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*

佐藤 勲**, 黒崎 晏夫**

Heat Transfer Combined with Convection and Radiation in
an Asymmetrically Heated Duct

by Isao SATOH and Yasuo KUROSAKI

This paper deals with the effects of surface radiation on the heat transfer of a circumferentially nonuniformly heated duct. The fluid is a non-participating medium of radiation. A numerical calculation was performed to determine the heat transfer characteristics for laminar and turbulent flows in rectangular and circular ducts, the walls of which were assumed to be gray. The total heat transfer rate of the heated region is enhanced by the radiant heat transfer; however, the convective heat transfer characteristics are little affected. An approximate method to obtain both the radiant heat flux and the wall temperature of the heated region is proposed. This method is useful for estimating the critical heat flux of the duct. It is shown that specular reflection of walls has little effect on the radiation heat transfer.

Key Words: Radiation, Convective Heat Transfer, Asymmetrically Heated Duct, Gray Surface, Specular Reflection

1. 緒 言

著者らは、これまでに非均一加熱を受ける流路の伝熱特性に関していくつかの報告を行ってきた^{(1)~(3)}。非均一加熱を受ける流路の伝熱特性は、周方向に均一に加熱される流路の伝熱とは異なり、流路壁内の熱伝導や壁面相互間のふく射伝熱などが無視できなくなる。特に壁面相互間のふく射伝熱は、熱負荷の大きい核融合炉第1冷却壁の冷却流路やヘリオスタットを用いた太陽熱集熱器の受熱流路のような場合には、流路の熱伝達に大きな影響をおよぼす。しかしながら、これまでに非均一加熱流路において、ふく射伝熱の影響について研究した報告は見あたらない。

本報は、非均一な加熱を受ける流路での壁相互間のふく射伝熱の伝熱特性への影響を明らかにし、このような条件の流路の熱設計に対する指針を与えることを目的としている。

流路内部のふく射伝熱を扱った例としては、これまでに流路壁間のふく射伝熱を利用して熱伝達を促進する試みがいくつか報告されている。山田⁽⁴⁾と渡辺⁽⁵⁾は、

それぞれ独立に高温熱交換器におけるふく射伝熱の影響について解析と実験を行っている。これらの中では、加熱条件は周方向に均一であり、そのままでは固体ふく射が小さいので、流路内に壁を作り同心二重管状として固体ふく射を増大させて熱伝達を促進する方法について検討を行っている。また、この報告の中では流体がふく射吸収性である場合についても述べられている。Imら⁽⁶⁾は、高温ガスを冷却する場合の熱伝達について、流体のふく射吸収・射出・散乱の波長依存を考慮して解析を行い、流体にふく射の散乱のある場合のほうが、それのない場合よりも効果的に冷却ができることを示している。

このほかにも流路内部のふく射伝熱を扱った報告がいくつか存在するが、そのいずれもが流路の加熱条件が周方向に均一な場合であり、非均一な加熱を受ける場合にそれらの結果がそのまま利用できない。本報では、断面がく形と円形である流路が周方向に強く非均一に加熱された場合の対流伝熱に対する固体ふく射の影響を理論的に求め、熱伝達率や加熱壁面温度に関して検討を行うとともに、ふく射伝熱量を近似的に見積もる方法を提案した。その結果が厳密解とよく一致することから、この近似ふく射計算が熱設計などの実用上有効であることを示した。また、ふく射の解析と実

* 昭和60年11月13日 第934回講演会において講演、原稿受付 昭和60年4月30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)。

際の伝熱の対応において常に問題となる拡散反射と規則反射の影響についても検討を行った。

主 な 記 号

x, y, z : く形流路における無次元座標

$$(x = X/h, y = Y/h, z = Z/h)$$

r, θ, z : 円管における無次元座標

$$(r = r^*/r_0, z = Z/r_0)$$

u, v, w : 無次元流速成分

$$(u = U/W_m, v = V/W_m, w = W/W_m)$$

$$p$$
: 無次元圧力 $= (P - P_0) / \left(\frac{1}{2} \rho W_m^2 \right)$

$$t$$
: 無次元温度 $= (T - T_0) / \left(\frac{Q_{in} \cdot h}{k} \right)$

$$\text{or} = (T - T_0) / \left(\frac{Q_{in} \cdot r_0}{k} \right)$$

h : く形流路の加熱壁高さ

A_s : く形流路断面のアスペクト比 [図 1(a)]

r_0 : 円管断面の半径

H_h : 水力直径

δ : 壁の厚さ

θ_h : 円管の加熱角 [図 1(b)]

q : 無次元熱流束 $= Q/Q_{in}$

k_w : 壁の熱伝導率

Nu : 加熱壁平均または全周平均のヌセルト数

$$= \frac{\bar{Q}}{T_w - T_b} \frac{H_h}{k}$$

G_z : グレツ数

$$= \frac{Re \cdot Pr \cdot H_h}{Z}$$

Re : レイノルズ数

$$= \frac{W_m \cdot h}{\nu} \text{ or } \frac{W_m \cdot r_0}{\nu} \text{ or } \frac{W_m \cdot H_h}{\nu}$$

G_r^* : 修正グラスホフ数

$$= g \frac{1}{T_b} \frac{Q_{in}}{k} \frac{h^4}{\nu^2} \text{ or } g \frac{1}{T_b} \frac{Q_{in}}{k} \frac{r_0^4}{\nu^2}$$

添 字

conv.: 対流

rod.: ふく射

n.r.: ふく射外 [式(13)]

in: 入力

m: 平均

b: 混合平均

0: 入口

2. 解 析

本研究で使用了流路の物理モデルを図 1 に示し

た。図 1(a) はく形流路の、(b) は円管のモデルである。非均一な加熱は、く形流路では一つの垂直壁のみを、円管では $\theta = \pi \pm \theta_h/2$ の領域のみを熱流束一定の条件で加熱し、他の部分を断熱とすることで行う。流れは層流または乱流とし、流路入口に完全に発達した流速分布をもって流入するとする。このとき、流体の圧縮性、粘性散逸、物性値の変化を無視すれば、流れと温度に関する基礎方程式は無次元化した形で次のようになる。ただし、く形流路の場合についてのみ示す。円管では、円筒座標を用いるが基本的に同一であるのでここでは省略する。

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

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

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

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

(a) く形流路

(b) 円管

図 1 流路のモデル

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

ここで式(2)～(5)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。また ε_m と ε_h はそれぞれ乱流のうず動粘性係数とうず温度伝ば率であり、Cessの式⁽⁷⁾で定まる0方程式モデルで定めた。流れを層流とする場合には、それぞれを零とすればよい。

さらに、物理モデルに対応する境界条件は、く形流路においては次のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \text{壁面で: } u=v=w=0 \\ \frac{\partial t}{\partial x} \text{ or } \frac{\partial t}{\partial y} = \pm q_{\text{conv.}} \\ q_{\text{conv.}} = q_{\text{in}} - q_{\text{rad.}} \\ q_{\text{in}} = \begin{cases} 1: \text{加熱壁} \\ 0: \text{断熱壁} \end{cases} \\ \text{流路入口で: } u=v=0 \\ w: \text{完全に発達した流速分布} \\ t=0, p=0 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、円管においては壁内周方向の一次元熱伝導をも考慮したが、この場合の境界条件については後述する。さらに式(6)中の $q_{\text{rad.}}$ はふく射熱流束であり、流体がふく射的に透明で壁面を射出率 ε の灰色体とすると、次のようにあらわすことができる。

$$q_{\text{rad.}i} = \varepsilon_i \sum_k \left(\sigma T_i^4 - \sigma T_k^4 + \frac{1 - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} q_{\text{rad.}k} \right) dF_{ik} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで σ はステファン・ボルツマン定数、 dF_{ik} は微小面 i と k の間の形態係数である。このふく射熱流束と流路壁の温度分布は境界条件式(6)によって関連しており、これらはくりかえし計算によって求められる。

式(1)～(5)を式(6)の境界条件のもとに解析的に解くことは不可能であるので、これらの解法には、差分方程式の陰解法を用いた。計算法の詳細については別報^{(1)～(3)}にくわしいのでここでは省略し、ふく射伝熱の取扱いについてのみふれる。

壁面の温度分布が定まれば、式(7)よりふく射熱流束を計算することができる。ところが式(7)は $q_{\text{rad.}}$ に関する連立一次方程式であり、ふく射伝熱を考えているすべての微小要素、すなわち壁面上のすべての格子点の $q_{\text{rad.}}$ を連立させて解く必要があるため、その未知数の数がきわめて大きくなって計算に多大の時間を要

する。そこで、流路流れ方向の距離差による形態係数の変化に着目し、有効にふく射伝熱を行う領域を限定することにする。

形態係数は、2面間の流れ方向の距離差が大きくなると急激に小さくなる性質を有している。その様子の一例を図2に示した。このことから、実質的に見える領域としては、

$$\frac{dF_{ik}(|z_i - z_k| = \Delta z_{\text{limit}})}{dF_{ik}(z_i = z_k)}$$

の値がある値以下となる Δz_{limit} までを考えればよいことになる。今回の解析では、この値が0.01となる点までで領域の限定を行った。

この近似を用いても、まだ式(7)の未知数の数は容易に解を得るほどには小さくない。また、この方程式を解くためには、上記の領域内すべての壁面温度が必要となる。これは、ふく射伝熱の遠隔性によるもので、計算している点の直前の温度分布が既知であれば良い対流計算と根本的に異なる部分であり、対流・ふく射共存系の伝熱計算を煩雑なものとする一つの要因である。今回は、さらに近似を用いてこの点を解析することにする。

ここで用いた近似は、著者らの一人が提案した⁽⁸⁾のように、式(7)の右辺の壁面温度およびふく射熱流束の流れ方向の変化を無視するというものである。実際には、対流伝熱の解析に合わせて、計算中の点の直前より上流と計算中の点より下流の二つの領域を考えている。この近似を用いると、壁面温度の記憶量の減少はもちろん、ふく射熱流束と温度分布とを関連させるためのくりかえし計算が計算中の断面内に局所化できるため、計算時間の点でも効果はきわめて大きい。さらに、この近似によって形態係数を流路流れ方向にあらかじめ積分しておくことができるという利点もある。この積分された形態係数を F_{ik} 、上流側、下流側をそ

図2 形態係数の流れ方向への変化

それぞれ U と D で表すと、式(7)は次のように書きなおすことができる。

$$q_{\text{rad},i} = \varepsilon_i \sum_k \left(\sigma T_{iD}^4 - \sigma T_{kU}^4 + \frac{1 - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} q_{\text{rad},k} \right) F_{ikU} \\ + \varepsilon_i \sum_k \left(\sigma T_{iD}^4 - \sigma T_{kD}^4 + \frac{1 - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} q_{\text{rad},k} \right) F_{ikD} \quad \dots\dots\dots (8)$$

式(8)中の総和は、流路断面内のみのものとなるので計算は比較的容易である。この近似の誤差は、今回のモデルのように流路断面内に大きな温度差が存在する場合には、十分に小さいことが山田の報告⁽⁴⁾に述べられている。

なお、この近似を用いた場合には、流路加熱開始点以前と加熱終了点以降の影響を考慮するためには特別な取扱いが必要となるが、ここでは紙数の都合で省略する。

3. 結 果

解析に使用した流路の大きさは、く形流路では加熱壁面高さ $h=0.05$ m, 円管では直径 $2r_0=0.03$ m である。また、流体には空気を想定した。空気は実用的な温度域のふく射に対して透明と見なせるもので、今回のふく射伝熱の算出式の仮定に合致する。

3.1 く形流路の場合 まず、流路断面形状がく形である場合について述べる。く形流路では、壁面の射出率は、加熱壁で0.2、断熱壁で0.8として計算した。

図3(a)と(b)はそれぞれ、流れが層流と乱流の場合の熱的発達過程における加熱壁面平均の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。ふく射伝熱と対流伝熱とは伝熱形態が全く異なるが、ふく射の影響を見やすくするために、次のようなふく射ヌセルト数を定義し、対流伝熱によるヌセルト数と同様に

扱うことにする。

$$Nu_{\text{rad}} = \frac{Q_{\text{rad}}}{T_w - T_b} \frac{H_h}{k} \quad \dots\dots\dots (9)$$

対流ヌセルト数を Nu_{conv} とすると、流路壁の見かけの熱伝達率 Nu_{total} は、

$$Nu_{\text{total}} = Nu_{\text{conv}} + Nu_{\text{rad}}$$

と書くことができる。図3はいずれも、 Nu_{conv} と Nu_{total} を描いてあり、この2本の曲線の間の部分がふく射伝熱によるものに対応する。

ふく射伝熱を考慮すると、加熱壁からふく射によって熱が運ばれるため、 Nu_{total} は向上する。この向上の割合は、当然、壁面温度の高い、高加熱熱流束の場合ほど大きい。また、対流熱伝達率が高く、同じ熱負荷に対して壁面温度の上昇しにくい乱流の場合には、向上の割合は小さくなる。さらに、比較のために、図3にはふく射伝熱を無視した場合のヌセルト数(対流ヌセルト数)をも示してあるが、ふく射伝熱を考えた場合の対流ヌセルト数は、ふく射を無視した場合のヌセルト数と一致せず、やや高い値となる。これは、加熱壁の温度の高い部分、たとえば流路隅の部分で効果的にふく射伝熱が行われる結果、加熱壁面温度が均一化するためである。一般によく用いられるふく射伝熱の近似計算では、この対流ヌセルト数の変化を無視して、対流伝熱とふく射伝熱を分離しているが、そのときの誤差は、図3に示されるとおり、多いところ数%である。この差異は、ふく射伝熱が顕著なほど大きく、流れが乱流である図3(b)の場合にはほとんどあらわれない。したがって、ふく射伝熱の近似計算は、このような場合には良い精度を有すると考えられる。

流れが層流である場合[図3(a)]には、自然対流による二次流れの発生を考慮したときの結果も示してある。この場合においても、 Nu_{total} はふく射伝熱を無視したときの対流ヌセルト数より高い値をとるが、ふく

(a) 層流の場合

(b) 乱流の場合

図3 加熱壁の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響(く形流路)

射ヌセルト数は、自然対流のない同じ熱負荷の場合に比べてやや小さい。これは、自然対流によって対流伝熱が促進され、加熱壁面温度が低下するからである。また、逆に、ふく射伝熱によって流路断面内の温度分布が平均化されるため、自然対流が弱まって二次流れによる伝熱促進効果が小さくなっていることもわかる。なお、このときの熱伝達率の波打ちは、流路内の二次流れのフローパタンの変化に対応するものであることが確かめられている。

3.2 円管の場合 く形流路の場合と同様に、図4(a)と(b)にそれぞれ流れが層流と乱流の場合の円管の熱的発達過程における全周平均の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響を示した。流路内壁の射出率は0.2とし、加熱角 θ_h は $\pi/4$ とした。ヌセルト数は全周平均の値としたので見かけの熱伝達率 $N_{u, total}$ のみを示してある。

非均一加熱条件では、全周平均のヌセルト数は均一加熱時に比べて低下することが知られている⁽⁹⁾が、ふく射伝熱を考慮すると、この低下は小さくなり、均一加熱時の結果と事実上一致する。これは、加熱部に集中していた熱負荷がふく射伝熱によって分散し、ふく射伝熱のない場合に伝熱に寄与していなかった部分が

熱伝達を行うためである。

流れが乱流である場合には、ふく射伝熱の影響があらわれにくいことは、く形流路の場合に述べたとおりであり、円管においてもそれは変わらない。ただし、加熱熱流束を大きくして壁面の温度を高くすれば、乱流の場合においてもふく射伝熱は大きく影響する。図4(b)の乱流の場合は図4(a)の層流の場合に比較して加熱熱流束を30倍に増加させたときの結果である。加熱熱流束がこの程度大きいと壁面温度に与えるふく射伝熱の影響が顕著となるが、これについては別節で述べる。

3.3 規則性反射表面 一般に対流と共存した固体ふく射を考える場合には、壁面を乱反射とする灰色体の仮定を用いることがほとんどである。これは、ふく射の基礎式を簡単にするためである。今回の解析においてもそのように仮定してふく射伝熱を求めてきた。しかし、流路壁が金属で射出率が小さく、かつ表面が平滑である場合には、乱反射の仮定が成立するかどうかは疑問である。そこで、規則性反射表面が、今回の解析モデルのような条件のふく射伝熱にどのように影響を及ぼすかを検討してみる。

規則性反射表面である場合の解析手法については、Sparrowら⁽¹⁰⁾が、反射率と形態係数の積の総和で定まる交換係数(Exchange Factor)を用いて計算する方法を述べているが、今回は散乱性反射表面の仮定による式からの移行が簡単な近似法を提案し、この結果について述べる。

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

$$I_i^+(\theta) = \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + (1 - \varepsilon) \left\{ \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + (1 - \varepsilon) \left\{ \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + (1 - \varepsilon) \left\{ \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + \dots \right\} \right\} \right\} \quad (10)$$

なる無限級数で表すことができる(図5)。ここで、 j 面は i 面から $-\theta$ 方向にある微小面、 $k, l, \dots$ 面は、そ

(a) 層流の場合

(b) 乱流の場合

図4 全周平均の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響(円管)

図5 規則性反射面

の部分に映って見える微小面をあらわす。また、壁面の射出率は場所によらず同一とした。式(10)で、2回の反射によって見える壁面 k を乱反射面と仮定すると、無限級数はこの項で終わる有限の級数となり、 $I_i^*(\theta)$ は次のようにあらわされる。

$$I_i^*(\theta) = \varepsilon \sigma T_i^4 / \pi + (1 - \varepsilon) \{ \varepsilon \sigma T_j^4 / \pi + (1 - \varepsilon) (\sigma T_k^4 / \pi - (1 - \varepsilon) q_{\text{rad},k} / \varepsilon \pi) \} \cdots (11)$$

微小壁面1と2の上でそれぞれ式(11)を考えると、この2面間のふく射伝熱による交換熱量は、

$$\begin{aligned} dq_{\text{rad},12}(\theta) &= (I_1^*(\theta) - I_2^*(\theta)) \cos \theta d\Omega \\ &= \{ \varepsilon \sigma T_1^4 - \varepsilon \sigma T_2^4 + (1 - \varepsilon) (\varepsilon \sigma T_{1j}^4 - \varepsilon \sigma T_{2j}^4) \\ &\quad + (1 - \varepsilon)^2 (\sigma T_{1k}^4 - \sigma T_{2k}^4) \\ &\quad - (1 - \varepsilon)^3 (q_{\text{rad},1k} - q_{\text{rad},2k}) / \varepsilon \} \frac{\cos \theta d\Omega}{\pi} \\ &\cdots \cdots \cdots (12) \end{aligned}$$

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をすれば、乱反射壁面の場合と同様にふく射熱流束を計算することができる。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 $2i$ 面を見た立体角に等しいとしているから、 j 面、 k 面の面積は i 面よりも大きくなっている。この面の温度、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ることによってふく射熱流束算出の式中に形態係数を含まない形に整理していることがこの手法の要点である。

図6は、円管において壁面の反射を散乱性と規則性とした場合の壁面上のふく射熱流束と対流熱流束の変化の様子の一例を示したものである。壁面の射出率は0.2とした。ふく射熱流束の分布は、壁面の反射を散乱性と規則性とした場合で大きな差は生じていない。ただし、反射を規則性とした場合には、特に非加熱領域でふく射熱流束が波打っている。これは壁面の

規則反射によって加熱部が見えやすい部分とそうでない部分が生じるため、規則反射特有の現象である。

以上の結果から、今回のモデルの流路のように、加熱部と受熱部が直接よく見える場合には、射出率が小さい壁面においても、反射の規則性の影響は大きくないといえ、一般の灰色体の仮定を用いても大きな誤差を生じることは少ない。ただし、流路出入口近傍では、その影響が散乱性反射の壁よりも長い距離に及ぶため、規則反射の影響を考える必要があると考えられる。

3・4 壁面熱伝導とふく射伝熱の影響 今回の解析モデルに見られるように、流路周方向に大きな温度差が生じる場合には、ふく射伝熱と同様、壁面内の周方向への熱伝導も顕著となってくる。これの影響の詳細については別報で述べることにし、ここでは、円管においてふく射伝熱を考えた場合についてのみ述べる。

壁に熱伝導を考えた場合の温度の境界条件は、熱伝導を流路周方向一次元定常とし、壁厚さ方向の温度差を無視すると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial r} &= q_{n,r} + \frac{k_w}{k} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t_w}{\partial \theta^2} \right) \\ q_{n,r} &= q_{\text{in}} - q_{\text{rad}} \\ q_{\text{in}} &= \begin{cases} 1(-\theta_n/2 \leq \theta \leq \theta_n/2) \\ 0(\text{他の部分で}) \end{cases} \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (13)$$

となる。この境界条件は、温度を両辺に含んでいるため、温度分布はくりかえし計算によって求める必要がある。この式中の $(k_w \cdot \delta) / (k \cdot r_0)$ は、このような形態の壁面熱伝導を支配する無次元数であり、壁面熱伝導パラメータと呼ぶことにする。この値が1を超える流路においては、壁の周方向熱伝導の影響は無視し得ない⁽⁹⁾。

図4(a)と(b)には、壁面熱伝導パラメータが3.176と31.76の壁面の流路の熱伝達率に対するふく射伝熱の影響も同時に示してある。ふく射伝熱によって見かけの熱伝達率が向上することは既に述べたが、熱伝導のある場合にはさらに熱伝達率が向上することがわかる。この結果は、円管を均一に加熱した場合の熱伝達率よりも高く、伝熱促進の点から注目に値する。これは、ふく射伝熱によって流路周方向の各点の物理的な熱伝達率が不均一となり、非円形断面流路の平均熱伝達率が壁の熱伝導によって向上するのと同様の機構で、熱伝達が促進されるためである。

3・5 壁面温度とふく射伝熱 ふく射伝熱が顕著となるような高熱負荷の流路では、流路壁面温度が高

図6 規則反射面の影響

いため、流路の限界熱流束が問題となることが多い。そこで、加熱壁面温度に対するふく射伝熱の影響を試みることにする。図7は、断面が円形である流路が非均一に加熱された場合の壁面温度に対するふく射伝熱の影響を、壁の周方向熱伝導の影響とともにあらわしたものである。流れが乱流である場合を示した。

加熱部の温度は、壁の周方向熱伝導と壁相互間のふく射伝熱とに大きく影響される。特にふく射伝熱は、壁の熱伝導が少ない場合に効果的に壁温を下げるはたらきをすることがわかる。また、壁に周方向熱伝導のある場合にも加熱壁面温度はふく射伝熱により低下するが、壁の熱伝導が顕著になる（壁面熱伝導パラメータが大きくなる）につれてその効果は減少してくる。これは、壁の熱伝導によって加熱部の熱負荷が分散し、加熱領域と非加熱領域の温度差が小さくなるためである。加熱領域の壁面温度が低下した分だけ非加熱部の温度が上昇し、非均一な温度分布が平均化することは当然である。

また、加熱壁面温度の発達の様子に着目すると、ふく射伝熱が顕著な場合には、発達の様子がふく射のない場合と異なり、流路流れ方向への壁面温度の上昇率が小さくなっていることがわかる。これは、温度分布の発達に伴って壁面温度が上昇すると、ふく射伝熱量も大きくなるためである。したがって、壁面熱伝導によってふく射伝熱がおさえられた場合には、ふく射の有無による壁面温度の発達の様子の変化は少ない。

この例からわかるように、非均一な高熱負荷を受ける伝熱流路の限界熱流束には、ふく射伝熱と流路周方向の熱伝導が大きく影響するため、これを求めるためには、これらの影響を加味した解析を行うか、何らかの方法で影響の大きさを見積もっておく必要があり、注意が必要である。

図7 壁面温度に対するふく射伝熱の影響

4. ふく射近似計算法

ここまで述べてきたように、強く非均一に加熱される流路の伝熱に対しては、ふく射伝熱が大きな影響を及ぼすため、このような流路においては、ふく射と対流伝熱を共存させて解く必要がある。ところが、ふく射は対流伝熱とは異なり非線形性が強いので、計算が煩雑である。したがって、簡単にふく射伝熱を見積もる方法が見いだされれば、実用上の意義は大きい。そこで、これについて考えてみる。

まず、考えている伝熱系を、今回の解析モデルのように流路断面内に高温部と低温部が存在する場合に限定する。これは、ふく射伝熱をできるかぎり流路断面内で完結させ、対流伝熱との共存を考えやすくするためである。さらに、ふく射熱流束を求めるために次の二つの仮定をおく。

(1) ふく射を考えることにより流路の対流ヌセルト数は変化しない。

(2) 流路はふく射的に閉じた系である。

(1)の仮定の精度については、3・1節で述べた。(2)の仮定は、流路の入口、出口の近傍を除けば良い精度で成立する。このとき、加熱壁面温度を T_h 、他の断熱壁面温度を T_c 、それぞれの射出率を ϵ_h, ϵ_c とすれば、加熱壁（領域）から出るふく射熱流束 Q_{rad} は、近似的に、

$$Q_{rad} = \underbrace{\epsilon_h (\sigma T_h^4 - \sigma T_c^4)}_{\text{射出分}} - \underbrace{(1 - \epsilon_c) \epsilon_h (\sigma T_h^4 - \sigma T_c^4)}_{\text{反射分}} \quad (14)$$

とあらわすことができる。ただしここで加熱壁と断熱壁間の形態係数は1としている。一方、加熱壁平均の対流ヌセルト数 N_u は、

$$N_u = \frac{Q_{conv.}}{T_h - T_b} \frac{H_h}{k} \quad (T_b: \text{混合平均温度})$$

であるから、これより

$$T_h = \frac{Q_{conv.}}{N_u} \frac{H_h}{k} + T_b \quad (15)$$

となる。また、加熱領域上のエネルギーバランスより、

$$Q_{conv.} = Q_{in} - Q_{rad.} \quad (16)$$

であるから、式(15)、(16)を式(14)に代入すると、

$$Q_{rad.} = \epsilon_h \epsilon_c \left\{ \sigma \left(\frac{Q_{in} - Q_{rad.}}{N_u} \frac{H_h}{k} + T_b \right)^4 - \sigma T_c^4 \right\} \quad (17)$$

を得ることができる。この式で未知なのは、断熱壁面の温度 T_c のみである。一般にふく射のない場合には断熱壁の温度は混合平均温度より低い、ふく射伝

図 8 近似計算による加熱壁温とふく射熱流束

熱のある場合には断熱壁面温度も上昇する。そこで今回は、 T_c に混合平均温度を代用することにする。これによって式(17)は $Q_{rad.}$ 以外すべて既知となるので、 $Q_{rad.}$ に関する四次方程式を解けば、ふく射熱流束の概略を得ることができる。図3(a), (b)中には、この方法で求めたふく射熱流束によるふく射ヌセルト数の一例を矢印の長さで示してある。この結果はふく射を厳密に解析した結果と良く一致している。

また、この方法によって加熱壁面温度に対するふく射伝熱の影響を見積もることができる。すなわち、式(17)で求めたふく射熱流束を式(15), (16)に代入すれば、加熱壁面温度を求めることができる。図8は、Liu ら⁽¹¹⁾が対流とふく射を考慮して、太陽集熱器を模擬した平行平板間流路の伝熱を解析した結果について本概算法を適用した結果の一例である。計算の基礎となる対流ヌセルト数には、Liu らのふく射のない場合の結果を使用した。ふく射熱流束の誤差が流路後半で大きくなっているのは、断熱壁の温度が実際には混合平均温度よりも高くなっているためである。この点を除けば、本近似法は良い精度を有していることがわかる。

これらのことから、ふく射のない場合の伝熱の様子が把握できていれば、この手法を用いて容易にふく射伝熱の影響を見積もることができることがわかる。ふく射伝熱のない場合の伝熱特性に関しては相似則が無理なく適用できることから、低温の条件で実験的に伝熱特性を求めておき、それから高温の場合を推定して本近似法を用いれば、ふく射熱流束、壁面温度、限界熱流束などを求めることができるため、本手法の実用的な意義はきわめて大きい。

5. 結 言

断面形状がく形と円形である流路が、周方向に強く非均一に加熱された場合に重要となる熱伝達に対するふく射伝熱の影響を数値解析によって明らかにした。その結果は以下のとおりである。

(1) ふく射伝熱による加熱壁面の伝熱係数への影響は、壁面温度の上昇しやすい流れが層流である場合には顕著であるが、乱流においても加熱熱流束が大きい場合には大きくなる。

(2) 流路が非均一加熱を受ける円管の場合には、全周平均の伝熱係数は、ふく射伝熱によって均一加熱時の結果とほぼ同一の値まで向上する。さらに、壁に周方向熱伝導がある場合には、ふく射伝熱により壁の全周平均の熱伝達率は均一加熱時の結果より向上する場合がある。

(3) 壁の射出率が小さく、反射が散乱性で見なせない場合のふく射伝熱の解析法について述べ、今回のモデルのように、高温部と低温部が直接よく見える伝熱系では、反射の規則性の影響は小さいことを示した。

(4) 加熱壁面温度はふく射伝熱によって低下するため、ふく射が顕著となる高熱負荷の伝熱流路の限界熱流束を算出する際には、ふく射伝熱の見積もりが必要である。

さらに、ふく射伝熱のない場合の結果から、ふく射伝熱量および加熱壁面温度を見積もる近似計算法を提案し、その結果が、厳密にふく射を解析した結果と良く一致して、実用性が高いことを示した。

文 献

- (1) 黒崎・佐藤, 機論, 52-474, B (昭61) 掲載予定.
- (2) 黒崎・佐藤, 機論, 52-474, B (昭61) 掲載予定.
- (3) 佐藤・黒崎, 機論, 51-464, B (昭59), 1342.
- (4) 山田, 機械技術研究所研究報告書, (昭57-3).
- (5) 渡辺, 東京工業大学学位論文, (昭55).
- (6) Im, K. H. and Ahluwalia, R. K., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 27-2 (1984), 221.
- (7) Reynolds, W. C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6 (1962), 445.
- (8) 黒崎, 機論, 35-278 (昭44), 2099.
- (9) 黒崎・佐藤, 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭59-5), 613.
- (10) Sparrow, E. M., and Cess, R. D., *Radiation Heat Transfer*, Revised Edition (1970), 137, Brooks/Cole Pub. Co.
- (11) Liu, C. H. and Sparrow, E. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 23 (1980), 1137.

討 論

〔質問〕 谷 口 博〔北海道大学工学部〕

(1) 流路の熱伝達に対するふく射伝熱の影響を論じておられるが、実用面を考慮するとき、非ふく射性流体を選ぶよりふく射性流体を選ぶほうがよいと思う。影響の少ないと思われる非ふく射流体を解析対象に選ばれた理由をお教え願いたい。

(2) ふく射を伴う複合伝熱問題では、とくに Z 方向入口の境界条件設定が難しい。この研究では、具体的にどのような境界条件を設定しておられるか、お教え願いたい。

(3) 一般に、計算時間を節減する努力を払うとプログラム作成時間が著しく長くなることもある。両者の総合的評価を加味して、近似計算法による総所要時間の節減度をお示し頂きたい。

〔回答〕 (1) 本報でターゲットとしているのは、主に核融合炉第1壁のガス冷却流路であり、この場合の冷却作動流体には加圧ヘリウムが考えられている。ヘリウムは通常考えられる温度域のふく射に対しては透明であるので、本報では流体を非ふく射性として取扱った。

(2) 流路入口近傍では、今回用いた壁面温度とふく射熱流束の Z 方向変化を無視する近似は使用できない。そこで本報では、次のようにして計算を進めた。

まず、流路入口以前には流路本体と壁の条件が等しく、断面形状が同じ流路が無限に有るものとした。この条件は、流路入口の流速分布の条件と合致する。入

口以前の流路は、流体の入口温度と等しい温度の等温壁とする。このとき、流路入口以前が見える部分のふく射熱流束は、式(8)で用いた上流側の積分された形態係数 F のうち流路入口以前を見る部分を別途計算し、領域を流路入口以前、それ以降の上流側、下流側の三つに分けて計算した。

なお、この場合においてもふく射熱流束の Z 方向変化を無視しているが、これはふく射熱流束と壁面温度の関連を計算中の断面に限定するために必要な条件であり、また図2に示すように入口以前の見える範囲は $Z \leq 3$ 程度であって、解析結果全体に与える影響は大きくないので、この仮定は適当であると考えている。

(3) 質問者の言う「近似計算法」が、ふく射と対流伝熱を共存させて解析する数値計算に用いた種々の近似を指していると理解してお答えする。

著者らは、これらの近似を用いない場合との計算時間の比較を行っていないので、具体的な節減量についてはお答えできないが、ふく射熱流束と壁面温度の Z 方向変化を考慮して解析するためには、流路流れ方向の計算を幾度か繰返す必要があることを考えれば、この近似を用いることにより計算時間を数分の一にすることができると思われる。また、この近似は計算の安定度を向上させるので、プログラム開発に必要な手間も節減できるといえる。