天井近くで加熱された水平円柱まわりの自然対流のカオスの挙動*

小泉 博義^{*1}, 細川 巖^{*1}, 三好 弘孝^{*2}

Chaotic Behavior of the Natural Convection around an Isothermally Heated Horizontal Cylinder Affected by a Flat Ceiling

Hiroyoshi KOIZUMI, Iwao HOSOKAWA and Hironori MIYOSHI

This study aims at revealing the effect of a flat ceiling on the flow and heat transfer performance around an isothermally heated horizontal cylinder. The experiment for air is performed at Rayleigh numbers ranging from 4.8×10^4 to 1.0×10^7 . We show three types of flow patterns depending on Rayleigh number, the distance between the ceiling and the cylinder, and the temperature condition of the ceiling. These patterns are: a three-dimensional unsteady flow wherein the ascending flow along the cylinder separates in the upper part of the cylinder, a two-dimensional steady flow, and an oscillatory flow. The unsteady flows are shown to be chaotic by calculations of a set of Liapunov exponents from the observed time series of a single variable.

Key Words: Natural Convection, Heat Transfer Performance, Chaos, Horizontal Isothermal Cylinder, Effect of a Flat Ceiling

1. 緒 言

壁や容器の影響を受ける物体まわりの自然対流は、無限空間中のそれとは大きく異なる⁽¹⁾⁽²⁾。このような系の流動・伝熱特性を把握することは、コンピュータ素子あるいは電子機器などの冷却に関する基本的特性を把握するうえからも工業的に重要である。本実験系に近い自然対流に関する研究には、有限容器内に置かれた加熱物体まわりの時間平均局所ヌセルト数に及ぼす壁の影響⁽²⁾や内円筒が加熱された二重円筒^{(3)~(5)}間の距離の違いによる流動パターンの変化などについて多くの研究がある。例えば、Poweら⁽³⁾は、内円筒が等温加熱された水平同心二重円筒間の自然対流につき、レーレー数と円筒間距離の違いによる流動パターンの変化を実験で明らかにしている。レーレー数が小さいときは、実験したすべての円筒間距離において半月状の二次元定常一対渦が形成される。しかし、レーレー数が大きくなると、円筒間距離によって3種類の非定常な流動パターンが現れる。それらは円筒間距離

が小さいときの円筒上部に複数個の渦が形成される二次元の流れ、中間距離での三次元のらせん状の流れ、大きい距離での二次元の振動流である。Raoら⁽⁴⁾は、同一系の三次元定常⁽⁴⁾ならびに二次元非定常基礎式⁽⁵⁾による数値解析を行い、Poweら⁽³⁾の実験結果のうち振動流を除き、流動特性の変化を定量的に求めている。しかし、無限空間中の平板近くに置かれ一方向にのみ壁の影響を受ける物体まわりの時空間伝熱特性を明らかにする研究はなく、二重円筒間との流動・伝熱特性の変化の違いを明らかにするうえからも、工学的に興味ある問題と思われる。

また、最近地球温暖化の主要因とされる二酸化炭素(CO₂)を回収液化し、シャーベット状のクラスレートにして深海へ封じ込める構想がある⁽⁶⁾。CO₂を深海に固定する必要があるが、地上から海底に敷設されたパイプラインで輸送し深海で流出したCO₂が、パイプまわりに生ずる強い渦によりその付近での溶解速度が高まる問題が指摘されている。このときの海底面に沿って設置された冷却パイプまわりの自然対流の流動・伝熱特性は、(鉛直軸と温度の反転により)天井近くに置かれた加熱円柱まわりの自然対流により把握することができる。

本研究では、水平天井面近くで加熱された水平円柱

* 平成5年10月2日 第71期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成5年11月19日。

^{*1} 正員、電気通信大学電気通信学部 (〒182 調布市調布ケ丘1-5-1)。

^{*2} 学生員、電気通信大学大学院。

(直径 D) を実験系に選ぶ。本流動系を支配する無次元基礎方程式中には、レーレー (Ra) 数とプラントル (Pr) 数 (作動流体として空気を使用するので $Pr=0.71$ 一定) のみ現れる。円柱と天井面の位置関係は、天井面が無限の場合を想定するので相似となり、円柱上端と天井面間の距離を円柱直径で無次元化した H/D により表せる。よって本系の流動・伝熱特性は、 Ra 数、 H/D ならびに天井面の温度条件の三つのパラメータによって決まる。

本研究目的は、これら三つの支配パラメータが円柱まわりの流動ならびに時空間伝熱特性に及ぼす影響を実験で明らかにすることである。実験は、静止無限空間中に置かれた円柱まわりの流れが層流である Ra 数 1.0×10^7 以下の場合について行う。また、円柱まわりの流れがカオス的であると大きな拡散効果を生ずるので、非定常な流れをカオスの立場から理解することも試みた。

おもな記号

D : 円柱直径

D_{KY} : リアプノフ次元

d_m : 埋込み次元

H : 天井面と円柱上端間の距離

Nu : 局所ヌッセルト数 (時間平均値)

Nu' : 局所ヌッセルト数 (変動値)

Nu^* : 相対ヌッセルト数 $\equiv Nu/Nu_0$ (Nu_0 は、等温壁で $Ra=1.3 \times 10^6$, $H/D=1$, $\theta=180^\circ$ の値)

Ra : レーレー数

$$= g\beta(T_{\text{cylinder}} - T_{\text{ceiling}})D^3/\alpha\nu$$

T_{cylinder} : 円柱温度

T_{ceiling} : 天井面温度

$\bar{T}_f$: 無次元流体平均温度

$$= (\bar{T}_f - T_{\text{ceiling}})/(T_{\text{cylinder}} - T_{\text{ceiling}})$$

λ_i : リアプノフスペクトラム

θ : 円柱上端より下端への角度 (図 1)

物性値は、 $(T_{\text{cylinder}} + T_{\text{ceiling}})/2$ における温度で評価

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置 図 1 に実験装置の概略を示す。円柱はレーレー数を変化させるため、長さ 560 mm (肉厚 3.0 mm) で外径 25.4, 38.1, 50.8, 63.5, 76.2, 114.3 mm (肉厚 5.0 mm), 152.4 mm の 7 種類の銅製円筒を用いた。円筒内側の電気絶縁したステンレスはくを直流電源にて通電加熱し、円筒を加熱した。円筒は、長手方向中央部 400 mm では 1 K 以内の一定温度で、天井面と円筒表面の温度差は約 40 K とした。円筒

は外乱を防ぐため $1000 \times 600 \times 1200 \text{ mm}^3$ の容器内に入れた。容器側壁と床面を厚さ 8 mm の透明アクリル板で作製し、天井面は温度条件による伝熱特性の違いを明らかにするため、8 mm 厚のアルミニウム製水槽内の水をかくはんし一定温度とした場合 (伝導壁と呼ぶ) と断熱壁に近い熱伝導率の小さい泡ガラスの場合 (断熱壁と呼ぶ) を調べた。なお、 H/D が小さい場合の円柱に近い部分の泡ガラス温度は、除熱を天井裏面からの自然対流によっているので円柱から離れた天井面温度 T_{ceiling} より局所的に数 K 上昇している。アクリル容器壁と天井面温度とは誤差 2 K 以内の室温である。作動流体は空気、 Ra 数は円柱径 D により変えた。 Ra 数は 4.8×10^4 から 1.0×10^7 の範囲で、 H/D をさまざまに変えて実験を行った。

2.2 ヌッセルト数 熱流束計 (HFS と略す、厚さ 75 μm , 受感部寸法 1.5 mm $\times$ 4 mm, 時定数約 0.02 s) を円柱中央表面に接着した。出力を 100 000 倍に増幅後コンピュータで処理し、局所ヌッセルト数 (Nu) の時間平均値、瞬時値、変動の強さを求めた。測定位置は円柱を回転させることによって変えた。センサの円周方向分解能は直径 76.2 mm の円柱で約 2.3° である。熱流束の絶対値を求めるには、HFS を伝熱特性が既知の流動系で較正する方法と HFS で測定した相対値の比較によって絶対値を割出す方法とがある。本研究では後者をとる。円柱まわりに安定な流れが生ずる II 領域中の円柱下端 (伝導壁で $Ra=1.3 \times 10^6$, $H/D=1.0$, $\theta=180^\circ$) の HFS 出力より求めたヌッセルト数 Nu_0 をコンピュータに記憶し、この値によりすべての条件における円柱まわりの局所ヌッセルト数を規格化する。この Nu_0 は 3.2 節に述べるように、静止無限空間中に置かれた円柱下端のヌッセルト数⁽¹⁾⁽⁷⁾ とほぼ同じ値であり、したがって相対ヌッセルト数 Nu^* から絶対ヌッセルト数 Nu を算定できる。よって本研究では、伝熱特性の議論をすべて Nu^* で整理した。

図 1 実験装置

2.3 非定常特性 非定常特性を明らかにするため、線香煙による流れの可視化観察ならびに円柱長手方向の流体温度の相関の強さを求めた。相関の強さは、円柱と天井間の中央位置 ($H/2$, $\theta=0^\circ$) で、円柱長手方向に l [mm] 離して設置した2本の素線径 $50\ \mu\text{m}$ の Cu-Co 熱電対 (TC と略す、時定数約 $0.13\ \text{s}$) 出力を、次式で定義した相互相関関数により求めた。

$$R(l) = \max_{\tau} \{ |R_{12}(\tau)| / \sqrt{R_{11}(0)R_{22}(0)} \}$$

$$R_{12}(\tau) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} T_1(t) T_2(t + \tau) dt$$

また、時系列よりパワースペクトラム、リアプノフスペクトラム λ_i ($i=1, \dots, d_m$) を求めた⁽⁸⁾⁽⁹⁾。 λ_i は、近傍軌道の指数発散または収束を示し、正の値が一つでもあればそれは軌道不安定なカオスである。単一の時系列を埋込みの方法により d_m 次元位相空間を構成し、この相空間中の軌跡より λ_i を求めた。さらに、非定常な流れの複雑さを表す物理量であるリアプノフ次元 D_{KY} を λ_i より計算した⁽⁹⁾。用いたプログラムの妥当性は、Lorenz モデルによる Sano ら⁽⁸⁾ と同一のパラメータ値で、埋込み次元 $d_m=3$ の計算結果により確認した⁽¹⁰⁾。HFS ならびに TC 出力を、16 bit 精度で $0.01953\ \text{s}$ ごとにサンプリングした $131\,072$ 個の離散時系列より λ_i を求めた。なお、埋込みのための遅れ時間 τ_{del} は、自己相関が零になる時間とした。

3. 結果と考察

3.1 流動パターン 図2は、天井面が伝導壁の場合のレーレー数と天井面と円柱上端間の距離の違い

図2 流動パターン

による流動パターンの変化を示す。図2中のI～III領域における $Ra=1.3 \times 10^6$ の場合の代表的な円柱まわりの瞬間的可視化写真を、図3(a)～(c)にそれぞれ示す。I領域では、円柱まわりの流れは天井により大きく減速される結果、流れは円柱表面からはく離し非定常な流れとなる。図2中に $H/D=0.05, 0.2$ の場合の円柱まわりの流れの様相を模式的に示してある。 $H/D=0.05$ 程度と小さい場合、円柱に沿い上昇する流れは上端 ($\theta=0^\circ$) より約 60° 上流より円柱表面からはく離し、 $\theta=20 \sim 60^\circ$ の区間ではく離点は非定常な揺動挙動を示す。さらに、 $H/D=0.2$ 程度に大きくなると天井と円柱間には図3(a-1)に示す大きさの複数の渦が揺れ動くようになる。このとき円柱長手方向にも図3(a-2)に示す図3(a-1)に近い大きさで円柱軸に垂直な方向にその軸をもつ複数の非定常な渦がみられる。この円柱上部にみられる非定常な流れは、 Ra 数が約 10^5 以下では H/D が小さくても現れなくなる。

図3 瞬間的可視化写真

II領域では、 H/D が小さいとき流れは $\theta=40^\circ$ 付近で円柱表面からはく離するが、はく離点は揺動せず定常な二次元の流れである。また、 H/D が大きいときは図3(b)に示すように円柱上端近傍まで円柱に沿い流れた後、ほぼ垂直に上昇する。その後上昇流は、天井に直角に当たり左右に分かれる定常な二次元の流れである。

III領域では、図3(c)に示すように円柱に沿う安定な流れが、円柱上端近傍で鉛直方向に直つて立ち昇る。円柱より真つすぐに上昇している区間では定常な二次元の流れであるが、上昇流は天井と円柱の途中より左右に大きく揺動し始める。揺動する範囲の流れは三次元的で、 Ra 数が大きいほど、また円柱から離れるほど三次元性は顕著になる。

本研究では、円柱直径 76.2 mm の場合につき円柱と天井面の温度差 $\Delta T = T_{\text{cylinder}} - T_{\text{ceiling}}$ を $10 \text{ K} \leq \Delta T \leq 80 \text{ K}$ で変化させた実験も行い、 $3 \times 10^5 < Ra < 3$

$\times 10^6$ の範囲で図2の結果が成り立つことを確認した。

3・2 ヌッセルト数 図4は、図2中の非定常な流れが生ずるI領域で、 $Ra=1.3 \times 10^6$ の場合の円柱まわりの局所 Nu^* 数の時間平均値、瞬時値、変動の強さを示す。図4(a)は $H/D=0.05$ 、図4(b)は $H/D=0.2$ の結果で、図4中○印は Nu^* 数の時間平均値、縦線は変動幅、棒グラフは変動の強さを示す。白抜きは伝導壁(実線はそのスプライン近似)、黒塗りは断熱壁(点線はそのスプライン近似)の場合で、一点鎖線は図5中に示す伝導壁で $H/D=1.0$ の場合の定常な流れの Nu^* 数分布である。なお本研究の熱流束計出力より求まる Nu 数は、天井面が泡ガラス製の断熱壁の場合、5~9%程度の放射伝熱が含まれていると推定される。天井面がアルミニウム製の伝導壁の場合、放射の影響はさらに小さい。

$H/D=0.05, 0.2$ の時間平均 Nu^* 数は、円柱まわりの境界層の発達とともに円柱上端に向かい漸減するが、天井に近い円柱面では H/D により大きく異なる。 $H/D=0.05$ の伝導壁の場合、 $\theta=20 \sim 60^\circ$ の区間で変動の強さは2~5%に急増し、円柱に沿い上昇する流れは円柱表面よりはく離し三次元的に揺動する。一方断熱壁の場合、流れの可視化より流れは $\theta=40^\circ$ 付近で円柱表面よりはく離するがはく離点は揺動せず、変動の強さは円柱まわりに0.3%以下で変わらない。これは円柱に沿い上昇する流れが天井の存在により減速され円柱表面ではく離するが、伝導壁では天井に沿う流れが天井面で冷やされ鉛直下方に向かって密度が小さくなるため、天井面に沿う流れが不安定となりはく離点の揺動を大きくする。一方、断熱壁の場合は天井面に沿う流れは安定で、はく離点は揺動しなくなるものと考えられる。なお、 H/D が小さいため、円柱と天井間のくさび状の狭い領域の流れはよどむ。このため Nu^* 数は天井面が伝導壁の場合、天井への無次元の熱伝導量が大きくなるため円柱上端に向かって急増するが、断熱壁の場合その増加量は小さい。図4(b)に示す $H/D=0.2$ の場合、伝導壁では $\theta=40^\circ$ 、断熱壁では $\theta=25^\circ$ より変動は急増する。この付近で円柱に沿い上昇する流れははく離し、天井面と円柱上端間には図3(a)に示す三次元の渦が揺れ動くようになる。この領域の変動の強さは、伝導壁が断熱壁の場合より2.5倍程度大きい。

また、外乱を防ぐ目的で設置した図1に示すアクリル容器寸法が、円柱まわりの流動特性に及ぼす影響を調べた。図1の容器寸法の場合の実験結果である図4(b)の局所 Nu^* 数分布は、2 mm 厚アクリル板によ

図4 局所ヌッセルト数(I領域)

図5 局所ヌッセルト数(II, III領域)

り幅1000 mmを600 mmに、また奥行き(円柱長手方向)600 mmを350 mmに変えてもほとんど変わらない。

図5は、図2中の定常な流れが生ずるII領域ならびに振動流が生ずるIII領域で、天井面が伝導壁、 $Ra = 1.3 \times 10^6$ の場合の円柱まわりの局所 Nu^* 数の時間平均値、瞬時値、変動の強さを示す。用いた記号は図4と同じである。一点鎖線は $H/D = 1.0$ の定常な流れ、実線は $H/D = 2.3$ の振動流の時間平均値のスプライン近似である。 $H/D = 1.0, 2.3$ の場合とも Nu^* 数は、円柱下端 ($\theta = 180^\circ$) より発達する境界層の発達とともに円柱上端に向かい漸減する。また、円柱まわりの変動はともに約0.3%以下で両者の伝熱特性の違いはほとんどみられず、安定な流れである。すなわち、 $H/D = 2.3$ の場合の上昇流の揺動は、円柱まわりの伝熱特性に大きな影響を及ぼしていない。

本論文の図1に示すアクリル容器天井を外し、容器中央に加熱円柱を設置した場合 ($H/D = \infty$) の円柱下端 ($\theta = 180^\circ$) の相対ヌッセルト数 Nu^* を熱流束計出力より求めた。このときの Nu^* は、本論文の図5に示す等温壁の $H/D = 1.0$ (II領域) の場合の円柱下端 ($\theta = 180^\circ$) の相対ヌッセルト数 Nu^* と5%程度以内で一致し、 $Nu^* = 1$ である。したがってヌッセルト数の規格化に用いた $H/D = 1.0$ の場合の円柱下端のヌッセルト数 Nu_0 は、静止無限空間中に置かれた円柱下端の $Nu^{(1)(7)}$ と実験誤差内で同じ値でなければならない。また、 $H/D = 0.05, 0.2$ (図2), 2.3 (図5) についても同様に円柱下端で $Nu^* = 1$ となる。この結果は、斎藤ら⁽¹⁾ が行った上方に有限幅の水平板が置かれた加熱水平円柱まわりの自然対流熱伝達の実験研究で、板幅ならびに円柱と上方平板との距離の違いによらず加熱

図6 円柱長手方向の相関の強さ

円柱下端の絶対ヌッセルト数が実験誤差内でほぼ同じ値を示す結果とも一致する。しかし、円柱下端のすぐ上流 ($90^\circ < \theta < 180^\circ$) ではわずかに異なる。これは天井面の存在による円柱まわりの流れの減速の影響が、円柱下端近傍まで及んでいることを示している。

次に、 $Ra = 1.3 \times 10^6$ で天井面が伝導壁の場合に、図4, 5に示す $H/D = 0.05, 0.2, 1.0, 2.3$ の局所 Nu^* 数分布より円柱まわりの平均 Nu^* 数を求めた。実験した範囲の H/D では、II領域の $H/D = 1.0$ の場合の定常な流れの平均 Nu^* 数に比べてその値は $\pm 3\%$ 以内で同じ値となり、 H/D の違いによる差異はほとんどみられない。これは H/D が小さい ($H/D < 0.4$) 場合、図4に示すように天井による円柱まわりの流れの減速による Nu^* 数の減少量と天井への熱伝導による増加量がほぼ釣り合う。一方 H/D が大きい ($H/D > 0.4$) 場合、天井は円柱まわりの伝熱特性にほとんど影響しなくなるためである。

3.3 非定常特性 図6は、天井面が伝導壁で $H/D = 0.2$, $\theta = 0^\circ$ の場合の天井面と円柱上端の中間位置における流体温度の円柱長手方向の相関の強さを実線(縦線は、不確定性を示す)で示す。図6中点線は時間平均無次元流体温度、棒グラフは温度変動の強さである。流体温度の時間平均値と変動の強さは円柱長手方向にほぼ一様であるが、相関の強さは距離 $l = 5$ mm程度で約0.35と急激に小さくなる。これは図3(a-1)の円柱に垂直な断面ならびに図3(a-2)の円柱長手方向にみられた天井面と円柱上端間距離に近い大きさの渦が揺れ動いているためである。この瞬間的にみられる図3(a-1), (a-2)中に示す約 $2H$ の大きさの三次元の対流渦は、線形安定理論⁽¹¹⁾ による下面加熱の無限平行平板間の臨界レーレー数で生ずる上下壁面間の距離で無次元化した中立安定波長2.016に近い。これは流れが不安定で非定常になっても、中立安定近

傍のモードが両方向に支配的に残留することを示唆する。またこの三次元性の強い非定常な流れは、二重円筒間にみられた円筒上部に複数の渦が形成される二次元の非定常な流れ、ならびにらせん状の非定常な三次元の渦構造で円筒長手方向の時間平均流体温度が変化する流れ⁽⁴⁾⁽⁵⁾とは異なり、流体温度の時間平均値は円柱長手方向にほぼ一様である。

図7は、 $H/D=0.2$ で天井面が伝導壁の場合の熱流束計($\theta=0^\circ$)の出力、パワースペクトラム、リアプノフスペクトラム λ_i 、リアプノフ次元 D_{KY} を示す。図7(a)は $Ra=0.74\times 10^6$ 、図7(b)は $Ra=1.3\times 10^6$ 、図7(c)は $Ra=4.3\times 10^6$ の結果である。なお、 λ_i の±の値は、位相空間の広がり方を1としたときの小球の半径を $0.03\leq \epsilon_r\leq 0.06$ 、小球内の点の個数を $10\leq N\leq 30$ 、サンプリング時間を $\Delta\tau$ としたときの時間発展を $4\Delta\tau\leq \tau_{dev}\leq 8\Delta\tau$ の範囲で変化させたときの不確かさを示

す。

図7(a)に示す $Ra=0.74\times 10^6$ では、パワースペクトラムは約1 Hz以下の変動がほとんどで、多くのピークを示すとともにピークの周波数は幅をもつ。変動の強さは約6%($\sqrt{\langle Nu' \rangle^2}/Nu$; Nu は局所の時間平均値)である。 λ_i は正のリアプノフ指数が現れ、リアプノフ次元 D_{KY} は埋込み次元 $d_m=5, 6$ で約3.3次元であり流れはカオス的である。図7(b)に示す $Ra=1.3\times 10^6$ では、パワースペクトラムは約1 Hz以下の変動がほとんどで、変動の強さは約9%である。 λ_i に正のリアプノフ指数が現れ、 D_{KY} は $d_m=5, 6$ で約3.5次元でありやはりカオス的である。図7(c)に示す $Ra=4.3\times 10^6$ では、パワースペクトラムは約3 Hz以下の変動がほとんどで、多くのピークの周波数は幅をもつ。変動の強さは約8%である。 $Ra=0.74, 1.3\times 10^6$ の

Unsteady Flow : Region I , $D=76.2\text{mm}$, $H/D=0.2$, HFS, $\theta=0^\circ$, Conductive Ceiling

(a) $Ra=0.74\times 10^6$

(b) $Ra=1.3\times 10^6$

(c) $Ra=4.3\times 10^6$

図7 非定常流(I領域)の特性

Oscillatory Flow : Region III, $D=76.2\text{mm}$, $H/D=2.3$, T C, $\theta=0^\circ$, $r/D=1.0$, Conductive Ceiling

図 8 振動流(III領域)の特性

場合に比べ、1~3 Hz の高い周波数の変動が現れるとともに、正の最大リアプノフ指数は2倍程度に大きくなる。 D_{KY} は $d_m=5, 6$ で約4.3次元である。以上の結果より、空間自由度の大きいと思われる一方向にのみ天井の影響を受ける静止流体中の円柱まわりの自然対流において、3~5次元程度の比較的低次元のカオスの流れが生じている。また、 Ra 数が大きくなるとパワースペクトラムには高い周波数の変動が現れるとともに、正の最大リアプノフ指数ならびにリアプノフ次元は増加し、流れの複雑さは増すことが明らかとなった。

図8は、 $Ra=1.3 \times 10^6$ で $H/D=2.3$ の場合の振動流($\theta=0^\circ$, 円柱表面よりの半径方向距離 $r/D=1.0$ の位置)の熱電対出力, パワースペクトラム, リアプノフスペクトラム λ_i , リアプノフ次元 D_{KY} を示す。パワースペクトラムは、約3 Hz 以下の変動がほとんどで、多くのピークを示すとともにピークの周波数は幅をもつ。図8中に矢印で示すスペクトラムのピークの周波数 $f=0.51250$ Hz は、上昇流が大きく左右に揺動する周期である。 λ_i には二つ以上の正の値が現れるとともに、最大リアプノフ指数は $H/D=0.2$ の場合の2倍程度に大きくなり、カオス性の強い流れである。 D_{KY} は d_m を大きくすると増加し、アトラクタの次元はこの方法ではとらえられない。

なお能登ら⁽¹²⁾⁽¹³⁾は、密閉容器内に作られた安定温度成層空気中に置かれた水平線熱源からのサーマルブルームについて、センサより得られた時系列データの統計解析により流れ状態の特定を行い、ブルームの乱流遷移を調べている。また五十嵐⁽¹⁴⁾は、密閉容器内に置かれた線熱源からのブルームの容器アスペクト比に対する振動発生条件を研究している。これらは $H/D \cong \infty$, $Ra < 10^2$ での流れの不安定性を調べたものであるが、著者らは $H/D \leq 2.3$ の条件で流れの不安定構造を詳細に調べ、非定常流(I)および振動流(III)のカオス性を定量的に明らかにすることを試みた。

4. 結 論

天井近くで加熱された水平円柱まわりの流動ならびに時空間伝熱特性を明らかにすることを目的に、レーレー数 $4.8 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^7$ の範囲で、天井面の温度条件、天井面と円柱間の距離を変えて実験を行い、以下の結論を得た。

(1) 天井面が伝導壁の場合、レーレー数および天井面と円柱上端間距離の違いにより、円柱に沿う上昇流が円柱上部ではなく離れる三次元の非定常な流れ、円柱に沿う二次元の定常な流れ、円柱に沿う定常な流れであるが上昇流が円柱と天井の途中より左右に揺動する三次元的な振動流の三つの流動パターンが現れる。

(2) 天井面と円柱上端間の無次元距離 H/D が約0.4より小さい図2中のI領域では、天井面が伝導壁と断熱壁に近い泡ガラスでは、円柱まわりの流動・伝熱特性は時間平均的にも瞬間的にも大きく異なる。

(3) 天井面が伝導壁で、天井面と円柱上端間の無次元距離 $H/D=0.2$ の非定常な流れは、最大リアプノフ指数が正で、リアプノフ次元 D_{KY} は3~5程度の比較的low次元のカオスの流れである。また、レーレー数の増加とともに最大リアプノフ指数ならびに D_{KY} の値は増加し、非定常な流れの構造は複雑化する。

(4) 天井面と円柱上端間の無次元距離 H/D の大きい図2中のIII領域の上昇流が揺動する振動流は、最大リアプノフ指数が $H/D=0.2$ の非定常な流れの2倍程度大きく、かつ正のリアプノフ指数が二つ以上現れるカオス性の強い三次元的な流れである。

文 献

- (1) 斎藤・ほか2名, 第6回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1969), 61.
- (2) Jones, C. D. and Masson, D. J., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **77**(1955), 1275.
- (3) Powe, R. E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **91**(1969), 310.

- (4) Takata, Y., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **27** (1984), 747. 1082.
- (5) Rao, Y. F., ほか 4 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28** (1985), 705. (9) 長島・馬場, カオス入門, (1992), 99, 培風館.
- (6) 石谷・ほか 4 名, エネルギー・資源, **12-3**(1991), 66. (10) 小泉・細川, 機論, **58-547**, B(1992), 891.
- (7) 例えば, Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **23**(1980), 971. (11) Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, (1961), 9, The Clarendon Press, Oxford.
- (8) Sano, M. and Sawada, Y., *Phys. Rev. Lett.*, **55-10**(1985), 1082. (12) 能登・ほか 2 名, 機論, **58-555**, B(1992), 3421.
- (13) 能登・ほか 2 名, 機論, **58-555**, B(1992), 3429.
- (14) 五十嵐, 機論, **43-374**, B(1977), 3839.
-