

## 二重円管内の自然対流熱伝達の研究\* (対称軸上での偏心による伝熱促進効果)

廣瀬 宏一\*<sup>1</sup>, 齊藤 二三\*<sup>2</sup>, 大内 雅樹\*<sup>1</sup>

### Numerical Study of Natural Convection Heat Transfer in Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli (Heat Transfer Enhancement by Eccentricity)

Koichi HIROSE, Futami SAITO and Masaki OUCHI

A numerical analysis for natural convection heat transfer in eccentric cylindrical annuli was presented. This problem is one of the most basic problems for a shell and tube-type heat exchanger. Many studies on heat transfer in eccentric cylindrical annuli on the view of flow pattern have been done, however, only a few studies on the effect of eccentricity on heat transfer enhancement have been conducted. The numerical method presented in this paper utilized the boundary-fixing method which is applicable to the moving boundary problem. Calculations are made for isotherms, streamlines, dimensionless Nusselt number distribution around the cylinder, and dimensionless total heat transfer. The effects of eccentricity on heat transfer enhancement and convection mechanism in eccentric cylindrical annuli are presented.

**Key Words:** Heat Transfer Enhancement, Natural Convection, Eccentricity, Numerical Analysis

#### 1. 緒 言

内管と外管を有する二重管内の自然対流熱伝達現象は、シェルアンドチューブ形の熱交換器、室内の冷暖房に用いるルームヒータなどさまざまな熱的システムにおいて必ず現れる伝熱形態であり、容器内の自然対流熱伝達の基本となるものの一つである。この伝熱形態のメカニズムや伝熱特性を明確に把握することはさまざまな分野に対する広い応用を可能とするものである。

二重化された管内の自然対流熱伝達の研究については、Kuehn-Goldstein<sup>(1)</sup>が同心および偏心させた二重円管内の自然対流について実験的研究を行い、液相内部の温度分布を調べている。また、Cho, Chang-Park<sup>(2)</sup>や Prusa-Yao<sup>(3)</sup>、さらに Ho-Lin<sup>(4)</sup>などが二重円管内の自然対流について数値的に解析し、偏心に伴う自然対流場の変化について調べている。二重円管内の自然対流については、従来から研究がなされているが、二つの円管の相対的な位置の変化に伴う流れ場の変化を調べるという観点からのものがおもであり、

内外管の半径比も一定であるものが多く伝熱促進効果との関連でまとめたものは見当たらない。著者らは二重管の管形状や相対的な位置関係に伴う伝熱促進効果を調べるという観点にたつて、従来から研究を行ってきた<sup>(5)(6)</sup>。

本報においては相変化を伴う蓄熱問題などに現れる移動境界問題に対して有効な境界固定法<sup>(7)</sup>を用い、二つの円管の対称軸上での偏心による伝熱促進効果について、内管の半径およびレイリー数  $Ra$  をパラメータとして変化させて数値的に解析し、有効な知見を得たのでそれを報告する。

#### おもな記号

$a$ :	温度伝導率
$B(\phi)$ :	外管形状関数
$c_p$ :	比熱
$D$ :	外管の直径
$F(\phi)$ :	内管形状関数
$g$ :	重力の加速度
$Gr$ :	グラスホフ数 $= g(-\beta)(T_i - T_o)R^3/\nu^2$
$h$ :	熱伝達率
$k$ :	熱伝導率
$Nu$ :	ヌッセルト数 $= hD/k$

\* 原稿受付 平成5年10月18日。

\*<sup>1</sup> 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。

\*<sup>2</sup> 岩手大学工学部。

$Pr$ : プラントル数  $= \nu/a$   
 $r$ : 半径方向  
 $Q$ : 伝熱量  
 $R$ : 外管の半径  
 $R_i$ : 内管の半径  
 $Ra$ : レイリー数  $= Pr \cdot Gr$   
 $t$ : 時間  
 $T$ : 温度

$u, v$ :  $r, \phi$  方向速度  
 $\beta$ : 膨張係数  
 $\varepsilon$ : 偏心率  
 $\mu$ : 粘性係数  
 $\nu$ : 動粘性係数  
 $\phi$ : 角度  
 $\psi$ : 流線関数  
 $\Omega$ : 渦度

添字

+ : 無次元数  
 $o$ : 外管  
 $i$ : 内管

2. 解 析

2.1 理論解析 図1に理論解析モデルおよび座標系を示した。図1に示すように座標系は内管の中心を原点とする極座標系を用いる。内管中心に対する外管中心の偏心率を  $\varepsilon$  とし、内管が相対的に下部に下がるような場合を負と定義する。記号は記号表によるものとする。二重化された管の間に、初期温度  $T_0$  の液体が存在する。ある時刻  $t=0$  において、管壁温度を外側の管で  $T=T_0$ 、内側の管を  $T=T_i$  と設定する。外側、内側の管ともその形状はそれぞれ  $B(\phi)$  および

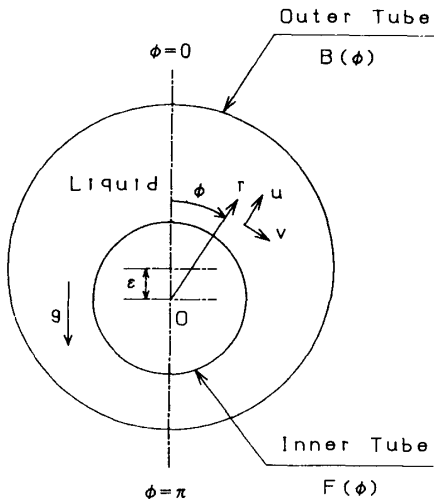


図1 数値解析モデルおよび座標系

$F(\phi)$  で与えるものとする。管壁温度が設定されると二重管の間で自然対流が発生し、徐々に発達し、やがて安定した流れが形成されることになる。

解析を進めるに当たり次の仮定を導入する。

- (1) 流れは層流である。
- (2)  $k, \nu$  および  $c_p$  などの物性値は一定である。
- (3) Boussinesq 近似が成立する。

解析にあたり基礎式を次の無次元数で無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} t^+ &= \frac{at}{R^2}, \phi^+ = \frac{\phi}{a}, r^+ = \frac{r}{R}, \\ \phi^+ &= \frac{\phi}{\pi}, u^+ = \frac{uR}{a}, v^+ = \frac{vR}{a}, \\ T^+ &= \frac{T - T_0}{T_i - T_0}, \Omega^+ = \frac{\Omega R^2}{a}, \\ B^+(\phi) &= \frac{B(\phi)}{R}, F^+(\phi) = \frac{F(\phi)}{R} \\ Pr &= \frac{\nu}{a}, Gr = \frac{g(-\beta)(T_i - T_0)R^3}{\nu^2}, \\ Ra &= Pr \cdot Gr \end{aligned} \right\} \dots\dots(1)$$

図1に示したような極座標表示を用いれば基礎方程式は上記仮定のもとで次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Omega^+}{\partial t^+} + \frac{1}{\pi r^+} \frac{\partial(\phi^+, \Omega^+)}{\partial(r^+, \phi^+)} &= Pr \nabla^2 \Omega^+ \\ &+ Pr Ra \left( \sin \pi \phi^+ \frac{\partial T^+}{\partial r^+} + \frac{\cos \pi \phi^+}{\pi r^+} \frac{\partial T^+}{\partial \phi^+} \right) \\ \frac{\partial T^+}{\partial t^+} + \frac{1}{\pi r^+} \frac{\partial(\phi^+, T^+)}{\partial(r^+, \phi^+)} &= \nabla^2 T^+ \\ \Omega^+ &= \nabla^2 \phi^+ \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial(r^+)^2} + \frac{1}{r^+} \frac{\partial}{\partial r^+} \\ &+ \frac{1}{\pi^2 (r^+)^2} \frac{\partial^2}{\partial(\phi^+)^2} \\ \frac{\partial(\phi, \Omega)}{\partial(r, \phi)} &= \begin{vmatrix} \partial\psi/\partial r & \partial\psi/\partial\phi \\ \partial\Omega/\partial r & \partial\Omega/\partial\phi \end{vmatrix} \end{aligned} \right\} \dots\dots(3)$$

上式中  $\phi^+, \Omega^+$  はそれぞれ流線関数および渦度を表し、 $\phi^+$  は次のように定義する。

$$u^+ = -\frac{1}{\pi r^+} \frac{\partial \phi^+}{\partial \phi^+}, v^+ = \frac{\partial \phi^+}{\partial r^+} \dots\dots(4)$$

内管および外管の形状で与えられる二つの境界面については境界固定法を適用し、以下に示す独立変数を用いる<sup>(7)</sup>。

$$\eta = \frac{r^+ - F^+(\phi^+)}{B^+(\phi^+) - F^+(\phi^+)} \dots\dots(5)$$

この変数を用いることにより、外管  $r^+ = B^+(\phi^+)$  においては  $\eta = 1$ 、内管  $r^+ = F^+(\phi^+)$  においては  $\eta = 0$  と両境界が零と1とで固定されることになる。

上記の変数により、極座標系における基礎式および

境界条件は以下のように変換される(便宜上, 以後 +記号は省略する).

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{1}{\pi r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial(\psi, \Omega)}{\partial(\eta, \phi)} &= Pr \nabla^2 \Omega \\ &+ Pr Ra \left\{ \sin(\pi\phi) \frac{\partial T}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r} \right. \\ &\left. + \frac{\cos(\pi\phi)}{\pi r} \left( \frac{\partial T}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \right\} \dots\dots\dots (6) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\pi r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial(\psi, T)}{\partial(\eta, \phi)} &= \nabla^2 T \\ \Omega &= \nabla^2 \psi \end{aligned} \right\}$$

境界条件は流れ場, 温度場とも左右対称として次式のようになる.

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad ; \quad T = \psi = \Omega = 0 \\ \phi=0, 1 \quad ; \quad \frac{\partial T}{\partial \phi} \Big|_{-} = \frac{\partial T}{\partial \phi} \Big|_{+}, \\ \quad \psi = \Omega = 0 \\ \eta=0 \quad ; \quad T = 1, \psi = \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = 0, \\ \quad \Omega = \Omega|_{\eta=0} \\ \eta=1 \quad ; \quad T = 0, \psi = \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = 0, \\ \quad \Omega = \Omega|_{\eta=1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 &\equiv \left\{ \left( \frac{\partial \eta}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{\pi^2 r^2} \left( \frac{\partial \eta}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \\ &+ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \eta}{\partial r} + \frac{1}{\pi^2 r^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi^2} \right) \frac{\partial}{\partial \eta} \\ &+ \frac{2}{\pi^2 r^2} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \phi} + \frac{1}{\pi^2 r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \\ \frac{\partial \eta}{\partial r} &= \frac{1}{B-F}, \\ \frac{\partial \eta}{\partial \phi} &= \frac{-1}{B-F} (F_{\phi} + \eta(B_{\phi} - F_{\phi})) \\ \frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi^2} &= \frac{-1}{B-F} \left\{ F_{\phi\phi} + 2 \frac{\partial \eta}{\partial \phi} (B_{\phi} - F_{\phi}) \right. \\ &\left. + \eta(B_{\phi\phi} - F_{\phi\phi}) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここで  $B_{\phi}, B_{\phi\phi}, \dots$  はそれぞれ  $\partial B/\partial \phi, \partial^2 B/\partial \phi^2$  を意味する.

**2.2 数値解析** 数値解析は  $Pr=0.71$  とし, 内管の半径  $R_i$  が 0.15, 0.3, および 0.5 の場合について, レイリー数  $Ra$  を 10 000, 50 000 および 100 000 と変化させて行った. それぞれのパラメータの組合せに対して内管と外管との偏心量  $\epsilon$  を  $-0.3 \sim 0.4$  (場合によっては  $-0.55 \sim 0.45$ ) までを 0.05 刻みで変化させておのおのについて定常解を求めた. 数値計算においては多点差分法を用い, 連続の式は SOR 法を用いた. 分割数は半径および周方向とも 20 分割とし,  $\Delta t$  は偏心量によって異なるが, おおよそ 0.000 1 とした. 計算は非

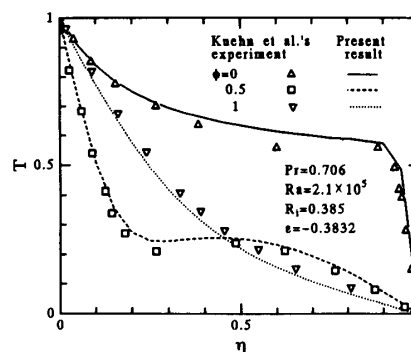
定常計算を行い解が時間的に変化しなくなったところをもって安定したと判断し, 定常解とした.

結果を整理するのに用いた無次元  $Nu$  数および無次元伝熱量はそれぞれ, 管壁での無次元温度こう配の法線方向成分より, またそれを全周で積分することにより次式のように定義して求めた. 無次元伝熱量は内管の中心を原点としていること, および加熱・冷却を内管で行う場合が多いことを考慮して内管まわりのものを用いた.

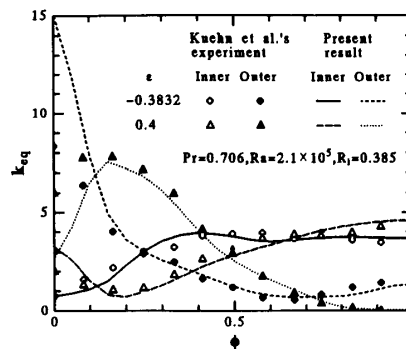
$$\left. \begin{aligned} Nu &= \frac{hD}{k} = 2 \frac{\partial T}{\partial n} \\ Q &= \int_F \frac{\partial T}{\partial n} ds \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

3. 結果および考察

図 2 には数値解析によって得られた解と文献(1)による実験結果との比較を示した. 計算条件としては実験条件から換算した値を用いた. 図 2 (a) には偏心量  $\epsilon = -0.383 2$  の場合の半径方向温度分布  $T$  を角度  $\phi$  をパラメータとして,  $\phi=0, 0.5, 1$  の場合に比較した. 実線が数値解によるものであり, 実験点は文献(1)に



(a) 半径方向温度分布 ( $\epsilon = -0.383 2$ )



(b) 周方向における相当熱伝導率  $k_{eq}$  分布

図 2 数値解と実験結果との比較 ( $Pr=0.706, Ra=2.1 \times 10^5, Ri=0.385$ , 実験は Kuehn-Goldstein<sup>(1)</sup> による)

よるものである。両者には、定性的にも定量的にもよい一致が見られた。

図2(b)には計算と実験による相当熱伝導率  $k_{eq}$  の周方向分布を偏心量をパラメータとして変化させて比較したものを示した。ここで  $k_{eq}$  は文献(1)により、内管では  $h_i D_i \ln(D/D_i)/2k$ , また外管では  $h_o D \ln(D/D_o)/2k$  と定義される。実線が数値解析によるものであり、実験点が文献(1)によるものである。 $\epsilon=0.4$  の場合、 $\phi=0$  に近い部分では液相領域が狭まり温度こう配が大きくなるなど測定条件の厳しい領域で若干の差違はあるものの、全体的に両者にはよい一致が見られた。このことは本解析の妥当性を示すものといえる。

図3には代表的な数値解析結果の一例として、 $Pr=0.71$ ,  $R_i=0.3$ , および  $Ra=50\,000$  のとき、数値解析による流れ場、温度場、および速度ベクトル図などを偏心量を  $\epsilon=0.4$ ,  $-0.4$  とし、それぞれを図3(a), (b)に示した。図3(a)は  $\epsilon=0.4$  で相対的には内管が上部へ移動する場合に対応している。図3(b)は  $\epsilon=-0.4$  で内管が下部へ移動する場合に対応している。図3(a), (b)いずれの場合も左図の  $\Omega$  は等渦度線を、 $T$  は等温線を表し、右図の  $\psi$  は流線を  $\vec{v}$  は速度ベクトルを表している。いずれの図も流線は  $\Delta\phi=2$  で表しており、中心にいくにしたがい大きな値となってい

る。また  $\Delta T=0.1$  であり、内外管の壁温の差を10等分して示している。

図3(a)の流線および速度ベクトル図から内管を上へ移動させるにつれて、流線の密度が密になっており、流れが液相領域全体におよんでいることがわかる。また図3(b)から内管が下部側にあるときは、上部側に流れの未発達な滞留域が広がり、流れも下部側にとどまり全体的に弱くなっていることがわかる。等温線分布で見ると滞留域では外管側で等温線がひらき、温度こう配が小さくなり熱移動を妨げていることがわかる。また二つの管の接近した領域では等温線の分布特性は熱伝導支配に近くなっていることがわかる。

図4には図3の(a), (b)の場合に対応する内管と外管まわりの無次元  $Nu$  数分布を図示した。計算条件は図3と同じとし、横軸  $\phi$  は無次元の角度を表す。 $Nu_i$  は内管まわりの  $Nu$  数を、 $Nu_o$  は外管まわりの  $Nu$  数を表している。図4(b)において  $\phi=0$  付近の  $Nu_o$  はほぼ零であり、滞留域が熱移動を妨げている様子が明確にわかる。また図4(a)の  $Nu_i$  分布は  $\phi=0.4$  付近で値がいったん小さくなり、その後増加し極大となるなど、だ円柱まわりの流れの場合に特徴的な  $Nu$  数分布に似ていることが知れる。

数値計算により求めた無次元伝熱量  $Q$  を縦軸に、偏心量  $\epsilon$  を横軸にとりパラメータとして内管の半径

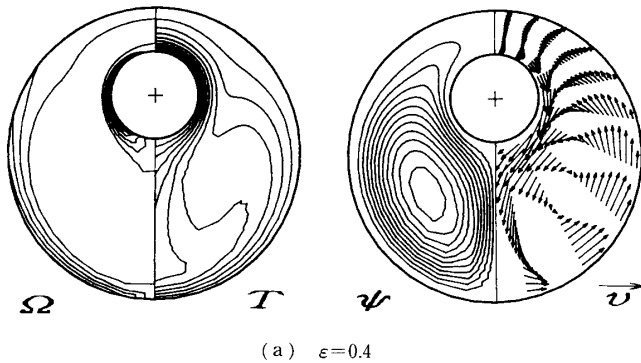
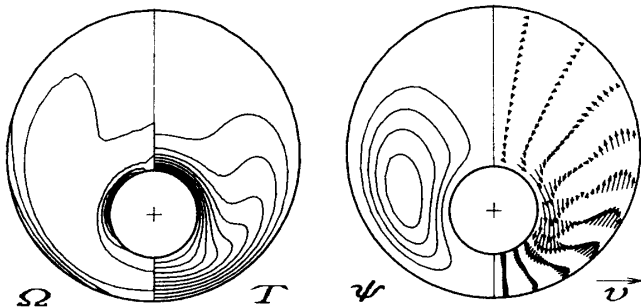
(a)  $\epsilon=0.4$ (b)  $\epsilon=-0.4$ 

図3 数値解による代表的な流れ場および温度場 ( $Pr=0.71$ ,  $Ra=50\,000$ ,  $R_i=0.3$ )

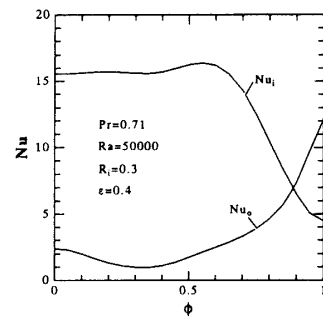
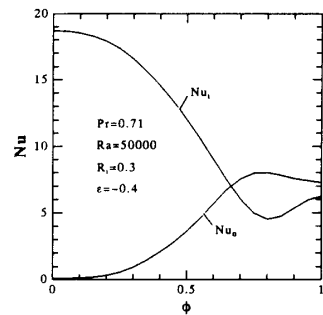
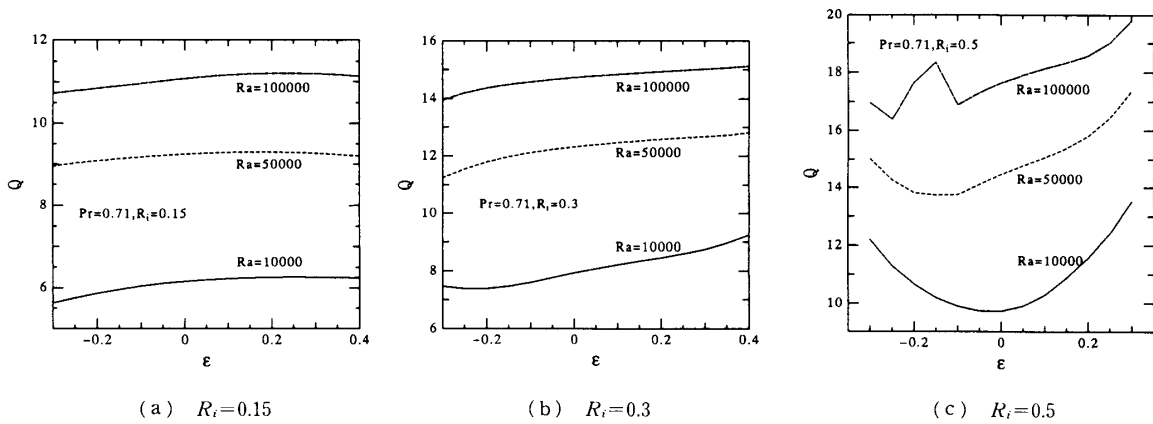
(a)  $\epsilon=0.4$ (b)  $\epsilon=-0.4$ 

図4 円管まわりの無次元  $Nu$  数分布



(a)  $R_i=0.15$  (b)  $R_i=0.3$  (c)  $R_i=0.5$   
 図5  $Ra$  数をパラメータとして変化させた場合の偏心量  $\epsilon$  による無次元伝熱量  $Q$  の変化

$R_i$  を 0.15, 0.3, および 0.5 とし, それぞれについて  $Ra$  数を 10 000, 50 000, および 100 000 と変化させて伝熱量に対する偏心量  $\epsilon$  の影響を見たものを図 5 (a)~(c) に示した. 図 5 (a) は  $R_i=0.15$  の場合であり, 対流領域が大きいため自然対流の影響が強い. 図 5 (a) から伝熱量  $Q$  は全体として平準化される傾向が見られる. また, ある  $\epsilon$  において極大値を有していることがわかる.  $Q$  の分布を最小二乗法により二次式で近似し, 極大となる  $\epsilon$  を求めてみると,  $Ra$  数が 10 000 で  $\epsilon=0.26$ , 50 000 のとき  $\epsilon=0.16$ , 100 000 のとき  $\epsilon=0.24$  となり,  $\epsilon$  は約 0.2 になることが知れる.  $Ra$  数が一定の場合, 管の半径および内・外管の温度差は一定であることから, 伝熱量の差は二つの管の相対的な位置の違いによる自然対流の変化に起因するものと思われた. この系は物理的なモデルとしては内管を冷却あるいは相対的に外管を加熱した場合に相当し, 内管を下部側に移動させれば上部側に滞留域が生ずる. また内管を上部側に移せば対流が全体に広がることから, 内管の上部側への移動により伝熱促進が可能になることがわかる. さらに, 図 5 (a) から単に上部側に移すだけでなく, パラメータの組合せによる最適な移動量が存在することがわかる. 図 5 (b) は  $R_i=0.3$  の場合で今回行った  $\epsilon$  の範囲では  $\epsilon$  の増加に伴い  $Q$  は単調な増加傾向を有しており, 極大値は見られない. 図 5 (c) は  $R_i=0.5$  と大きくした場合であり, 対流領域が狭まり, 熱伝導の影響が強くなる. 図 5 (a), (b) とは逆に  $\epsilon$  の変化に対して, 伝熱量  $Q$  は極小値を有する傾向が現れている. 特に  $Ra=10 000$  と低い場合には, その傾向が顕著であり,  $Ra$  数が 50 000, 100 000 と大きくなるにしたがって, 自然対流により伝熱が促進され, 全体として単調な増加傾向が現れてきている.  $\epsilon=-0.3$  以下, および 0.3 以上の伝熱量の急激な増加傾向は, 偏心による熱伝導の影響が強まったため

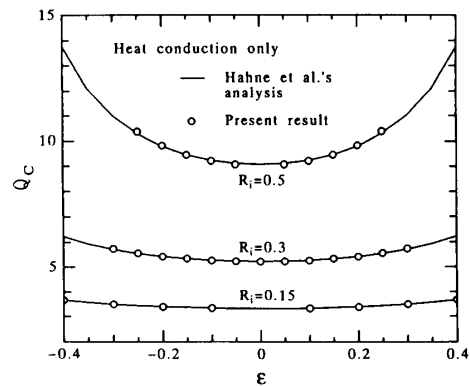


図6 熱伝導のみによる伝熱量  $Q_c$  の理論解と数値解との比較(実線はHahne-Grigull<sup>(8)</sup>による理論解, ○は数値解)

と思われた.

図 5 では伝熱量  $Q$  を総伝熱量として考えたが, 自然対流の影響をより明確に示すため, 同一条件下での熱伝導のみによる伝熱量  $Q_c$  を求め, この値との相対的な比を用いて評価を行ってみた. 図 6 には内管の半径  $R_i$  を 0.15, 0.3, 0.5 としたときの熱伝導のみによる伝熱量  $Q_c$  を縦軸に, 偏心量  $\epsilon$  を横軸として, Hahne-Grigull<sup>(8)</sup> により導入された形状係数を用いて得られた伝熱量  $Q$  と, 本数値解析において対流の影響をなくし, 熱伝導のみとして求めた値との比較を行った. 実線は理論解によるものであり, 点は数値解による値を示している. 図 6 から両者は非常によく一致していることが知れた. また  $R_i$  が大きいほど伝熱量  $Q_c$  が大きくなること, 加えて偏心量  $\epsilon$  の変化による伝熱量への影響が大きくなることがわかる.  $Q_c$  は下に凸の分布となり  $\epsilon=0$  で最低となる, などが熱伝導の場合に特徴的な傾向であることが知れた.

自然対流の影響を明確にするために,  $Q$  と熱伝導のみによる伝熱量  $Q_c$  との比  $Q/Q_c$  を縦軸とし偏心量  $\epsilon$

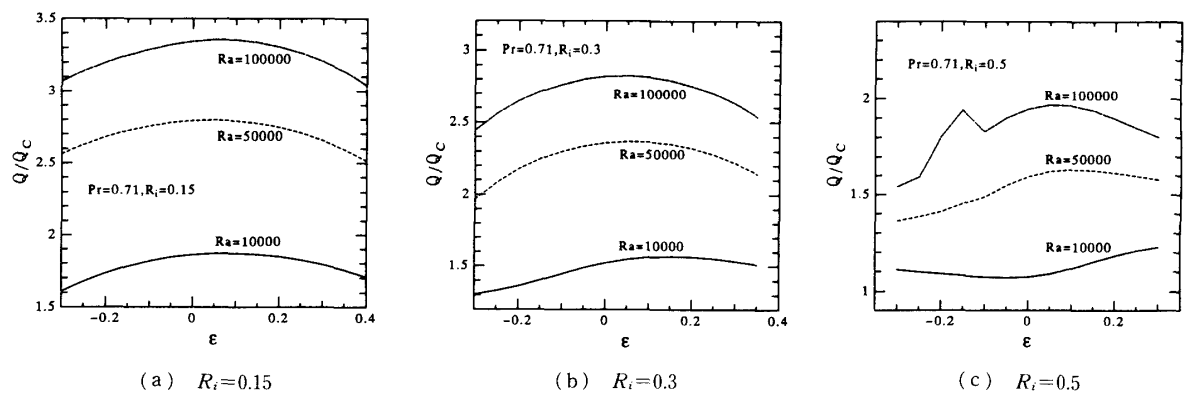


図 7  $Ra$  数をパラメータとして変化させた場合の偏心量  $\varepsilon$  による相対無次元伝熱量  $Q/Q_c$  の変化

を横軸にとり、内管の半径を  $R_i=0.15, 0.3, 0.5$  とし、レイリー数  $Ra$  をパラメータとして変化させ、それぞれの場合に偏心量  $\varepsilon$  による伝熱特性への影響を見たものを図 7 (a)~(c) に示した。各図においては縦軸の値が大きいくほど、熱伝導に比べて熱伝達の影響が大きくなると考えられる。図 7 (a) は  $R_i=0.15$  と内管が小さいため、対流領域が大きく、全体的に  $Q/Q_c$  が大きな値になっており、対流による影響が大きいことがわかる。また  $Ra$  数が大きくなるにつれて分布曲線が上になり、熱伝達の影響が大きくなっていることがわかる。それぞれの分布曲線は上に凸となり、ある  $\varepsilon$  に対して最大値を有しており、熱伝達の影響が最大となる偏心量  $\varepsilon$  が存在することが知れる。この値が図 5 (a) における  $Q$  の極大となる  $\varepsilon$  と若干異なるのは、熱伝導のみによる伝熱量  $Q_c$  の分布特性のためである。内管を  $\varepsilon$  だけ移動することにより自然対流を最大限に利用した伝熱促進が可能となると思われる。図 7 (a) から  $Ra$  数が小さいときは  $\varepsilon$  の値は零近傍にあり、 $Ra$  数が大きくなるにつれて最大となる  $\varepsilon$  の値は零から離れていく傾向があることがわかる。

図 7 (b) には内管の半径を大きくし  $R_i=0.3$  としたときの  $Q/Q_c$  に対する  $\varepsilon$  の影響を見たものを示した。全体としては図 7 (a) において見られたものと同様の特性があることが知れた。

図 7 (c) にはさらに大きくして  $R_i=0.5$  としたときのものを示した。 $R_i$  が大きくなると対流領域が狭まるため、熱伝導の役割が支配的となり、 $Q/Q_c$  は 1 に近い値となっている。 $Ra=10\,000$  の場合は  $\varepsilon=0$  以下ではほとんど変化せず、零より大きくなるにつれて  $Q/Q_c$  は大きくなっており、熱伝導支配の場合に特徴的な傾向を示している。 $Ra$  数が大きくなると自然対流の影響が強まるため、分布曲線は上に凸となり極大値が現れてくる。このときの  $\varepsilon$  の値にも零から離れる傾向が見られる。また  $Ra=100\,000$  の場合、 $\varepsilon=$

$-0.2$  付近で  $Q/Q_c$  に変化が見られるのは、内管の冷却あるいは外管の加熱による熱的な不安定のため下部側に渦が発生し、流れが乱され、伝熱が促進し  $Q/Q_c$  が大きくなったものである。このような渦の発生を積極的に利用する伝熱促進法も考えられるが、それは今後の課題とした。

#### 4. 結 言

$Pr=0.71$  とし  $R_i=0.15, 0.3, 0.5$  のそれぞれについて、 $Ra=10\,000, 50\,000, 100\,000$  と変化させた。それぞれの場合について、偏心量  $\varepsilon$  を変えることで内管と外管の相対的な位置関係を変化させ無次元伝熱量  $Q$  を求めた。さらに同じ位置関係の場合の熱伝導のみによる無次元伝熱量  $Q_c$  との比として整理し、 $\varepsilon$  の変化による  $Q/Q_c$  の分布特性を明らかにした。このことにより以下の知見を得た。

(1) 本解析モデルのように物理的には外管加熱、内管冷却の場合においては、 $Q/Q_c$  は  $\varepsilon$  の変化により上に凸の分布となり、ある  $\varepsilon$  に対して最大値を有する。またこの値は一般的に  $Ra$  数が大きくなることにより、大きくなる傾向がある。このことは相対的に内管を上へ移すことにより自然対流を利用した伝熱促進が可能となることを示している。また  $Q/Q_c$  を最大とする  $\varepsilon$  の値は、定性的には  $Ra$  数が大きくなるにつれて大きくなる傾向が見られた。またこの値は伝熱量  $Q$  を極大とする値とは若干異なるが、これは熱伝導のみによる伝熱量  $Q_c$  の分布特性の影響であると思われた。

(2)  $R_i=0.5$  と内管が大きくなるにつれて熱伝導の影響が大きくなる。特に  $Ra=10\,000$  の場合には内管の上部側への移動に伴い  $Q/Q_c$  が  $\varepsilon=0$  付近から増加に転ずるといふ熱伝導支配に特徴的な傾向が見られた。

## 文 献

- (1) Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100** (1978), 635.
  - (2) Cho, C. H., Chang, K. S. and Park, K. H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **104** (1982), 624.
  - (3) Prusa, J. and Yao, L. S., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **105** (1983), 108.
  - (4) Ho, C. J. and Lin, Y. H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **110** (1988), 894.
  - (5) 廣瀬, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1988), 418.
  - (6) 廣瀬・斉藤・大内, 岩手大学工学部研究報告書, **45** (1992), 27.
  - (7) Saitoh, T., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100** (1978), 204.
  - (8) Hahne, E. and Grigull, U., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **18** (1975), 751.
-