非対称加熱を受ける管内流の伝熱*

(第1報, 長方形ダクトの場合, 層流における数値解析)

黒崎 晏夫**, 佐藤 勲**

Heat Transfer in an Asymmetrically Heated Duct (1st Report, Numerical Analysis of Laminar Forced Convection in Rectangular Duct)

by Yasuo KUROSAKI and Isao SATOH

This paper presents the theoretical study concerning the effects of circumferentially nonuniform heating on the heat transfer characteristics and the temperature distributions of walls for gas flow in a horizontal rectangular duct; a vertical side wall was uniformly heated and the other three walls were insulated. As an initial step of the study concerning the effect of nonuniform heating on heat transfer, the flow in a duct was assumed to be laminar, and radiation heat transfer was neglected. The numerical solution enabled distributions of mean Nusselt number on heated wall and wall temperatures to be determined. The mean heat transfer coefficients for the nonuniformly heated case are higher than the one for uniformly heated case, even when buoyancy effect was neglected. From the point of view of engineering, the relation between the mean Nusselt number and modified Graetz number for nonuniformly heated rectangular duct was proposed. Buoyancy effects on heat transfer were also evaluated. The secondary flow due to buoyant force evidently enhances the heat transfer, while it increases the friction factor. The maximum wall temperature in each cross section for nonuniformly heated case is higher than the one for uniformly heated case.

Key Words: Asymmetrical Heating, Rectangular Duct, Buoyancy Effect, Forced Convection in a Duct

1. 緒 言

将来のエネルギー源として核融合がとりざたされているが, その存否を定める鍵は, 磁気閉じ込め形核融合炉においては, プラズマの閉じ込めと熱エネルギー回収法にある。特に後者の熱工学的問題が, この研究の発端である。プラズマ内で核融合反応がおこると, 強大な熱ふく射がそれを包む第1壁に達するので, 現在考えられる材料では何らかの冷却が必要である。また, ブランケット内で発生した熱エネルギーも冷却系で回収される。すなわち, 第1壁, ブランケットそのものが受熱器となっている。

現在考えられている第1壁の代表的構造の数例を図1に示すが, これらは基本的に多管構造であり, この管路の中を冷却媒体が流れる。第1壁は, そのプラズマ側の一面のみを特に強く加熱されるため, 一つの管路について見れば, 加熱条件が周方向に非均一となる。

従来, 一般に報告されている管内流の伝熱特性は, 加熱条件が熱流束一定であるとか, 壁温一定であると

かで, 管周方向に熱流束が変化する場合についての報告は, ほとんどないのが現状である。

管路が周方向に非均一に強く加熱された場合には,

- (1) 自然対流による二次流れの発生
- (2) 壁面の温度差による壁面相互間のふく射伝熱
- (3) 管壁内の周方向への熱伝導の発生

などにより, 管路の伝熱特性が均一加熱の場合と異なってくると考えられる。したがってその差異を十分に理解することなく一般の伝熱特性を用いて核融合炉第1壁の熱設計を行うことは危険であり, 十分な検討を必要とするところである。

これまでに, 管周方向に加熱条件が変化する場合の管内流の伝熱に対する実験や解析がいくつか報告されている。Knowles-Sparrow は⁽¹⁾, 金属製円管を周方向に二分し, 一方のみを通電加熱する実験装置において, 乱流の場合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, 壁面の周方向への熱伝導を

(a) tubes. (b) ribbed panel. (c) embossed panel.

図1 第1壁の代表的構造

* 昭和57年11月25日 第918回講演会において講演, 原稿受付 昭和59年11月21日。

** 正員, 東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

考慮して、自然対流の影響のない弱い加熱の条件での局所ヌセルト数を算出している。これより、非均一加熱では、特に加熱壁側で温度分布の発達がおそくなることが示された。また、Black-Sparrow は⁽²⁾、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非均一な加熱条件を作っている。流れは乱流であり、温度分布の測定とともに、Sparrow ら⁽⁶⁾および Reynolds⁽⁴⁾の解析結果を利用して考察を加えている。この結果から、壁面の近く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ることを示している。さらに、Sparrow, Lloyd らは⁽³⁾、上下二つの壁面を独立に加熱することのできるく形断面流路において、一辺のみの加熱条件と、一辺を強く他辺を弱く加熱した場合との温度の発達の度合いを実験的に調べている。これによると、強く加熱された辺の発達したヌセルト数は、均一加熱および弱加熱辺の値より低くなることが示された。しかし、この場合にも自然対流の影響は考慮されていない。

解析では、Reynolds⁽⁴⁾、Gärtner ら⁽⁵⁾および Sparrow ら⁽⁶⁾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場合の温度分布、ヌセルト数分布などを求めている。これら三つの論文では、乱流の拡散の仮定がそれぞれ異なり興味深い。ただし、これらの解析では流れ場は与えられているとしており、流れへの非均一加熱の影響にはふれていない。

さらに、非均一加熱の条件ではないが、高レーレー数領域の管内の自然対流の発生については、森ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾によって実験的、解析的な考察が加えられている。また、高熱負荷流路のふく射伝熱の影響については、山田の報告⁽⁹⁾に詳しい。

このように、流れと温度とを相互に関連させて、非均一加熱の影響を考慮した解析の報告はない。また、従来の研究の多くは、非均一熱負荷がごく小さく、核融合炉の熱設計に用い得るような高熱負荷時の結果も見あたらない。

本研究は、核融合炉第1壁を図1に示すような管路群内にガスを通して冷却する場合の基本モデルにおいて、自然対流による二次流れの発生(強制対流と自然対流の共存)、壁面相互間のふく射伝熱の影響(対流熱伝達とふく射伝熱の共存)および管壁内の熱伝導の影響(熱伝達と熱伝導の共存)などを考慮した伝熱特性を実験的、解析的に求めることを目的としている。ただし、本報においては、解析の第1段階として、く形断面流路において流れが層流であるときの伝熱特性に対する流路断面のアスペクト比の影響と自然対流の影

響を理論的に求め、非均一加熱の影響について検討を加えた。

主 記 号

A_s : アスペクト比 (図2)

c_p : 流体の比熱

f : 圧力損失係数 $= (\partial P / \partial Z) \cdot (H_h / 4) / (0.5 \rho W_m^2)$

g : 重力の加速度

G^* : 修正グラスホフ数 $= g \frac{1}{T_b} \frac{q \cdot h}{k} \frac{h^3}{\nu^2}$

G_z : グレツ数 $= Re \cdot Pr \cdot H_h / Z$

h : 加熱壁高さ

H_h : 水力直径 $= 2A_s \cdot h / (1 + A_s)$

k : 流体の熱伝導率

Nu : ヌセルト数 (加熱壁平均の)

$= \bar{q} \cdot H_h / (\bar{T}_w - T_b) \cdot k$

P : 圧力

p : 無次元圧力 $= (P - P_0) / (0.5 \rho W_m^2)$

Pr : プラントル数 $= \rho c_p \nu / k$

q : 加熱熱流束

Re : レイノルズ数 $W_m h / \nu$ または $= W_m \cdot H_h / \nu$

T : 温度

U, V, W : X, Y, Z 方向の速度成分

u, v, w : 無次元速度 $\begin{pmatrix} u = U / W_m \\ v = V / W_m \\ w = W / W_m \end{pmatrix}$

W_m : 主流平均流速

X, Y, Z : 座標 (図2)

x, y, z : 無次元座標 $\begin{pmatrix} x = X / h \\ y = Y / h \\ z = Z / h \end{pmatrix}$

ρ : 流体の密度

ν : 流体の動粘度

θ : 無次元温度 $= (T - T_0) / (q \cdot h / k)$

添 字

m : 平均

w : 壁面

s : 断面

b : 混合平均

$-$: 加熱壁平均

2. 基礎方程式

ここで取扱う流路の物理モデルを図2に示す。流路は、高さ h 、幅 $h \times A_s$ のく形断面であり、水平に置かれている。この管路内を強制対流によって流体が流れ

る(以下、この流れを主流と呼ぶ)。流体には、今回は空気($P_r=0.7$)を想定した。主流は、流路入口に流体力学的に完全に発達した形で流入する。加熱条件は、非均一な加熱の極端な例として、一方の垂直壁のみが熱流束一定の条件で加熱され、他の壁面は断熱であるとする。座標は、図2に示したとおりとする。流体の物性値については、自然対流にかかわる密度変化以外は、温度、圧力によらず一定であるとした。自然対流にかかわる密度変化、すなわち空気の体膨張係数には、その場の混合平均温度の逆数を用いた。この仮定は、加熱熱流束が大きく温度差が大きい場合には誤差を生じるが、ここでは第零近似の意味で用いることとした。このとき、無次元化した基礎方程式は次式のよう

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

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{G_r^*}{R_e^2} (\theta - \theta_b) + \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

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

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{R_e \cdot P_r} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

図2 モデル

ただし、 z 方向の運動量および熱の拡散は、他の方向のそれに比べて小さいとして無視した。

物理モデルに対応する境界条件は、無次元化した形で、

$$\left. \begin{aligned} &\text{壁面で: } u=v=w=0 \\ &y=0 \text{ の面で } \frac{\partial \theta}{\partial y} = -1 \\ &\text{他の面で } \frac{\partial \theta}{\partial x} \text{ or } \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \\ &\text{流路入口で: } u=v=0 \\ &w = \text{既知} \\ &(\text{く形ダクトの理論級数解}) \\ &\theta=0, p=0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

である。

3. 数 値 解 法

基礎方程式(1)~(5)を境界条件式(6)のもとに解析的に解くことは不可能であるので、数値解法を用いる必要がある。三次元の流れ場と温度場の解を求める方法は、二次元の場合ほど簡単ではないので、ここで用いた方法について述べておく。

数値解析には、放物形偏微分方程式に対するimplicit解法を用いた。差分をとるための格子点は、流路断面内で X, Y 方向ともにそれぞれ20分割し、流路流れ方向には $h/4$ ごとに分割して作成した。この差分格子により、連続の式(1)中の u と v については前進差分を、すべての p と w については後退差分を、 θ および他の変数については中心差分をとって差分方程式を作成する。このように差分をとるのは、後述する圧力分布の式を都合良く得るためである。これらの差分方程式をそれぞれ、式(2)では u について、式(3)では v について、式(4)では w について、そして式(5)では θ について整理して、次のような係数形とする。

$$\begin{aligned} f(I, J, K) = &a_s \cdot f(I+1, J, K) \\ &+ a_N \cdot f(I-1, J, K) + a_w \cdot f(I, J+1, K) \\ &+ a_E \cdot f(I, J-1, K) + b + d_f \cdot \Delta p \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここで f は、 u, v, w, θ

I, J, K は x, y, z 方向の格子番号

$$d_\theta = 0$$

この係数形は、いま考えている点の値をその周囲4点の重みつき平均と発生分で表していることにほかならない。この係数 a_s, a_N, a_w, a_E は既知の値から決定される。この形に整理すれば、ADI解法と同様に連立一次方程式の解法を用いて解を得やすい。

ここで、本解析において最も重要な鍵となる圧力分布の取扱いについて述べる。自然対流の発生を考慮した非均一加熱流路の強制対流の解析においては、管内の流れ、温度分布が三次元的に変化する。そのため、均一加熱の管内流のように二次元流れ的にとらえて、流れ方向の圧力こう配は一定で、流れに垂直な断面内の圧力分布も一定であるという仮定は使用できない。したがって、圧力 p をいかに取扱っていくかが重要な点となる。ここでは、Patanker らの方法⁽¹⁰⁾を応用することにする。圧力分布 $p(x, y, z)$ を、流路断面内平均の圧力 $p_m(z)$ と、それからの偏差成分 $p(x, y)$ とに分離して考える。すなわち、

$$p(x, y, z) = p_m(z) + p(x, y) \dots\dots\dots (8)$$

$$\text{ただし } \int_s p(x, y) ds = 0 \dots\dots\dots (9)$$

このようにとることによって、主流 w を解く際には平均圧力 $p_m(z)$ のみを、 u と v を解く際には $p(x, y)$ のみを考えればよく、圧力の分離を行うことができる。

次に、それぞれの圧力の求め方について述べる。まず $p_m(z)$ は、 w の算出結果が流路内を流れる流量が一定である条件、すなわち

$$\int_s w ds = \text{const.} \dots\dots\dots (10)$$

を満足するように決定する。このためには、仮定した圧力こう配 $(\partial p_m / \partial z)^*$ を用いて算出される主流速分布 w^* と、真の圧力こう配 $(\partial p_m / \partial z)$ および主流速分布 w との関係を式(7)で用いた係数によって近似的に次のように表す。

$$w(I, J, K) - w^*(I, J, K) \approx d_w \cdot [(\partial p_m / \partial z) - (\partial p_m / \partial z)^*] \dots\dots\dots (11)$$

この式(11)を式(10)に代入し、 $\partial p_m / \partial z$ が断面内で一定であることに注意すれば、

$$\begin{aligned} & (\partial p_m / \partial z) - (\partial p_m / \partial z)^* \\ &= \frac{\text{const.} - \int_s w^* ds}{\int_s d_w ds} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

を得ることができ、真の圧力こう配と真の主流速分布を求めることができる。

同様に偏差圧力 $p(x, y)$ は、断面内のそれぞれの点で、 u と v (および w) が連続の式(1)を満足するように決定する。ここでも式(11)と同様に、仮定した圧力分布 $p(I, J)^*$ とそれから求まる u^*, v^* と真値の関係を近似的に、式(7)の係数を用いて、

$$\left. \begin{aligned} & u(I, J, K) - u^*(I, J, K) \\ & \approx d_u(p'(I, J, K) - p'(I-1, J, K)) \\ & v(I, J, K) - v^*(I, J, K) \\ & \approx d_v(p'(I, J, K) - p'(I, J-1, K)) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

$$\text{ただし } p'(I, J, K) = p(I, J, K) - p^*(I, J, K)$$

と表し、これらを連続の式に代入する。すると、修正圧力分布 p' に関する係数式を得ることができる。この係数式を得るために、先に述べたやや特殊な差分化を行ったわけである。この p' の式を他の式と同様に解いて、圧力分布 $p(x, y)$ と u, v の真値を求める。

今回の解析全系のフローチャートを図3に示した。それぞれの式の計算時に未知である変数は、一ステップ前の値、またはくりかえし計算の前の値を用いる。図3中の一つのわくで囲まれた計算は、それぞれ収束計算である。本解析は収束計算が多重になっており、きわめて煩雑であるので、その煩雑さを少しでも軽減するために、二次流れ成分にくらべて変化の割合の比較的小さい主流 W と温度分布 T の算出および p_m と W の修正の部分は、全体のくりかえし計算のループからはずしてある。これによる計算結果への影響は、事実上無いことが確かめられている。

4. 結 果

4.1 数値解法の検討 本数値解法の妥当性を確認するために、正方形断面ダクトの4辺を均一に加熱した場合の熱的発達過程における加熱壁平均のヌセルト数(この場合は周平均ヌセルト数に同じ)を算出し、従来報告されている結果との比較を行った。用いた計

図3 フローチャート

算条件は、4 辺の加熱熱流束一定、自然対流の影響は無視、アスペクト比=1.0 である。自然対流の影響を無視した計算では、式(2)中の修正グラスホフ数 Gz^* を 0 とおけばよい。この結果を図 4 に示す。これと同条件の解析を行っている Chandrupatla らの結果⁽¹¹⁾を図 4 中に○印で示した。両者はきわめて良く一致している。また、このほかにも、流路入口に一樣流(スラグ流)を流入させた場合の流体力学的発達過程における主流の発達状況や、圧力損失の変化なども他の結果と比較して、十分に良い一致を見ている。これらにより、本数値解法の妥当性が確認された。

4・2 非均一加熱の伝熱係数への影響 く形の一辺のみを加熱した場合の熱的発達過程における加熱壁平均のヌセルト数を図 4 に示してある。計算条件は、自然対流の影響は無視し、アスペクト比は 1.0 とした。この結果と、全壁を均一に加熱した場合の結果を比較すると、非均一に加熱した場合のほうが全壁を均一に加熱した場合にくらべて熱的発達はおそく、発達中のヌセルト数は大きくなっていることがわかる。非均一加熱によって発達がおそくなることは、Knowles らの結果と一致している。このことは、1 辺加熱の温度分布が熱拡散により 4 辺加熱的発達状態となるのに時間を要することを考えれば当然である。また、これら両者のヌセルト数の差は約 10~20 % で、下流 ($Gz \rightarrow \infty$) になるほどその割合は大きいが、図 4 からわかるとおり、差の値そのものは小さくなっていく。非均一加熱時のヌセルト数が均一加熱時のそれよりも大きくなることは、Sparrow らの実験の結果に反するが、これは Sparrow らの実験が乱流において行われたためである。

4・3 アスペクト比の伝熱係数への影響 4・2 節と同様の条件で、流路断面のアスペクト比を変えた場合の結果を図 5 に示した。図 5 (a) は、 Nu , Re , Gz の代表長さに水力直径 H_h を用いて整理したもので、ア

スペクト比が小さく(たてに細長く)なるにしたがって、ヌセルト数が大きくなる様子がわかる。これは、アスペクト比が小さくなるにつれ、代表長さに対する最大主流速度の位置と加熱壁との間の距離の比が小さくなるためであると考えられる。

図 5 (b) は、 Nu , Re , については図 5 (a) の場合と同じ水力直径を代表長さとし、 Gz には一辺の平均長さ $(1+A_s)h/2$ をとって整理したものである。このように整理すれば、アスペクト比の異なる場合のヌセルト数が、熱的発達過程においてほぼ 1 本の曲線で表されることがわかる。これは、発達過程のヌセルト数を求めるのにきわめて便利な結果である。

4・4 自然対流の影響 一垂直壁のみを加熱した条件で、自然対流を考慮した場合の発達過程にあるヌセルト数の結果を図 6 に示した。アスペクト比は、0.5 の場合を示してある。自然対流を考慮すると、ヌセルト数はきわめて大きくなることがわかる。これは自然対流による二次流れが熱拡散を助長するためである。

二次流れの強さは、一般に Gz^*/Re^2 の大ききで代表される。その変化の一例として加熱熱流束 q の変化 (Gz^* の変化) のヌセルト数に対する影響を図 6 中に示

図 4 非均一加熱の影響

(a) アスペクト比の影響

(b) アスペクト比の影響 (再整理)

図 5

してある。 q が大きくなると、二次流れの強さは大きくなり、ヌセルト数の増大の割合も大きくなる。また、その変化の発生も早くなっていることがわかる。

さらに、レイノルズ数の変化が自然対流の発達にどのような影響をおよぼし、それがヌセルト数にどのようにあらわれるかを見てみる。図6中の破線は、レイノルズ数が1395の場合と1972の場合の結果で、全く同一の曲線となっている。自然対流のない場合、層流場においては、発達中のヌセルト数はグレッツ数で整理

図6 自然対流の影響

すれば速度によらず同一曲線となることが知られているが、この結果は、自然対流を考慮しても同様のことが言えることを示している。

次に自然対流を無視した場合と考慮した場合の双方について、熱的発達過程の温度分布と主流速分布を、実際の距離で等間隔に入口から3点、図7と図8に示した。それぞれ温度分布は等温線で、主流速分布は等速度線で示してある。アスペクト比は0.5とした。自然対流を無視した場合(図7)、温度分布は上下対称のまま発達し、主流速分布は最大値が中央にあって流路入口近くからほとんど変化しない。一方、自然対流を考慮すると(図8)、二次流れによってエンタルピーや運動量が輸送されるため、温度分布は上下に非対称性を生じながら発達してくる。また主流速分布もしだいに変化してくる。流路下流では、温度分布、主流速分布ともに自然対流を無視した場合とは大きく異なり、温度は上方に高い分布となっている。この分布は、自然対流にとっては安定な温度分布であり、これより下流では、もはや自然対流による二次流れはこれ以上大きく発達することはないと考えられる。主流速分布は、最大値の位置が流路中央から加熱壁寄り下方に移動し

(a) $G_z=1302$

(a) $G_z=1302$

(b) $G_z=42$

(b) $G_z=42$

(c) $G_z=21$

$q=0.645 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ $Re=2789$
LEFT: isotherm.
RIGHT: curves of
constant velocity.

(c) $G_z=21$

図7 温度分布と主流速分布 (自然対流なし)

図8 温度分布と主流速分布 (自然対流あり)

ている。これによって、流路の圧力損失が増大することは容易に想像がつくが、これについては後述する。

自然対流によって生じた二次流れの様子を、図8に対応させて図9に示した。二次流れは、加熱壁近傍の上昇流として発生し、その発達につれて断面内の渦となっていく様子がわかる。

最後に、流路の圧力損失について述べる。先に述べたように、二次流れが主流速分布に変化をおよぼすので、流路の圧力損失は増加すると考えられる。図10は、圧力損失係数 f とレイノルズ数 Re の積を流路入口からの無次元距離（グレッツ数の逆数）に対してプロットしたものである。自然対流を無視した場合、 $f \cdot Re$ の値は約15.5の一定値をとる。これは Shah らの結果⁽¹²⁾ 15.548 ときわめて良く一致している。自然対流を考慮すると、先に述べた理由により $f \cdot Re$ の値は増加する。図10中の自然対流を考慮した場合の三つの曲線のパラメータは、図6の3本の曲線のパラメータに対応している。これからわかるとおり、圧力損失の増加の割合は自然対流による二次流れの発達の割合によって変化し、伝熱の促進の割合の大きい場合、すなわち二次流れの強い場合に圧力損失の増加も大きい。ま

図9 二次流れの発達の様子

図10 自然対流の圧力損失への影響

た、圧力損失の増加も、 $f \cdot Re$ とグレッツ数の形で整理すれば、ヌセルト数の場合と同様に自然対流を考慮してもグラフ上の曲線は速度によらないことがわかった。

4.5 非均一加熱と壁面温度 ここまででは、主に非均一加熱の伝熱係数への影響について述べてきた。しかし、核融合炉第1壁のような高熱負荷流路の熱設計においては、伝熱係数よりもむしろ流路の限界熱負荷の大きさが問題となる。

一般の流路では限界熱流束は壁面の材質と流路の伝熱係数とによって定まるが、非均一加熱流路では、加熱熱負荷の周方向分布によっても変化する。しかし、非均一加熱流路の伝熱特性が十分には解明されていないため、均一加熱時の結果が代用され则认为られる。そのとき、流路の熱負荷（熱流）を共通とすると、加熱熱流束の最大値を小さく見積もるため、当然壁面温度は低下し、限界熱負荷を大きく算出して危険である。また、最大熱流束で全周を加熱したとみなすと、総熱負荷が異なるため混合平均温度に差がでて、正しい壁面温度を算出できない。この様子を図11に示す。

図11中の実線は、加熱熱流束 $q=0.645 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ で一面のみを加熱した正方形ダクトの加熱壁中央温度の変化を示している。さらに図11中の破線と一点鎖線は、それぞれ、総熱負荷と熱流束を非均一加熱時と共通とした均一加熱の結果である。これを見てわかるとおり、非均一な加熱を受ける流路の熱負荷を平均化して均一加熱条件と見なすと、壁面温度を極端に低く見積もることになる。非均一加熱時の熱的発達過程の壁面温度を見積もるためには、むしろ、加熱熱流束を同条件とした均一加熱の結果を用いるほうが良い近似をあたえる。ただし、この場合には総熱負荷が異なり、混合平均温度の上昇率がちがうため、温度分布の発達につれて誤差が大きくなっていくので注意が必要である。この点に注意すれば、この方法は非均一加

図11 加熱条件による壁面温度の変化

熱を受ける短い伝熱流路の限界熱負荷の算出にきわめて便利である。

5. 結 言

核融合炉第1壁のガス冷却流路の熱設計資料を得るため、流れが層流である場合のく形断面の非均一加熱流路の伝熱特性を数値解法により求め、以下の結論を得た。

(1) 流路壁4辺のうち1辺のみを加熱すると、加熱壁平均のヌセルト数の熱的発達率は、4辺を均一に加熱された流路の場合よりもおくれることがわかった。また、ヌセルト数そのものもやや高くなることを示した。

(2) 1辺のみを加熱された流路の発達過程におけるヌセルト数は、流路断面のアスペクト比によって影響を受け、アスペクト比が小さくなる(非加熱壁が短くなる)につれて、ヌセルト数は大きくなる。また、この結果を、ヌセルト数、レイノルズ数の代表長さに水力直径を、グレッツ数の代表長さに4辺の平均長さを用いて整理すれば、アスペクト比の異なる流路の熱的発達過程のヌセルト数はほぼ一つの曲線であらわされることがわかった。

(3) 非均一加熱に伴う自然対流の二次流れが発生すると、流路の熱伝達は促進され、その度合は二次流れの強さが強いほど大きい。このときの発達過程のヌセルト数は、グレッツ数を用いて整理すれば、流速を変えても同一曲線となることがわかった。

(4) 自然対流による二次流れの発生によって、流路の圧力損失が増加することを示した。その度合は、伝熱の促進と同様に、二次流れが強い場合ほど大きい。このときの圧力損失も、圧力損失係数とレイノルズ数の積およびグレッツ数で整理することによって、流速には影響されない形とすることができる。

(5) 本解析のモデルのように極端に非均一に加熱された流路の加熱壁面温度は、その熱負荷を均等に分散させた均一加熱流路の壁面温度とは全くかけはなれた値となる。したがって、このような流路の限界熱流束を求める場合には、グレッツ数の大きい熱的発達過程であれば、熱流束を同条件とした均一加熱流路の壁面温度を求めて算出したほうが誤差が少ない。しかし、熱的発達がより進んだ領域では誤差が大きくなるため、この近似は使用できず、非均一加熱流路としての解析が必要となる。

最後に、本解析の数値計算には、東京工業大学総合情報処理センタの電算機 HITAC M 200 H, 280 H を使用した。また、本研究は、文部省科学研究費エネルギー特別(2)57055015の援助によるものである。

文 献

- (1) Knowles, G. R. and Sparrow, E. M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101-4 (1979), 635.
- (2) Black, A. W. and Sparrow, E. M., *Trans. ASME, Ser. C* 89 (1967), 258.
- (3) Sparrow, E. M., ほか2名, *Trans. ASME, Ser. C* 88-2 (1966), 170.
- (4) Reynolds, W. C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6 (1962), 445.
- (5) Gärtner, D., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 17-9 (1974), 1003.
- (6) Sparrow, E. M. and Lin, S. H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6 (1963), 866.
- (7) 森・ほか3名, 機論, 30-219 (昭39), 1378.
- (8) 森・ほか3名, 機論, 32-233 (昭41), 88.
- (9) 山田, 高温対流伝熱系のふく射による伝熱促進に関する研究, 機械技術研究所報告書, (昭57).
- (10) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15 (1972), 1787.
- (11) Chandrupatla, A. R. and Sastri, M. K., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 20-12 (1977), 1315.
- (12) Shah, R. K. and London, A. R., *Advances in Heat Transf.*, Supplement 1 (1978), 200.

討 論

〔質問〕 二 神 浩 三〔愛媛大学工学部〕

(1) グレッツ数の代表長さに $(1+A_s)h/2$ をとることが提案されているが、グレッツ数として $G_z^* = Gc_p / (k \cdot Z)$ (ここに G は質量流量で $G = \rho W_m A_s h^2$) と定義することにほかならないのではないか。

(2) 図6あるいは図10において、 N_u または $f \cdot Re$ は G_z^* と $G_z^* \times Pr$ とで整理できないか。十分発達した領域では、 N_u も $f \cdot Re$ も $G_z^* \times Pr$ のみの関数で示されるものと考えるが、いかがか。

(3) 図7の等速度線において、最大速度の値が軸方向にわずかなずつ増加しているが、誤差と考えてよいか。また、収束判定のための相対誤差はどの程度であったか伺います。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおりである。著者らが、グレッツ数の代表長さに $(1+A_s)h/2$ を用いたのは、熱拡散距離という概念が比較的自然的に適用できる今回のモデルにおいて、グレッツ数の代表長さと熱拡散距離とを近づけておくことが、結果の整理のうえで都合がよ

いと考えたためである。したがって、その結果が $Gz = Gc_p/(k \cdot z)$ となることは当然である。

(2) 十分に発達した領域においては、自然対流による伝熱係数および圧力損失の向上が $Gz \times Pr$ の形で整理できることは承知している。しかし、本解析においては、熱的な発達過程に着目していることと、自然対流を考慮して解析した事象があまり数多くないことから、特に $Gz \times Pr$ で整理することは試みていない。もちろん、熱的発達過程においても、自然対流の影響が $Gz \times Pr$ で整理することができれば、実用上きわめて便利であるので、今後、河村氏のご指摘の点を含めて検討を加えたい。

(3) ご指摘のとおり、流路断面内の最大流速値が流れ方向にしたがってわずかず増加しているのは、入口の流速分布および流路断面を流れる流量の算出の際の誤差である。また、今回の解析においては、収束判定の相対誤差は、基本的に1%未満としてある。こ

の誤差値は他の解析の値に比べて小さくはないが、ある程度解析を進めた領域においては、収束判定のための誤差値の大きさがこの程度であることの影響は無視できることを確認してある。また、相対誤差値をこの程度とすることによって、計算時間を短縮することができるため、この値を用いている。

〔質問〕 河村 洋〔日本原子力研究所〕

核融合炉への応用を考える場合、実際には流路は重力に対してさまざまな方向に向いているので、そのようなご検討もしていただくと有用であると考えてるが、いかがか。

〔回答〕 ご指摘のとおりである。著者らの解析プログラムでは、流路がいずれの方向から加熱を受けても解析は可能であるが、今回はその代表例として、側方より加熱された場合を報告した。次の機会に、他方向からの加熱についても報告したいと考えている。