見られるように、その平均温度は流体の混合平均温度にほぼ等しいが、完全には一致しないから、周方向に非均一に加熱される

流路の周平均の熱伝達率と、加熱壁平均の熱伝達率とは異なった値となる。

一方、図3-15、3-16中には、比較のために、各々の流路が周方向に均一に加熱された場合の周平均の熱伝達率（加熱壁平均の熱伝達率でもある）の発達の様子をも示してあるが、周方向に非均一に加熱される流路の加熱壁平均の熱伝達率は、均一加熱時の結果よりも一概に高いことが分かる。これは、3-3-1の温度分布の節でも述べた通り、周方向に非均一に加熱される流路内では、加熱領域に加えられた熱が流路中央に向けてのみならず、周方向へも拡散していくためである。しかし、周方向へ拡散した熱は、壁近傍の流速の低い部分の流体をあたためることになるので、流体の混合平均温度が効果的に向上せず、結果として熱伝達率を低下させる作用もある。これについては後述する。これに対して非均一加熱を受ける流路の周平均の熱伝達率は、均一加熱時に比べて、流路がアスペクト比 $A_s=0.5$ の矩形断面である場合には高く、円管の場合には逆に低くなっている。これは、基本的には、先に述べた非加熱領域の壁面温度と流体の混合平均温度との関係によるものであるが、そのほかに、流路壁上局所の伝熱性能の差異に基づく影響も含まれている。

図3-17~19は、1垂直壁のみを加熱される矩形流路の熱伝達率の発達の様子を、流路のアスペクト比をそれぞれ $A_s=0.25$ 、 1.0 、 2.0 と変えて示したものである。グラフ中の非均一加熱時と均一加熱時の周平均熱伝達率の大小関係を、図3-15を含めた4つのアスペクト比の間で比較してみると、非均一加熱される流路の周平均熱伝達率は、流路断面のアスペクト比が 2.0 の時には均一加熱時よりも小さいが、アスペクト比が小さくなるにつれ、均一加熱時の結果よりも大きくなることが分かる。これは、矩形流路の短辺の速度境界層は長辺に比べて厚いため、伝熱性能が長辺に比較して劣るので、これを加熱面とする $A_s=2.0$ の場合の周平均熱伝達率は、均一に加熱される流路のそれよりも低くなり、逆に伝熱性能に優れた長辺を加熱面とする $A_s=0.5$ 、 0.25 の場合には、均一加熱時よりも高くなる

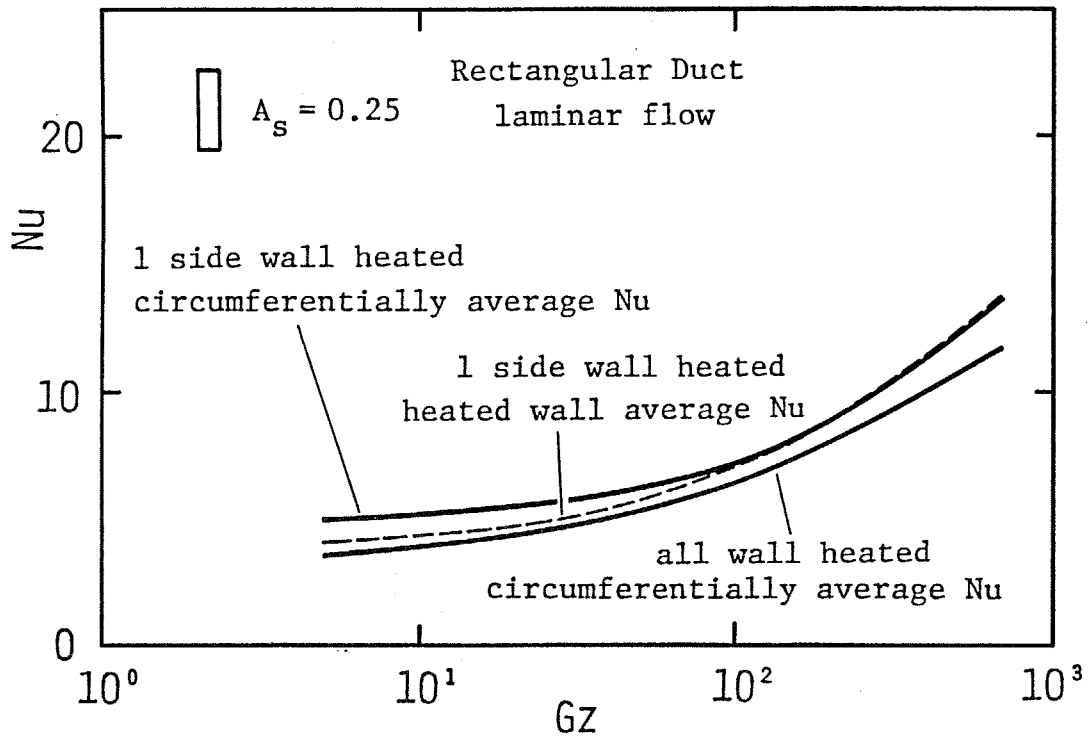


図3-17 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子
(矩形流路、 $A_s=0.25$)

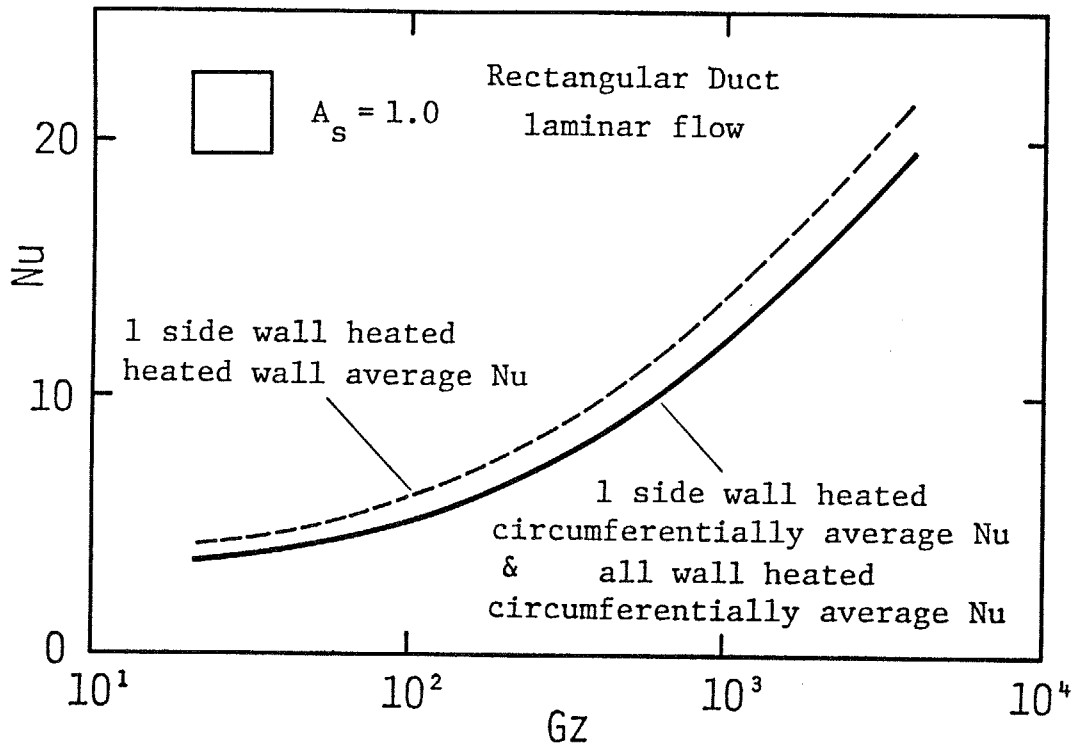


図3-18 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子
(矩形流路、 $A_s=1.0$)

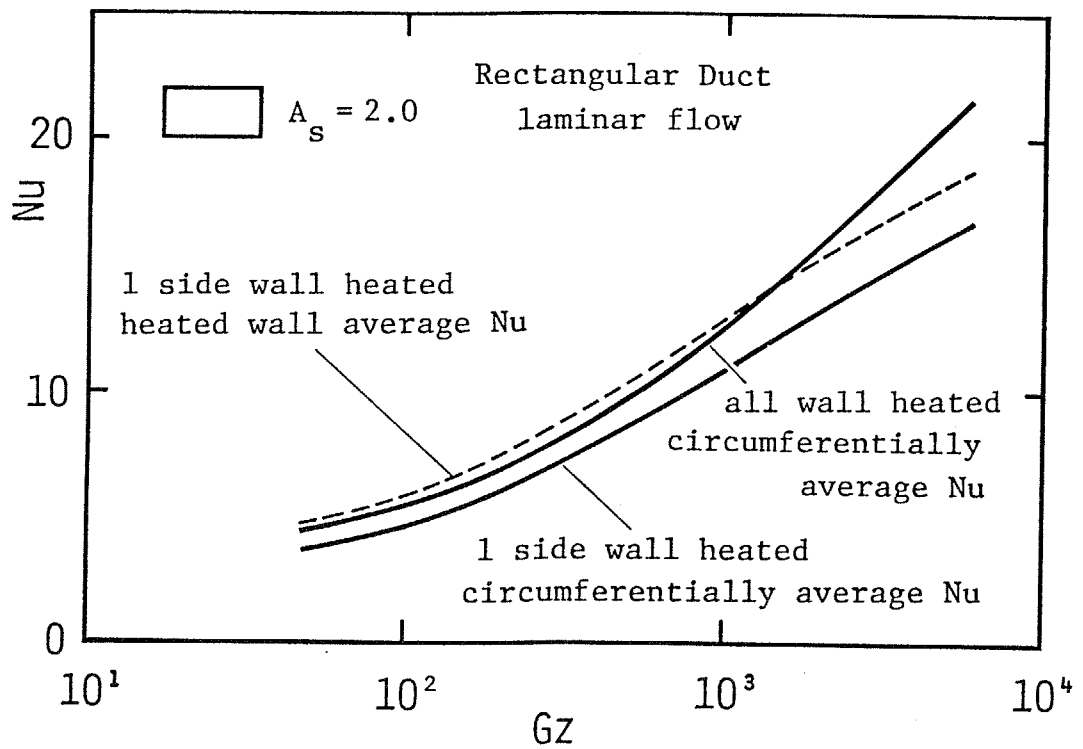


図 3 - 1 9 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子
(矩形流路、 $A_s=2.0$)

と説明される。流路が円管である場合には、矩形流路のような壁面局所の伝熱性能に非均一性が存在しないので、この影響は現れない。このことから、核融合炉第一壁の受熱冷却系のように、きわめて大きな熱負荷を受けるため、できるだけ高い熱伝達率を得ようとする場合には、流路壁上の局所の伝熱性能の優れた部分を受熱面とするように伝熱流路を配することが必要であるといえ、特に図3-1の(b)に示したリブドパネルでは、リブ間隔を大きくすることで、熱伝達率を向上させることができることが分かる。ただし、実際のリブドパネルには、壁中の熱伝導によるフィン効果が生じ、リブ間隔を広げるとフィン表面積が減少するため、総合的な伝熱性能は逆に劣化すると考えられるが、これについては壁中の熱伝導の影響の章で詳しく検討することにする。

一方、図3-20、3-21は、それぞれ加熱角 $\theta_h=7\pi/12$ 、 $11\pi/12$ で周方向に部分加熱される円管の熱伝達率の発達の様子を図3-16と同様に示したものである。加熱角を大きくしていくと、周方向に部分加熱される流路の熱伝達率は、予想されるように、均一加熱時の結果に近づいていくことが分かる。しかし加熱領域平均の熱伝達率は、周平均のそれとは異なり、 θ_h の増大に伴って単調には変化せず、 $\theta_h=7\pi/12$ 程度で一度極小値をとってから均一加熱の結果に近づいている。これは、先に述べた通り、熱の周方向拡散による熱伝達率向上と、周方向熱拡散の結果生じた温度分布と流速分布の関連による熱伝達率低下とのかねあいによるものである。すなわち、流体中の周方向熱拡散による熱伝達率の向上は、加熱領域-非加熱領域境界の比較的狭い領域に限って生じるため、この影響は加熱角の増大に伴って急速に減少するのに対して、温度分布と流速分布の干渉による熱伝達率の低下はそれよりもやや遅くまで影響するため、 $\theta_h=7\pi/12$ 程度で熱伝達率の極小値があらわれると考えることができる。実際の受熱流路では、このように周方向に部分加熱されることはあまり考えられないが、部分加熱流路では、加熱を受ける部分の大きさによっては、流体中の周方向熱拡散によって加熱領域

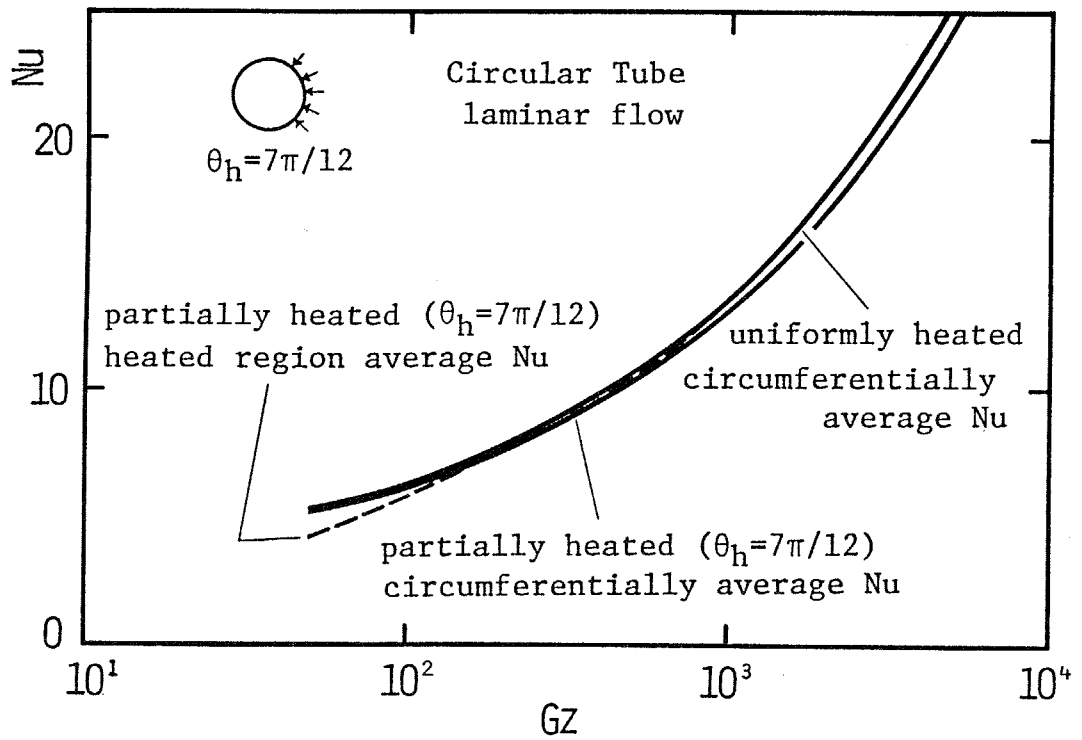


図3-20 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子
(円管、 $\theta_h = 7\pi/12$)

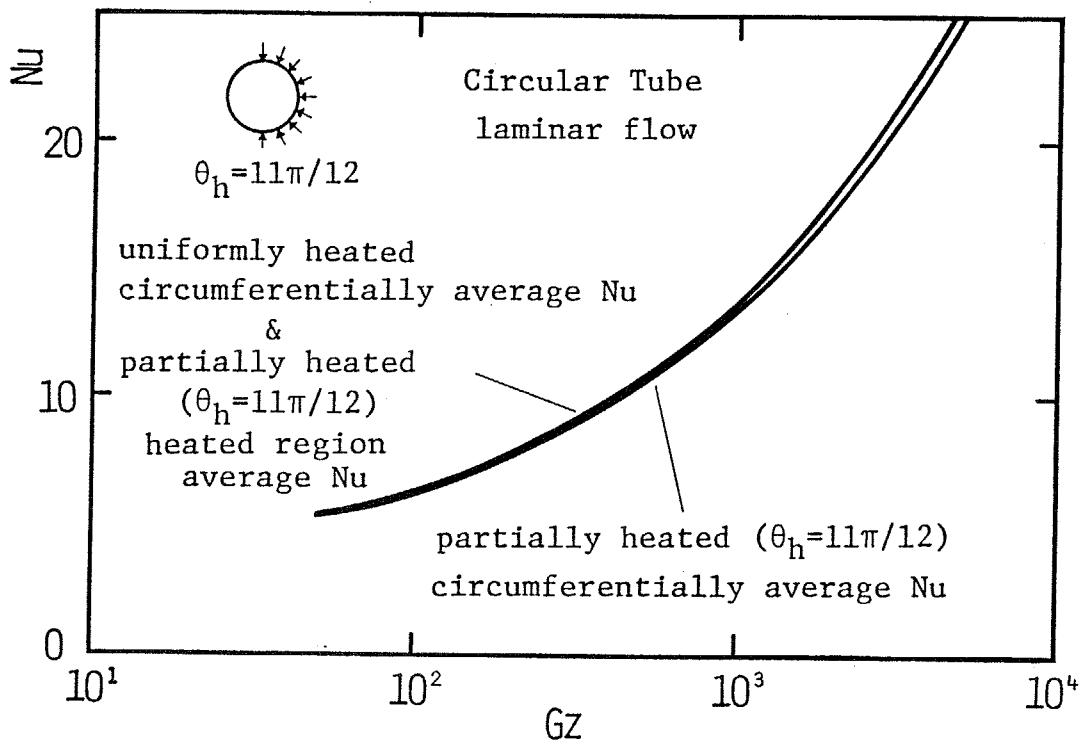


図 3 - 2 1 非均一加熱される流路の熱伝達率の発達の様子
(円管、 $\theta_h = 11\pi/12$)

平均の熱伝達率が低下する場合のあることに注意が必要である。

図3-22は、上に示したアスペクト比 $A_s=0.25\sim 2.0$ の矩形断面流路の加熱壁平均の熱伝達率の発達の様子を1つのグラフに重ねて示したものである。流れが層流である場合には、一般に流路断面形状が異なる流路内の熱伝達の整理に際して「水力直径」なる概念が余り有効でないことは良く知られているが、ここに示した周方向に非均一に加熱される流路の伝熱においてもそれが言え、それぞれのアスペクト比の流路の熱伝達率は、水力直径 D_h を基礎としたNu数とGz数のグラフ上では、互いに一致しない。このことは、このような伝熱流路の熱設計においては（層流熱伝達が実用に供し得るか否かの議論は別問題として）、流路断面のアスペクト比を変えるたびにその流路断面形状の流路の熱伝達率を何らかの方法で見積もる必要があることを意味し、大変不便である。そこでここでは、熱設計上重要な熱的発達過程において、それぞれの断面形状の流路の温度分布の浸透距離に注目し、無次元数の代表長さについての検討を行って、図3-22に示した結果を再整理してみる。

加熱条件が周方向に均一である場合には、温度分布と速度分布は図3-23に示されるようにほぼ相似に発達するから、熱伝達率と流速の無次元化の代表長さには同じ水力直径が使用できるし、また、熱的発達の度合いを示すグレッツ数の代表長さにも水力直径が無理なく適用できる。これに対して、図3-24に示した周方向に非均一に加熱される流路においては、温度分布は、当然ながら、流速分布と相似にはならず、近似的に加熱壁から対向面へ至る一次元的な発達の様相を呈する。したがって、この場合には熱的発達状況を整理するための代表長さに、図3-24中の温度分布の浸透距離を用いた方が良い結果をもたらすと考えられる。そこでここでは、アスペクト比 $A_s=1.0$ の流路を基準として、水力直径が h である流路の加熱壁-非加熱壁間距離

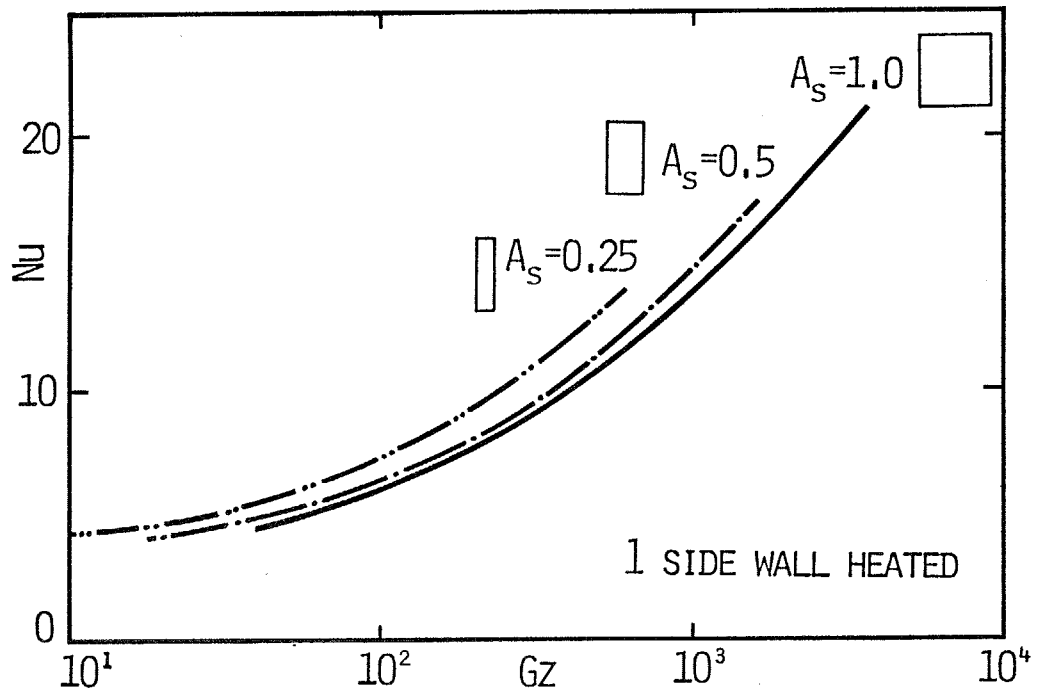


図 3 - 2 2 部分加熱される矩形流路の加熱壁平均の熱伝達率に対する
アスペクト比の影響

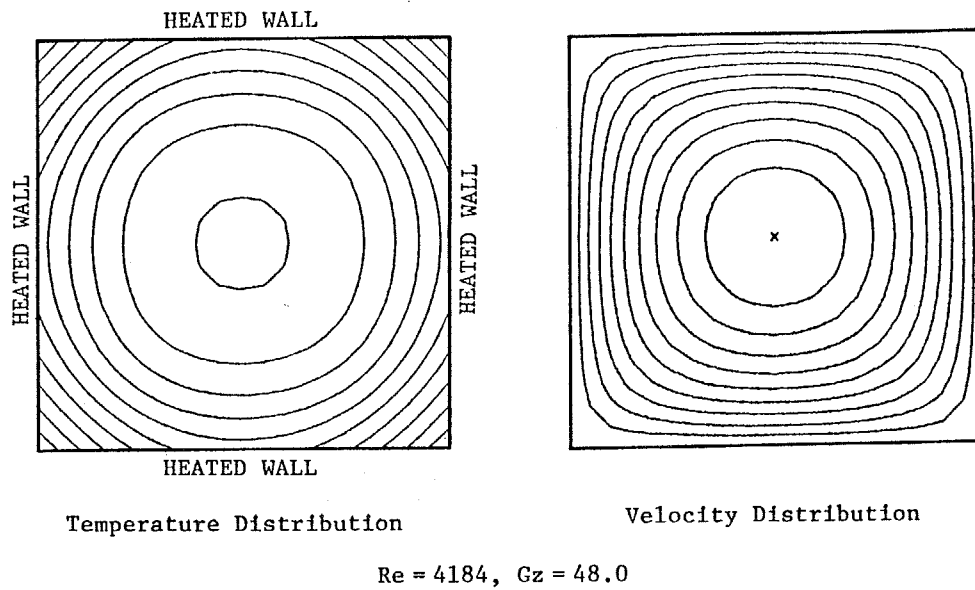


図 3 - 2 3 発達した領域における温度分布と速度分布の比較 (均一加熱時)

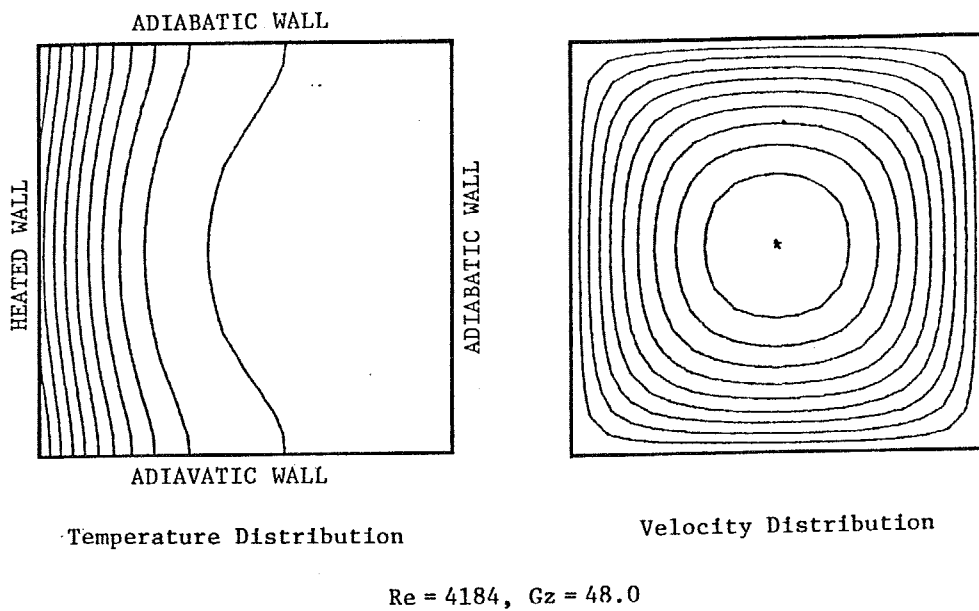


図 3 - 2 4 発達した領域における温度分布と速度分布の比較 (非均一加熱時)

$$h / \frac{2 A_s}{(1 + A_s)} \times A_s = \frac{(1+A_s) h}{2} \quad (3-29)$$

をグレッツ数の代表長さとして、図 3-22 の結果を再整理してみた。結果を図 3-25 に示す。

この図に示されるように、1 垂直壁のみを加熱される流路の熱伝達率の発達の様子は、上記の代表長さを使用した修正グレッツ数を用いて整理すれば、熱的発達の途中では、流路断面のアスペクト比によらず、比較的良くまとまることが分かる。この結果を用いれば、1 垂直壁のみが加熱される矩形流路の断面のアスペクト比がいかなる値であっても、その発達過程の熱伝達率を推定でき、これらの流路の熱設計において便利であると言える。ただし、図 3-25 にも示される通り、熱的発達の後期、及び発達した熱伝達率に対しては、この整理は有効ではなく、流路の長辺を加熱した場合（アスペクト比小）の方が熱伝達率が高くなっている。

3-3-3 乱流熱伝達の場合

以上の議論では、簡単のために流れを層流として扱ってきた。しかし、核融合炉第一冷却壁の冷却流路やヘリオスタットを併用した太陽熱集熱器（セントラルレシーバ）の様に、加熱熱流束がきわめて強い場合には、熱伝達に優れる乱流が使用されると考えられる。解析の章でも述べたように、本研究では、層流熱伝達に加えて、乱流熱伝達の解析も行っているから、以下に流れ場が乱流である場合について、層流の場合と同様に検討しておく。

流れが乱流であるときの熱的発達過程における非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子を図 3-26、3-27 に示した。図 3-26 は、1 垂直壁が加熱されるアスペクト比 $A_s=0.5$ の矩形流路の結果、図 3-27 は周上の $\theta_n=\pi/4$ の部分のみが加熱される円管の結果である。これらの結果を、図 3-15、3-16 に示される層流熱伝達の結果と比較して分かる通り、流れが乱流であっても、非均一

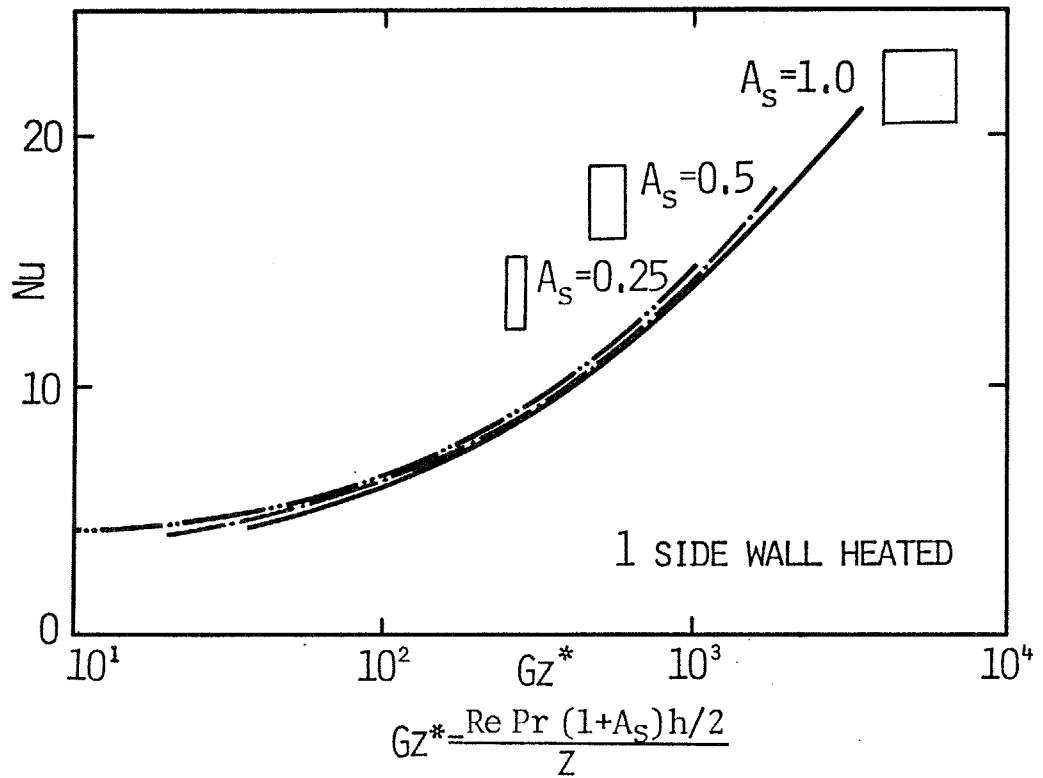


図3-25 修正グレッツ数を用いて再整理された
矩形流路の加熱壁平均の熱伝達率

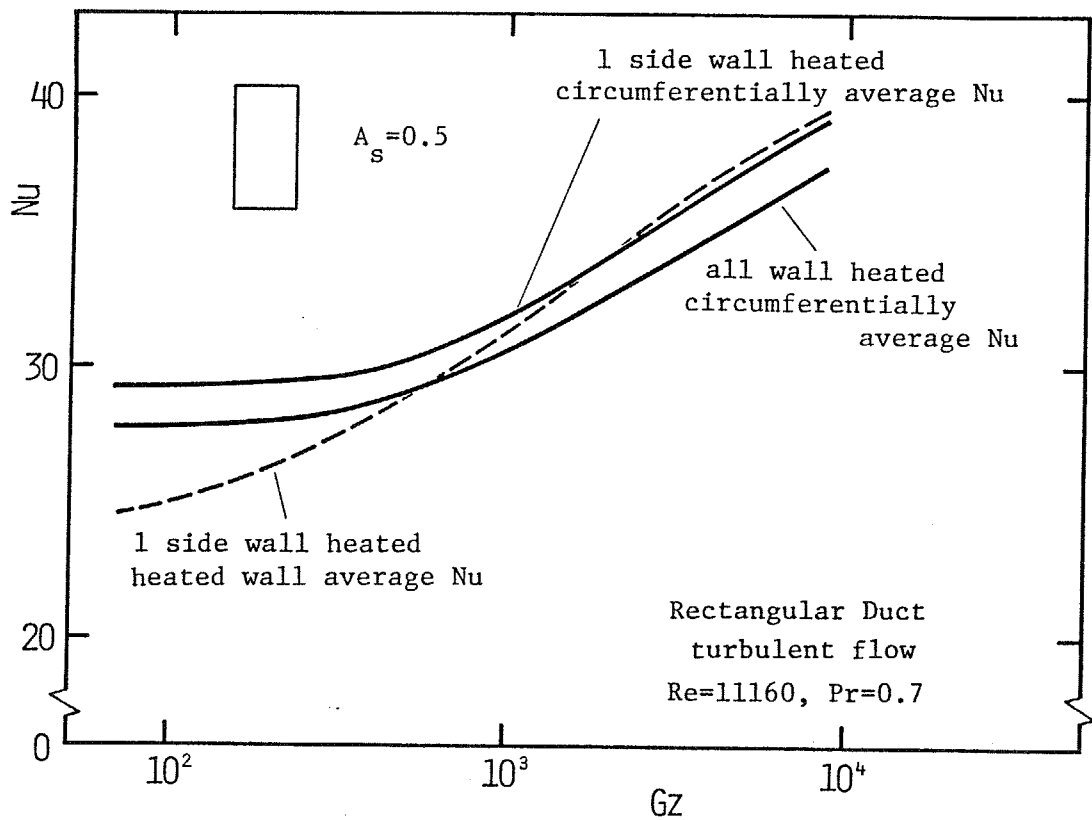


図3-26 流れが乱流である場合の非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子
(矩形流路、 $A_s=0.5$)

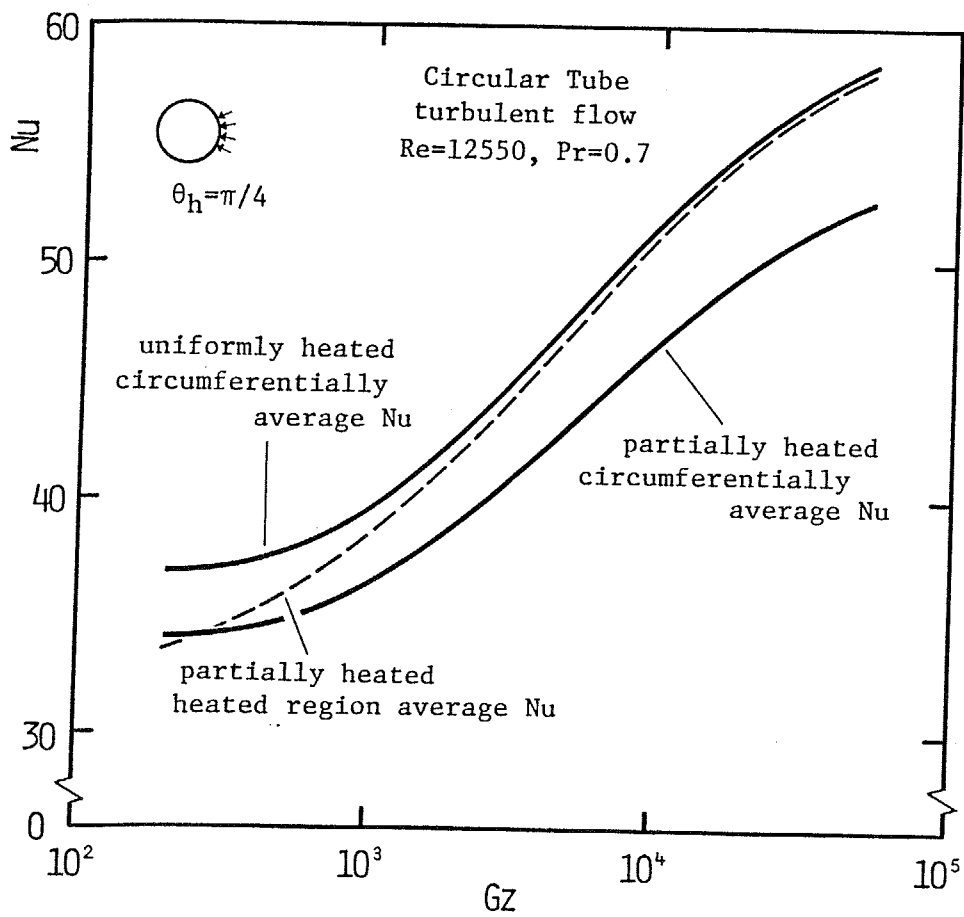


図3-27 流れが乱流である場合の非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子
(円管、 $\theta_h = \pi/4$)

加熱を受ける流路の周平均の熱伝達率と均一加熱時のそれとの関係は、層流の場合と全く変化無い。したがって、層流の場合の議論は、乱流の場合にもそのままあてはまる。

また、図3-28、3-29は部分加熱される円管の加熱角 θ_h を $7\pi/12$ 、 $11\pi/12$ と変えたときの結果を、図3-27と同様に示したものである。この図から分かる通り、流れが乱流である場合にも円管周上の加熱角を増加させて行くと、周平均の熱伝達率は均一加熱時の結果に漸近し、また、加熱壁平均の熱伝達率は $\theta_h=7\pi/12$ 程度で極小値を取ってから均一加熱時の結果に近づいていく。このことから、流れが乱流であっても、非均一加熱によって生じる温度分布と流速分布との干渉が熱伝達に与える影響は層流の場合と同様であると言える。

これに対して、非均一に加熱される矩形流路の加熱領域平均の熱伝達率の流路断面形状による変化は、流れが乱流である場合には、層流の場合とは異なった様相を呈する。すなわち、図3-30、3-31は1垂直壁のみが加熱されるアスペクト比 $A_s=1.0$ 、 2.0 の矩形断面流路の熱伝達率の発達の様子であり、図3-32は、これらのグラフからアスペクト比 $A_s=0.5\sim 2.0$ の流路の加熱壁平均の熱伝達率を抜き出して重ねて示したものである。これらの図に示されるように、1垂直壁が加熱される矩形流路内の流れが乱流である場合の加熱壁平均の熱伝達率は、流路断面のアスペクト比が変化しても、Nu数 vs. Gz数のグラフ上で、層流の場合より良くまとまっており、修正グレッツ数を用いて再整理する必要が認められない。これは、乱流場においては、流体中の乱流拡散係数が壁からの距離の関数であるため、アスペクト比 A_s が大きくなって温度場の浸透可能距離が長くなると、それを補う形で乱流拡散係数が増大し、結果として熱的発達に対する加熱壁-非加熱壁間距離の影響があらわれ難くなっているためである。このことから、流れが乱流である場合には、ここに示したように、流路が周方向に非均一に加熱されていても、その熱伝達の整理に水力直径が有効であることが確認される。

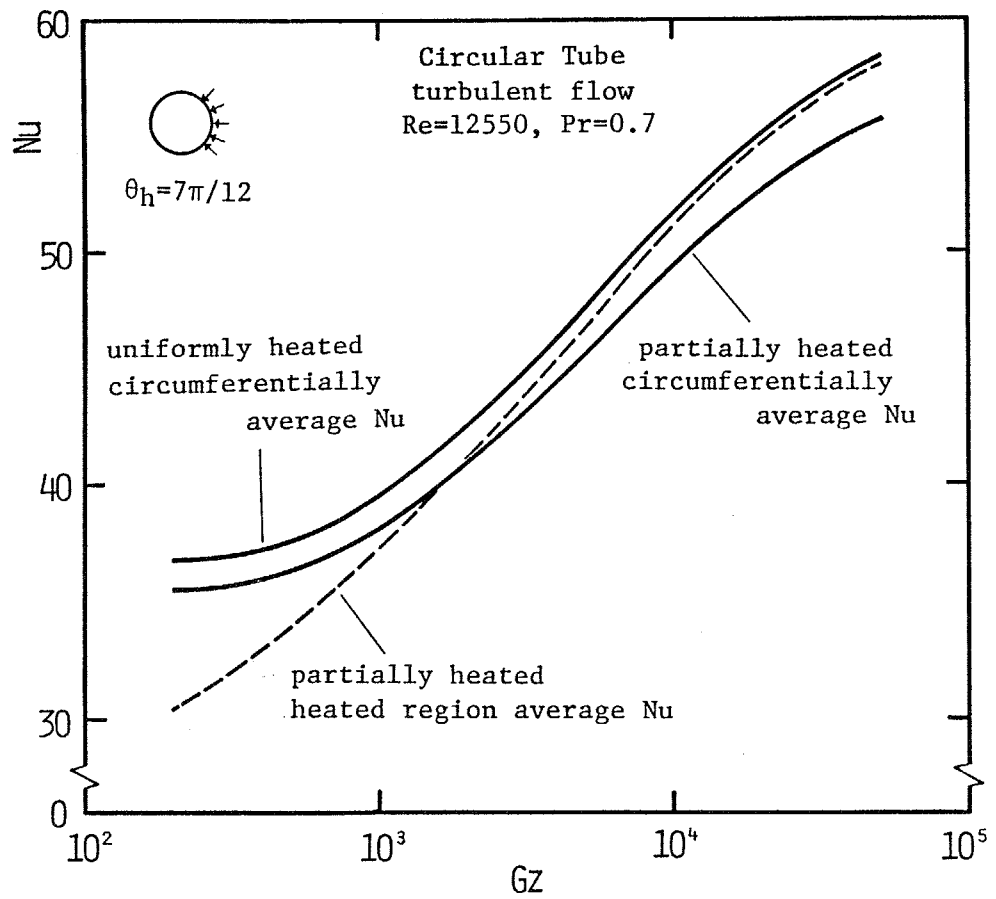


図 3 - 2 8 流れが乱流である場合の非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子
(円管、 $\theta_h = 7\pi/12$)

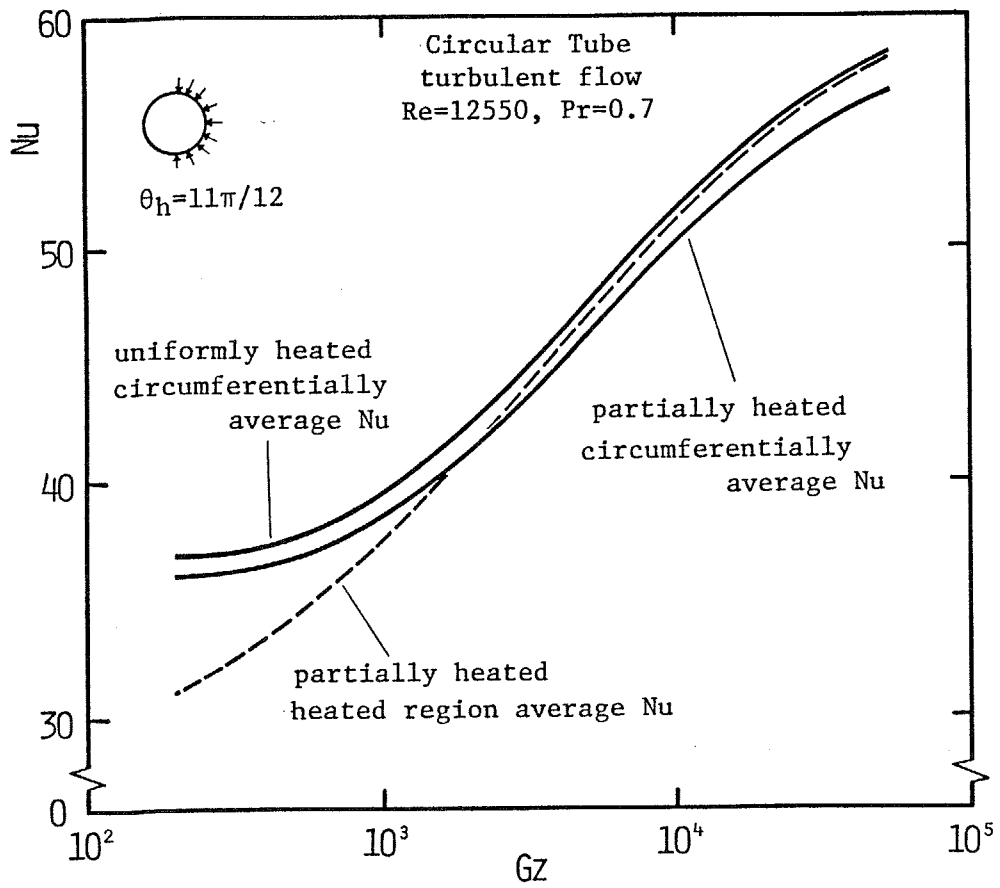


図 3 - 2 9 流れが乱流である場合の非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子
(円管、 $\theta_h = 11\pi/12$)

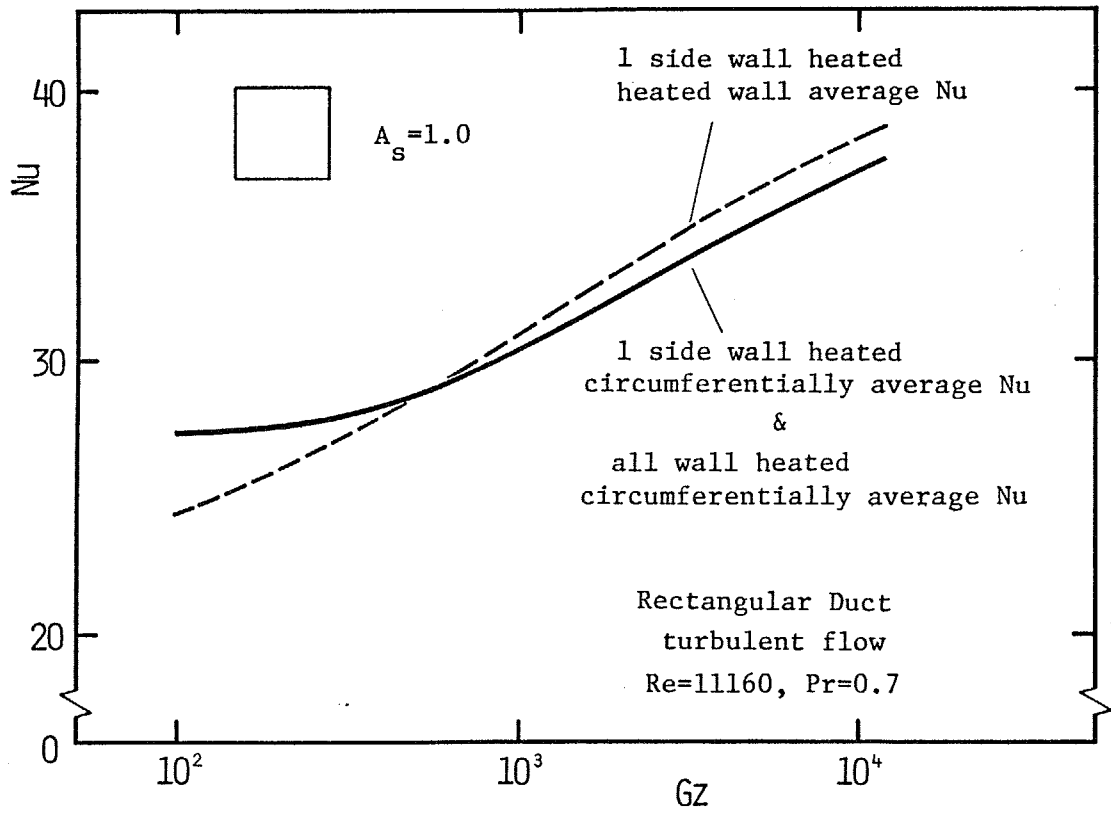


図 3 - 3 0 流れが乱流である場合の非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子
 (矩形流路、 $A_s=1.0$)

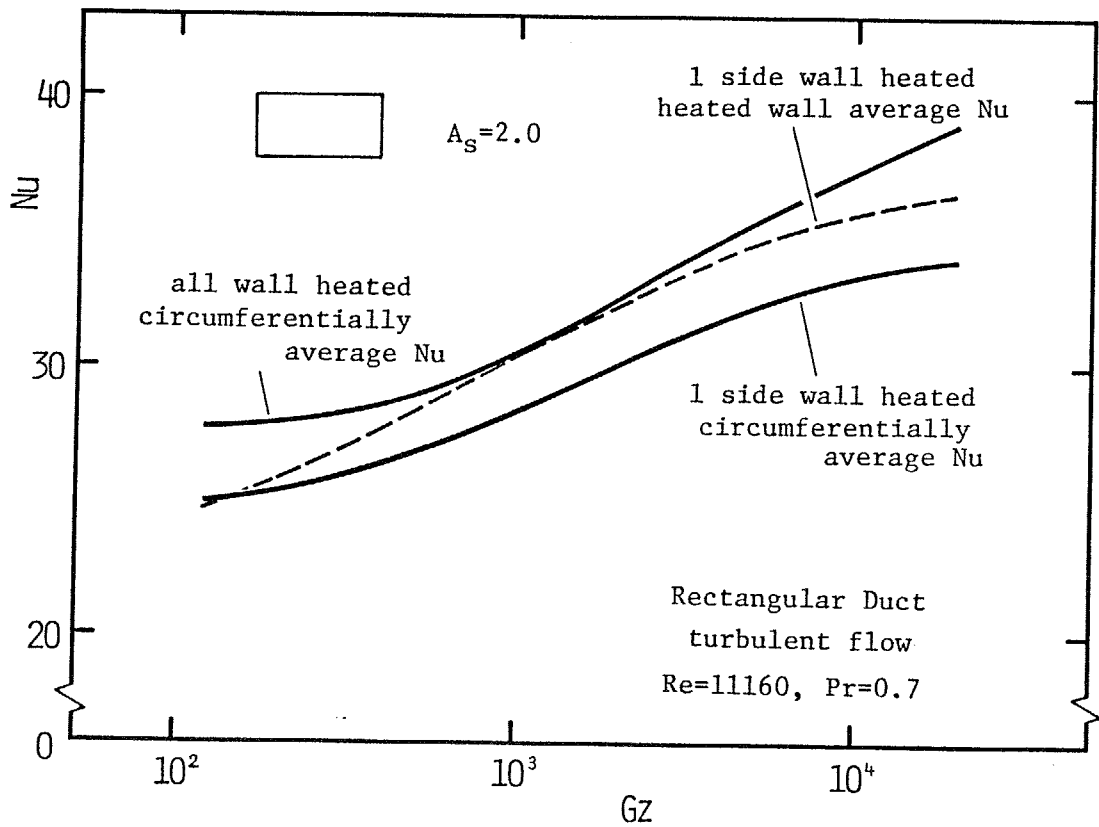


図 3 - 3 1 流れが乱流である場合の非均一加熱流路の熱伝達率の発達の様子
 (矩形流路、 $A_s=2.0$)

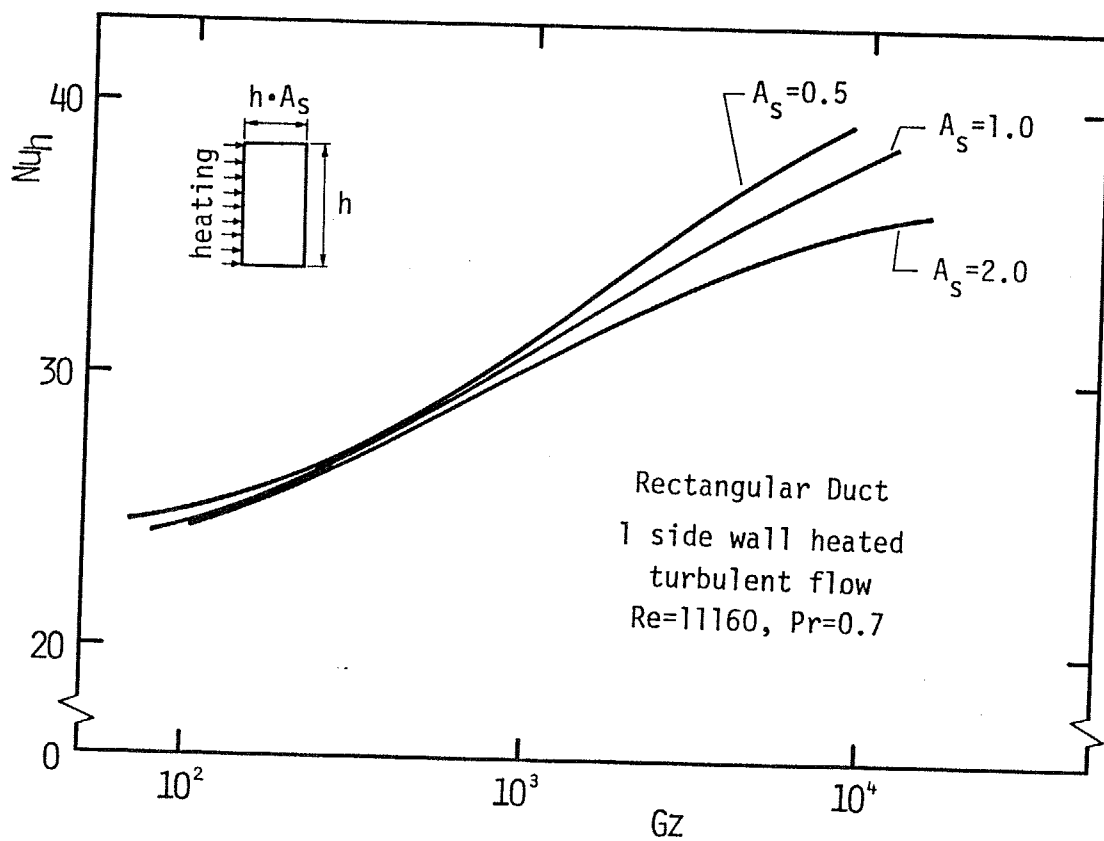


図 3 - 3 2 部分加熱される矩形流路内の加熱壁平均の乱流熱伝達率に対する
アスペクト比の影響

3-4 本章の結論

周方向に非均一に加熱される流路の基礎的な伝熱特性を把握するために、壁面相互間のふく射伝熱や壁中の周方向熱伝導などの非均一な加熱によって生じる付加的な伝熱の影響がなく、かつ流路内に浮力による自然対流の発生もない場合の非均一加熱流路の熱的発達過程の伝熱性能を数値的に求め、これを均一加熱時の結果と比較して、以下の結論を得た。

(1) 周方向に非均一な加熱を受ける流路の加熱領域の壁面温度は、同一熱負荷を受ける均一加熱流路のそれに比べて極端に高い。これは、非均一加熱流路では、熱負荷が加熱領域に集中するため、同一熱負荷でも均一加熱時より熱流束が高くなるためである。したがって、非均一加熱を受ける流路の限界熱流束を求める際に、同一熱負荷の均一加熱流路の壁面温度を利用すると、限界熱流束を高く見積もることとなって、極めて危険である。

(2) 周方向に非均一に加熱される流路の伝熱性能を表す熱伝達率には、周平均の熱伝達率と加熱領域平均の熱伝達率とが考えられるが、そのいずれもが均一加熱流路の周平均（加熱領域平均でもある）熱伝達率と一致しない。この不一致の程度は、非加熱領域の壁面温度の平均値が流体の混合平均温度に比べてどの程度異なるかによって決定され、流路断面形状や加熱条件によって変化する。

(3) 非均一加熱を受ける流路の周平均熱伝達率は、上記の非加熱領域の壁面温度のみならず、加熱領域の伝熱性能によっても影響される。すなわち、流路断面が円形である場合には非均一加熱時の周平均熱伝達率は加熱領域の大きさの増加にともなって単調に均一加熱時の結果に近づくが、矩形断面流路では、短辺より長辺の方が伝熱性能に優れるため、低アスペクト比の流路の長辺に熱負荷を受けるように使用した方が高い平均熱伝達率が得られる。このことはリブパネルを設計する際の重要な指針の一つである。

(4) 非均一加熱流路の加熱領域平均の熱伝達率は、非均一加熱によって生成される温度分布が流速分布と相似でないために生じる干渉によってやや複雑な挙動を示す。すなわち、円形断面流路では、加熱領域を大きくしていくと、加熱領域平均の熱伝達率は $\theta_h=7\pi/12$ で一度極小値を取ってから均一加熱の結果に近づく。したがって、円管で周方向に非均一な熱負荷を除去しようとするときには、加熱角がこの近傍にないように注意する必要がある。

(5) アスペクト比の異なる矩形断面流路の加熱壁平均の熱伝達率の発達の様子は、従来の水力直径を代表長さとするNu数 vs. Gz数の関係ではうまく整理できない。そこで、流体中の温度分布の発達可能距離を代表長さとする修正グレッツ数を提案し、これによって再整理すれば熱的発達過程では加熱壁平均の熱伝達率がアスペクト比によらず、ほぼ一つの曲線で表されることを示した。ただし、この修正グレッツ数による整理は、流れが層流であるときのみ有効であり、乱流熱伝達においては加熱条件が周方向に非均一である場合にも、水力直径による整理が有効であることが分かった。

以上に示したように、ふく射や壁内熱伝導などの付加的な伝熱の影響の無い場合の、非均一加熱を受ける流路の伝熱特性は、基本的にいくつかの重要な特徴を有している。しかし加熱条件の差異に伴う伝熱性能の差そのものはさほど大きくないので、それらを十分把握しておけば、非均一加熱流路の伝熱性能を均一加熱条件のそれから類推することは容易であり、かつ工学的には十分である。したがって、周方向に非均一に加熱される流路の伝熱は、以下の章に述べる付加的な伝熱によって支配的に影響されると結論付けることができる。

第4章

非均一加熱流路の熱伝達に対する自然対流の影響

核融合炉第一冷却壁の冷却流路や、セントラルレシーバの受熱流路のように、熱負荷が極めて大きな伝熱流路内には、流体の熱膨張による浮力に伴う自然対流の発生を考えねばならない。この時生じる強制対流と自然対流の重なり合った、いわゆる共存対流場の伝熱に関してはいくつかの研究がなされており^(4-1,2)、熱伝達率や圧力損失係数に対する自然対流の影響を示す相関式もいくつか報告されている。しかし、これらの研究における流路の加熱条件は、本研究で問題としている核融合炉冷却壁などのそれに必ずしも一致するものではない。また、共存対流は流路の熱伝達率を向上させるが、同時に圧力損失をも増加させると予想されるため、特に他の冷却材に比べてポンプ動力が大きいとされている⁽⁴⁻³⁾。ガス冷却の場合には、圧力損失に対する流路内の自然対流の影響を十分に把握しておく必要があると言える。そこで本節では、周方向に非均一に加熱される流路の伝熱に対する浮力の影響について検討を加え、流路内の自然対流によって伝熱や流動がどのように影響されるかを明らかにしておくことにする。なお、ここで扱う自然対流は、流路内の流れ方向と浮力の方向が直交する場合のみであり、浮力が流れ方向と平行であるような共存対流は取り扱わない。

4-1 流れが層流である場合

4-1-1 流体中の温度分布に対する浮力の影響

流路内に自然対流による2次流れが生じると、流路断面内の熱輸送によって、流体中の温度分布に変化を生じる。その一例を図4-1、4-2に示す。図4-1は、1垂直壁のみが加熱されるアスペクト比 $A_s=0.5$ の矩形流路内の熱的発達過程の温度分布に対する自然対流の影響を示したものであり、図4-2は周上の一部($\theta = \pi \pm \theta_n/2$ 、 $\theta_n = \pi/4$)を加熱される円管内の温度分布に対する自然対

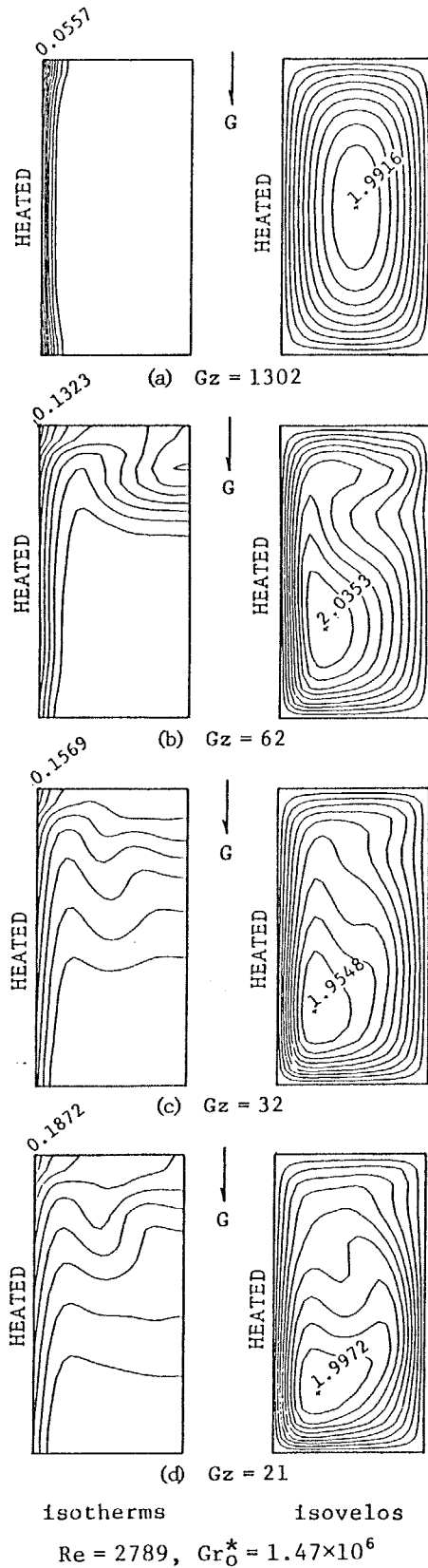
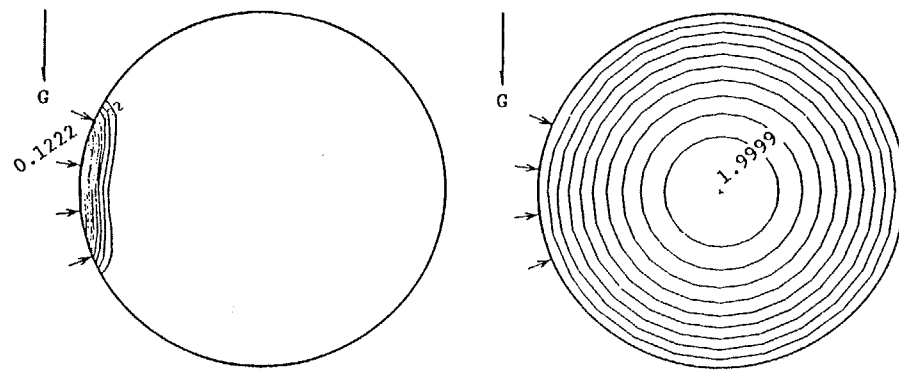
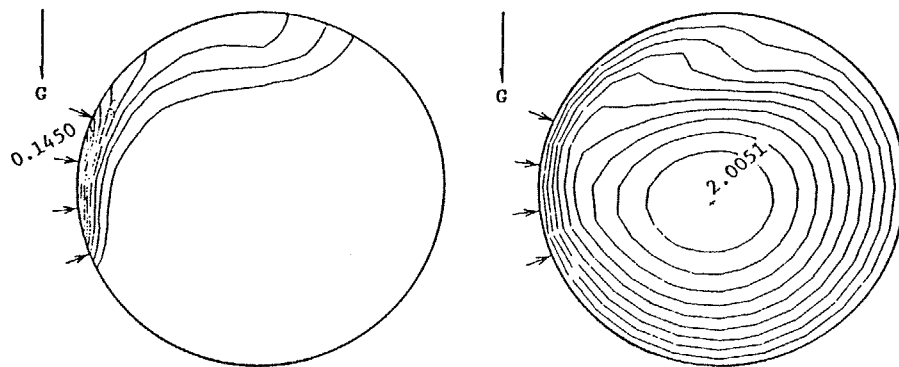


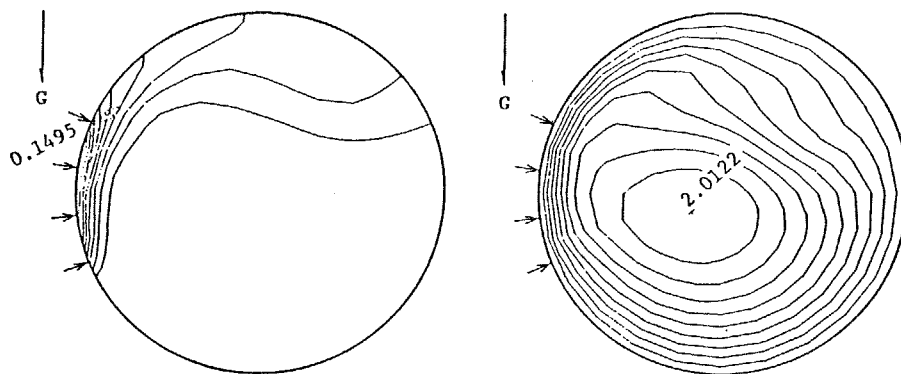
図 4 - 1 流路内の流体温度分布に対する自然対流の影響 (矩形流路、 $A_s=0.5$)



(a) $Gz = 1785$



(b) $Gz = 162$



(c) $Gz = 85$

isotherms

isovelos

$$Re = 2550, Gr_0^* = 5.65 \times 10^6$$

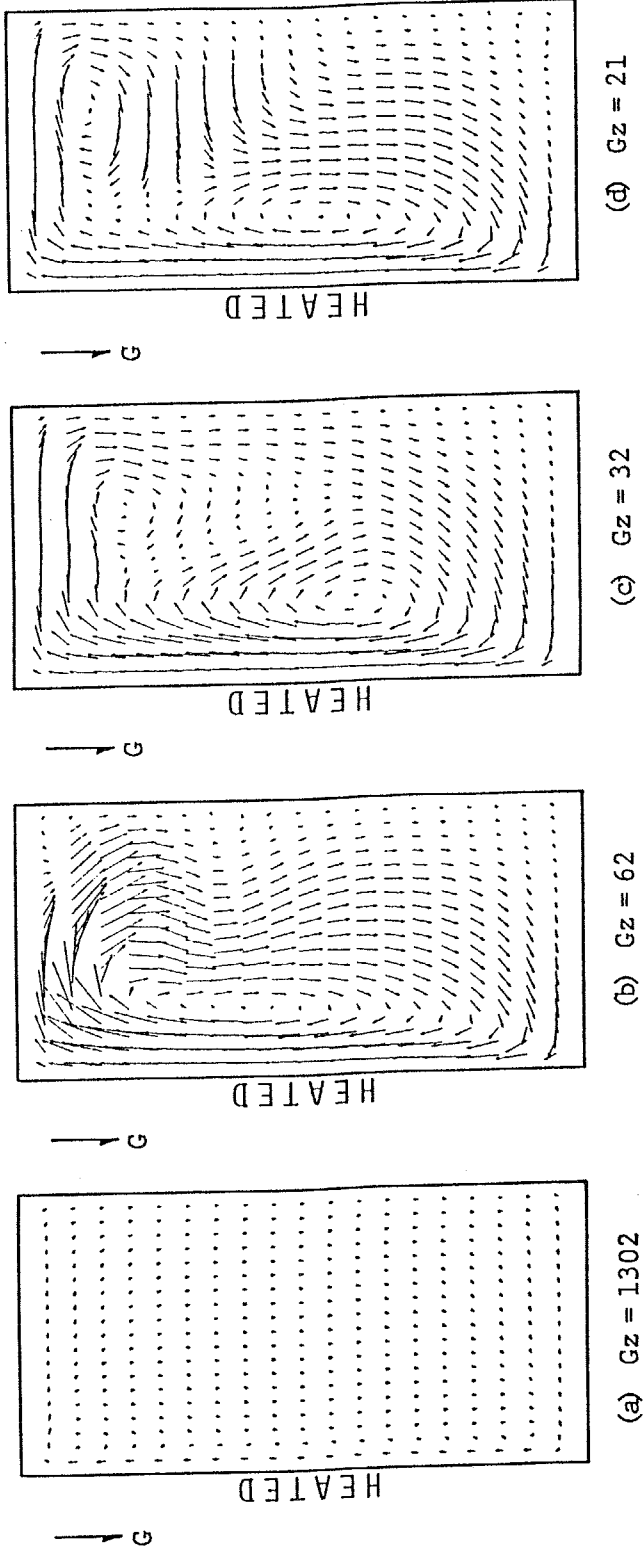
図 4 - 2 流路内の流体温度分布に対する自然対流の影響 (円管、 $\theta_n = \pi/4$)

流の影響を示したものである。自然対流に影響された流体温度分布は、自然対流の無い場合（図3-8、3-9）と比較して明らかのように、熱的発達のごく初期から上下に非対称な形に変形している。また、これらの図中には、それぞれの流路内の自然対流に影響された流速分布をも示してあるが、この結果も熱的発達のごく初期から自然対流の無い場合とは異なった非対称な分布を見せている。これらのことは、流路内に浮力による2次流れが比較的早い時期から生じていることを意味する。

いずれの流路においても、温度分布、流速分布が自然対流によって変形していることから、流路壁の熱伝達率や圧力損失係数が自然対流の無い場合に比べて変化していることが容易にうかがえる。これについては、次節以下に詳しく述べる。

図4-3、4-4には、それぞれの流路、位置における流速の2次流れ成分のフローパターンを示してある。これらのグラフに見られるように、浮力による自然対流は、まず加熱領域のごく近傍の上昇流として生じ、それが徐々に強くなって流路断面全体に及ぶスワールに成長していく。このとき注意すべき事は、2次流れが流路断面全体に及んでも、そのスワールの中心は流路中央ではなく、加熱領域にかなり近いところに存在することである。これはスワールを駆動している垂直上向きの浮力の生じている領域が加熱壁近傍の薄い部分に限られることと、流路中央部は主流流速が速く、これによる運動量輸送がさかんであるため、2次流れによる運動量輸送が相対的に小さくなることによるものである。

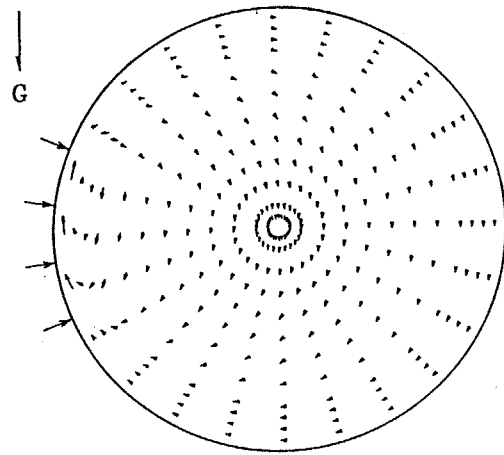
さて、非均一加熱を受ける流路の伝熱に対する自然対流の影響は、重力加速度の方向と加熱壁の位置関係によっても左右される。図4-5～8は、アスペクト比 $A_s=0.5$ の矩形断面流路の1長辺のみを加熱したときの、自然対流に影響された温度分布、流速分布の発達の様子を、流路の長辺と重力加速度のなす角度 ϕ を $-\pi/2$ 、 $-\pi/4$ 、 $\pi/4$ 、 $\pi/2$ と変化させて求めた結果である（ $\phi=0$ については図4-1を参照のこと）。さらに、それぞれの条件における2次流れのフローパターン



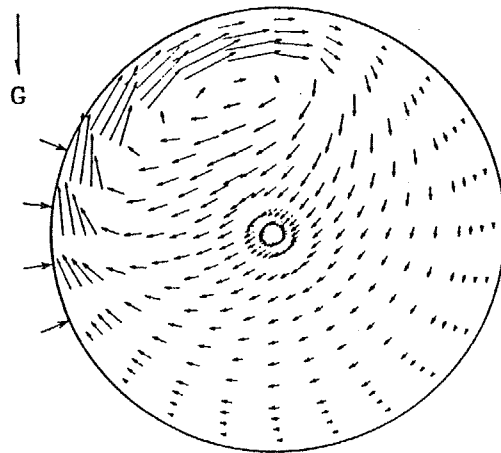
$Re = 2789, Gr_0^* = 1.47 \times 10^6$

Scale
0.00 0.05 0.10

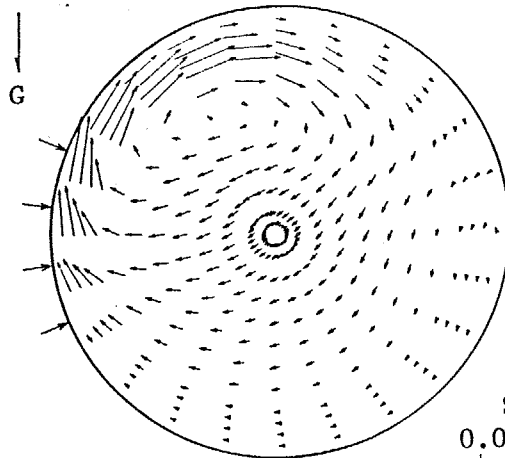
図 4 - 3 自然対流による 2 次流れのフローパターン (矩形流路、 $A_s = 0.5$)



(a) $Gz = 1785$



(b) $Gz = 162$

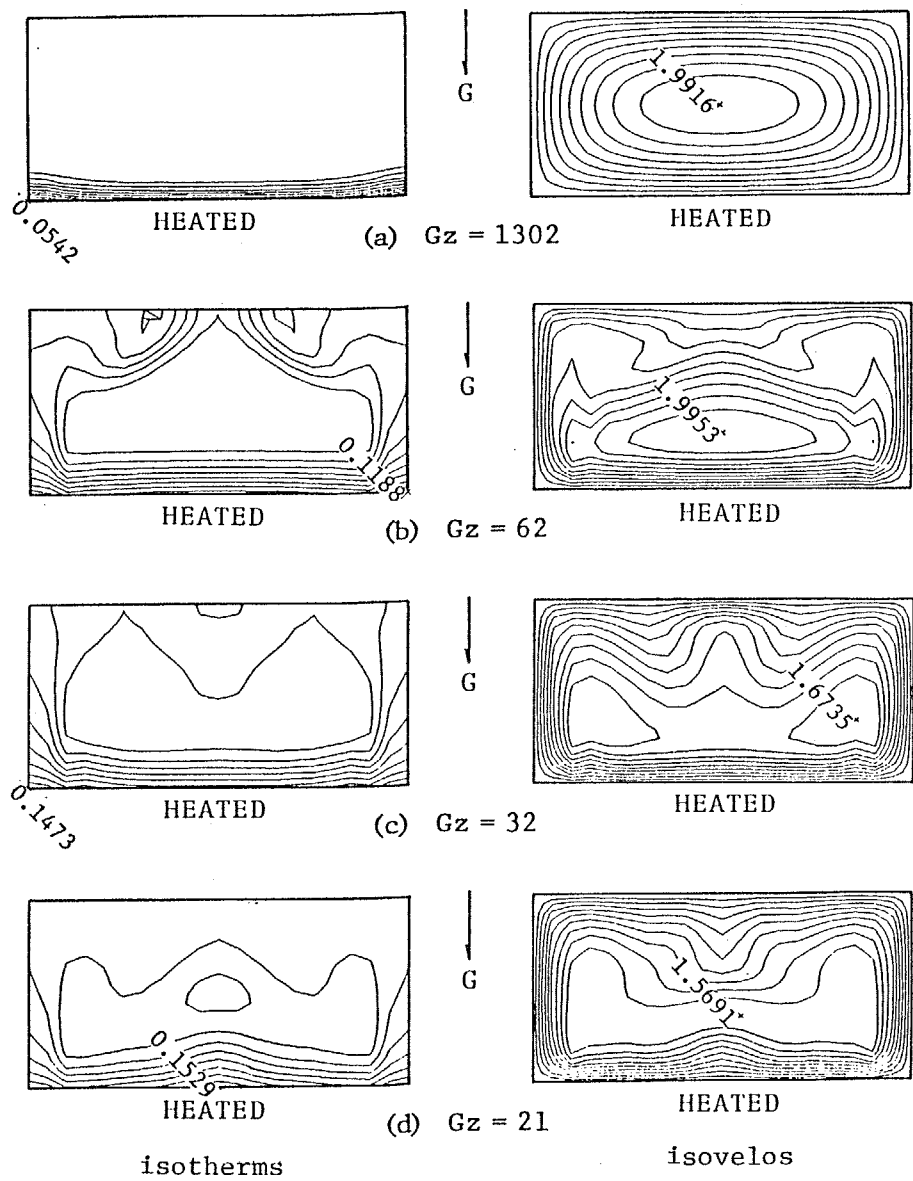


(c) $Gz = 85$

Scale
0.0 0.1

$Re = 2550, Gr_0^* = 5.65 \times 10^6$

図4-4 自然対流による2次流れのフローパターン (円管、 $\theta_h = \pi/4$)



$Re = 2789, Gr_0^* = 1.47 \times 10^6$

図4-5 矩形流路内の流体温度分布に対する自然対流の影響 ($\phi = -\pi/2$)

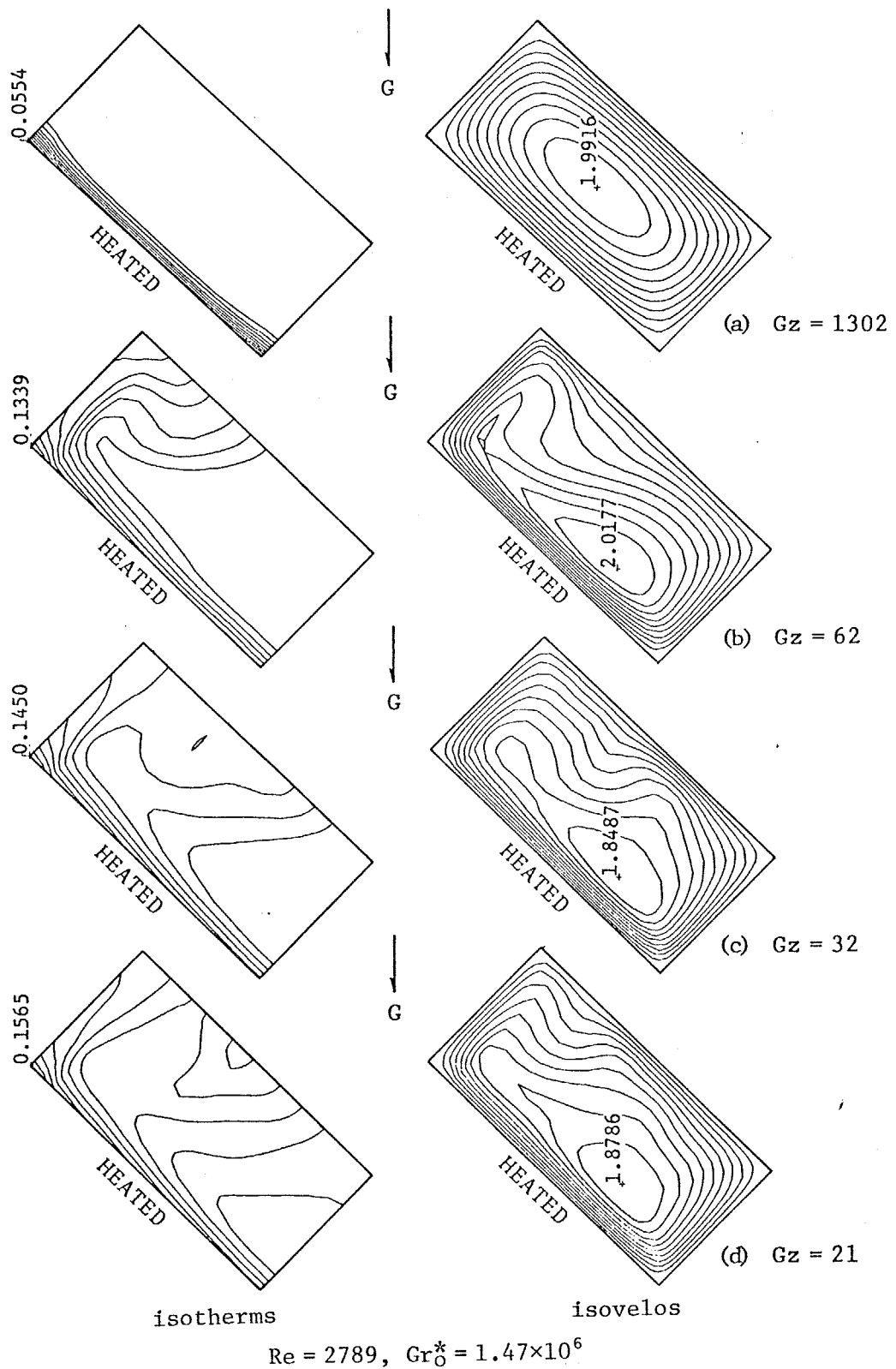


図 4 - 6 矩形流路内の流体温度分布に対する自然対流の影響 ($\phi = -\pi/4$)

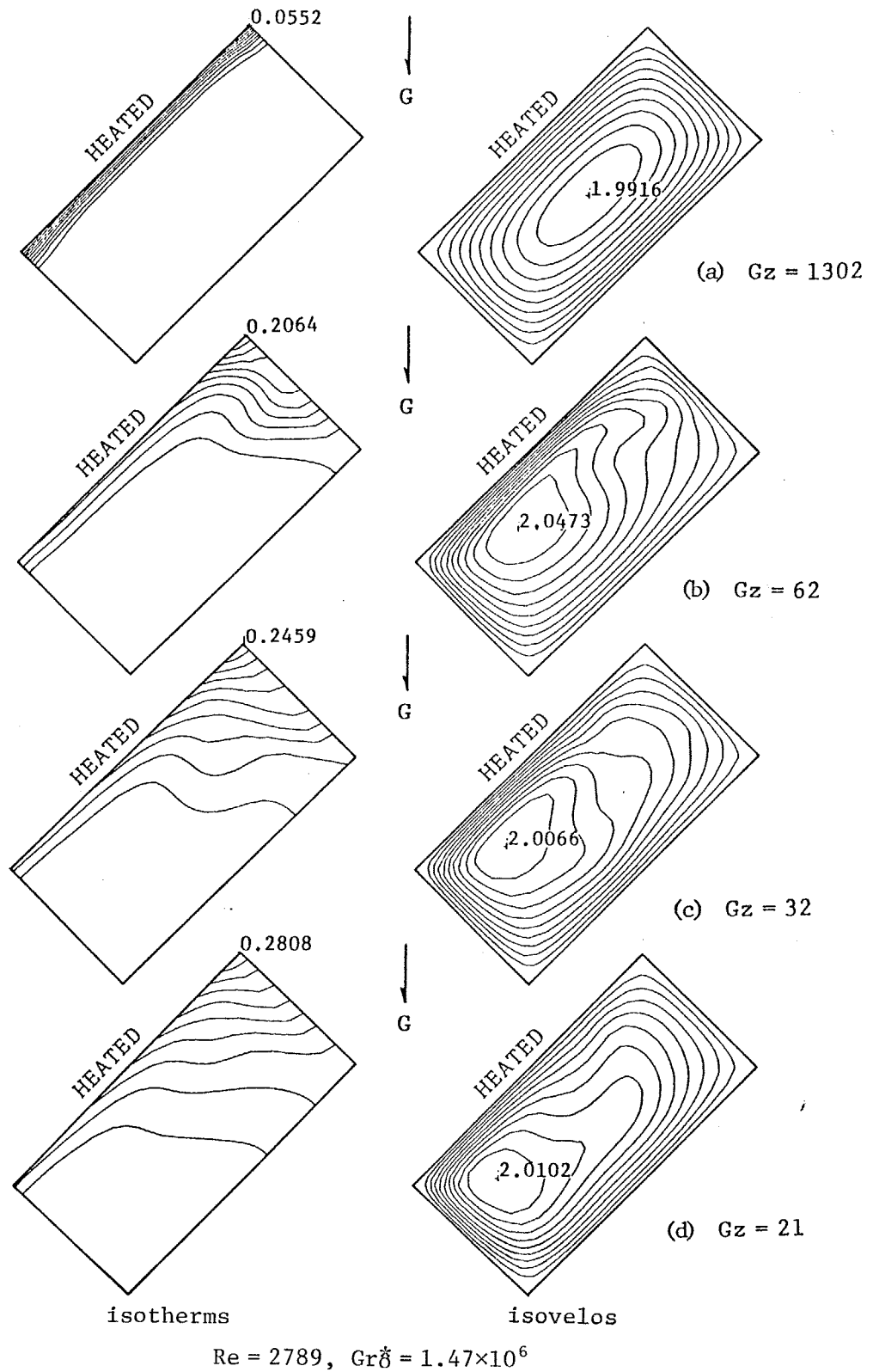
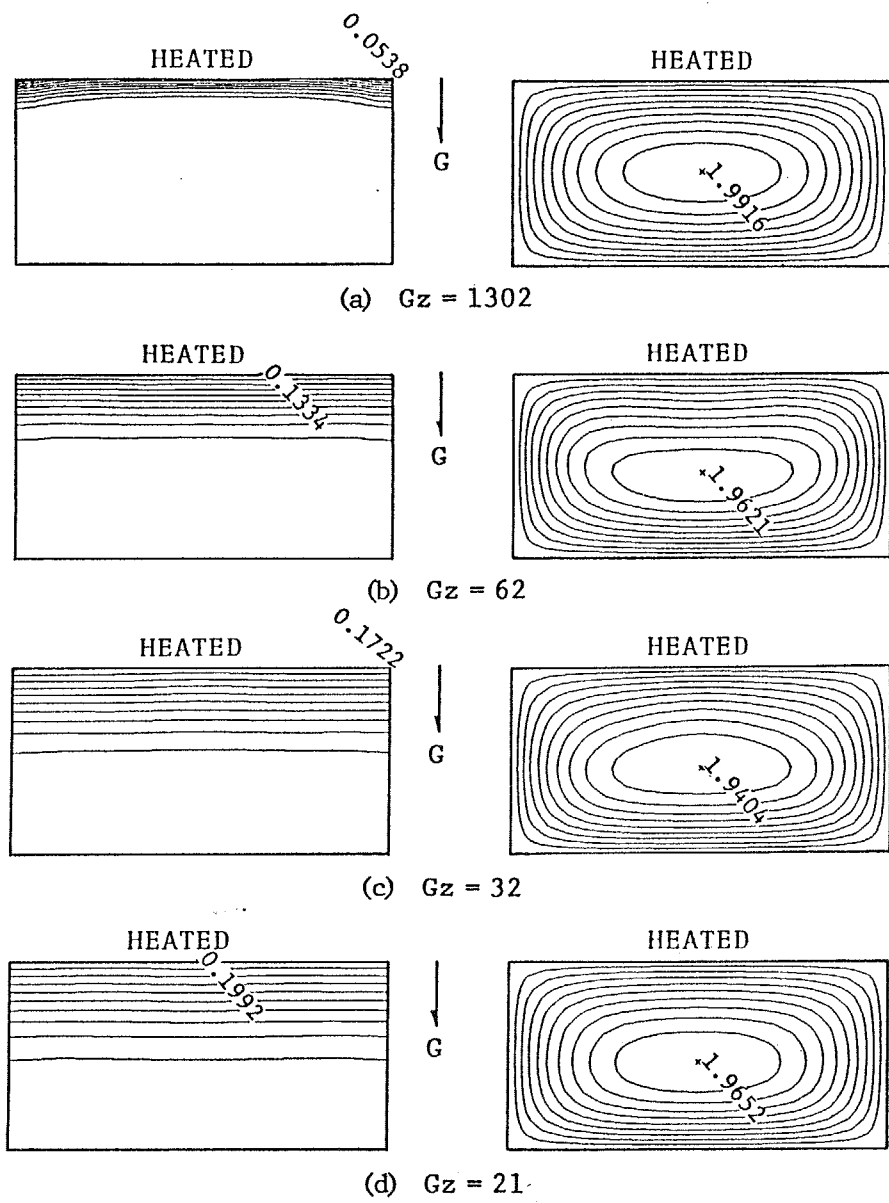


図 4 - 7 矩形流路内の流体温度分布に対する自然対流の影響 ($\phi = \pi/4$)



isotherms

isovelos

$Re = 2789, Gr_0^* = 1.47 \times 10^6$

図 4 - 8 矩形流路内の流体温度分布に対する自然対流の影響 ($\phi = \pi/2$)

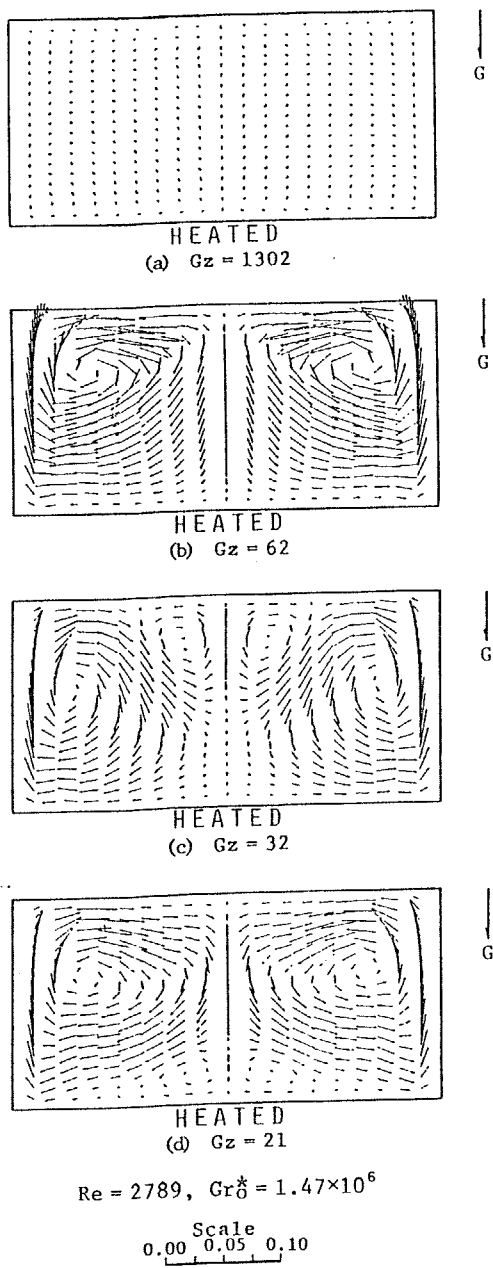


図 4 - 9 矩形流路内の自然対流による 2 次流れのフローパターン ($\phi = -\pi/2$)

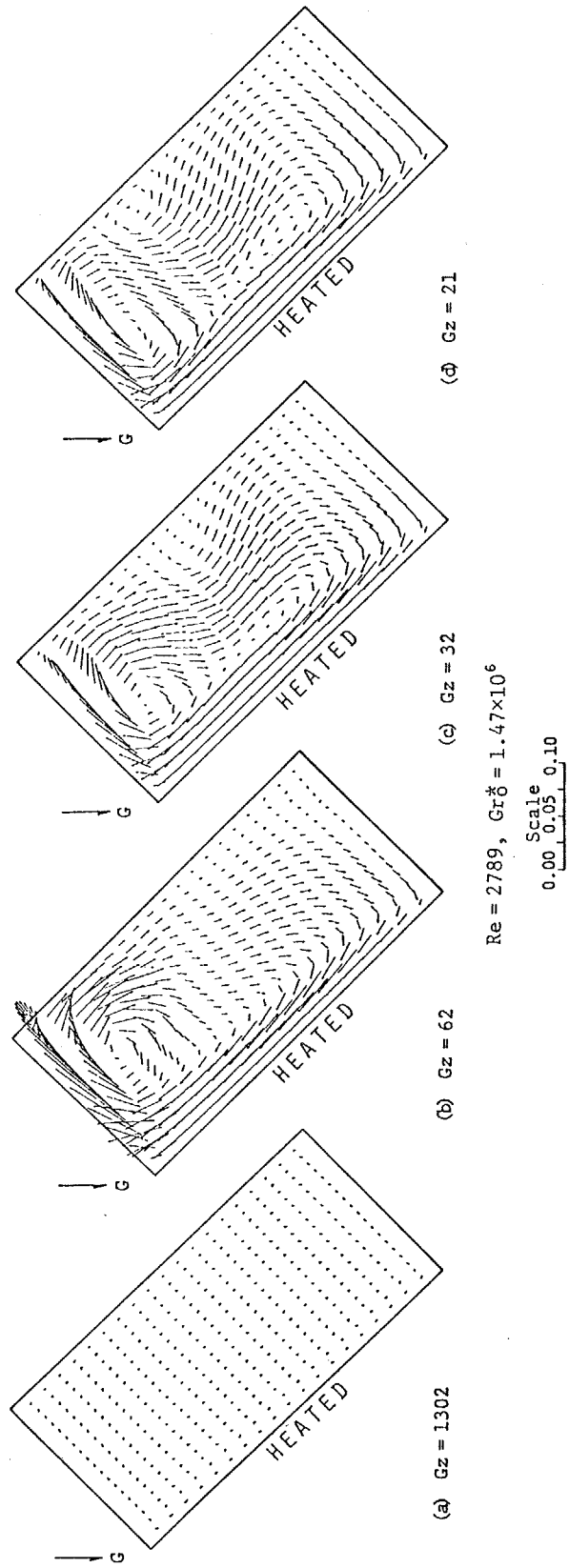


図 4-10 矩形流路内の自然対流による 2 次流れのフローパターン ($\phi = -\pi/4$)

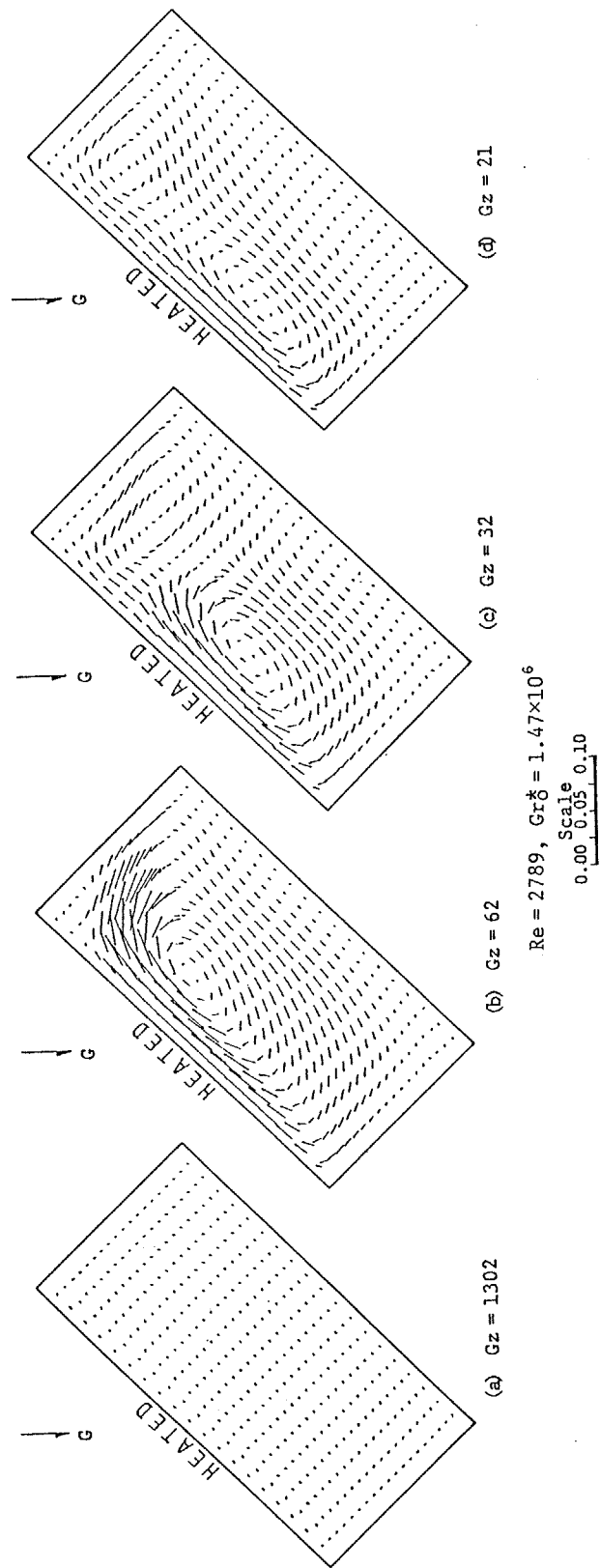
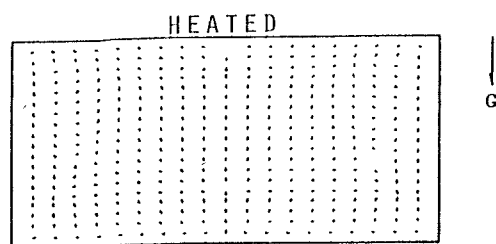
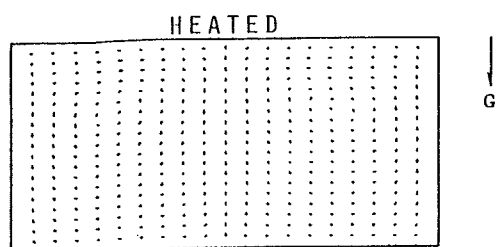


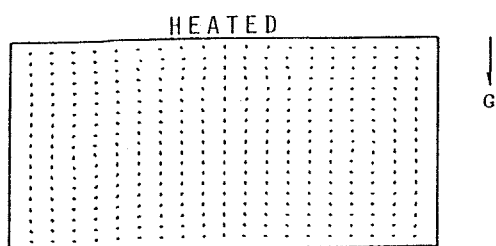
図 4-1-1 矩形流路内の自然対流による 2 次流れのフローパターン ($\phi = \pi/4$)



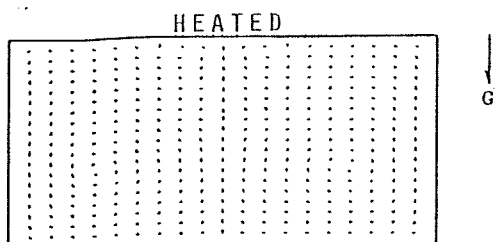
(a) $Gz = 1302$



(b) $Gz = 62$



(c) $Gz = 32$



(d) $Gz = 21$

$Re = 2789, Gr\delta = 1.47 \times 10^6$

Scale
0.00 0.05 0.10

図 4 - 1 2 矩形流路内の自然対流による 2 次流れのフローパターン ($\phi = \pi/2$)

の発達の様子を図4-9~12に示した。これらのグラフから分かるように、いずれの流路配置においても加熱壁近傍の温められた流体は浮力によって上昇しようとするが、 ϕ が正である場合（加熱壁が上方にある場合）には2次流れは壁面によって阻害され、それ以上強くはなれない。特に、 $\phi = \pi/2$ である場合には、加熱壁が真上になるため、ほとんど2次流れを生じない。ただし、純粋な自然対流場のように、2次流れを全く生じないわけではなく、弱い対流が起こる。これは主流流速分布が一樣でないため温度場の拡散速度が流路角部と中央部とで異なり（図3-8参照）、その結果生じる温度分布の非均一性が自然対流の駆動力となるからである。

一方、 ϕ が負である場合（加熱壁が下方にある場合）には、加熱壁近傍の温められた流体の浮力による上昇を抑制する壁面は存在しないが、流路中央部は主流流速が速く、これによる運動量拡散が強いため、やはり2次流れは余り強くはなれない。また、 $\phi = -\pi/2$ 、すなわち下面を加熱壁とする場合には、2次流れは左右対称な2個のスワールとなるが、この場合にも加熱壁で温められた流体は流速の速い流路中央部を上昇することができず、両端の非加熱壁に沿って上昇する向きの2次流れとなっていることが分かる。

これらのことから、周方向に非均一に加熱される流路の伝熱に対する、主流に垂直な方向の浮力の影響は、加熱壁が側方、あるいはやや下側方にある場合に最も大きくなると予想されるが、これについては次節で詳しく検討する。

4-1-2 熱伝達率に対する浮力の影響

前節で述べた通り、流路内の浮力による2次流れは流路内の熱拡散を助長するから、浮力が加熱壁からの熱拡散を全体的に抑制する場合を除いて、流路の熱伝達率は必ず向上する。図4-13は非均一な加熱を受けるアスペクト比 $A_s = 0.5$ の矩形断面流路の熱的発達過程の熱伝達率に対する浮力の影響を、図4-14は部分加熱される（ $\theta_n = \pi/4$ ）円管の熱伝達率の発達に対する浮力の影響をそれぞれ

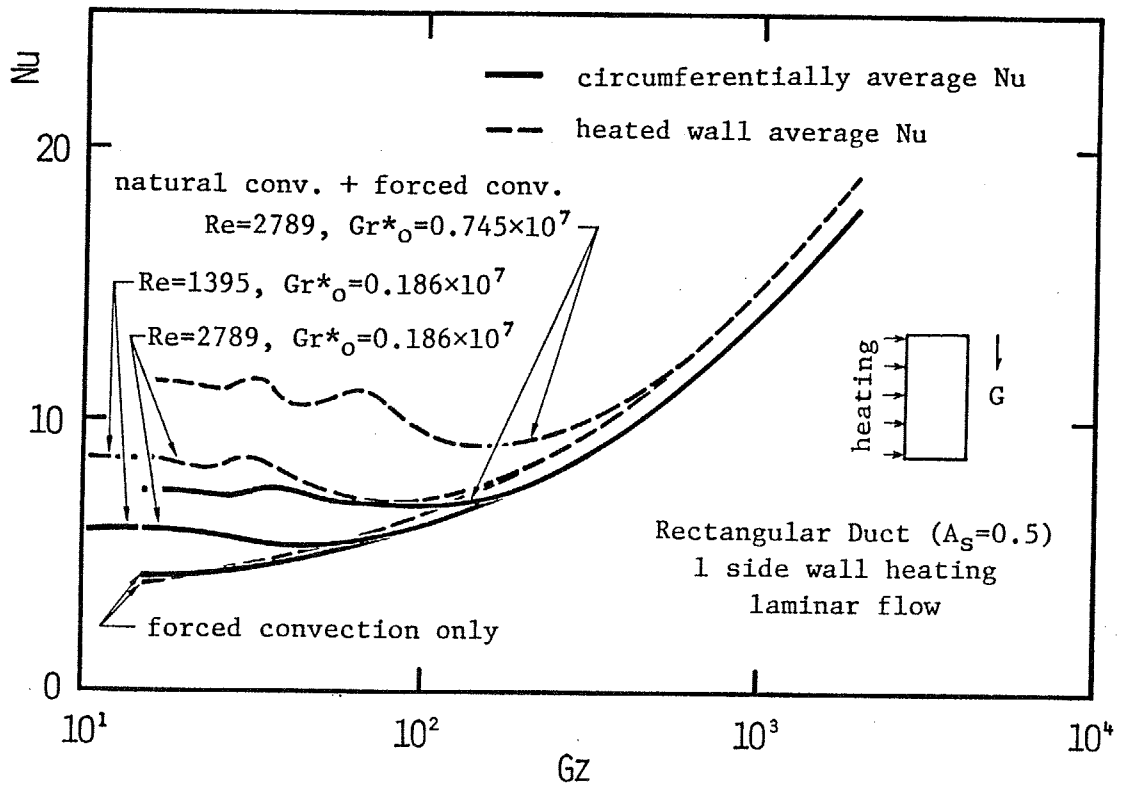


図 4 - 1 3 熱的発達過程の熱伝達率に対する浮力の影響 (矩形流路、 $A_s=0.5$)

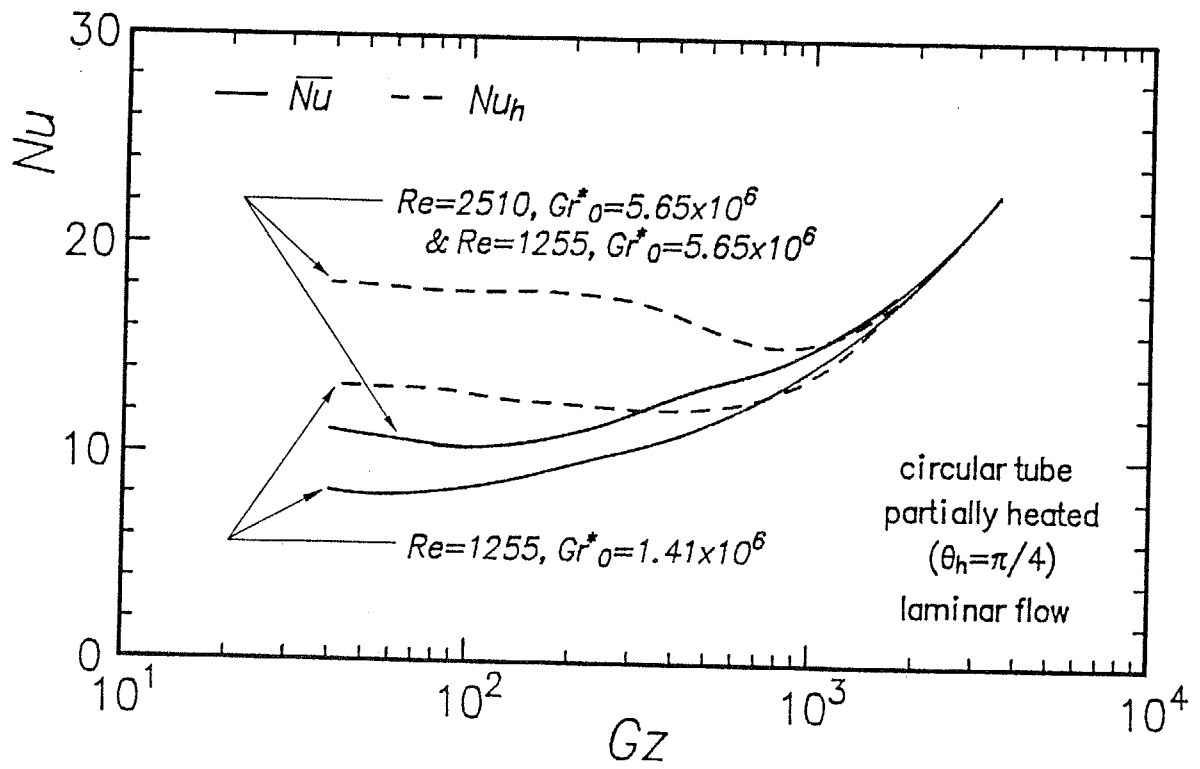


図 4 - 1 4 熱的発達過程の熱伝達率に対する浮力の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$)

示したものである。加熱領域はいずれも重力加速度に対して側方に位置している。

これらの図に示されるように、浮力による自然対流は熱的発達のごく初期から伝熱に影響を及ぼし始め、熱伝達率は自然対流を無視した場合よりも大きくなっている。このことは前節で述べた温度分布に対する自然対流の影響のしかたと一致している。これらの図中には、加熱壁平均の熱伝達率に対する自然対流の影響と、周平均の熱伝達率に対する影響の双方が示されているが、いずれの流路でも、当然ながら、加熱壁平均の熱伝達率の向上の方が周平均熱伝達率のそれよりも大きい。これは、図4-3、4に示したフローパターンを見ても分かる通り、2次流れは加熱壁近傍の温められた流体の浮力によって駆動されているため、加熱壁近傍で特に強く流体を入れ替える作用をし、加熱壁温度を低下させるのに対し、非加熱領域の壁面温度は2次流れによって輸送された熱によって逆に加熱され、上昇するからである。

さて、浮力による自然対流の影響の大きさは、加熱壁近傍の流体の温められ方、すなわち加熱熱流束の大きさと流速等によって変化する。すなわち、自然対流の伝熱に対する影響の加熱条件等による変化の様子は、一般には、運動量の輸送方程式中の浮力項の形から、 Gr^*/Re^2 に比例する形で表されると考えらがちである。図4-13、14中には、 Re 数と流路入口で定義される修正 Gr 数 (Gr^*)^{*1}を変

脚注*1

本論文の数値計算では、浮力項中の Gr^* 数を

$$Gr^* = g\beta \frac{Q_{in} D_h}{k} \frac{D_h^3}{\nu^2}, \quad \beta = \frac{1}{T_b}$$

として定義しており、流体の体膨張係数が混合平均温度によって変化するため、流路の浮力の条件を一つのグラスホフ数では表示することができない。そこでここでは、流路入口における流体の混合平均温度で定まるグラスホフ数

$$Gr^*_{\theta} = g\beta_{\theta} \frac{Q_{in} D_h}{k} \frac{D_h^3}{\nu^2}, \quad \beta_{\theta} = \frac{1}{T_{b\theta}}$$

で浮力の条件を表示した。

えた結果を示してあるが、これらを見て分かる通り、 Gr^*_{θ}/Re^2 が等しい2つの結果（図4-13では $Re=2789$ 、 $Gr^*_{\theta}=0.745 \times 10^7$ の結果と $Re=1395$ 、 $Gr^*_{\theta}=0.186 \times 10^7$ の結果、図4-14では $Re=2550$ 、 $Gr^*_{\theta}=5.65 \times 10^6$ の結果と $Re=1255$ 、 $Gr^*_{\theta}=1.41 \times 10^6$ の結果）は互いに一致せず、単純に Gz^*_{θ} の大きい場合の方が自然対流の影響が大きい。これに対して Gz^*_{θ} は等しいが Re 数が異なる2つの結果（図4-13では $Re=2789$ 、 $Gz^*_{\theta}=0.186 \times 10^7$ と $Re=1395$ 、 $Gz^*_{\theta}=0.186 \times 10^7$ 、図4-14では $Re=2550$ 、 $Gr^*_{\theta}=5.65 \times 10^6$ と $Re=1255$ 、 $Gr^*_{\theta}=5.65 \times 10^6$ ）は完全に一致している。このことは、熱的発達過程の熱伝達率に対する自然対流の影響は、 Nu 数 vs. Gz 数のグラフ上では Re 数に影響されないことを意味している。これは、流れ場、温度場の基礎方程式から、次のように説明される。

すなわち、エネルギー方程式を

$$t = (T - T_b) / \frac{Q_{in} D_h}{k}$$

$$u = U/W_m, \quad v = V/W_m, \quad w = W/W_m \quad (4-1)$$

$$x = X/D_h, \quad y = Y/D_h, \quad z = Z/(Re \ Pr \ D_h)$$

なる無次元変数を用いて無次元化すると、

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{w}{Re \ Pr} \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{Re \ Pr} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) \quad (4-2)$$

となる。これから計算される無次元温度場は、温度がNu数の逆数で、流れ方向の座標 z が Grz の逆数で表されていることになる。この式から計算される温度場が Re 数に無関係となる (Nu 数 vs. Gr 数のグラフが Re 数に影響されない) ためには、流速の2次流れ成分 u 、 v が Re 数に逆比例する値であればよい。

浮力による自然対流が生じるときの流速の2次流れ成分は、上記の無次元変数を用いれば、次の運動量の輸送方程式で表される (浮力項は x 方向の式に付加した。 y 方向の方程式に浮力項があっても同様である)。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w}{Re \ Pr} \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{Gr^*}{Re^2} t \quad (4-3)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{w}{Re \ Pr} \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (4-4)$$

ここで、

$$p = (P - P_0) / \frac{1}{2} \rho W_m^2, \quad Gr^* = g \beta \frac{Q_{in} D_h}{k} \frac{D_h^3}{\nu^2}$$

である。2次流れ成分を決定する圧力項は連続の式によって決定されるから、上記の2式をクロス微分して圧力項を消去すると、

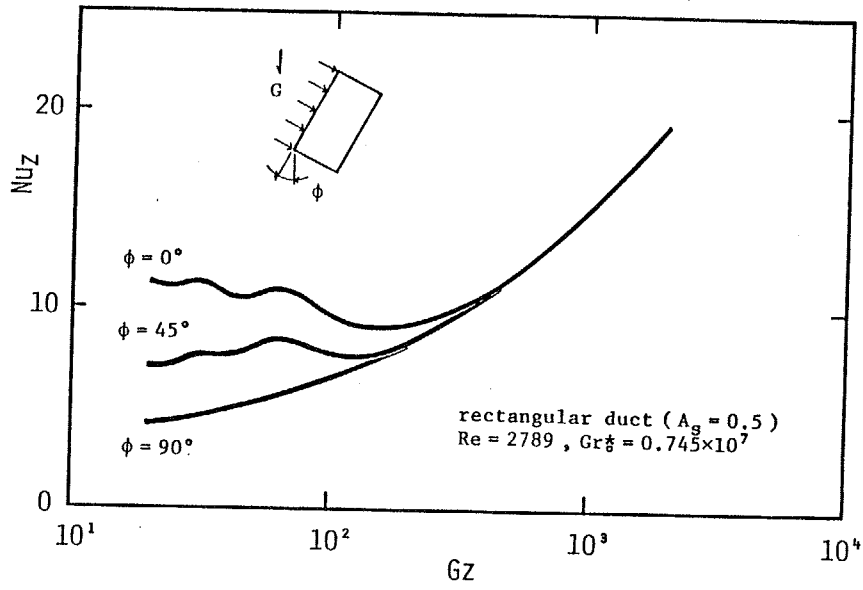
$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w}{\text{Re Pr}} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{\text{Gr}^*}{\text{Re}^2} t \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{w}{\text{Re Pr}} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (4-5)$$

なる関係式を得ることができる。また、 w は、温度場と同様に、

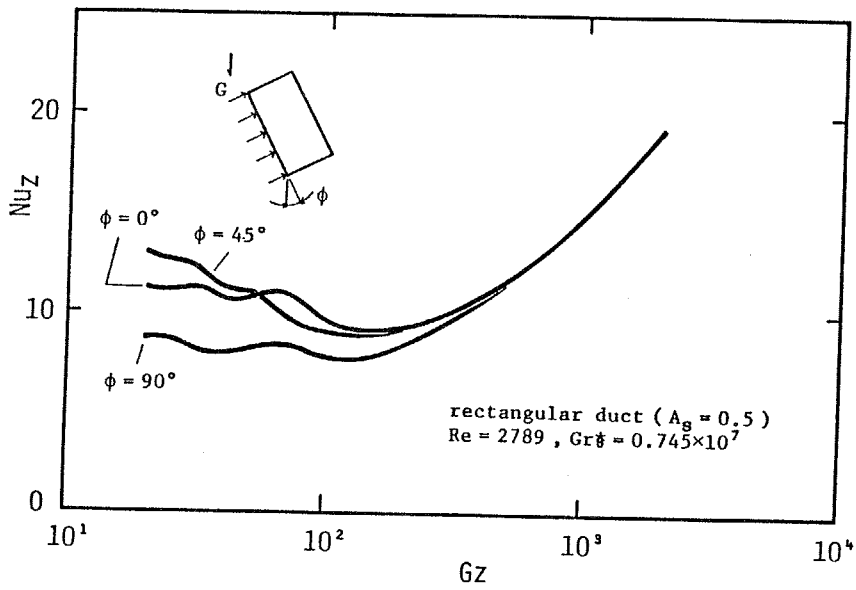
$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{w}{\text{Re Pr}} \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (4-6)$$

で定まることに注意し、 $u = C/\text{Re}$ 、 $v = D/\text{Re}$ を上記の式に代入すれば、容易に C 、 D が Re 数に無関係に定まること、すなわち、 u 、 v が Re 数に逆比例することが分かる。このことから、熱的発達過程の熱伝達率に対する自然対流の影響は、 Nu 数 vs. Gz 数のグラフ上では Re 数の影響を受けないことが、理論的にも明らかとなった。この特性は、流れ場、温度場がいかなる条件であつても成立するから、自然対流の影響を推定、評価する際には便利である。

さらに、周方向に非均一に加熱される流路では、伝熱に対する自然対流の影響は、前節でも述べたように、加熱壁の位置と重力加速度の関係によつても影響される。図4-15(a)、(b)は、1長辺のみを加熱されるアスペクト比 $A_s=0.5$ の矩形流路の熱伝達に対する自然対流の影響を、加熱壁と重力加速度のなす角 ϕ を変えて示したものである。図4-1、3、5~12を見ても明らかなおり、 ϕ が正である場合、すなわち加熱壁が上方にある場合には自然対流による2次流れは弱く、伝熱に対する影響も少ない。特に $\phi=\pi/2$ である場合には、熱伝達率は自然



(a) 加熱壁が上方にある場合



(b) 加熱壁が下方にある場合

図4-15 熱伝達率に対する自然対流の影響の
 加熱壁と重力加速度の位置関係による変化 (矩形流路)

対流の無い場合とほぼ完全に一致する。逆に ϕ が負、すなわち加熱壁が下方にある場合には、2次流れは強く、熱伝達も顕著に促進されている。しかし、 $\phi = -\pi/2$ となると自然対流による熱伝達率の向上は、 $\phi = -\pi/4$ や $\phi = 0$ の場合よりも逆に減少している。これは ϕ が $-\pi/2$ に近づくにしたがって、加熱壁近傍の流体に働く浮力による流体を回転させようとするモーメントが小さくなるためである。この理由付けからは $\phi = 0$ が最も2次流れが強くなることになるが、実際には壁の粘性力の効果の小さい $\phi = -\pi/4$ 程度で2次流れは最強となる。このときの2次流れは、均一に加熱された流路内に生じるものよりも強く、周方向に非均一に加熱される流路は、加熱壁の位置によっては、従来の均一加熱流路よりも浮力による自然対流に敏感であるといえる。

なお、発達過程の熱伝達率に対する自然対流の影響を示したグラフで、自然対流に影響された熱伝達率が波打っているのは、計算上、この部分で2次流れのフローパターンが変化しているからであるが、実際の伝熱においても同様の現象が生じるか否かは疑問である。なぜなら、自然対流にはかなりの”任意性”があり、実際の自然対流には時間的な”ゆらぎ”が見られるが、本研究の数値計算では非定常性を無視しているからである。

4-1-3 流路の圧力損失に対する浮力の影響

浮力による自然対流は温度分布を变形させ熱伝達率を向上させると同時に流速分布をも歪ませるから、流路の圧力損失も増加する。図4-16、17は、それぞれ、1垂直壁のみを加熱されるアスペクト比0.5の矩形流路と、周上の一部のみを加熱される($\theta_h = \pi/4$)円管の、ファニングの圧力損失係数 f とRe数の積 $f Re$ に対する浮力の影響を示したものである。自然対流が無い場合には、 $f Re$ 数の値は、アスペクト比 $A_s = 0.5$ の矩形流路の場合15.548、円管の場合16.0で一定であることが知られている⁽⁴⁻⁴⁾が、流路内に自然対流が生じると、それぞれの流路の圧力損失係数はこの値よりも大きくなる。その増加量は、熱伝達率の場合と同様に、

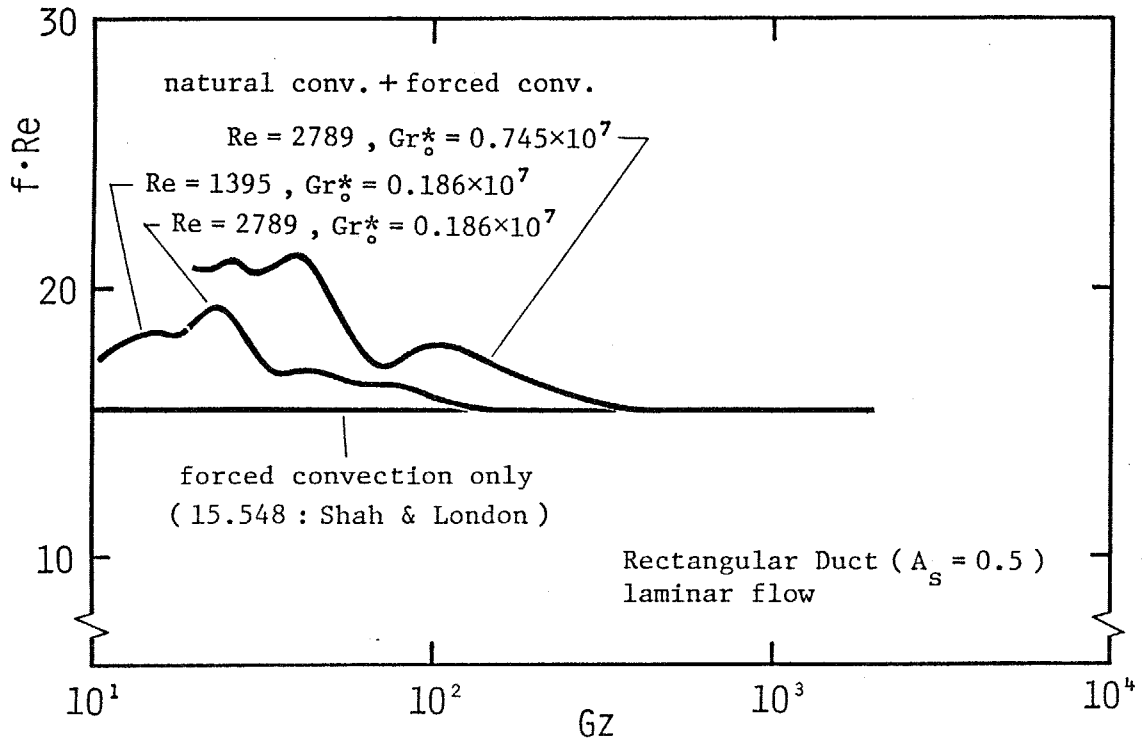


図 4 - 1 6 流路の圧力損失に対する自然対流の影響 (矩形流路、 $A_s=0.5$)

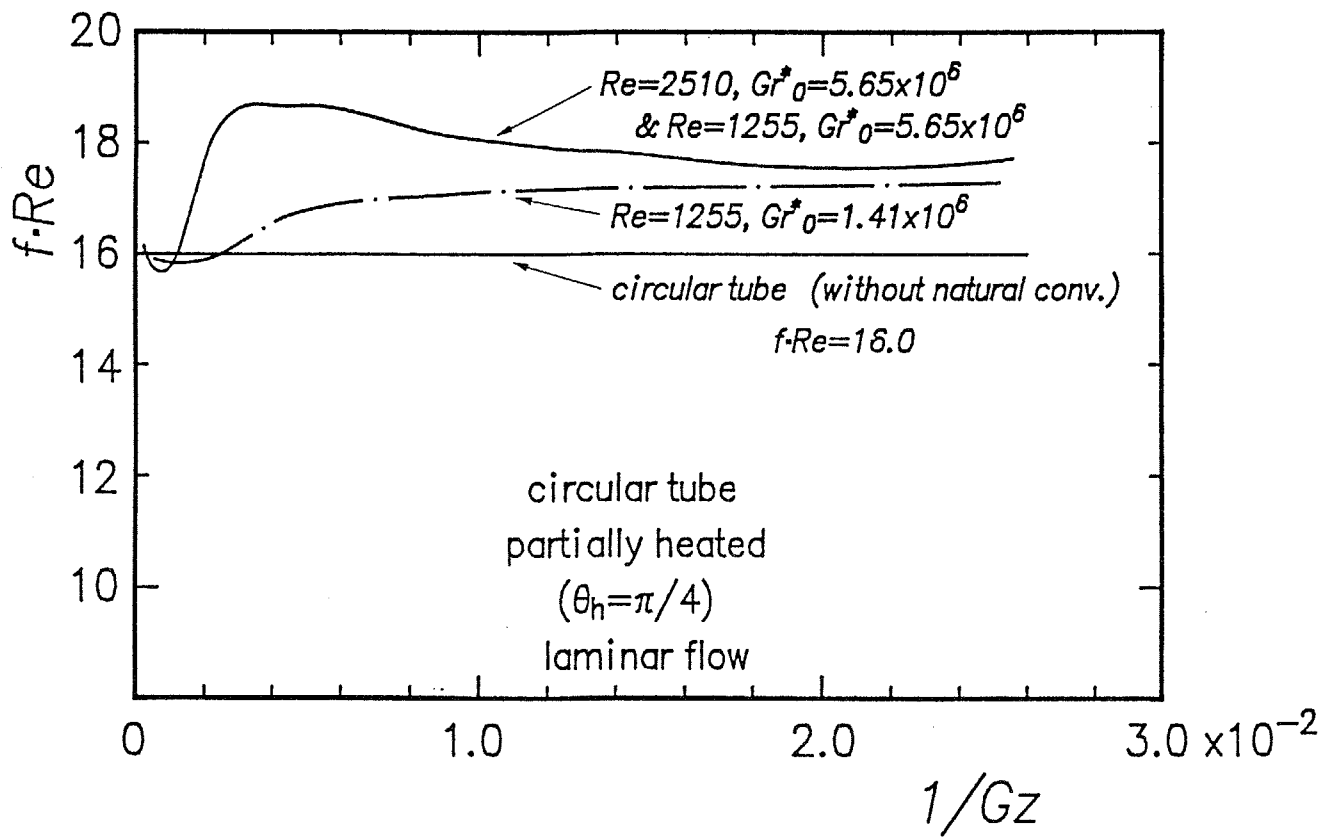


図 4 - 1 7 流路の圧力損失に対する自然対流の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$)

Gr^*_{θ} が大きい場合ほど大きく、 f Re vs. Gz 数のグラフ上ではRe数に影響されない。この理由は先の熱伝達率への影響の節で詳しく述べた。また、自然対流に影響された圧力損失係数にも波打ちが見られるが、これも熱伝達率の波打ちと同じ理由によるものである。

以上に述べたように、自然対流の伝熱への影響には、熱伝達率を向上させる面と、流路の圧力損失を増加させる面の両面があることが分かった。熱交換器の伝熱促進効果の評価では、この両面を考慮して性能を把握するために、熱伝達をコルバーンの j 因子で、圧力損失をファニングの圧力損失係数 f で表し、その比 j/f を用いる場合がある⁽⁴⁻⁵⁾。そこでここでも j/f で自然対流の伝熱に対する影響を評価することを試みる。

図4-18、19はそれぞれ、アスペクト比0.5の矩形流路と円管が非均一に加熱された場合の熱的発達過程の j/f 値を示したものであるが、いずれの流路でも自然対流の発生によって j/f 値が上昇すること、すなわち伝熱の向上の方が圧力損失の増加よりも大きいことが分かる。特に、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路で最も熱的に条件の厳しい加熱領域の熱伝達率に対する j/f 値は、きわめて大幅に向上している。これは自然対流が浮力という”内力”によって流体をかくはんしているためであり、タービュレンスプロモータ等の”外力”による伝熱促進には見られない特徴である。しかし、後に述べるsine形断面流路のように流路断面が複雑な形状をしている場合には、自然対流によって j/f 値が逆に減少する場合があるから、自然対流によって常に j/f 値が向上するわけではないことに注意すべきである。また、 j/f 値が向上しても、自然対流は流路の圧力損失を必ず増加させるから、何本かの流路を共通のヘッドで連結して使用する場合には、流路間の流量配分の不均一の発生に注意が必要である。

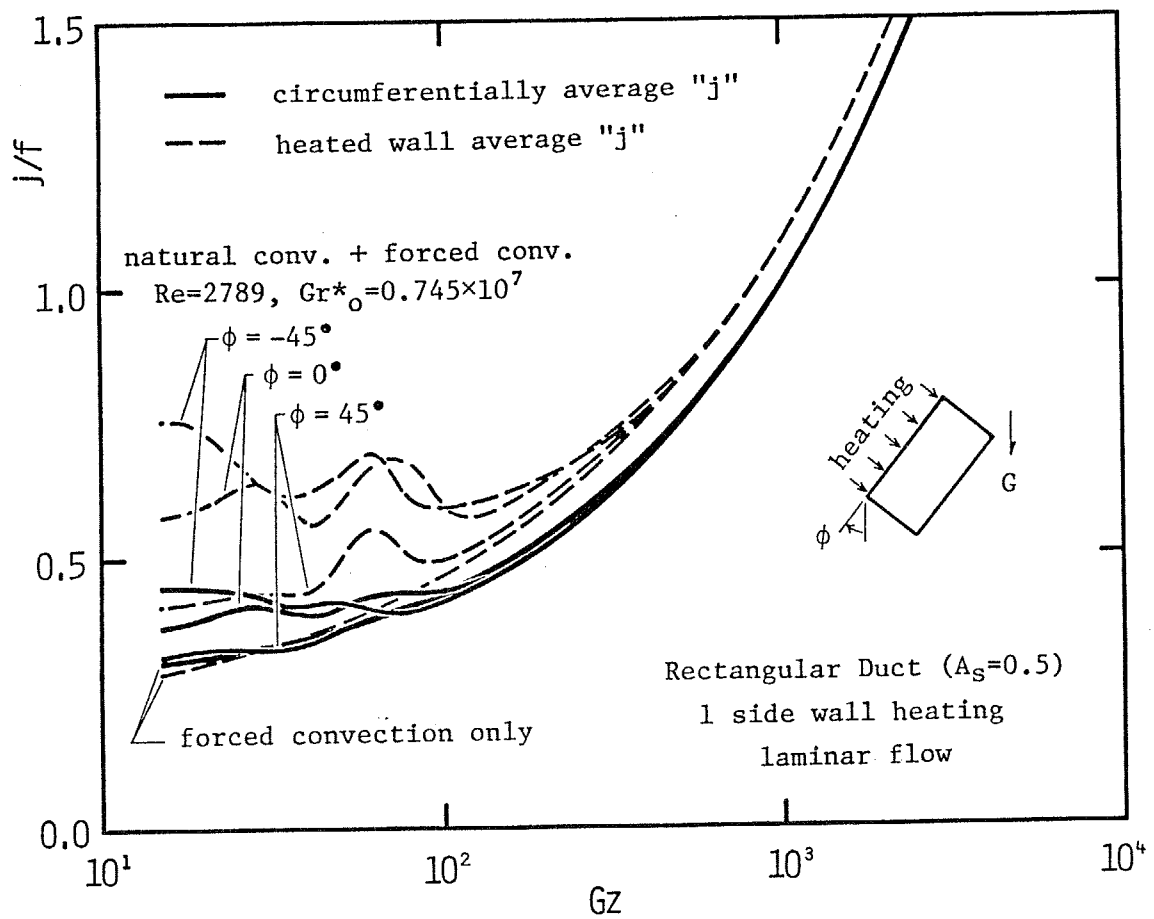


図4-18 流路の伝熱性能 (j/f 値) に対する自然対流の影響
 (矩形流路、 $A_s=0.5$)

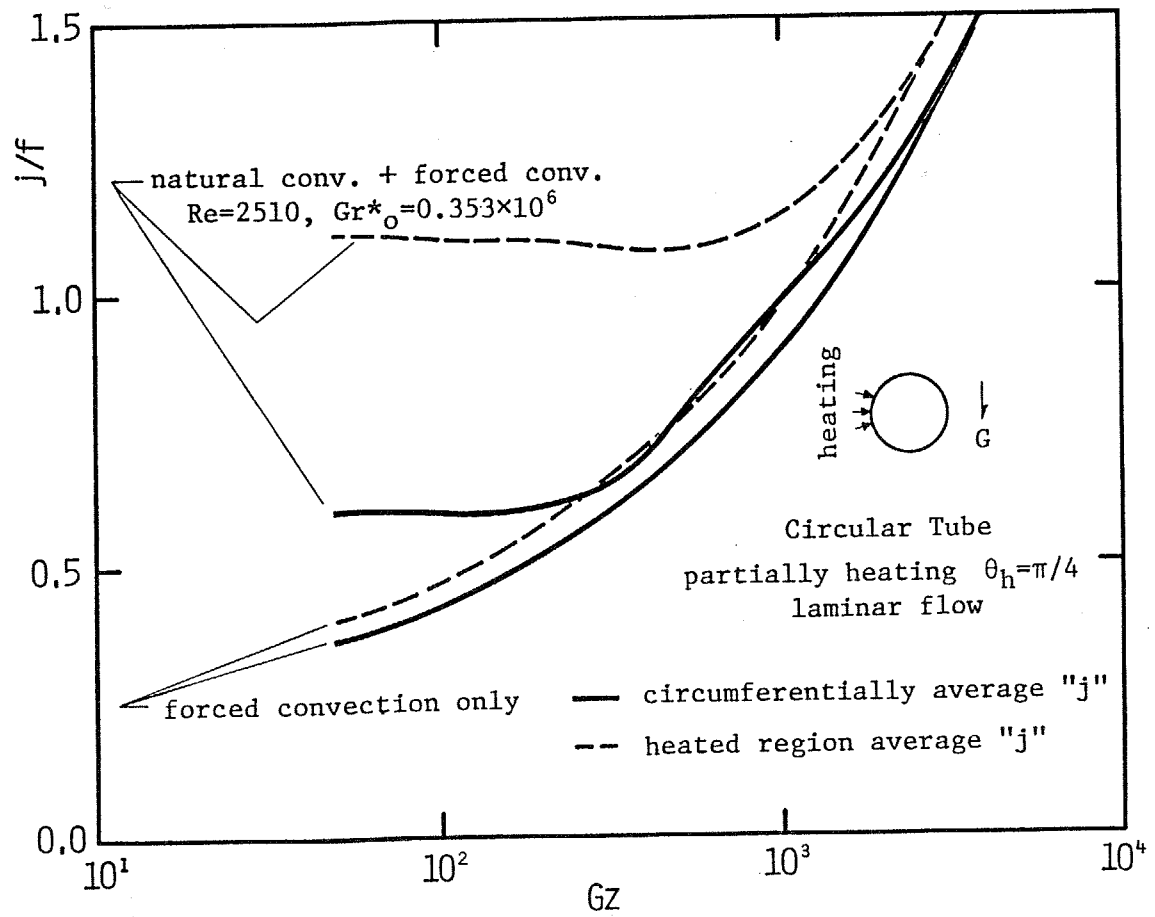


図4-19 流路の伝熱性能 (j/f 値) に対する自然対流の影響

(円管、 $\theta_h = \pi/4$)

4-2 流れが乱流である場合

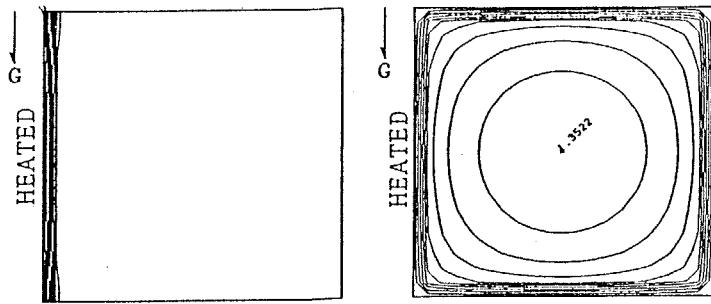
実際の核融合炉第一冷却壁やセントラルレシーバの冷却流路では、熱負荷がきわめて大きく、高い熱伝達率が必要とされるため、例外なく乱流熱伝達が利用されると考えられる。流れが乱流であっても、非均一に加熱される流路の熱伝達に対する浮力による自然対流の影響は、流れが層流である場合と概ね変わらないが、細部において若干異なる影響のしかたをする。そこでここでは、乱流場における自然対流の影響の層流の場合との差異について、主に述べることにする。

流れが乱流であるときの流路内の共存対流（強制対流と自然対流）を数値的に解析しようとする場合には、乱流モデルの自然対流場への適合性について先ず検討を加えておくことが必要である。すなわち、本研究で用いたような0方程式モデルは、ある決まった流路（普通は円管）内の完全に発達した流速分布、乱流強度分布等をもとに作成されているから^{*2}、流路内に自然対流が生じて流速分布が完全に発達した分布から大きく外れると、もはや乱流モデルそのものが使用できなくなる。

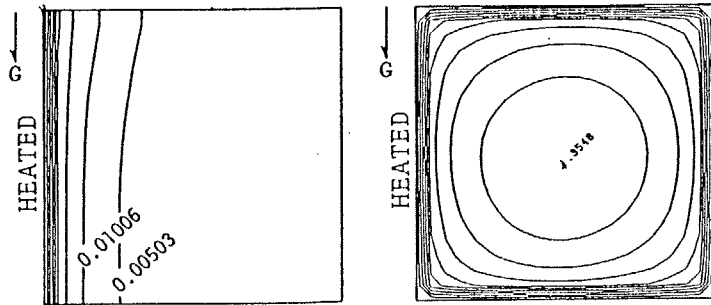
図4-20は、1垂直壁のみが加熱されるアスペクト比 $A_s=1.0$ の矩形流路の熱的発達過程の温度分布、流速分布に対する自然対流の影響を示したものであり、自然対流によって温度分布が上下非対称に発達している様子が明確に示されている。

脚注^{*2}

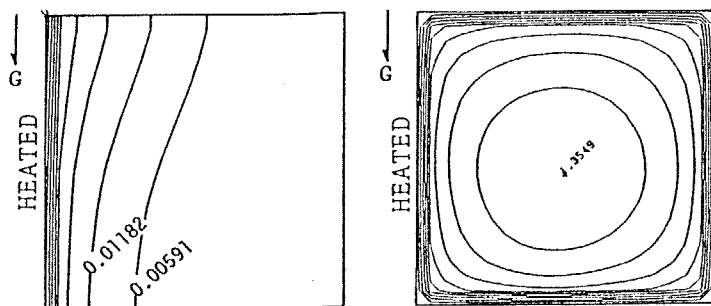
これは0方程式モデルに限ったことではなく、一般性が高いと信じられている2方程式モデルなどでも同じことが言える。特に2方程式モデルでも、壁関数を利用すると、壁関数は発達した速度場から定められているから、自然対流の発生や剥離の生成などに対して適用性がきわめて乏しくなる。



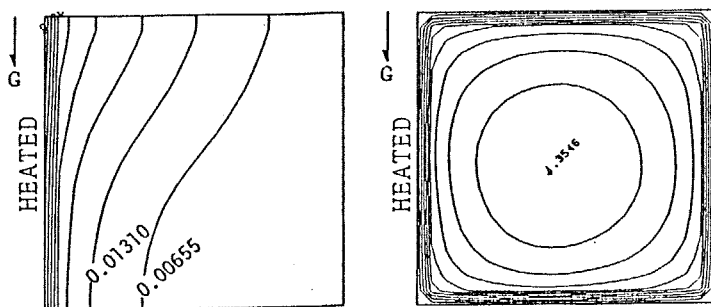
(a) $Gz = 5858$



(b) $Gz = 279$



(c) $Gz = 143$



(d) $Gz = 96$

isotherms

isovelos

$$Re = 8368, Gr_0^* = 1.34 \times 10^7$$

図4-20 矩形流路内の温度分布と流速分布に対する自然対流の影響
(乱流の場合、 $A_s = 1.0$)

る。これに対して流速分布は、自然対流の発生によってほとんど影響されず、ほぼ発達した流速分布を保っている。これらの結果を相当する伝熱実験の結果（図 2-20）と比較してみると、実験では流路壁中の周方向熱伝導の影響で非加熱壁近傍の流体温度が上昇しているが、それを除けば計算結果は実験の結果と良く一致しており、第 3 章でも述べた通り、数値計算の妥当性が伺える。したがってこの程度の強さの自然対流を含む乱流場の解析に前述の 0 方程式モデルをそのまま使用しても、大きな誤りはないと言え、ここではこの手法によって求めた結果を基に乱流共存対流の伝熱について検討を加えることにした。なお、このことは乱流の 0 方程式モデルの万能性を示すものでは当然なく、より強い自然対流の発生や、剥離を伴う流れ場に対しては、より高度な乱流モデルを用いて計算することが必要なことは言うまでもない。

さて、図 4-20 に示した温度分布、速度分布に対する自然対流の影響を図 4-1 の層流の場合と比較すると、 Gr^* が同程度であるにもかかわらず、乱流場の方がその影響の受け方がはるかに小さい。これは乱流場では、渦温度伝播率の分だけ、いわゆる乱流拡散がさかんであり、加熱壁近傍の流体温度が上昇しにくい。そのため浮力が小さいことに加えて、温度場と同様、速度も壁近傍で急峻な分布をしており、浮力による熱（運動量）輸送が主流によるそれに比べて強い領域が壁ぎわのごく少ない部分に限られるため、2 次流れが成長しにくいことによるものである。また、乱流流速分布に対する自然対流の影響は、これらのことを考慮してもなお層流の場合に比較してきわめて小さい。これは 2 次流れのフローパターンによるものである。図 4-21 は図 4-20 に相当する条件の自然対流による 2 次流れの発達の様子を示したものであるが、層流の場合（図 4-3）とは異なり、2 次流れ（スワール）の中心が流路中央に近い部分に存在することが分かる。これは、乱流の場合、渦拡散係数が壁からの距離の関数であり、流路中央部で流体の見掛けの粘性係数が大きくなるため、この部分が一体となって回転する傾向が

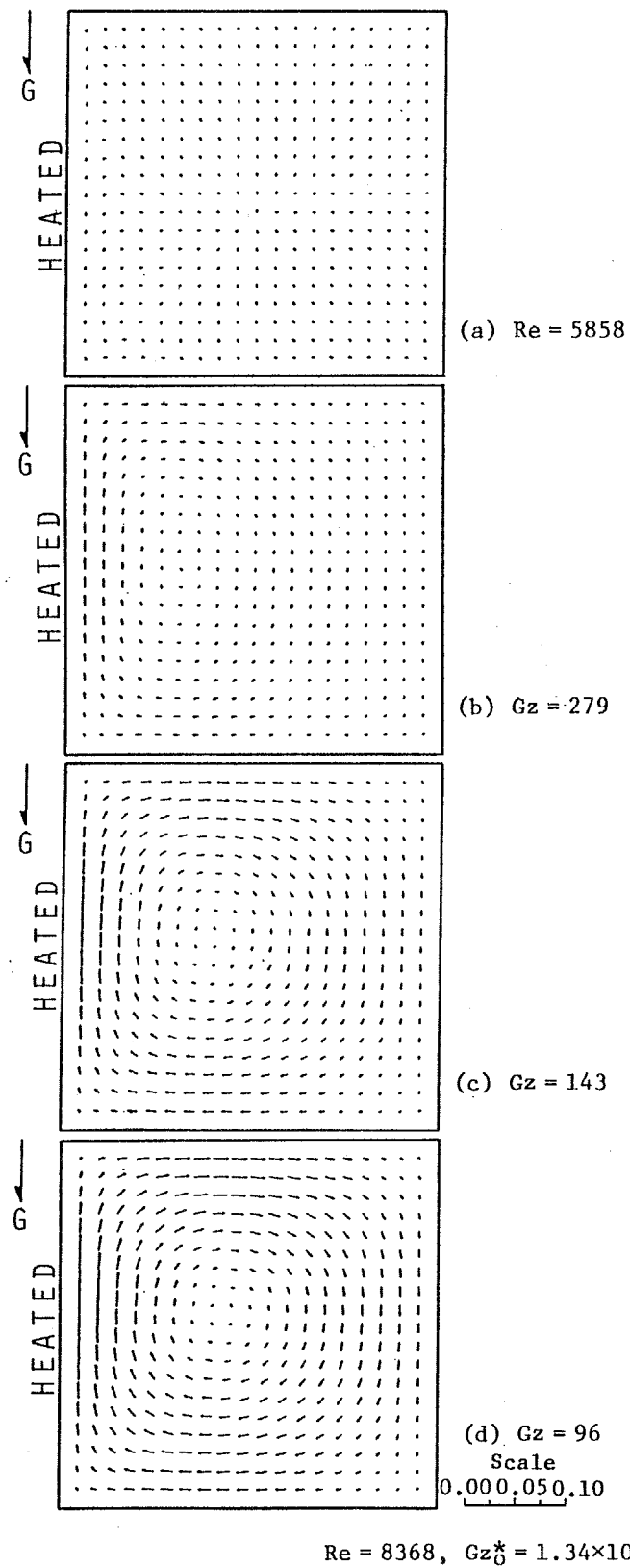


図4-21 矩形流路内の自然対流による2次流れのフローパターン
 (乱流の場合、 $A_s=1.0$)

あるためである。スワールの形状がこのように軸対称に近いと、そもそも軸対称な形状である流速分布は2次流れによって影響されにくい。

このときの熱伝達率と圧力損失係数に対する自然対流の影響を図4-22に示した。温度分布、流速分布に対する自然対流の影響の大きさから推察される通り、熱伝達率や圧力損失係数に対する自然対流の影響は小さい。特に周平均の熱伝達率の自然対流による向上はほとんど無視できる大きさである。もちろん、流れが乱流であっても加熱熱流束を大きくすればGr数は大きくなり、自然対流の影響も強くなるが、実際の伝熱流路では壁面の健全性を保つため、加熱熱流束が大きくなれば必然的に熱伝達率を向上させるために流速(Re数)を増加させることになる。乱流の渦動粘性係数は、近似的にRe数の3/4乗に比例して大きくなるから、乱流場における実効的なGr数はRe数の3/2乗、すなわち加熱熱流束の7/8乗に逆比例して小さくなると考えられ^{*3}、壁面温度に上限のある実際の受熱流路においては、自然対流の果たす役割は余り大きくないと言える。

脚注^{*3}

ブラジウスによれば、乱流場において壁面剪断応力 τ_w はRe数の7/4乗に比例する。したがって乱流の見掛けの粘性係数 μ_t (分子粘性と渦粘性の和)は、流速分布形状が流速によらないとすると、

$$\tau_w = \mu_t \left. \frac{\partial U}{\partial X} \right|_{\text{wall}} = \mu_t \frac{U_m}{D_h} \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{\text{wall}} \sim Re^{7/4}, \quad \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{\text{wall}} = \text{const.}$$

より、

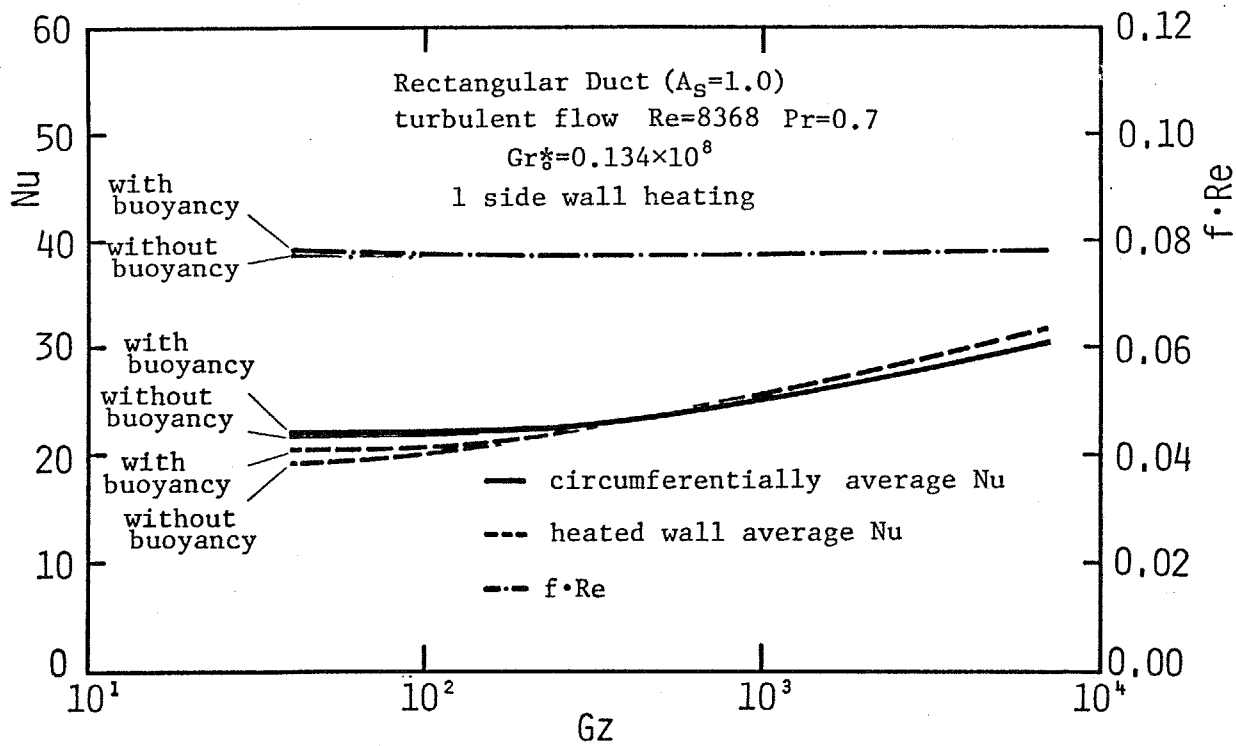


図4-22 流路の熱伝達率と圧力損失に対する自然対流の影響

(矩形流路、乱流の場合、 $A_s=1.0$)

$$\mu_t \sim Re^{3/4}, \quad \text{すなわち} \quad \nu_t \sim Re^{3/4}$$

である。乱流場の実効的なGr数は、大雑把に言ってGr数の定義式中の ν の代わりに ν_t を代入したものと考えられるから、Gr数はRe数の $-3/2$ 乗に比例することになる。

一方、壁面温度一定の条件では、流路の熱伝達率は加熱熱流束に比例して大きくならねばならない。熱伝達率の向上を全て流速の増加でまかなうとすると、

$$Nu \sim Re^{0.8}$$

なる実験式から、Re数は加熱熱流束の $5/4$ 乗に比例して増加する必要がある。この関係を修正Gr数の定義式に代入し、先の結果を考え合わせると、壁面温度一定の条件では Gr^* は Q_{in} の $-7/8$ 乗に比例することになる。

4-3 本節の結論

高熱負荷を受ける流路の常として、核融合炉第一冷却壁や太陽熱集熱器のセントラルレシーバの冷却流路では、流体の密度変化による浮力に伴う自然対流の発生が考えられる。そこで本節では、周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に対する自然対流の影響を数値的に求め、以下のような結論を得た。

(1) 流れが層流である場合には、比較的小さいGr数においても強い2次流れが生じ、温度分布、流速分布が大きく変形する。結果として流路の熱伝達率、圧力損

失係数双方が上昇するが、その上昇量はGr数が大きい場合ほど顕著である。

(2) 層流場における発達過程の伝熱に対する自然対流の影響は、Nu数 vs. Gz数、あるいは $f Re$ vs. Gz数の形に整理すれば、Re数によらないことを明らかにした。

(3) 周方向に非均一に加熱される流路の伝熱に対する自然対流の影響は、Gr数が同一でも加熱壁面と重力加速度の位置関係によって変化し、その影響の度合いは加熱壁が側方や下側にある場合に最も大きくなることが分かった。

(4) 自然対流による熱伝達率の向上と圧力損失係数の増加の双方を考慮するために j/f 値を用いると、自然対流によって j/f 値が増加する場合があることを示した。これは流路内の流体が浮力という”内力”によってかくはんされているためである。ただし、流路断面形状によっては、自然対流によって j/f 値が減少することがあるから、自然対流が必ず伝熱に有利に働くとは限らない。また、 j/f 値が増加しても圧力損失係数 f は自然対流によって必ず増加するから、伝熱流路の熱設計においては、圧力損失増加による流路間の冷却材流量の不均一性に注意する必要がある。

(5) 流れが乱流となると、同一のGr数でも層流に比べて自然対流の影響はごく小さいものとなる。特に流速分布や周平均熱伝達率は、自然対流によってあまり影響されない。これは、乱流は熱拡散、運動量拡散に優れるため、加熱壁近傍で生じる浮力がごく小さいこと、2次流れとして生じるスワールの渦の中心が流路中央に近いところにあり、これによる運動量輸送が流速分布に影響を及ぼし難いこと等による。

周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に対する自然対流の影響には上記のような特徴があるが、4-2節の最後に述べたように、実際の高熱負荷流路では流れは乱流であり、また壁面温度の上限値が設定されている場合には加熱熱流束の増加に伴って実効的なGr数が減少すると考えられることから、自然対流の果た

す役割は大きくないと結論付けられる。したがって、以降の章では、特に断わらない限り、自然対流の発生は無視することにする。

第 5 章

非均一加熱流路の熱伝達に対するふく射伝熱の影響

現在考えられているガス冷却型の核融合炉第一壁の最高温度は、壁材がステンレス鋼系の材料である場合には $500 \sim 600^{\circ}\text{C}$ ⁽⁵⁻¹⁾、さらに高耐熱性の材料では概ね 1000°C であるとされている ⁽⁵⁻²⁾。このように流路壁面が高温となると、対流伝熱とふく射伝熱の大きさが近づいて来るため、ふく射が伝熱に与える影響を知る必要がある。特に核融合炉第一冷却壁の冷却流路のように、周方向に非均一に加熱される流路では、同一断面内の加熱領域と非加熱領域の壁面温度に大きな差を生じるから、均一に加熱される一般の流路に比べて流路の伝熱性能に対するふく射伝熱の寄与は大きいと考えられ、この影響を見積もることは一層重要である。そこでここでは、非均一加熱流路の伝熱に対するふく射伝熱の影響を数値的に検討することにする。なお、ここで取り扱うふく射伝熱は固体ふく射のみとし、流体によるふく射の吸収、放射及び散乱は考えない。これは、ガス冷却型第一壁の冷却材として考えられている加圧ヘリウム（約7MPa）が実用的な温度域のふく射に対して透明であるためである。

5-1 ふく射、対流共存伝熱の数値計算手法

良く知られているように、ふく射伝熱と対流伝熱が共存した系での伝熱を数値的に求めるためには、これまで述べてきた対流伝熱の解析とは異なった計算手法が必要である。これは、ふく射伝熱が、絶対温度の4乗に関係するきわめて非線形性の強い方程式系で表現されることと、ふく射伝熱の遠隔性により方程式が積分を含むことのためである。特に後者は、基本的に隣接する部分との差、すなわち微分形で表現される対流伝熱と全く異なる点であり、温度場の解析を難しくする主要因である。そこでここでは、まず、本研究で用いたふく射、対流共存伝熱の数値解析手法について述べ、上記の点をどの様に扱ったかを明らかにしておく。

なお、ふく射、対流共存伝熱の数値計算手法は流路断面形状によらず基本的に同一であるが、ここでは説明の都合上、矩形断面流路を取り上げた。

図3-2に示したモデル内のふく射伝熱を考慮した温度場の基礎方程式は、3-1章と同様に無次元化した形で次のようになる。

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + w \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{Re \ Pr} \left(\frac{\partial}{\partial x} (1 + \varepsilon_{hx}) \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (1 + \varepsilon_{hy}) \frac{\partial t}{\partial y} \right) \quad (5-1)$$

この式は前述のふく射伝熱の無い場合のエネルギー輸送方程式と何等変わらない。これは、本解析では流体をふく射的に透明であるとしているため、ふく射によって流体が直接温められる（冷やされる）ことが無いからである。一方、温度の境界条件はふく射伝熱に影響されて次のような形になる。

$$\begin{aligned} \text{加熱壁 (} y=0 \text{) で: } & -(\partial t / \partial y)_{(y=0)} = 1 - q_{rad}(y=0) \\ \text{他の壁面で: } & (\partial t / \partial y)_{(y=As)} = -q_{rad}(y=As) \\ & -(\partial t / \partial x)_{(x=0)} = -q_{rad}(x=0) \\ & (\partial t / \partial x)_{(x=1)} = -q_{rad}(x=1) \end{aligned} \quad (5-2)$$

ここで q_{rad} は、それぞれの壁面上の微小要素の無次元のふく射熱流束であり、壁面を灰色体（射出率 ε ）、反射を乱反射とすると、次の方程式で与えられる。

$$q_{radi} = \varepsilon_i \sum_k \left(\sigma T_i^4 - \sigma T_k^4 + \frac{1 - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} q_{radk} \right) dF_{ik} / Q_{in} \quad (5-3)$$

ここで、 σ はステファンボルツマン定数 ($=5.67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$)、 dF_{ik} は微小面 i と微小面 k との間の形態係数である。この式は右辺の総和 (積分) 項中にもふく射熱流束を含んでいるから、各壁面上の全ての微小要素のふく射熱流束は連立一次方程式の解として求められることになる。数値計算上問題となる第一の点はこの点で、数値計算で用いられる格子分割はきわめて細かいので、解くべき連立一次方程式の元数が膨大な数になってしまい、計算ができないのである。そこで本研究では、被積分項に含まれる形態係数の性質を利用して、ふく射熱交換の支配的な領域を定め、積分範囲を限定して連立方程式数を減少させた。

すなわち、図 5-1 は流路壁上の微小要素 i 、 k 間の形態係数の流れ方向の距離 $|Z_i - Z_k|$ に対する変化の様子の一例を示したものであるが、この図に示されるように流路壁上の 2 つの微小要素間の形態係数は両者の間の距離にともなって急激に小さくなり、一方から他方が”見え難く”なる。この性質を利用すれば、実質的にふく射熱交換を行う領域を限定することができる。具体的には、 i 面と k 面との間の形態係数が、 $Z_i = Z_k$ としたときの形態係数に対して無視できる大きさ (ここでは 1% とした) になる点までを積分範囲 ΔZ_{limit} とする。

$$\frac{dF_{ik} (|Z_i - Z_k| = \Delta Z_{limit})}{dF_{ik} (Z_i = Z_k)} = 0.01 \quad (5-4)$$

このようにすると流路流れ方向の積分範囲は、図 5-1 に示されるように、長くても $3 \sim 4 D_h$ 程度となり、連立一次方程式の数を減少させることができる。

このような手法を用いて計算されるふく射熱流束は、温度の境界条件を通して温度分布を変化させる。その結果、ふく射熱流束も変化するから、実際にこれらの式を用いて流路内の温度分布やふく射熱流束を計算するためには、数値的な繰り返し計算が必要である。この繰り返し計算は、ふく射熱流束の計算式が、積分

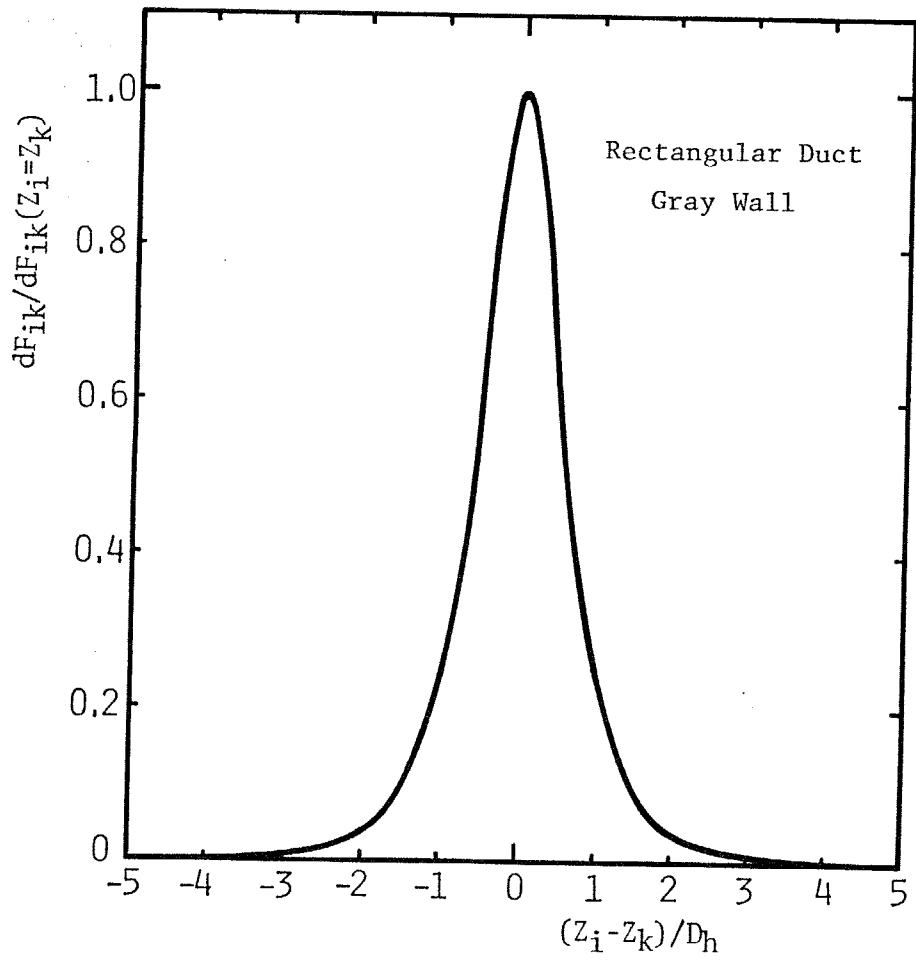


図5-1 流路壁上の微小要素間の形態係数の微小要素間距離による変化

範囲が限定されているとはいえ、現在計算中の点から流れ方向に離れた点の壁面温度を含んでいるので、きわめて煩雑なものになる。すなわち、放物型の方程式で表される温度分布は、一般に、流れ方向に逐次前進しながら計算する、いわゆる”marching procedure”によって求められるから、現在計算中の点より下流にある計算点の温度分布は未知であるのに対し、その点のふく射熱流束を計算する(5-3)式はそれよりも下流側の壁面温度をも参照するため、流路全長に対して温度分布とふく射熱流束を繰り返し計算することが必要となるのである。このようなふく射伝熱の計算手法は、山田ら⁽⁵⁻³⁾、渡辺⁽⁵⁻⁴⁾あるいはLiuら⁽⁵⁻⁵⁾の報告を引くまでもなく、温度分布が2次元である流路内のふく射、対流共存伝熱の計算では実用になるが、本研究で取り扱うような3次元な温度場の計算では、計算機容量や計算時間の点から、実用的ではない。そこでここでは、黒崎が提案する方法⁽⁵⁻⁶⁾を用いて、この点を解決した。

この方法は、熱的発達過程では、加熱開始点のごく近傍を除けば、流れ方向の壁面温度の変化が緩慢であることと、図5-1に示した形態係数の性質により、距離が離れるにしたがってふく射熱交換が小さくなることの2点を利用して、数値計算上未知である下流領域の壁面温度分布とふく射熱流束分布を、現在計算している点(断面)のものと同じであるとみなして計算を進める近似計算法である。さらにここでは、現在の計算点よりも上流側にある計算点の壁面温度、ふく射熱流束についても、この手法を応用した。すなわち、放物型の方程式で表される温度分布の計算には、現在計算中の点(断面)とそれより1つ上流側の計算点(断面)の温度分布のみが必要であり、それよりも上流にある計算点の壁面温度分布を記憶しておく必要はない。そこで、現在の計算点より上流(現在の計算点は含まない)の壁面温度、ふく射熱流束の流れ方向への変化を無視し、壁面温度については1つ上流側の断面の値、ふく射熱流束については計算中の断面の値でそれぞれ代用すれば、流路全長にわたる繰り返し計算が不要で計算時間が短縮できる

だけでなく、ふく射伝熱を考慮しても温度分布を計算するのに必要な計算容量をふく射の無い場合と同程度で済ませることができる。さらに、これらの手法によって、(5-3)式の積分のうち、流れ方向に関するものを予め実行しておくことができ、(5-3)式は次のように簡単化される（図5-2参照）。

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{radi}} = & \varepsilon_i \sum_k (\sigma T_i^4 - \sigma T_{ku}^4 + \frac{1-\varepsilon_k}{\varepsilon_k} Q_{\text{rad}k}) F_{iku} / Q_{in} \\
 & + \varepsilon_i \sum_k (\sigma T_i^4 - \sigma T_{kd}^4 + \frac{1-\varepsilon_k}{\varepsilon_k} Q_{\text{rad}k}) F_{ikd} / Q_{in}
 \end{aligned}
 \tag{5-5}$$

ここで、 T_{ku} は1つ上流側の計算断面の壁面温度、

T_{kd} は計算中の断面の壁面温度、

F_{iku} 、 F_{ikd} はそれぞれ上流側、下流側で積分された形態係数である。

なお、この方法は、流路入口（本研究では、流路出口は特に設定していない）近傍では、誤ったふく射熱流束を導出するので、この領域の計算では上記の積分を、入口部、上流側及び下流側の3つに分割して行い、計算誤差を抑えている。また、これらの手法の妥当性については、山田ら、あるいは渡辺によって詳しく検討されており、今回問題にしている周方向に非均一な加熱を受ける流路のように、高温部と低温部が接近している場合には誤差が少ないことが知られている。

5-2 温度分布に対するふく射伝熱の影響

5-1章で述べたような手法によって、周方向に非均一に加熱される流路内の

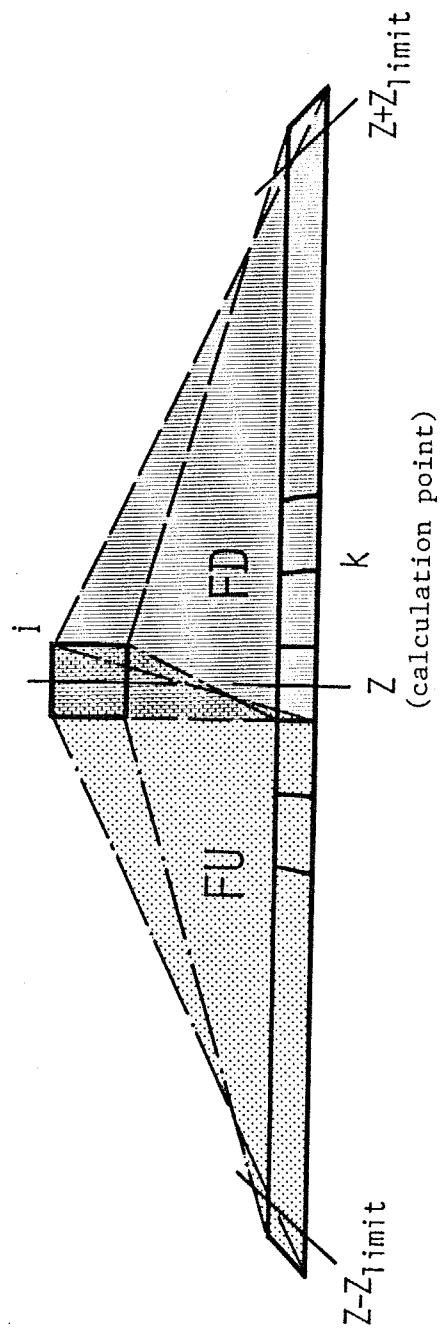


図5-2 形態係数の流れ方向への積分の概念

ふく射、対流共存伝熱が数値的に求められた。その結果から、ここではまず、流路内の温度分布に対するふく射伝熱の影響について検討する。

図5-3と図5-4は、それぞれ、1垂直壁のみが加熱されるアスペクト比 $A_s = 1.0$ の矩形流路と、周上の一部のみが加熱される ($\theta_h = \pi/4$) 円管の加熱領域と非加熱領域平均の壁面温度の発達に対するふく射伝熱の影響を示したものである。いずれの流路でも、加熱領域の壁面温度はふく射伝熱によって大きく低下し、その低下の度合いは $q_{in}/\sigma T_0^4$ の値が大きいほど、すなわち加熱熱流束が大きいほど大きいことが分かる。これに対して、非加熱領域の壁面温度はふく射伝熱によって逆に上昇している。これは加熱領域に加えられた熱負荷の一部がふく射によって直接非加熱領域へ伝達され、そこから流体へ伝えられているからである。加熱領域と非加熱領域の間のふく射による伝熱量は、(5-3)式に示されるように、基本的に両壁温度の4乗の差に比例するから、壁面温度が高くなる加熱熱流束の大きい場合に特に影響が顕著となる。このことは熱的発達に伴う壁面温度の変化に対しても言え、図5-3、4に示されるように、加熱領域の壁面温度が上昇する流路下流部の方が流路入口近傍よりもふく射の影響が大きい。

加熱領域、非加熱領域間のふく射伝熱の様子をもう少し詳しくみるために、周方向の壁面温度分布に対するふく射伝熱の影響を図5-5、6に示した。図5-5は矩形流路の、図5-6は円管の結果である。これらの図にみられるように、非加熱領域の壁面温度は、加熱領域近傍ではなく、加熱領域に対向する部分で主に上昇している。これは、加熱領域近傍の非加熱領域からは加熱領域が見えにくいため、この部分へのふく射輸送量が少ないからである。このことは遠隔的に作用するふく射伝熱に特徴的な点であり、同様に加熱領域に加えられた熱負荷の一部を非加熱領域へ分配する作用をする壁内の周方向熱伝導とは決定的に異なっている。なお、壁内熱伝導の影響については、後の章で詳しく述べる。

さらに、これらのグラフにおいて注意すべきことは、いずれの流路においても、

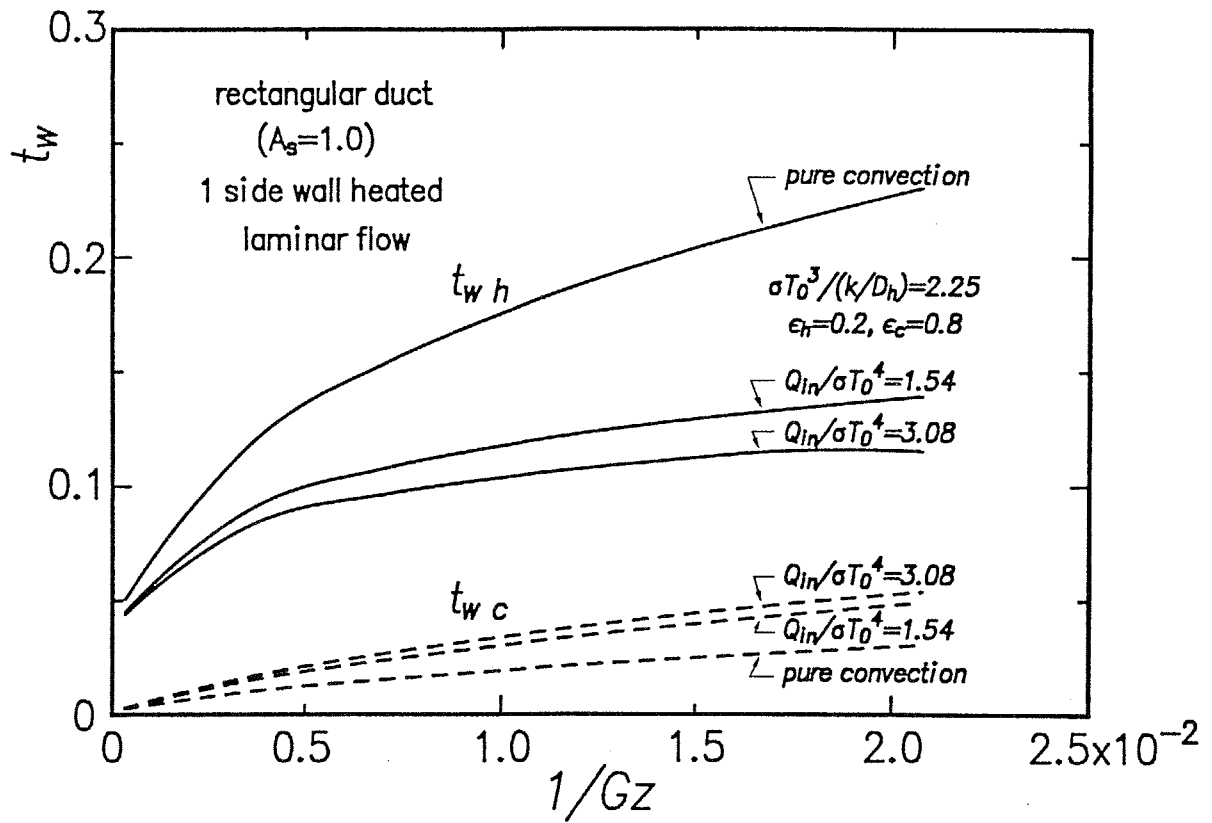


図 5 - 3 壁面温度の発達に対するふく射伝熱の影響 (矩形流路、 $A_s=1.0$)

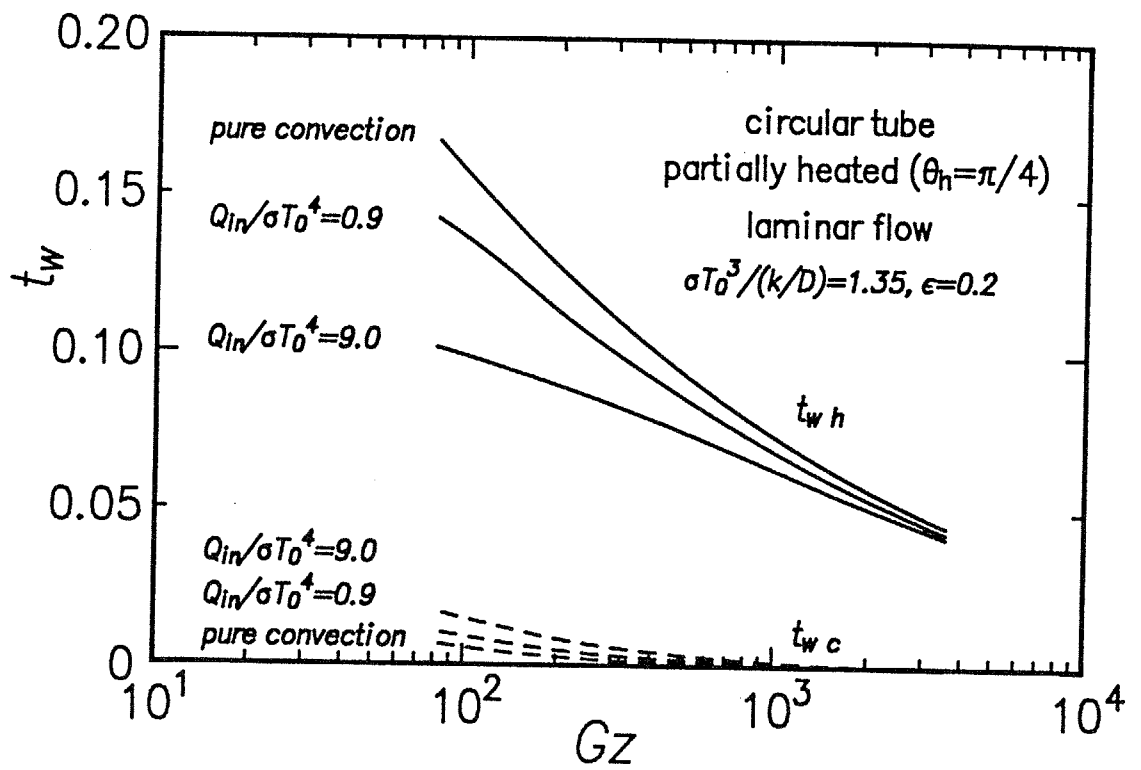


図 5 - 4 壁面温度の発達に対するふく射伝熱の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$)

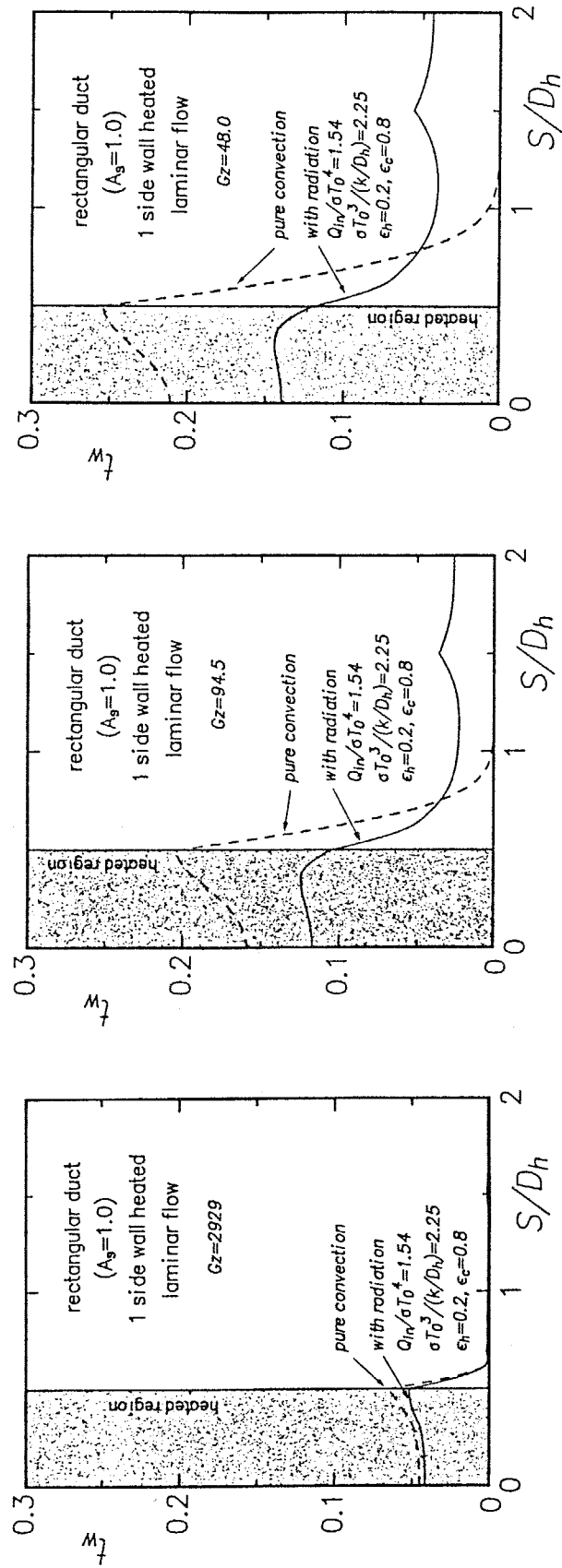


図 5 - 5 壁面温度の流路周方向分布に対するふく射伝熱の影響

(矩形流路、 $A_g = 1.0$)

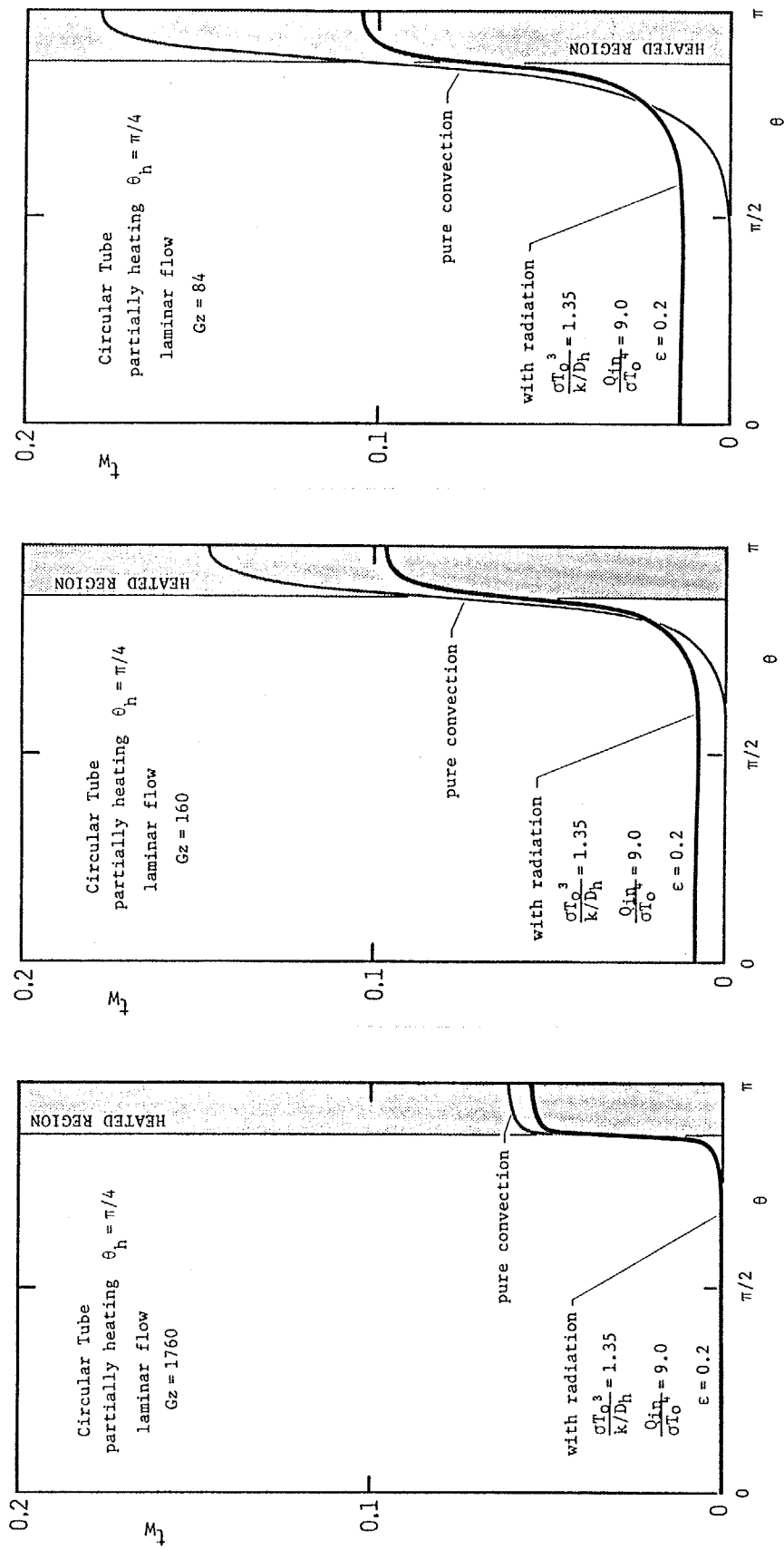


図 5-6 壁面温度の流路周方向分布に対するふく射伝熱の影響

(円管、 $\theta_h = \pi/4$)

入口近傍を除けば、加熱領域の壁面温度の低下分（壁温低下×加熱領域周長）が非加熱領域の壁面温度の上昇分（壁温上昇×非加熱領域周長）にほぼ等しいことである。このことは、加熱領域から射出されるふく射熱量とほぼ同一の熱量が同一断面内の非加熱領域へ伝達されていること、すなわち、ふく射伝熱が流路断面内でほぼ閉じていることを示唆している。この点を明確にするために、加熱領域から射出されるふく射熱量の積分値と非加熱領域へ入射するふく射熱流束の比の流路流れ方向への変化の様子の一例を図5-7に示す。この図を見て分かるように、流路入口近傍では、壁温の流れ方向への変化が急峻であり、また流路入口（加熱開始点）以前からのふく射がごく小さいため、非加熱領域への入射ふく射量は小さいが、流路入口から4～6直径進んだ位置では、加熱領域からの射出ふく射量と非加熱領域への入射ふく射量はほぼ等しくなっている。しかしながら、この領域では、ある断面の加熱領域から射出されたふく射エネルギーがそのまま同じ断面の非加熱領域へ到達している訳ではなく、ある断面の加熱領域からその断面外の非加熱領域へ到ったのとほぼ同一のふく射エネルギーが、断面外の加熱領域から非加熱領域へ入射しているのである。これは加熱領域と非加熱領域が互いに良く見える位置にある周方向に非均一な加熱を受ける流路内のふく射伝熱に特徴的な性質であり、この性質を利用すれば、後に述べる非均一加熱流路内のふく射伝熱量の推定においては、流路断面内で閉じた疑似的な2次元ふく射伝熱を考えたとしても良いと言え、便利である。

なお、以上の議論では層流熱伝達に対するふく射の影響を示してきたが、これらの影響は流れ場が乱流となっても全く同様である。ただし、乱流熱伝達は熱伝達率が高く、同一加熱熱流束においては壁温が上昇しにくいので、ふく射伝熱の影響は層流の場合に比べ小さい。しかし、もちろん加熱熱流束を増加して壁温を上昇させれば、ふく射熱交換も増加し、その影響は層流の場合と全く同じ傾向を示すようになることは言うまでもない。

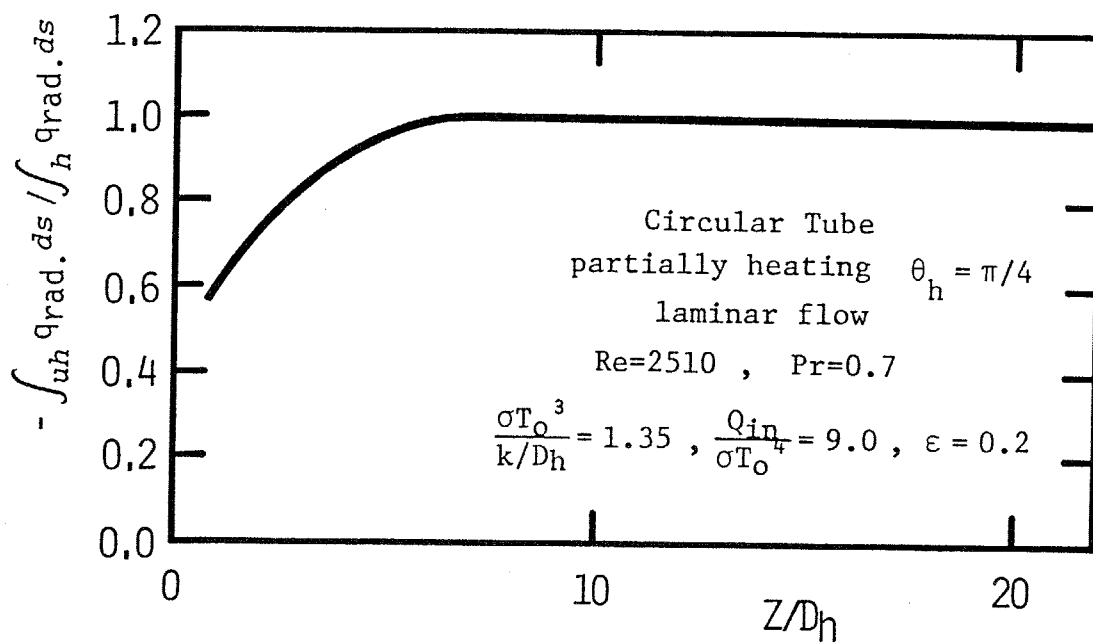


図 5 - 7 加熱領域からの射出ふく射量と非加熱領域への入射ふく射量の比の
流路流れ方向への変化

5-3 熱伝達率に対するふく射伝熱の影響

前節で述べたように、周方向に非均一に加熱される流路では、加熱熱流束が大きくなって壁面温度が上昇すると、加熱領域と非加熱領域の間にふく射伝熱が生じて、加熱熱負荷の再配分が行われる。すると流路壁上の熱負荷の分布は、均一加熱時とも、ふく射の無い場合の非均一加熱時とも異なったものとなるから、それに伴って流路の熱伝達率も両者とは異なる値となると予想される。そこで、以下に非均一加熱流路の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響について検討を加えることにする。

図5-8と図5-9はそれぞれ1垂直壁のみを加熱されるアスペクト比 $A_s=1.0$ の矩形断面流路と周上の一部($\theta_h=\pi/4$)を加熱される円管の熱的発達過程における熱伝達率に対するふく射伝熱の影響を示したものである。周方向に非均一に加熱される流路の熱伝達率には、第2章の実験により求められた熱伝達率の整理の際にも述べたように、流路周平均の熱伝達率の他に加熱領域平均の見掛けの熱伝達率と実質の熱伝達率の2つが考えられる。すなわち、加熱領域の見掛けの熱伝達率(ヌセルト数) Nu_{app} は、

$$Nu_{app} = \frac{Q_{in}}{T_w - T_b} \frac{D_h}{k} \quad (5-6)$$

であり、加熱領域の実質の熱伝達率 Nu_{sub} は、

$$Nu_{sub} = \frac{Q_{sub}}{T_w - T_b} \frac{D_h}{k} \quad (5-7)$$

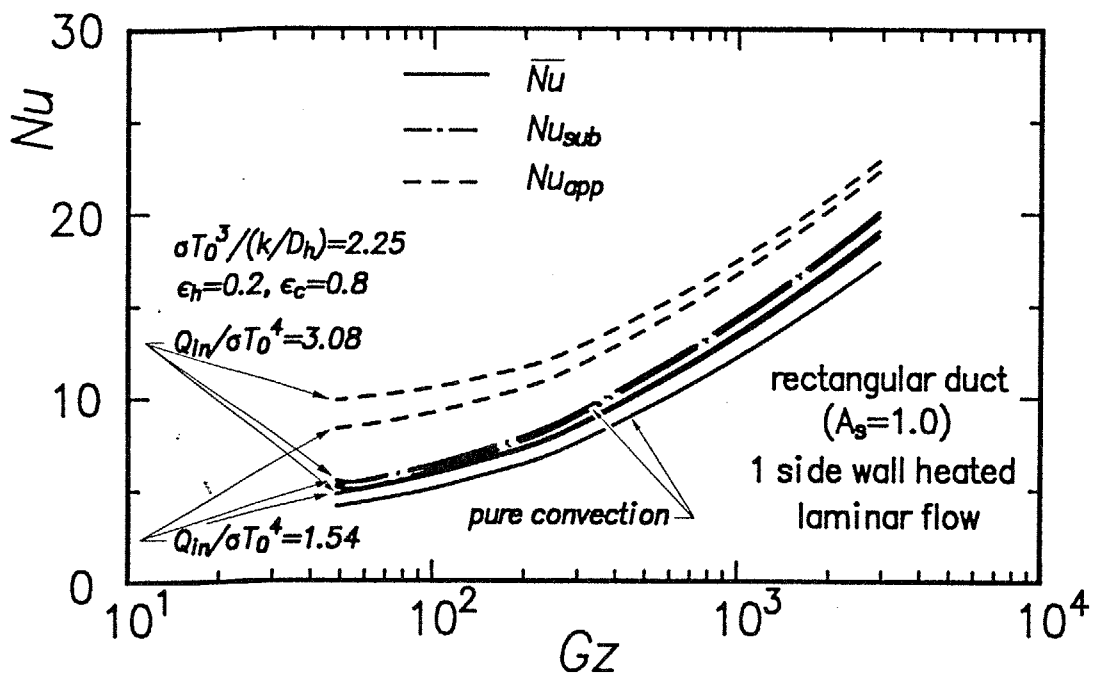


図 5 - 8 熱的発達過程の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響
 (矩形流路、 $A_s = 1.0$)

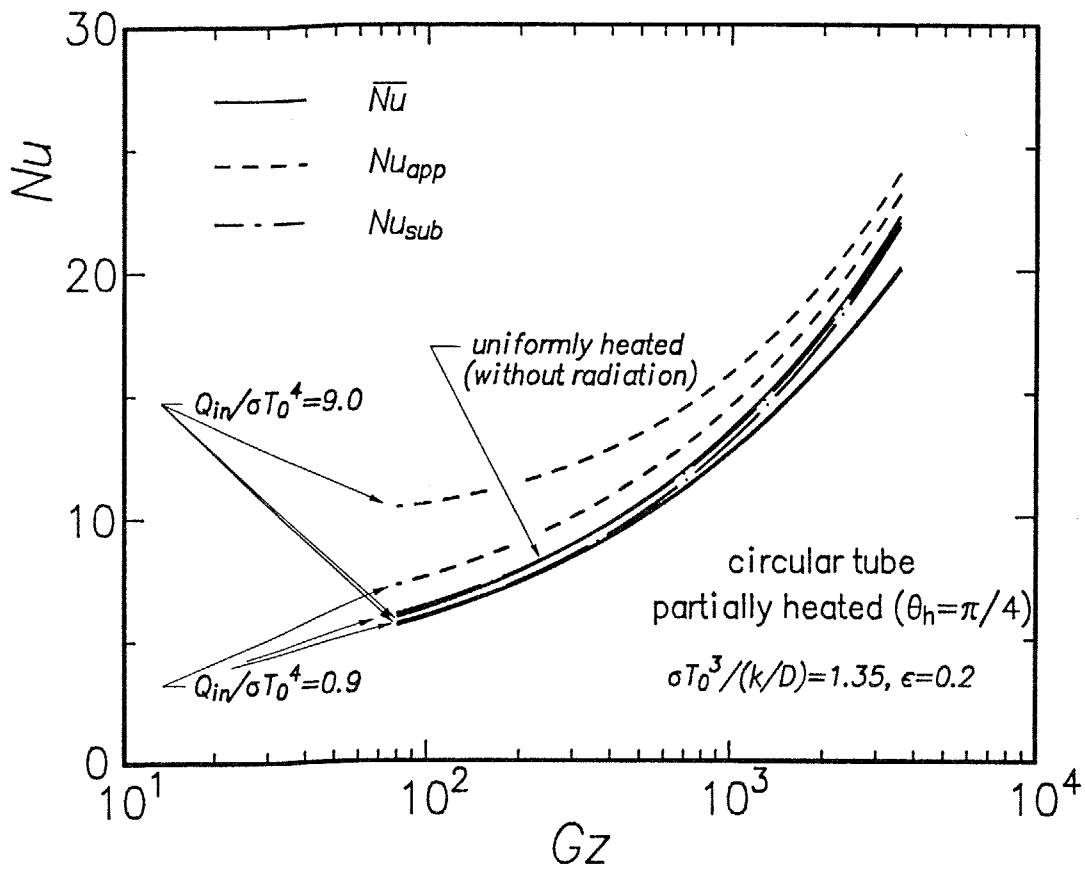


図 5 - 9 熱的発達過程の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響

(円管、 $\theta_h = \pi/4$)

である。この章で取り扱っているように対流伝熱とふく射伝熱が同時に生じる場合には、

$$Q_{sub} = Q_{in} - Q_{rad}, \quad Q_{rad} \text{はふく射熱流束} \quad (5-8)$$

であるから、加熱領域の見掛けの熱伝達率にはふく射伝熱による伝熱促進効果が含まれている。図5-8、9にはこれら3種類の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響を示してあるが、矩形流路と円管の双方の場合とも、流路の加熱熱負荷が大きくなり壁面温度が上昇して壁面相互間にふく射伝熱が生じると、予想されるように加熱領域の見掛けの熱伝達率は向上する。これはふく射によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が低温の非加熱領域へ輸送され、加熱領域の熱負荷が実質的に軽くなるためである。したがって、この向上の度合いは加熱領域から非加熱領域へ至るふく射熱流束の大きい場合ほど、すなわち $Q_{in}/\sigma T_0^4$ の値が大きいほど大きい。

これに対して加熱領域の実質の熱伝達率と流路周平均の熱伝達率は、流路壁加熱領域-非加熱領域間のふく射伝熱には余り影響されない。すなわち、流路周平均の熱伝達率は加熱領域-非加熱領域間のふく射伝熱の増加に伴って若干増加し、流路断面形状が円形である場合(図5-9)には、事実上均一加熱を受ける流路の周平均熱伝達率と一致する。これは、ふく射伝熱によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ運ばれ、そこで流体へ伝達されるため、流路内の温度分布が均一加熱によるものに近くなるからである。流路断面形状が矩形である場合(図5-8)にも現象は概ね同様であるが、この場合の周平均熱伝達率はふく射伝熱によって均一加熱時のそれに近づくのではなく、それよりも若干大きな値となる。これはふく射伝熱が熱負荷を再配分することによって、局所的な熱伝達率に分布のある非円形な断面の流路の伝熱を最適化させるためである。すな

わち、矩形断面流路のような非円形断面を有する流路では、流路角部の伝熱が他に比べて劣り、その部分の壁面温度が高くなるが、それにつれてこの部分から射出されるふく射熱流束も増大し、結果として伝熱の劣る部分の熱負荷が減少し、他の部分の熱負荷が増加する。これによって流路周平均の熱伝達率が向上するのである。このような熱伝達率の向上は、流路周上局所の熱伝達率に分布がある場合にのみあらわれるから、前述の通り円管においては見られない。この現象は壁内熱伝導による加熱熱負荷の再配分によっても生じるが、これについては第6章で述べる。

さらに加熱領域の実質の熱伝達率は、流路断面が矩形であっても円形であっても、ふく射伝熱によって若干低下する。これはふく射による非加熱領域への熱負荷分散によって生じる非加熱領域上の温度境界層が、加熱領域上の温度境界層の発達を阻害するためである。

以上に述べたように、周方向に非均一な加熱を受ける流路内に生じる壁面相互間のふく射伝熱は、加熱領域の見掛けの熱伝達率を大きく向上させる作用をするが、それに比較すれば、流路周平均の熱伝達率および加熱領域の実質の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響は余り大きくない。したがって、核融合炉第一冷却壁の熱設計などにおいて、加熱領域の伝熱に対するふく射の影響を求める際に、流路周平均および加熱領域の実質の熱伝達率がふく射伝熱の影響を受けないとしてふく射伝熱と対流伝熱を分離する近似法は概ね妥当であると言える。この近似の精度については後に述べる。

5-4 ふく射伝熱に対する壁面の規則反射性の影響

これまで述べてきたように、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱に

は、加熱領域、非加熱領域間のふく射による熱移動が大きな影響を及ぼすことが分かった。しかし、実際的な見地からすると、これらの解析においては、簡単のために、壁面の反射に乱反射を仮定しているが、流路壁が低射出率（すなわち高反射率）の金属製で、なおかつ圧力損失を減少させるために平滑であると考えられる実際の受熱冷却流路では、この仮定が成立するか否かは疑わしい。そこで、このような場合に生じると考えられる壁面における規則的な反射が、流路内のふく射伝熱に与える影響について検討しておく。

壁面の反射に規則反射成分が含まれる場合には、5-1章で述べた乱反射面間のふく射伝熱とは異なる解析法が必要である。従来、規則反射面間のふく射伝熱の計算手法にはいくつかのものが報告されているが、その中の代表的なものとして、Sparrowらの方法⁽⁵⁻⁷⁾をあげることができる。すなわち、Sparrowらの手法では、壁面の射出を等方性、反射が完全に規則性であるとする、壁面上の微小面*i*から射出されるふく射熱流束 Q_{radi} は、

$$Q_{radi} = \varepsilon_i (\sigma T_i^4 - \sum_k B_k E_{Ai-Ak}) \quad (5-9)$$

$$B_k = \varepsilon_k \sigma T_k^4$$

と表される。ここで、 E_{Ai-Ak} はふく射交換係数（Exchange Factor）と呼ばれる値であり、

$$E_{Ai-Ak} = f_0 + \rho_{11} f_1 + \rho_{12} f_2 + \rho_{13} f_3 + \rho_{22} f_2 + \rho_{23} f_3 + \rho_{33} f_3 + \dots \quad (5-10)$$

f_0 : i面から k面を直接見る形態係数

f_1 : i面から k面を壁面での1回の規則反射を通して見る形態係数 (総和)

f_2 : i面から k面を壁面での2回の規則反射を通して見る形態係数 (総和)

⋮ ⋮

ρ^* はそれぞれの規則反射をひきおこす面の反射率

として定まる。このふく射交換係数は、温度場とは無関係に、幾何学的に決まる値であって、壁面が乱反射である場合の形態係数と同様に扱うことができる。

この方法はきわめて直接的で理解し易く、ふく射熱流束の計算式が陽な形であるので、温度場とふく射熱流束の繰り返し計算の安定性も高いが、本研究において取り扱っているような3次元的な温度分布を生じる流路内においてこの式を計算することは容易ではない。何故なら、ふく射交換係数 E は無限級数で表されており、その上それが積分中にあるため計算に手間が掛かること、ならびに(5-10)式は流路全体にわたるエネルギーバランスに基づいた導出をされていないから、ふく射交換係数の総和やふく射熱流束の積分を高精度に行わないと流路全体としてのエネルギーバランスが妥当な結果とならないからである。そこでここでは、いくつかの近似を用いて、Sparrowらの手法よりも簡単に規則性反射面間のふく射伝熱を求めることのできる計算手法を提案し、用いることにする。

いま、壁面の射出は等方性で、反射のみが完全に規則的であるとすると、微小面 i から θ 方向に射出されるふく射強度 $I^+{}_i(\theta)$ は、

$$\begin{aligned} I^+{}_i(\theta) = & \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + (1-\varepsilon) \{ \varepsilon \sigma T_j^4 / \pi \\ & + (1-\varepsilon) \{ \varepsilon \sigma T_k^4 / \pi + (1-\varepsilon) (\varepsilon \sigma T_l^4 / \pi + \dots) \} \} \end{aligned} \quad (5-11)$$

なる無限級数で表すことができる（図5-10参照）。ここで、j面はi面から $-\theta$ 方向にある微小面、k、l...面はj面に映って見える微小面を表す。また壁面の射出率は場所によらず一定であるとした。この式において、i面からの射出に2回の規則反射を通して関与しているk面の反射を乱反射と近似すると、無限級数はこの項で終わる有限の級数となり、次のように表される。

$$I^+_i(\theta) = \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + (1-\varepsilon) \{ \varepsilon \sigma T_j^4 / \pi + (1-\varepsilon) (\sigma T_k^4 / \pi - (1-\varepsilon) Q_{radk} / \varepsilon \pi) \} \quad (5-12)$$

微小壁面1と2の上でそれぞれ上式を考えると、この2面間のふく射伝熱による交換熱量 $dQ_{rad12}(\theta)$ は、

$$\begin{aligned} dQ_{rad12}(\theta) &= (I^+_1(\theta) - I^+_2(\theta)) \cos \theta d\Omega \\ &= \{ \varepsilon \sigma T_{1i}^4 - \varepsilon \sigma T_{2i}^4 + (1-\varepsilon) (\varepsilon \sigma T_{1j}^4 - \varepsilon \sigma T_{2j}^4) \\ &\quad + (1-\varepsilon)^2 (\sigma T_{1k}^4 - \sigma T_{2k}^4) - (1-\varepsilon)^3 (Q_{rad1k} - Q_{rad2k}) / \varepsilon \} \cos \theta d\Omega / \pi \end{aligned} \quad (5-13)$$

となり、 $\cos \theta d\Omega / \pi$ が1面から2面を見た形態係数であることに注意すれば、乱反射面の場合と同様の連立一次方程式としてふく射熱流束が求められる。

この式の導出においては、1i面から見た2j、2k面の立体角（あるいは2i面から見た1j、1k面の立体角）は、1i面から2i面を見た立体角 $d\Omega$ に等しいとしているから、j面、k面の面積はi面の面積よりも大きい。このように、微小面の温度、ふく射熱流束などをその中心にある格子点の値で代表させて、規則性反射面間のふく射熱交換を、上式のように式中に形態係数を含まない形に整理している点が、この方法の要点である。

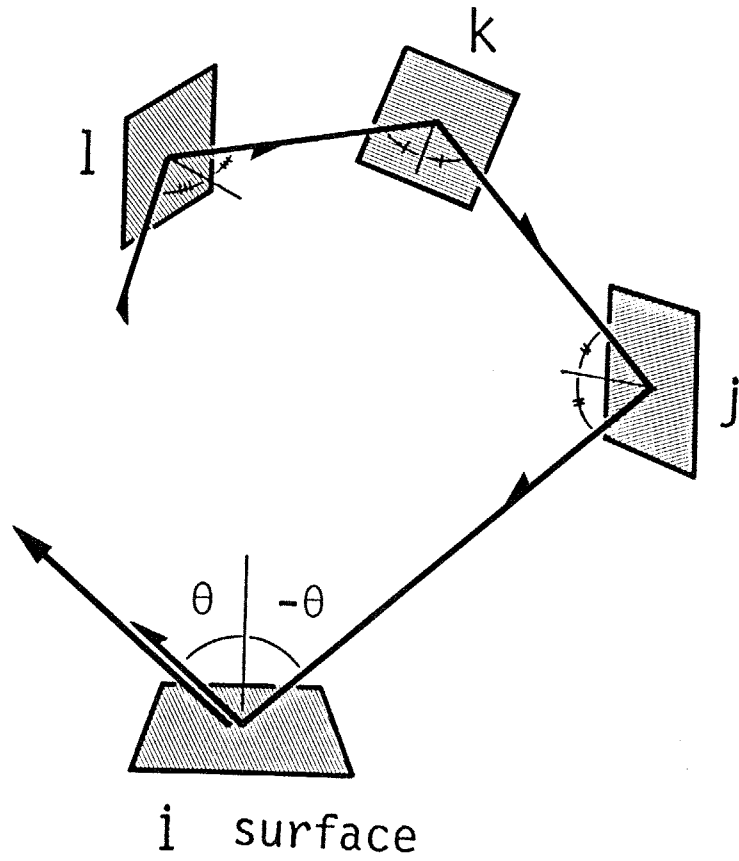


図 5 - 1 0 規則性反射壁面の取り扱い

以上に述べた方法によって求めた、壁面が規則性反射面である非均一加熱流路内のふく射伝熱の様子を示す結果の一例を図5-11~13に示した。これらのグラフは、周方向に部分加熱される円管 ($\theta_h = \pi/4$) の対流熱流束とふく射熱流束の周方向の分布を示したもので、それぞれ壁面の射出率が0.2、0.5、0.8の場合の結果である。これらのグラフ中には同時に壁面を乱反射として求めた結果(破線)をも示してあるが、規則性反射面と乱反射面の結果の差異は小さく、特に壁面の射出率が大きい場合にはほとんど差が無い。これは本研究で扱っているような周方向に非均一に加熱される流路では、温度の高い加熱領域と温度の低い非加熱領域とが直接対向しており、両者間の直接的なふく射熱交換が、反射を介しての間接的なものに比べて支配的であるため、ふく射伝熱に対する反射の性状の影響が小さいからである。このことから、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱に対するふく射伝熱の影響は、壁面が高反射率でかつ平滑であっても、壁を乱反射面と近似して解析して構わないといえることができる。

なお、これらのグラフ中の規則性反射面の結果に波打ちが見られるのは、これらの結果を得るのに用いた数値計算によるものである。すなわち、この計算では、差分計算の都合上、流路断面を円形ではなく正多角形(ここでは24角形)で近似しており、壁面が規則性反射面である場合には加熱領域が見えやすい部分とそうでない部分が生じ、非加熱領域のふく射熱流束に凹凸が生じるのである。したがってこの現象は、ある意味では規則反射性の壁面を有する流路に特有なものであると言えよう。また、それぞれの射出率の結果のグラフ(図5-11~13)には、先に紹介したSparrowらの解析法による規則性反射面の結果をも示してあるが、この結果と本説で述べた手法の結果は概ね一致しており、ここで提案した近似計算法の妥当性が分かる。

いま示したように、周方向に非均一に加熱される流路内のふく射伝熱に対する壁面の規則反射の影響は大きくないことが分かった。しかし、流路入口(加熱開

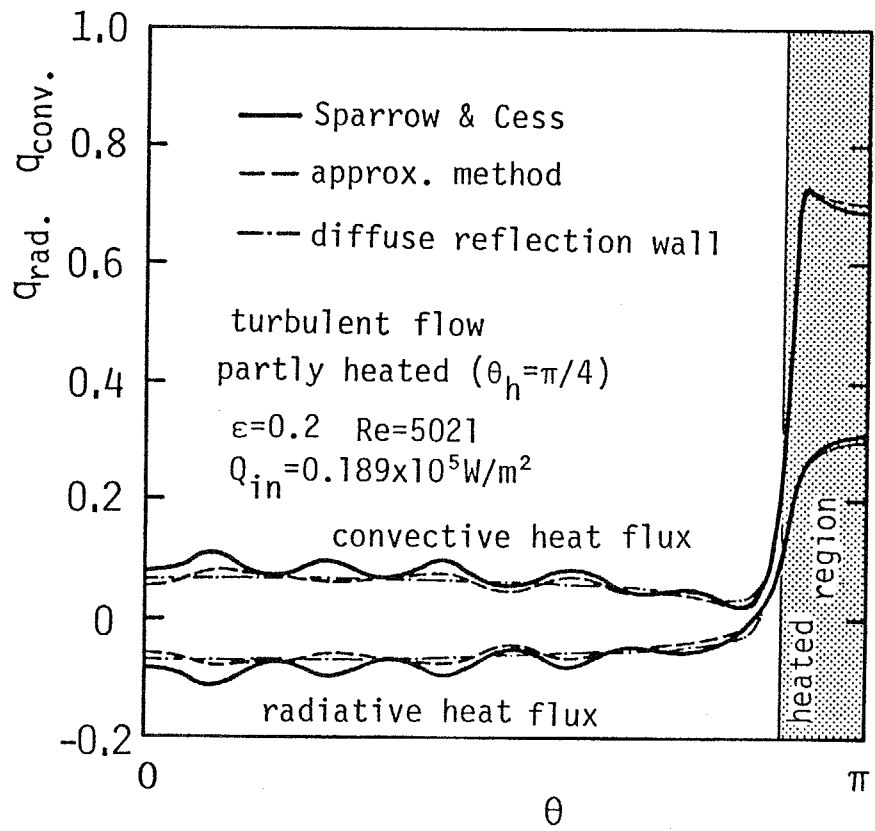


図5-11 ふく射熱流束と対流熱流束の流路周方向分布に対する
 壁面の規則性反射の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$ 、 $\epsilon = 0.2$)

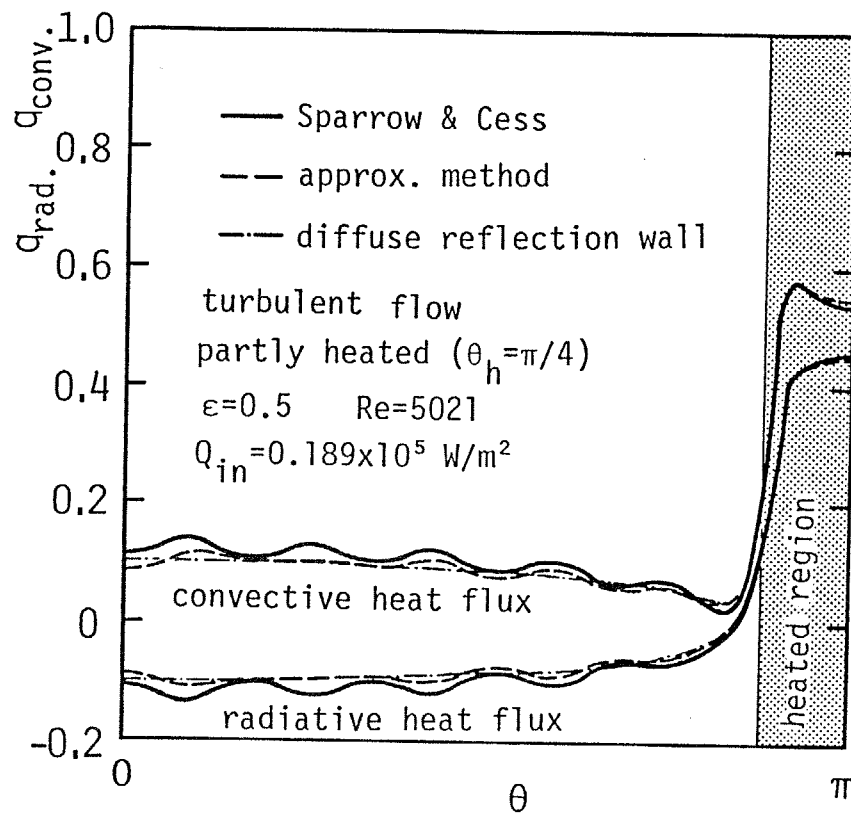


図5 - 1 2 ふく射熱流束と対流熱流束の流路周方向分布に対する
 壁面の規則性反射の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$ 、 $\epsilon = 0.5$)

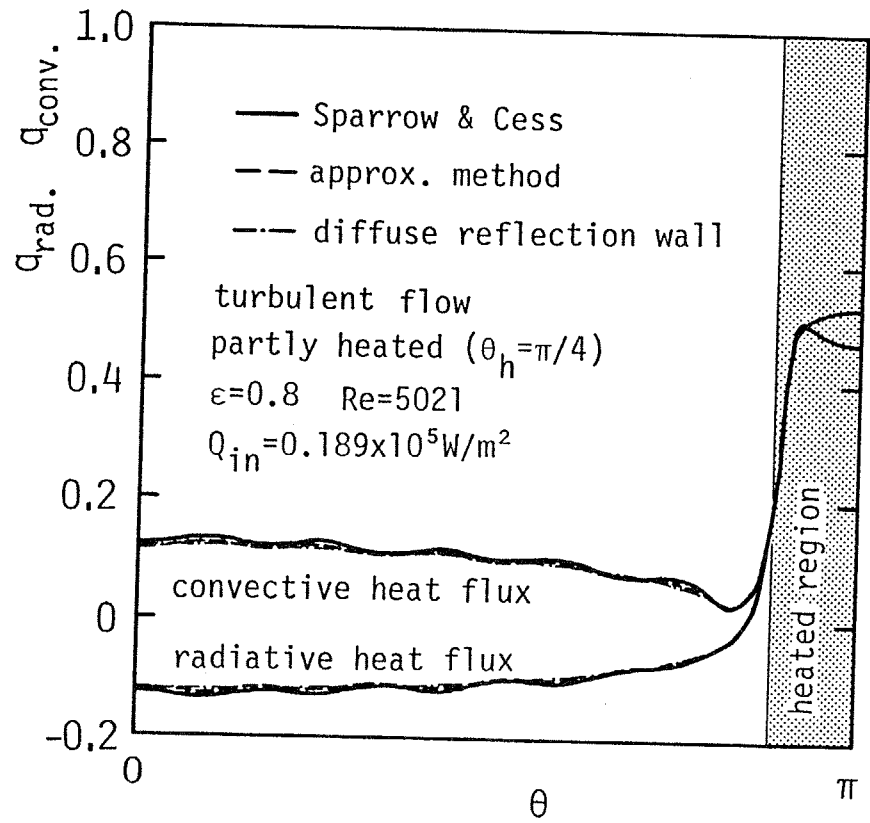


図5 - 1 3 ふく射熱流束と対流熱流束の流路周方向分布に対する
 壁面の規則性反射の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$ 、 $\epsilon = 0.8$)

始点) 近傍では一概にこのように結論することはできない。何故なら、壁面が規則反射性であるときには、壁面の反射を介して流路入口以前を見る割合が散乱性壁面の場合より増えるからである。この様子はSparrowらが用いたふく射交換係数の流れ方向への変化からうかがうことができる。図5-14は円管壁上の2つの微小要素間のふく射交換係数と両微小面間の流れ方向の距離との関係を示したものである。同図中には壁面が乱反射であるときの2微小面間の形態係数の変化をも同時に示してあるが、両者を比較すると規則性反射面によるふく射伝播は微小面が流れ方向に離れた場合に大きく、特に壁面の射出率が小さい場合には、 Z/D_h が10程度でも無視できるほど小さくはならない。このことは、温度場がある程度発達して流れ方向の壁温分布が急峻でなくなった部分においては余り大きな問題とはならないが、加熱開始点近傍のように壁面温度が流れ方向に急激に変わる部分では、壁面を規則性反射面として扱った場合と乱反射として扱った場合とでふく射伝熱量に差が生じると考えられ、注意が必要である。

5-5 ふく射伝熱量の推定

以上に述べてきたように、周方向に非均一な加熱を受ける流路の熱伝達特性は、壁面相互間のふく射伝熱によって強く影響される。したがって核融合炉第一冷却壁の冷却流路や、太陽熱集熱器のセントラルレシーバの受熱流路の熱設計においては、この壁相互のふく射伝熱の影響を考慮に入れないと高精度な熱設計が行えない。しかし本章の初めに述べたように、3次元的な温度分布を有する対流伝熱とふく射伝熱を共存させて数値的に解析することは容易ではなく、最適条件を見いだすためにこれを繰り返すのは実際的でない。そこで、以上の解析、検討から得た周方向に非均一な加熱を受ける流路内のふく射伝熱の特徴を利用して、これ

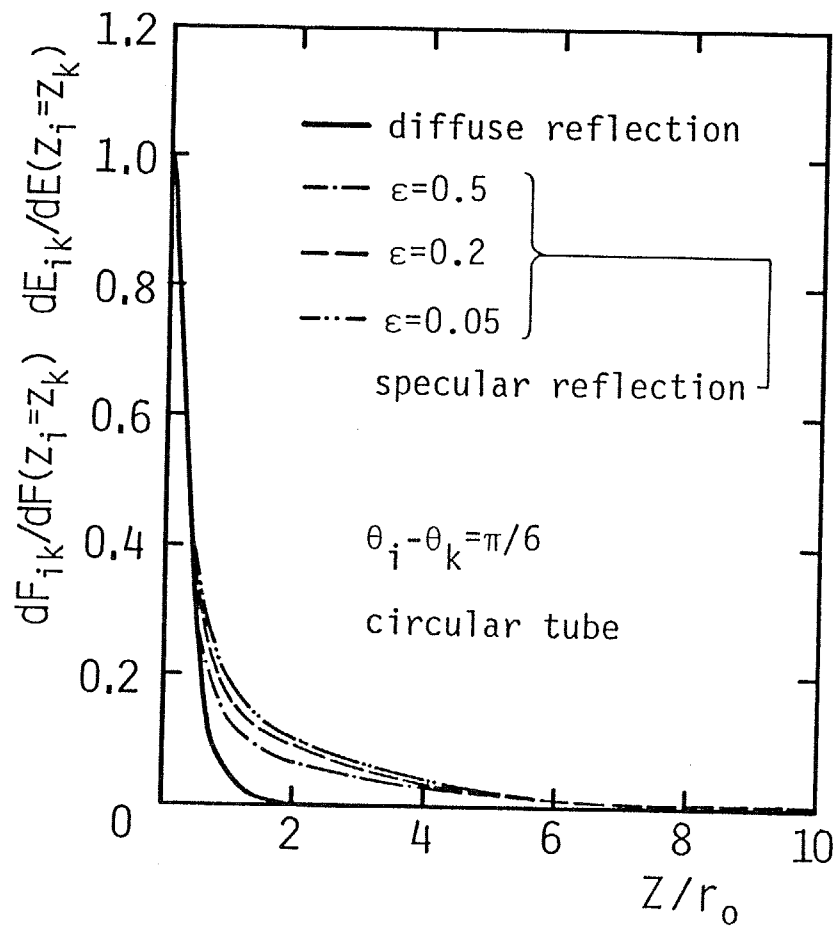


図5-14 流路流れ方向のふく射熱交換に対する壁面の規則反射の影響

を近似的に推定する方法を以下に示すことにする。

従来、いくつかのふく射伝熱の概算法が提案されているが、その多くは対流伝熱とふく射伝熱の関連を断って、ふく射計算の手間を減少させているにすぎない。これらの方法ではふく射場を解くことには変わりはないので、さして煩雑さは軽減されない。そこでここでは次のような仮定を用いて、対流伝熱と関連したふく射場をより簡便な形で、しかも高精度に求める方法を考えた。

仮定 1：流路の実質の対流熱伝達率はふく射伝熱によって影響されない。

仮定 2：流路壁上の熱伝達は、加熱領域、非加熱領域それぞれの平均値として考える。

仮定 3：ふく射伝熱は流路断面内で閉じており、流れ方向の他の断面の壁面とのふく射熱交換は考えない。

これらの仮定のうち、仮定 1 は、従来のふく射伝熱の近似計算においても、対流伝熱とふく射伝熱を切り離すために良く用いられてきた仮定であり、その妥当性、精度は 5 - 3 節に述べた通りである。また、仮定 3 は、ある断面の加熱領域から見たその断面内の非加熱領域の形態係数が 1 であることを意味し、5 - 2 節で述べた通り、物理的には正しくないが、流路入口近傍を除けば良い精度で成立する。さらに、仮定 3 は、この近似計算に要求する解の詳細さの問題であり、これ以上詳細な壁温分布、ふく射熱流束分布を要求する場合には、きちんとふく射場を解く手法を用いる必要がある。

これらの仮定の下では、加熱領域から射出されるふく射熱流束 Q_{radh} は、次のようなきわめて簡単な式で表すことができる。

$$Q_{radh} = \varepsilon_h \sigma T_h^4 - \varepsilon_h (1 - \varepsilon_c) \sigma T_h^4 + \varepsilon_h (1 - \varepsilon_c) (1 - \varepsilon_h) \sigma T_h^4 - \dots$$

(加熱壁側)

$$- \varepsilon_c \sigma T_c^4 + \varepsilon_c (1 - \varepsilon_h) \sigma T_c^4 - \varepsilon_c (1 - \varepsilon_h) (1 - \varepsilon_c) \sigma T_c^4 + \dots$$

(非加熱壁側)

$$= \frac{\varepsilon_h \varepsilon_c}{\varepsilon_h + \varepsilon_c - \varepsilon_h \varepsilon_c} (\sigma T_h^4 - \sigma T_c^4) \quad (5-14)$$

ここで添字 h は加熱領域を、c は非加熱領域を表す。この式は平行平板間のふく射伝熱量を表す式と同一である。さらに加熱領域の壁面温度 T_h は、加熱領域の熱伝達率 (Nu 数) の定義式から、

$$T_h = \frac{Q_{convh}}{Nu_h} \frac{D_h}{k} + T_b \quad (5-15)$$

加熱領域の対流熱流束 Q_{convh} は、加熱壁上のエネルギーバランスより、

$$Q_{convh} = Q_{in} - Q_{radh} \quad (5-16)$$

であるから、

$$T_h = \frac{Q_{in} - Q_{radh}}{Nu_h} \frac{D_h}{k} + T_b \quad (5-17)$$

となる。一方、非加熱領域の壁面温度 T_c は、同様に非加熱領域の熱伝達率の定義式より、

$$T_c = \frac{Q_{convc}}{Nu_c} \frac{D_h}{k} + T_b \quad (5-18)$$

流路が断面内でふく射的に閉じているとすると、

$$Q_{convc} = Q_{radh} \times A_h/A_c \quad (5-19)$$

A_h 、 A_c はそれぞれ加熱領域、非加熱領域の面積

であると考えられるので、

$$T_c = \frac{Q_{radh} A_h/A_c}{Nu_c} \frac{D_h}{k} + T_b \quad (5-20)$$

これらを(5-14)式に代入すれば、次のような Q_{radh} に関する4次方程式が得られる。

$$Q_{radh} = \frac{\varepsilon_h \varepsilon_c}{\varepsilon_h + \varepsilon_c - \varepsilon_h \varepsilon_c} \left\{ \sigma \left(\frac{Q_{in} - Q_{radh}}{Nu_h} \frac{D_h}{k} + T_b \right)^4 - \sigma \left(\frac{Q_{radh} A_h/A_c}{Nu_c} \frac{D_h}{k} + T_b \right)^4 \right\} \quad (5-21)$$

この式に理論的あるいは実験的に求めたふく射の無い場合（低温度の場合）の Nu_h 、 Nu_c 、 T_b を代入し、4次方程式を解けば、容易に加熱領域のふく射熱流束を求めることができる。またこの結果を上記の熱伝達率の定義式に代入すれば、ふく射伝熱に影響された加熱領域、非加熱領域の壁面温度をも推定できる。

図5-15、16はこの手法で求めた矩形流路および円管内のふく射伝熱の様子（ふく射熱流束、加熱領域の壁温、非加熱領域の壁温）を示したものである。

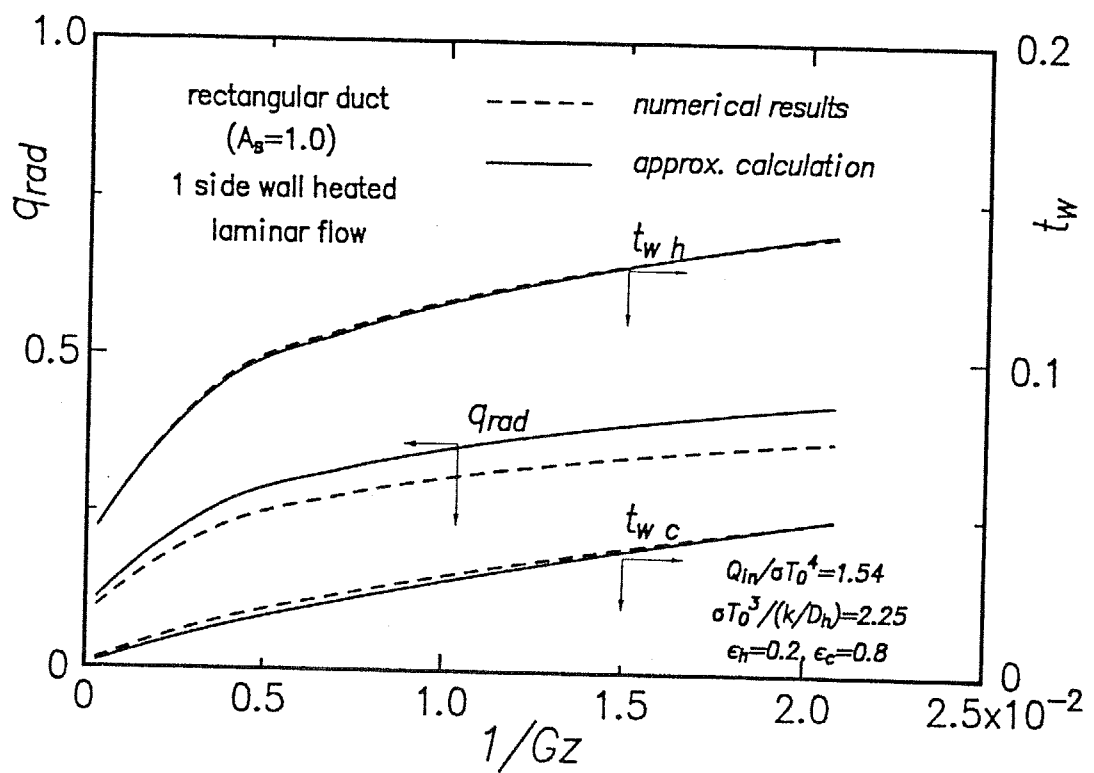


図5-15 近似的推定法により求めたふく射伝熱の様子 (矩形流路、 $A_s=1.0$)

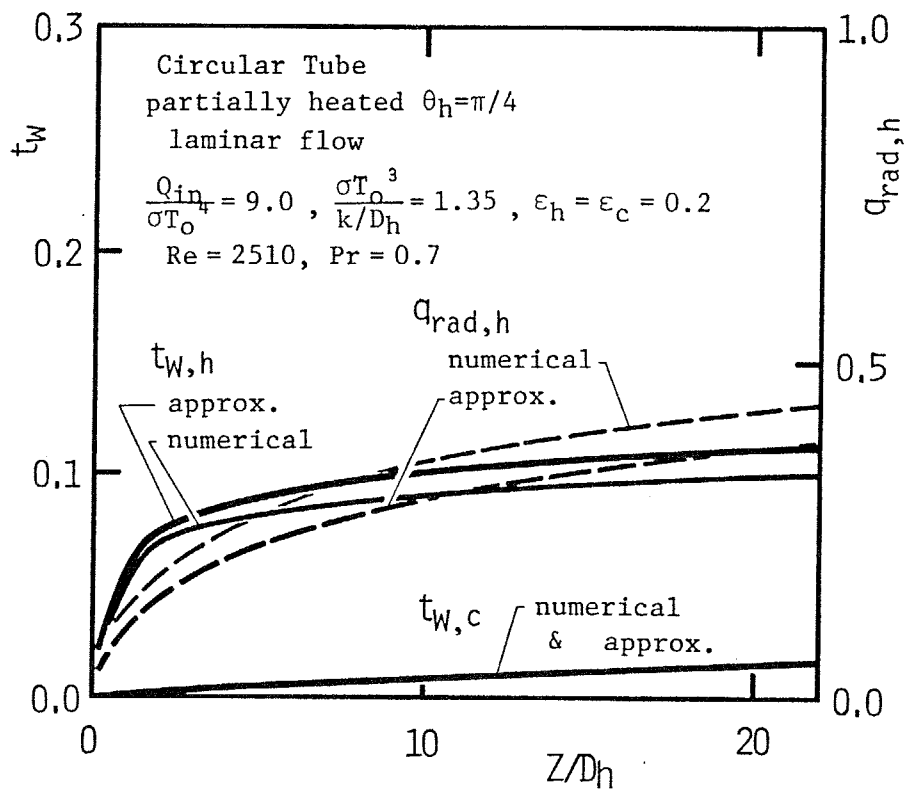


図5-16 近似的推定法により求めたふく射伝熱の様子 (円管、 $\theta_h = \pi/4$)

それぞれの図中には、比較のために、数値計算より求めた結果をも示してあるが、両者はいずれの流路とも比較的良く一致しており、本近似計算手法の妥当性が分かる。なお、これらの結果で壁面温度がやや高めに算出されているのは、近似計算では熱伝達率はふく射の影響を受けないとしているが、実際には5-3節に示す通り熱伝達率はふく射によって変化するためである。

また、図5-17は、Liuら⁽⁵⁻⁵⁾の計算した空気冷却される太陽熱集熱器を模した平行平板間流路（一方加熱、他方断熱）内のふく射伝熱と壁面温度の発達を、本手法によって推定した結果であるが、この場合にも本近似計算手法は概ね良い推定値を導いていることが分かる。このことから、本手法は、加熱領域と非加熱領域とが直接良く見える流路であれば、温度場が2次元である場合にも適用可能であり、これらの流路が高熱負荷を受けるときの熱設計の精度を向上させるために非常に便利であるといえる。

5-6 本章の結論

ガス冷却される核融合炉第一冷却壁の冷却流路のように、高熱負荷で、かつ熱負荷が周方向に非均一である場合には、流路壁相互間のふく射伝熱が無視できなくなると考えられる。そこで、このような場合のふく射伝熱が流路の伝熱特性に対して与える影響について検討を加え、以下のような結論を得た。なお、この解析においては、流体は、ガス冷却される核融合炉の冷却材として考えられている加圧ヘリウムに合わせて、ふく射的に透明であるとした。

(1) ふく射伝熱によって、加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ輸送されるため、加熱領域の壁面温度はふく射によって低下し、逆に非加熱領域の壁温は上昇する。特に非加熱領域の壁温のふく射による上昇は、ふく射伝熱の遠

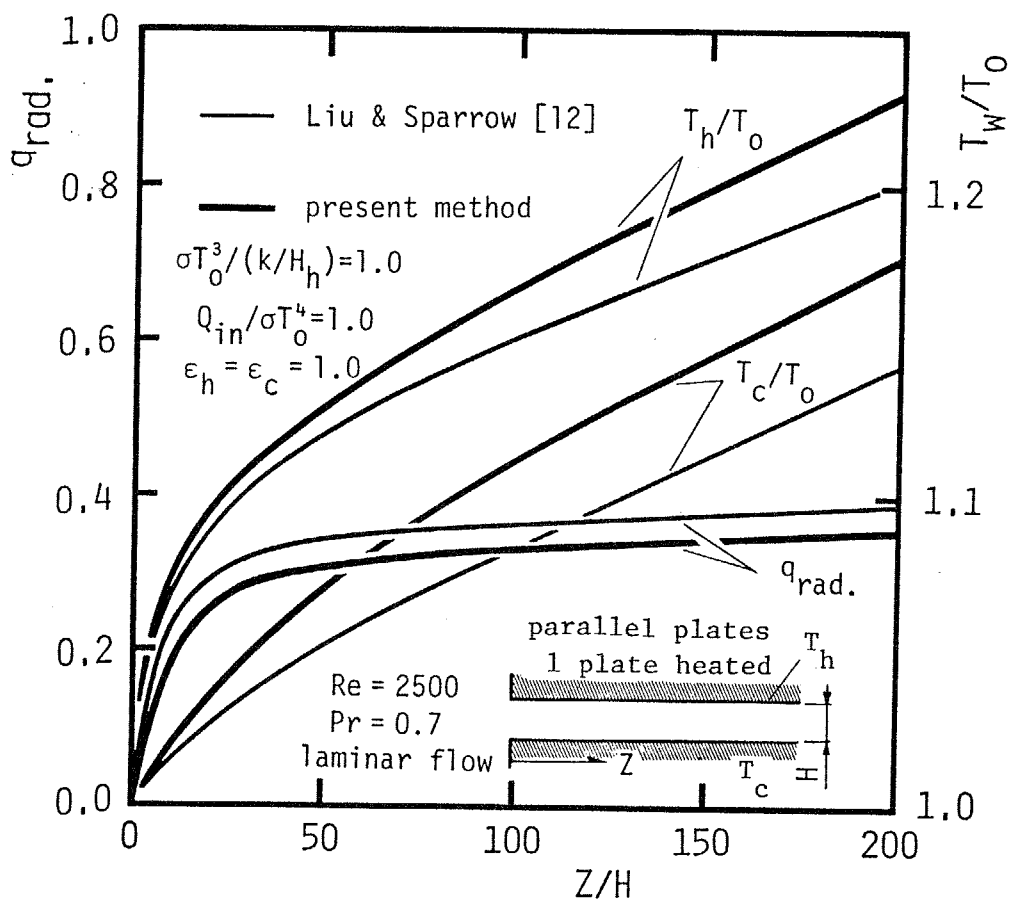


図5-17 Liuらの結果と本推定法の結果との比較（平行平板流路）

隔性故、加熱領域近傍ではなく、形態係数の大きな加熱領域に対向している部分で大きい。

(2) 流路入口からある程度離れた部分では、非加熱領域へは、同一断面内にある加熱領域から射出されるのと同量のふく射熱量が到達する。これは、ふく射伝熱が流路断面内で閉じているためではなく、上流側、下流側へのふく射伝熱がほぼバランスしているからである。しかし、ふく射伝熱の近似的見積りにおいては、ふく射伝熱が流路内で閉じていると考えても、それによる誤差は小さいといえる。

(3) 加熱領域の見掛けの熱伝達率は、ふく射伝熱によって熱負荷の一部が非加熱領域へ輸送される分だけ向上する。これに対して、加熱領域の実質の熱伝達率および全周平均の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響は余り大きくなく、それぞれ均一加熱時の結果に近づく程度である。したがって、ふく射伝熱の近似的見積りにおいて、流路の実質の熱伝達率がふく射に影響されないとして、ふく射場と対流伝熱を分離する方法は概ね妥当である。

(4) 周方向に非均一に加熱される流路においては、壁面を乱反射として扱っても、規則性反射面として扱っても、ふく射伝熱にはほとんど変化があらわれない。これは、周方向に非均一に加熱される流路では、加熱領域と非加熱領域が直接対向しているため、両者の間の直接的なふく射交換が支配的であり、壁面の反射を介してのふく射伝熱が大きな比重を占めないからである。このことは、金属製で、平滑な壁面を有する実際の伝熱流路内のふく射伝熱の解析に、計算の容易な乱反射の仮定を用いることができることを意味する。

このように周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱には、壁相互間のふく射伝熱が大きく寄与し、これらの流路の熱設計においてはその影響を何等かの方法で求める必要があることが分かった。しかしふく射、対流共存伝熱の解析は

熱設計において手軽に利用できるほどには容易ではないので、ここではさらに、これらの解析を通して得られた周方向に非均一な加熱を受ける流路内のふく射伝熱の特徴を利用して、その影響を推定する近似法を提案するとともに、その結果を数値計算結果と比較して、妥当性を確認した。この方法を用いれば、伝熱流路の熱設計をふく射の影響を含めて最適化できるので、その実用的意義は大きいと言える。

第 6 章

非均一加熱流路の熱伝達に対する壁内熱伝導の影響

一般に流路壁が均一に加熱されている場合には、壁面の温度は主に流れ方向に変化し、その変化の大きさは流路入口近傍を除けば流体の混合平均温度の上昇と同程度の比較的緩慢なものである。これに対して周方向に非均一な加熱を受ける流路では、当然加熱領域と非加熱領域の壁面温度に大きな差を生じ、これが支配的な温度分布となる。この温度差（温度勾配）は、流れ方向の温度変化に比べてきわめて大きいから、特に本研究で取り扱っているような冷却流体がガスで熱伝導率が小さい場合には、壁内を通しての熱伝導が無視できなくなると考えられる。そこで次に、周方向に非均一に加熱される流路の熱伝達に対する壁内熱伝導の影響について検討を加えることにする。

6-1 壁内熱伝導の解析方法

壁内の熱伝導を対流熱伝達と同時に解析するためには、ふく射伝熱と同様に、対流伝熱のみの場合とは異なった解析手法が必要である。そこでまずこれについて簡単に説明を加えておく。なお、以下の説明では円管の場合を例に取るが、他の断面の流路においても同様であることは言うまでもない。

いま、流路の内半径を R_i 、外半径を R_o （壁厚さ $\delta = R_o - R_i$ ）、壁面の熱伝導率を k_w とすると、流体中および壁中のエネルギー方程式は無次元化した形で次のようになる（図6-1参照）。

流体中：

$$u \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial t}{\partial \theta} + w \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{nr}) r \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \varepsilon_{n\theta}) \frac{\partial t}{\partial \theta} \right) \quad (6-1)$$

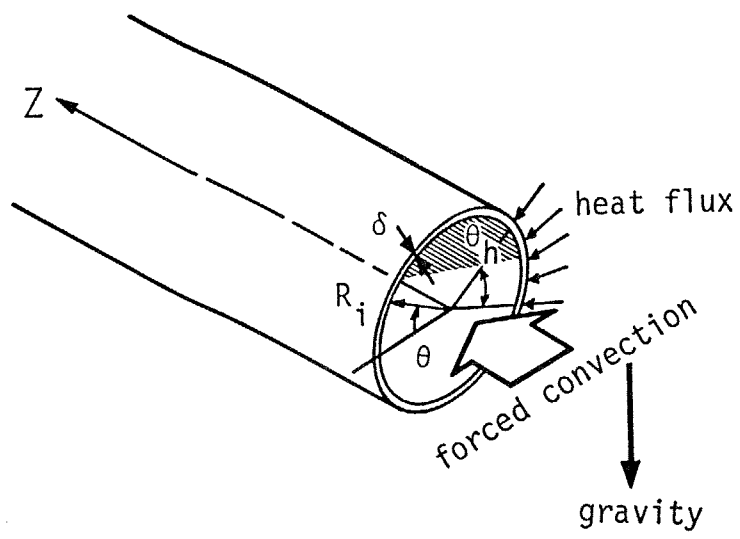


図6-1 壁内熱伝導と流体の熱伝達が共存する場合の解析モデル

壁中:

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial t_w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t_w}{\partial \theta^2} \quad (6-2)$$

ここで、壁中、流体中いずれにおいても、流路流れ方向の熱拡散は他の方向に比べて小さいとして無視してある。この近似は加熱開始点のごく近傍を除けば良い精度で成立することが知られている⁽⁶⁻¹⁾。なお、流路壁内の流れ方向の熱伝導の伝熱に対する影響については、付録3に詳しく述べたので、そちらを参照願いたい。また、壁外面及び内面における境界条件は次のようになる。

壁外面 ($r=R_o/R_i$) で:

$$\begin{aligned} \frac{k_w}{k} \frac{\partial t_w}{\partial r} \Big|_{r=R_o/R_i} &= \frac{R_i}{R_o} \quad (\text{加熱領域}) \\ &0 \quad (\text{非加熱領域}) \end{aligned}$$

壁内面 ($r = 1$) で: (6-3)

$$\begin{aligned} \frac{k_w}{k} \frac{\partial t_w}{\partial r} \Big|_{r=1} &= \frac{\partial t}{\partial r} \quad r=1 \\ t_w &= t \end{aligned}$$

これらの基礎方程式を、他の場合と同様に流れ場と同時に数値的に解けば、壁中の熱伝導を含めた温度場が得られる。さらに、壁が余り厚くなく、壁表裏の温度差が無視できる場合には、壁中には周方向一次元の熱伝導が生じるから、壁中のエネルギー方程式のかわりに次のような境界条件を用いれば良い。

壁 ($r = 1$) で:

$$\frac{\partial t}{\partial r} = q_{in} + \frac{k_w \delta}{k R_i} \frac{\partial^2 t_w}{\partial \theta^2} \quad (6-4)$$

$$q_{in} = 1 \quad (\text{加熱領域})$$

$$0 \quad (\text{非加熱領域})$$

この式中にあらわれる無次元数 $(k_w \delta)/(k R_i)$ は壁面内の熱伝導の状態をあらわすパラメータの1つであり、ここでは壁面熱伝導パラメータと呼ぶ。

以下にこの基礎式を解いて得られる壁内熱伝導の伝熱に対する影響を示すが、ここではまず、周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に対する壁内熱伝導の影響の基礎的な特性を把握するために、壁表裏の温度差を無視した場合の結果について述べ、壁表裏の温度差が無視できない場合については、節を改めて述べることにする。

6-2 温度分布に対する壁内熱伝導の影響

自然対流やふく射伝熱の影響の検討と同様、ここでもまずはじめに流路の温度分布に対する壁内熱伝導の影響について検討を加える。図6-2、3は、それぞれ、1 垂直壁のみを加熱される矩形流路 ($A_s=1.0$) と、周上の一部 ($\theta_n=\pi/4$) のみを加熱される円管の加熱領域と非加熱領域の壁面温度の発達に対する壁内熱伝導の影響を示したものである。壁内の熱伝導によって加熱領域の壁面温度は低下し、逆に非加熱領域の壁温は上昇しており、その度合いは壁面の熱伝導パラメータが大きくなる (壁が厚くなる、あるいは壁の熱伝導率が大きくなる) ほど大きいことが分かる。これは壁内の周方向熱伝導によって加熱領域に加えられた熱

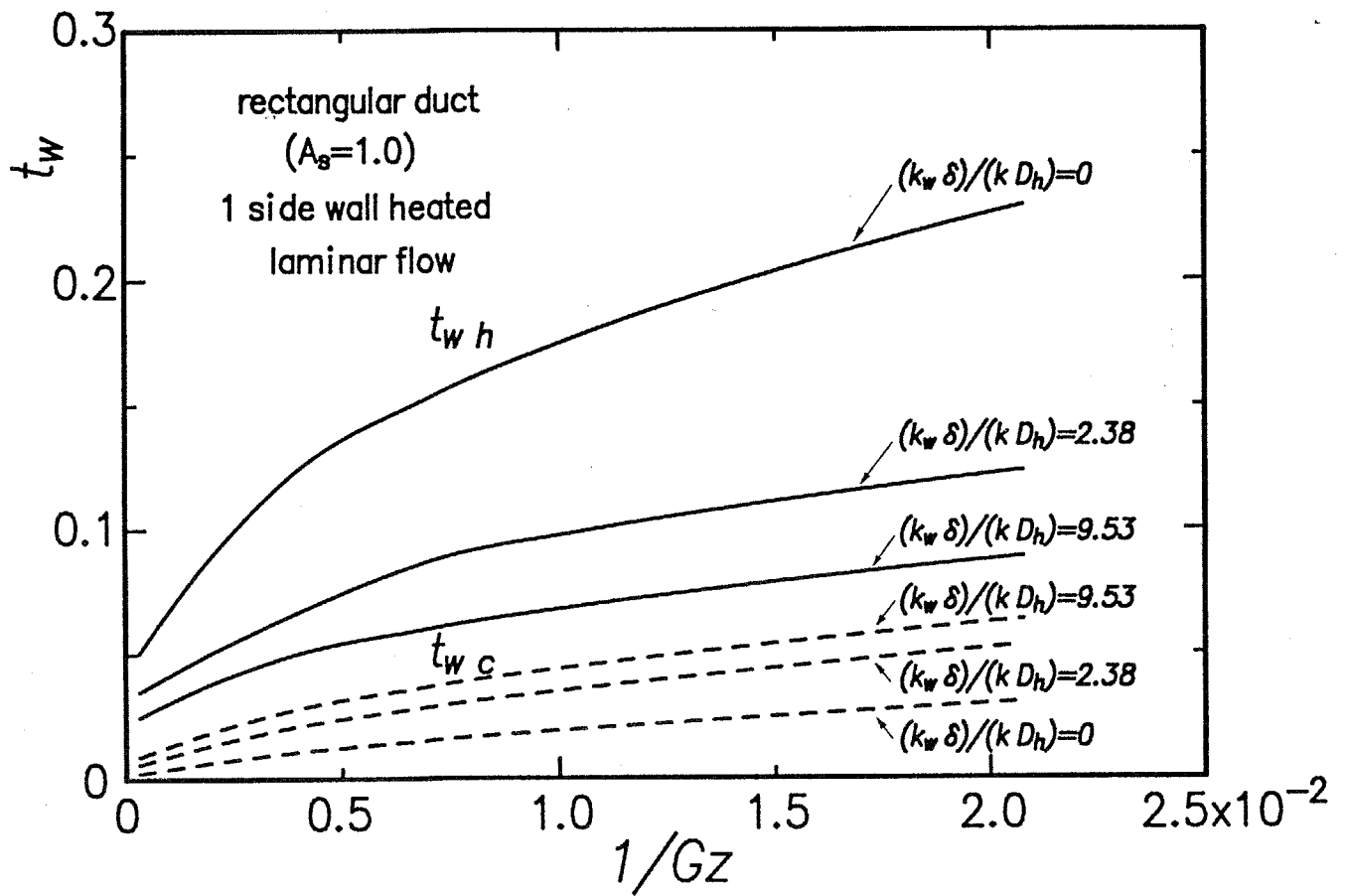


図 6 - 2 壁面温度の発達に対する壁内熱伝導の影響 (矩形流路、 $A_s=1.0$)

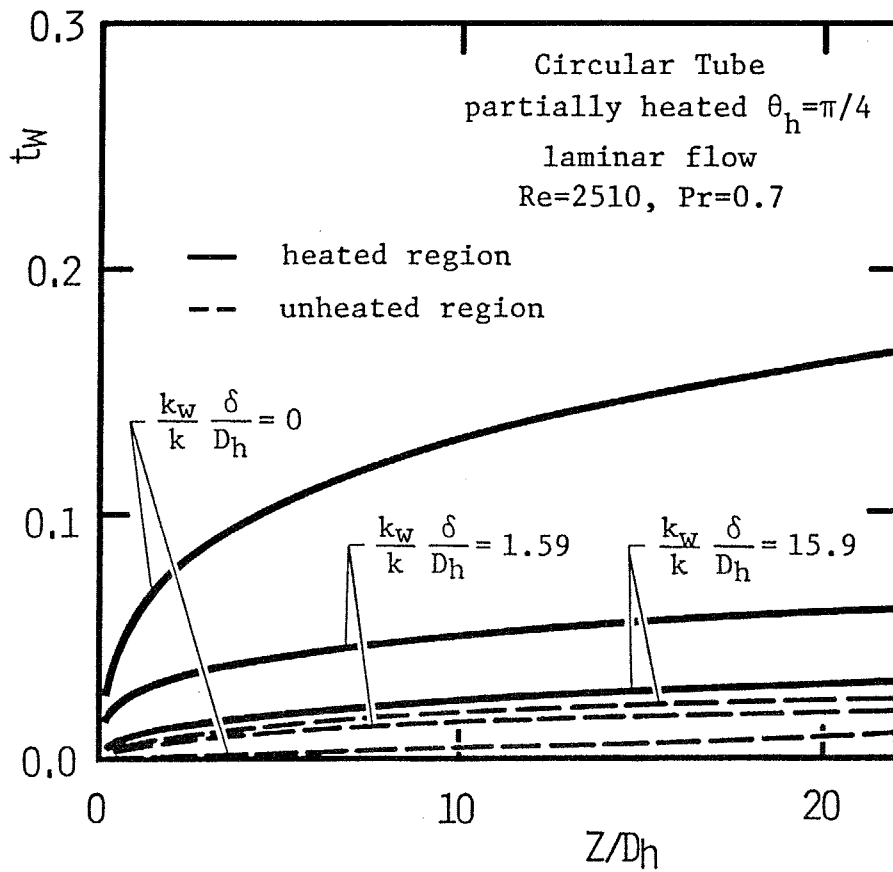


図 6 - 3 壁面温度の発達に対する壁内熱伝導の影響 (円管、 $\theta_h = \pi/4$)

負荷の一部が非加熱領域へ分配されるためである。この意味では、流路壁内の熱伝導の影響は、先に述べたふく射伝熱の影響と良く似ているといえる。これらのグラフを詳細に観察すると、いずれの流路においても壁内熱伝導による加熱領域壁温の低下（非加熱領域壁温の上昇）は、温度場の発達に伴って大きくなることが分かる。これは温度場の発達によって熱伝達率が低下するため、加熱領域から直接流体へ伝達される熱量の割合が減少して、熱伝導の影響が大きくなるためである。

温度分布に対する壁内熱伝導の影響をより詳細に調べるために、壁面温度の流路周方向への分布に対する壁内熱伝導の影響を図6-4～5に示した。これらの図に示されるように、壁内熱伝導によって非加熱領域の壁面温度は主に加熱領域-非加熱領域境界近傍で上昇している。これは壁内熱伝導が微分によって支配されているためであり、前述の遠隔性のあるふく射伝熱の影響と最も異なる点である。このことから、非均一に加熱される流路の熱伝達に対するふく射伝熱の影響と周方向熱伝導の影響は、ある程度独立に扱うことができると予想されるが、これについては7-2章で詳しく述べることにする。

6-3 熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響

前節で示したように、壁内の周方向熱伝導は、ふく射伝熱同様、加熱領域に加えられた熱負荷の一部を非加熱領域へ分配する作用があるから、熱伝達率にもふく射伝熱と同様の影響があらわれると考えられる。図6-6、7は、それぞれ1垂直壁を加熱される矩形流路 ($A_0=0.5$) と周上の一部 ($\theta_h=\pi/4$) のみを加熱される円管の熱的発達過程の熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響を示したものである。これらのグラフ中には加熱領域の見掛けの熱伝達率（加熱熱流束と壁面温度

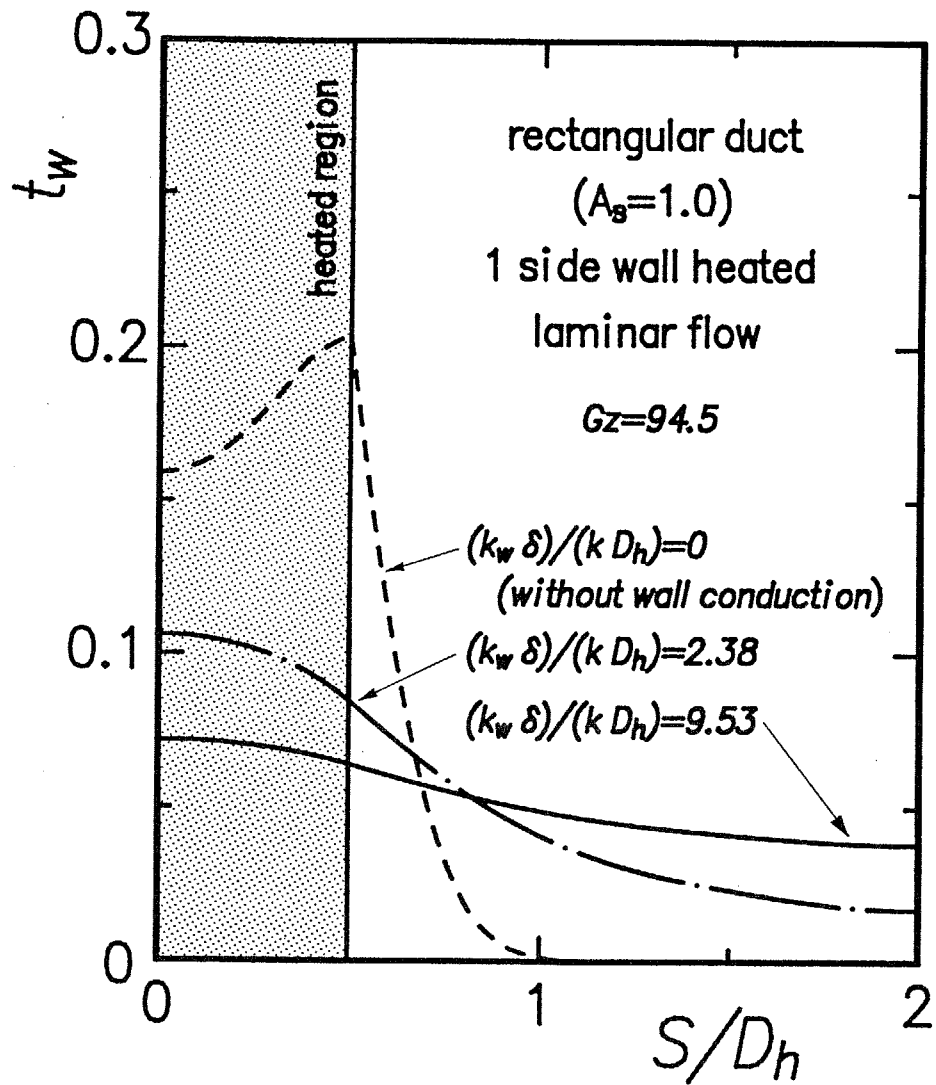


図6-4 壁面温度の流路周方向分布に対する壁内熱伝導の影響
 (矩形流路、 $A_s=1.0$ 、 $Gz=94.5$)

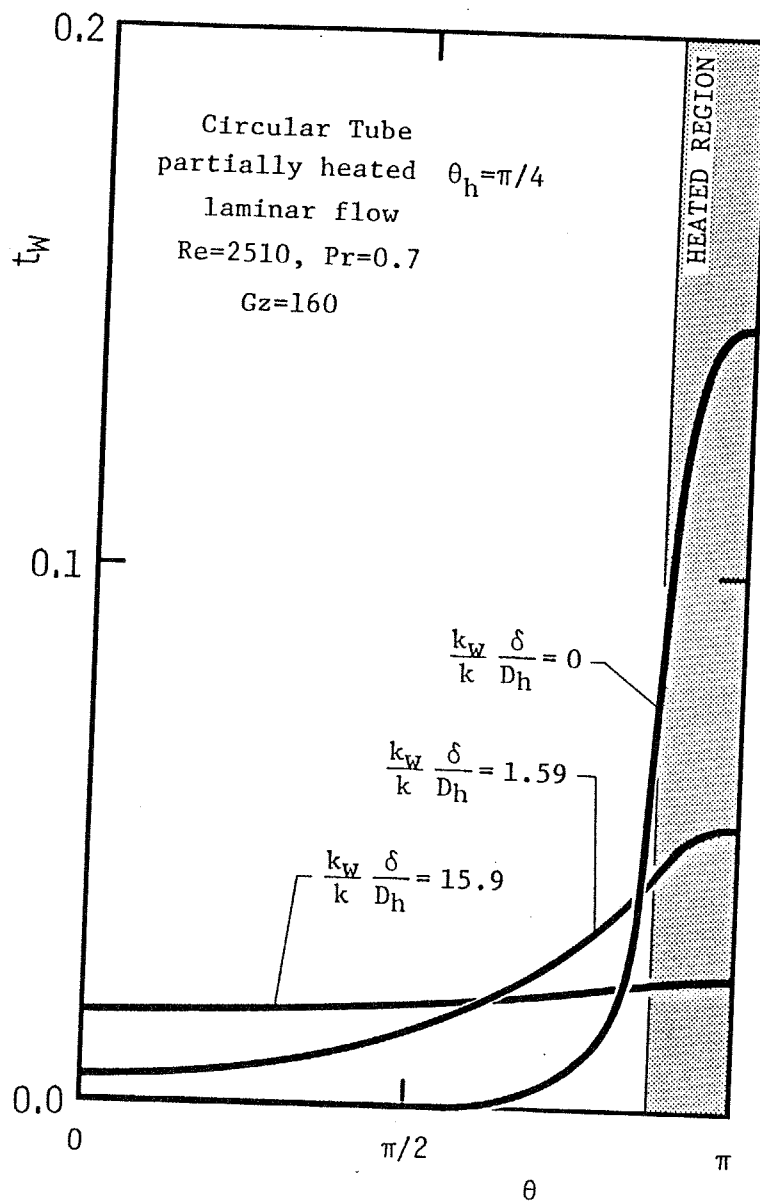


図6-5 壁面温度の流路周方向分布に対する壁内熱伝導の影響
(円管、 $\theta_h = \pi/4$ 、 $Gz=160$)

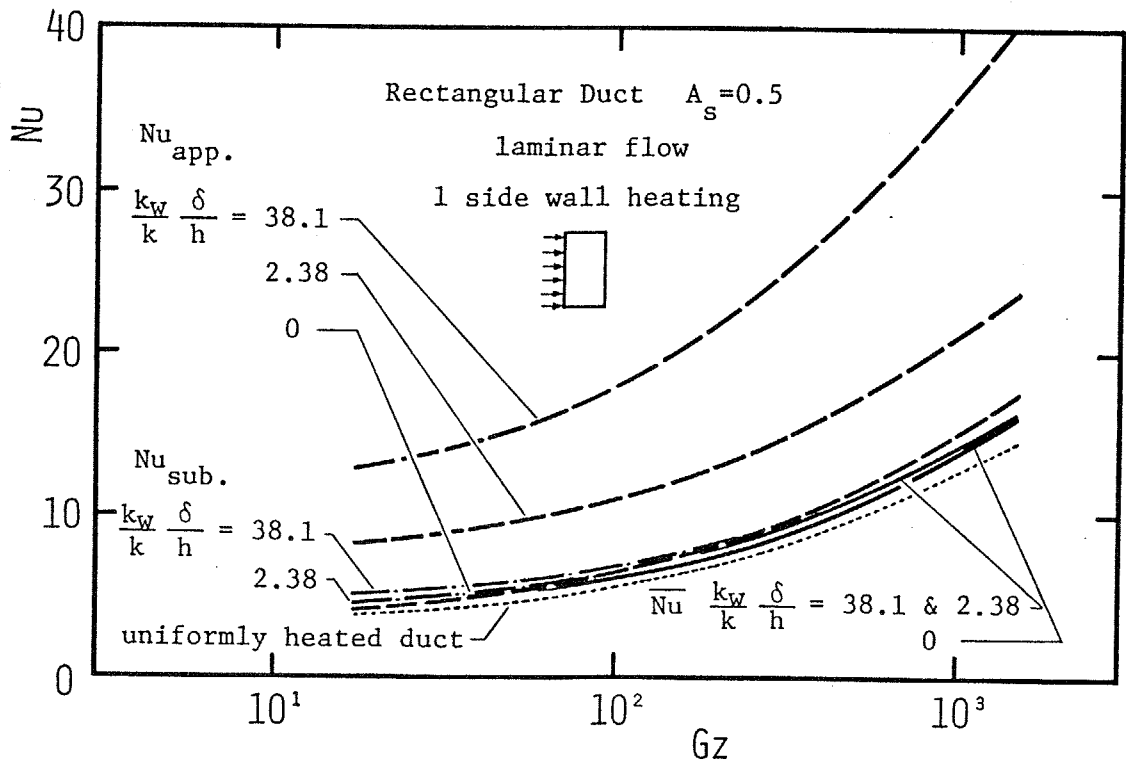


図6-6 非均一加熱流路の熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響
 (矩形流路、 $A_s = 0.5$)

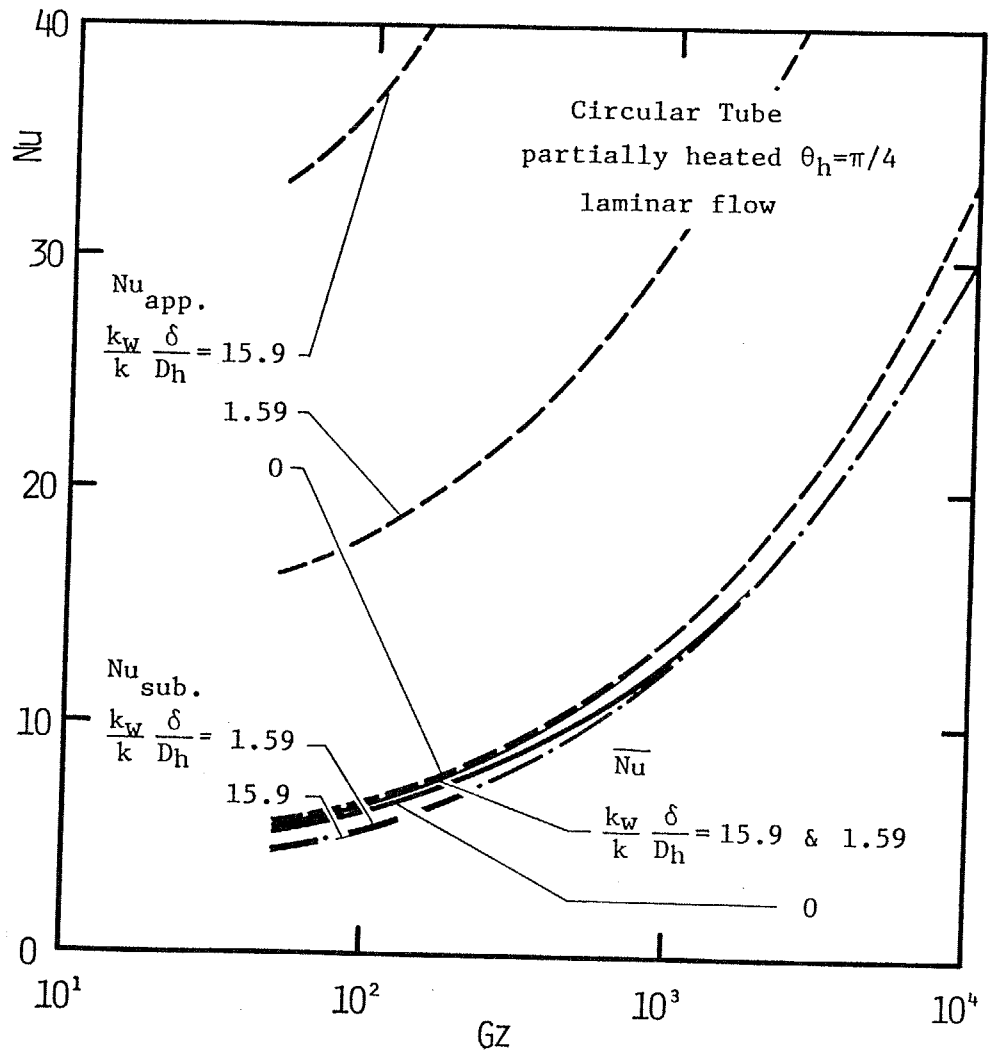


図6-7 非均一加熱流路の熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響
(円管、 $\theta_h = \pi/4$)

で定義される熱伝達率)と実質の熱伝達率(実際に流体へ伝播される熱流束と壁面温度で定義される熱伝達率)、および周平均の熱伝達率の3つの結果が描かれているが、これから明らかなように、加熱領域の見掛けの熱伝達率は壁内熱伝導の増加(壁面の熱伝導パラメータの増加)に伴って顕著に向上する。これは壁内の周方向熱伝導によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ分配されるため、加熱領域の熱負荷が減少するためである。

これに対して、加熱領域の実質の熱伝達率と周平均の熱伝達率の発達に対する壁内熱伝導の影響は余り大きくない。流路が円管である場合には、周平均の熱伝達率は壁内熱伝導によって若干上昇し、事実上均一加熱時の結果と一致する。また、加熱壁の実質の熱伝達率は、逆に壁内熱伝導によって若干低下する。これらは部分加熱される円管の壁内熱伝導の無い場合の熱伝達率(加熱領域平均の熱伝達率と周平均熱伝達率)に対する加熱領域の大きさの影響と良く似ており、壁面内の周方向熱伝導は近似的に加熱領域を大きくしたのと等価な作用をすることが分かる。一方、流路断面が矩形であるときにも、加熱領域の実質の熱伝達率および周平均の熱伝達率は、円管の場合と同様、壁内の熱伝導によってあまり影響されないが、この場合には熱伝達率は壁内熱伝導によって全体に向上している。これは、壁内に周方向熱伝導があることによって壁の熱的な境界条件がShahらの言うH1条件⁽⁶⁻²⁾に近くなるためである。この現象は、壁内熱伝導によって壁上局所の熱伝達率の差異に対応して適宜熱負荷が分散され、加熱が最適化されるために生じるから、流路断面が非円形である場合には必ず見られ、その度合いは流路断面の非円形度が大きいほど大きい。

さて、高熱負荷を受ける伝熱流路の熱設計という見地から考えると、流路の健全性は壁面の最高温度、すなわち加熱領域の見掛けの熱伝達率によって決定される。この意味から壁面内の周方向熱伝導は、ふく射伝熱同様、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の熱設計に際しては必ず考慮しなければならない現象である

と言える。特に、壁内熱伝導の影響は、ふく射伝熱とは異なり、熱負荷の大小には左右されないから、熱負荷の小さい流路でも壁面温度分布を正確に把握する必要があるときには、その見積りが不可欠である。このときには、冒頭に述べたとおり、加熱領域の実質の熱伝達率や周平均の熱伝達率におよぼす壁内熱伝導の影響は、加熱領域の見掛けの熱伝達率に対するそれに比べてはるかに小さいから、これらの変化を無視して熱伝導の影響を求めても結果には大きな誤差を生じないと考えられる。

6-4 壁内の周方向熱伝導の影響のフィン効率による整理

前節で述べた通り、周方向に非均一に加熱される流路の伝熱に対する壁内の周方向熱伝導の影響は大きく、このような流路の熱設計においては何らかの方法でその大きさを把握する必要がある。しかしここまで示した検討においては主に定性的な面を検討してきたので、それらの結果から熱設計に利用可能な熱伝導の影響の定量的評価をすることはできない。そこで本節では、周方向に非均一に加熱される流路壁内に生じる周方向熱伝導の特徴を利用して、その伝熱に対する影響の整理、評価を試みる。

周方向に非均一に加熱される流路の加熱領域の見掛けの熱伝達率が壁内の熱伝導によって向上するのは、前述の通り、加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ熱伝導によって運ばれ、そこから流体へ伝達されるためであるが、このことは加熱領域に非加熱領域という”フィン”が付いたことに相当すると考えることができる。一般にフィンの伝熱に与える影響、すなわちフィンの性能は、次のフィン効率 ϕ で評価される。

$$\phi = \frac{\text{フィンから実際に流体へ伝達される熱量}}{\text{フィン全体がフィン根元(加熱面)と同一温度であるとしたときの放熱量}}$$

このフィン効率 ϕ はフィンの高さ方向の熱抵抗が無いときに1となる。このフィン効率を用いて加熱領域の伝熱に対する非加熱領域への熱伝導の影響を整理するためには、上式の”フィン”を非加熱領域と読み代えれば良い。フィン効率を用いれば、非加熱領域へ伝えられる熱量 Q_f が、壁上の熱伝達率を一定と考えて、近似的に、

$$Q_f = (A_f/A_h) Q_h \phi \quad (6-5)$$

A_f 、 A_h はそれぞれ非加熱領域と加熱領域の面積（周長）

と表されることから、非加熱領域への熱伝導による加熱領域の見掛けの熱伝達率の変化は、

$$\begin{aligned} Nu_{app} &= \frac{Q_{in}/A_h}{T_{wh}-T_b} \frac{D_h}{k} = \frac{(Q_h+Q_f)/A_h}{T_{wh}-T_b} \frac{D_h}{k} \\ &= \frac{Q_h/A_h}{T_{wh}-T_b} \frac{D_h}{k} \left(1 + \frac{A_f}{A_h} \phi\right) \\ &= Nu_{sub} \left(1 + \frac{A_f}{A_h} \phi\right) \end{aligned} \quad (6-6)$$

として簡単に求めることができる。壁上の熱伝達率が一定と見なせない場合については後述する。

図6-8、9は、周上の一部のみが加熱される円管の熱的発達過程の伝熱に対する非加熱領域への壁内熱伝導の影響を、フィン効率の形であらわしたものであ

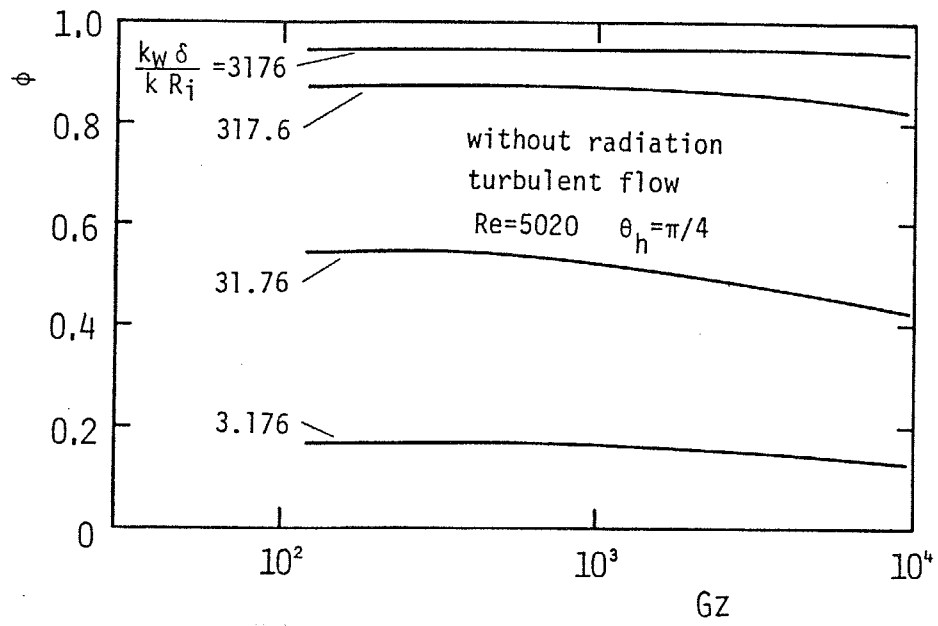


図 6 - 8 部分加熱される円管の非加熱領域のフィン効率の発達の様子
(壁の厚さの影響)

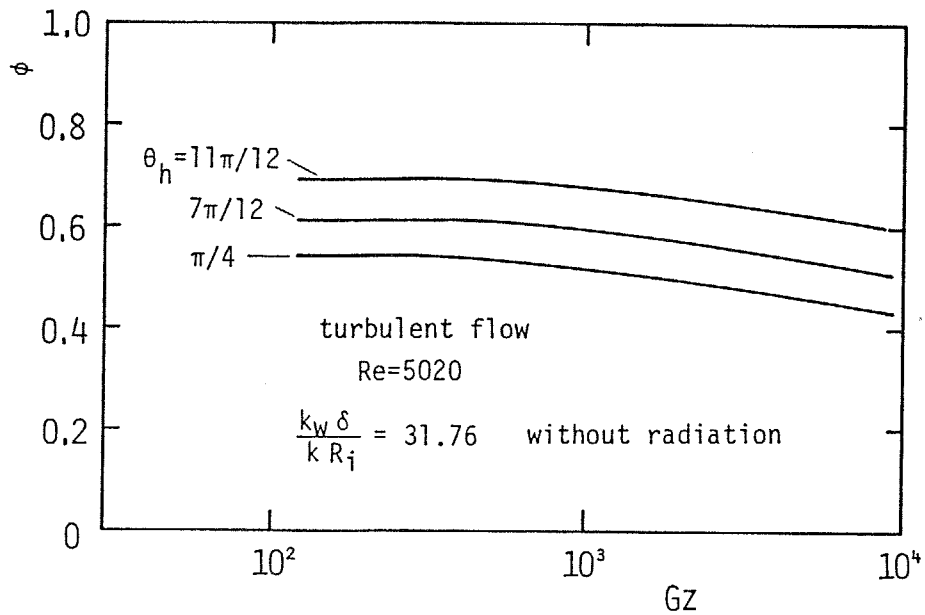


図 6 - 9 部分加熱される円管の非加熱領域のフィン効率の発達の様子
(加熱角の影響)

る。図6-8は壁の厚さを変えた場合、図6-9には加熱角を変えた場合の結果を示してある。これらの図から、非加熱領域のフィン効率は、壁の厚さが厚く、加熱領域の大きさが大きいほど高くなることが分かる。これは、壁厚さが厚くなるとフィン中の熱抵抗が減少し、加熱領域が大きくなるとフィン高さが減少するため、フィン先端とフィン根元の温度差が小さくなるからである。また、何れの条件においても非加熱領域のフィン効率は、熱的発達初期 ($Gz \rightarrow$ 大) では小さく、温度場の発達にともなって増加して、一定値に近づいている。これは熱的に未発達な領域では熱伝達率が高いため、フィン（非加熱領域）中をフィン先端に向かって熱が伝導される途中に流体へ伝達される割合が大きいので、フィン上の温度差が大きくなるからである。

これらの結果を1つのグラフ上にまとめたものが図6-10である。このグラフの横軸 u は、フィン効率の整理において良く用いられる次のような値である。

$$u = W \sqrt{h/(k_w \delta)} = \frac{W}{D_h} \sqrt{Nu / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D_h}} \quad (6-7)$$

ここで w はフィンの高さ、 h はフィン上の熱伝達率、 δ はフィン厚さの1/2であり、非加熱領域への熱伝導の影響を整理する際には、

$$W = (2\pi - \theta_h) R_i / 2, \quad \delta \text{ は壁厚さ} \quad (6-8)$$

とした。この値は、壁が厚く、熱伝達率が高く、非加熱領域が短いほど小さくなり、流路の熱伝達率が大きいほど大きくなる。この図に見られるように、非加熱領域のフィン効率は、加熱角 θ_h や壁厚さ δ が様々に変化しても、 u に対して概ね一つの曲線、すなわち図中の破線上にまとまっている。この曲線は、厚さ一定の

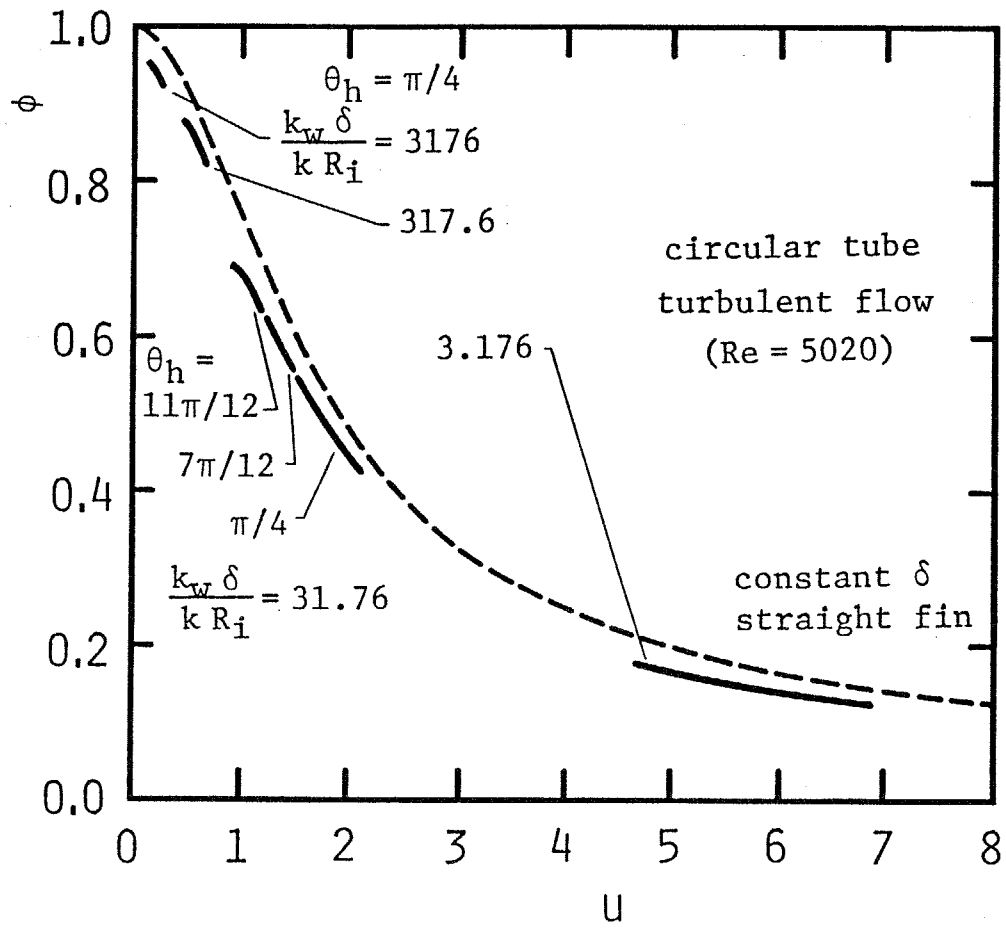


図 6 - 1 0 非加熱領域の相当フィン効率

長方形フィンのフィン効率の解析解⁽⁶⁻³⁾

$$\phi = \frac{\tanh u}{u} \quad (6-9)$$

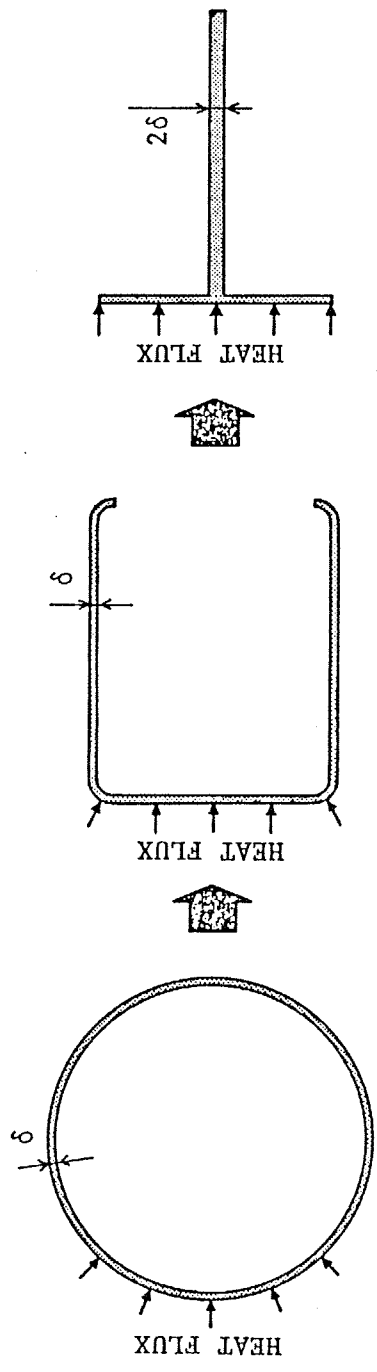
であり、この合致は次のように説明される。図6-11は、周方向に非均一な加熱を受ける円管の非加熱領域を、加熱領域に付加されたフィンと見なす概念を示したものであるが、流路が円管である場合には流路壁局所の物理的な熱伝達率^{*1}は周方向に一定と考えることができるから、この図に示すように非加熱領域を切り開き、背中あわせにしてできるフィンの熱伝達率も一定と考えられる。したが

脚注^{*1}

ここで言う”物理的な”熱伝達率とは、流路壁上のある点が他と比べてどの程度伝熱に優れているか（あるいは劣っているか）を示す仮想的な値である。すなわち、一例をあげれば、矩形流路の角部は、辺中央に比べて伝熱が悪いが、これを定量的に示したものである。したがって、この値は一般的な定義による熱伝達率

$$h = \frac{Q}{T_w - T_b}$$

ではなく、流路の加熱条件によらない値であり（上式の熱伝達率は、壁温と流体温度の関係によっては、流路壁局所の”伝熱の良さ”を表さない）、実際にこれを定量化するのは不可能である。この意味ではこの値は壁面局所の”伝熱能力”と呼ぶべき値である。



(a) partially heated tube
 (b) cut open the unheated region
 (c) rectangular fin

図 6-11 疑似フィンの概念 (円管)

ってこのフィンのフィン効率は、厚さ一定(2 δ)の長方形フィンとほぼ同一の値となる。このことから、周方向に部分加熱される円管の加熱領域の熱伝達に対する壁内熱伝導の影響は、非加熱領域を加熱領域に付加された厚さ一定の長方形フィンと見なして、そのフィン効率を用いることで良く整理されることが分かる。

これに対して、流路断面形状が矩形やsine形のように円でない場合には、加熱領域の伝熱に対する非加熱領域への熱伝導の影響は、フィン効率を用いてもここに示した円管の場合のように良く整理されない。これは断面形状が非円形な流路では、壁面上の熱伝達率に分布があり、加熱領域の物理的な熱伝達率と非加熱領域のそれとが同一とは考えられないためである。図6-12~14は、アスペクト比の異なる($A_s=0.25, 0.5, 1.0$)矩形流路が1垂直壁のみを加熱されたときの加熱領域の熱伝達率の発達に対する壁内熱伝導の影響を示したものであるが、これらのグラフを比較して分かる通り、壁内熱伝導によってアスペクト比の小さな流路の加熱領域の見掛けの熱伝達率を向上させるためには、アスペクト比の大きな流路の場合よりも壁面熱伝導パラメータを大きくする必要がある。これは、アスペクト比が小さな流路の非加熱領域には短辺を含むため、加熱領域よりも物理的な熱伝達率が低くなるからである。このような場合には、加熱領域と非加熱領域の熱伝達率とが同一であることを前提とした、一般的な定義のフィン効率を用いても伝熱に対する壁内熱伝導の影響を整理できないので、フィン効率の定義を次のように改める。

$$\phi = \frac{\text{非加熱領域から実際に流体へ伝達される熱量}}{\text{非加熱領域が加熱領域と同じ熱伝達率、温度であるとしたときの伝熱量}}$$

この定義による非加熱領域のフィン効率は、円管のように流路の熱伝達率が周方向に一定と考えられるときには一般的な定義によるものと一致し、矛盾しない。

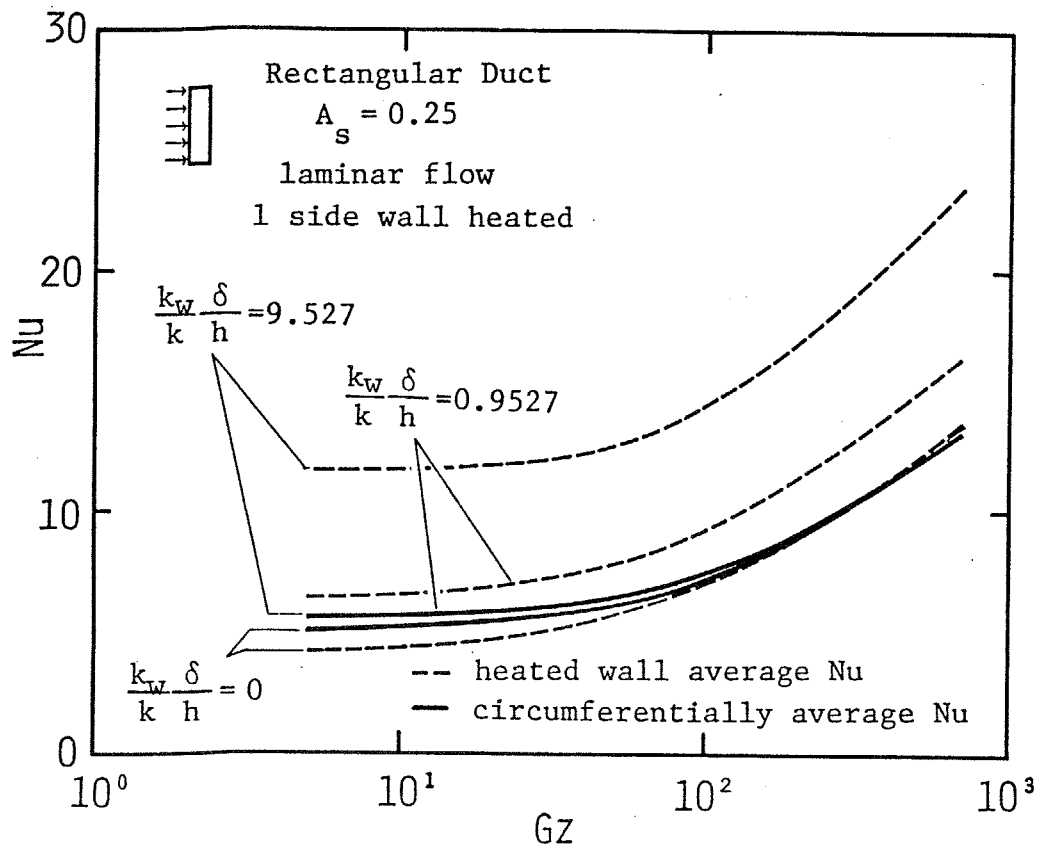


図6-12 非均一加熱される矩形流路の加熱領域の熱伝達率に対する
 壁内熱伝導の影響 ($A_s=0.25$)

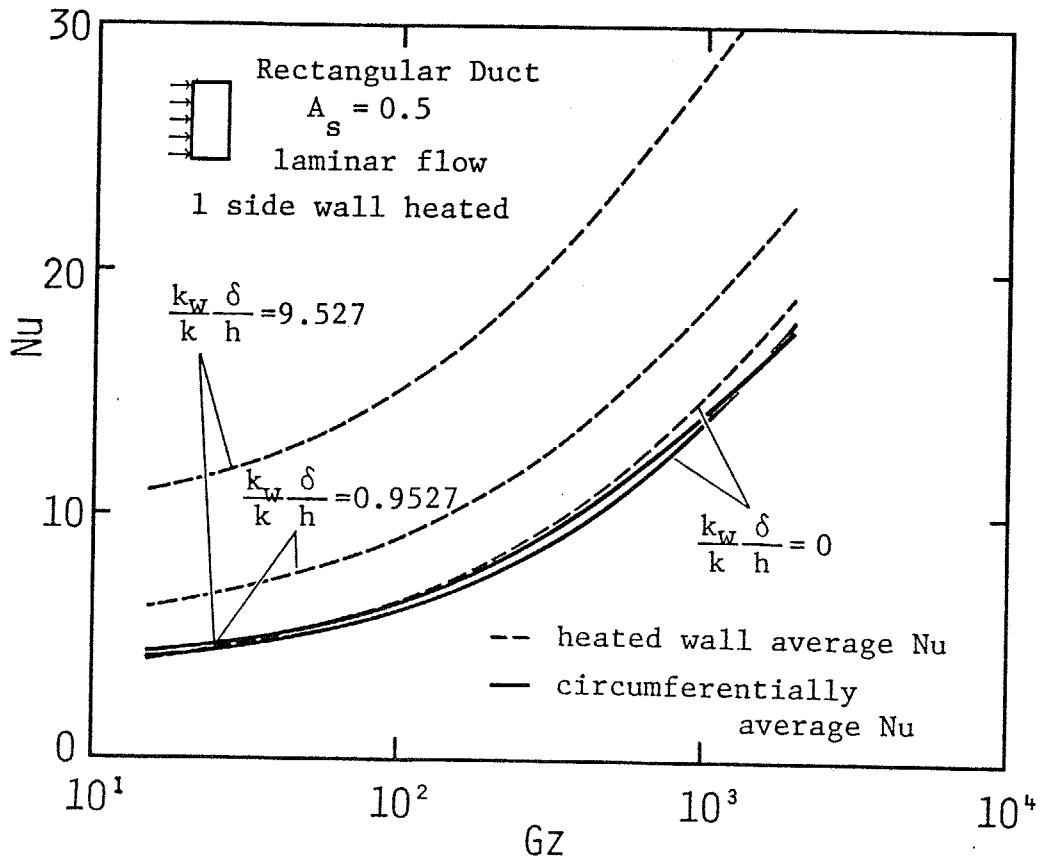


図 6 - 1 3 非均一加熱される矩形流路の加熱領域の熱伝達率に対する
 壁内熱伝導の影響 ($A_s=0.5$)

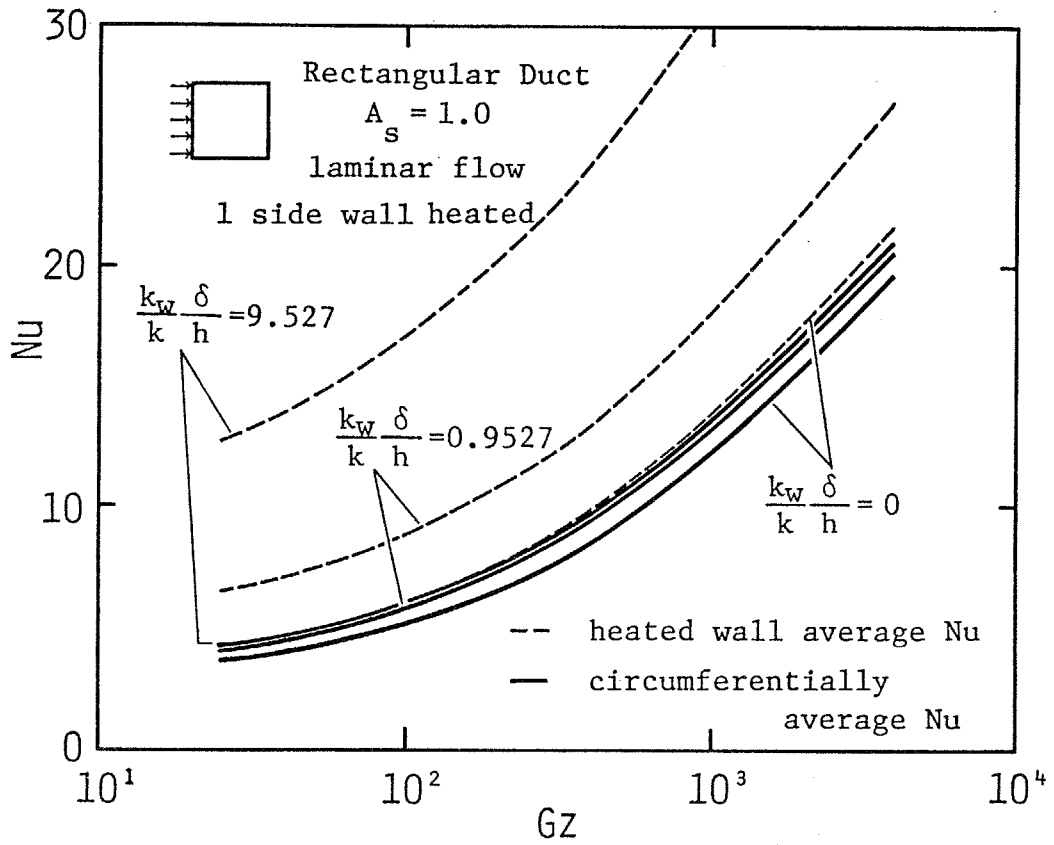


図 6 - 1 4 非均一加熱される矩形流路の加熱領域の熱伝達率に対する
 壁内熱伝導の影響 ($A_s=1.0$)

図6-15~17は、周方向に非均一な加熱を受ける非円形断面流路の上式の定義による非加熱領域のフィン効率を、図6-8と同様に u に対してプロットしたものである。図6-15は1垂直壁のみが加熱される矩形流路の層流の場合、図6-16は矩形流路の乱流の場合、図6-17は1側面からのみ加熱されるsine形断面流路の結果である（ただしこの場合には、sine流路はふく射的な加熱ではなく、均一熱流束で加熱されている）。これらの結果から分かるように、流路断面形状が非円形である場合にも、流路断面形状が同一であれば、円管の場合と同様にフィン効率は1つの曲線上にまとまっている。しかし、この曲線は流路形状が変わると変化し、非加熱領域の物理的な熱伝達率が加熱領域のそれに比べて大きい場合ほど高いフィン効率を示している（極端な場合には1より大きなフィン効率となる）。それぞれの図中には、円管の場合に相当する長方形フィンのフィン効率の解析解をも示してあるが、これと他の断面の流路の結果を比較して分かる通り、流路の断面形状が円でない場合には、非加熱領域のフィン効率は長方形フィンのそれでは近似することができない。したがって、この場合の非加熱領域への熱伝導の伝熱への影響を定量的に推定しようとするときには、別の形の推定式が必要である。

壁面局所の熱伝達率に分布があるときの非加熱領域への熱伝導の影響を表すフィン効率の推定式を導出するために、図6-18(a)のような相当フィンのモデルを考える。すなわち、非加熱領域の1/2を背中あわせにしてできる相当フィンの熱伝達率 h に分布を考え、その最大値を h_{max} 、平均値を h_m としておく。また、加熱領域の熱伝達率は、フィン（非加熱領域）のそれとは独立に h_n とする。この相当フィンは、図6-19に示すように、非円形な断面を有する流路の非加熱領域を円管の場合と同様に開いてできる長方形フィンに相当する。このままではこの相当フィンのフィン効率を簡単に求めることができないので、フィン上の熱伝達率を図6-18(b)のように近似する。すなわち、熱伝達率の総和を図6-18(a)

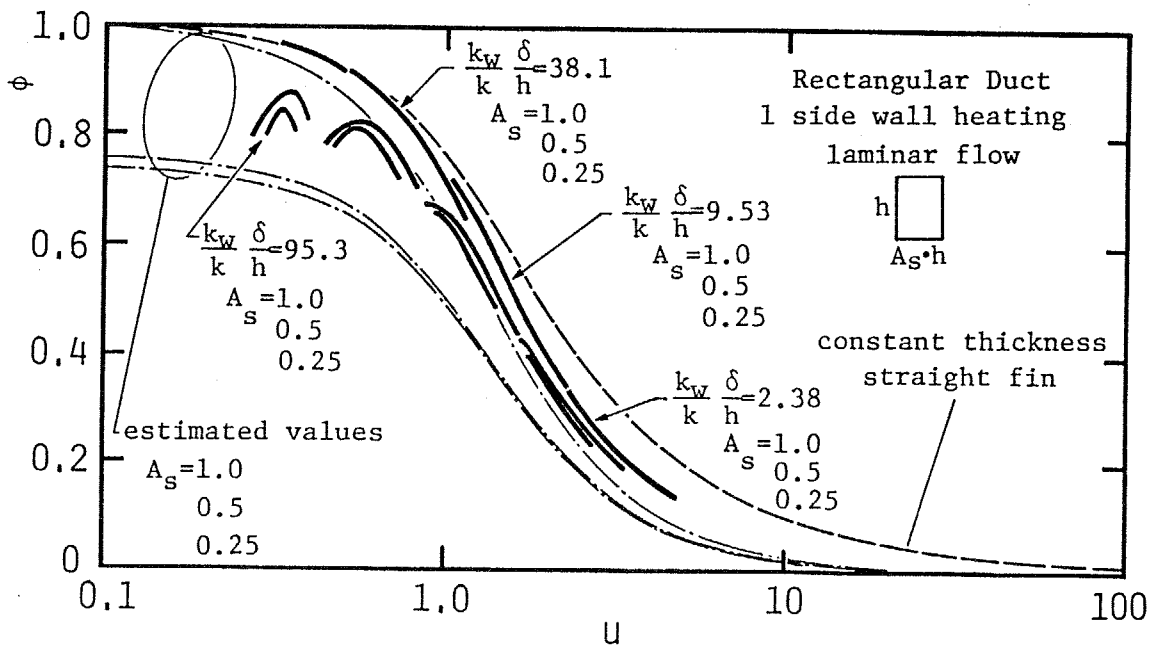


図6-15 非均一加熱される矩形流路の非加熱領域の相当フィン効率
(層流の場合)

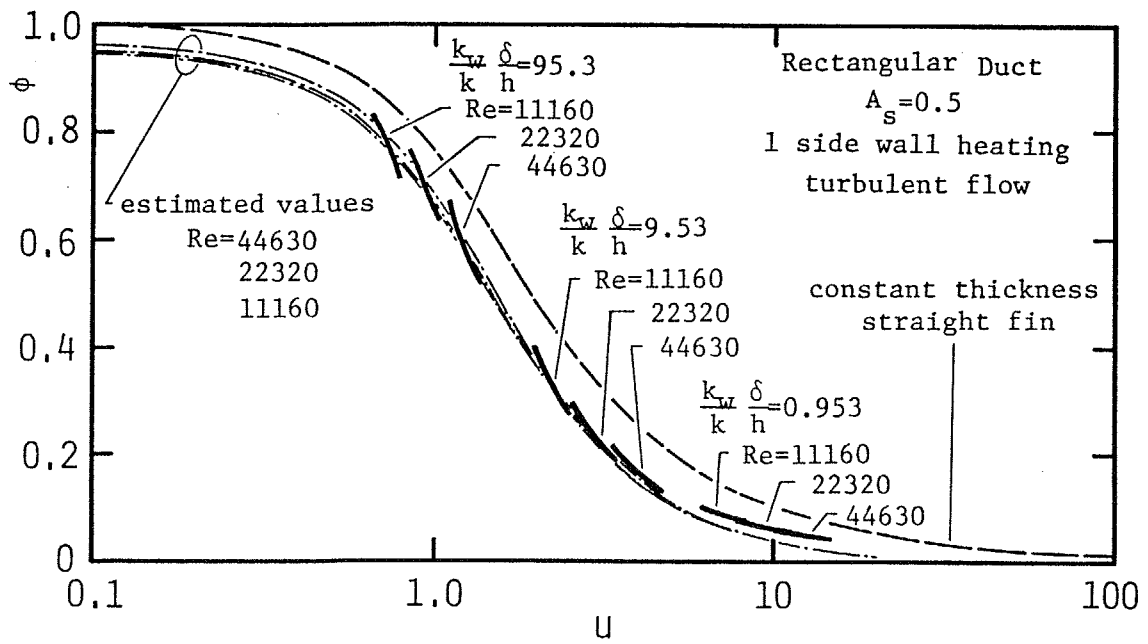


図 6 - 1 6 非均一加熱される矩形流路の非加熱領域の相当フィン効率
 (乱流の場合)

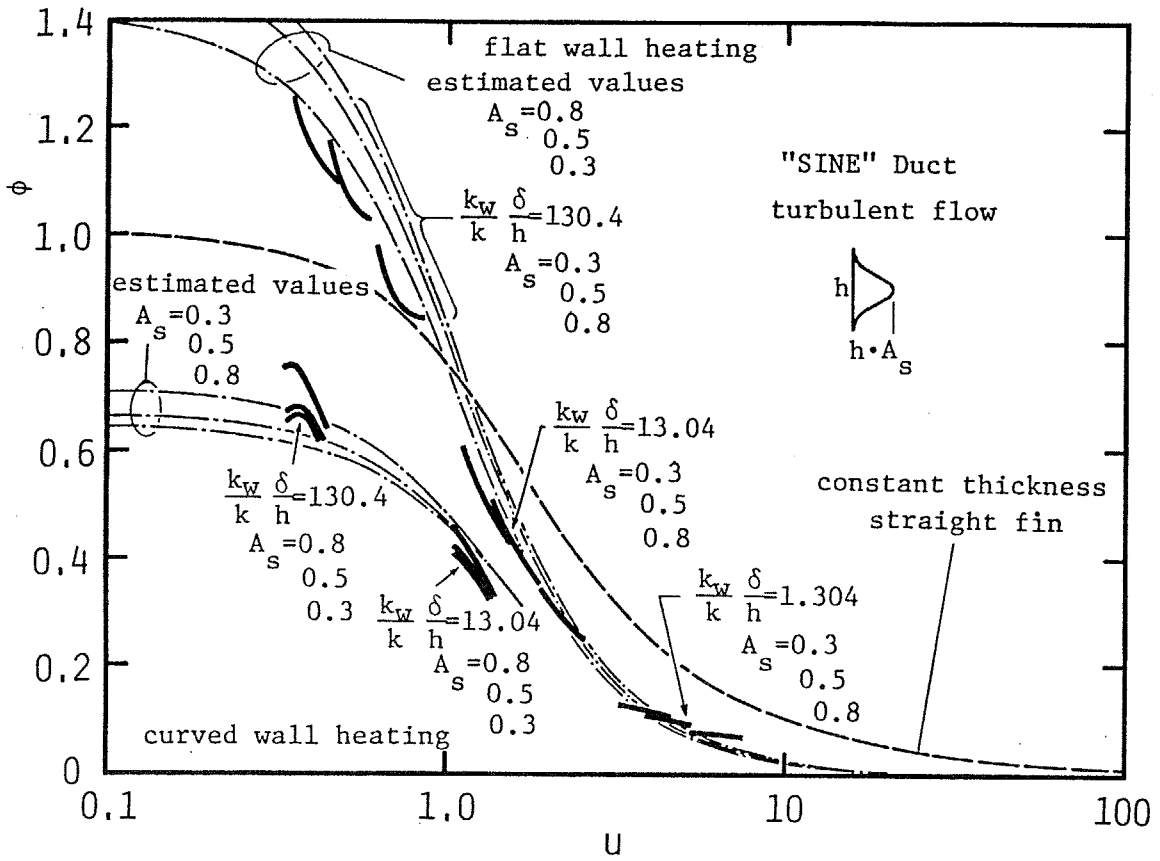


図6-17 非均一加熱されるsine形断面流路の非加熱領域の相当フィン効率

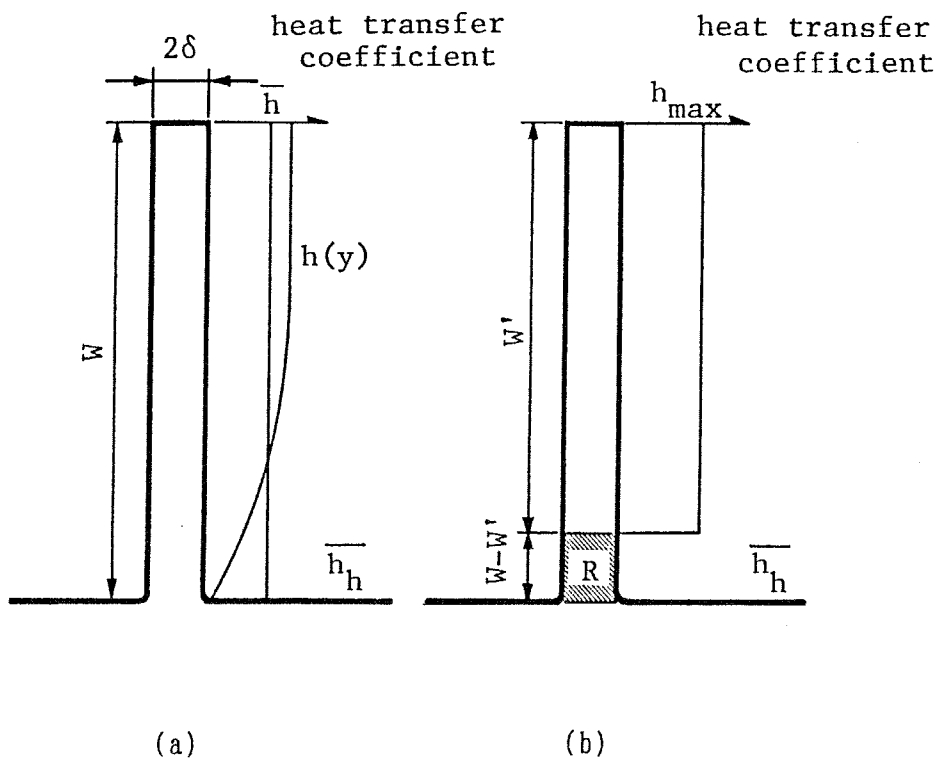
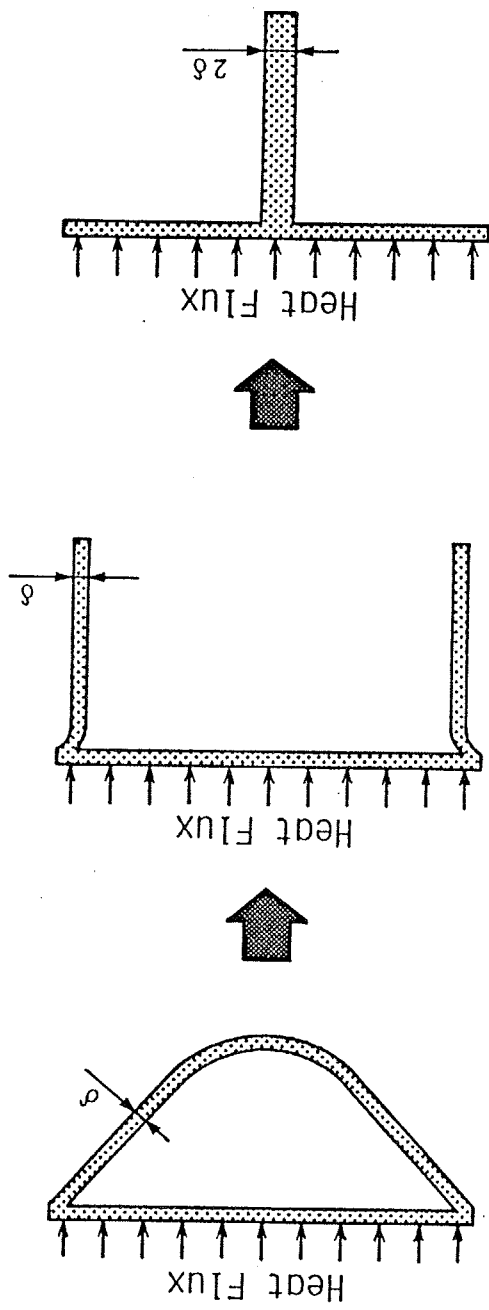


図 6 - 1 8 非円形断面流路の疑似フィンのモデル化



(a) Non-uniformly heated Duct. (b) Cut the unheated region open..... (c) Pseudo-rectangular fin.

図 6 - 1 9 非円形断面流路における疑似フィン の概念

と同一に保ったまま、フィン上の熱伝達率の分布を h_{max} と0とのステップ状に近似する。こうすると、フィン上には熱伝達率0、すなわち熱伝達を行わない部分が生じ、この部分は単にフィン内の熱伝導に対する熱抵抗として作用することになる。この熱抵抗部はフィン上のどこにあっても良いが、ここではその影響が最大となるようフィン根元にあるとした。こうすると、この長方形フィンのフィン効率は、 $W'/W \sim h_m/h_{max}$ であることに注意すれば、次のように簡単に求めることができる。

$$\phi = \frac{h_m}{h_h} \phi' / \left(1 + \frac{\phi' h_{max} R W'}{\delta} \right) \quad (6-10)$$

ここで、 R はフィン基部の熱抵抗であり、

$$R = \left(1 - \frac{h_m}{h_{max}} \right) W / k_w \quad (6-11)$$

また、 ϕ' は熱伝達率一定の部分のフィン効率で、

$$\phi' = \tanh u' / u', \quad u' = W' \sqrt{h_{max} / (k_w \delta)} \quad (6-12)$$

である。この式を整理すると、

$$\phi = \frac{h_m}{h} \phi' / \left(1 + \phi' \left(1 - \frac{h_m}{h_{max}} \right) \left(\frac{h_m}{h_h} \right) u^2 \right), \quad u = W \sqrt{h_h / (k_w \delta)} \quad (6-13)$$

となる。この式から分かるように、壁面上に熱伝達率の分布がある場合の伝熱に対する壁内熱伝導の影響をフィン効率を用いて整理するためには、少なくとも、非加熱領域上の物理的な熱伝達率のピーキングファクタ h_{max}/h_m と、加熱領域と非加熱領域の物理的な平均熱伝達率の比 h_m/h_h が必要となる。図6-20は、上式で定まる非加熱領域の相当フィン効率に対する、 h_{max}/h_m と h_m/h_h の影響を示したものである。壁面上に熱伝達率の分布のある流路の非加熱領域の相当フィン効率は、 h_{max}/h_m と h_m/h_h の双方の影響を受けるが、この図から分かる通り、 h_m/h_h の大きさは主に u の小さな領域、すなわち壁が厚く、壁の熱伝導率が高く、非加熱領域周長が短く、流路の熱伝達率が小さい場合に顕著にフィン効率を変化させ、また、 h_{max}/h_m は逆に u の大きな領域で強く影響する傾向がある。なお、この式は $h_{max}/h_m = h_m/h_h = 1$ の場合、すなわち壁面上に熱伝達率の分布が無いとしたときには、前述の長方形フィンのフィン効率の解析解と一致する。

図6-15～17中には、数値計算結果と同時に細い曲線で上式から求めた各々の流路、条件に相当するフィン効率の推定値を示してある。これらの値を算出するためには、 h_{max}/h_m 、 h_m/h_h などの流路壁の”物理的な”熱伝達率の分布を求める必要があるが、224ページの脚注で述べたように、物理的な熱伝達率を定量化することは不可能であるので、ここではそれに最も近いと考えられる壁面温度一定なる加熱条件の時の壁面局所の熱伝達率を別途求めて、代用している。これらの結果と数値解析結果を比較して分かるように、流れが層流である場合（図6-15）を除けば、上で導いた非加熱領域の相当フィン効率の推定式は、流路断面によらず、流路壁中の周方向熱伝導の伝熱に及ぼす影響を精度良く表している。流れが層流である場合に上式の精度がやや低下するのは、層流熱伝達では壁面局所の物理的熱伝達率の非均一さが大きいため、それを図6-18(b)のような簡単な形状に近似すると誤差を生じること、ならびに、”物理的な”熱伝達率の代わりに用いた壁面温度一定の条件における熱伝達率が物理的熱伝達率を精度良く表

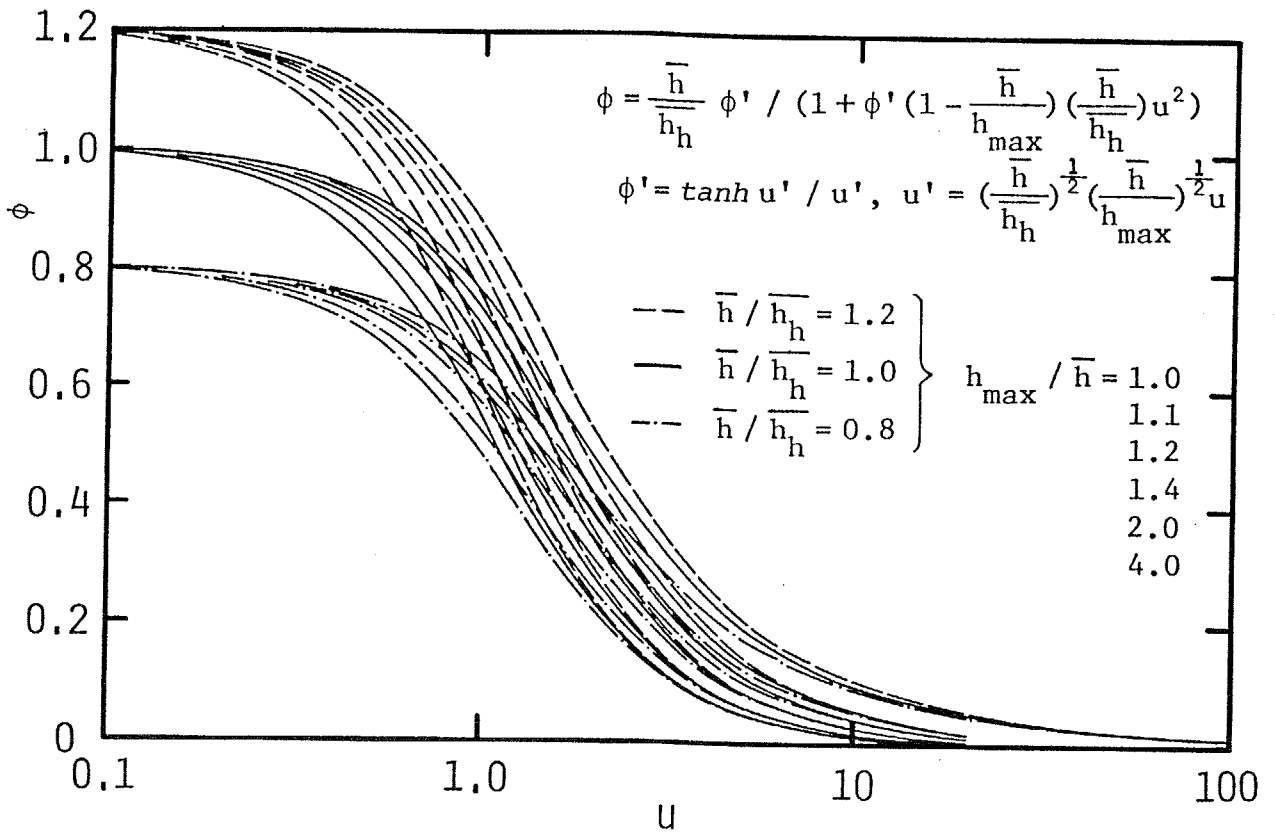


図6-20 非円形断面流路の相当フィン効率に対する
 壁面局所の熱伝達率分布の影響

していないことによるものである。しかし、この精度の低下も比較的小さいものであり、上記の推定式は、周方向に非均一に加熱されるいかなる断面形状の流路の壁内熱伝導の影響をも実用上十分な精度で見積ることができる結論である。なお、この式において要求される流路壁の物理的熱伝達率の分布は、前述の通り、壁温一定の流路の熱伝達率分布で代用することができ、かつ、この熱伝達率は既に種々の断面形状の流路に対して、実験的、解析的、数値的に求められ、数多く報告されているから、これによってこの推定式の適用範囲が限定されることはないと考えられる。

6-5 非均一加熱流路の壁内熱伝導に対する壁厚さの影響

以上に示したように、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の伝熱には、壁内の周方向熱伝導が強く影響し、このような流路の熱設計においては、壁内熱伝導の影響の考慮が不可欠である。そこでこのような流路の非加熱領域を加熱領域に付加されたフィンと見なして、そのフィン効率で壁内熱伝導の影響を整理することを試み、その結果から壁内熱伝導の影響の実用的な推定式を作成、提案した。これらの解析の過程においては、簡単のために壁表裏の温度差を無視して、壁内の熱伝導を周方向1次元として取り扱ってきたことは本章のはじめに述べた通りである。しかし、本研究の対象として上げている核融合炉第一冷却壁では、その構造上、壁面は表裏の温度差を無視できるほどには薄くできない^{*2}と考えられて

脚注^{*2}

核融合炉の冷却流路の壁厚さは、非均一な高熱負荷を受ける流路に不可避免的に

生じる熱応力を減少させるため、できる限り薄く設計するのが良いとされている。しかし、核融合炉第一冷却壁は、真空容器を構成する構造材であるばかりでなく、炉寿命中は、プラズマディスラプション時に生じる冷却壁表面の溶融、蒸発、あるいはスパッタリング等に対して健全性を保たねばならないから、ある程度（数mmから10数mmと言われる）以下には薄くできない⁽⁶⁻⁴⁾。

おり、この場合には、壁内の厚さ方向の温度分布が壁周方向の熱伝導にどのような影響をおよぼすかを知っておくことは重要である。また、前節で示したフィン効率を用いた周方向熱伝導の整理も、フィン効率の概念自体フィン厚さ方向の温度分布を考えていないから、壁表裏の温度差が無視できない場合には、この整理方法が成立するか否かも疑問である。そこでここでは、壁中のエネルギー方程式を流体中のそれと同時に解いて求められる壁内の周方向、半径方向2次元の熱伝導が、非均一な加熱を受ける流路の伝熱にどのように影響するかを検討する。なお、ここでは簡単のために、流路断面が円形である場合を考えるが、他の断面形状の流路でも結果は同様である。

まず、周方向、半径方向2次元の熱伝導の内、周方向の熱伝導が伝熱に及ぼす影響について検討する。図6-21は、周方向に部分加熱される円管の壁内の温度分布の一例を示したものである。この図は壁厚さが極端に厚い場合であるが、この図を見ると加熱領域外周に加えられた熱は、半径方向に伝播される間に周方向にも分散しており、壁内に2次元的な熱伝導が生じている様子が分かる。このように壁内熱伝導により周方向への熱分散にも、壁の半径方向温度分布が影響するから、前節で述べた非加熱領域への熱分散の程度を表す相当フィン効率も壁内半径方向温度分布によって影響されると考えられる。そこで、壁内に周方向、半径方向2次元の熱伝導が生じているときの非加熱領域の相当フィン効率を前節と

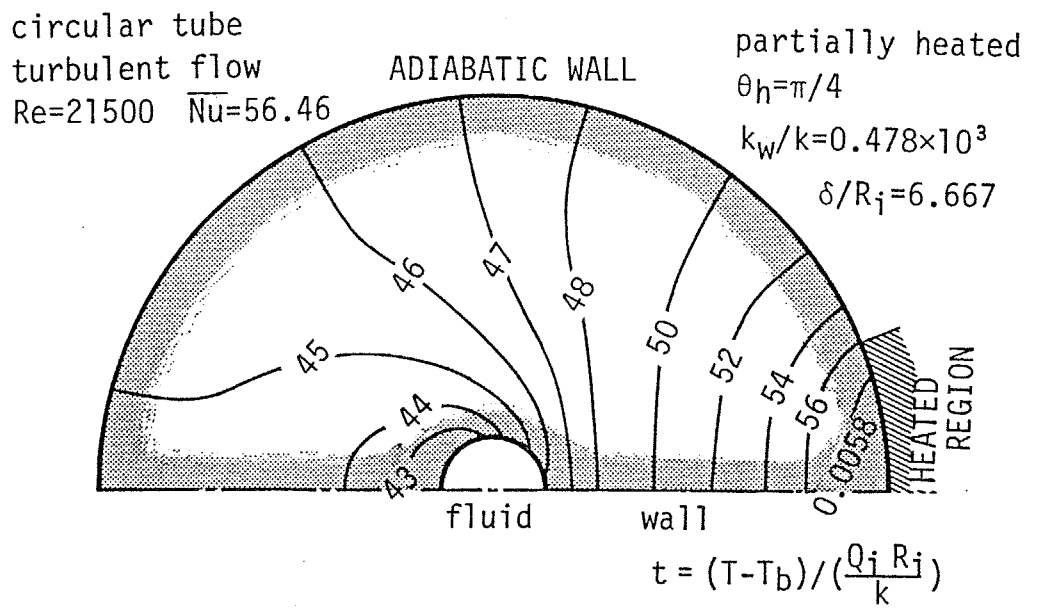


図6-21 部分加熱される円管壁内の温度分布（壁が厚い場合）

同様に求めてみた。流路が部分加熱される円管である場合の結果を図6-22に示す。なお、ここに示したフィン効率や u の値は、流路内面($R=R_i$)において定義されたもの($W=(2\pi-\theta_h)R_i/2$ 等とし、半径方向熱流束は $R=R_i$ におけるものを用いる)である。この図を見て分かるように、壁面表裏に温度差がある場合にも、非加熱領域の相当フィン効率は概ね前述の周方向1次元熱伝導のみを考えた場合と同一の傾向を示している。ただし、この場合には、壁の厚さを増すことと、壁の材料の熱伝導率を高くすることとは等価ではなく、非加熱領域のフィン効率は壁面熱伝導パラメータによっては整理されない。すなわち、壁面熱伝導パラメータ($k_w\delta)/(kD_h)$ を一定としても、非加熱領域のフィン効率は壁厚さの増加に伴って減少する傾向にある。これは壁の厚さが増すにつれて壁表裏の温度差が大きくなるため、壁厚さの全てがそのまま相当フィンの厚さとは見なせなくなるからである。しかし、この図に示されるように、極端に壁の厚さを厚くしても、それによるフィン効率の低下は小さく、周方向1次元の壁内熱伝導を考えた場合と同じく、厚さ一定の長方形フィンのフィン効率(図中の破線)と概ね一致している。このことから、これらの流路の非加熱領域への熱伝導の影響を長方形フィンのフィン効率で推定することは、流路壁の厚さによらず有効であるといえる。

次に、壁内の半径方向熱伝導が流路の伝熱に与える影響について述べる。一般に、壁表裏に温度差が生じると、実際に熱負荷を受けている流路外周の壁面温度は、熱伝達を行う流路内面の壁面温度よりその分だけ高くなるから、流路外周からみた見掛けの熱伝達率は低下することになる。この熱伝達率の低下量は、流路の加熱条件が周方向に均一である場合には壁中の熱伝導が半径方向1次元となるので、壁表裏の温度差を円筒壁内半径方向熱伝導の解析解から簡単に推定することができる。すなわち、壁表裏の温度差による見掛けの熱伝達率の低下を次の ε で表すことにすると、この値と壁面温度との関係は次のようになる。

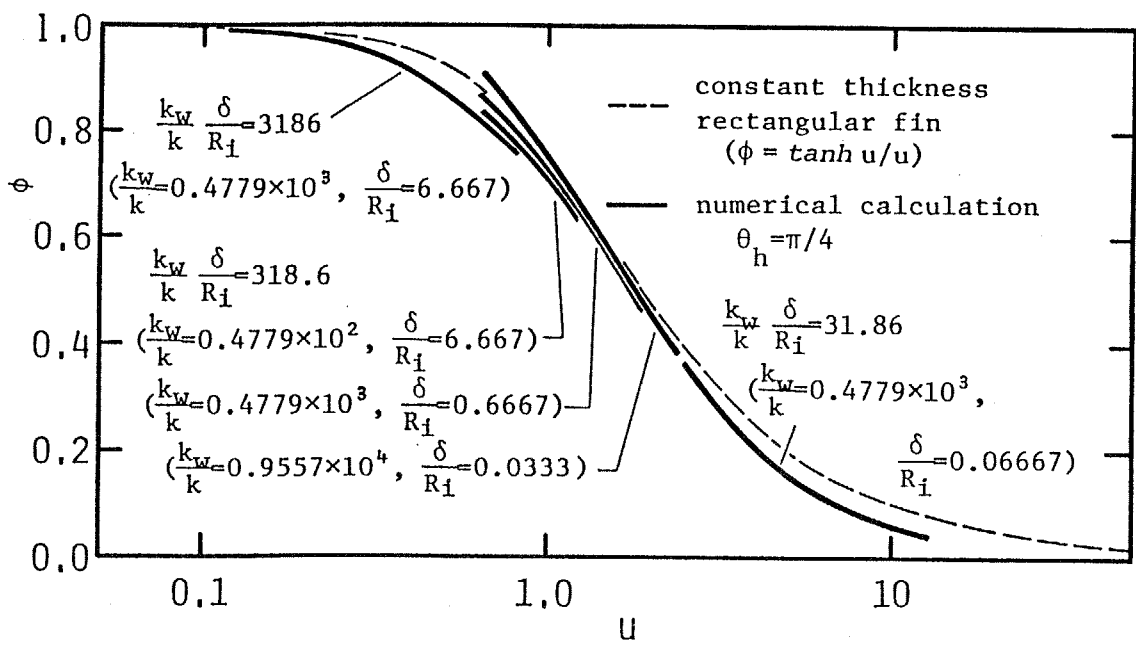


図6-22 壁表裏に温度差が生じた場合の非加熱領域の相当フィン効率 (円管)

$$\varepsilon = \frac{Nu - Nu^*}{Nu} = \frac{T_{w_o} - T_{w_i}}{T_{w_o} - T_b} \quad (6-14)$$

ここで Nu^* は流路外周で定まる見掛けの熱伝達率 ($= (Q_{in} / 2R_o) / ((T_{w_o} - T_b) k)$) である。この式に円筒壁内半径方向熱伝導による温度分布

$$T_{w_o} - T_{w_i} = Nu (T_{w_i} - T_b) \ln(R_o/R_i) / 2(k_w/k) \quad (6-15)$$

を代入し、 ε について整理すると

$$\varepsilon = \frac{Nu \ln(R_o/R_i) / 2(k_w/k)}{1 - Nu \ln(R_o/R_i) / 2(k_w/k)} \quad (6-16)$$

となる。この式は壁表裏の温度差による熱伝達率の低下が、 Nu と壁の厚さ（壁の内外径比）につれて増加し、壁の熱伝導率の増加につれて減少することを示している。

図6-23は、数値的に求めた、周方向に部分的に加熱される円管の周平均熱伝達率の壁表裏の温度差による低下の割合 ε を、流路内面で定まる真の熱伝達率 Nu に対してプロットしたものである。この図を見ても明らかなように、周方向に非均一に加熱される流路においても、壁表裏の温度差による流路外周の見掛けの熱伝達率の低下は、熱伝達率が高く、壁が厚い場合ほど大きい。同図中には、壁内の熱伝導が半径方向1次元的であるとして求めた ε の解析解をも示してあるが、この結果と周方向に部分加熱される円管の周平均熱伝達率の低下割合の数値解析結果は、壁中に周方向熱分散があるにもかかわらず、全く一致している。これは、加熱領域に加えられた熱負荷は、いかに周方向に分散されようとも、最終的には

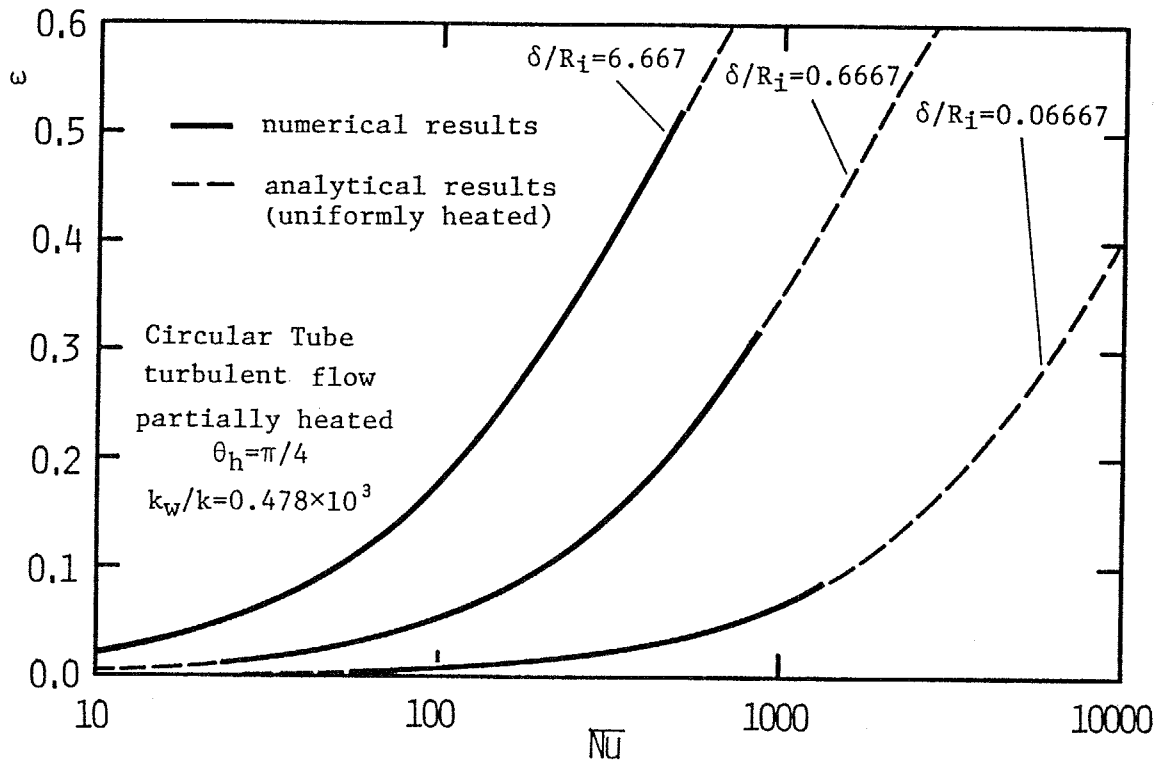


図 6 - 2 3 流路外周で定義される周平均熱伝達率の
 壁表裏の温度差による低下割合

全量流路内面に到達し流体へ伝達されるから、半径方向熱伝導による壁表裏の温度差の伝熱に対する影響を周平均の形で評価すれば、均一加熱条件の結果と変わらなくなるためである。このことから、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の周平均の熱伝達に対する壁表裏の温度差の影響は、半径方向1次元熱伝導による壁表裏の温度差の解析解で推定できることが分かる。

これに対して加熱領域の壁表裏の温度差は、加熱領域に加えられた熱が、図6-21に示されるように、周方向に拡散しながら半径方向に伝播されるから、壁中のどの点でどの程度の周方向熱拡散が生じているかを知ること無しには求めることは難しい。図6-24は、数値的に求めた周方向に部分加熱される円管の加熱領域の壁面表裏の温度差を示したものである。このグラフの縦軸は実際の壁面表裏の温度差を壁中に半径方向1次元の熱伝導を想定したときの温度差で正規化したものであり、横軸はフィン効率の整理において用いられた u なる値である。この図に示されるように、非均一加熱を受ける流路の加熱領域の壁表裏の温度差は、加熱領域の大きさが同一であれば、 u の値が大きいほど、すなわち、流路の熱伝達率が高く、壁厚さが小さいほど、半径方向1次元の熱伝導による結果に近づいている。これは、 u が大きくなるにつれて非加熱領域のフィン効率が低下するため、非加熱領域へ分散する熱量の割合が減少するからである。また、加熱領域の大きさが大きくなると、 u の値が同一でも、加熱領域壁表裏の温度差は半径方向1次元の熱伝導による結果に近づくが、これは加熱領域が大きくなると逆に非加熱領域が小さくなり、フィン効率が同一でも非加熱領域からの放熱量が減少するためである。

このように加熱領域の壁表裏の温度差には、加熱領域から非加熱領域への壁内周方向熱伝導が強く影響する。この壁内周方向熱伝導の影響は、前述の通り、フィン効率を用いて整理できるから、これから加熱領域の壁面表裏の温度差を推定することが可能であると考えられる。ただし、壁表裏の温度差を正確に見積るた

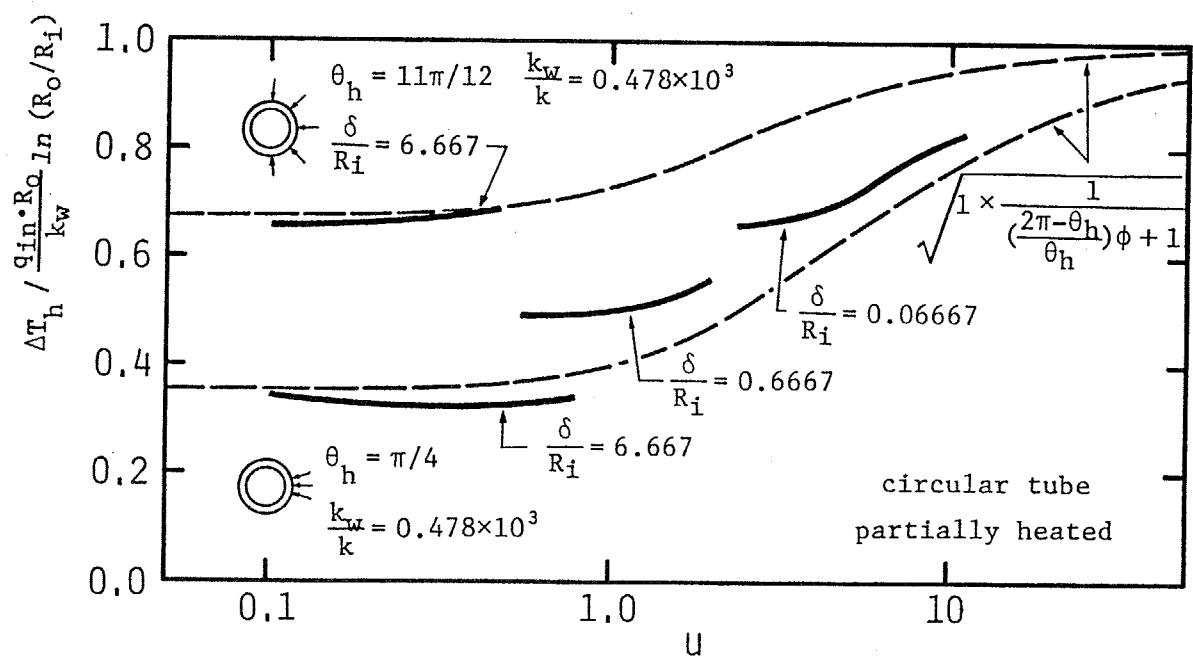


図6-24 部分加熱される円管の加熱領域の壁表裏の温度差

めには、壁内の各位値での周方向熱拡散の割合が必要であり、これは壁内のエネルギー方程式を解かずには求められないから、ここでは次の2つの極端な場合の結果から真の温度差を推定することにする。すなわち、2つの極端な場合とは、非加熱領域のフィン効率を既知として、次のような場合である。

(i) 加熱領域に加えられた熱負荷は、まず流路外周上でフィン効率によって定まる割合にしたがって周方向に分散された後、壁内の半径方向1次元熱伝導によって流路内面へ伝達される。

(ii) 加熱領域に加えられた熱負荷は、まず半径方向1次元熱伝導によって流路内面へ伝達された後、内面上でフィン効率から定まる割合にしたがって周方向に分散する。

それぞれの仮想的な場合の加熱領域の壁表裏の温度差は、フィン効率を ϕ として、次のように簡単に求められる。

(i)の場合：

$$\Delta T_h / \frac{Q_{in} R_o}{k_w} \ln(R_o/R_i) = 1 / \left(\left(\frac{2\pi - \theta_h}{\theta_h} \right) \phi + 1 \right) \quad (6-17)$$

(ii)の場合

$$\Delta T_h / \frac{Q_{in} R_o}{k_w} \ln(R_o/R_i) = 1 \quad (6-18)$$

実際の加熱領域の壁表裏の温度差は、この二つの値の間にあり、両者の中間的な挙動を示すと考えられる。そこで、これをこの二つの値の相乗平均値

$$\Delta T_h / \frac{Q_{in} R_o}{k_w} \ln(R_o/R_i) = \sqrt{1 \times 1 / \left(\left(\frac{2\pi - \theta_h}{\theta_h} \right) \phi + 1 \right)} \quad (6-19)$$

であらわすことを考える。図6-24中にはこの結果を破線で示してあるが、これと数値的に求めた壁表裏の温度差はいずれの壁の条件においても概ね一致しており、実用上十分な精度での見積りができることが分かる。この式を用いれば、加熱領域の熱伝達率の壁表裏の温度差による低下は、

$$\begin{aligned} \varepsilon_h &= \frac{Nu_h - Nu_h^*}{Nu_h} \\ &= \frac{Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{1 / \left(\left(\frac{2\pi - \theta_h}{\theta_h} \right) \phi / 2 + 1 \right)} / 2(k_w/k)}{1 + Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{1 / \left(\left(\frac{2\pi - \theta_h}{\theta_h} \right) \phi / 2 + 1 \right)} / 2(k_w/k)} \end{aligned} \quad (6-20)$$

として見積ることができ、熱設計においては大変便利である。

6-6 本章の結論

流路の加熱条件が周方向に非均一である場合に生じる壁内の周方向熱伝導が伝熱に与える影響について数値的に検討を加え、以下のような結論を得た。

(1) 周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の加熱領域の見掛けの熱伝達率は、壁中の周方向熱伝導によって顕著に向上する。これは、ふく射伝熱と同じく、壁内の周方向熱伝導によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ輸送され、そこで熱伝達されるため、加熱領域の熱負荷が減少するからである。これ

に対して、加熱領域の実質の熱伝達率と周平均の熱伝達率は、壁中の周方向熱伝導によってはあまり影響されない。このことから、壁内の周方向熱伝導の影響を整理、評価する際には、加熱領域の実質の熱伝達率や周平均の熱伝達率を、壁内に熱伝導の無い場合の結果で代用しても大きな誤差は生じないと言える。ただし、流路断面が極端に非円形である場合には、加熱条件が周方向に均一であっても、壁の熱伝導によって熱伝達率が向上するから、注意が必要である。

(2) 非均一な加熱を受ける流路の加熱領域の熱伝達に対する壁内周方向熱伝導の影響は、壁の熱伝達率が高く、壁が厚く、かつ流路の熱伝達率が低いほど大きい。そこでこれを整理するために、流路壁の非加熱領域を加熱領域に付加されたフィンと見なし、そのフィン効率を用いることを試みた。その結果、非均一加熱を受ける流路の伝熱に対する壁面熱伝導の影響は、壁厚さや熱伝達率、流路の加熱条件によらず、良く整理され、そのフィン効率は、流路が円管である場合には、厚さ一定の長方形フィンのそれで近似できることを示した。

(3) 流路の断面形状が非円形である場合には、流路壁上の局所の熱伝達率の分布が非加熱領域の相当フィン効率に影響し、円管の場合のように厚さ一定の長方形フィンのフィン効率では近似できないことが分かった。そこで、壁上の熱伝達率に分布があるときの疑似フィンのモデルを作成し、そのフィン効率を求めた。このフィン効率の計算には、非加熱領域の熱伝達率のピーキングファクタと加熱領域－非加熱領域間の熱伝達率の比が必要であるが、これらを従来報告されている壁温一定で加熱されている流路の熱伝達に関するデータから求めれば、流路断面形状が円で無い場合の壁内熱伝導の影響はこのフィン効率によって良く整理されることを示した。

さらに実際的な見地から、流路壁が壁面表裏の温度差が無視できる程には薄くない場合に生じる壁内の周方向、半径方向2次元熱伝導の伝熱に対する影響についても検討を加えた。特に壁表裏の温度差は、流路外周からみた見掛けの熱伝達

率を低下させるから、熱設計においてはその見積もりが重要である。その結果、次のような結論を得た。

(4) 壁中の周方向熱伝導による非加熱領域のフィン効率は、壁表裏の温度差によって若干低下する。これは、壁表裏に温度差が生じると、壁の厚さ全てが疑似フィンの厚さとして有効に作用しなくなるためである。しかし、その低下の割合は、壁が極端に厚い場合でも小さく、実用上は壁厚さのフィン効果に与える影響は無視できる。

(5) 流路周平均の熱伝達率に対する壁表裏の温度差の影響は、壁が厚く、熱伝達率が低く、かつ流路の熱伝達率が高い場合ほど大きい。この様子は、流路壁内の熱伝導を半径方向1次元として求められる解析解と全く一致する。これは非均一に加熱される流路壁中の周平均の半径方向熱輸送は、周方向熱伝導の有無にかかわらず、均一加熱時のそれと同一となるためである。

(6) 周方向に非均一に加熱される流路の加熱領域の壁面表裏の温度差は、加熱領域から非加熱領域への熱拡散の様相によって影響される。そこで、非加熱領域のフィン効率を用いて拡散熱量を算定することによって、この温度差を推定する推定式を提示し、それが実際の加熱領域の壁面表裏の温度差を、加熱条件や壁の条件によらず、良い精度で算定することを示した。

これらの結果は、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の熱設計を高精度化するのに有効であり、便利である。なお、流路の加熱開始点（あるいは加熱終了点）近傍では、壁中に周方向、流れ方向2次元（あるいは周方向、半径方向、流れ方向3次元）の熱伝導が生じることが考えられるが、これの伝熱に対する影響については、付録-Bを参照願いたい。

第 7 章

非均一加熱を受ける流路の伝熱特性の評価

前章までに述べたように、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱には、(1) 流路内の浮力による自然対流、(2) 壁相互間のふく射伝熱、(3) 壁内の周方向熱伝導（特に後者2つ）が強く影響し、その伝熱特性は一般の均一熱負荷を受ける流路のそれとは異なることが明きらかとなった。したがってこのような熱的条件の伝熱流路の熱設計に際しては、これらの影響を定量化することのできる設計資料が必要となるが、従来の周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に関する研究の多くは、それらを定性的に評価するにとどまっており、熱設計資料として使用できる形に整理された報告は見あたらない。また、設計資料として均一熱負荷流路の伝熱特性をそのまま用いると、結果に無視し得ないほどの誤差を生じることが前章までに述べて来た通りである。そこで本章では、前章までに得られた非均一加熱流路の伝熱特性に関する知見を再整理して、定量的評価のできる熱設計資料の形にまとめることにする。

7-1 非均一加熱流路の断面形状による伝熱特性の差異

第3章で述べたように、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の伝熱特性は、均一加熱流路に比べて流路の断面形状や加熱領域の位置に敏感である。核融合炉の概念設計では種々の形状、構造の第一壁冷却系が提案されており、多管構造のものでは、第3章に示したような、Tubes、Ribbed Panel、Embossed Panel等があげられている。そのそれぞれは、以下のような構造的、中性子工学的な長所、短所があるとされている。なお以下の記述は米国の概念設計核融合炉”StarFire”⁽⁷⁻¹⁾からの要約であるので、冷却材として水を使用することを前提としていることを付記しておく。

(1) Tubes： Tubesは円管を並べて作られる冷却壁構造であるが、円管構造は流

路内の相当水体積（単位投影面積あたりの冷却材量）が大きいので、冷却材が水で、中性子増殖材を使用した場合には、極度にトリチウム増殖量が減少する^{*1}。そこで、この冷却壁構造では、構造材の量を削減してトリチウム増倍量を維持するために、第一壁面内では管群を互いにも支持構造材にも保持せず、自由な状態とすることが考えられている。管群を横一列に並べてパネルを構成する場合には、熱変形や流れによる振動、地震による振動によって隣り合う流路どうしがぶつかり合うのを防ぐために、個々のパイプを支持する必要がある。流路の上下、左右に多少隙間をあけて千鳥状にパイプを配置すればこの問題を解決することができるが、使用する材量と冷却材の量が増えるので、トリチウム増倍効果はさらに低下する。また、支持部による熱応力の発生、溶接による弱化、ピンホールの発生、局所変形、支持部の冷却方法などが問題となる。

- (2) Ribbed Panel: Ribbed Panelは、表裏2枚の板の間に垂直なリブを付けて作成される。この冷却パネルは、円管構造 (Tubes) に比べて、支持部の簡略化、振動、変形の減少、および第一壁をブランケットと一体化して作成できるなどの点で有利である。Ribbed Panelの流路断面が正方形である場合には、その水力直径は円管と同一となるから、流動と伝熱の特

脚注^{*1}

D-T反応炉ではトリチウム貯蔵量を減らすために、トリチウムを炉本体で作成しながら燃焼させる。トリチウムはトリチウム増倍材 (LiAlO₂等) 中を通したヘリウムにD-T反応で生じる中性子を吸収させて作成するが、このとき中性子の速度が低下するとトリチウム増倍効率が低下する。中性子は水や金属によって急激に減速されるから、これらの量が増加すると増倍効率は減少することになる。

性は円管と同一となる^{*2}が、内圧に耐えるようにするためにはより多くの材量が必要である。断面を矩形とすることによって相当水体積を減少させることができ、冷却材が水である場合にはトリチウム増倍効率を向上させることができる^{*3}。

Ribbed Panelの組み立てには、表裏の板とそれに垂直なリブを接合する必要があるが、この溶接法には電子ビーム溶接と拡散接合の2通りが考えられている。拡散接合は、材量全体を高温にするため、冷間材料の有する優れた耐放射線特性を低下させてしまう。また、電子ビーム溶接の溶接部の耐放射線特性は未知であるが、Embossed Panelで用いられる抵抗溶接の溶接部より劣化は大きいと考えられる。したがって、Ribbed Panelでは溶接点が多いことが最大の欠点であるといえる。

(3) Embossed Panel: この冷却流路は、平板と波板、または波板と波板を接合して作成される。接合には抵抗溶接またはシーム溶接を用いる。流路断

脚注^{*2}

水力直径の等しい円管と正方形断面流路の伝熱特性は、加熱領域が周方向に非均一である場合には、前述の通り、等しくない場合が存在する。このような誤りは、非均一加熱流路の伝熱性能に関する情報の欠如によるものである。

脚注^{*3}

相当水体積を減少させるためには、流路断面の長辺に加熱熱流束を当てるように流路を扁平化する必要があるが、こうすると、冷却材の圧力に耐えるため、表裏の壁厚さを増加させることになる。したがって、断面を矩形としても、必ずしもトリチウム増倍効率が向上するとは限らない。

面形状は、半円、半楕円、台形などである。この冷却流路はトカマク型の核融合炉の第一冷却壁としていくつかの利点を有している。その1つは相当水体積を円管に比べて小さくできること、もう1つは抵抗溶接が材料の耐放射線特性に与える影響が他の接合方法に比べて小さいことである。万一、接合部に剥離やクラックが生じた場合には、隣り合う流路の間に冷却材の流れができるが、流路内の流れを全て同一方向にしておけば、これはほとんど問題とはならない^{*4}。

Embossed Panelは、Ribbed Panelと比較して構造が単純であること、円管構造 (Tubes) と比較して支持方法が簡単で、振動に強いことが利点としてあげられる。

以上のような議論の後、“StarFire”ではEmbossed Panelを選択しているが、この選択の理由はもっぱら構造的、中性子工学的なものであって、伝熱工学的にどの冷却壁が優れているかは考察されていない。そこでここでは、前章までに得

脚注^{*4}

確かに流路内の流れ方向が同一であれば、流路入口から等距離にある点の圧力はほぼ等しくなるから、例え接合部にクラックが生じても、それを通して流れる冷却材量はごく微量であって、流路内の流れ場を大きく変化させることはないと考えられる。しかし、後に述べるように、壁内の周方向熱伝導が流路の伝熱性能に大きく寄与している周方向に非均一な加熱を受ける流路では、接合部にクラックが生じるとそれによって生じる熱抵抗が壁中の周方向熱伝導を阻害するため、伝熱性能が大幅に低下する。したがって、エンボスドパネルにおいても、冷却壁の健全性を維持するためには、接合部のクラックに対して慎重に対処することが必要である。

られた非均一加熱流路の伝熱特性に関する知見を基に、核融合炉第一冷却壁の冷却流路としてどの構造（あるいはどの断面形状）の流路が伝熱工学的に優れているかについて検討を加えることにする。

熱交換器などの伝熱機器の性能の評価あるいは比較には、熱伝達率などで表される伝熱量と壁面温度との関係だけでなく、熱輸送媒体を移動させる際のエネルギー損失、すなわち圧力損失をも加味するのが普通である。そこでここでも、周方向に非均一な熱負荷を受ける流路の伝熱性能を、流路の圧力損失を含めて求め、それが流路断面形状によってどの様に変化するかを調べることにする。圧力損失を考慮した伝熱性能の評価法としては、単位圧力差あたりの伝熱量、単位ポンプ動力あたりの伝熱量など種々のものがあるが、ここでは最も一般的かつ普遍的な単位圧力差あたりの伝熱量、すなわちコルバーンの j 因子をファニングの圧力損失係数 f で除した値 j/f 値を用いる。

図 7-1 ~ 3 は、周上の一部のみを加熱される円管の熱的発達過程における j/f 値の変化の様子を示したものである。流路内の流れは、いずれも層流とした。図 7-1 には流路内に浮力による自然対流が生じた場合の結果を、図 7-2 には壁相互間のふく射熱交換のある場合の結果を、図 7-3 には壁内の周方向熱伝導を考慮した場合の結果を示した。それぞれのグラフ中には、全周平均の熱伝達率から求まる周平均の j/f 値（一般に良く用いられる j/f 値に相当する）に加えて、加熱領域の見掛けの熱伝達率から求まる加熱領域の j/f 値をも示してある。これは核融合炉第一冷却壁の冷却流路のように周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の限界熱流束は、加熱領域の壁面温度で決定されるから、この部分の伝熱性能を圧力損失を加味して検討することが重要であると考えたためである。

図 7-1 に示されるように、流路内に自然対流が発生すると、熱的発達過程の流路の j/f 値は、周平均、加熱領域双方とも向上し、特に加熱領域の j/f 値の上昇は周平均のそれに比べて顕著である。これは、第 4 章で述べた通り、自然対流に

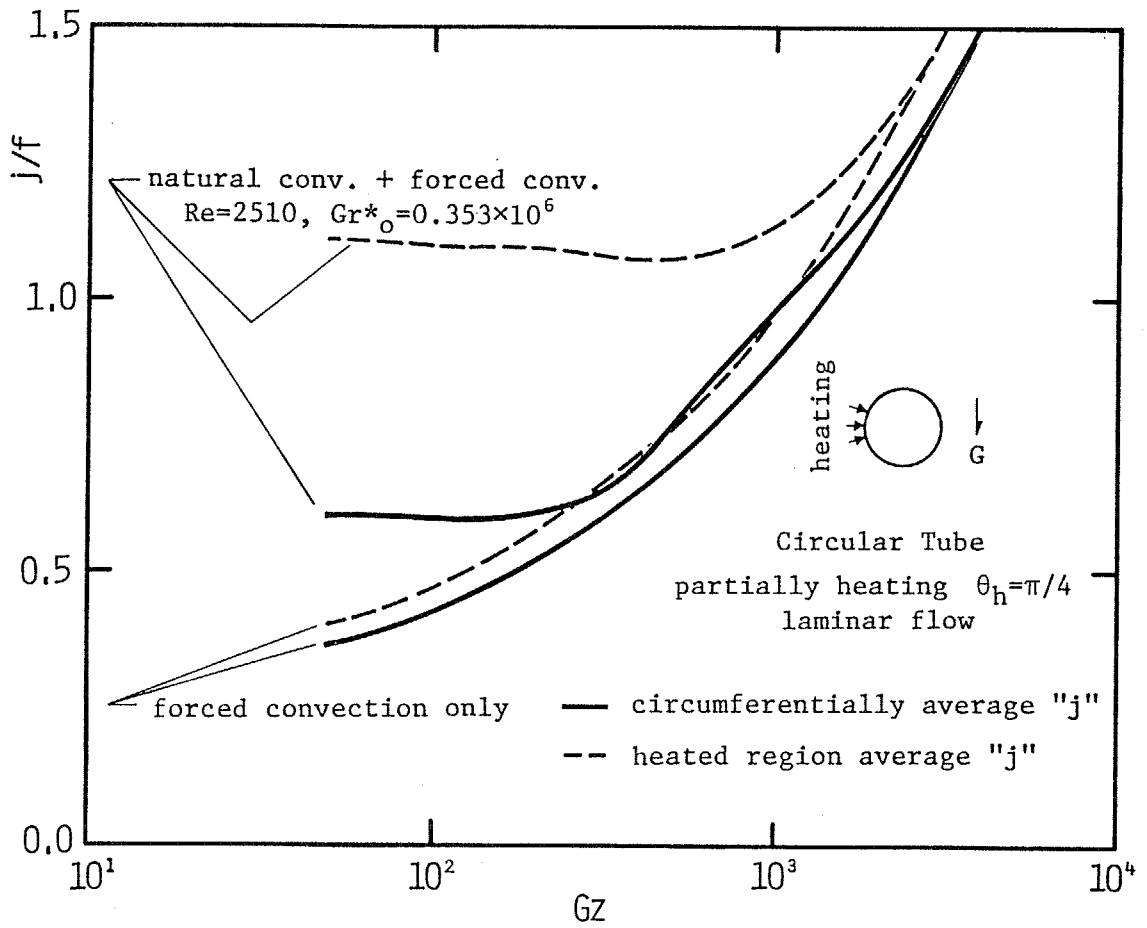


図7-1 部分加熱される円管の伝熱性能 (j/f 値) の発達の様子
 (流路内に自然対流の生じた場合)

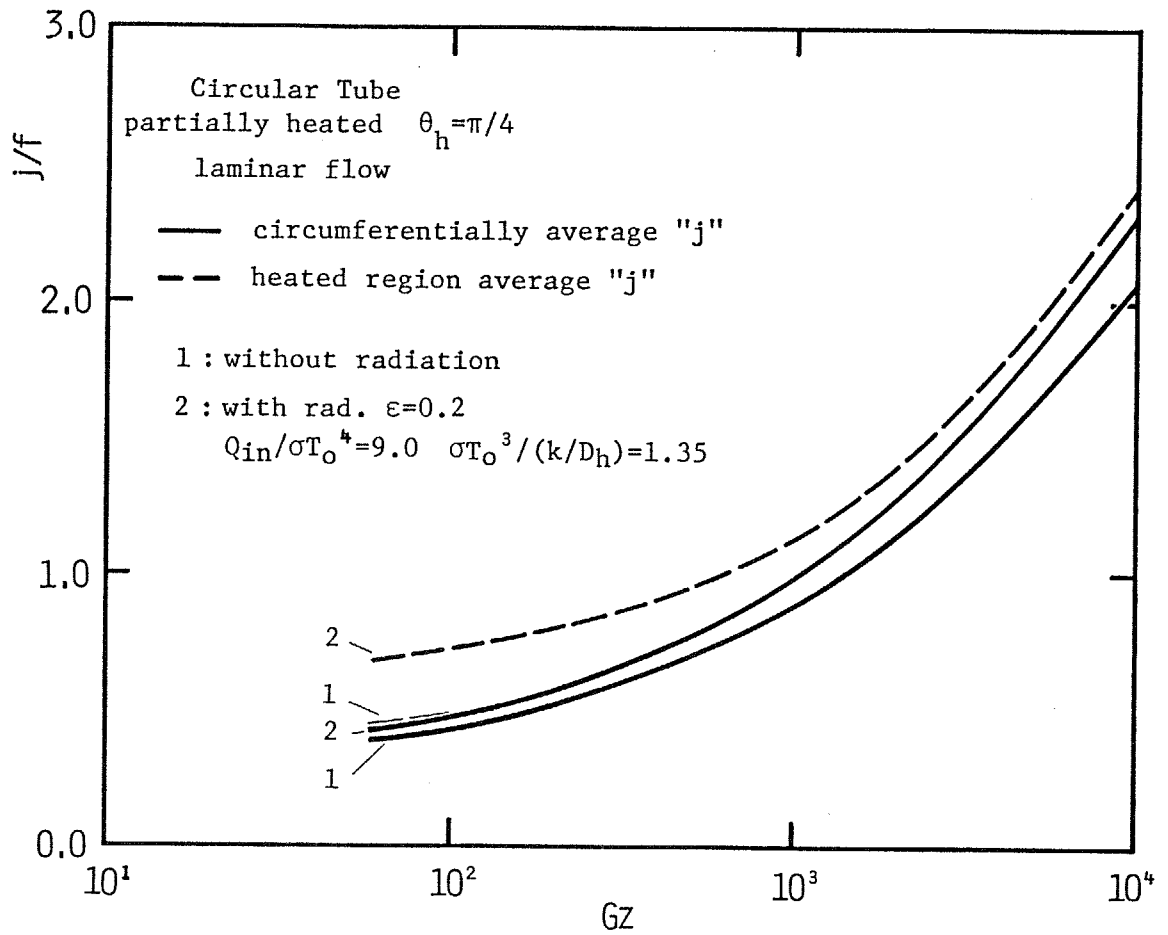


図7-2 部分加熱される円管の伝熱性能 (j/f値) の発達の様子
(壁面相互間にふく射伝熱の生じた場合)

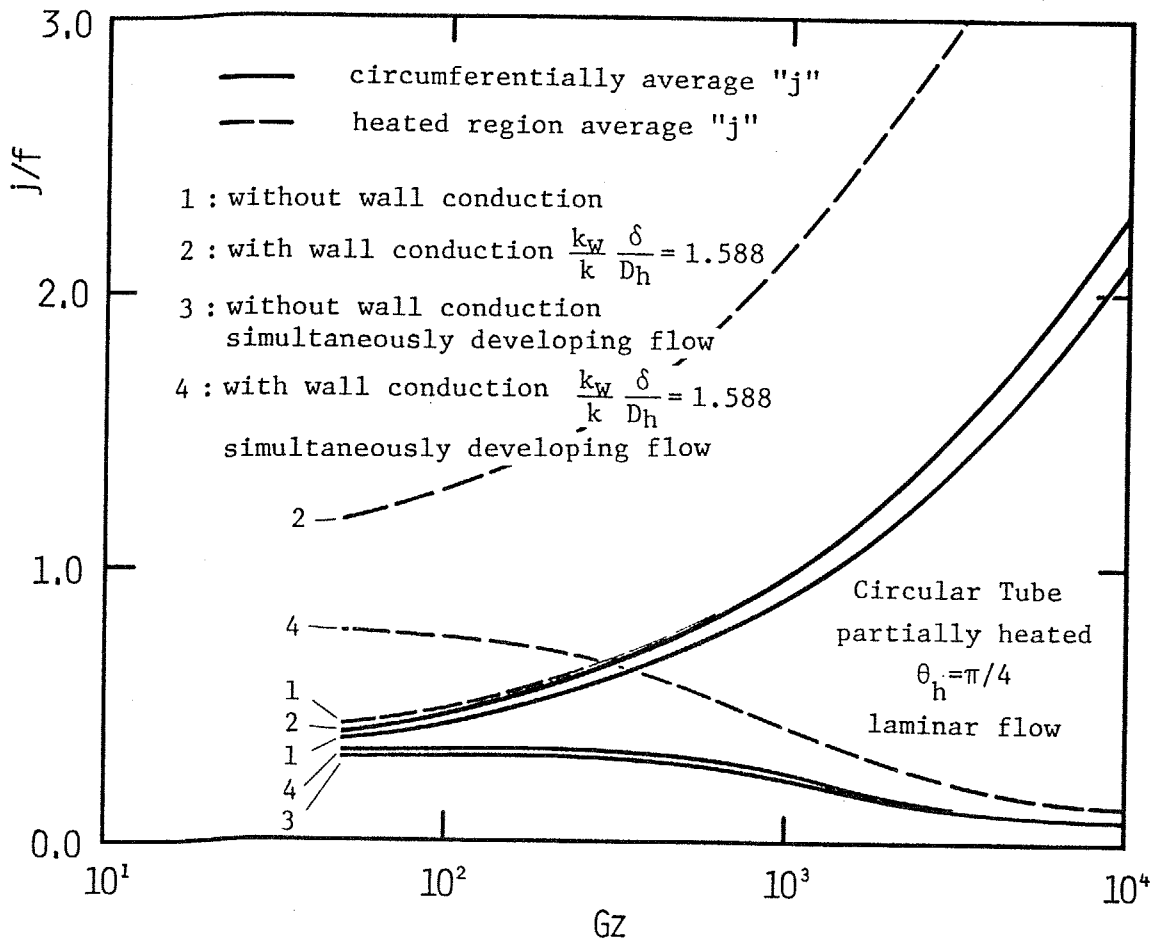


図 7 - 3 部分加熱される円管の伝熱性能 (j/f 値) の発達の様子
 (壁内に周方向熱伝導が生じた場合)

よる2次流れが加熱領域近傍の流体を効果的にかくはんするためである。しかし、この j/f 値の上昇の様子を自然対流による熱伝達率の向上の様子と比較すると、 j/f 値の増加はNu数の向上に比べて小さいことが分かる。これは、自然対流による2次流れが温度分布のみならず速度分布をも変形させるため、 j 値の増加とともに f 値の増加をもひきおこすためである。このことは、そもそも自然対流の影響が強くない乱流の場合についても言え、自然対流による j/f 値の変化は無視できる程度に小さい。

一方、加熱領域の j/f 値は、壁相互間のふく射伝熱（図7-2）と壁中の周方向熱伝導（図7-3）によって顕著に上昇するが、周平均の j/f 値の変化はこれに比べて小さい。これは、それぞれ第5章と第6章で述べた通り、壁相互間のふく射伝熱と壁中の周方向熱伝導によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ輸送され、その分加熱領域の見掛けの熱伝達率が向上するためである。ここで注意すべきことは、壁相互のふく射伝熱や壁内の周方向熱伝導による j/f 値の上昇の程度は、第5章および第6章で示した熱伝達率の向上の程度と同一であることである。これは、ふく射伝熱や壁内熱伝導が流路の圧力損失には何等影響を与えないことを考えれば当然である。このことから、ふく射伝熱や壁内熱伝導を利用して、周方向に非均一な加熱を受ける流路の加熱領域の伝熱性能を向上させることは、タービュレンスプロモータ等によって伝熱促進をはかるよりも、はるかに有効であると結論できる。

図7-3中には、実際の伝熱流路の条件により近いと考えられる、熱・流体同時発達過程の j/f 値をも描いてあるが、これらは熱的発達過程の結果とは異なり、流路の入口近傍からほぼ平坦な分布となっている。これは、熱・流体同時発達過程では、流速が壁近傍で速いため熱伝達率は熱的発達過程のそれよりも高いが、同時に流路の圧力損失も増加するため、 j/f 値が低下するからである。特に、ここで示したように、流体がガスで、そのプラントル数が1に近い（普通ガスのプラ

ントル数は約0.7で一定である) 場合には、温度場と速度場の発達速度がほぼ等しいので、 j/f 値はほぼ一定値を示すようになる。このときにも、もちろん、壁内の周方向熱伝導によって、流路加熱領域の j/f 値は顕著に向上しており、このことは壁面相互間にふく射伝熱が生じた場合もほぼ同様である。

同様に、流路断面が矩形とsine形(あるいは三角形)であるときの熱的発達過程の j/f 値の変化の様子を図7-4~7に示した。壁相互のふく射伝熱や壁内の熱伝導が無い場合の j/f 値は、流路が円管である場合に比べて低く、その低下は流路断面の非円形度が大きいほど大きいことが分かる。これは流路断面が非円形である場合に生じる流路の角部の伝熱が他の部分(あるいは円管)と比べて悪いからである。また、非円形な断面を有する流路では、流路のどこを加熱するかによっても伝熱特性は変化し、矩形断面流路では長辺に、sine形あるいは三角形断面流路では曲面壁(エンボス加工された面)に熱負荷を受けるように使用すると、わずかながら周平均の j/f 値が大きく、伝熱性能的に有利である。これに対して、ふく射伝熱や壁内熱伝導が作用すると、周平均の j/f 値の低下は急速に回復し、円管の場合と同等、もしくはそれをややしのぐ程度となる。したがって、周方向熱伝導やふく射伝熱の寄与が無視できない実際の伝熱流路では、流路断面形状が伝熱性能に与える影響はあまり大きくないと言えよう。

一方、加熱領域の j/f 値も、周平均の j/f 値につれて、ふく射伝熱や壁内熱伝導によって向上するが、それが周平均の j/f 値よりもどの程度高くなるかは、流路の断面形状と言うよりはむしろ、加熱領域と非加熱領域の大きさの比や、壁のふく射的条件、熱伝導に対する条件などによって決定されるものである。例えば、矩形断面流路やsine形断面流路においては、周平均の j/f 値は、先に述べたように、長辺あるいは曲面壁に熱負荷を受ける場合の方がそうでない場合よりも高いが、加熱領域の j/f 値は逆にこの場合の方が低くなっている。これは、長辺あるいは曲面壁を加熱領域とした場合には、そうでない場合に比べて非加熱領域の加熱領域

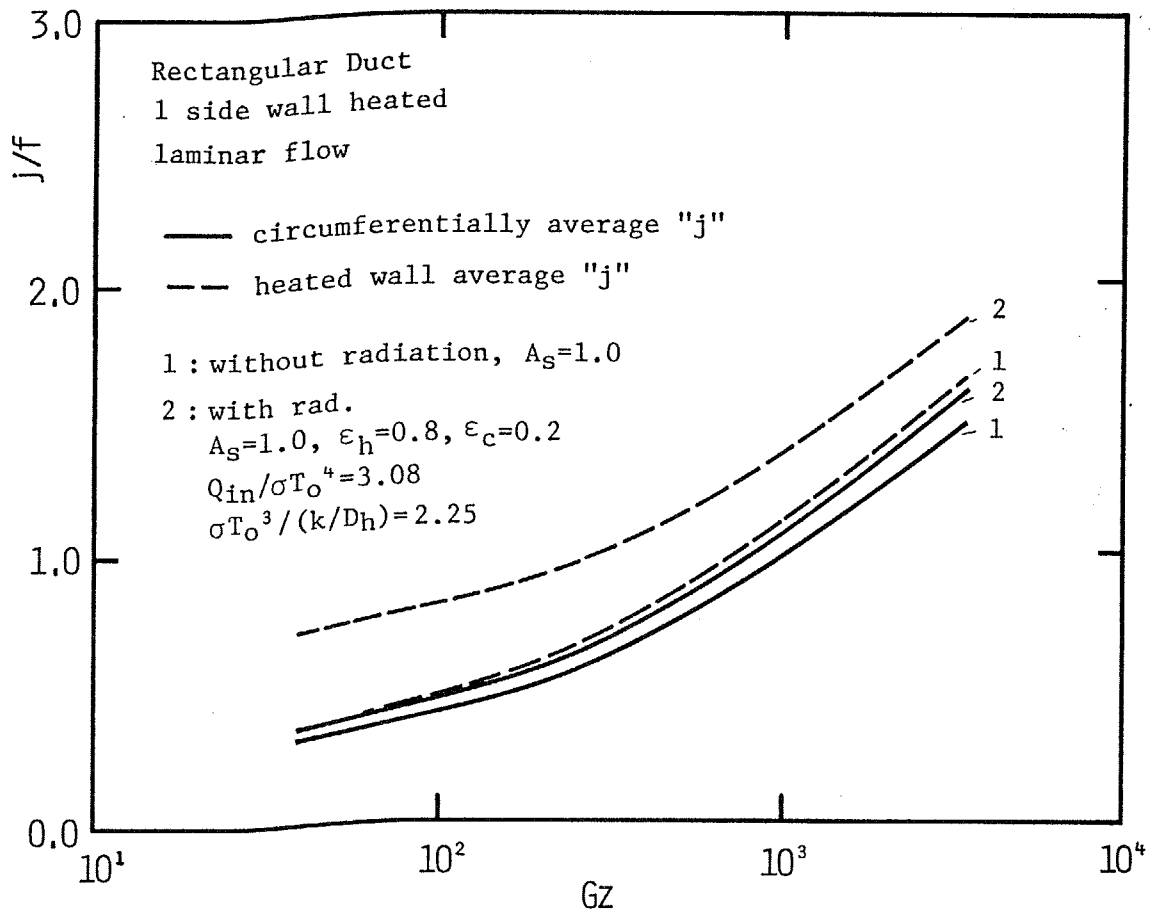


図 7 - 4 非均一加熱される矩形断面流路の伝熱性能 (j/f 値) の発達の様子
(壁面相互間にふく射伝熱の生じた場合)

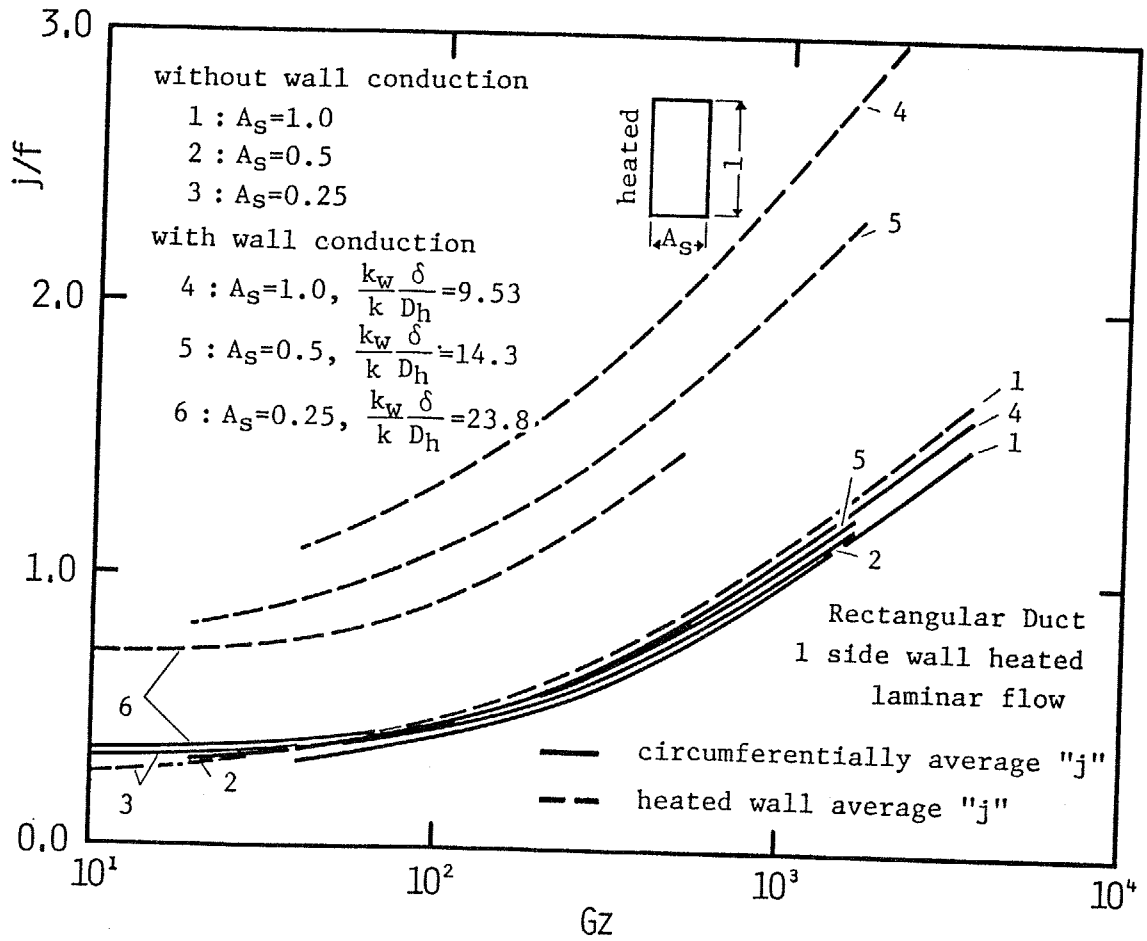


図 7-5 非均一加熱される矩形断面流路の伝熱性能 (j/f 値) の発達の様子
(壁内に周方向熱伝導が生じた場合)

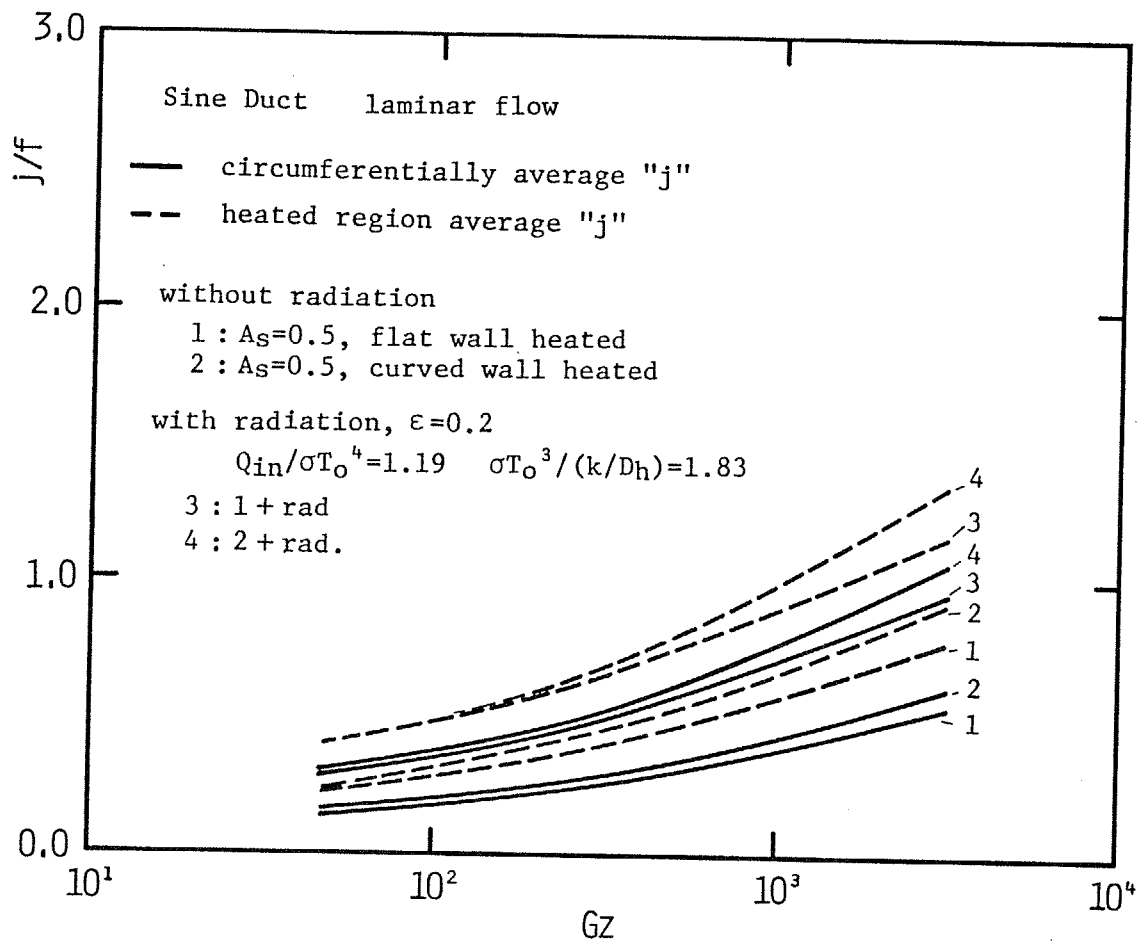


図 7 - 6 非均一加熱されるsine形断面流路の伝熱性能 (j/f値) の発達の様子
 (壁面相互間にふく射伝熱の生じた場合)

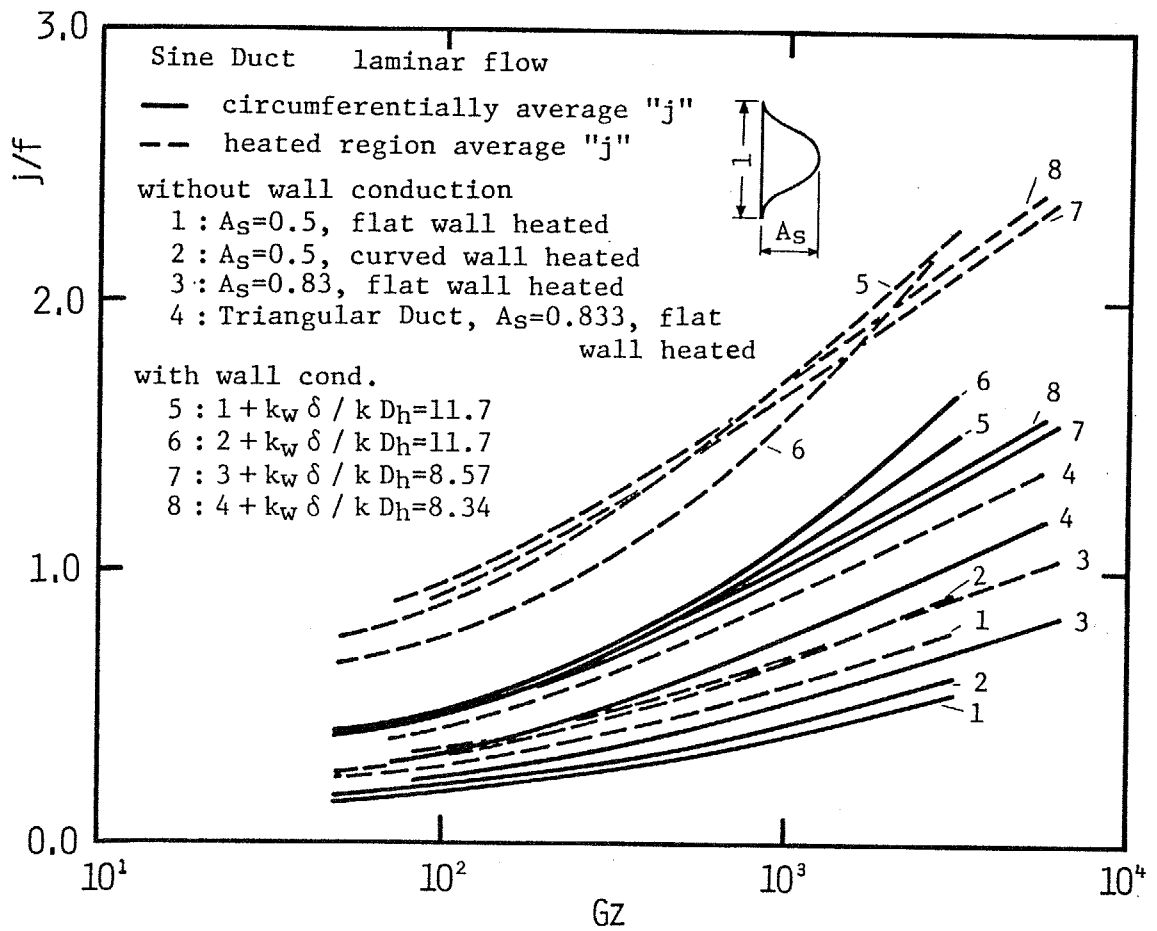


図 7-7 非均一加熱される sine 形断面流路の伝熱性能 (j/f 値) の発達の様子
 (壁内に周方向熱伝導が生じた場合)

に対する面積比が小さく、熱伝達率も低いため、非加熱領域への分散熱量が少なくなるからである。したがって、加熱領域の伝熱性能に主眼をおいて熱設計を行う場合には、矩形流路の短辺、あるいはsine形断面流路の平面壁に熱負荷を受けようようにするとよい結果が得られる。これらの条件によるふく射伝熱、壁内熱伝導の大きさの変化については、第5章、第6章でそれぞれ推定式を示してあるから、これらを用いることによって、流路断面形状によらず、それぞれの影響を求めることができる。

これまでに述べてきた熱伝達に対する壁面相互間のふく射伝熱や壁内の周方向熱伝導の影響からも予想されるように、これらのことは流れが層流であっても乱流であっても同様に成立する。したがって、核融合炉第一冷却壁の冷却流路のように周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の熱設計においては、極端に壁内熱伝導の生じにくい壁条件 ($(k_w \delta)/(k D_h)$ が極端に小さい) の場合を除けば、流路断面形状による伝熱性能の差異に神経質になる必要はなく、それよりはむしろ、壁相互間のふく射伝熱や壁内の周方向熱伝導が加熱領域の伝熱にどの程度影響するかを正確に見積もることの方が重要であると言える。すなわち、先に示した "StarFire" の第一冷却壁構造に関する構造的、中性子工学的評価をそのまま信じれば、核融合炉第一冷却壁としては、伝熱工学的検討を含めても、エンボストパネルが最も適していると結論できよう。ただしこのとき、256ページの脚注^{*4}にも示した通り、平板と波板の接合部にクラックを生じると、壁内の周方向熱伝導が著しく阻害され、所定の性能が得られないばかりでなく、図7-7に示されるように断面の非円形度の高いエンボストパネルの流路では、壁内熱伝導の減少に伴って流路全体の伝熱性能が著しく低下する可能性があるから、他の冷却壁構造に比して接合部の信頼性をより高くしておくことが必要である。

7-2 非均一加熱流路の伝熱特性の評価式

前節で述べたように、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱性能は、流路壁内の周方向熱伝導や壁相互間のふく射伝熱によって強く影響され、特に加熱領域のそれは周方向熱伝導やふく射伝熱の影響の大きさを知らずには見積もることができない。したがって、このような熱的条件の流路の熱設計においては、これらの伝熱に対する影響を定量的に把握することが必要不可欠である。それぞれの影響は、非加熱領域の相当フィン効率 ϕ と、加熱領域が射出するふく射熱流束の大きさ Q_{rad} から算定することができるが、第5章、第6章で述べた通り、本研究ではこれらの大きさを流路の形状や加熱領域の大きさによらず概算することのできる推定式を示しているため、ここではそれらを、実際の熱設計に便利な形に再整理しておくことにする。

7-2-1 流路壁周方向への熱分散の評価

まず、第5章、第6章で示した非加熱領域の相当フィン効率 ϕ と、加熱領域から射出されるふく射熱流束 Q_{rad} の推定式を再記しておく。

フィン効率：

$$\phi = \tanh u / u, \quad u = \frac{W}{D_h} \sqrt{Nu_{sub} \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D_h}} \quad (7-1)$$

ここで W は非加熱領域周長の1/2。

ただし円管の場合。非円形断面流路の場合については第6-4章を参照のこと。

ふく射熱流束:

$$\frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} q_{rad} = \frac{\varepsilon_h \varepsilon_c}{\varepsilon_h + \varepsilon_c - \varepsilon_h \varepsilon_c} \left\{ \left(\frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3 (1 - q_{rad})}{k/D_h Nu_{sub}} + \frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3 Z}{k/D_h Re Pr A} \frac{P-2W}{A} + 1 \right)^4 \right. \\ \left. - \left\{ \left(\frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3 q_{rad} (P-2W)/2W}{k/D_h Nu_{sub}} + \frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3 Z}{k/D_h Re Pr A} \frac{P-2W}{A} + 1 \right)^4 \right\} \right\} \quad (7-2)$$

ここで W は非加熱領域周長の1/2、 P は流路周長、 A は流路断面積。

なる4次方程式の根 ($0 < q_{rad} < 1$)。

これらの値から、加熱領域の見掛けの熱伝達率は次のように推定される。

$$\text{壁面熱伝導による } Nu_{app} = Nu_{sub} \left(1 + \left(\frac{P-2W}{2W} \right) \phi \right) \quad (7-3)$$

$$\text{ふく射伝熱による } Nu_{app} = \frac{1}{1 - q_{rad}} Nu_{sub} \quad (7-4)$$

これらの推定式の妥当性、精度については、第5章、第6章で既に述べた。しかし、これらの推定式の導出においては、簡単のために、壁内熱伝導とふく射伝熱とを完全に独立として扱っており、高熱負荷を受ける実際の伝熱流路において生じる両者が複合した伝熱の影響はこれからは推定することができない。そこで、周方向に非均一な加熱を受ける流路の熱設計資料の第一段階として、両者の影響を融合し、1つの推定式でこれらの影響を求められるようにする。すなわち、前節までに示したように、周方向に非均一な加熱を受ける流路内の壁面相互間の

ふく射伝熱は、加熱領域に加えられた熱負荷の一部を非加熱領域へ輸送する点で、流路の伝熱に対して、壁内の周方向熱伝導と同様の影響を及ぼすと見なすことができる。そこで、ふく射伝熱の効果を加味した（ふく射フィン）非加熱領域の相当フィン効率を求めてみる。

まず、簡単のために、流路として周上を部分加熱される円管を考える。加熱領域から射出されるふく射熱流束が Q_{rad} であるとき、非加熱領域に達するふく射熱流束は、ふく射伝熱量の推定式導出時に用いた「ふく射伝熱が流路断面内で閉じている」とする仮定から、

$$Q_{rad} \frac{P-2W}{2W} = Q_{rad} \frac{\theta_h}{2\pi - \theta_h} \quad (7-5)$$

と近似できる。今、流路が周方向に均一な $Q_{rad}(\theta_h/(2\pi - \theta_h))$ なる熱流束と、それ以外の周方向に非均一な熱流束を合成した熱負荷を受けていると見なすと（図7-8参照）、重ねあわせの原理より、非加熱領域の相当フィン効率 ϕ は、

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{(Q_{in}-Q_h)\theta_h - Q_{rad}(2\pi - \theta_h)/(2\pi - \theta_h)}{(Q_h - Q_{rad}\theta_h/(2\pi - \theta_h))(2\pi - \theta_h)} \\ &= \frac{(Q_{in}-Q_h)\theta_h - Q_{rad}\theta_h}{Q_h(2\pi - \theta_h) - Q_{rad}\theta_h} \end{aligned} \quad (7-6)$$

このフィン効率は、先に示したふく射の無いときの相当フィン効率の推定値と一致すると考えることができ、ふく射伝熱の影響が分離される。

一方、ふく射伝熱のある場合の見掛けのフィン効率 ϕ^* は、

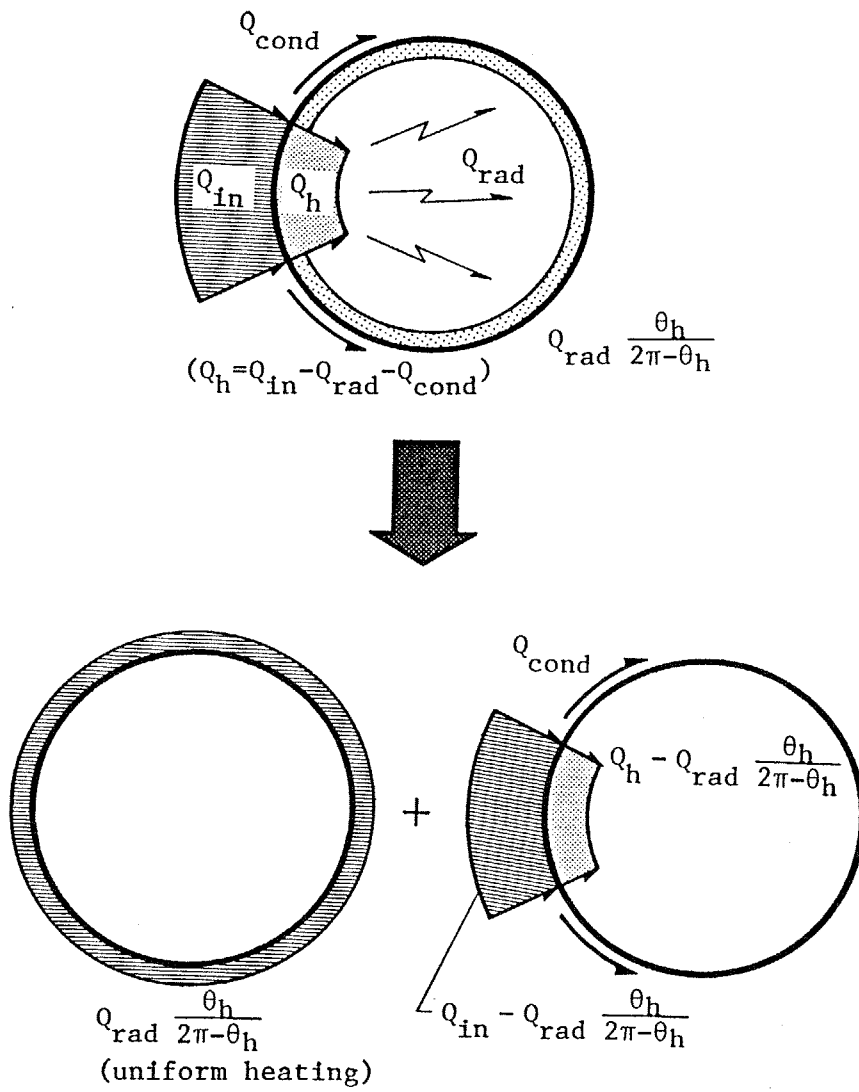


図 7 - 8 壁面相互間のふく射伝熱と壁内周方向熱伝導が同時作用したときの熱負荷配分のモデル

$$\phi^* = \frac{(Q_{in} - Q_h) \theta_h}{Q_h (2\pi - \theta_h)} \quad (7-7)$$

であるから、この式と上式から Q_h を消去すると、ふく射伝熱によって影響された見掛けのフィン効率は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi^* &= \phi + \frac{(\phi + \theta_h / (2\pi - \theta_h)) (1 - \phi) Q_{rad}}{Q_{in} - (1 - \phi) Q_{rad}} \\ &= \phi + \frac{(\phi + \theta_h / (2\pi - \theta_h)) (1 - \phi) Q_{rad}}{1 - (1 - \phi) Q_{rad}} \end{aligned} \quad (7-8)$$

一方、加熱領域から射出されるふく射熱流束 q_{rad} は逆に、壁内の周方向熱伝導を受ける。すなわち、周方向に部分的に加熱された流路の加熱領域から射出されるふく射熱流束 Q_{rad} は、前述の通り、近似的に次のようにあらわされる。

$$Q_{rad} = \frac{\epsilon_h \epsilon_c}{\epsilon_h + \epsilon_c - \epsilon_h \epsilon_c} (\sigma T_h^4 - \sigma T_c^4) \quad (7-9)$$

ここで加熱領域の壁面温度 T_h と非加熱領域の壁面温度 T_c は、図7-8に示したふく射伝熱と壁内熱伝導を同時に考慮したときの熱流束配分から、

$$T_h = \frac{Q_h}{Nu_{sub}} \frac{D}{k} + T_b \quad (7-10)$$

$$T_c = \frac{(Q_{in} - Q_h) \theta_h / (2\pi - \theta_h)}{Nu_{sub}} \frac{D}{k} + T_b$$

と近似できる。これらに(7-6)式を代入して Q_h を消去すると、

$$T_h = \frac{Q_{in} - (1-\phi)Q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} \frac{D}{k} + T_b \quad (7-11)$$

$$T_c = \frac{\phi Q_{in} + \theta_h / (2\pi - \theta_h) (1-\phi) Q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} \frac{D}{k} + T_b$$

これらをもく射熱流束の近似式に代入すれば、

$$Q_{rad} = \frac{\epsilon_h \epsilon_c}{\epsilon_h + \epsilon_c - \epsilon_h \epsilon_c} \left\{ \sigma \left(\frac{Q_{in} - (1-\phi)Q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} \frac{D}{k} + T_b \right)^4 - \sigma \left(\frac{\phi Q_{in} + \theta_h / (2\pi - \theta_h) (1-\phi) Q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} \frac{D}{k} + T_b \right)^4 \right\} \quad (7-12)$$

あるいは無次元化した形で、

$$\begin{aligned} \frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} Q_{rad} &= \frac{\epsilon_h \epsilon_c}{\epsilon_h + \epsilon_c - \epsilon_h \epsilon_c} \\ &\times \left\{ \left(\frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3}{k/D_h} \frac{1 - (1-\phi)q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h Nu_{sub}} + \frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3}{k/D_h} \frac{Z}{Re Pr A} \frac{P-2W}{A} + 1 \right)^4 \right. \\ &\left. - \left(\frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3}{k/D_h} \frac{\phi + \theta_h / (2\pi - \theta_h) (1-\phi)q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} + \frac{Q_{in}}{\sigma T_0^4} \frac{\sigma T_0^3}{k/D_h} \frac{Z}{Re Pr A} \frac{P-2W}{A} + 1 \right)^4 \right\} \quad (7-13) \end{aligned}$$

なる Q_{rad} (q_{rad}) に関する4次方程式が得られる。これを解いて Q_{rad} (q_{rad}) を求めれば、壁内に周方向熱伝導が生じているときのふく射伝熱の寄与の大きさが分かり、その結果を(7-8)式に代入することでふく射によるフィン効果を含めた流

路非加熱領域の見掛けの相当フィン効率を求めることができる。

図7-9は、周方向に部分加熱される円管の熱的発達過程における非加熱領域の相当フィン効率が、壁相互間のふく射伝熱によってどの様に影響されるかを示したものである。この図に示されるように、流路壁非加熱領域の相当フィン効率は、加熱領域、非加熱領域間のふく射伝熱によって増加し、その増加の程度はふく射伝熱量が大きいほど（すなわち壁の射出率 ε が1に近いほど）大きい。この図中の太線は、上記の方法によって求めたふく射を考慮した見掛けのフィン効率の推定値であるが、この結果は数値的に求められた温度分布から計算したフィン効率（細線）と、いずれの射出率においてもほぼ一致している。このことから、上に示したふく射伝熱と壁内周方向熱伝導が同時に作用したときの非加熱領域の相当フィン効率の推定法が妥当であることが分かる。なお、図7-9に示した結果を詳細にみると、本推定法による相当フィン効率のふく射伝熱による変化は、数値計算結果に比べてやや小さいことが分かる。これは、本推定法では、図7-8に示されるように、非加熱領域全体を平均してふく射伝熱と壁内熱伝導による熱量分配を見積もったのに対して、実際には第5章、第6章で述べたように、ふく射伝熱と壁内熱伝導とは非加熱領域上の異なった部分に熱負荷を分配するため、両者はある程度独立に扱えるからである。この影響は非加熱領域が大きいほど顕著であるが、この図に示した $\theta_n = \pi/4$ （非加熱領域が全周の7/8）の場合でもそれによる誤差は十分に小さく、ここで示した推定法は実用上十分な精度を有すると結論することができる。

7-2-2 壁表裏の温度差による熱伝達率低下の評価

第6章で述べたように、核融合炉第一冷却壁の流路のようにきわめて高い熱負荷を受ける伝熱流路では、壁内の半径方向熱伝導による壁表裏の温度差が無視できなくなり、流路外周から見た見掛けの熱伝達率はそれの無い場合よりも低下する。この熱伝達率の低下を見積もることは、高熱負荷流路の熱設計において重要

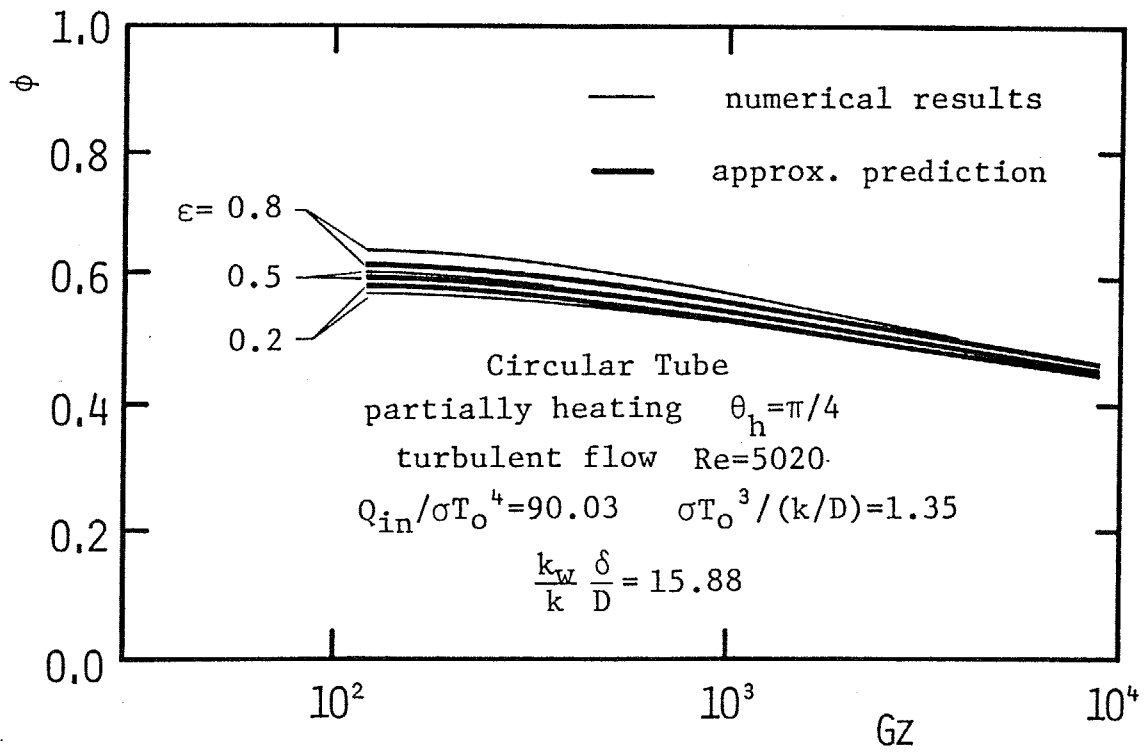


図7-9 非加熱領域の相当フィン効率に対するふく射伝熱の影響

であるので、第6章では壁内に周方向熱伝導が生じているときの流路の伝熱に対する壁表裏の温度差の影響を次のような形で整理した。

壁表裏の温度差による周平均熱伝達率の低下割合

$$\varepsilon = \frac{Nu - Nu^*}{Nu} = \frac{Nu \ln(R_o/R_i)/(2k_w/k)}{1 + Nu \ln(R_o/R_i)/(2k_w/k)} \quad (7-14)$$

壁表裏の温度差による加熱領域の熱伝達率の低下割合

$$\varepsilon_h = \frac{Nu_h - Nu_h^*}{Nu_h} = \frac{Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{1/((2\pi - \theta_n)\phi/\theta_{n+1})}/(2k_w/k)}{1 + Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{1/((2\pi - \theta_n)\phi/\theta_{n+1})}/(2k_w/k)} \quad (7-15)$$

これらの推定式は、壁表裏の温度差による実際の熱伝達率の低下を良くあらわすことができる。しかし、これらの式の導出においてはふく射伝熱の寄与を考慮していないので、流路の熱負荷が大きく壁相互間のふく射伝熱が無視できない場合には、これらをそのまま使用することができない。そこでここでは、7-2-1と同様にして壁内の周方向、半径方向熱伝導と壁相互間のふく射伝熱が同時作用したときの壁表裏の温度差による熱伝達率の低下を推定する式を導出しておく。

(a) 周平均の熱伝達率の低下割合

第6章で述べた通り、(7-14)式は壁内の半径方向1次元熱伝導によって生じる壁表裏の温度差から決定されており、この結果には周方向熱伝導は影響しない。これは、流路壁全周のエネルギーバランスの観点から見れば、壁外周における加熱熱負荷と壁内周における伝達熱負荷とは、壁内周方向熱伝導の有無にかかわらず同一であるから、周方向熱伝導の影響はキャンセルされて、周平均の壁表裏の温度差には何ら影響をおよぼさないためである。このことは、流路壁内面から内面

へのふく射伝熱がある場合にも全く同様に言え、ふく射伝熱によって加熱領域から非加熱領域への熱分散の程度が変化しても、(7-14)式は何ら影響されない。すなわち、ふく射伝熱の寄与がある場合にも、壁表裏の温度差による周平均熱伝達率の低下割合は(7-14)式で推定することができる。

(b) 加熱領域の熱伝達率の低下割合

(7-15)式から分かるように、加熱領域の壁表裏の温度差による熱伝達率の低下には、流路非加熱領域の相当フィン効率が関係している。これは壁内の周方向熱伝導による熱量分配の程度によって、加熱領域を半径方向に通過する熱量が変化するためである。したがって、流路壁にふく射伝熱が生じて、7-2-1で示したように流路非加熱領域の相当フィン効率が変化すると、それに伴って加熱領域の熱伝達率の低下割合も変化する。しかし、この場合の低下割合 ε_h は、(7-15)式中のフィン効率 ϕ を7-2-1で示したふく射のある場合の見掛けのフィン効率 ϕ^* で置き換えただけではあらわされない。なぜなら、見掛けのフィン効率 ϕ^* を増加させるのに寄与したふく射熱流束 q_{rad} (Q_{rad})は、壁内を通過して非加熱領域へ至るのではなく、加熱領域の内面から射出されて非加熱領域へ到達するから、これによる加熱領域壁表裏の温度差を加味する必要があるためである。

(7-15)式は、壁内に周方向熱伝導があるときの加熱領域の壁面表裏の温度差 ΔT_h が、周方向熱伝導による熱分散が流路内面のみで集中的に生じるとしたときの温度差と、流路外周のみで集中的に生じるとしたときの温度差の相乗平均値で良く近似されるとして導いた式であった。そこで、壁相互間にふく射伝熱による熱交換がある場合についても、同様にして ΔT_h の近似式を導出してみる。

(1) 周方向熱分散が流路内面のみで集中的に生じるとしたとき

この場合には加熱領域外周に加えられた熱負荷は、ふく射の有無にかかわらず、全て半径方向に伝導してから分散されるから、

$$\Delta t_{h1} = Nu_h \ln(R_o/R_i)/(2k_w/k) \quad (7-16)$$

となつて、ふく射に影響されない。

(2) 周方向熱分散が流路外面のみで集中的に生じるとしたとき

この場合、加熱領域内面から実際に流体へ伝達される熱流束 Q_h は、ふく射伝熱の影響を考慮した見掛けのフィン効率 ϕ^* を用いて、

$$Q_h = Q_{in}' \frac{1}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \quad (7-17)$$

ここで、 Q_{in}' は流路内面における加熱熱流束

またフィン効率 ϕ^* を増加させているふく射熱流束 Q_{rad} も加熱領域内面から射出されるから、加熱領域内面へ至る熱流束は、流路内面において、

$$Q_{rad} + Q_h = Q_{rad} + \frac{Q_{in}'}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \quad (7-18)$$

となる。故に、この熱流束による壁表裏の温度差は、

$$\Delta t_{h2} = Nu_h \ln(R_o/R_i) \left(Q_{rad}/Q_{in}' + \frac{1}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \right) / (2k_w/k)$$

$$= Nu_h \ln(R_o/R_i) \left(Q_{rad} + \frac{1}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \right) / (2k_w/k)$$

(7-19)

この2つの温度差の相乗平均値は、

$$\begin{aligned} \Delta t_h &= \sqrt{\Delta t_{h1} \times \Delta t_{h2}} \\ &= Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{\left(q_{rad} + \frac{1}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \right) / (2k_w/k)} \end{aligned} \quad (7-20)$$

となる。これからふく射と壁内周方向熱伝導が同時に作用するときの加熱領域表裏の温度差による熱伝達率の低下割合 ε_h は、

$$\begin{aligned} \varepsilon_h &= Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{\left(q_{rad} + \frac{1}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \right) / (2k_w/k)} \\ &\quad / (1 + Nu_h \ln(R_o/R_i) \sqrt{\left(q_{rad} + \frac{1}{(2\pi - \theta_h) \phi^* / \theta_h + 1} \right) / (2k_w/k)}) \end{aligned} \quad (7-21)$$

と計算される。この式中の q_{rad} および ϕ^* 中の q_{rad} には、7-2-1 で述べたふく射熱流束の推定式の解を代入すれば良い。

この式で分かるように、加熱領域の熱伝達率の低下割合 ε_h に対するふく射熱流束の影響は、 q_{rad} が増加すると ϕ^* も増加するから、 ϕ^* に対する q_{rad} の影響ほどには大きくない。これらの値のふく射による変化については、次節で詳しく述べる。

以上の推定式を用いれば、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱に対して顕著な影響をおよぼす壁内熱伝導とふく射伝熱の効果、特に加熱領域の伝熱に対する影響を容易に見積もることができる。したがって、これらの結果を用い

れば、加熱領域の壁面温度から算出される流路の限界熱流束を、簡単にかつ精度良く決定できるから、ここで示した推定式は非均一加熱流路の熱設計を高精度化するためにきわめて有効であると言える。なお、以上の式の導出においては、簡単のために、部分加熱される円管の伝熱を例にあげて説明を加えてきたが、当然ながらこれらの概念は、流路断面形状が円形以外である場合にも、全く同様に成立する。ただし、この場合には非加熱領域の相当フィン効率 ϕ は、厚さ一定の長方形フィンのフィン効率で簡単に近似することができず、第6章で述べたような非円形断面流路のフィン効率を用いる必要があるから、式の形がやや複雑となることに加えて、流路断面内の物理的な熱伝達率の分布を表す情報（第6章で示したモデルでは、非加熱領域の熱伝達率のピーキングファクタ h_{max}/h_m と非加熱領域と加熱領域の平均熱伝達率の比 h_m/h_h の2値）が必要となることは言うまでもない。

7-3 壁内熱伝導とふく射伝熱の影響の分類図と評価図

周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱特性は、壁内の周方向熱伝導と壁相互のふく射伝熱によって強く影響され、その様子は前節に示した推定式によって精度良く見積もることができる。したがって、このような流路の熱設計において、これらの推定式を利用すれば、流路の限界熱流束を高精度に求められることも前節までに述べた通りである。しかし、これらの推定式は関数の形が単純ではないので、流路の熱的条件や壁の条件が定まっている場合には、熱伝達率に対する影響の大きさを容易に算出できるが、逆に壁内熱伝導やふく射伝熱が伝熱に与える影響の大きさを規定した場合の壁の熱的条件の制限値を求めることはいささか煩雑であり、このような目的のためには、推定式は”式”の形よりもむしろ”線図”の形になっていた方が便利であると思われる。そこでここでは、周方向

に部分的な高熱負荷を受ける流路の伝熱に対する壁内熱伝導とふく射伝熱の影響の分類図を作成し、その利用法について説明を加えておく。

7-3-1 壁内熱伝導とふく射伝熱の分類図

まず、前節で導いた壁内熱伝導とふく射伝熱による加熱熱負荷の周方向への分散と、壁表裏の温度差による熱伝達率の低下の割合（周平均および加熱領域平均）の推定式を再記しておく。

(1) 周方向熱分散（非加熱領域のフィン効率）

$$\phi^* = \phi + \frac{(\phi + \theta_h / (2\pi - \theta_h))(1 - \phi)q_{rad}}{1 - (1 - \phi)q_{rad}} \quad (7-8)$$

$$\phi = \tanh u / u, \quad u = \frac{(2\pi - \theta_h)}{4} \sqrt{Nu_{sub} / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}}$$

q_{rad} は次式の解 ($0 < q_{rad} < 1$)

$$\begin{aligned} \frac{Q_{in}}{\sigma T_{\theta}^4} q_{rad} &= \frac{\epsilon_h \epsilon_c}{\epsilon_h + \epsilon_c - \epsilon_h \epsilon_c} \\ &\times \left\{ \left(\frac{Q_{in}}{\sigma T_{\theta}^4} \frac{\sigma T_{\theta}^3}{k/D_h} \frac{1 - (1 - \phi)q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} + \frac{Q_{in}}{\sigma T_{\theta}^4} \frac{\sigma T_{\theta}^3}{k/D_h} \frac{Z}{Re} \frac{P-2W}{Pr A} + 1 \right)^4 \right. \\ &\left. - \left(\frac{Q_{in}}{\sigma T_{\theta}^4} \frac{\sigma T_{\theta}^3}{k/D_h} \frac{\phi + \theta_h / (2\pi - \theta_h)(1 - \phi)q_{rad}}{1 + (2\pi - \theta_h)\phi/\theta_h} \frac{1}{Nu_{sub}} + \frac{Q_{in}}{\sigma T_{\theta}^4} \frac{\sigma T_{\theta}^3}{k/D_h} \frac{Z}{Re} \frac{P-2W}{Pr A} + 1 \right)^4 \right\} \end{aligned} \quad (7-13)$$

(2) 壁表裏の温度差による熱伝達率の低下割合

周平均の熱伝達率の低下割合

$$\varepsilon = \frac{\text{Nu} \ln(R_o/R_i)/(2k_w/k)}{1 + \text{Nu} \ln(R_o/R_i)/(2k_w/k)} \quad (7-14)$$

加熱領域の熱伝達率の低下割合

$$\varepsilon_n = \frac{\text{Nu}_n \ln(R_o/R_i) \sqrt{\left(q_{rad} + \frac{1}{(2\pi - \theta_n) \phi^* / \theta_n + 1}\right) / (2k_w/k)}}{(1 + \text{Nu}_n \ln(R_o/R_i) \sqrt{\left(q_{rad} + \frac{1}{(2\pi - \theta_n) \phi^* / \theta_n + 1}\right) / (2k_w/k)})} \quad (7-21)$$

式中の ϕ^* 、 q_{rad} には、上記の結果を代入する。

ただし、これらの結果は部分加熱される円管に対するものである。

これらの推定式は、流路の熱伝達率 Nu 、壁の熱的条件 k_w/k 、 δ/D 、 $\theta_n/2\pi$ 、および流路のふく射的条件 $Q_{in}/\sigma T_0^4$ 、 $\sigma T_0^3/(k/D)$ 、 ε_n 、 ε_o 等を含んでおり、これら全ての影響を同時にグラフ上に表すことは不可能である。そこでここでは、実際の熱設計においては比較的早い時期から決定されていると思われる次の諸量を固定して上記の推定式をグラフ化することにした。固定した条件は以下の通り。

壁面と流体の熱伝導率の比	k_w/k
加熱領域の大きさ	$\theta_n/2\pi$
流体入口温度と加熱熱流束の大きさ	$Q_{in}/\sigma T_0^4$ 、 $\sigma T_0^3/(k/D)$
壁面の射出率	ε_n 、 ε_o
評価すべき点の Gz 数	$\text{Re Pr } D/Z$

これらを与えると、周方向熱分散と壁表裏の温度差の影響の推定式は、横軸に熱伝達率 Nu 、縦軸に壁面熱伝導パラメータ $(k_w \delta)/(k D)$ をとったグラフ上で、それぞれ ϕ^* と ε (ε_n)をパラメータとして図7-10~12に示すように表される。図7-10はふく射伝熱を無視したときの ϕ^* (すなわち ϕ)と ε をあらわした結果、図7-11はふく射伝熱を無視したときの ϕ^* と ε_n をあらわしたグラフ、図7-12はふく射伝熱のあるときの ϕ^* と ε_n のグラフである。これらの図から分かるように、壁内熱伝導による周方向熱伝導は、壁の厚さが厚く

($(k_w \delta)/(k D) \rightarrow$ 大)、流路の熱伝達率が低いほど大きい。また、壁表裏の温度差による熱伝達率の低下は、当然ながら、壁が厚く、熱伝達率が大きい場合に顕著である。また、図7-10と図7-11を比較すると、加熱領域の壁表裏の温度差に基づく熱伝達率の低下割合 ε_n は、流路の熱伝達率や壁厚さが同一である場合、すなわち、これらのグラフ上の同一の点においては、周平均の熱伝達の低下割合よりも小さい。これは、第6章で述べた通り、壁内熱伝導によって加熱領域から非加熱領域へ熱負荷が分散される分だけ、加熱領域を半径方向に伝わる熱量が少なくなるためであり、このことは ε と ε_n の差が ϕ^* の大きな領域で顕著であることからうかがうことができる。

さらに流路の熱負荷が大きくなり、流路壁間にふく射伝熱が生じると(図7-12)、 ε_n と ϕ^* はふく射伝熱の無い場合とはやや異なった結果となる。すなわち、ふく射伝熱を考慮した非加熱領域のフィン効率 ϕ^* は、流路の熱伝達率が小さく、壁厚さの小さい(もともとのフィン効率 ϕ の小さい)場合に顕著に向上しており、特に低 Nu 、低 $(k_w \delta)/(k D)$ 領域では、等 ϕ^* 線がグラフの縦軸と平行に近くなる部分が現れている。この部分は、壁厚さ δ/D をいくら小さくしても、フィン効率がある値よりも低くはならないことを意味する。これは、ふく射伝熱による熱負荷の分散が、壁内熱伝導によるものよりも大きくなったためである。一方、加熱領域の壁表裏の温度差による熱伝達率の低下割合 ε_n に対するふく射伝熱の影

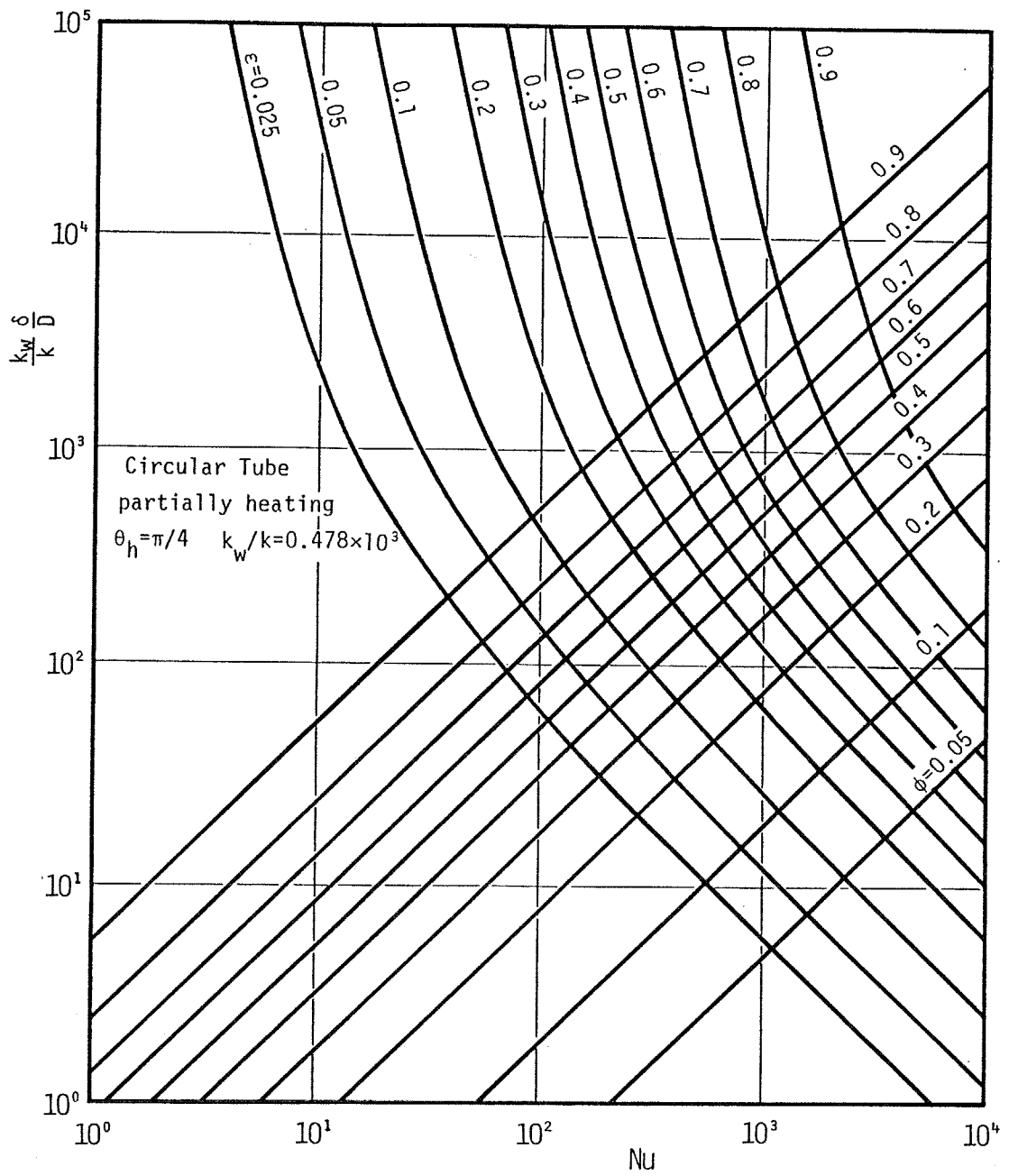


図 7 - 1 0 壁内熱伝導による熱負荷配分と壁表裏の温度差の
 伝熱に対する影響の分類図 (周平均)

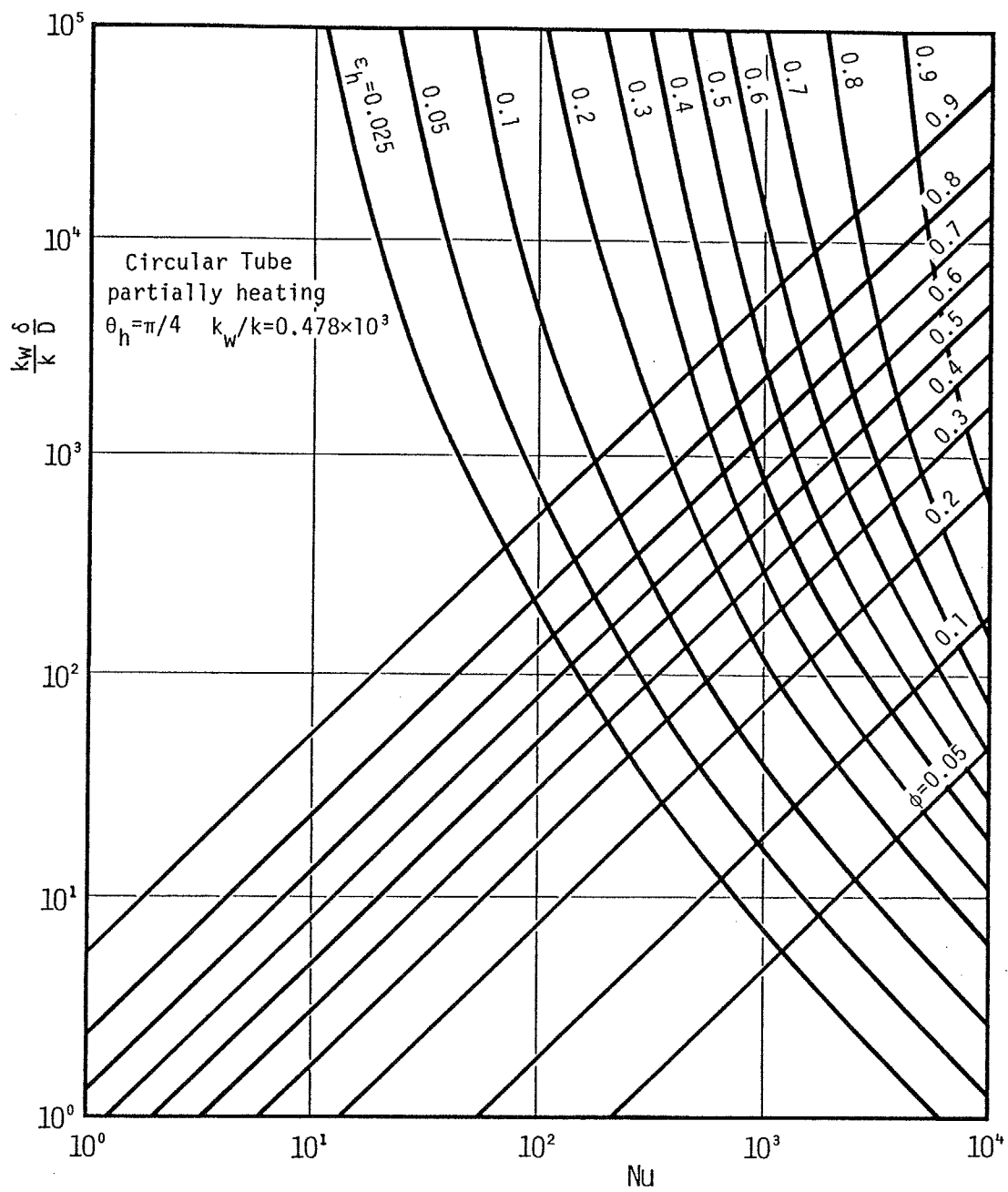


図 7 - 1 1 壁内熱伝導による熱負荷配分と壁表裏の温度差の
 伝熱に対する影響の分類図 (加熱領域)

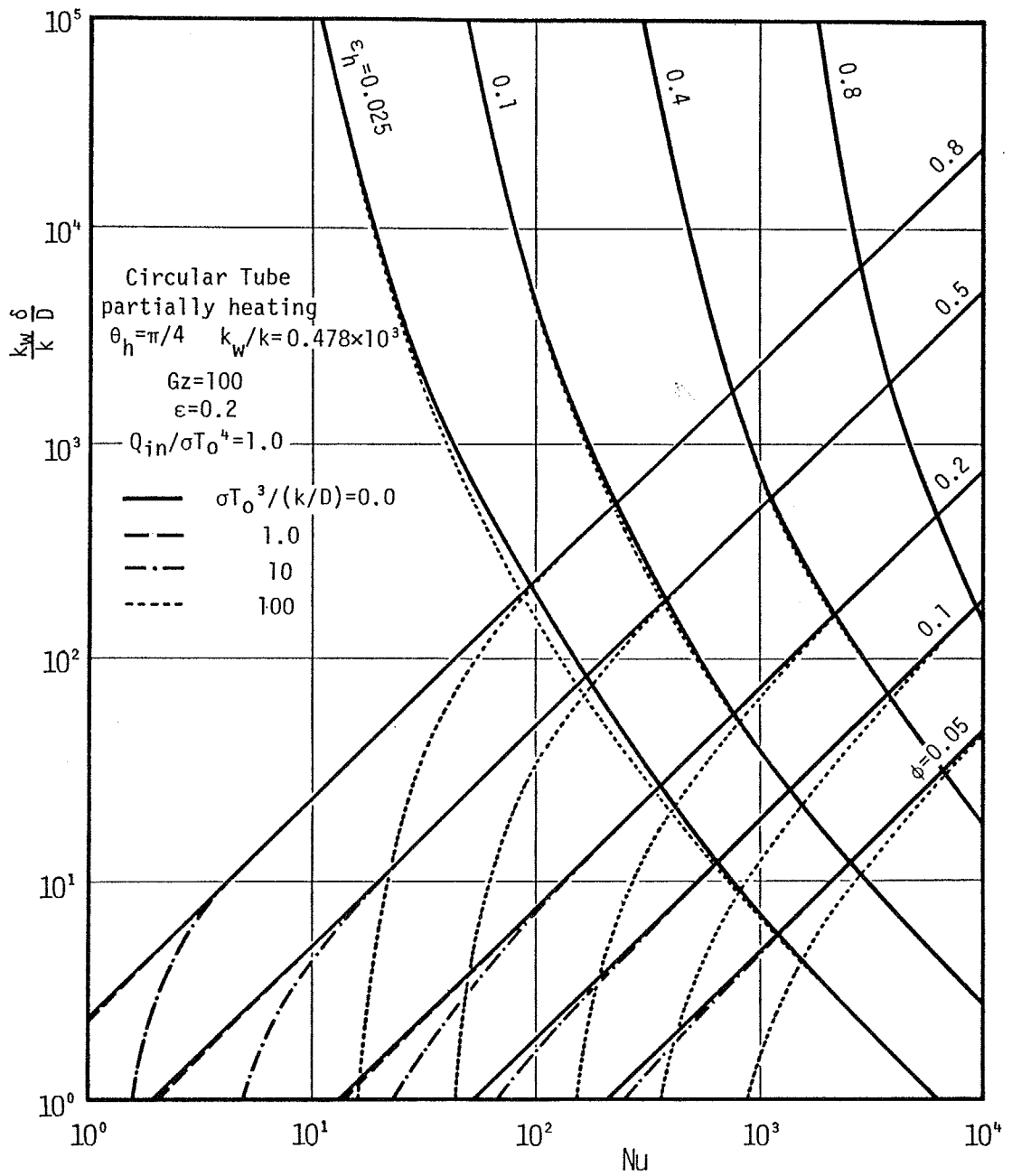


図7-12 壁内熱伝導による熱負荷配分と壁表裏の温度差の
 伝熱に対する影響の分類図（加熱領域、ふく射伝熱のある場合）

響は、 ϕ^* に対するものほどには大きくない。これは、前節で述べた通り、壁相互間のふく射伝熱は ε_n を増加させる効果（加熱領域を通過する熱量の増加）と非加熱領域のフィン効率を増加させる効果の双方の影響を及ぼすからである。したがって ε_n は、壁相互のふく射伝熱によって、 Nu 、 ε 双方が低い領域でわずかに増加するだけである。

さて、これらの線図を実際の非均一熱負荷を受ける流路の熱設計に利用することを考える。いま、熱伝達に対する周方向熱分散の影響を ϕ^* で、壁表裏の温度差の影響を ε (ε_n) で評価することになると、それぞれの影響の有無を判断する ϕ^* と ε (ε_n) の限界値、 ϕ^*_{c} 、 ε_{c} (ε_{nc}) を決定することができる。これらの値を用いることによって図7-10~12は、図7-13に示すように2本の曲線によって4つの領域（図7-13中の領域I、II、III、IV）に分けられ、それぞれの領域は次のような物理的意味を有する。

領域I： 壁面上の周方向熱拡散、壁表裏の温度差双方の伝熱に対する影響は、無視できる大きさである。

領域II： 壁内の周方向熱拡散（ふく射伝熱の効果を含む）、壁表裏の温度差とともに伝熱に対して影響をおよぼすから、熱設計においては前節で述べた推定式等を用いてこれらの影響を見積もる必要がある。

領域III： 壁表裏の温度差による熱伝達率の低下は無視できるが、壁内周方向熱伝導およびふく射伝熱による熱負荷の周方向分散の影響は無視できない。

領域IV： 熱負荷の周方向分散は無視できるが、壁表裏の温度差によって流路外周上での熱伝達率が低下するから、その見積もりが必要である。

このように、このグラフを用いることで、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱に対する熱負荷の周方向分散と壁表裏の温度差の影響を、詳細な解析に先立って予測することができ、大変便利である。なおこのグラフは、先に述べた

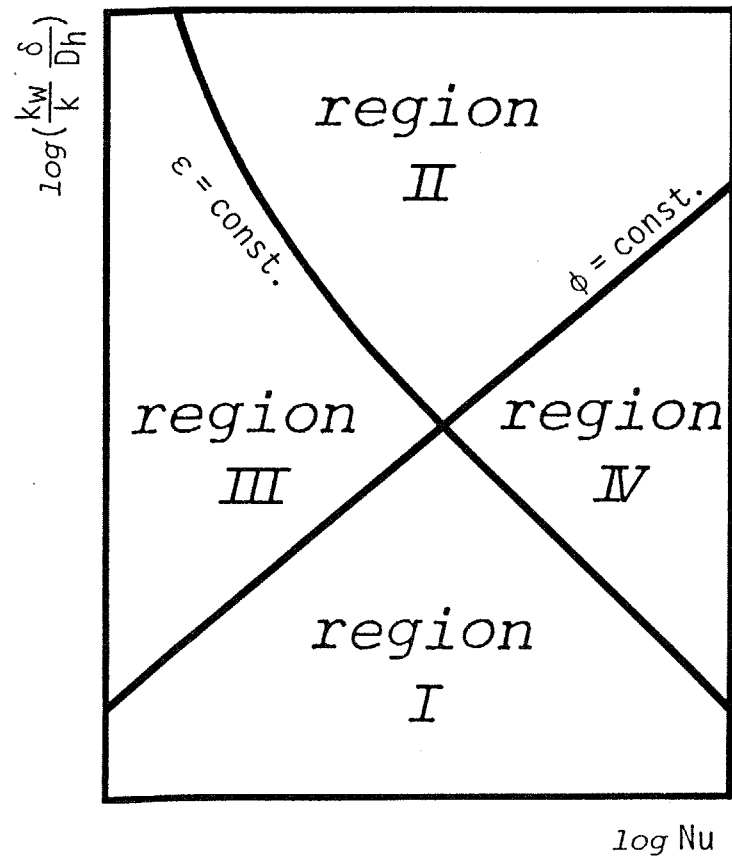


図 7 - 1 3 非加熱領域への熱負荷配分と壁表裏の温度差の
伝熱に対する影響の分類

固定された流路壁の熱的、ふく射的条件によって変化するので、これらの条件が変化した場合には、その都度本グラフを作成する必要があるが、そのためには(7-8)式、(7-14)式((7-21)式)を用いて簡単な計算を行えばよく、このことは大きな障害とはならないと考えている。

7-3-2 壁内熱伝導とふく射伝熱の影響の推定図

上記のグラフは、非均一加熱を受ける流路の伝熱に対する壁上の周方向熱分散と、壁表裏の温度差の影響を分離して評価できるだけでなく、両者を総合して、加熱領域の見掛けの熱伝達率がどの様に変化するかを示すことにも使用できる。すなわち、加熱領域内面の熱伝達率に対する壁上の周方向熱分散の影響は、非加熱領域の見掛けのフィン効率（ふく射の影響を含む） ϕ^* を用いて、

$$Nu_h^* = Nu_{hsub} \left(1 + \frac{(2\pi - \theta_h)}{\theta_h} \phi^* \right) \quad (7-22)$$

この熱伝達率は、流路外周上では、 ε_h に相当するだけ低下するから、

$$Nu_h^* = Nu_{hsub} \left(1 + \frac{(2\pi - \theta_h)}{\theta_h} \phi^* \right) (1 - \varepsilon_h) \quad (7-23)$$

故に、流路内面の実質の熱伝達率（この値は、第5章、第6章で示したように、ほぼ均一加熱時の熱伝達率に等しい）に対する加熱領域外周での見掛けの熱伝達率の比 Nu_h^*/Nu_{hsub} は、

$$Nu_h^*/Nu_{hsub} = (1 - \varepsilon_h) \left(1 + \frac{(2\pi - \theta_h)}{\theta_h} \phi^* \right) \quad (7-24)$$

となる。

図7-14~18は、種々の流路壁の熱的条件に対する加熱領域外周の見掛けの熱伝達率の変化を示したものである。これらの図に示されるように、何れの流路の条件においても、 Nu_{sub} が小さく、壁厚さの大きい領域では、壁上周方向熱分散、すなわち非加熱領域のフィン効果によって加熱領域の熱伝達率は大きく向上している。これに対して、高 Nu_{sub} 領域では、非加熱領域のフィン効率が低下することと、加熱領域の壁表裏の温度差が大きくなることの双方によって熱伝達率向上の割合は低下し、特に Nu_{sub} がきわめて大きい場合には壁表裏の温度差による熱伝達率低下の効果が非加熱領域のフィン効果を上まわって Nu^*/Nu_{sub} が1よりも小さくなる領域が生じている。したがって不用意にこの領域を使用することは危険であると言える。

一方、壁面相互間のふく射伝熱の影響は、 Nu_{sub} が低く、壁厚さが小さい領域で特に顕著であり、これによって加熱領域の見掛けの熱伝達率は大きく向上している。また、ふく射伝熱は壁表裏の温度差による熱伝達率の低下をも同時に引き起こすはずであるが、前述した通り、その大きさはさほど大きくないので、これらのグラフ上ではさして目立った変化は生じておらず、ふく射伝熱によるフィン効率増大の効果だけがあらわれた形となっている。

このように、ここで示した熱伝達率の推定図を用いれば、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の、壁上周方向の熱分散と壁表裏の温度差の影響を考慮した、高精度な熱設計をきわめて簡単に行うことができ、その実用的意義は大きいと言える。

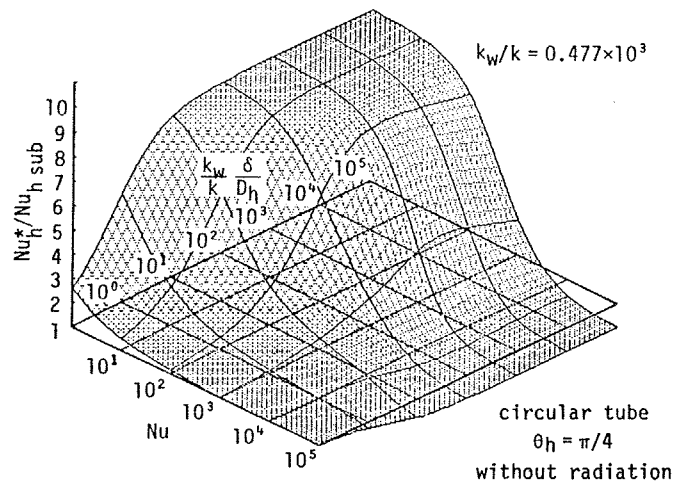
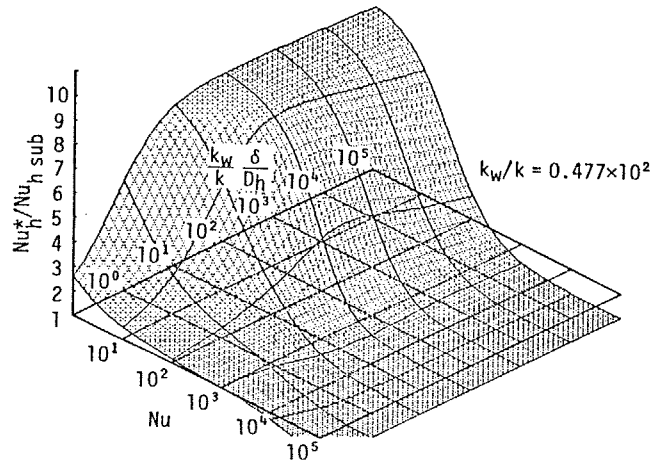
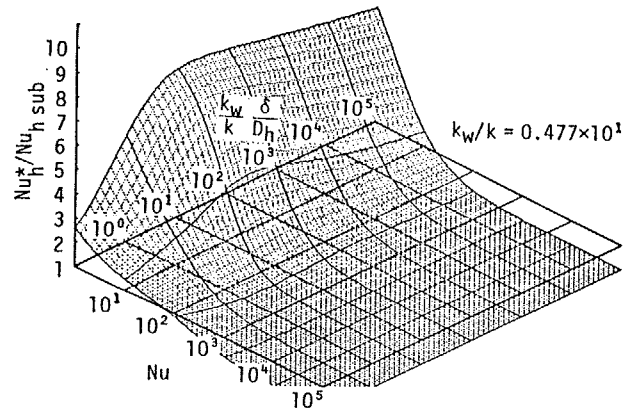


図 7 - 1 4 加熱領域外周から見た熱伝達率に対する
 壁内熱伝導の影響の推定図 (壁の熱伝導率が異なる場合)

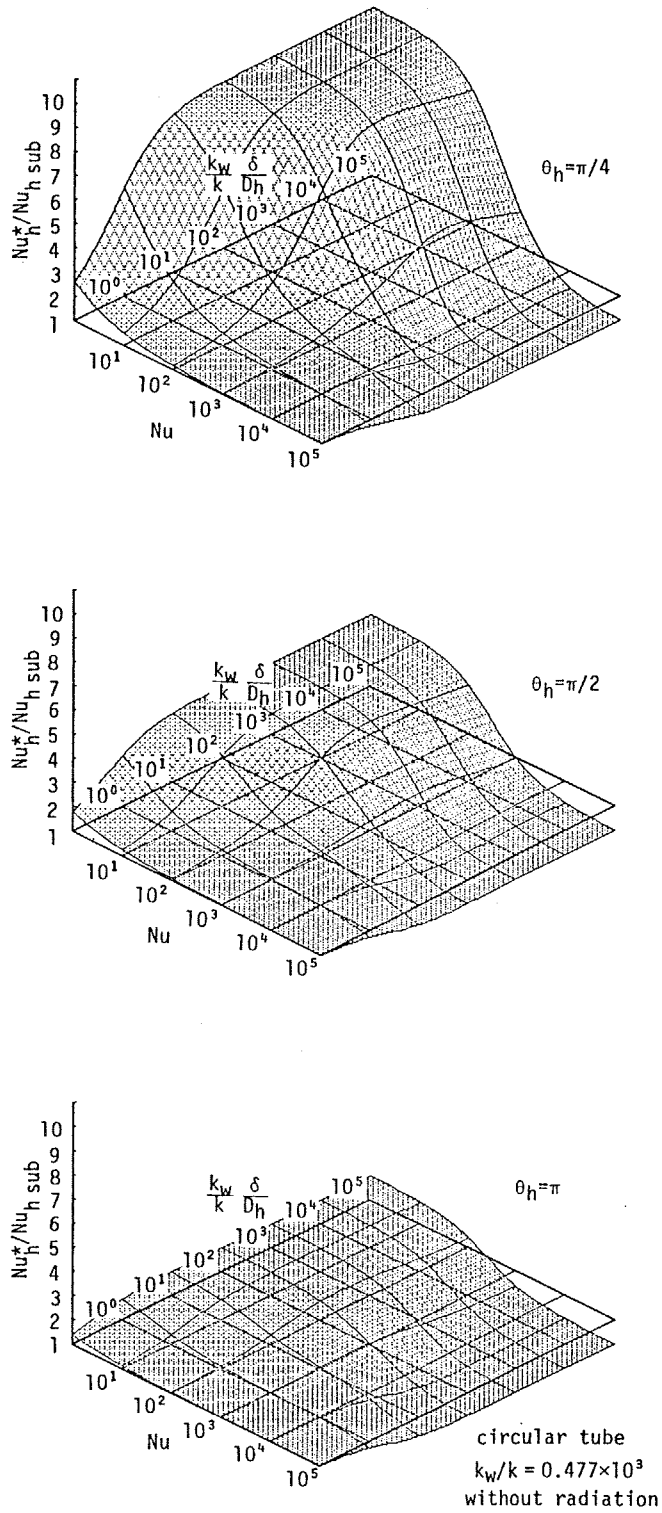


図 7 - 1 5 加熱領域外周から見た熱伝達率に対する
壁内熱伝導の影響の推定図 (加熱領域の大きさが異なる場合)

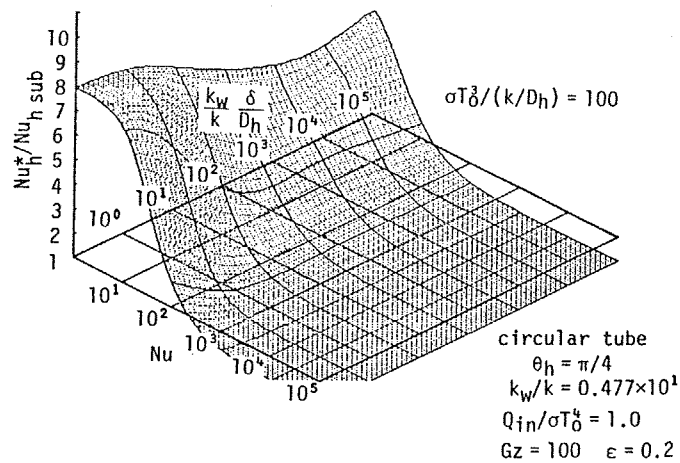
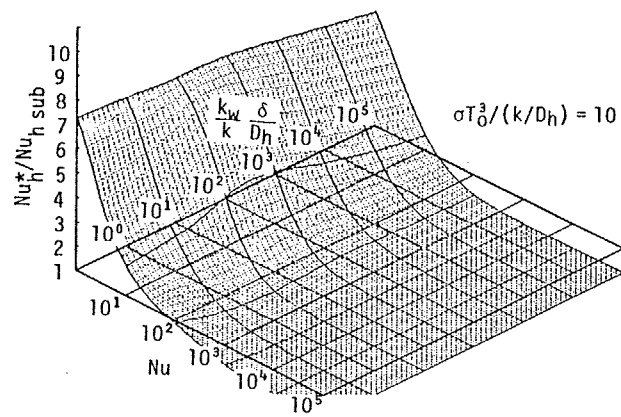
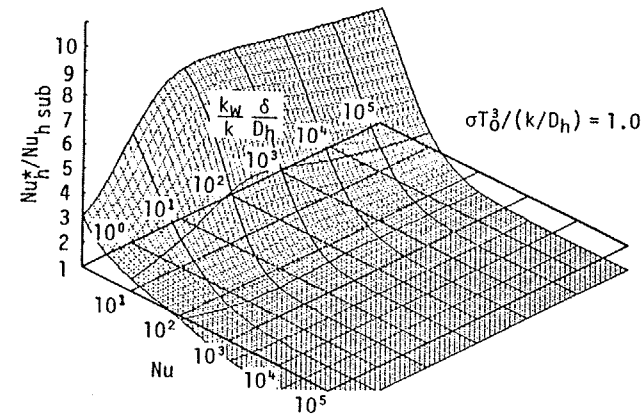


図 7-16 加熱領域外周から見た熱伝達率に対する壁内熱伝導と
 ふく射伝熱の影響の推定図 (ふく射伝導パラメータの異なる場合)

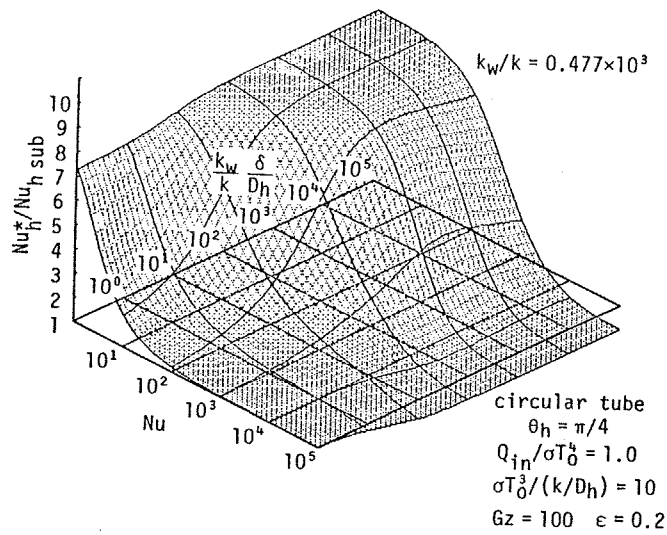
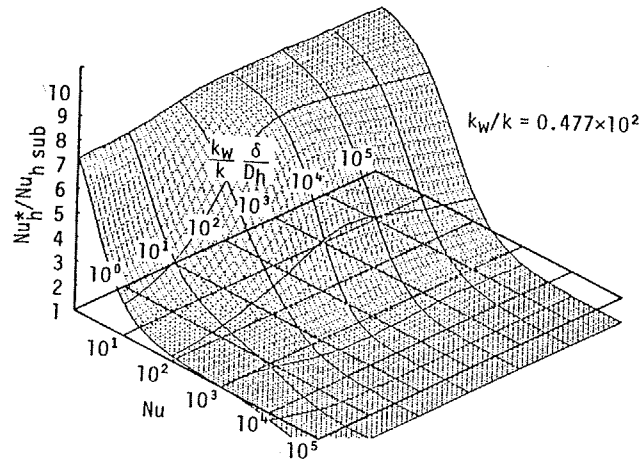
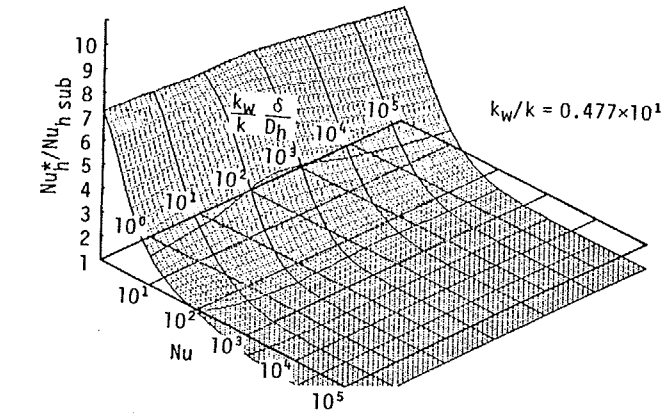


図 7-17 加熱領域外周から見た熱伝達率に対する壁内熱伝導と
 ふく射伝熱の影響の推定図 (壁の熱伝導率が異なる場合)

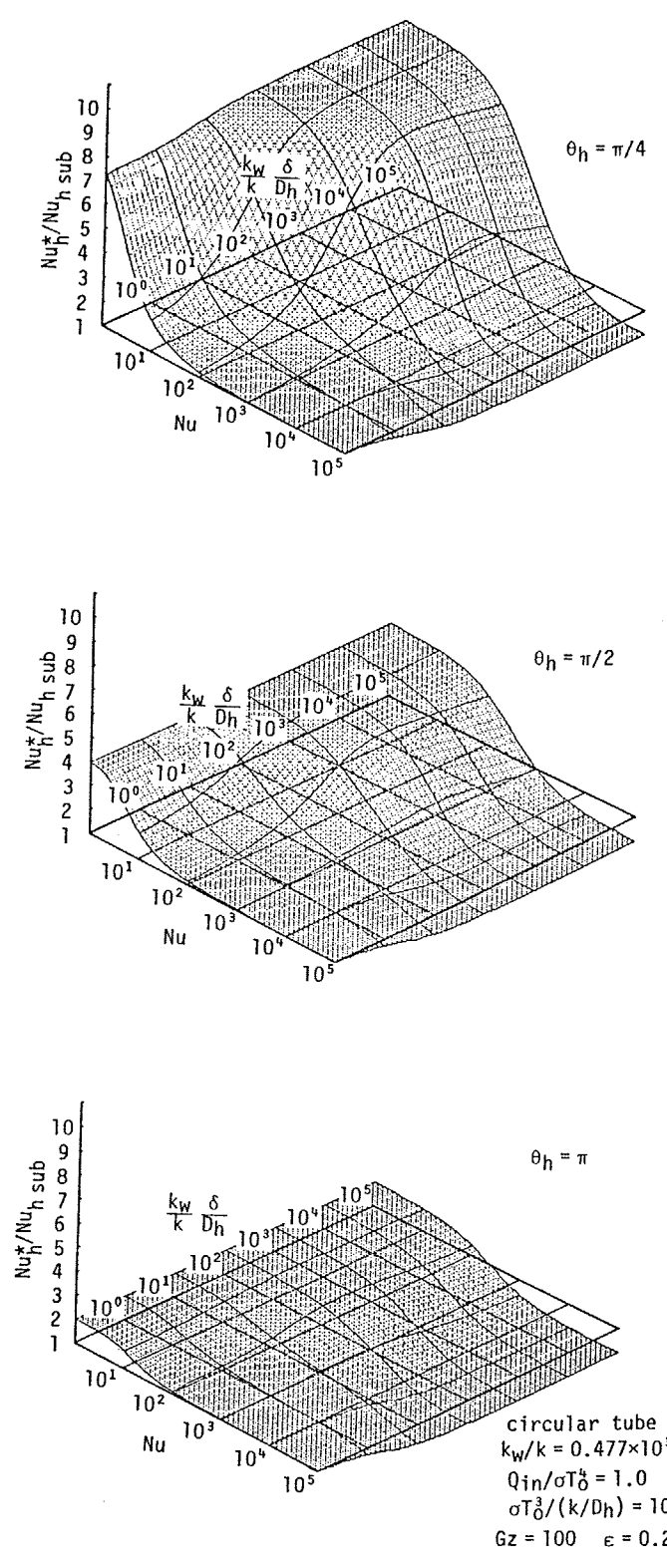


図 7-18 加熱領域外周から見た熱伝達率に対する壁内熱伝導と
 ぶく射伝熱の影響の推定図 (加熱領域の大きさが異なる場合)

7-4 本章の結論

核融合炉第一冷却壁の冷却流路のように周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の熱設計資料を得るために、断面形状が異なる流路が周方向に非均一に加熱されたときの圧力損失を考慮に入れた伝熱性能を比較検討した。その結果、次のような知見が得られた。

- (1) 流路内に浮力による自然対流が生じると、流路の伝熱係数 j 値を圧力損失係数で除した j/f 値は変化し、特に加熱領域の j/f 値は自然対流の無い場合よりも向上する。しかしこの向上は次に述べる流路壁内の周方向熱伝導や壁面相互間のふく射伝熱によるものよりも小さい。これは、自然対流が生じると流路内の熱拡散が促進され、熱伝達が向上すると同時に、流路の圧力損失も増加するためである。
- (2) 非円形な断面を有する流路の周平均の j/f 値は、流路壁内の周方向熱伝導やふく射伝熱による熱負荷の分散が無い場合には、円管の j/f 値よりも低い値を示す。この低下は、流路断面の非円形度が大きいほど顕著である。しかし、流路壁内の熱伝導やふく射伝熱によって加熱領域の熱負荷の一部が非加熱領域へ分散するようになると、この低下は急速に回復し、実用的な流路の条件では、非円形断面流路も円管とほぼ同等の周平均の j/f 値を有するようになる。
- (3) 周方向に非均一な加熱を受ける流路の加熱領域の j/f 値は、壁内の周方向熱伝導の程度や、加熱領域-非加熱領域間のふく射伝熱の強さ、加熱領域と非加熱領域の大きさの比などによって強く影響され、これに対する流路断面形状の影響はむしろ副次的なものであると言える。このことから、周方向に非均一に加熱される流路の熱設計においては、流路断面形状を何にするかよりも、壁内の周方向熱伝導や壁相互間のふく射伝熱が熱伝達におよぼす影響を正確に見積もることの方がより重要である。

(4) 周方向に非均一な加熱を受ける非円形断面流路の伝熱性能は、熱負荷を受ける方向によっても変化する。特に壁内の熱伝導やふく射伝熱の寄与がある場合には、局所熱伝達率の高い壁面（すなわち、長方形断面流路では長辺、sine形断面流路では曲面）に熱負荷を受けるように使用した方が、流路の周平均の j/f 値は高くなる。しかし、熱設計上重要な加熱領域の伝熱性能は、逆に短辺（sine形断面流路では平面壁）に熱負荷を受けた場合の方が高い。これは、非加熱領域、すなわち疑似フィンの面積が、この場合の方が大きくなるからである。

以上の知見から言えば、核融合炉第一冷却壁の冷却流路として伝熱工学的性能が傑出した断面形状は特に無く、中性子工学的、あるいは構造工学的に優れた流路を使用するのがよいという結論が導かれる。この点では、“Star Fire”の中で提示されているエンボストパネルは良い冷却壁構造であると言える。

また、これらの知見から、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の熱設計を高精度化するためには、流路の伝熱性能に対する壁内周方向熱伝導と壁面相互間のふく射伝熱による熱負荷の周方向分散の影響と、壁表裏の温度差による流路の見掛けの熱伝達率の低下の双方の影響を精度良く見積もる必要があることが分かったので、第5章、第6章で述べたこれらの影響の推定式に手を加え、壁内熱伝導とふく射伝熱が同時に作用したときの影響を予測することのできる新しい推定式を導出した。またこの結果を、熱設計時に壁厚さや冷却材流速を決定するのに便利な分類図、評価図の形にまとめて提示した。特に後者は、加熱領域から非加熱領域への熱負荷の分散による加熱領域の伝熱促進と、壁表裏の温度差による熱伝達率の低下をあわせて簡単に定量化できるから、高熱負荷流路の熱設計には大変有効である。

第 8 章

結 論

8-1 本論文の結論

将来、その枯渇という問題が避けて通れない化石燃料に代わって、原子力、特に核融合の利用が期待されている。核融合は、重水素の原子核2個、あるいは重水素の原子核1個と三重水素の原子核1個が融合してヘリウムの原子核、あるいはヘリウムの原子核と中性子となるときに生じる莫大なエネルギーを利用しようとするものであり、(1) 燃料である重水素が海水中にほぼ無尽蔵に存在すること、(2) 反応の結果として放射性廃棄物を生じないことなどの優れた特徴を有しているが、現在のところ、この反応を生じさせるに十分な温度、密度のプラズマを作成することに多くの努力がそそがれており、反応の結果生じる莫大な熱エネルギーをどのように回収、利用するかについては詳細な議論がなされていない。しかし、近い将来、核融合反応を安定して生じさせるに十分なプラズマが作成されたときには、核融合炉の除熱冷却系に関する基礎的な設計データが必ずや要求されると考えられる。そこで本研究では、周方向に非均一な加熱を受ける流路がガスによって冷却されるとききの伝熱特性を、実験的、数値的に求めることとした。その結果、本論文の各章において以下のような結論を導出することができた。

第1章 緒論 では、核融合炉、特に磁気閉じ込め型核融合炉の一種であるトカマク型核融合炉の構成を説明し、その受熱冷却系で考えられる熱工学的問題点が、主に、(1) 高熱負荷であること、(2) 冷却流路から見たときの熱的条件が空間的、時間的に非均一であること等にあることを明らかにした。また、トカマクのプラズマ容器最内壁である第一冷却壁を冷却する流体として検討されている物質を4種類あげ、それぞれの特色、欠点を示した。

これらの検討からD-T反応炉としてトカマクを使用する際には、冷却材として加圧ヘリウムなどの不活性ガスを使用することによって、環境汚染の恐れが少

ない安全な炉を作ることができるが、この場合には伝熱性能が限られるため、きわめて高精度な熱設計が要求されることを明確とした。

その上で従来の概念設計核融合炉の設計資料、および周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に関する従来の研究を調べて、ガス冷却される核融合炉第一冷却壁の熱設計を高精度に行うための基礎資料が全く欠如していることを指摘した。

これらの結果を総合して、本研究の目的を、周方向に非均一に加熱される流路内のガス流の伝熱特性を実験的、数値的に求め、これに対する付加的な伝熱の影響、すなわち流路内の浮力による自然対流、加熱領域、非加熱領域間の温度差によるふく射伝熱、壁内の周方向熱伝導による熱負荷分散などの影響を整理、検討するとともに、結果を核融合炉第一壁冷却流路の熱設計資料として使用しやすい形にまとめることと結論した。

第2章 非均一加熱される流路の伝熱に関する実験的検討 では、円管、矩形断面流路、sine形断面流路を実際に周方向に非均一に加熱し、これに乱流の空気流を流して、その伝熱特性を実験的に求めた。それぞれの流路は、核融合炉概念設計で提案されている tubes、ribbed panel、embossed panelなる冷却壁構造の流路に相当するものである。

これらの結果から、周方向に非均一な加熱を受ける流路の熱的助走区間の長さは、G.R.Knowlesらの指摘の通り、均一加熱される流路のそれよりも長く、概ね $30D_h$ 程度であることが確認された。

さらに部分加熱を受ける流路の非加熱領域の壁面温度は、流路壁の材質や熱伝導率の大きさなどによっては、流体の混合平均温度よりも高くなる場合があるが、これは流路壁内の周方向熱伝導によって加熱領域に加えられた熱負荷の一部が非加熱領域へ伝えられるためであることを述べた。このことを加熱領域側から見ると、加熱領域の熱負荷は、非加熱領域へ分散された分だけ軽減されるから、この

部分の見掛けの熱伝達率は向上する。この熱伝達率の向上の程度を見積もるために、非加熱領域を加熱領域に付加されたフィンと見なす疑似フィンの概念を提案し、そのフィン効率を用いることで壁内周方向熱伝導の影響が良く整理されることを示した。

また、流路内に発生する浮力による自然対流の伝熱に及ぼす影響についても検討し、ここで実験したように、流れが乱流で主流の熱伝達率が高い場合には、流路内の自然対流は流体中の温度分布を若干歪ませる程度の弱い影響しか及ぼさないことを示した。

さらに、高温となる加熱領域と低温の非加熱領域が直接良く見える位置関係にある非均一加熱流路では、加熱熱負荷の増大に伴って壁面相互間のふく射伝熱が無視できなくなり、壁内熱伝導と同様、加熱領域の熱負荷の一部を非加熱領域へ分散する働きをするが、本章の実験でもその影響を確認することができた。この結果を定量的に評価することによって、加熱領域と非加熱領域を正対する平行平板と見なしても、非均一加熱流路内のふく射熱交換量を比較的良い精度で見積れることが分かった。

この章において示したように、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱特性は、一般に良く知られている均一加熱流路のそれとは大きく異なる場合がある。したがって、核融合炉第一壁の冷却流路の熱設計を高精度化するための資料を得るためには、様々な流路の形状、熱的条件に対して正確な伝熱特性を把握する必要があるが、この目的には多くの条件を選択的に変化させることの難しい実験的検討は不向きであるので、第3章以降では数値解析により非均一加熱流路の伝熱特性を求め、検討を加えて行くことにした。

第3章 非均一加熱される流路の伝熱に関する数値的検討 では、まず伝熱実

験で使用した3種の実験流路と同様に、概念設計核融合炉で提示された第一冷却壁構造、tubes、ribbed panel、embossed panelに対応する円管、矩形断面流路、sine形断面流路（三角形断面流路を含む）が周方向に非均一な加熱を受けたときの熱的発達過程における流体内の流れと温度分布を求めるための数値解析コードを作成した。本研究で取り扱う流体内の速度場、温度場は、後に述べる自然対流による2次流れによって3次元となるので、Patankerらの提唱したSIMPLE法を応用して3次元解析が行えるよう配慮した。

この解析コードを利用して、周方向に非均一に加熱される流路の、自然対流の発生やふく射伝熱、壁内周方向熱伝導の影響の無い、基本的な伝熱特性を求めた。この結果、周方向に非均一加熱を受ける流路の加熱領域の壁面温度は、同一熱負荷を受ける均一加熱流路のそれに比べて極端に高いことが示された。これは、非均一加熱流路では熱負荷が加熱領域に集中するため、均一加熱時よりも大きくなるためである。

さらに、周方向に非均一な加熱を受ける流路の周平均の熱伝達率と加熱領域平均の熱伝達率の双方は、均一加熱される流路のそれらとは一致せず、加熱領域の大きさや加熱を受ける部位によって異なった値となることが分かった。特に流路断面形状が矩形である場合には、長辺の熱伝達率が短辺のそれに比べて優れるため、周平均の熱伝達率は長辺に加熱熱負荷を受ける場合の方が高くなることが明らかとなった。また、周上の一部のみを加熱される円管の加熱領域の熱伝達率は、加熱領域の大きさ θ_h が約 $7\pi/12$ のときに極小となり、それより加熱領域を大きくしても小さくしても熱伝達率は若干向上することが示された。これは、温度境界層と速度境界層とが相似な形状でないために生じる、両者の干渉によるものである。

さらに、異なる断面形状の流路の熱的発達過程の熱伝達率の差異についても検討を加え、流れが層流である場合には、水力直径を基礎としたグレッツ数とヌセル

ト数による整理が無力であること、乱流熱伝達では加熱条件が周方向に非均一であっても水力直径で概ね良く整理できることを確認した。

しかしながら最終的には、これらの結果は周方向に非均一な加熱を受ける流路の基本的な伝熱特性として重要であるが、非均一加熱時と均一加熱時の差異そのものはさほど大きくなく、非均一加熱流路の基本的な伝熱特性を良く知られた均一加熱流路のそれから推定しても、工学的には十分であると結論している。

この結論と、第2章で述べた実験による非均一加熱流路の伝熱特性との差は、実際の非均一加熱流路では多かれ少なかれ必ず作用する付加的な伝熱、すなわち流路内の浮力による自然対流、壁面相互間のふく射伝熱、壁内の周方向熱伝導などの影響によるものであると考えられる。そこで、数値解析を用いて、これらの影響を定性的、定量的に検討した。

第4章 非均一加熱流路の熱伝達に対する自然対流の影響 では、周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に対する流路内の浮力による自然対流の影響を、流れが層流、乱流双方の場合について数値的に求めた。その結果、流れが層流である場合の流路の伝熱に対する自然対流の影響は大きく、温度分布、速度分布ともに強く変形し、結果として熱伝達率、圧力損失係数の双方が上昇するが、この影響の程度は加熱壁と重力加速度の位置関係によって変化し、加熱壁が側方や下側にある場合に最も大きくなることが分かった。

また、加熱壁位置を固定したときの熱的発達過程の流路の熱伝達率と圧力損失に対する自然対流の影響は、Gr数の増大に伴って顕著に増加するが、結果をNu数 vs. Gr数、あるいは $f Re$ vs. Gr数の形に整理すれば、Re数にはよらないことを明らかにした。

さらに、流路内の自然対流による熱伝達率の向上と圧力損失係数の増加の双方

のバランスを考察するために、 j/f 値を用いて結果を整理した結果、自然対流によって j/f 値が向上する場合があることを示した。このことは、流路内の流体が浮力という外力によってかくはんされているためと説明される。

これに対して、流れが乱流であるときの伝熱と流動に対する自然対流の影響は、流れが層流である場合に比べてきわめて小さく、流体がガスで、壁面温度に実用的な制限を設けた場合には、たとえ核融合炉で考えられている程度の高い熱負荷を受けたとしても、流路の熱伝達率、圧力損失係数等は自然対流によってほとんど影響されないと結論付けた。この結論より、これ以降の解析では、流路内の自然対流の発生は無視することとした。

第5章 非均一加熱流路の熱伝達に対するふく射伝熱の影響 では、周方向に非均一加熱を受ける流路の伝熱に対する壁面相互間のふく射伝熱の影響を数値的に求めるために、まず、数値解析コードに加えるべきふく射伝熱の取り扱いについて述べた。ここで取り扱うふく射伝熱は、壁面相互の固体ふく射伝熱に限り、本研究の背景となっているガス冷却型核融合炉で想定されている加圧ヘリウムにあわせて、流体はふく射的に透明であるとした。

この解析コードを用いて非均一加熱流路内の伝熱特性をふく射を考慮にいれて求めた結果、流路内の壁面相互間のふく射伝熱は、加熱領域に加えられた熱負荷の一部を非加熱領域へ輸送するが、この輸送された熱負荷は、ふく射伝熱の遠隔性故に、加熱領域近傍ではなく、加熱領域に対向した非加熱領域の壁面温度を主に上昇させることが分かった。

このふく射伝熱による熱負荷の分散は、加熱領域の見掛けの熱伝達率の向上を引き起こすが、このときの加熱領域の実質の熱伝達率、すなわち実際に流体へ伝達されている熱流束と壁面温度から定まる熱伝達率は、ふく射の無い場合のそれと大きくは変わらず、均一加熱流路の周平均熱伝達率とほぼ等しい値となること

が示された。このことは、ふく射伝熱の近似的見積りにおいて、流路の実質の熱伝達率がふく射に影響されないとして、ふく射伝熱と対流伝熱とを分離する方法が概ね妥当であることを示している。

また、流路断面内の加熱領域から射出されるふく射熱流量と、非加熱領域へ入射するふく射熱量とを比較することによって、流路入口からある程度離れた部分では、両者がほぼ等しく、近似的にふく射伝熱が流路断面内で閉じていると考えても良いことを示した。

さらに、実際の冷却壁流路のように、流路が平滑な金属製である場合に生じる壁面の規則性反射が非均一加熱流路内のふく射伝熱に及ぼす影響についても検討を加え、周方向に非均一な加熱を受ける流路では、加熱領域、非加熱領域間の直接ふく射熱交換が支配的であり、壁の反射を介しての熱交換は大きな比率を占めないで、壁が規則性反射面であっても、乱反射面であっても、ふく射伝熱はほとんど変化しないことを明らかにした。

このように、本章の考察によって、高熱負荷を受ける非均一加熱流路では、壁相互間のふく射伝熱が比較的大きな寄与をすることが分かったので、核融合炉第一冷却壁などの熱設計においてその寄与の大きさの算出を容易にするために、以上の解析から得られた非均一加熱流路内のふく射伝熱の特徴を利用して、ふく射伝熱の影響を推定する近似法を導出した。また、この結果を数値解析結果と比較して、その妥当性を確認し、本推定法が工学的に有効であると結論した。

第6章 非均一加熱流路の熱伝達に対する壁内熱伝導の影響 では、流路の加熱条件が周方向に非均一である場合に生じる壁内の周方向熱伝導が伝熱に与える影響について数値的に検討を加えた。

まず、壁面表裏の温度差が無視できる場合について数値解析を行った。その結果、第2章の伝熱実験に関する章でも述べた通り、壁内の周方向熱伝導が加熱領

域に加えられた熱負荷の一部を非加熱領域へ分配するため、加熱領域の熱負荷はその分減少し、加熱領域の見掛けの熱伝達率が向上することを確認した。これに対して加熱領域の実質の熱伝達率と周平均の熱伝達率は、流路が円管である場合には、壁内の熱伝導によってはあまり影響されないことが分かった。

この加熱領域の見掛けの熱伝達率の向上は、加熱領域に非加熱領域という”フィン”が付加されたために生じると考えられるから、周方向熱伝導による加熱領域の熱伝達率向上を非加熱領域の相当フィン効率で整理した結果、流路断面が円形である場合には、非加熱領域の相当フィン効率は厚さ一定の長方形フィンのそれできわめて良く近似できることが分かった。また、流路断面が非円形である場合にも、壁面局所の熱伝達率の分布形状を考慮に入れれば、円管の場合と同様、フィン効率で良く整理されることを示した。

さらに、より実用的な見地から、壁表裏の温度差が無視できず、壁内に周方向、半径方向2次元的な熱伝導が生じている場合についても数値解析を行った。その結果、壁表裏に温度差が生じている場合の非加熱領域の相当フィン効率は、壁表裏の温度差が増大するにつれ若干減少することが分かった。これは、壁表裏の温度差が大きくなるにつれて、壁の厚さの全てが相当フィンの厚さとして有効に作用しなくなるためである。しかしこのフィン効率の低下は、壁がきわめて厚い場合にもごくわずかであり、事実上、フィン効率は壁表裏の温度差に影響されないと見なすことができる。

またこのときの壁表裏の温度差を、流路外周からみた熱伝達率の低下割合の形で評価し、加熱領域の壁表裏の温度差は壁内の周方向熱伝導によって影響されるが、周平均の壁表裏の温度差は周方向熱伝導の有無にかかわらず、半径方向1次元熱伝導による温度差の周平均値に一致することを示した。さらに、これらの壁表裏の温度差を非加熱領域の相当フィン効率を用いて推定する推定式を導出し、その妥当性を確認した。

以上の議論から、核融合炉第一壁冷却流路において見られる周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の伝熱特性が、基本的には均一加熱流路のそれと大きくは異なること、それに対する付加的な伝熱、なかんずく壁面相互間のふく射伝熱と壁内の周方向熱伝導による熱負荷の分散が流路全体の伝熱に及ぼす影響が、均一加熱流路に比べて格段に大きいことが分かった。

これらの議論によって求められた定性的、定量的知見を核融合炉第一壁冷却流路の熱設計資料の形にまとめるために、第7章 非均一加熱を受ける流路の伝熱特性の評価 では、まず非均一加熱流路の圧力損失を考慮にいたした伝熱性能が、流路の断面形状、加熱条件、付加的な伝熱の寄与の有無などによってどのように影響されるかを検討することによって、核融合炉第一冷却壁の冷却流路としてどの断面形状の流路をどのように使用するのが最適であるかを把握した。

その結果、非均一加熱流路の周平均の j/f 値は、壁内周方向熱伝導やふく射伝熱の寄与の無い場合には、流路断面が非円形な程顕著に低下するが、壁内熱伝導やふく射伝熱によって非加熱領域も有効に熱伝達を行うようになるとこの低下は急速に回復し、流路断面形状によらずほぼ同等の値となることが分かった。

また、熱設計上重要な加熱領域の j/f 値は、主に、加熱領域と非加熱領域の大きさの比、壁内熱伝導やふく射伝熱の強さなどによって影響され、それに比較すると流路断面形状による差異は副次的であるといえることを示した。これらの結果は、核融合炉第一壁冷却流路のように周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路には伝熱性能の傑出した断面形状はなく、流路断面形状による伝熱性能の差異に注意を払うよりは、むしろ壁内熱伝導、ふく射伝熱と言った負荷的な伝熱の影響を正確に見積もることの方がより重要であることを示唆している。

その上で、第5章と第6章で述べたふく射伝熱と壁内熱伝導の影響をあらわす推定式を組み合わせ、非均一加熱流路の伝熱にそれらが同時に作用したときの加熱領域の見掛けの熱伝達率と壁表裏の温度差による熱伝達率の低下を推定する

ことのできる評価式を導出し、結果を線図で表すことによって、分類、評価図とした。特にここで得られた線図は、要求された伝熱性能から流路の加熱条件、壁の厚さ、冷却材流速などの設計要点を逆問題的に求める必要のある実際の非均一加熱流路の熱設計に対して有効である。

以上に述べた通り、本研究では、周方向に非均一な加熱を受けるガス冷却される流路の伝熱を実験的、数値的に詳細に求めて、その伝熱性能に対して何が支配要因であり、何を無視すべきかを明確にした上で、それに沿って単純化したモデルによって伝熱性能を推定する評価式、分類、評価図を導出しているから、本研究で導いた結果は、ガス冷却型核融合炉第一冷却壁において考えられる熱的条件の範囲では、十分に正確であると言える。このことから本研究の結果は、当初、緒論において述べた本研究の目的を十分に満足していると結論できる。

8-2 これからの研究課題

前章で述べた通り、本論文の結果を利用することによって、ガス冷却型核融合炉第一冷却壁の熱設計を高精度化することができる。しかしここで述べた検討は純粋に伝熱工学的なものであり、実際の熱設計においては不可欠な熱応力などの構造工学的検討との相互関連がはかられていない。ただし、熱応力などの構造工学的な検討の結果は本論文で述べた伝熱学的検討に直接影響を及ぼすことはなく、これらの検討に際しても本論文の結果はそのまま有効である。

したがって本研究に残された最も大きな課題は、構造工学的な検討の結果を本論文の結果にフィードバックし、ガス冷却型核融合炉第一冷却壁の冷却流路として使用し得る流路の熱的条件を制限して、熱設計者の便宜を図ることであろう。

このためには熱応力や構造工学に関する報告を検討するとともに、これらの検討を行っている研究者と緊密な連絡を取り合っ、総合的な議論を行うことが不可欠であり、このような連絡チャンネルを得ることが重要な課題であると言えよう。

付録 - A

乱流解析における差分格子の粗さの影響の補正法

現在考えられている核融合炉の第一冷却壁の熱負荷は概ね1～10 MW/m²程度であり、このような高い熱負荷を除去するために流路内の流れは、当然、熱伝達率の高い乱流が想定されている。したがって本研究でも乱流場における熱伝達を数値解析する必要があるわけであるが、乱流計算は、周知の通り、乱流モデルの選定や格子分割の粗さの問題、あるいは方程式系の非線形性の強さなど、層流場の解析にはない多くの問題が付随している。そこでここでは、乱流場の数値計算においてこれらが何故問題となるのか、そして本研究ではそれにどう対処したかを述べておくことにする。

近年の電子計算機の発達により、乱流場を数値的に解こうとする試みが増えてきているが、これらは特別の場合を除いて次の時間平均されたレイノルズ方程式を解くことに他ならない。

$$\frac{\partial}{\partial X_j}(\rho U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right] \quad (A-1)$$

ここで、 U は流速の時間平均成分、 u は変動成分をあらわす。

この方程式には、方向の異なる流速の変動成分の相関、すなわちレイノルズ応力が含まれており、これらをそのままにしてこの式を解くことは不可能に近い。そこで普通はこのレイノルズ応力を時間平均速度の勾配に比例すると仮定し（ブシネ近似）、その比例定数、すなわち乱流粘性係数を何らかの方法で与えることによって乱流場を計算している。この乱流粘性係数と流れ場との関連をあらわしたものがいわゆる乱流モデルである^{*1}。

乱流モデルにはきわめて多くの種類のものが報告されている。その中でも最も単純なものが混合長の概念に基づく0方程式モデルであり、最近最も多用されて

脚注^{*1}

ブシネ近似に基づかない乱流モデルも勿論存在する。例えばレイノルズ応力モデルやL.E.S.などである。最近ではブシネ近似そのものの妥当性が疑問視されていて、ブシネ近似に基づかない乱流モデルの開発、研究が数多く行われている。

いるものが2方程式モデル、特に乱流エネルギー k とその散逸率 ε の輸送方程式を流れ場と同時に解く $k-\varepsilon$ モデルである。

0方程式モデルは基本的に混合長概念と実験結果から導出されており、簡単に利用できる反面、普遍性に欠ける。他方、2方程式モデルは、流れ場に応じて乱流エネルギーなどの分布を算出するため、かなり広範な流れ場に対して使用できるが、乱流エネルギーなどの方程式の非線形性がきわめて強いため、計算しにくいという欠点も持ち合わせている。

いかなる乱流モデルを使用すべきかは解析する流れ場の形態、要求される解析精度に応じて決定されるべきであるが、どのような乱流モデルを使用するにしても差分計算で乱流場を解析しようとする場合には、壁近傍の差分格子の大きさを十分細かく取らないと計算結果に重大な誤差を生じる。これは前述の乱流粘性係数が壁近傍できわめて急激に変化する性質を有するからである。しかし、壁近傍の細かい差分格子分割は、計算機の記憶容量の増加、計算時間の増大を引き起こすので、これに対処する手法として壁関数が考え出された。

壁関数は、壁近傍での乱流諸量の性質を用いて、壁上の値とその隣の格子点上の値の関係を予め与えておき、格子分割の粗さによる誤差を生じ易い壁近傍を解かず済ませるという巧妙な手法である。壁関数自身にも幾多の種類があるが、一般には壁近傍において速度と温度の対数則が成立すると仮定して導かれたもの

が多い。速度および温度の対数則は、それぞれ発達した速度場、温度場の粘性底層外のみで近似的に成立するものであるから、この仮定を用いた壁関数は、発達した場、それも粘性底層の厚さが無視できる程度にレイノルズ数の高い流れの場以外に適用すると誤差を生じる。すなわち、これらの壁関数は本研究の数値解析には不向きである。

そこで本研究では、壁近傍の速度あるいは温度の勾配を乱流諸量の分布形状を用いて補正することによって、壁関数も壁近傍の細かい格子分割も用いること無しに高精度に乱流場を計算することのできる手法を提案し、使用した。

本研究で提案し、使用した乱流計算手法は、3つの手順からなっている。これらを、図3-3に示した部分加熱される円管内の温度場を例にあげて、以下に説明する。ここに示した概念は、速度場、あるいは他の断面形状の流路についても全く同様に適用される。

(1) 微分方程式の差分化

微分方程式を差分化する際には、乱流温度伝播率 ε_n が場所の関数であることに注意して、差分近似を行う必要がある。したがってエネルギー方程式中の半径方向の拡散項

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{nr}) r \frac{\partial t}{\partial r} \quad (\text{A-2})$$

は次のように差分化される。

$$\frac{1}{r(i)} \left[r(i+0.5) (1 + \varepsilon_{nr}(i+0.5)) \frac{t(i+1) - t(i)}{\Delta r(i+1)} - r(i-0.5) (1 + \varepsilon_{nr}(i-0.5)) \frac{t(i) - t(i-1)}{\Delta r(i)} \right]$$

$$/ \frac{1}{2}(\Delta r(i+1)+\Delta r(i)) \quad (\text{A-3})$$

ここで i は半径方向の差分格子番号であり、 $i+0.5$ は i と $i+1$ の中間の値、 $i-0.5$ は i と $i-1$ の中間値をあらわす。この差分化は、

(a) 格子間の乱流温度伝播率の分布を無視し、2格子間の中間値で代用する。

(b) 格子間を伝達される熱流束は、各々の格子間で一定とする。

なる2つの仮定の下に導かれたものである。

(2) 境界条件の差分化

温度場を差分法で解くためには、境界条件をも差分化する必要がある。本研究では温度場の境界条件として加熱熱流束を与えているから、無次元化された境界条件は、

$$\left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=1} = q_{in}, \quad q_{in} = \begin{cases} 1 & (\text{加熱領域で}) \\ 0 & (\text{非加熱領域で}) \end{cases} \quad (\text{A-4})$$

である。この式をそのまま差分近似すると、

$$\frac{t(1)-t(0)}{\Delta r(1)} = q_{in}(J) \quad (\text{A-5})$$

ここで格子番号0は壁上格子点を、1はその隣の格子点を表す。

この差分式は壁近傍の格子間で乱流温度伝播率（熱伝導率）が変化することを考慮していないから、壁の隣の格子点が粘性底層内にある程度まで細かい格子分割を行った場合にのみ、本来の微分形の境界条件と等価となる。したがって、粗い格子分割を用いて高精度な乱流解析を行うためには、壁のごく近傍では半径方向

熱拡散が他の方向の拡散、あるいは対流に比べて支配的であることを利用して、境界条件を次のように変形する。

$$(1+\varepsilon_{hr}(0.5))\frac{t(1)-t(0)}{\Delta r(1)} = q_{in}(J) \quad (A-6)$$

この差分化された境界条件は、(1)の方程式の差分化同様、格子中間での物性値を用いて定まる格子間の熱流束を境界条件として与えていることに他ならない。

(3) 熱伝達率算出のための壁面温度の計算

上記の(1)と(2)の手法を用いれば、かなり粗い差分格子分割を行っても、流路全体のエネルギー収支の良く取れた妥当な温度分布を得ることができる。しかしながらこうして計算した流路の壁面温度は、実際の壁面温度よりも必ず低くなる。これは、壁近傍での乱流温度伝播率（熱伝導率）の変化に伴う温度勾配の変化を無視しているためである（図A-1参照）。したがってこの結果から熱伝達率を算出するとかなり大きな誤差を生じる。これを防ぐために、ここでは熱伝達率を算出するための壁面温度を、差分計算とは別途求めることにする。

熱伝達率算出用の壁面温度の計算にあたっては、次の2つの仮定を置いた。

- (a) 壁面とその隣の格子点の間で、半径方向に伝達される熱流束の大きさを一定とする。
- (b) 差分計算によって求めた壁の隣の格子点の温度は、差分格子の粗さによらず正しいものとする。

このとき壁とその隣の格子点間の半径方向の無次元熱流束は、

$$(1+\varepsilon_{hr}(r))\frac{\partial t}{\partial r} = q_{in} = \text{const.} \quad (A-7)$$

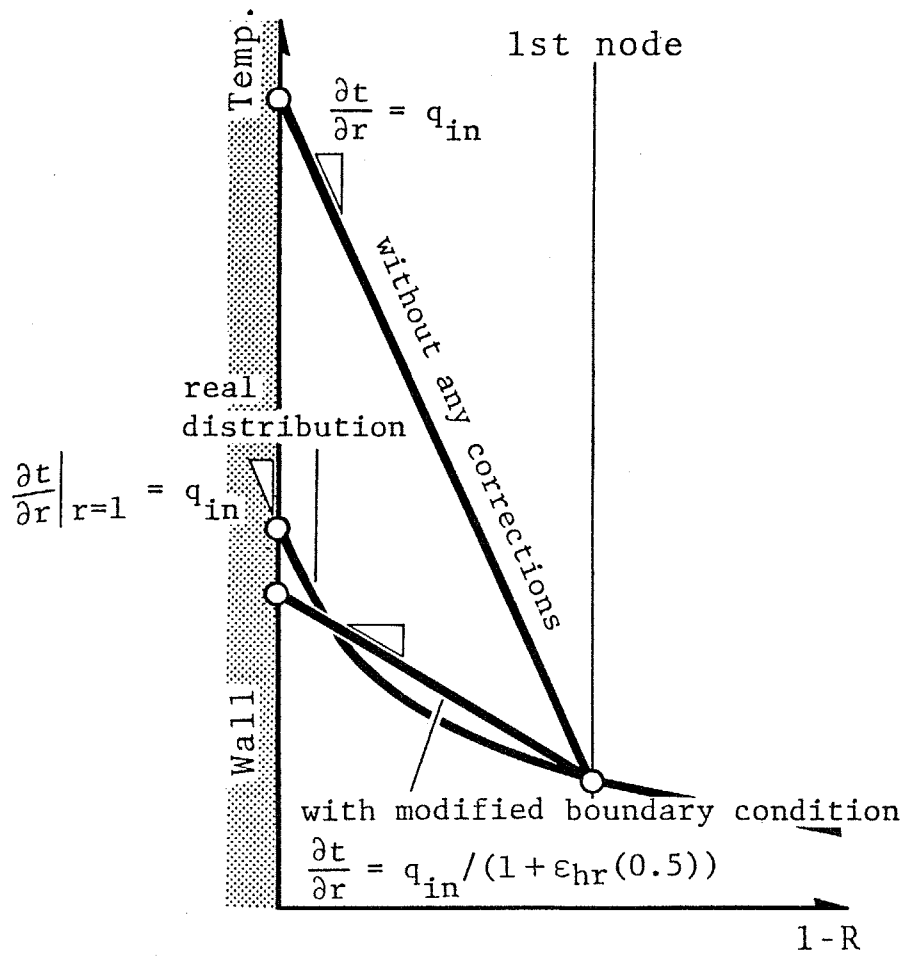


図 A-1 乱流場における壁近傍の流体温度分布と数値計算結果の概略

と書けるから、この間の温度勾配は次のように表される。

$$\frac{\partial t}{\partial r} = \frac{q_{in}}{(1 + \varepsilon_{nr}(r))} \quad (A-8)$$

もし、 $\varepsilon_{nr}(r)$ が半径（あるいは壁からの距離）に対して既知関数であるとすれば、この温度勾配を壁の隣の格子点から壁に向かって積分することで壁面温度は容易に算出される。すなわち、

$$\begin{aligned} t(0) &= \int_{r(1)}^{r(0)} \frac{\partial t}{\partial r} dr + t(1) \\ &= \int_{r(1)}^{r(0)} \frac{q_{in}}{(1 + \varepsilon_{nr}(r))} dr + t(1) \end{aligned} \quad (A-9)$$

この壁面温度は壁近傍での温度勾配の変化を考慮して算出されているから、差分計算によって求めたものよりも実際の値に近い結果となっている。なお、この積分を実行するためには、壁近傍の格子間で乱流温度伝播率の分布形状（関数形）が既知であることが必要であり、これが本研究で乱流モデルに0方程式モデルを採用した理由の1つである。

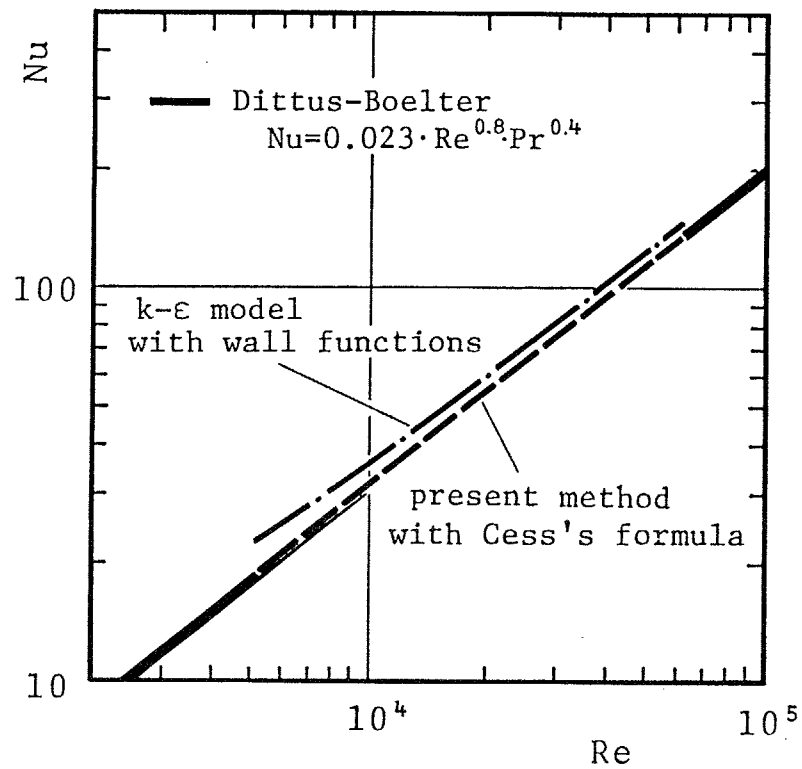
以上が本研究で提案、採用した乱流場の計算手法の骨子である。ここで示した手法は、温度場の境界条件が壁面温度で与えられる場合にも同様に使用でき、上記(3)からは伝達熱流束 q_{in} が求められる。

本手法の効果の一例を各手順ごとに表A-1に示した。これは均一加熱される円管の発達した熱伝達率を計算した結果を、Dittus-Boelterの実験式から求まる

表A-1 格子粗さの影響の補正手順の効果

condition	Nu_x
Dittus-Boelter	37.91
no compensation	
(fine mesh)	17.64
(coarse mesh)	12.16
modified temp. gradient	
(fine mesh)	45.70
(coarse mesh)	51.42
modified wall temp.	
(fine mesh)	37.00
(coarse mesh)	35.98
Gz=338, Re=12550, Pr=0.7	
circular tube	
uniformly heated	
fine mesh: $r(0)-r(1) = 1/20$	
coarse mesh: $r(0)-r(1) = 1/13$	

結果と共に示したものであるが、上記の手法によって、きわめて粗い ($\Delta r=1/13$ の均等メッシュ) 場合でも十分な精度が維持されていることが分かる。また、図 A-2 は発達した熱伝達率のレイノルズ数による変化を示したもので、この計算範囲では、本手法の結果は Dittus-Boelter の式とほぼ完全に一致している。一方、図 A-2 中の 1 点鎖線は、一般に良く用いられる高乱流レイノルズ数領域の $k-\varepsilon$ モデルを Launder らの壁関数^(A-1) を用いて計算した結果であり、粘性底層が厚く対数則の成立しにくい Re 数の低い場合に誤差が大きくなっている。これらのことから、ここに示した手法は十分妥当であり、本研究で対象とする乱流場の計算に適していると言える。



図A-2 格子粗さの影響の補正法を併用して得られた熱伝達率の
 レイノルズ数による変化

付録 - B

流路壁中の流れ方向、周方向 2 次元熱伝導の
伝熱に対する影響とその評価

本文中で述べたように、周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路の加熱領域の熱伝達には、流路壁内の周方向熱伝導が強く影響する。このような現象は流路端（加熱開始点、終了点近傍）でも生じると考えられるが、この場合、壁内熱伝導が周方向と流れ方向に2次元（壁表裏の温度差を考えれば3次元）となるため、本文中で述べたのとは別の検討が必要となる。そこでここでは、周上の一部分のみを加熱される流路の壁内の流れ方向、周方向2次元の熱伝導が伝熱に与える影響を数値的に求めて、周方向への熱伝導の影響同様、フィン効率を用いて整理することを試みた。

B-1 モデルと基礎方程式

ここでは流れ方向、周方向双方に部分的な加熱を受ける流路の伝熱に対する壁内熱伝導の影響を把握するために、図B-1に示すようなモデル流路において数値計算を行った。流路断面は最も一般的かつ単純な円形とし、その内径をD（内半径 r_i ）、壁厚さ δ （熱伝導率 k_w ）とする。加熱は長さL、加熱角 θ_h の領域のみを熱流束一定の条件で行い、他の部分は断熱されている。流れは十分に発達した乱流であり、加熱による流速分布の変化は考えない。このとき、速度場および流体中と壁中の温度場の基礎方程式は、壁表裏の温度差を無視すれば、無次元化した形で次のようになる。

$$0 = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{Re} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(1 + \varepsilon_{nr}) \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (B-1)$$

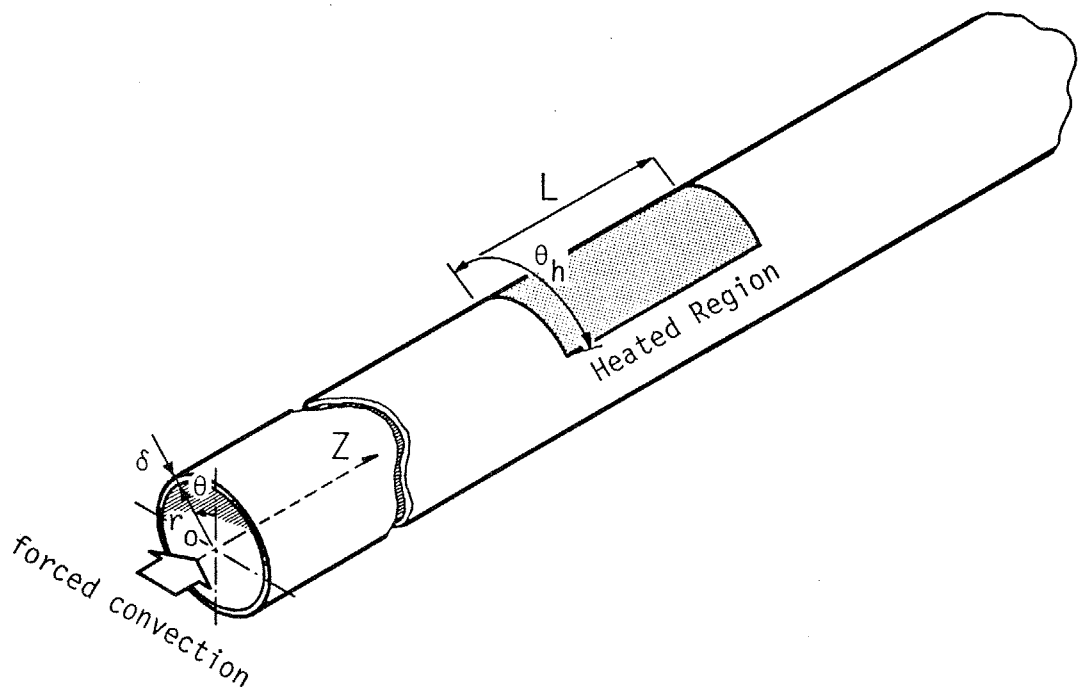


図 B - 1 流れ方向、周方向双方に部分的に加熱された流路の解析モデル

$$v_z \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{Re Pr} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(1 + \varepsilon_{hr}) \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \varepsilon_{h\theta}) \frac{\partial t}{\partial \theta} \right] \quad (B-2)$$

$$0 = \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{r_i} \left[\frac{\partial^2 t_w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 t_w}{\partial z^2} \right] + q_{in} - q_{conv} \quad (B-3)$$

ここで、 $Re = V_{zm} r_i / \nu$ 、 $q_{conv} = (\partial t / \partial r)_{r=i}$ である。また、流体中の流れ方向の熱拡散は、他の方向のそれ、あるいは壁中の熱拡散に比べて小さいとして無視してある。

図B-1のモデルに相当する境界条件は、同様に無次元化した形で次の通りである。

壁で：

$$q_{in} = 1 \quad (\text{加熱領域})$$

$$0 \quad (\text{他の部分})$$

壁面温度と流体温度が連続

流路入口で：

(B-4)

$$t = t_w = 0$$

加熱領域から十分下流において：

$$(\partial t_w / \partial z) = 0$$

これらの方程式の解法には、本文中と同様、差分方程式のimplicit解法を用いた。また乱流諸量を決定するためには、本文中で述べた0方程式モデルの1つであるCessの式を利用した。ただしこの計算では、加熱開始点近傍の急激な温度変化を取り扱うので、壁近傍および加熱開始点、終了点近傍で十分細かい差分格子分割

を行って妥当な解を得ている。

B-2 結果と考察

B-2-1 熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響

まず始めに、壁内の流れ方向、周方向2次元の熱伝導が伝熱に与える影響について見てみることにする。図B-2は、加熱領域の壁面から流体へ実際に伝達される熱流束と加熱領域の壁面温度とによって求まる加熱領域の実質の熱伝達率の流れ方向への変化の様子を示したものである。加熱領域長さ $L=0.25D$ と $4D$ 、加熱角 $\theta_h=\pi$ 、 2π の場合について、各々壁内熱伝導のある場合と無い場合を対比させて示した。

本文中で示したように、加熱が周方向のみに部分的である場合には、加熱領域の熱伝達率は壁内の熱伝導によってほとんど影響されないが、加熱が流れ方向にも部分的である場合には、この図に示されるように、壁内の熱伝導によって加熱開始点および加熱終了点近傍で熱伝達率が明確に低下する。この低下が加熱角 θ_h を変えてもほとんど変化しないことから、これが壁内の流れ方向熱伝導に起因するものであることが分かる。またこのことは、流れ方向、周方向共に部分的に加熱される流路の壁内熱伝導が、流れ方向、周方向それぞれにある程度独立に取り扱えることも示唆している。

この熱伝達率の低下は、壁内を流れ方向に分散していった熱量による温度境界層が、加熱開始点以降のそれと干渉して生じると考えられる。このときの加熱領域全体平均の熱伝達率の低下の割合と平均熱伝達率との関係を図B-3に示した。図B-3(a)は $\theta_h=2\pi$ の場合の結果、図B-3(b)は $\theta_h=\pi$ の結果である。この図にみられるように、壁内の流れ方向への熱伝導による熱伝達率の低下割合は、平

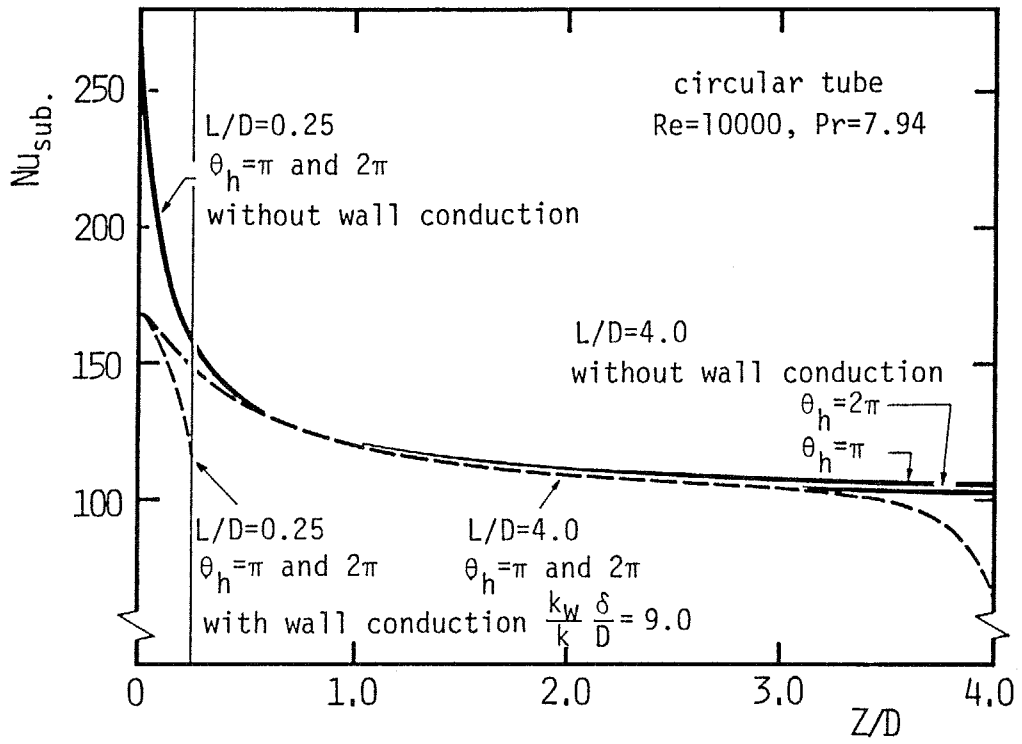
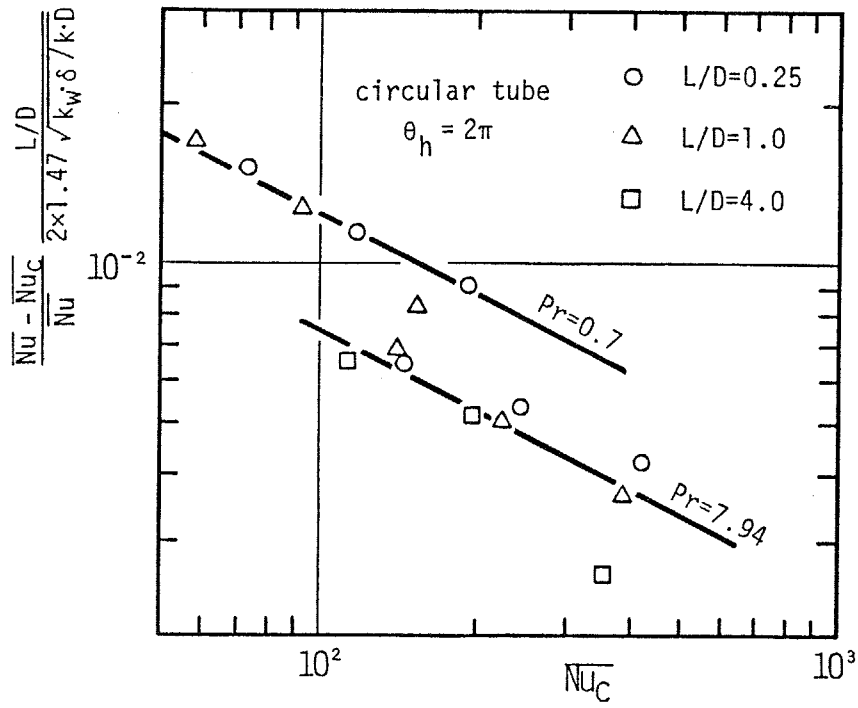
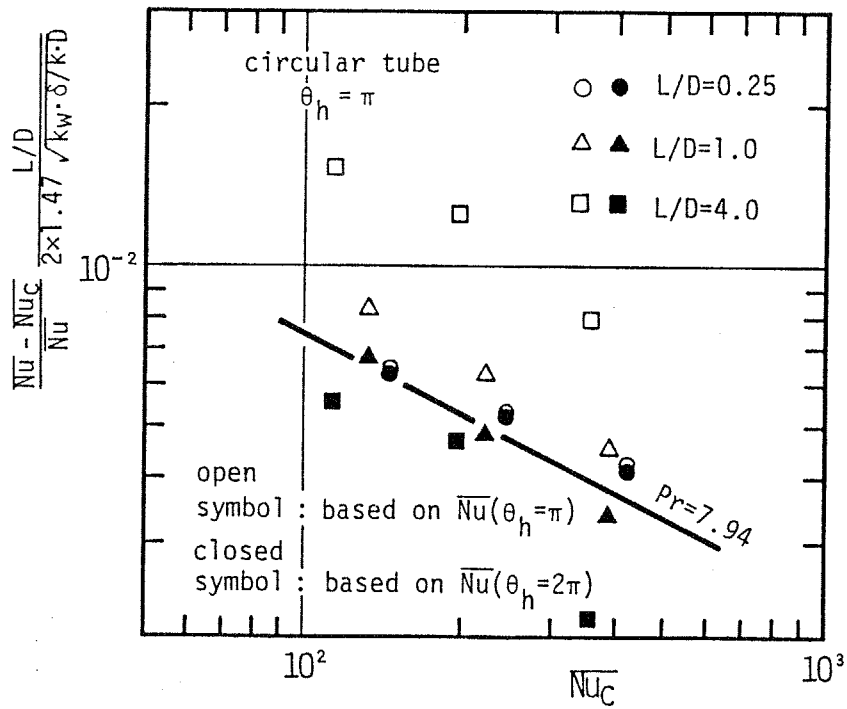


図 B - 2 加熱領域局所の熱伝達率に対する
 壁内の流れ方向、周方向熱伝導の影響



(a) $\theta_h = 2\pi$ の場合



(b) $\theta_h = \pi$ の場合

図B-3 加熱領域平均の熱伝達率の壁内熱伝導による低下割合

均熱伝達率のほぼ $-1/2$ 乗に比例している。このことは、熱伝導による加熱領域の熱伝達率の低下の割合が、図B-2に示した熱伝達率の低下している部分の長さの割合に比例していることを示している。すなわち、加熱開始点あるいは加熱終了点近傍の非加熱領域を加熱領域に付加された（流れ方向の）疑似フィンと見なすと、熱伝達率の低下が見られる領域の長さは、このフィンへの熱の浸透距離と等価と考えられる。フィンへの熱の浸透距離 S をフィンからの放熱量の0.9が放出される部分の長さとして定義すれば、長方形フィンのフィン効率から、

$$\frac{Q_{fu}(W=S)}{Q_{fu}(W \rightarrow \infty)} = \tanh u_{fu}(W=S) = \tanh \left(\frac{S}{D} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \right) = 0.9 \quad (\text{B-5})$$

より、

$$\frac{S}{D} = \tanh^{-1}(0.9) \sqrt{\frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D} / \text{Nu}_c} = 1.47 \sqrt{\frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D} / \text{Nu}_c} \quad (\text{B-6})$$

となる。これより、熱伝達率の低下割合が加熱領域の長さに対する S の割合に比例すると仮定すると、 C を比例定数として、

$$\frac{\text{Nu} - \text{Nu}_c}{\text{Nu}} = C \times \frac{2 S/D}{L/D} = C \times 2 \times 1.47 / \frac{L}{D} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \quad (\text{B-7})$$

ここで Nu_c は壁内流れ方向熱伝導の影響によって低下した熱伝達率なる関係式が導かれる。この式に示される通り、熱伝達率の低下割合は Nu_c の $-1/2$ 乗に比例することになる。このときの比例定数 C は、付図B-3(a)に示され

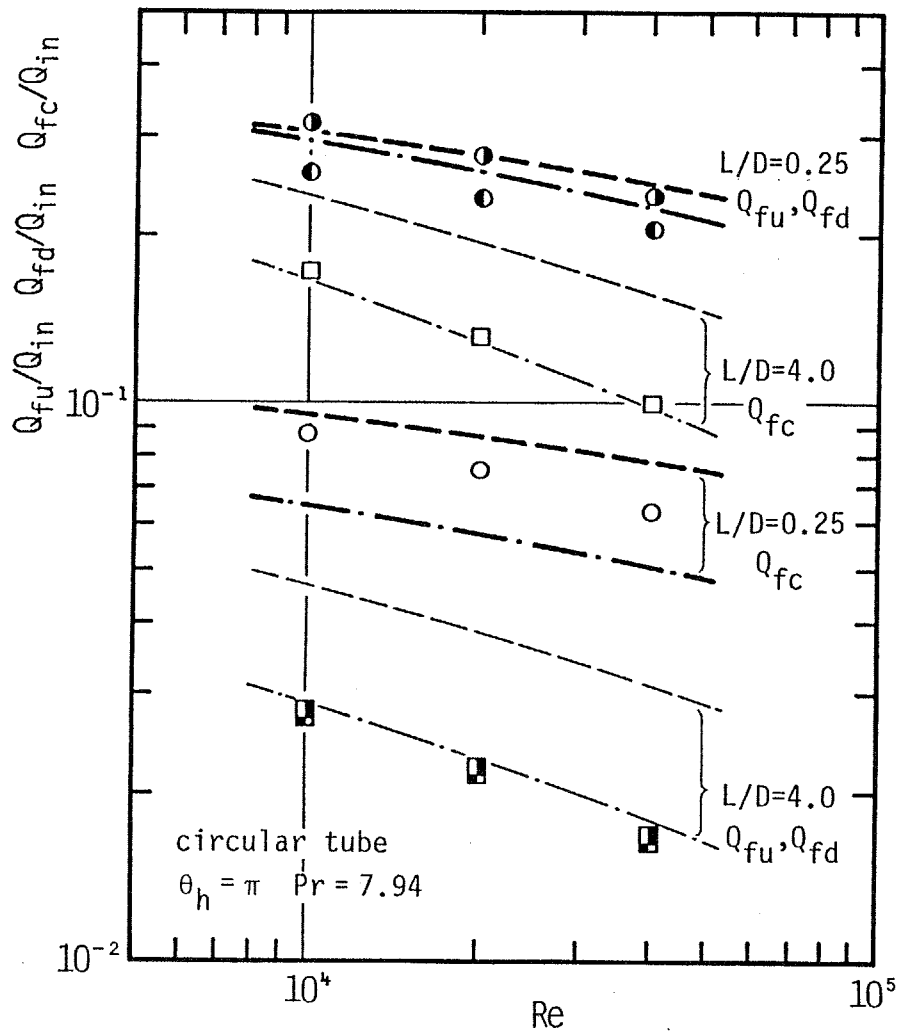
るように流体のPr数によって異なり、Pr=0.7のとき0.125、Pr=7.94のとき0.075である。Pr数の増加に伴ってCの値が減少するのは、Pr数が大きくなると温度境界層の発達が遅くなって、加熱開始点以降の温度境界層との干渉が小さくなるためである。

一方、図B-3(b)にみられるように加熱が周方向にも非均一である場合には、壁内の流れ方向熱伝導による熱伝達率の低下は $\theta_h=2\pi$ の場合よりもやや大きく、また加熱領域の大きさによってもばらついている。これは周方向にも部分加熱を受ける流路の場合には、流体中の周方向熱拡散による熱伝達率の向上があるが(図B-2参照)、これが壁内の周方向熱伝導によって支配的でなくなるためである。したがって、熱伝達率の基準値として流体中の周方向熱拡散の影響の無い $\theta_h=2\pi$ の結果を用いれば、図B-3(b)中の黒点に示されるように、 $\theta_h=2\pi$ の場合と全く同様に整理することができる。

B-2-2 非加熱領域への分散熱量

次に壁内の熱伝導による非加熱領域への分散熱量について検討を加える。図B-4は数値的に求めた非加熱領域への分散熱量の加熱熱量に対する割合をレイノルズ数に対してプロットしたものである。分散熱量は、上流側非加熱領域への分散熱量 Q_{fu} 、下流側非加熱領域への分散熱量 Q_{fd} および周方向非加熱領域への分散熱量 Q_{fo} の3つにわけて求めている。何れの方法への分散熱量の割合も、レイノルズ数の増加につれて減少するが、これはレイノルズ数の増加に伴って流路壁の熱伝達率が向上し、非加熱領域を加熱領域に付加されたフィンと見なしたときの相当フィン効率が減少するためである。そこで本文中で述べた周方向熱伝導のフィン効率による整理と同様に、非加熱領域の相当フィン効率を近似的に求め、これを用いて非加熱領域への分散熱量を推定する。

B-2-1で示したように、流れ方向、周方向双方に部分的に加熱された流路壁内の各々の方向への熱伝導は、ある程度独立に取り扱うことができる。そこで



numerical :
 ●, ■ Q_{fu}/Q_{in} , ●, ■ Q_{fd}/Q_{in} , ○, □ Q_{fc}/Q_{in}
 prediction :
 — ($\beta = 1.0$), - - - ($\beta : \begin{matrix} \text{Eq. (B-10)} \\ \text{Eq. (B-14)} \end{matrix}$)

図 B - 4 加熱領域から非加熱領域へ分散される熱負荷の割合

流れ方向の非加熱領域と周方向の非加熱領域をそれぞれ加熱領域に付加された疑似フィンと見なし、その相当フィン効率を求めるために、それぞれの非加熱領域への熱量の分散を図B-5に示す部分に限って考える。こうすることによってそれぞれの非加熱領域の相当フィン効率は、長方形フィンのそれで近似できる。このとき、各方向への分散熱量は、以下のように求められる。

(a) 周方向への分散熱量 周方向の非加熱領域を長方形フィンと見なしたときの相当フィン効率 ϕ_{fc} は、

$$\phi_{fc} = \frac{\tanh u_{fc}}{u_{fc}}, \quad u_{fc} = \frac{2\pi - \theta_h}{4} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \quad (\text{B-8})$$

であるから、ここからの放出熱量 Q_{fc} は、

$$Q_{fc} = r_i (2\pi - \theta_h) L \text{Nu}_c \beta \Delta T \frac{k}{D} \phi_{fc} \quad (\text{B-9})$$

となる。ここで β は非加熱領域への熱量分散によって生じる加熱領域内の壁温分布の程度を表す値で、

$$\beta = u_{hc} / (u_{hc} + \tanh u_{fc} / \phi_{hc} - \tanh u_{fc}) \quad (\text{B-10})$$

$$u_{hc} = \frac{\theta_h}{4} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}}, \quad \phi_{hc} = \frac{\tanh u_{hc}}{u_{hc}}$$

である。

(b) 流れ方向への分散熱量 同様に流れ方向の非加熱領域の相当フィン効率 ϕ_{fu} および ϕ_{fd} は、

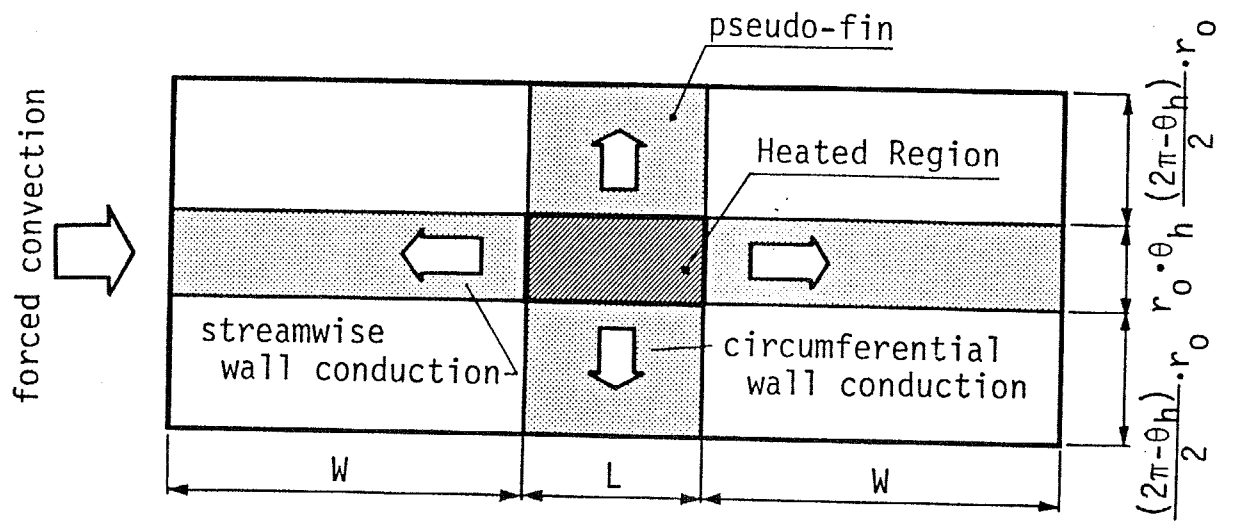


図 B - 5 流れ方向、周方向双方に部分加熱される流路の
非加熱領域の疑似フィンの概念

$$\phi_{+u} = \phi_{+d} = \frac{\tanh u_{+u}}{u_{+u}}, \quad u_{+u} = \frac{W}{D} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \quad (\text{B-11})$$

これより流れ方向の非加熱領域からの分散熱量 Q_{+u} および Q_{+d} は、

$$Q_{+u} = Q_{+d} = r_i \theta_n \text{Nu}_c \beta \Delta T k \sqrt{\frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D} / \text{Nu}_c} \tanh u_{+u} \quad (\text{B-12})$$

いま、非加熱領域が十分に長いとすると、 $\tanh u_{+u} \rightarrow 1$ であるから、

$$Q_{+u} = Q_{+d} = r_i \theta_n \text{Nu}_c \beta \Delta T k \sqrt{\frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D} / \text{Nu}_c} \quad (\text{B-13})$$

ここで β は、(a)と同様に、

$$\beta = u_{hu} / (u_{hu} + 1/\phi_{hu} - 1) \quad (\text{B-14})$$

$$u_{hu} = \frac{L}{2D} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}}, \quad \phi_{hu} = \frac{\tanh u_{hu}}{u_{hu}}$$

となる。なお、これらの式の導出では、平均壁温と平均熱伝達率を用い、これらの流れ方向への変化を無視しているから、上流側非加熱領域への分散熱量と下流側非加熱領域へのそれとの間に差を生じないが、その差は図B-4に見られる通りあまり大きくないので、ここでは両者をこの式で表すことにする。

加熱熱量 Q_{in} が、これらの非加熱領域からの放散熱量と加熱領域から直接放散される熱量

$$Q_h = r_i \theta_h L Nu_c \Delta T \frac{k}{D} \quad (B-15)$$

の和であることを利用して、各方向の非加熱領域への分散熱量の割合、 Q_{rc}/Q_{in} 、 Q_{ru}/Q_{in} 、 Q_{rd}/Q_{in} を計算してみた。結果を図B-4中に示す。図B-4中の破線は先に述べた非加熱領域への熱分散に伴う加熱領域内の壁面温度分布の効果を無視した($\beta=1$)結果、1点鎖線はそれを考慮した場合の結果である。いずれの概算結果も実際に分散される熱量を数値的に求めた結果と概ね一致した値となっており、特に熱量分散による加熱領域内の壁面温度分布を考慮した結果は、数値計算結果と良く一致している。このことから、流れ方向、周方向双方に部分的な加熱を受ける流路壁内の熱伝導が、それぞれの方向に独立な疑似フィンを考え、その相当フィン効率を用いることによって、良い精度で推定可能であることが分かる。

B-2-3 加熱領域の見掛けの熱伝達率

B-2-1および2で述べたように、流れ方向の壁内熱伝導による加熱領域の熱伝達率の低下と、流れ方向、周方向の非加熱領域への分散熱量の双方が、非加熱領域の相当フィン効率を用いて精度良く見積れたので、これらの結果を用いて加熱領域の見掛けの熱伝達率の壁内熱伝導による変化を推定してみる。

加熱領域の見掛けの熱伝達率 Nu_{app} は、

$$\begin{aligned} Nu_{app} &= \frac{Q_{in}/(r_i \theta_h L)}{\Delta T} \frac{D}{k} \\ &= \frac{(Q_{rc} + Q_{ru} + Q_{rd} + Q_h)/(r_i \theta_h L)}{\Delta T} \frac{D}{k} \end{aligned} \quad (B-16)$$

であるから、これに先の分散熱量の推定値を代入すれば、見掛けの熱伝達率の推定式を得ることができる。結果を数値計算結果とともに図B-6に示す。

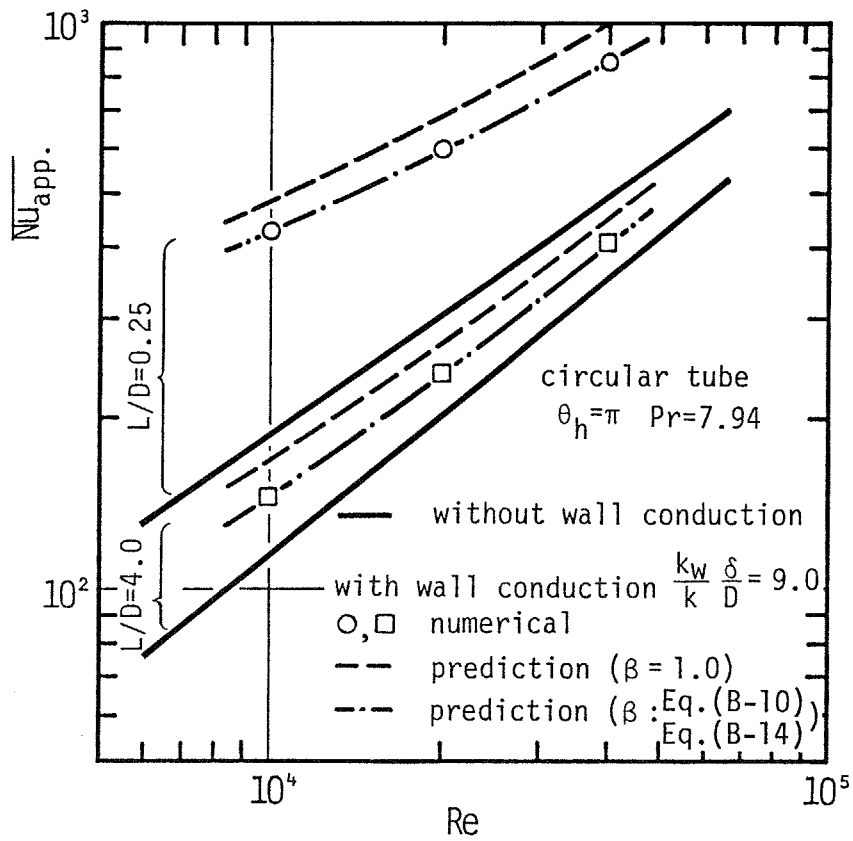
加熱領域の見掛けの熱伝達率は、本文中で示した周方向のみに部分的に加熱される流路の場合と同様に、壁内の熱伝導によって顕著に向上し、その割合は相当フィン面積が相対的に大きくなる加熱領域の小さい場合により大きい。ここで導出した推定式は、加熱領域の見掛けの熱伝達率のこのような性質を良く表しており、特に加熱領域内の温度分布(β)の影響を考慮した推定式の精度はきわめて高いことが分かる。このことから、この推定式は管端(加熱開始、終了点)の影響を考慮しなければならない加熱領域が比較的短い流路の伝熱の推定、評価に有効であると結論付けられる。

B-2-4 加熱領域の熱伝達率に対する

流れ方向、周方向2次元熱伝導の影響割合

以上に述べたように、流路壁内に流れ方向にも熱伝導が生じる場合には、加熱領域の見掛けの熱伝達率は、非加熱領域への熱負荷の分散による伝熱促進効果(フィン効果)と、加熱領域上流に分散された熱負荷による温度境界層と本来の加熱領域に生じる温度境界層の相互作用や、加熱終了点近傍で流れ方向に熱負荷が漸減することによる熱伝達率の低下の影響を同時に受けることになる。したがって加熱領域の見掛けの熱伝達率破綻にフィン効果から見積もったものよりも小さくなる。先に記した見掛けの熱伝達率の推定式は、これら両者の影響を考慮しているから、加熱領域の熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響を正確に見積もることができるが、それぞれの方向の熱伝導が熱伝達特性にどのように影響するかについては考察していないので、ここでそれについて述べることにする。

本論文で述べた壁内の周方向、流れ方向2次元の熱伝導の熱伝達に対する影響の整理では、それぞれの方向の熱伝導による影響を独立に扱っているから、それらの影響は、流れ方向熱伝導によって低下した熱伝達率 Nuc を基準として、それぞ



図B-6 加熱領域の見掛けの熱伝達率に対する
 壁内の流れ方向、周方向熱伝導の影響

れの影響の程度の線形和として求められる。すなわちそれぞれの寄与割合は次のような式で簡単に求めることができる。

(a) 壁内の流れ方向熱伝導に伴う熱伝達率の低下

$$\frac{Nu_c}{Nu} = 1 - C \times 2 \times 1.47 / \frac{L}{D} \sqrt{Nu_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \quad (B-17)$$

$$C = 0.075 \quad (Pr=7.94)$$

$$C = 0.125 \quad (Pr=0.70)$$

(b) 流れ方向熱伝導によるフィン効果（上流、下流両方向の影響を含む）

$$\begin{aligned} \frac{Nu_{appfu} - Nu_c}{Nu_c} &= \frac{2Q_{fu}}{Q_h} \\ &= 2\beta / \frac{L}{D} \sqrt{Nu_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \end{aligned} \quad (B-18)$$

$$\beta = u_{hu} / (u_{hu} + 1 / \phi_{hu} - 1)$$

$$u_{hu} = \frac{L}{2D} \sqrt{Nu_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}}, \quad \phi_{hu} = \frac{\tanh u_{hu}}{u_{hu}}$$

(c) 周方向熱伝導によるフィン効果

$$\begin{aligned} \frac{Nu_{appfc} - Nu_c}{Nu_c} &= \frac{Q_{fc}}{Q_h} \\ &= \frac{2\pi - \theta_h}{\theta_h} \beta \phi_{fc} \end{aligned} \quad (B-19)$$

$$\phi_{rc} = \frac{\tanh u_{rc}}{u_{rc}} \quad , \quad u_{rc} = \frac{2\pi - \theta_h}{\theta_h} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}}$$

$$\beta = u_{hc} / (u_{hc} + \tanh u_{rc} / \phi_{hc} - \tanh u_{rc})$$

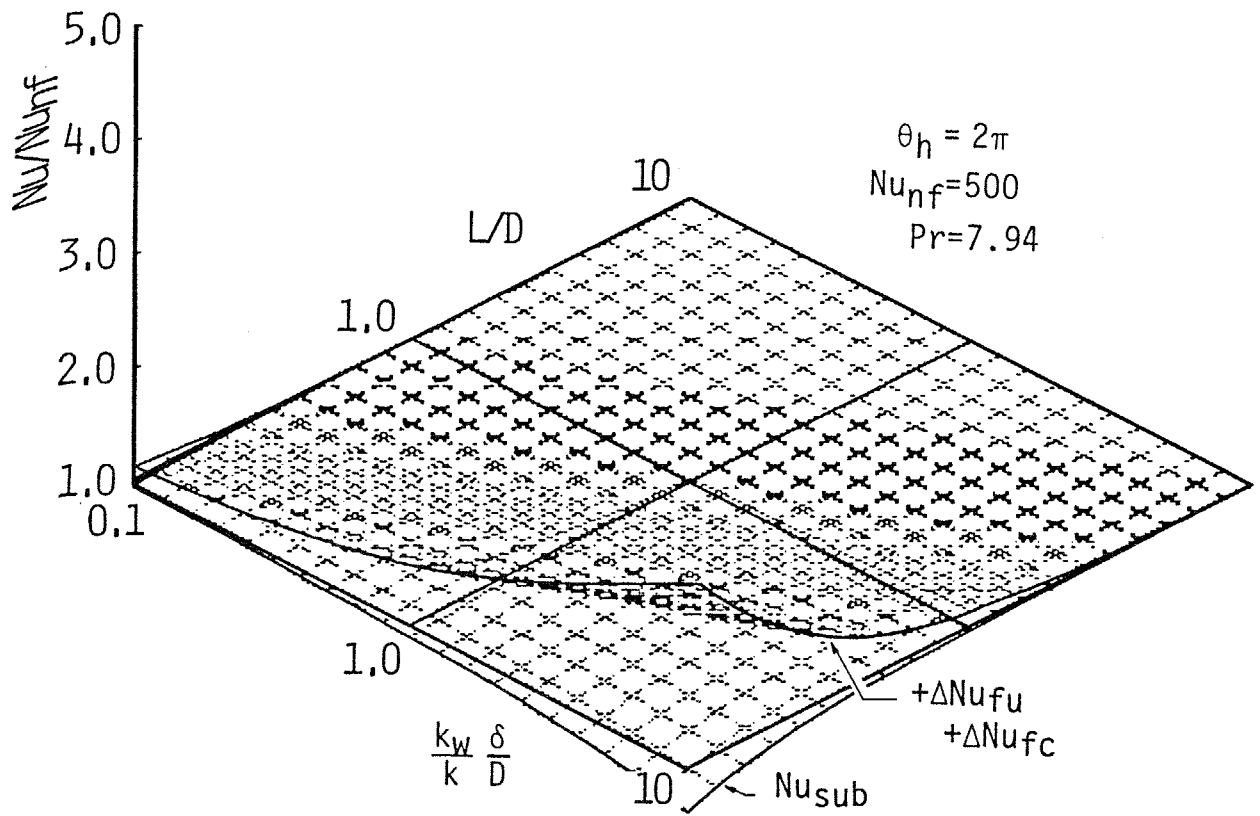
$$u_{hc} = \frac{\theta_h}{4} \sqrt{\text{Nu}_c / \frac{k_w}{k} \frac{\delta}{D}} \quad , \quad \phi_{hc} = \frac{\tanh u_{hc}}{u_{hc}}$$

すべての影響を加味すると、

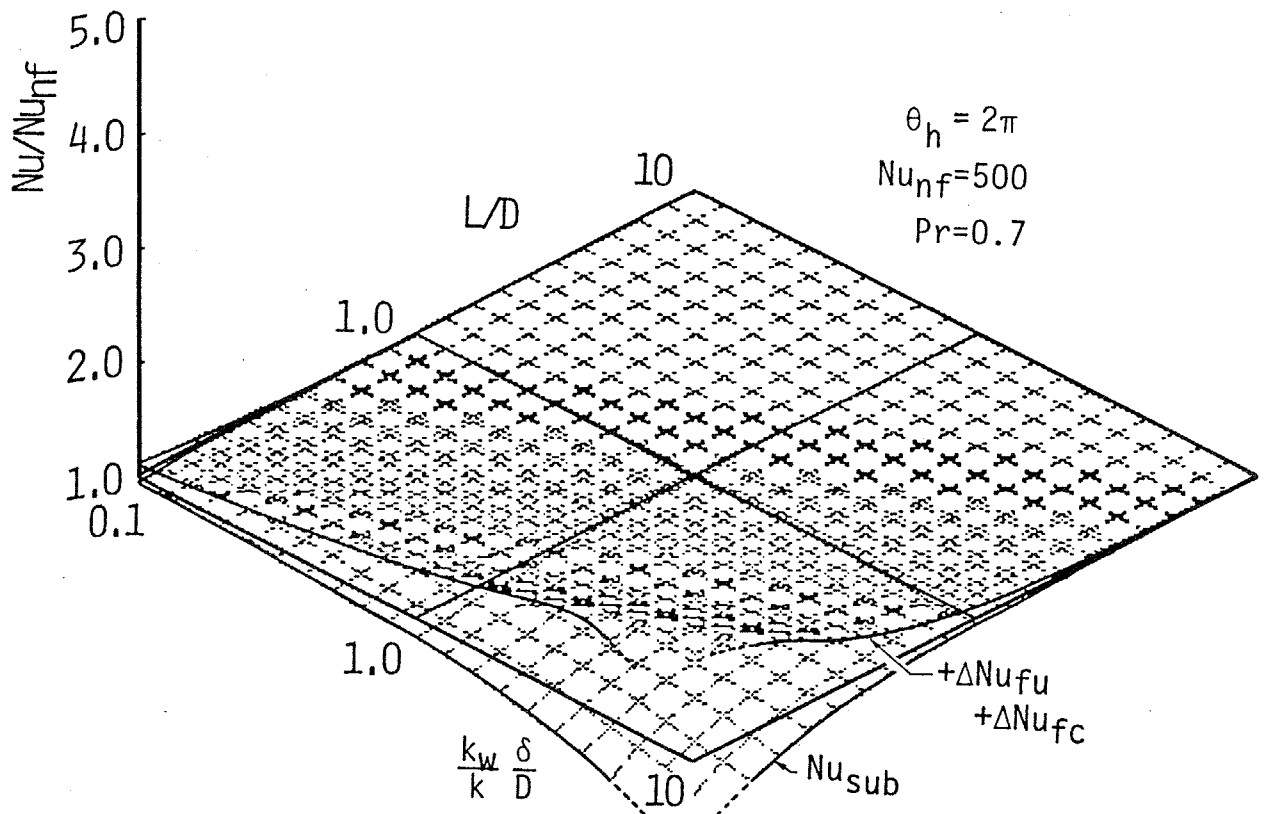
$$\frac{\text{Nu}_{app}}{\text{Nu}_c} = \frac{(\text{Nu}_{appf_u} - \text{Nu}_c)}{\text{Nu}_c} + \frac{(\text{Nu}_{appfc} - \text{Nu}_c)}{\text{Nu}_c} + 1 \quad (\text{B-20})$$

となつて、先の見掛けの熱伝達率の推定式に一致する。

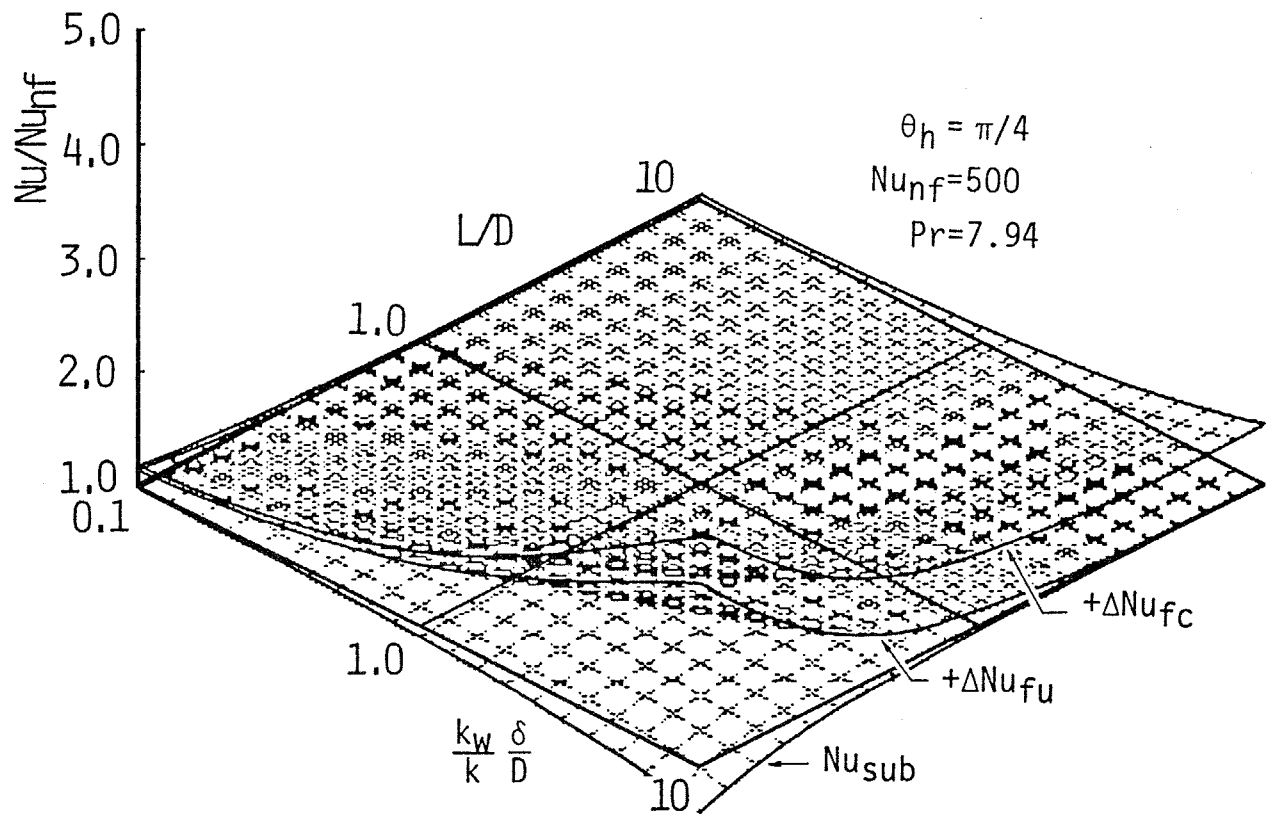
いくつかの条件において、加熱領域の見掛けの熱伝達率に対する壁内熱伝導の影響を上式によって計算してみた。結果を図B-7~9に示す。この図に示されるように、加熱領域の実質の熱伝達率は、加熱領域が短く、かつ壁面熱伝導パラメータが大きい場合に顕著に低下するが、同時に壁内の流れ方向熱伝導によるフィン効果によって加熱領域の見掛けの熱伝達率は向上し、結果として加熱領域の熱伝達率が壁内の流れ方向熱伝導によって低下することはない。ただし、加熱領域の実質の熱伝達率の低下とフィン効果による熱伝達率の向上を合わせて、加熱領域の伝熱特性に対する流路壁内の流れ方向熱伝導の影響と見なすと、それによる熱伝達率の向上はあまり大きくないことが分かる。これに対して、壁内の周方向熱伝導によるフィン効果は、基本的に壁内流れ方向熱伝導による熱伝達率の低下の無い場合と同一の効果をもたらす。したがって壁内周方向熱伝導による加熱領域の伝熱促進効果は、壁内の流れ方向熱伝導によるものよりも相対的に大きいと言える。特に加熱領域の長さが流路直径の数倍以上となった場合には、もはや



図B-7 加熱領域の熱伝達率に対する
 壁内の流れ方向熱伝導の影響の推定図 (Pr=7.94の場合)



図B-8 加熱領域の熱伝達率に対する
壁内の流れ方向熱伝導の影響の推定図 (Pr=0.7の場合)



図B-9 加熱領域の熱伝達率に対する壁内の流れ方向、周方向熱伝導の影響の推定図 ($\theta_h = \pi/4$ 、 $Pr = 7.94$ の場合)

流れ方向熱伝導による伝熱促進効果は期待できず、本文中で述べて来たように、壁内の周方向熱伝導の影響のみを考えれば、加熱領域の熱伝達率を見積ることができる。

付録 - C

非均一加熱流路の伝熱に対する流体の物性値変化の影響

本研究の主要テーマたる核融合炉第一冷却壁の冷却流路は、きわめて高熱負荷であることを1つの特徴とするが、熱負荷の大きな流路では、冷却材の温度上昇に伴う物性値変化が伝熱に影響を及ぼすことが考えられる。特にガス冷却された流路の伝熱に対して冷却材の物性値変化が及ぼす影響については、多目的性を目標として計画された高温ガス炉の熱設計において既に検討がなされており、冷却材（この場合には核融合炉で考えられているのと同じ加圧ヘリウムである）の物性値変化の影響のうちでも、とりわけて乱流の再層流化現象が大きな問題として取り上げられた。

乱流の再層流化は、高い熱伝達率を目的として使用された乱流の冷却材流が、強い加熱に伴う体積膨張によって再び層流へ遷移する現象であり、急激な熱伝達率の低下を引き起こすため、その発生の予知、予測が重要課題として様々な方法によって検討がなされてきた⁽⁰⁻¹⁾。しかし、高温ガス炉で考えられる冷却流路の熱的条件は、本研究で取り上げているような周方向に非均一なものではなく均一加熱条件であり、これらの検討においても特別に周方向に非均一加熱を受ける流路の伝熱に対する物性値変化の影響について考察したものは見当たらない。また、第3章の冒頭で述べたように本研究の解析では加熱による流体の物性値変化を無視して、それらが流路の伝熱に及ぼす影響については考慮しなかったから、核融合炉第一壁冷却流路の熱設計に際して利用できるような、非均一加熱流路の伝熱に対する流体の物性値変化の影響をまとめた結果は皆無である。

そこでここでは、流路が周方向に非均一に加熱される場合の伝熱に対する流体の物性値変化の影響を実験的に求め、均一加熱時の結果と比較しながら、核融合炉第一冷却壁の熱設計時の参考にすべきデータとしてまとめておくことにする。

C-1 実験装置および方法

本実験は、冒頭に述べた通り、流路の伝熱に対する流体の物性値変化の影響が均一加熱時と非均一加熱時とでどのように異なるかを明らかにする目的で行うため、実験流路には、最も単純かつ一般性の高い円管を用いることにする。実験装置の概略を図C-1に、試験部流路の詳細を図C-2に示した。

試験部流路は、内径10mm、厚さ0.3mmのニッケル製で、非均一加熱条件を作り出すために周方向に3分割されている。流路外側には、断熱と補強のために、厚さ2mmのセラミックパイプを取り付けてある。また3分割された流路壁の隙間には、無機接着剤を充填して、流路内面に段差を生じないように配慮した。流路壁の加熱は、流路壁に直接通伝加熱することで行い、加熱条件としては全周均一加熱、

1/3周加熱の双方を試みた。流路内の流れは、入口整流部で十分に整流された後、入口助走区間（長さ500mm）で完全に発達した流速分布を有する乱流となって試験部へ流入する。流路壁温度分布の測定は、加熱開始点から40mm（ $4D_h$ ）下流を第一断面とし、以下100mm（ $10D_h$ ）間隔に10断面において、周方向に3ないし9点設けられた熱電対によって行った。流路全体は木製断熱箱に納められ、隙間には粉末断熱材を充填して熱損失の防止に努めてあること、流路を出た流体は混合箱内で混合平均温度を測定された後、外部へ排気されること、および測定された流路出口における混合平均温度から流体を実際に加熱している熱量を求めることなどは、第2章で述べた他の実験装置と同様である。

壁温測定は、流路入口における流速と加熱量を設定した後、十分に定常状態となるのを待ってから開始する。なお、温度測定には熱電対切替器とデータロガーを使用した。

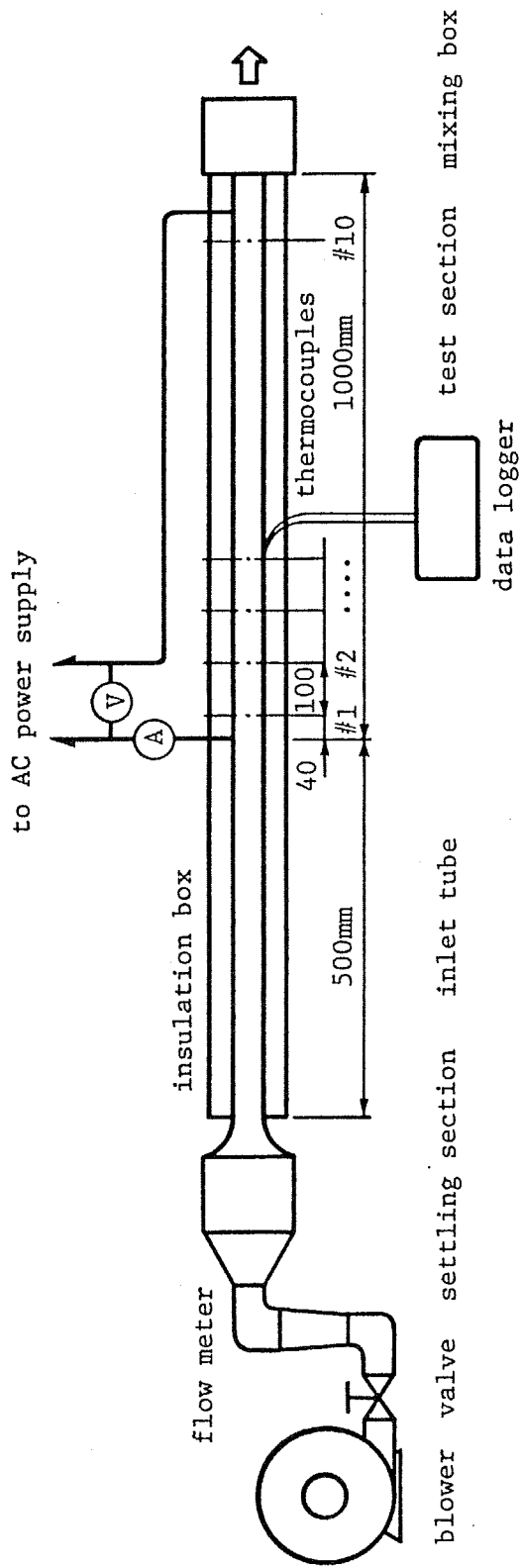
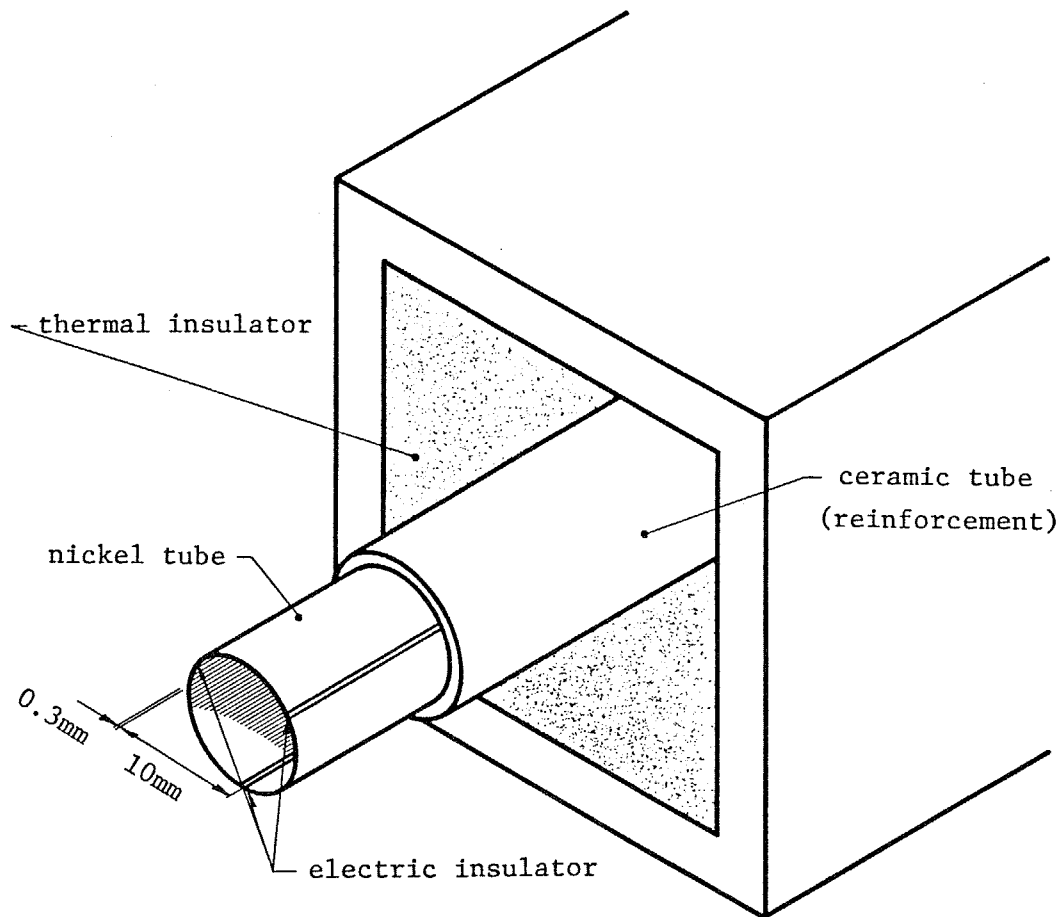


图 C - 1 实验装置概略



図C - 2 試験部流路の詳細

C-2 実験結果と考察

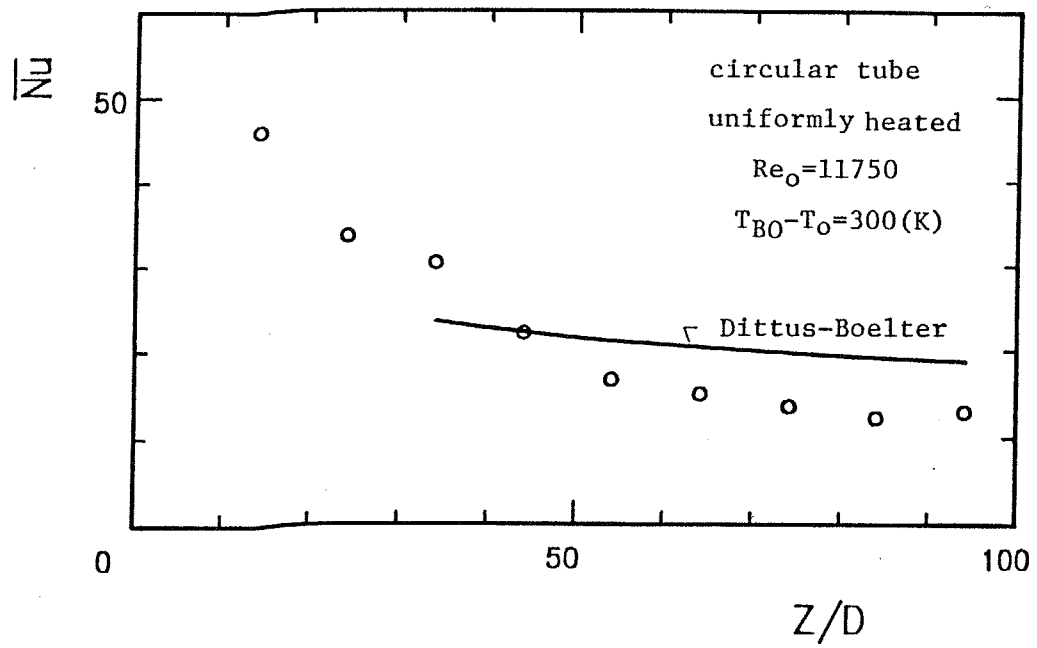
C-2-1 熱伝達率の発達に対する流体の物性値変化の影響

C-1で述べた実験装置によって求められた流路周平均の熱伝達率の流れ方向への変化の一例を図C-3、4に示した。それぞれ、均一加熱時の結果（図C-3）と1/3周加熱時の結果（図C-4）である。

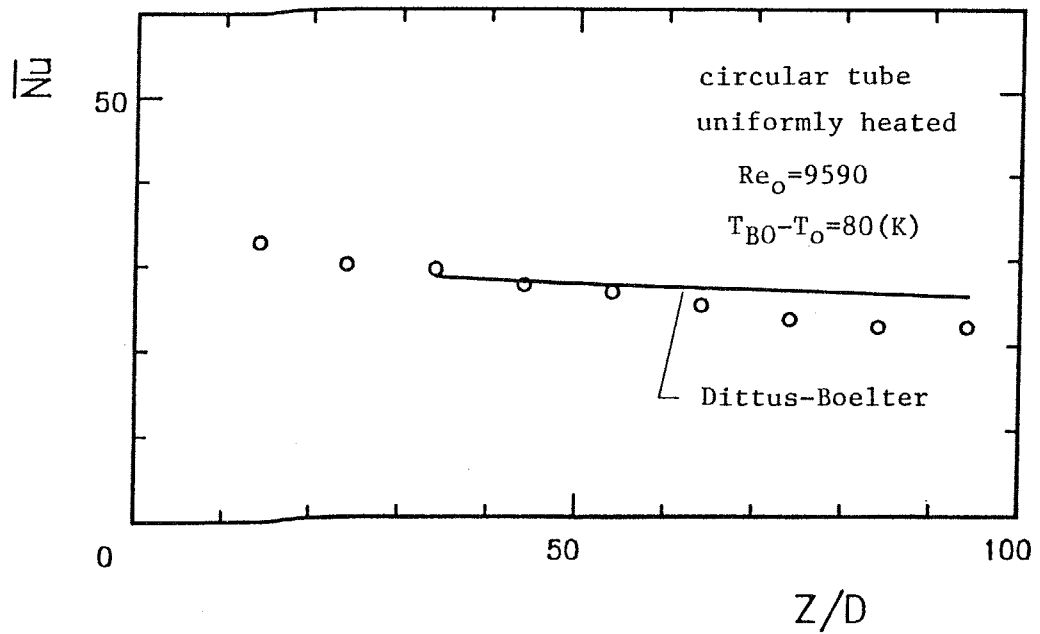
一般に熱的発達過程の流路の周平均の熱伝達率は、流路加熱開始点近傍で大きく、温度分布の発達に伴って減少して一定値に近づくが、ここに示した例では熱的な助走区間（概ね $30D_h$ 程度と考えられる）をすぎても、流路の周平均熱伝達率は減少を続けている。これは、流体が加熱による温度上昇によってその物性値を変えるための影響である。すなわち、図C-5は、空気の物性値が温度の上昇に伴ってどの様に変化するかを、300Kを基準として描いたものであるが、この図に見られるように、ガスは温度が上昇するにつれ体積膨張して密度が減少する。その結果、流路内の平均流速は、加熱が進むにつれ、つまり流路の下流へ至るにつれ、増加して行く。しかし、ガスの動粘性係数はこの流速の増加よりもさらに顕著に増大し、この結果として流路各断面における流れのレイノルズ数 $Re = W_m D_h / \nu$ は減少することになる。今回の実験のように流路内の流れが乱流である場合には、流路の発達した熱伝達率はRe数の0.8乗に比例して変化することが知られており、流体の物性値変化によるRe数低下が、ここで観察された熱的発達後の周平均熱伝達率の低下を引き起こしていると推察できる。

これを確認するために、乱流の熱的発達後の熱伝達率の実験式（Dittus-Boelter）

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

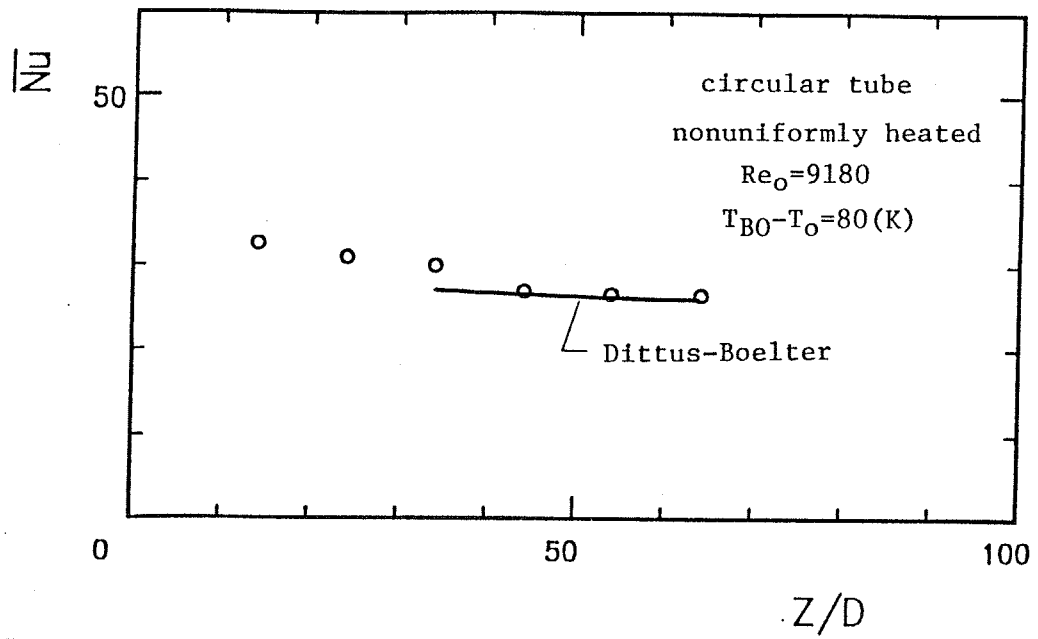


(a) 中低熱負荷の場合

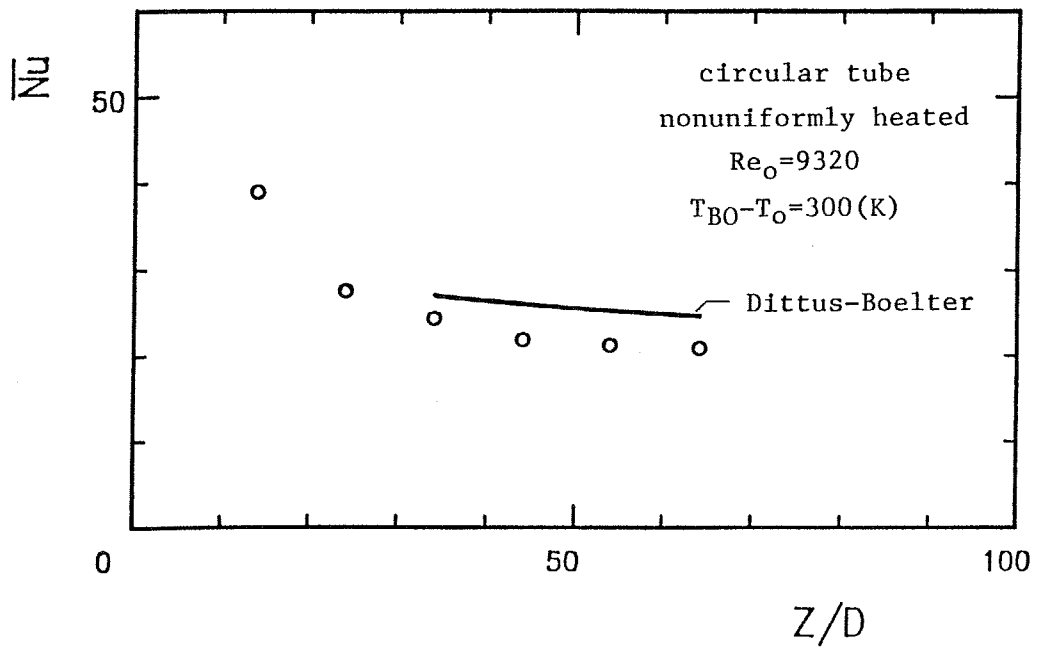


(b) 高熱負荷の場合

図C-3 流路周平均の熱伝達率の発達の様子 (全周均一加熱)



(a) 中低熱負荷の場合



(b) 高熱負荷の場合

図 C - 4 流路周平均の熱伝達率の発達の様子 (1/3周加熱)

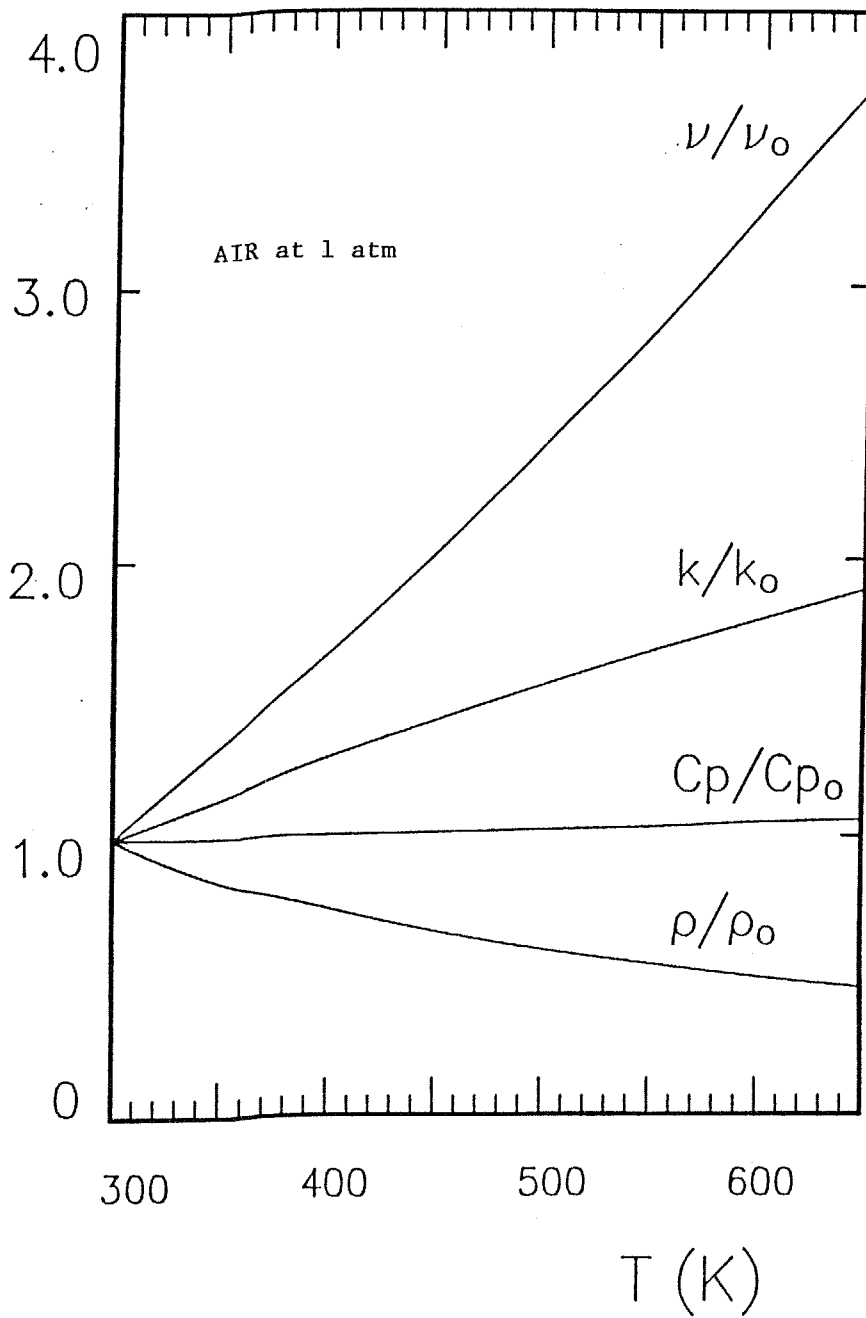


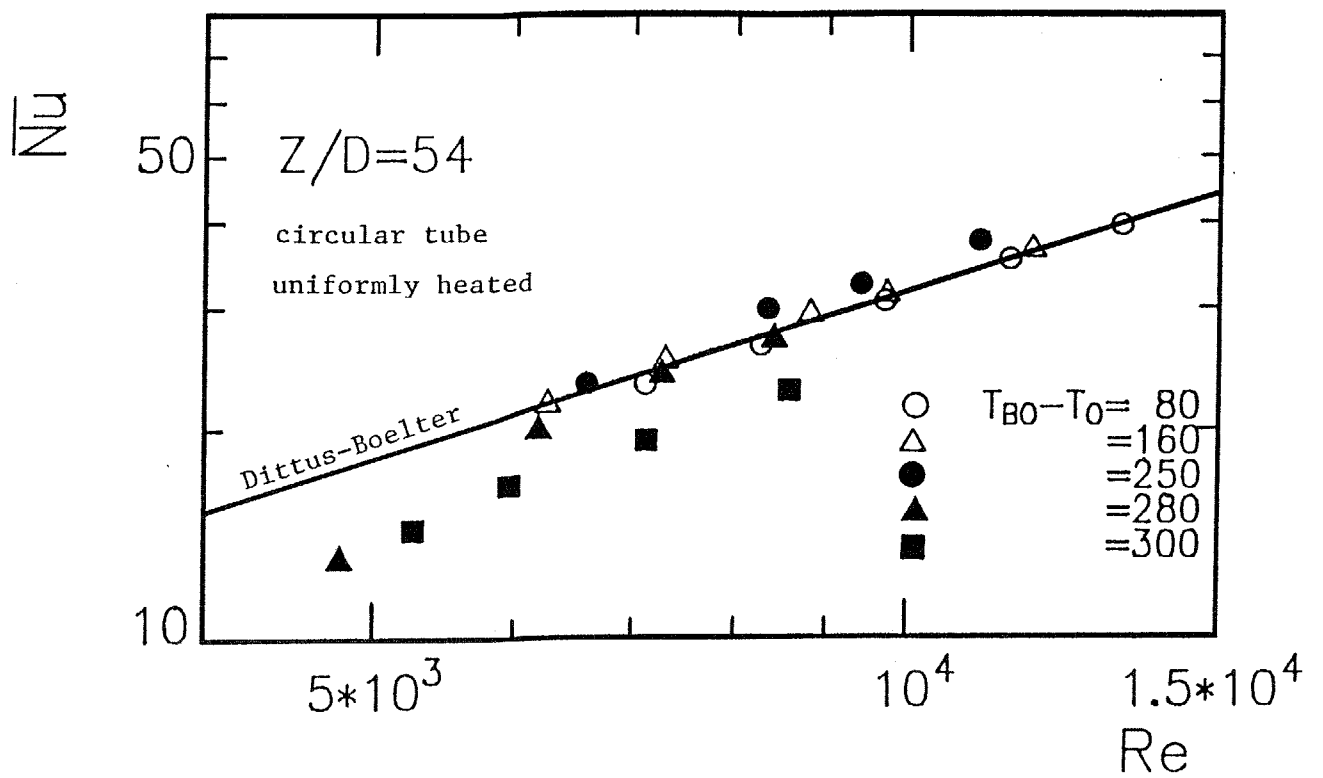
図 C - 5 流体の物性値変化の様子 (空気、300K基準)

を各断面の流体の膜温度（流体の混合平均温度と周平均壁面温度の平均値）で定まるRe数、Pr数に対して計算した結果を、図C-3、C-4中に実線で示してある。この結果と実験点を比較して分かる通り、加熱量が中程度である場合（図C-3(a)、4(a)）には、実験点と実験式とは概ね良く一致しており、この場合の熱伝達率の低下の原因が流体の物性値変化に伴うRe数の低下によるものであることが確認される。またこのことは、裏返して考えると、このように流体の物性値が変化する場合の熱伝達率が、流路各断面のRe数と従来から良く知られた物性値変化の影響を考慮していない実験式とによって精度良く推定可能であることを示している。これは、冷却材がガスである場合には、加熱によって物性値が変化しても、プラントル数はほとんど変化しないことと、流体の物性値変化が温度分布に変化を及ぼすほどには急激でないことの2点によるものである。この性質には、図C-3(a)、4(a)に見られるように、流路の加熱条件が均一と非均一とで、基本的には差異は見受けられない。

これに対して、さらに加熱量を増加させた結果（図C-3(b)、4(b)）を見ると、伝熱実験により求められた熱伝達率は、流路各断面のRe数と実験式によって求まる値よりもさらに低下している。これはもはや物性値変化に伴うRe数の低下のみでは説明がつかず、流れ中の乱流構造そのものの変化、すなわち乱流の再層流化現象によるものである。乱流の再層流化現象は、これらの図に見られるように、極端な熱伝達率の低下を引き起こすから、これが何時生じるかを予測することは高熱負荷を受ける流路の熱設計上重要な課題である。

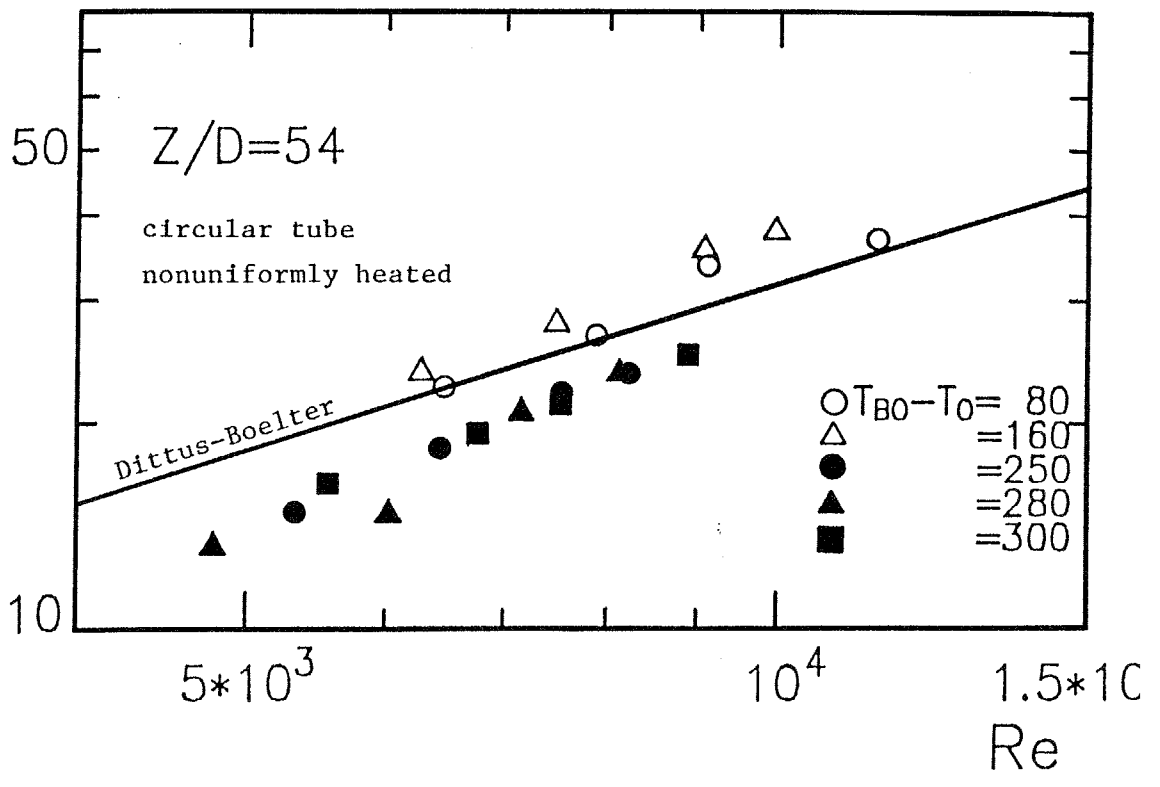
C-2-2 流体の物性値変化に伴う再層流化に対する加熱条件の影響

加熱熱負荷がきわめて大きく、流体の物性値が流れ方向に強く変化すると、流れが乱流の性質を失って熱伝達率が大きく低下することと、これらの流路の熱設計では、加熱熱負荷がどの程度の大きさになると再層流化の可能性が生じるのかを知ることが重要であることは、上に述べた通りである。図C-6、7は、 Z/D_h



図C-6 発達した熱伝達率のレイノルズ数による変化（全周均一加熱）

1/3



図C-7 発達した熱伝達率のレイノルズ数による変化 (1/3周加熱)

=54の断面における流路の周平均の熱伝達率のRe数による変化を、加熱熱負荷の大きさをパラメータとして示したものである。図C-6には均一加熱時の結果を、図C-7には1/3周加熱時の結果を示した。いずれの場合にも、加熱熱負荷が中程度までの範囲では、流体の物性値変化は再層流化現象を引き起こさず、熱伝達率は発達した熱伝達率の実験式（図中の実線）に沿ってRe数の低い方へ移動するだけであるが、ある熱負荷以上の加熱量を与えると、実験結果は実線から明確に離れ始め、それより低い値を取るようになる。その臨界熱負荷の大きさは、均一加熱時（図C-6）と非均一加熱時（図C-7）とで異なるように見受けられ、非均一加熱条件の方が早く再層流化する傾向が見られる。

ここで検討しているような、加熱による物性値変化に伴う乱流の再層流化は、流体の物性値、特に粘性係数の増大による変動速度の減衰の増加のみならず、流体の熱膨張による加速の効果によって生じるとされている。すなわち、流路内の乱流においては、乱れは壁近傍で主に生成され、拡散によって流路中央へはこぼれて、消散（散逸）することでバランスを保っているが、流れが加速状態にあると、壁近傍からの拡散が阻害され、先ず流路中央部の乱れ強度が低下する。流体の加速の程度が増すにつれこの傾向は強くなり、やがて流路の熱伝達も純粋な乱流場におけるものより低下すると考えられている。

このメカニズムから考えれば、流路内の乱流の再層流化は、流路の加熱条件によらず、流体の加速の程度が同一であれば同じように発生するはずであるが、実際には非均一加熱条件の方が早く再層流化の傾向を示すのは、次のような理由によるものと考えられる。すなわち、同一熱負荷を受ける流路では、非均一加熱流路の方が均一加熱流路に比べて加熱領域の熱流束が大きくなる。すると、巨視的に見た流体の加速の程度は同一でも、加熱領域近傍の流体の温度上昇が大きい分だけこの近傍の加速の程度は、非均一加熱流路の方が大きくなるし、また粘性係数増大による変動速度の減衰も大きくなる。これらが複合して、非均一加熱流路

の方が再層流化傾向が早く現れるのである。

この傾向を定量的に把握するために、以上の結果を加速パラメータ K を用いて整理したものが図 C-8 と図 C-9 である。それぞれ、均一加熱時の結果と非均一加熱時の結果であり、これらのグラフの縦軸には、測定された熱伝達率 Nu をそのときの Re 数と実験式から求められる完全乱流時の熱伝達率 Nu_t で正規化したものを取っている。ここで加速パラメータ K は、加速による乱流の再層流化の整理に際して良く用いられる次のような値である^(C-2)。

$$K = \frac{\nu}{W^2} \frac{\partial W}{\partial Z} \quad (C-2)$$

これらの結果を見ると、乱流の再層流化現象は、均一加熱の場合 $K=7 \sim 8 \times 10^{-7}$ 程度で^{*1}、非均一加熱時には $K=4 \sim 5 \times 10^{-7}$ 程度で生じ始めており、これ以上に流体の熱膨張による加速が強くなると、熱伝達率は従来知られた実験式ではあらわされず、大きく低下することが分かる。このことから、流路が周方向に非均一に加熱された場合には、均一加熱流路の 5 ～ 7 割程度の熱負荷で再層流化現象が生じ、熱伝達率が低下すると言え、熱設計上注意が必要である。

脚注^{*1}

一般に言われている均一加熱流路の再層流化に対する加速パラメータの臨界値は、概ね 3×10^{-6} である^(C-3)。本研究で示した臨界値がこれより小さいのは、ここでは再層流化による熱伝達率の低下が始まる点の加速パラメータをもって臨界値としているからである。

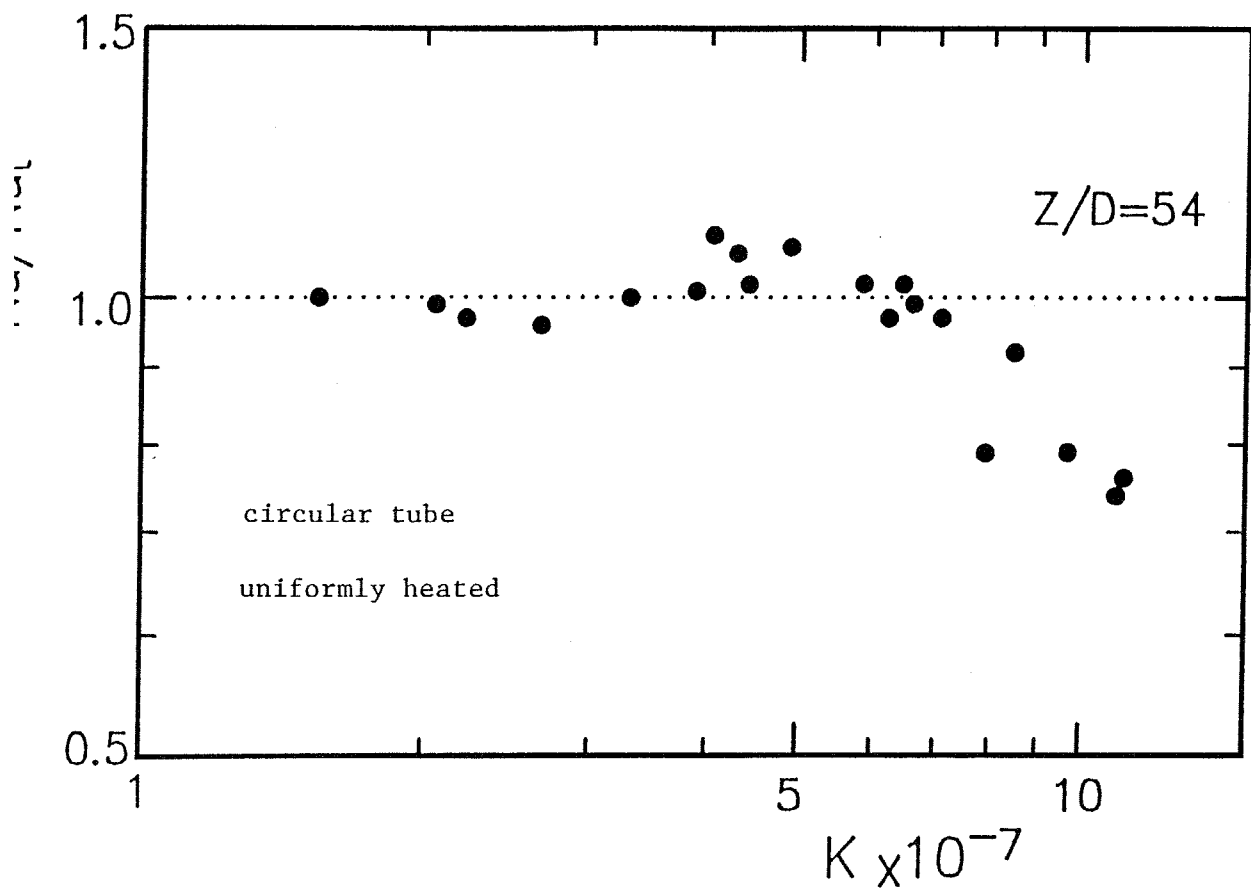


図 C-8 物性値変化による熱伝達率低下の加速パラメータによる整理
 (全周均一加熱)

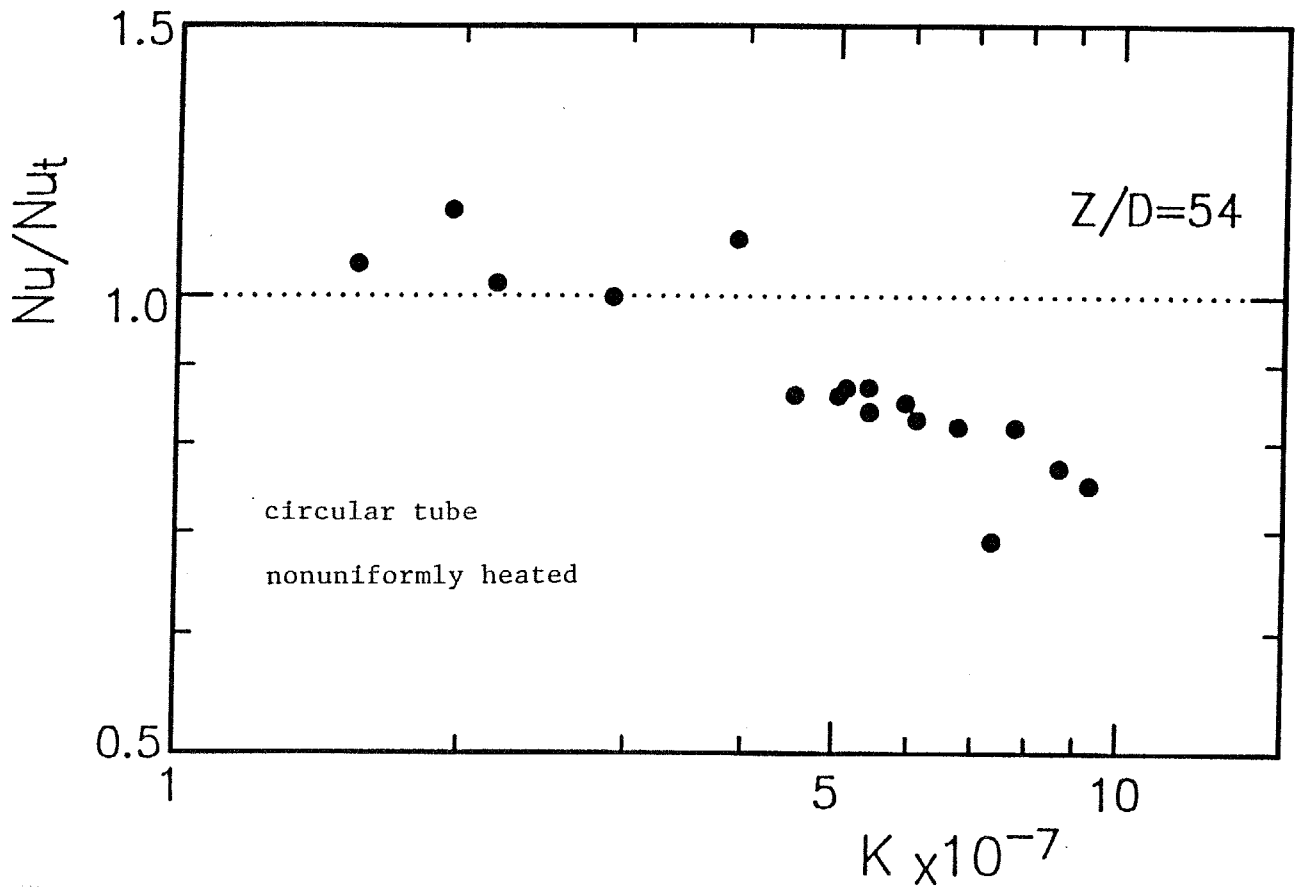


図 C-9 物性値変化による熱伝達率低下の加速パラメータによる整理
(1/3周加熱)

C-3 結 論

周方向に非均一な高熱負荷を受ける流路がガス冷却されるとき伝熱に対する流体の物性値変化の影響について実験的に検討を加え、以下のような知見を得た。

(1) 高熱負荷を受ける流路では、冷却材の温度上昇による物性値の変化に伴って、流路流れ方向に平均流速は増加するが、同時に流体の動粘性係数がそれ以上に増加するため、各断面の膜温度で定義されるレイノルズ数は逆に低下する。このレイノルズ数の低下につれて乱流熱伝達率は、一般的な熱的助走区間をすぎた後でも、流路流れ方向に減少する傾向を見せる。このときの熱伝達率は、加熱熱負荷が中程度までであれば、流路の加熱条件が周方向に均一であっても、非均一であっても、流路各断面におけるレイノルズ数と従来良く知られた熱的発達後の乱流熱伝達率の実験式とで求められる値と概ね一致することが分かった。これは、冷却材がガスである場合には、加熱によって流体の物性値が変化しても、プラントル数がほぼ一定値に保たれているためである。

(2) さらに高熱負荷とすると、流路の熱伝達率は、各断面でのレイノルズ数と実験式によって算出される値よりも極端に低下する場合がある。これは流体の熱膨張に伴う加速によって乱流構造そのものが変化し、乱流としての性質を失う、いわゆる再層流化現象によるものである。この再層流化現象の生じ始める熱負荷の臨界値は流路の加熱条件によって異なり、周方向に非均一に加熱される流路の方が均一に加熱される流路よりもより少ない熱負荷で再層流化傾向を示すことが分かった。これは非均一加熱流路では、熱負荷が加熱領域に集中するため、熱流束が大きくなって、この近傍の流体の温度上昇が同一熱負荷の均一加熱流路より大きくなるためである。

本研究では、流体の加速による再層流化現象の生じた以降の伝熱特性について

は何ら検討を加えていないが、これは実際の核融合炉第一冷却壁流路においては、再層流化以降の伝熱を定常的に利用することはないと考えられるからである。また、本論文の本文中に述べた非均一加熱流路の伝熱特性とその評価においては、流体の加熱による物性値変化の影響を考慮していないことは冒頭に述べた通りであるが、上記の(1)に述べたように、冷却材がガスである場合には、再層流化以前の伝熱に対する流体の物性値変化の影響は流路内の各断面における物性値を用いて無次元化整理することによってほぼ打ち消すことができるから、高熱負荷流路の熱設計に本研究の結果を利用する際には、これらの影響は全く障害とはならない。

参 考 文 献

第1章に関して

- 1-1 '86-'87エネルギー総合便覧、日本工業新聞社 p.32 (1986)
- 1-2 丹生慶四郎、杉浦 賢：エネルギー科学叢書8 核融合、共立出版 (1979)
- 1-3 班目春樹：核融合炉第一壁の熱設計上の問題点、核融合炉ブランケット第一冷却壁の設計条件に関する討論会報告書、科学研究費補助金エネルギー特別(核融合)総合総括班 (1984) p.41
- 1-4 StarFire - A Commercial Tokamak Fusion Power Plant Study, chp.10 (First Wall/Blanket) p.10-5
- 1-5 関 昌弘：溶融層の安定性について、昭和60年度文部省科学研究費補助金成果報告書「プラズマディスラプション時の第一壁の健全性評価」研究会、エネルギー特別研究(核融合)総合総括班 (1985) pp.69-77
- 1-6 主に StarFire - A Commercial Tokamak Fusion Power Plant Study, chp.10 (First Wall/Blanket) p.10-25
- 1-7 井上 晃、有富正憲、高橋 実、松崎充男：核融合炉の液体Li冷却および液体Li-He二相流冷却の流動・伝熱特性の評価、昭和60年度文部省科学研究費補助金研究成果報告書「核融合炉ブランケット工学の研究」、エネルギー特別研究(核融合)第5班「核融合ブランケット工学」総括班 (1986) pp.53-60
- 1-8 宮崎慶次：磁気閉じ込め型核融合炉の液体金属Li冷却、核融合炉ブランケット第一冷却壁の設計条件に関する討論会報告書、科学研究費補助金エネルギー特別(核融合)総合総括班 (1984) p.55の表1より
- 1-9 成合秀樹：ガス(ヘリウム)冷却と水冷却における除熱限界、同上 (1984) pp.47-53
- 1-10 StarFire - A Commercial Tokamak Fusion Power Plant Study, chp.10

(First Wall/Blanket) p.10-63

- 1-11 G.R.Knowles, E.M.Sparrow: Local and Average Heat Transfer Characteristics for Turbulent Airflow in an Asymmetrically Heated Tube, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, C, 101-4 (1979) pp.635-641
- 1-12 A.W.Black, E.M.Sparrow: Experiments on Turbulent Heat Transfer in a Tube with Circumferentially Varying Thermal Boundary Conditions, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 89 (1967) pp.258-268
- 1-13 W.C.Reynolds: Turbulent Heat Transfer in a Circular Tube with Variable Circumferential Heat Flux, Int. J. of Heat Mass Transfer, 6 (1963) pp.445-454
- 1-14 E.M.Sparrow, S.H.Lin: Turbulent Heat Transfer in a Tube with Circumferentially Varying Temperature or Heat Flux, Int. J. of Heat Mass Transfer, 6 (1963) pp.866-867
- 1-15 E.M.Sparrow, J.R.Lloyd, C.W.Hixton: Experiments on Turbulent Heat Transfer in an Asymmetrically Heated Rectangular Duct, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 88-2 (1966) pp.170-174
- 1-16 R.R.Schmidt, E.M.Sparrow: Turbulent Flow of Water in a Tube with Circumferentially Nonuniform Heating, with or without Buoyancy, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 100 (1978) pp.403-409
- 1-17 D.Gartner, K.Johannsen, H.Ramm: Turbulent Heat Transfer in a Circular Tube with Circumferentially Varying Thermal Boundary Conditions, Int. J. of Heat Mass Transfer, 17 (1974) pp.1003-1018
- 1-18 秋山 守、小川矩弘、河村 洋: 空間的・時間的に非均一な高熱負荷の第一冷却壁のガス冷却に関する研究 - 時間的非均一条件下での冷却特性の研究、昭和60年度文部省科学研究費補助金研究成果報告書「核融合ブランケット

ト工学の研究」、エネルギー特別研究（核融合）第5班「核融合ブランケット工学」総括班（1986） pp.31-35

第2章に関して

- 2-1 N.B.Vargaftik: Tables on the Thermophysical Properties of Liquid and Gases (2nd Edition), Hemisphere Pub. Co. & John Wiley & Sons Inc. (1975) p.521
- 2-2 StarFire - A Commercial Tokamak Fusion Power Plant Study, chp.10 (First Wall/Blanket) p.10-63
- 2-3 A.W.Black, E.M.Sparrow: Experiments on Turbulent Heat Transfer in a Tube with Circumferentially Varying Thermal Boundary Conditions, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 89 (1967) pp.258-268
- 2-4 流体の物性値は 2-1 に同じ。ダクトの水力直径は 2-2 より推定した。
- 2-5 この場合の流動特性、伝熱特性については、例えば R.Greif: Laminar Convection with Radiation: Experimental and Theoretical Results, Int. J. of Heat Mass Transfer, 21 (1978) pp.477-480 等に詳しい。
- 2-6 Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials, The Macmillan Co. New York (1961)
- 2-7 伝熱工学資料（改訂第4版）、日本機械学会（1986） pp.202-205

第3章に関して

- 3-1 StarFire - A Commercial Tokamak Fusion Power Plant Study, chp.10
(First Wall/Blanket) p.10-63
- 3-2 T.Cebeli, A.M.O.Smith: Applied Mathematics and Mechanics 15,
Analysis of Turbulent Boundary Layers, Academic Press (1974) p.104
- 3-3 E.R.van Driest: On Turbulent Flow near a Wall, J. of Aeronautical
Sci., 23 (1956) pp.1007-1011
- 3-4 H.Barrow: An Analytical and Experimental Study of Turbulent Gas Flow
between Two Smooth Parallel Walls with Unequal Heat Fluxes, Int. J.
of Heat Mass Transfer, 5 (1962) pp.469-487
- 3-5 E.M.Sparrow, T.M.Hallman, R.Siegel: Turbulent Heat Transfer in the
Thermal Entrance Region of a Pipe with Uniform Heat Flux, Appl. Sci.
Res., Section A, 7 (1957) pp.37-52
- 3-6 W.C.Reynolds: Turbulent Heat Transfer in a Circular Tube with
Variable Circumferential Heat Flux, Int. J. of Heat Mass Transfer, 6
(1963) pp.445-454
- 3-7 A.W.Black, E.M.Sparrow: Experiments on Turbulent Heat Transfer in a
Tube with Circumferentially Varying Thermal Boundary Conditions,
Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 89 (1967) pp.258-268
- 3-8 D.Gartner, K.Johannsen, H.Ramm: Turbulent Heat Transfer in a
Circular Tube with Circumferentially Varying Thermal Boundary
Conditions, Int. J. of Heat Mass Transfer, 17 (1974) pp.1003-1018
- 3-9 W.P.Jones, B.E.Lauder: The Prediction of Laminarization with a Two-
Equation Model of Turbulence, Int. J. of Heat Mass Transfer, 15

(1972) pp.301-314

- 3-10 S.V.Patankar, D.B.Spalding: A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows, Int. J. of Heat Mass Transfer, 15 (1972) pp.1787-1806
- 3-11 A.R.Chandrupatla, V.M.K.Sastri: Laminar Forced Convection Heat Transfer of a Non-Newtonian Fluid in a Square Duct, Int. J. of Heat Mass Transfer, 20 (1977) pp.1315-1324
- 3-12 R.K.Shah: A Correlation for Laminar Hydrodynamic Entry Length Solutions for Circular and Noncircular Ducts, J. Fluids Eng., 100 (1978) pp.177-179
- 3-13 R.W.Hornbeck: Laminar Flow in the Entrance Region of a Pipe, Appl. Sci. Res., Section A, 13 (1964) pp.224-232
- 3-14 R.W.Hornbeck: An All-numerical Method for Heat Transfer in the Inlet of a Tube, ASME paper, 65-WA/HT-36 (1965)

第4章に関して

- 4-1 A.M.Abdelmegrid, D.B.Spalding: Turbulent Flow and Heat Transfer in Pipe with Bouyancy Effects, J. of Fluid Mech., 94-2 (1979) pp.383-400
- 4-2 森 康夫、二神浩三、徳田 仁、中村昌邦: 水平管内強制対流熱伝達 (第1報、自然対流の影響の実験的研究)、日本機械学会論文集 30-219 (1964) pp.1378-1385

- 4-3 成合英樹：ガス（ヘリウム）冷却と水冷却における除熱限界、核融合炉ブランケット第一壁の設計条件に関する討論会報告書、科学研究費補助金エネルギー特別（核融合）総合総括班（1984） pp.47-53
- 4-4 R.K.Shah, A.L.London: Advances in Heat Transfer, Supplement 1: Laminar Flow Forced Convection in Ducts, Academic Press (1978) p.200 および p.78
- 4-5 R.K.Shah: Laminar Flow Friction and Forced Convection Heat Transfer in Ducts of Arbitrary Geometry, Int. J. of Heat Mass Transfer, 18 (1975) pp.849-862

第5章に関して

- 5-1 宮本 博、金子堅司、菊池正紀、町田賢司：核融合炉ブランケット材料の高温破壊強度に関する研究、昭和60年度文部省科学研究費補助金研究成果報告書「核融合炉ブランケット工学の研究」、エネルギー特別研究（核融合）第5班「核融合炉ブランケット工学」総括班（1986） pp.99-104
- 5-2 白石健介：ブランケット構造第一壁の材料選択、核融合炉ブランケット第一冷却壁の設計条件に関する討論会（58-10）報告書、科学研究費補助金エネルギー特別研究（核融合）総合総括班（1984） pp.15-18
- 5-3 山田幸生、赤井 誠：高温ガス熱交換器の研究開発、機械技術研究所技術報告書、No.127 通商産業省機械技術研究所（1983）
- 5-4 渡辺健二：高温熱交換器の熱工学的研究、東京工業大学工学部学位論文（1980）

- 5-5 C.H.Liu, E.M.Sparrow: Convection-Radiation Interaction in a Parallel Plate Channel - Application to Air-Operated Solar Collectors, Int. J. of Heat Mass Transfer, 23 (1980) pp.1137-1146
- 5-6 Y.Kurosaki: Heat Transfer by Simultaneous Radiation and Convection in an Absorbing and Emmiting Medium in a Flow Between Parallel Plates, Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf., 3 (1970) R2.5
- 5-7 E.M.Sparrow, R.D.Cess, Radiation Transfer, Revised Edition (1970) p.137, Brooks/Cole Pub. Co.

第6章 に関して

- 6-1 小山、藤井、新里、田中：外面を局所加熱した円管内層流強制対流熱伝達、日本機械学会論文、論文No.87-0709A (1987) など
- 6-2 R.K.Shah, A.L.London: Advances in Heat Transfer, Supplement 1, Laminar Flow Forced Convection in Ducts, Academic Press (1978)
- 6-3 伝熱工学資料 (改訂第4版)、日本機械学会 (1986) p.203
- 6-4 関 昌弘：熔融層の安定性について、昭和60年度文部省科学研究費補助金研究成果報告書「プラズマディスラプション時の第一壁の健全性評価」研究会、エネルギー特別研究 (核融合) 総合総括班 (1985) p.76 の図1 など

第7章に関して

7-1 StarFire - A Commercial Tokamak Fusion Power Plant Study, chp.10
(First Wall/Blanket) p.10-63

付録-Aに関して

A-1 B.E.Launder, D.B.Spalding: The Numerical Computation of Turbulent
Flows, Comput. Methods Appli. Mech. Eng., 3 (1974) pp.269-289

付録-Cに関して

C-1 藤村、椎名、河村：縮小流路内における乱流速度場の測定、第16回日本伝熱
シンポジウム講演論文集 (1979) pp.139-141

C-2 C.A.Bankston: The Transition From Turbulent to Laminar Gas Flow in a
Heated Pipe, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 92 (1970)
pp.569-579

C-3 P.M.Moretti, W.M.Kays: Heat Transfer to a Turbulent Boundary Layer
with Varying Free-Stream Velocity and Varying Surface Temperature -
An Experimental Study, Int. J. of Heat Mass Transfer, 8 (1965)
pp.1187-1202

謝 辞

本論文を終えるにあたり、修士過程在学中からの長きにわたり、終始変わることの無い暖かい激励と、研究の進め方から論文の書き方に至るまでのすべてをご指導を頂きました黒崎晏夫教授に心より感謝致します。また、現在桐蔭学園横浜大学におられる竹内正顯教授と東京農工大学におられる柏木孝夫教授、筑波大学の石黒 博講師にもご指導とご鞭撻を頂きました。ここに記して感謝申し上げます。さらに実験装置の作成などで有益な助言を頂きました岩田正孝技官にも厚く御礼申し上げます。

本研究のうち、伝熱実験の部分は学部4年生在学中であった宮島幸男、山中悟、大橋理人、大森 純、長岡昌宏、大村俊哉、佐藤 修の諸氏によるところが大であり、ここに感謝致します。

最後になりましたが、応用熱学講座の皆様のご援助に心より御礼申し上げます。

昭和63年11月

佐藤 勤