

# 仕切りによる水平環状多孔質層内の自然対流伝熱の抑制

西村 龍夫\*・国次 公 司\*

## Natural Convection Suppression in a Horizontal Porous Annulus by Azimuthal Baffles

Tatsuo NISHIMURA and Koji KUNITUGU

### Abstract

Numerical studies are presented for the suppression of natural convection heat transfer in a horizontal porous annulus heated from the inner surface. Azimuthal baffles are employed to reduce heat transfer, and the effect of the number of baffles and their positions are examined.

It is found that for a single baffle, the baffle position has a negligible effect on heat transfer in the boundary layer regime. An increase of the number of baffles is effective to suppression of natural convection and we show that the Nusselt number is inversely proportional to  $(N+1)$  where  $N$  is the number of baffles.

### 1. 緒 言

熱媒体を管路で輸送することは、工業プラントやビルの空調システム等で多くみられる。しかし、輸送時には必ず外気への熱損失を伴い、エネルギーロスを生じる。エネルギー消費の効率化が叫ばれる今日では、このエネルギーロスをできるかぎり避けることはきわめて重要である。

一般に熱媒輸送管は、熱損失を小さくするため、管外壁はグラスウールなどの断熱材でカバーされている。グラスウールは大きな空間率を有するため、管外壁と外気との温度差が大きいと、断熱材内で自然対流が生じ、熱損失を増大させる。本研究では、グラスウールを多孔質層とみなし、水平環状多孔質層内に生じる自然対流の抑制方法について検討する。

自然対流の抑制に関する研究は多くないが、いくつ

かの研究例がある。それらのほとんどは仕切りを挿入する方法である<sup>1-6)</sup>。ここでは水平環状多孔質層における研究の紹介に限定する。Lai<sup>4)</sup>は環状多孔質層内の半径方向に仕切りを設置し、仕切りの枚数や位置が伝熱速度にどのような影響を与えるかを数値計算によって検討した。その結果、条件にも依存するが、伝熱速度は最大20%程度減少することを示した。これに対して増岡ら<sup>5)</sup>は、仕切りを円周方向に設置して、多孔質層を2つの層に分ける方法について、実験および数値計算によって検討している。この場合、最大50%程度の低減が得られている。類似した研究は、環状空気層についてYangら<sup>6)</sup>が数値計算によって検討しており、やはり同程度の低減を示した。

したがって仕切りを設置すれば伝熱速度は低減するが、低減率に着目すれば、仕切りを円周方向に配置し、多孔質層を多層化することにより断熱性能を向上させると考えられる。そこで本研究では断熱方法の設計指針を得るため、従来検討されていなかった仕切り位置や仕切り枚数が伝熱速度にどのような影響を与えるか

\*機械工学科

を数値計算によって検討し、さらに実用的に便利な伝熱速度の相関式を提案した。

## 2. 解析モデル

断熱層は有孔率 $\epsilon$ 、透過率 $K$ という特性値で特徴づけられる多孔質層とみなし、流れはダラーシー則<sup>7)</sup>が成立するものとする。また断熱層は十分に長い水平輸送管に装着されているものとし、解析領域は2次元的な取扱が可能であるとした。

Fig. 1に用いた解析モデルを示す。仕切りは熱伝導率の大きな材料とし、その厚さは十分に薄いとす。図に示されるように仕切りは多孔質層を多層構造とするため、円周状に配置される。多孔質層の内円筒壁と外円筒壁はそれぞれ一定温度で加熱、冷却されている。

これらの仮定に基づいて、支配方程式を定式化すれば次のようになる。

運動量輸送方程式

$$\nabla^2 \Psi = -Ra \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (1)$$

エネルギー輸送方程式

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \nabla^2 \theta \quad (2)$$

ここで考慮した水平環状多孔質層は垂直中心線に関して対称であるので、解析領域は多孔質層の右半分とした。

境界条件は次式によって表される。

内壁

$$r = r_i, \quad \theta = 1, \quad \Psi = 0 \quad (3)$$

外壁

$$r = r_o, \quad \theta = 0, \quad \Psi = 0 \quad (4)$$

垂直中心線

$$\phi = 0^\circ, 180^\circ \quad \Psi = \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0 \quad (5)$$

また、仕切りでの境界条件は上で述べた仮定より、

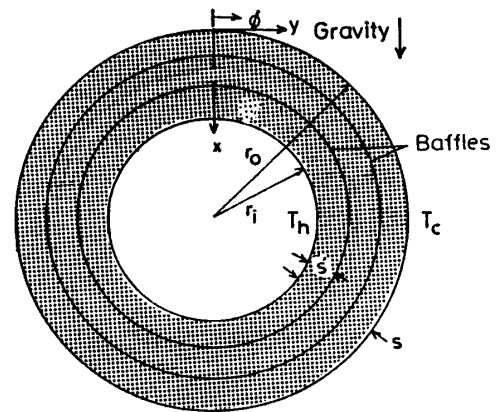


Fig.1 Schematic diagram of a horizontal porous annulus with azimuthal baffles.

次のように与えられる。

$$r = r_i + s', \quad \theta_- = \theta_+, \quad \frac{\partial \theta}{\partial n_-} = \frac{\partial \theta}{\partial n_+}, \quad \Psi_- = \Psi_+ = 0 \quad (6)$$

方程式(1)と(2)及び境界条件(3)~(6)より、流れ場及び温度場が得られる。解析的に解を求めることは困難であるので、本研究では数値計算法を使用した。数値計算法は差分法と有限要素法があるが、ここでは有限要素法を用いた。その理由は、差分法に比べ有限要素法では、仕切り上での境界条件を容易に方程式中に組み込むことができるからである。本計算では4節点1次のアイソパラメトリック要素を用いて解析領域を分割した。

要素内での温度と流れ関数は、節点上での値 $\theta(X_i, Y_i)$ 及び $\Psi(X_i, Y_i)$ と、要素に属する $i$ 番目(ここでは $i=1 \sim 4$ )の節点に対して与えられる形状関数 $N_i^e(X, Y)$ を使って、次のように近似される。

$$\theta(X, Y) = \sum_{i=1}^4 N_i^e(X, Y) \theta(X_i, Y_i) = \mathbf{N}^{eT} \{\theta^e\} \quad (7)$$

$$\Psi(X, Y) = \sum_{i=1}^4 N_i^e(X, Y) \Psi(X_i, Y_i) = \mathbf{N}^{eT} \{\Psi^e\} \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{N}^{eT}$ は各節点での形状関数を成分とする行ベクトルであり、 $\{\theta^e\}$ と $\{\Psi^e\}$ は、それぞれ節点上の温度及び流れ関数の値を成分とする列ベクトルである。こ

これらの近似式を式(1)と(2)に代入し、ガレルキン重み付き残差法により離散化したのち、領域全体について組み立てると、次の行列方程式を得る。

$$[K] \{\Psi\} = Ra \{BF\} \quad (9)$$

$$[M] \frac{\partial \{\theta\}}{\partial \tau} + \{C\} = -[K] \{\theta\} \quad (10)$$

ここで、

$$[K] = \sum_s^m \int_s \frac{\partial N^e}{\partial X} \cdot \frac{\partial N^{eT}}{\partial X} + \frac{\partial N^e}{\partial Y} \cdot \frac{\partial N^{eT}}{\partial Y} dXdY \quad (11)$$

$$\{M\} = \sum_s^m \int_s N^e N^{eT} dXdY \quad (12)$$

$$\{C\} = \sum_s^m \int_s N^e \left\{ U \frac{\partial N^{eT}}{\partial X} + V \frac{\partial N^{eT}}{\partial Y} \right\} \{\theta^e\} dXdY \quad (13)$$

$$\{BF\} = \sum_s^m \int_s N^e \left[ \frac{\partial N^{eT}}{\partial Y} \right] \{\theta^e\} dXdY \quad (14)$$

であり、 $m$ と $s$ はそれぞれ全要素数と各要素の領域を意味する。式(11)～(14)に現れる積分はガウスの数値積分法により計算した。

式(10)の時間微分はクラック・ニコルソン法を適用して、次式のように差分化する。

$$\{\theta\}_{\tau+\Delta\tau} = \{\theta\}_{\tau} + \frac{\Delta\tau}{2} \left\{ \left[ \frac{\partial \{\theta\}}{\partial \tau} \right]_{\tau+\Delta\tau} + \left[ \frac{\partial \{\theta\}}{\partial \tau} \right]_{\tau} \right\} \quad (15)$$

ここで $\Delta\tau$ は時間差分幅である。

これに式(10)を代入して整理すると、以下のようになる。

$$\left[ \frac{1}{\Delta\tau} [M] + \frac{1}{2} [K] \right] \{\theta\}_{\tau+\Delta\tau} = \left[ \frac{1}{\Delta\tau} [M] - \frac{1}{2} [K] \right] \{\theta\}_{\tau} - \frac{1}{2} \left[ \{C\}_{\tau+\Delta\tau} + \{C\}_{\tau} \right] \quad (16)$$

$\tau+\Delta\tau$ と $\tau$ での対流項 $\{C\}$ の変化は小さいとして、式(16)を簡易化すれば、次式を得る。

$$\left[ \frac{1}{\Delta\tau} [M] + \frac{1}{2} [K] \right] \{\theta\}_{\tau+\Delta\tau} = \left[ \frac{1}{\Delta\tau} [M] - \frac{1}{2} [K] \right] \{\theta\}_{\tau} - \{C\}_{\tau} \quad (17)$$

本計算では、式(17)を用いて定常解を求めた。非定常法(false time step method)は、対流が支配的な高レイリー数域でも安定な収束解が得られるという利点がある。

計算の手順としてはまず温度場を求め、次に流れ関数を計算し、新しく得られた値と前の時刻に得られた値の差が十分に小さくなるまで計算を繰り返す。すなわち収束条件は、各節点ごとに求めた、温度の時間変化の最大値に対して、

$$\epsilon \leq |\theta_{\tau+\Delta\tau} - \theta_c|_{\max} \quad (18)$$

と与え、 $\epsilon$ は $\Delta\tau$ の値に応じて変化させた。具体的には、 $\Delta\tau=10^{-3}$ のときに $\epsilon=10^{-4}$ を基本にして、 $\Delta\tau$ を1/2にした時には $\epsilon$ も1/2にするというやり方である。

なお、初期値には熱伝導解を用い、 $Ra$ 数を徐々に増加させて、高 $Ra$ 数の解を得た。

得られた温度場より伝熱速度を評価するために、ヌセルト数 $Nu$ を計算した。ヌセルト数は対流が生じているときの熱流束を熱伝導のみの熱流束で割ったものであり、次のように表される。

$$Nu = -\ln \left[ \frac{r_0}{r_1} \right] \cdot r^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \Big|_{r^*=\frac{r_0}{r_1}} \quad (19)$$

この式は環状多孔質層内・外表面及び仕切り上での局所 $Nu$ 数を与える。これを周方向に積分して平均すれば、平均ヌセルト数が得られる。定常状態に達すれば、内円筒壁、外円筒壁、仕切り上で計算された平均 $Nu$ 数は一致しなければならないので、この性質より、計算法及び計算結果の精度が検討できる。本計算では3者は約3%以内で一致した。

分割数が及ぼす解の精度についてはあらかじめ検討し、不等分割要素を用いた方が計算時間も短くなり解の精度も向上することがわかったので、Fig. 2に一例を示すような要素分割を用いた。

計算プログラムの妥当性を確認するため、仕切りのない環状多孔質層内の自然対流を調べた。Fig. 3は平均 $Nu$ 数と $Ra$ 数との関係を示す。図中にはCaltagirone<sup>9)</sup>やBurnsとTien<sup>9)</sup>が差分法で求めた結果を併示した。本

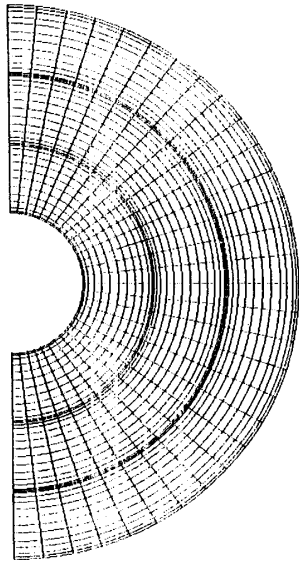


Fig. 2 Finite-element mesh for  $r_o/r_i=4$  and  $N=2$ .

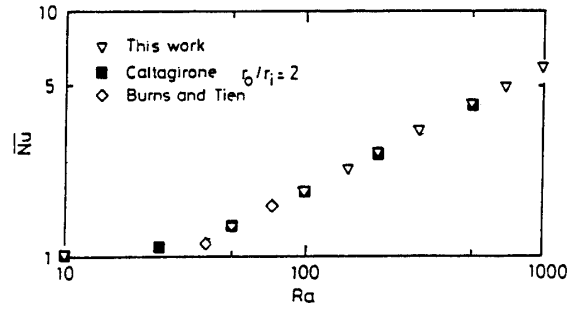


Fig. 3 comparison of the average Nusselt numbers obtained from the present study and those in the literature for an annulus with no baffles.

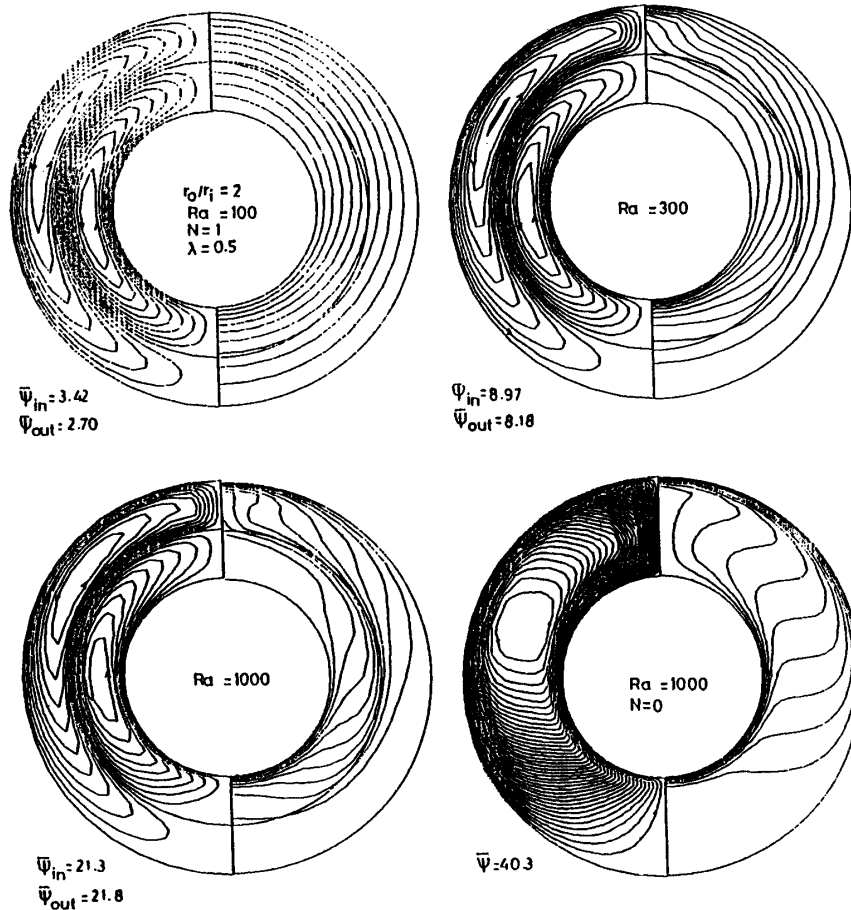


Fig. 4 Streamlines and isotherms for an annulus with a single baffle ( $r_o/r_i=2.0$  and  $\lambda=0.5$ ).

計算値は彼らの結果と良好に一致しており、計算プログラムが妥当であると判断した。

なお、本計算は山口大学情報処理センターの NEC

ACOS 830/10 コンピュータを用いて行った。

### 3. 計算結果及び考察

#### 3.1 仕切り1枚

Fig. 4は半径比 $r_o/r_i = 2$ における流線分布と温度分布を示す。仕切りは多孔質層の真中に位置する。仕切りの存在によって各層には左右一対の渦が形成される。Ra=100では等温線がほぼ同心円状であることより、熱伝導が支配的であることがわかる。Ra数が増加すると外層の頂部と内層の底部で等温線がゆがみ、Ra=1000では内壁、外壁及び仕切りで等温線が密となり、これらの領域に温度境界層が形成される。同図には仕切りのない結果も併示してあり、仕切りの存在より加熱壁

で温められた流体が直接冷却壁に衝突することはなく、仕切りが熱抵抗となって熱の輸送を抑制していることがわかる。

Fig. 5は仕切りの位置を変化させた結果である。同図(a)は仕切りを真中より内側へずらした場合である。Ra=100では渦の強度は内層より外層の方が約2倍程度大きくなっている。これは外層の方が温度差が大きいためである。しかしRa数の増加によってその差は徐々に小さくなっている。等温線のRa数に対する変化は仕切りが真中にある場合(Fig. 4参照)と類似しており、高Ra数では境界層が形成される。同図(b)は逆に仕切りを外側へずらした場合である。渦の強度は内側の方が大きくなっているが、同様にRa数の増加によってそ

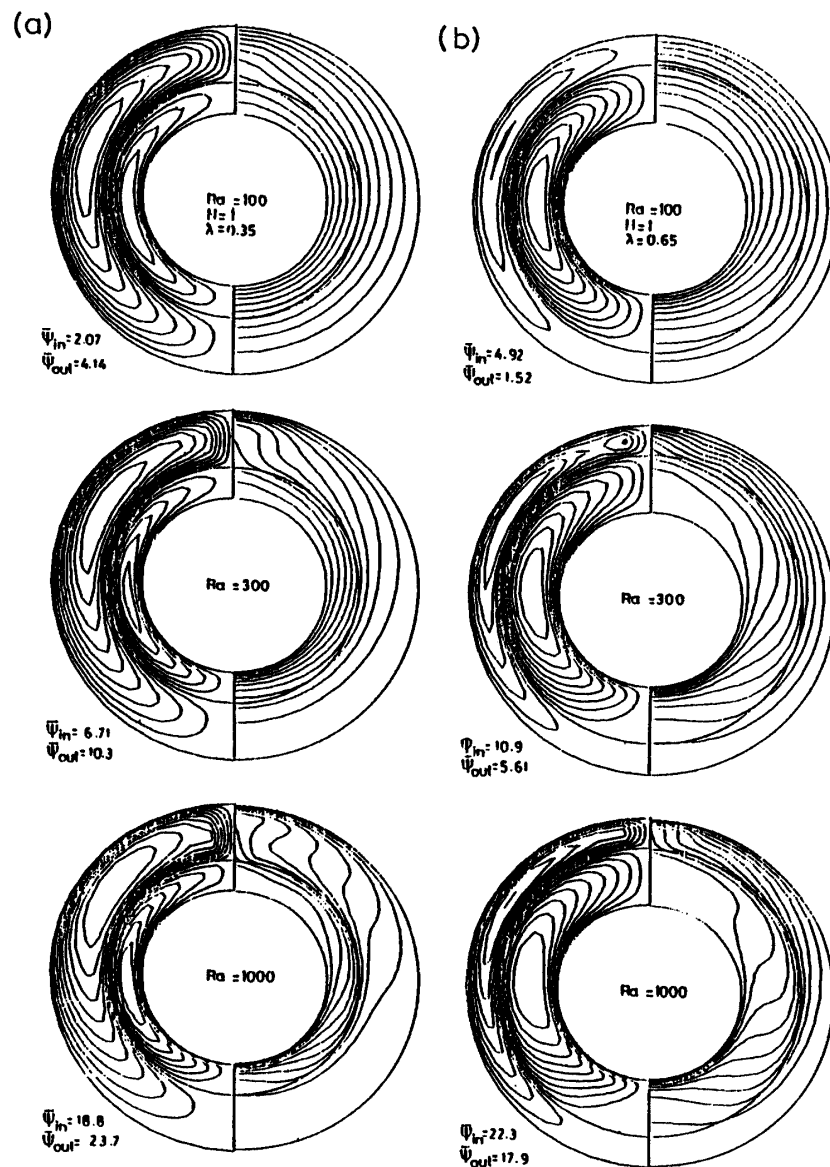


Fig. 5 Streamlines and isotherms for two different positions of the baffle ( $r_o/r_i = 2.0$ ).

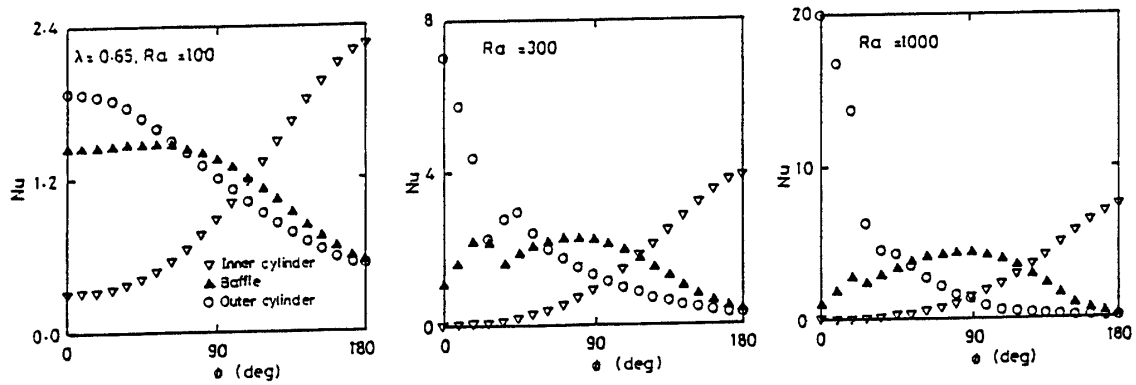


Fig. 6 Local Nusselt number distributions for several Rayleigh numbers ( $r_o/r_i=2.0$ ,  $\lambda=0.65$  and  $N=1$ ).

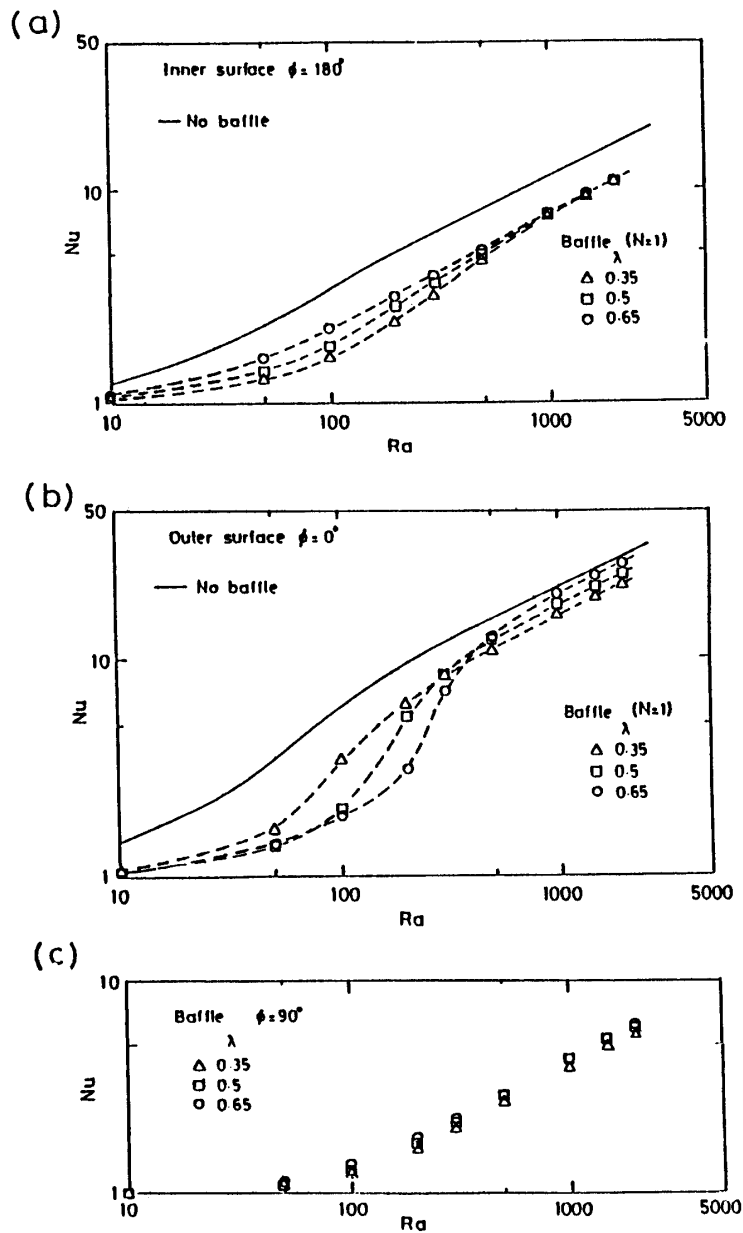


Fig. 7 Local Nusselt number vs Rayleigh number for several positions of the baffle ( $r_o/r_i=2.0$ ).

の差は小さくなっている。しかし仕切りを外側へずらした場合には、興味深い現象が現れる。すなわち中間Ra数域で、外層の頂部に2次流れが発生し、そして消滅することである。また同図(a)と(b)のRa=1000における等温線を比較すると、外層の頂部での温度差は仕切りの位置にかかわらずほぼ等しいことがわかる。

Fig. 6は仕切りを外側へずらした場合の局所Nu数分布を示す。Ra=100でもNu数は周方向に変化しており、内円筒では底部( $\phi=180^\circ$ )から頂部( $\phi=0^\circ$ )に向かってNu数は減少し、一方外円筒では逆の傾向を示す。仕切りのNu数分布は、仕切りが外側へ位置するため、外円筒と類似している。Ra=300では外層頂部に2次流れが発生するため、外円筒と仕切りのNu数分布に、極大点や極小点が生じる。しかし内円筒の分布は変化しない。さらにRa数が増加すると、先に述べたように2次流れは消失するので、Ra=1000では外円筒や仕切りのNu数分布は再び単調な変化を示す。なお、仕切りのNu数分布は低Ra数の場合と異なり、頂部や底部で最小値を持ち、中央部( $\phi=90^\circ$ )で最大値を持つ。

Fig. 7は局所Nu数とRa数の関係を示す。同図(a)は内円筒底部におけるNu数である。Ra<10ではNu数は1に近く、仕切り位置によって変化しない。しかしRa=50~500の範囲では仕切り位置の影響が現れ、仕切りを内側から外側へずらすとNu数は増大している。しかし、さらにRa数が増加すると、再び仕切り位置の影響は無視できるようになる。これはFig. 4と5の等温線の挙動より、内円筒の底部より温度境界層が発達するためである。すなわち、境界層厚さが内層の厚さに比べて十分に薄いことが示唆される。実線で示された仕切りなしの結果と比較すると、Nu数は全Ra数範囲において一様に減少しており、仕切りによる低減効果が認められる。同図(b)は外円筒頂部での結果である。この場合もRa=50~500の範囲でNu数は仕切り位置の影響を強く受け、仕切りを外側へずらすことによってNu数は減少する。しかし同図(a)の結果とは異なり、この領域でNu数は急激に変化している。これは頂部の温度場がFig. 5の等温線より熱的に不安定な状態(不安定成層)にあるためである。この不安定成層は2次流れを生じさせる要因となり、Fig. 5の流線分布より、仕切りを外側へずらす方が2次流れが発生しやすいことがわかる。さらにRa数が増加すると、仕切り位置の影響は逆転し、仕切りを外側へずらした方がNu数は大きくなっている。これはFig. 5の等温線に示されたように、外層の厚さが薄くなっても温度差は厚い場合とほとんど変わらないためである。併示された仕切りなしのNu数と比較すれば、高Ra数域では意外にNu数の

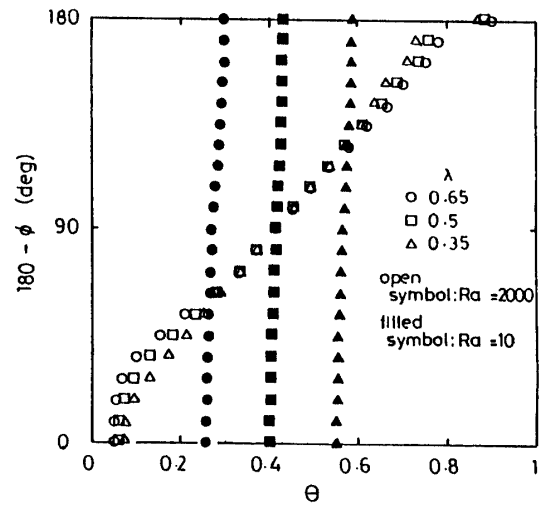


Fig. 8 Baffle temperatures for several positions of the baffle ( $r_o/r_i=2.0$ ).

低減効果は小さいことがわかる。同図(c)は仕切りの中心部の結果である。この場合には仕切り位置の影響は全Ra数範囲にわたって小さいことがわかる。

Fig. 8は仕切りの温度分布を示す。Ra=10における熱伝導支配域では、仕切り温度は円周方向に一様であり、また仕切り位置によってその値は異なる。しかしRa=2000における対流支配域では、仕切り位置の影響はほとんど無視できるようになり、仕切り温度は頂部と底部を除いて、円周方向に沿ってほぼ直線上に変化している。これは仕切り位置にかかわらず、外層と内層の温度差はほぼ等しいことを意味し、内・外円筒壁及び仕切り上に境界層が形成されるためである。

Fig. 9は局所Nu数を積分平均して求めたNu数を示す。同図(a)は半径比2の結果であり、先に述べた局所Nu数とは異なり、仕切り位置の影響がほとんど現れていないことがわかる。しかしRa=100~500の範囲ではわずかではあるが仕切りが外側にある方がややNu数は増大している。実線は仕切りがない場合を示すが、Ra $\geq$ 100以上では約50%の低減率が認められる。

同図(b)は半径比が4の結果であり、Nu数の値は異なるが、挙動は類似している。したがって、伝熱速度の低減に着目すれば、仕切り位置は断熱層の真中より少し内側へずらして設置した方がより有効であることが見い出される。なお、この事は環状多孔質層について成立するもので、長方形多孔質層では、真中に仕切りを設置した方が最も良いことが既にわかっている<sup>10)</sup>。

Fig. 10は異なった半径比における対流支配域の流れ場と温度場を示す。半径比が大きくなると等温線は大きくゆがみ、対流効果が強くなることがわかる。しか

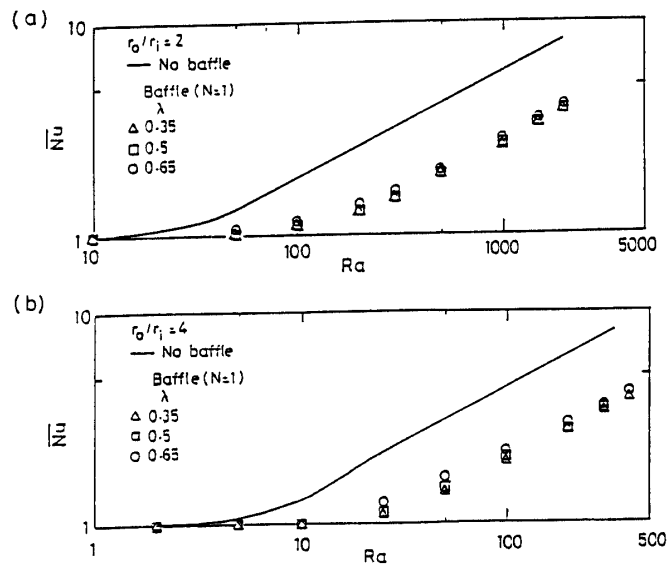


Fig. 9 Average Nusselt number vs Rayleigh number for several positions of the baffle.

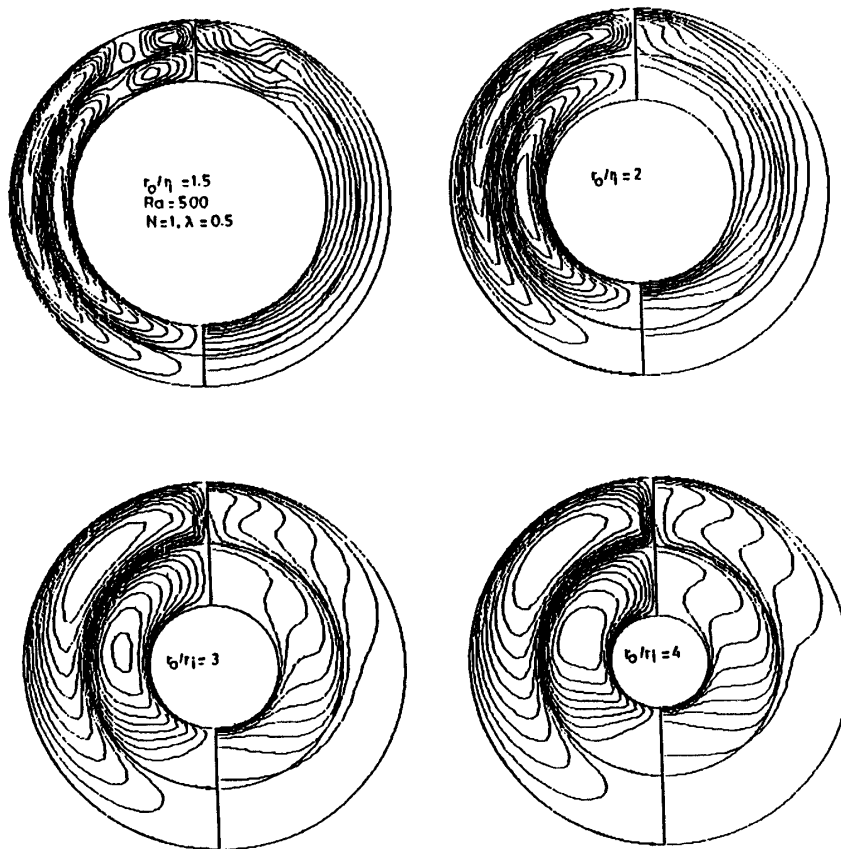


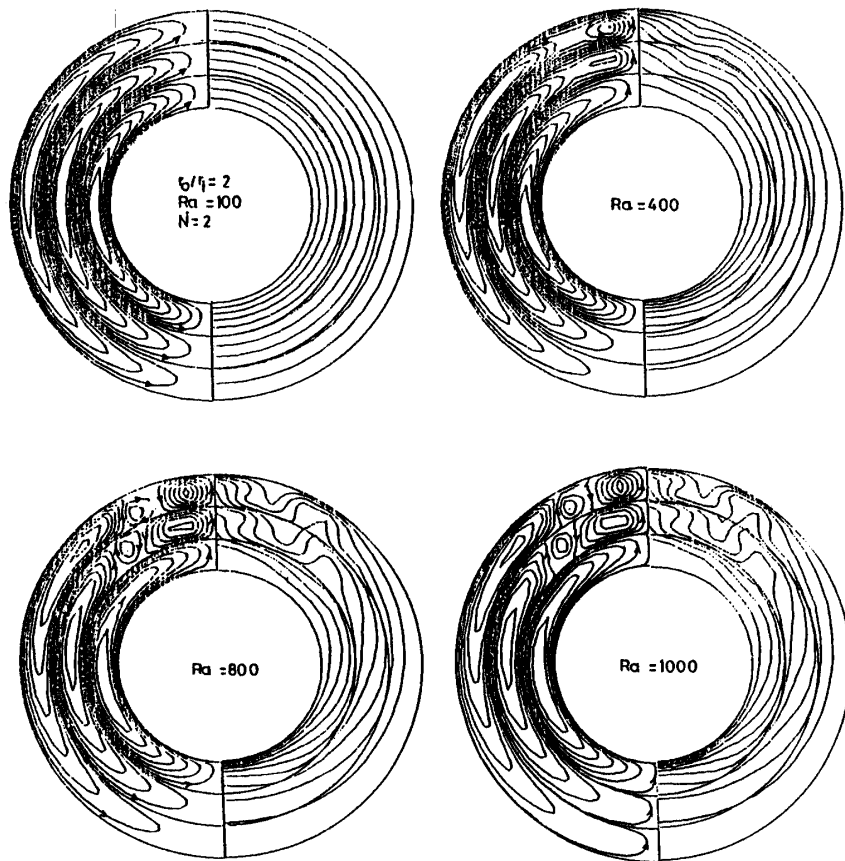
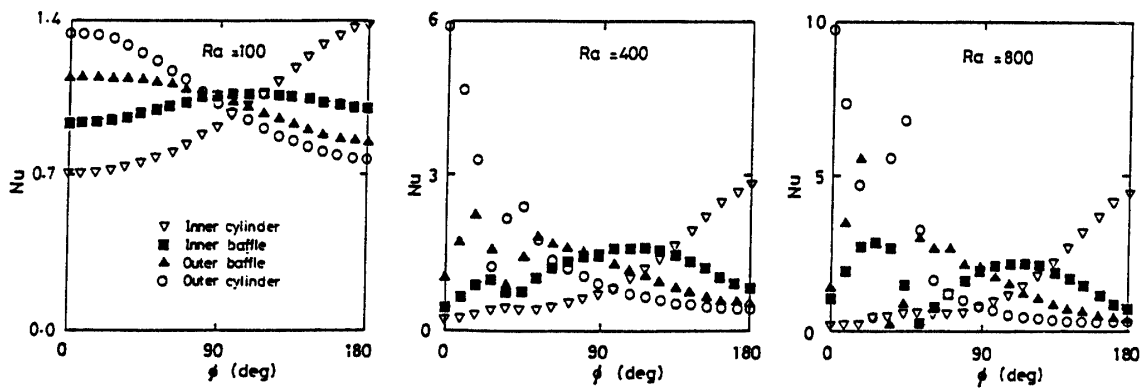
Fig.10 Streamlines and isotherms for several radius ratios ( $Ra=500$ ,  $\lambda=0.5$  and  $N=1$ ).

し半径比が小さい場合、頂部に2次流れが生じやすいことに注意しなければならない。したがって断熱設計に当たっては最適な半径比を選ぶ必要がある。

### 3.2 仕切り2枚

前述の結果より仕切り位置が伝熱速度に及ぼす影響



Fig.11 Streamlines and isotherms for an annulus with two baffles ( $r_o/r_i=2.0$ ).Fig.12 Local Nusselt number distributions for several Rayleigh numbers ( $r_o/r_i=2.0$  and  $N=2$ ).

は小さいことがわかったので、等間隔に配置された2枚の仕切りについて検討する。Fig. 11は半径比2における流線分布と温度分布を示す。Ra=100では熱伝導支配であるが、Ra=400では外層と中間層の頂部に2次流れが生じている。この2次流れはRa数の増加によって強くなり、高Ra数域では外層と中間層に3つの渦が形成され、そのため頂部付近では等温線は大きく蛇行している。しかし内層には2次流れは生じない。これは、

外層や中間層に比べて頂部の温度差が小さいためである。

Fig. 12は局所Nu数分布を示す。2次流れの発生のため、Ra=400と800で $\phi=0\sim70^\circ$ 付近にNu数の複雑な挙動が内円筒を除いて見られる。Fig. 13に仕切りの温度分布を示す。破線は熱伝導解であり、対流支配の高Ra数域では仕切り1枚と同様に仕切り温度は頂部と底部を除いて直線的に変化し、Ra数に余り依存しないこ

とがわかる。なお、頂部での温度変化は2次流れによるものである。

Fig. 14は平均Nu数の結果を示す。仕切りの数が増すにつれてNu数は減少しており、仕切りによる自然対流の低減方法が有効であることが確認される。さらに高Ra数ではいずれもNu数はRa数の0.5乗に比例している。したがって、仕切りが設置されても境界層が形成

され、熱輸送の機構は仕切りがない場合と変わらない。また仕切り2枚で生じた2次流れが伝熱速度に及ぼす影響は小さいと考えられる。

Fig. 15は異なった半径比における対流支配域での流れ場と温度場を示す。仕切り1枚と同様に半径比が大きくなると対流効果は強くなり、逆に小さくなると2次流れが発生しやすくなることわかる。

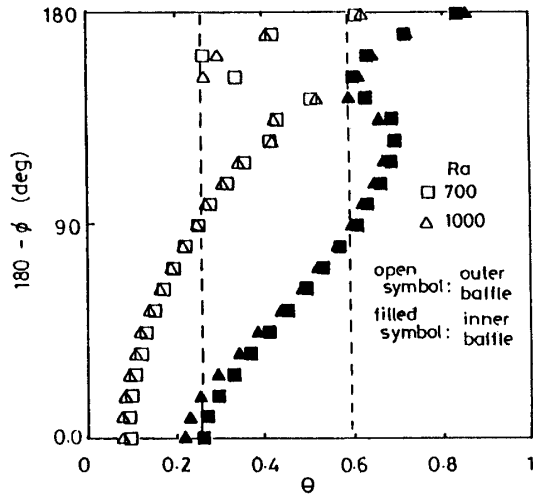


Fig.13 Baffle temperatures ( $r_o/r_i=2.0$  and  $N=2$ ).

### 3.3 Nu数の相関式

Nu数は半径比や仕切り枚数に依存するので、これらの変数を考慮して実用的に便利な相関式を考える。まず半径比について検討するが、これは既に増岡ら<sup>11)</sup>が仕切りなしの場合について報告しており、本研究ではそれに習う。Nu数は前述したように半径比が大きくなるにつれて増大する。半径比が大きくなることは環状多孔質層の円周長さとその厚さとの比が小さくなることに対応する。環状多孔質層は垂直中心線に関して左右対称であるので、右半分を長方形多孔質層と見なせば、環状多孔質層の半円周長さ1と厚さsとの比はアスペクト比と呼ばれる縦横比に相当する。長方形多孔質層のNu数は、Ra数の0.5乗とアスペクト比の-0.5乗に比例することが境界層理論より導出され、これは数値計算とよく一致することがわかっている。環状多孔質層で

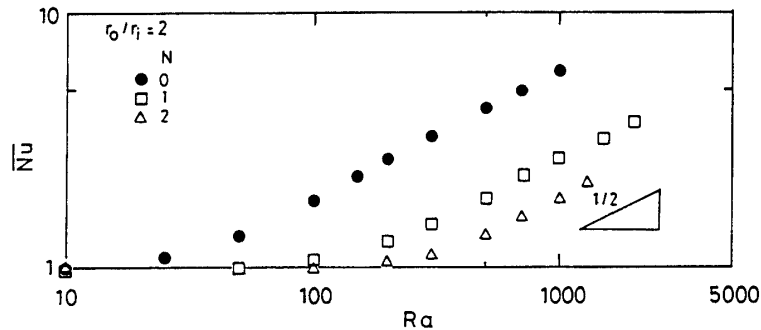


Fig.14 Average Nusselt number vs Rayleigh number for two baffles ( $r_o/r_i=2.0$ ).

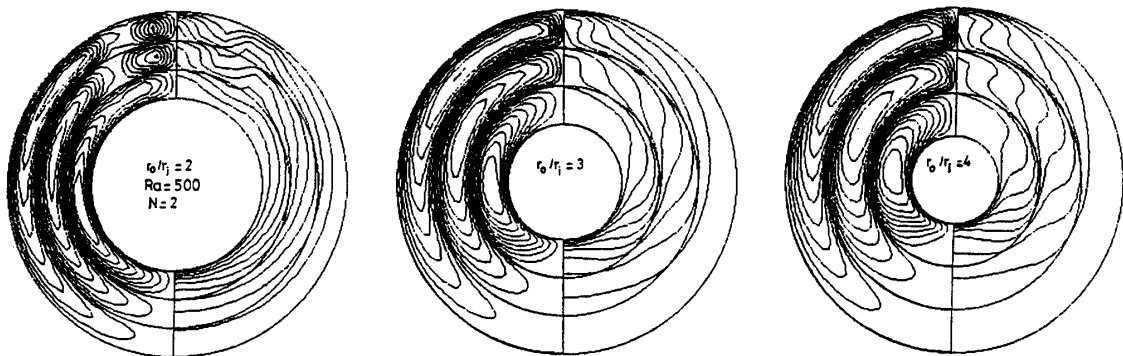


Fig.15 Streamlines and isotherms for several radius ratios ( $Ra=500$  and  $N=2$ ).

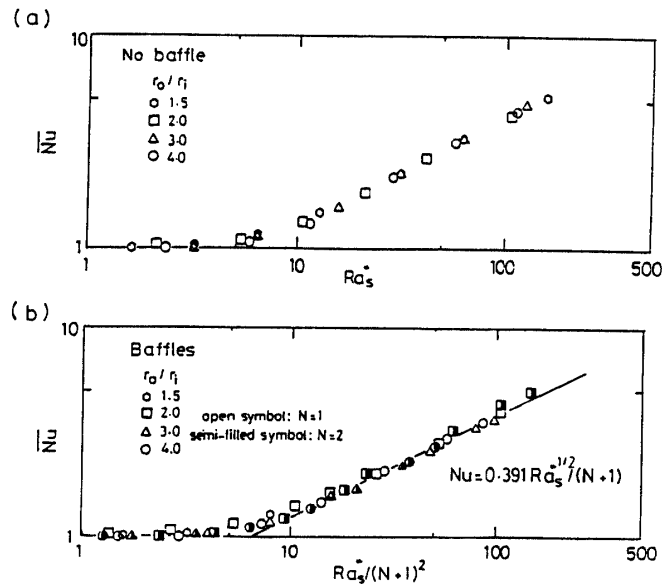


Fig.16 Average Nusselt number vs modified Rayleigh number .

も内円筒と外円筒にそれぞれ境界層が形成され、Nu数はRa数の0.5乗に比例するので、環状多孔質層にもアスペクト比を考慮したRa数を導入する。これは先に定義したRa数を次のような修正Ra数に変換すればよい。

$$Ra_s^* = Ra \left( \frac{s}{r_i} \right) \cdot \left( \frac{s}{l} \right) \quad (20)$$

ここで、 $r_i$ は内円筒半径、 $s$ は多孔質層厚さ、 $l$ は平均半円周長さであり、 $\pi (s+2r_i)/2$ とする。

Fig. 16(a)は修正Ra数で仕切りのないNu数を点綴したものである。半径比 $r_o/r_i=1.5\sim 4.0$ の範囲でNu数はRa数のみで整理される。また、仕切りがある場合についても修正Ra数が適用できることがわかった。

次に仕切り枚数について検討する。Fig. 14に示されたようにNu数は仕切りの数が増えるにつれて減少し、高Ra数域ではNu数はRa数の0.5乗に比例する。これらの結果より仕切りがあるなしにかかわらず対流の基本的なメカニズムは同じであると考えられる。仕切りを挿入することは多孔質層が多層化されるため、各層における対流の駆動力となる浮力が小さくなる事を意味し、これはRa数が小さくなることに対応する。したがってRa数中に含まれる温度差と代表長さをどのように選ぶかがNu数の相関を考える上で重要となる。代表長さは仕切りを等間隔に設置することから、仕切り間隔 $s/(N+1)$ を選ぶのが適当である。しかし温度差についてはFig. 13に示された仕切りの温度分布より、温度差は円周方向に一律ではなく、また各層間でも異なり、適

切な評価は難しい。そこで便宜的ではあるが、温度差は平均的な意味で $(T_h - T_c)/(N+1)$ とする。Fig. 16(b)は $Ra_s^*$ の代わりに $Ra_s^*/(N+1)^2$ を用いてNu数を点綴したものである。仕切りが1枚でも2枚でもNu数はほぼ一つに相関され、 $Ra_s^*/(N+1)^2 > 10$ で直線近似すれば次のような相関式が提示される。

$$Nu = 0.391 Ra_s^{*0.5} / (N+1) \quad (21)$$

なお、この相関式は同図(a)の仕切りのない場合にも適用できる。

式(21)より、Nu数の低減率を求めれば次のようになる。

$$\eta = \frac{Nu_o - Nu_p}{Nu_o} = 1 - \frac{1}{(N+1)} \quad (22)$$

ここで $Nu_o$ は仕切りなしのNu数で、 $Nu_p$ は仕切りありのNu数である。低減率は境界層域ではRa数にかかわらず一定となることがわかる。したがってこの方法はLaiが提案した半径方向に仕切りを設置する場合より断熱性能に優れている。

#### 4. 結 言

断熱層内に生じる自然対流を抑制するため、水平環状多孔質層を仕切りによって多層化した。その結果仕切りは熱抵抗として作用し、Nu数が減少することを数

値計算によって示した。仕切りの位置がNu数に与える影響は小さいが、仕切りが一枚の場合には仕切りを断熱層の真中より少し内側へ設置する方法が断熱性能をより良好にすることが明らかとなった。また、境界層域において実用的に便利な相関式を提案し、Nu数は仕切りで分割された層数に反比例することがわかった。この方法は半径方向に仕切りを設置するよりも断熱性能は優れている。

## 記号表

$g$	: 重力加速度
$K$	: 多孔質の透過率
$N$	: 仕切り枚数
$Nu$	: 局所ヌセルト数
$\overline{Nu}$	: 平均ヌセルト数
$Ra$	: レイリー数 ( $=g\beta(T_h-T_c)r_lK/(\alpha_m\nu_l)$ )
$Ra_s^*$	: 修正レイリー数 ( $=Ra(s/r_l) \cdot (s/l)$ )
$r_i$	: 内円筒半径
$r_o$	: 外円筒半径
$s$	: 多孔質層厚さ ( $=r_o-r_i$ )
$s'$	: 仕切り半径と内円筒半径の差
$T$	: 温度
$T_c$	: 低温壁温度
$T_h$	: 高温壁温度
$U$	: 無次元垂直速度成分 ( $=\partial\Psi/\partial Y$ )
$V$	: 無次元水平速度成分 ( $=-\partial\Psi/\partial X$ )
$X$	: 無次元垂直方向座標 ( $=x/r_l$ )
$Y$	: 無次元水平方向座標 ( $=y/r_l$ )
$\alpha_m$	: 多孔質層の有効熱拡散率 ( $=\lambda_m/(\rho C_p)_l$ )
$\beta$	: 流体の温度体膨張率
$\lambda$	: 無次元仕切り位置 ( $=s'/s$ )
$\lambda_m$	: 多孔質層の有効熱伝導度

$\theta$	: 無次元温度 ( $=T-T_c/T_h-T_c$ )
$\nu_l$	: 流体の動粘度
$\phi$	: 方位角
$\tau$	: 無次元時間 ( $=t\alpha_m/r_l^2$ )

## 文 献

- 1) T. Nishimura, M. Shiraishi, F. Nagasawa and Y. Kawamura: Int. J. Heat Mass Trans., **31**, 1679 (1988)
- 2) T. Nishimura, F. Nagasawa and Y. Kawamura: Int. J. Heat Mass Trans., **32**, 1641 (1989)
- 3) T. Nishimura, F. Nagasawa and Y. Kawamura: 9th Int. Heat Trans. Conf., **2**, 495 (1990)
- 4) F. C. Lai: Int. J. Heat Mass Trans., **36**, 899(1993)
- 5) 増岡・坂本・勝原・下村・岡本: 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集, A314 (1980)
- 6) H. Q. Yang, K. T. Yang and J. R. Lloyd: Int. J. Heat Mass Trans., **31**, 2123 (1988)
- 7) T. Nishimura, Y. Kawamura, T. Takumi and H. Ozoe: Heat Trans. Jpn. Res., 14-3, 47 (1985)
- 8) J. P. Caltagirone: J. Fluid Mech., **76**, 377 (1976)
- 9) P. J. Burns and C. L. Tien: Int. J. Heat Mass Trans., **22**, 929 (1979)
- 10) P. Vasseur and C. H. Wang: Chem. Eng Comm., **114**, 145(1992)
- 11) 増岡・坂本・勝原: 機論, B, 46-405(1980)  
(平成6年4月11日受理)