

超音波を用いた熱乱流速度場の測定実験

静岡大学工学部 益子 岳史 (Takashi MASHIKO)

School of Engineering, Shizuoka University

東京大学大学院理学系研究科 佐野 雅己 (Masaki SANO)

Graduate School of Science, University of Tokyo

名古屋大学大学院工学研究科 辻 義之 (Yoshiyuki TSUJI)

Graduate School of Engineering, Nagoya University

1 序論

熱乱流 (乱流化した熱対流) は様々なスケールで観察される普遍的な現象であり, 古くから非線型非平衡の物理系の典型例として研究されてきた. 近年では, Rayleigh 数 (Ra) の高い非平衡の極限でどのような乱流状態が実現されるのかといういわゆる究極状態の問題に対する興味もあり, 特に高 Ra の発達した熱乱流が注目を集めている.

発達した熱乱流状態 (ハード乱流) においては, 巨視的平均流 (あるいはミーンフロー, 風) と呼ばれる, 対流セル (実験装置) とほぼ同じスケールを持つ巨視的な流れの構造が, 強い乱流揺らぎの中で自発的に発生することが知られている [1-6]. この巨視的平均流は熱輸送に深く関わっており, また上下境界層の安定性にも強い影響を及ぼしていると考えられているが, 詳細はわかっていない. さらに, 強い揺らぎを伴う発達熱乱流において巨視的平均流のような流れの構造が自発的に発生するメカニズムも未解明である. このような巨視的平均流の構造や振る舞いを理解することは重要で興味深い課題である.

これまで盛んに行われてきた熱乱流の研究の中で, 回転や振動, 反転など, 巨視的平均流について比較的単純な動的振る舞いが多く報告されてきた [3-5, 7, 8]. また, 巨視的平均流の形や動きが, 対流セルの形状 (アスペクト比など) に依存して変化することも指摘されている [9]. これらは巨視的平均流の振る舞いの多様性を示す重要な知見である. しかしながら, 巨視的平均流についての理解はいまだに十分とは言えず, 特に Ra と Reynolds 数 Re とが大きな値を持つ発達した熱乱流については, 今後さらに多くの研究が必要である.

本稿では, 発達した水銀熱乱流において超音波流速測定法を用いて行った流速分布の測定を報告するとともに, そこでとらえられた巨視的平均流の構造と動的振る舞いについて議論する. 作動流体として水銀を用いるのは, Prandtl 数が低く (20°C において $Pr \sim 0.024$), 強く発達した熱乱流状態を実現しやすいためである. 本実験では, $Ra > 10^{10}$ の高 Ra (低 Pr 流体としては世界記録) と $Re > 10^5$ の高 Re ($\langle v \rangle$ を平均流速, h を対流セルのサイズとして $Re = \langle v \rangle h / \nu$ で定義) を持つ発達熱乱流を実現する.

2 実験

図 1 に実験装置の断面を示す (図に示すように, 対流セルの中心を座標原点にとる). 以下に本装置の概要を述べる (詳細は文献 [10, 11] 参照). 対流セルは, クロムでめっきした銅製の上下プレート (直径 $d = 306 \text{ mm}$) とステンレス製の側壁 ($h = 612 \text{ mm}$) でできており, アスペクト比は $\Gamma \equiv d/h = 1/2$ である. 上部プレートは循環水によって冷却されるが, 212 本の垂直なパイプを通して水を当てることでプレートを一様に冷却し, ま

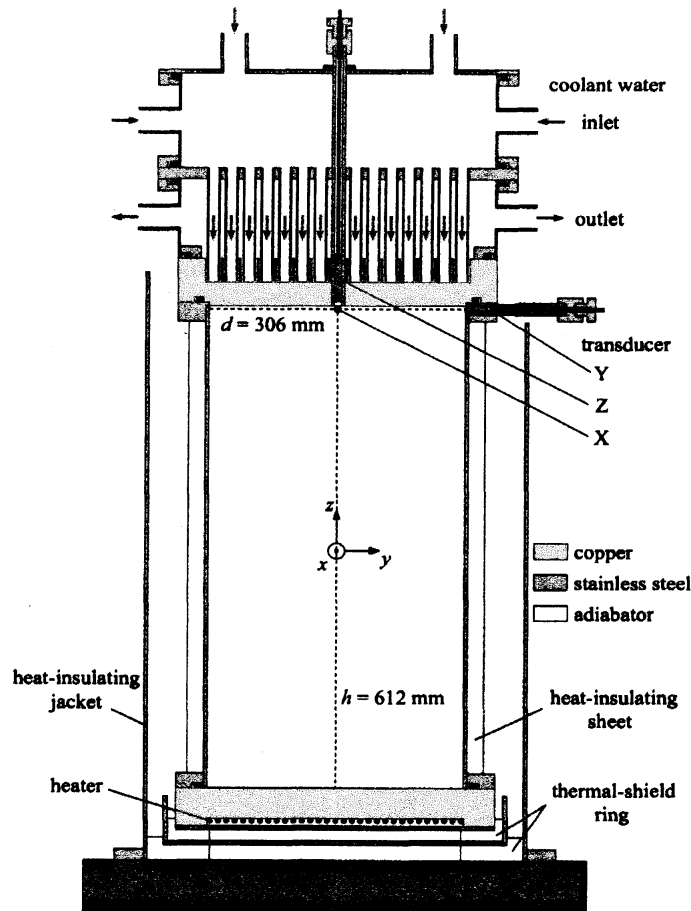


図1 実験装置の断面図。水銀を満たす対流セル部分の直径は $d = 306 \text{ mm}$ 、高さは $h = 612 \text{ mm}$ (アスペクト比は $\Gamma = 1/2$)。超音波発受信機 X および Y により上部プレートの 4.5 mm 下の水平方向流速分布 $u(x; y = 0, z = 301.5)$ および $v(y; x = 0, z = 301.5)$ を測定する。なお、以前の実験では発受信機 Z により中心軸に沿った垂直方向流速分布 $w(z; x = y = 0)$ を測定した [13]。

た PID 制御により水量を調節することでプレート温度を一定に保つようにしている。一方、下部プレートは4個の直流電源で駆動される4個のヒーターによって加熱される。対流セルは断熱材で覆われており、側壁からの熱の損失は 0.1% 未満に抑えられている。

超音波流速測定法は、流体中に超音波パルスを発信し、散乱されて戻ってくるエコー信号を受信し、その Doppler シフトを検出することによって流体中の瞬時の流速分布を測定する手法である [12]。本実験では、上部プレートの 4.5 mm 下の水平方向流速分布 $u(x; y = 0, z = 301.5)$ および $v(y; x = 0, z = 301.5)$ の同時測定が行えるよう2本の超音波発受信機 X および Y を設置する。なお、超音波散乱体として、金-パラジウム合金の粉末を水銀に混入するが、合金の組成および水銀への混入量は適切に調整されている [13]。

3 測定結果と考察

まず、図 2(a) に $u(t, x)$ および $v(t, y)$ の典型的な測定結果を示す。これらは $Ra = 2.69 \times 10^{10}$ においてサンプリング周期 $\Delta t = 0.065 \text{ s}$ 、空間分解能 $\Delta x = \Delta y = 2.17 \text{ mm}$ で測定されたものである。それぞれのプロットの測定領域 ($-128.8 \leq x, y \leq 148.1 \text{ mm}$) はプレート ($-153 \leq x, y \leq 153 \text{ mm}$) の大部分をカバーしている。なお、比較のため、以前の実験において超音波発受信機 Z (図 1 参照) を用いて測定された垂直方向流速分布 $w(t, z)$

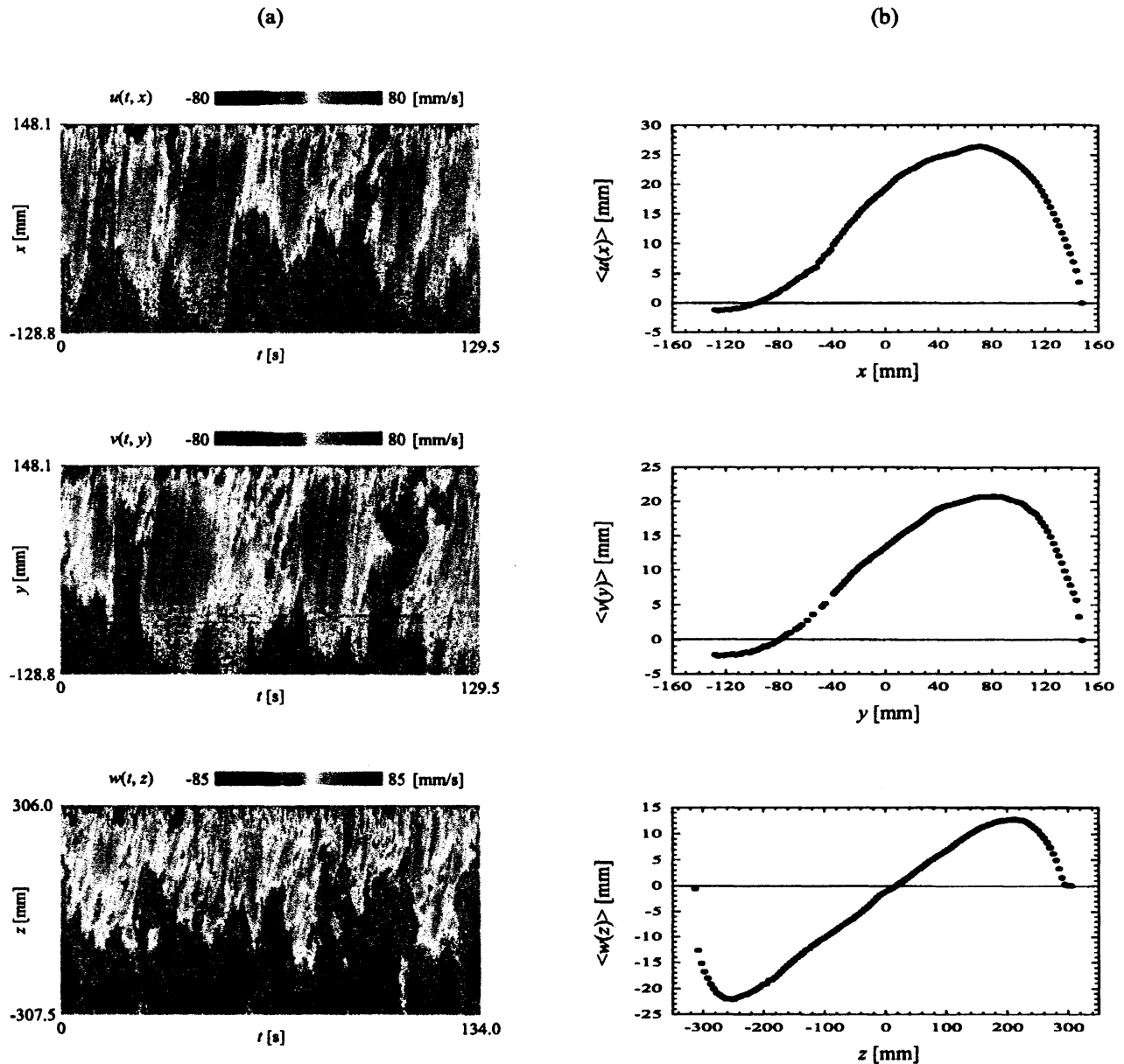


図2 典型的な測定結果。(a) 同時測定された水平方向流速分布 $u(t, x)$ (上) および $v(t, y)$ (中) の時空間プロット。比較のため、垂直方向流速分布 $w(t, z)$ (下) のプロット [13] もあわせて示す。(b)(a) に対応する平均流速分布 $\langle u(x) \rangle$ (上) および $\langle v(y) \rangle$ (中)。比較のため、 $\langle w(z) \rangle$ (下) のプロット [13] もあわせて示す。

もあわせて示しているが、これは $Ra = 4.37 \times 10^{10}$ において $\Delta t = 0.131$ s および $\Delta z = 5.07$ mm で測定されたものである [13]。この $w(t, z)$ のプロットは、セル中心軸上の上下プレート間の全領域 ($-306 \leq x, y \leq 306$ mm) をカバーしており、また、そのタイムスパンは $u(t, x)$ および $v(t, y)$ とほぼ同じで約 130 s となっている。これらを見ると、 $w(t, z)$ のプロットが正負の値をほぼ等しく含む (おおまかには、上半分では正の値、下半分では負の値) のに対し、 $u(t, x)$ や $v(t, y)$ のプロットは、正負のどちらかの値 (図2の場合には両プロットとも正の値) に偏っていることに気づく。このことは、強い揺らぎを伴った速度場において、セル中心軸に沿った垂直方向成分は上半分で上昇流、下半分で下降流が支配的である一方、上部プレート直下の水平方向成分についてはほぼ一方の流が支配的であることを意味する。

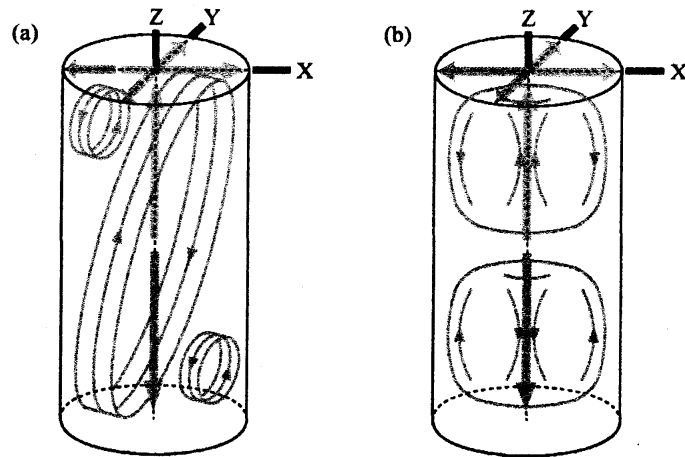


図3 対称な垂直方向平均流速分布 $\langle w(z) \rangle$ から提案される巨視的平均流の形状。(a) 逆回転する小ロールを伴う楕円形のロール構造。水平方向平均流速分布 $\langle u(x) \rangle$ および $\langle v(y) \rangle$ は非対称となる。(b) 上下一対のトロイダル型のロール構造。 $\langle u(x) \rangle$ および $\langle v(y) \rangle$ は対称となる。

この水平方向と垂直方向での速度場の違いは、図2(b)に示す平均流速分布 $\langle u(x) \rangle$, $\langle v(y) \rangle$, および $\langle w(z) \rangle$ によってよりはっきりする。ここで、 $\langle u(x) \rangle$ および $\langle v(y) \rangle$ は10000サンプル、 $\langle w(z) \rangle$ は15360サンプルの瞬間流速分布の平均である。 $z > 0$ において $\langle w(z) \rangle > 0$, $z < 0$ において $\langle w(z) \rangle < 0$ であることから、中心軸上の上半分で上昇流、下半分で下降流が優勢であることが改めて確認できる。このことから、我々は以前、アスペクト比1/2の円筒形セルにおける巨視的平均流の形状として二つの簡単なパターンを提案した[13]。すなわち、図3に示すような、逆回転する小ロールを伴う傾斜した楕円形のロール構造(a)と、上下一対のトロイダル型のロール構造(b)である。さて、垂直方向の平均流速分布 $\langle w(z) \rangle$ については、 $z > 0$ 側と $z < 0$ 側とでピークの絶対値に多少の差が見られるものの、 $z \sim 0$ で正負が逆転し、その両側でほぼ相似な形をとっているという点で、このプロットは基本的には対称的であるといえる。それに対し、水平方向のプロット $\langle u(x) \rangle$ および $\langle v(y) \rangle$ は、明らかに非対称である。なお、ここで示したプロットは ($\langle w(z) \rangle$ が対称的になるには十分な) 約10分間のスケールで時間平均したものであるが、2時間以上のより長時間のデータについても、 $\langle u(x) \rangle$ および $\langle v(y) \rangle$ はやはり非対称であることが確認された。

このことから、二つの巨視的平均流の形状のうち一つを選ぶことができる。図3に模式的に示したように、パターン(a)の場合には水平方向の流速分布が非対称になるのに対し、パターン(b)の場合にはこれらが対称になる。したがって、アスペクト比1/2の円筒形対流セルにおける巨視的平均流の形状は、図3(a)のようなもの、すなわち、逆回転する小ロールを伴う楕円形のロールパターンであろう、と推測されるのである。なお、このような形状の巨視的平均流が、本実験と同型の対流セル内での水の熱乱流実験 ($Ra = 3.28 \times 10^{10}$) において、レーザー Doppler 法 (LDV) による測定で実際に観察されており[4]、本提案を裏付ける結果となっている。

ところで、本実験では $u(x)$ および $v(y)$ を同時に測定したので、これら二つの測定軸の交点 $(x, y, z) = (0, 0, 301.5)$ における2次元速度ベクトル (u_0, v_0) を考えることができる。厳密には、この交点に一致する測定点はなく、 $(x, y, z) = (-0.08, 0, 301.5)$ および $(0, -0.08, 301.5)$ が再近接の測定点であるが、ここでは $u(x = -0.08)$ および $v(y = -0.08)$ をそれぞれ $u(x = 0) \equiv u_0$ および $v(y = 0) \equiv v_0$ として扱うことにする。この速度ベクトルは交点における局所的なものではあるが、巨視的平均流の振る舞いを知るための手がかりとして調べるわけである。図4(a)は速度成分 u_0 および v_0 の時間変化をプロットしたものである。なお、ここでは長時間の振る舞いを調べることを主な目的とするので、生データに低域通過フィルタリングを施したものを示

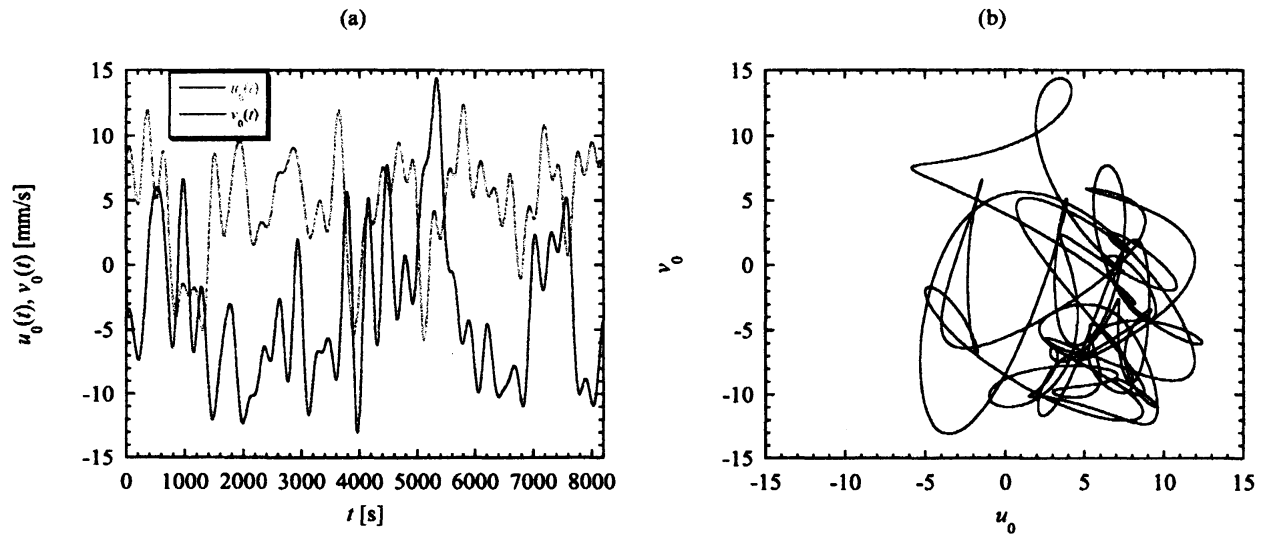


図4 上部プレート中心点直下 $(x, y, z) = (0, 0, 301.5)$ の速度ベクトル (u_0, v_0) の振る舞い. (a) u_0 および v_0 の時間変化. (b)(a) と同じデータの Lissajous プロット. データは遮断周波数 $f_{LP} = 3.7$ mHz の低域通過フィルタリングを施してある.

している (遮断周波数 $f_{LP} = 3.7$ mHz). u_0 と v_0 とは, ある時間帯では正の相関を, また別の時間帯では負の相関を持って変動しており, これら二つの時系列の間に明確な相関関係は見出せない. 別の角度から u_0 と v_0 の関係を見るために, 同じデータを Lissajous プロットのような形で示したものが図 4(b) である. もし例えば速度ベクトル (u_0, v_0) が時間とともに単に中心軸の周りを回転しているのであれば, このプロットは楕円形となるはずである. しかし実際には, プロットはそのような単純なものではなく, かなり複雑なものとなっており, 巨視的平均流の運動が単なる回転のような単純なものではないことを示唆している. なお, これらの結果は遮断周波数 f_{LP} を変化させても基本的には変わらなかった.

また, 二成分 u_0 と v_0 とから, 速度ベクトルの大きさ $M_0 = \sqrt{u_0^2 + v_0^2}$ および方位角 $\theta_0 = \arctan(v_0/u_0)$ を計算することができる. 図 5 に, $M_0(t)$ (破線) および 2π (実線) の時間変化を示す. これらの時系列は, $Ra = 2.64 \times 10^{10}$ において $\Delta t = 1.0$ s のサンプリング周期で 32767 s にわたって同時測定された u_0 と v_0 (本実験における最長のデータ) から得られたものである. $M_0(t)$ は約 300 s よりも早い時間スケールで激しく変動している (先ほどと同様, 遮断周波数 $f_{LP} = 3.7$ mHz で低域通過フィルタリングの処理を施してある) 一方, $\theta_0(t)$ の時間変化は比較的緩やかである. 方位角 $\theta_0(t)$ の時間変化には, 巨視的平均流の回転運動を示唆するおよそ 2π のジャンプが時々あることが読み取れるが, その間隔や方向変化に規則性はなく, 9 時間を超えるこのデータからも単純な特徴を見出すことはできない.

上部プレート中心点直下での速度ベクトル (u_0, v_0) に関する以上の結果は, 巨視的平均流の振る舞いがかなり複雑であることを示唆している. 従来, 巨視的平均流については, 回転や振動, 反転など比較的単純な運動が考えられてきた. しかし最近では, 巨視的平均流が最も安定に存在するとされるアスペクト比 $\Gamma = 1$ の対流セルにおいても, ねじれ運動 [14] や内部核の発生 [15] など, より複雑な巨視的平均流の振る舞いが報告されてきている. さらに, 本実験と同じ $\Gamma = 1/2$ の円筒形セルの数値実験において, 巨視的平均流の単純な運動を安易に仮定することの危険性も指摘されている [6]. 上述の本実験結果も, 少なくとも $\Gamma = 1/2$ の円筒形セルにおける数時間の時間スケールの範囲内では, 巨視的平均流の振る舞いは従来考えられていたよりは複雑なものであることを示している.

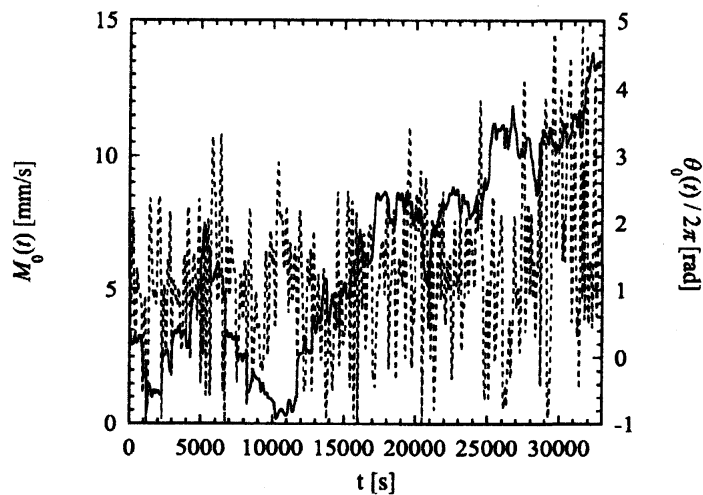


図5 速度ベクトル (u_0, v_0) の大きさ $M_0(t)$ (破線) および方位角 $\theta_0(t)/2\pi$ (実線) の時間変化.

4 結論と今後の展望

本実験では、高 Ra の水銀熱乱流において、対流セルの上部プレート直下の互いに直交する二つの水平方向流速分布 $u(x)$ および $v(y)$ の同時測定を行った。非対称な $\langle u(x) \rangle$ と $\langle v(y) \rangle$ の平均流速分布と、以前の実験で測定された対流セル中心軸上の対称的な垂直方向の平均流速分布 $\langle w(z) \rangle$ とから、アスペクト比 1/2 の円筒形セルにおける巨視的平均流の形状として、逆回転する小ロールを伴う傾斜した楕円形ロール構造を推測した。また、上部プレート中心点直下での速度ベクトル (u_0, v_0) の振る舞いから、巨視的平均流の挙動がかなり複雑であることが示された。

今後は、より詳しく正確に巨視的平均流の挙動を調べるための測定を実施する予定である。例えば、今回の実験では実現できなかった水平方向流速分布 $u(x)$ および $v(y)$ と垂直方向流速分布 $w(z)$ との同時測定を行えば、図6に模式的に示すように、巨視的平均流の上下運動 [13] などの動的振る舞いがはっきりととらえられると期待される。さらに、中心水平面 ($z=0$) 内での流速分布など、上記以外の流速分布が測定できれば、巨視的平均流についてより多くの情報が得られることは明らかである。これまでの実験では、対流セルのプレートや側面に穴を開けて超音波発受信機を設置していたが、作動流体である水銀の万一の漏れを考え、発受信機の設置は対流セル上部のみに限っていた (図1参照)。しかし、我々は最近、発受信機を側壁の外側に設置しても流速測定が可能であることを確認し、さらに、ステッピングモーターにより発受信機を垂直方向に移動しながら水平方向流速分布の測定が行えるようなシステムを構築している (図7(a))。また、複数の熱電対を用いた温度測定の準備も進めている。具体的には、中心水平面上の側壁に8個、下部プレートに12個の熱電対を設置し、各熱電対の信号間の相関を確認するなどの作業を行っている (図7(b))。速度場と温度場の同時測定を行うことによって、巨視的平均流の振る舞いがより詳しく正確に把握できると考えている。ところで、これまで $Ra \propto h^3$ の高い熱乱流を実現することを目的として、高さ h の大きい対流セルを用いてきたが、最近新たに $h = d = 306 \text{ mm}$ の側壁を製作し、側壁の交換により $\Gamma = 1$ の実験が行えるようにした (図7(c))。これは、巨視的平均流は $\Gamma = 1$ の系で最も安定に存在するとされており、巨視的平均流を研究する上ではそのような実験系で長時間の観察を行うことも有効な手段であると考えられるためである。今後、以上のようなアプローチにより、発達熱乱流中の巨視的平均流の発生メカニズムや詳細な振る舞いを解明していきたいと考えている。

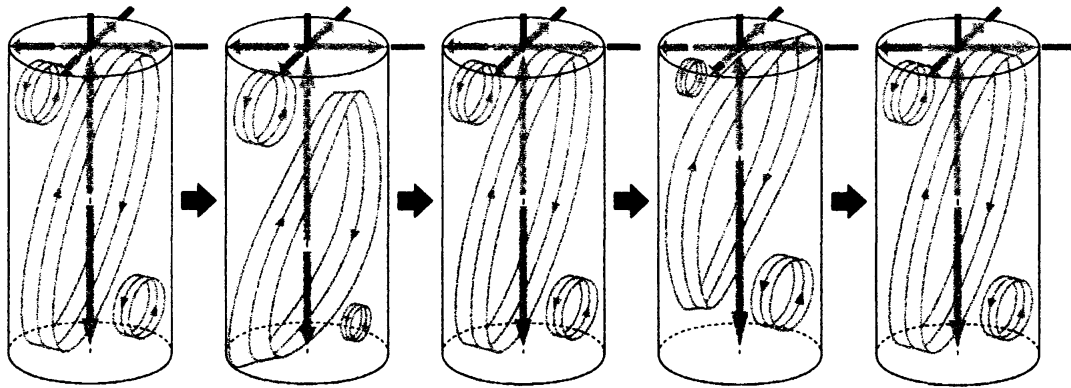


図6 巨視的平均流の上下運動. 例えば $u(x)$, $v(y)$, $w(z)$ を同時に測定することにより, 巨視的平均流のこのような振る舞いがより明確にとらえられる.

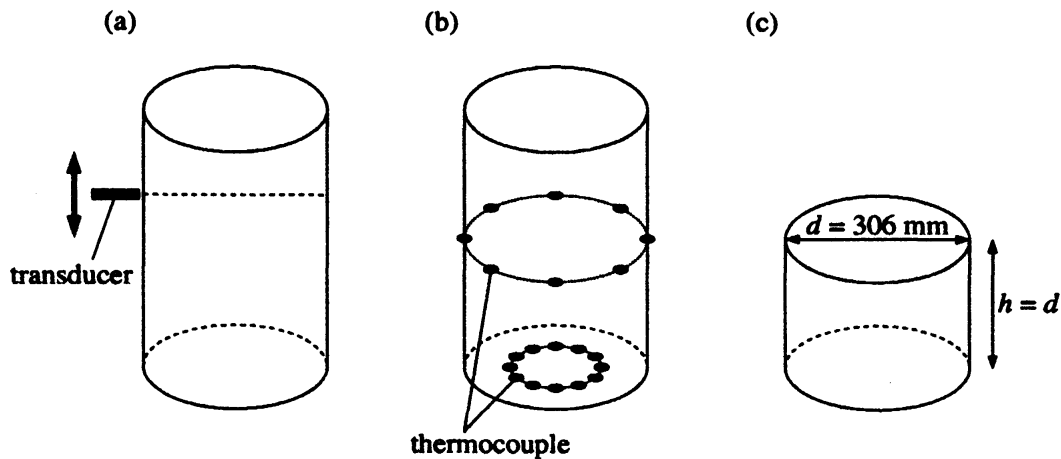


図7 今後の実験に向けた最近の進展. (a) 側壁の外側に設置し, かつ, 上下方向に可動とした超音波発受信機による流速分布の測定. (b) 中心水平面 (8 個) および下部プレート (12 個) に設置した熱電対による温度測定. (c) 巨視的平均流が最も安定に存在するアスペクト比 $\Gamma = 1$ の対流セルにおける実験.

参考文献

- [1] M. Sano, X. Z. Wu, and A. Libchaber, Turbulence in helium-gas free convection, *Phys. Rev. A* 40, 1989, pp. 6421–6430
- [2] E. Villiermaux, Memory-Induced Low Frequency Oscillations in Closed Convection Boxes, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1995, pp. 4618–462
- [3] S. Cioni, S. Ciliberto, and J. Sommeria, Strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection in mercury: Comparison with results at moderate Prandtl number, *J. Fluid Mech.* 335, 1997, pp. 111–140
- [4] X.-L. Qiu and P. Tong, Large-scale velocity structures in turbulent thermal convection, *Phys. Rev. E* 64, 2001, p. 036304
- [5] K. R. Sreenivasan, A. Bershadskii, and J. J. Niemela, Mean wind and its reversal in thermal convection, *Phys. Rev. E* 65, 2002, p. 056306
- [6] R. Verzicco and R. Camussi, Numerical experiments on strongly turbulent thermal convection in a slender cylindrical cell, *J. Fluid Mech.* 477, 2003, pp. 19–49
- [7] X.-L. Qiu, S. H. Yao, and P. Tong, Large-scale coherent rotation and oscillation in turbulent thermal convection, *Phys. Rev. E* 61, 2000, pp. R6075–R6078

- [8] J. J. Niemela, L. Skrbek, K. R. Sreenivasan, and R. J. Donnelly, The wind in confined thermal convection, *J. Fluid Mech.* 449, 2001, pp. 169-178
- [9] Y. Tsuji, T. Mizuno, T. Mashiko, and M. Sano, Mean Wind in Convective Turbulence of Mercury, *Phys. Rev. Lett.* 94, 2005, p. 034501
- [10] J. A. Glazier, T. Segawa, A. Naert, and M. Sano, Evidence against 'ultrahard' thermal turbulence at very high Rayleigh numbers, *Nature* 398, 1999, pp. 307-310
- [11] T. Mashiko, Y. Tsuji, T. Mizuno, and M. Sano, Measurement of Velocity Field in Thermal Turbulence in Mercury by Ultrasonic Doppler Method, *Theor. Appl. Mech. Jpn.* 53, 2004, pp. 207-214
- [12] Y. Takeda, Velocity profile measurement by ultrasound Doppler shift method, *Int. J. Heat Fluid Flow* 7, 1986, pp. 313-318
- [13] T. Mashiko, Y. Tsuji, T. Mizuno, and M. Sano, Instantaneous measurement of velocity fields in developed thermal turbulence in mercury, *Phys. Rev. E* 69, 2004, p. 036306
- [14] K.-Q. Xia, C. Sun, and S.-Q. Zhou, Particle image velocity measurement of the velocity field in turbulent thermal convection, *Phys. Rev. E* 68, 2003, p. 066303
- [15] D. Funfschilling and G. Ahlers, Plume Motion and Large-Scale Circulation in a Cylindrical Rayleigh-Bénard Cell, *Phys. Rev. Lett.* 92, 2004, p. 194502