

表層冷却時の対流形成に関する研究

On the Structure of Convection Induced by Surface Cooling

埼玉大学工学部 正員 浅枝 隆

東京大学工学部 正員 玉井 信行

東京大学大学院 学生員 高橋由多加

1. はじめに

貯水池内の水温分布は秋から冬にかけて表層から冷却されると一様になることが知られているが、最近、夏期においても、夜間には温度躍層より水深の浅い部分の水温は一様に降下することが報告されている。こうした原因の一つには、表面から冷却されることにより、表層水の密度が大きくなるために対流が生じる故と考えられる。こうした熱対流については、上下境界の温度を固定し、非常に薄いスリット内での研究が、Krishnamurti¹, Chandrasekhar²らによりなされているが、水深が大きくなり、Rayleigh数($=\alpha\Delta Tgd^3/\kappa\nu$)が大きくなった領域での研究はない。本研究は、このような水深の大きな場合に生じる対流について、その発生について考察し、さらに、定常状態に至ってからの状態について、従来乱流状態とのみ記述されていた中に存在する組織的構造について検討し、スリット内にみられる対流との関係を考察したものである。

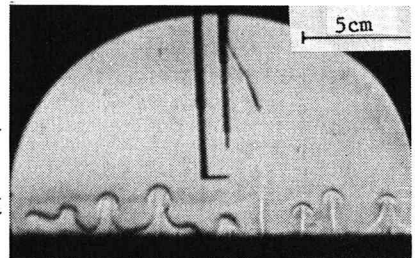
2. 実験および実験装置

実験は水面から冷却するものと、下面から加熱するものの、両方のタイプで行った。水面から冷却するものについては、水槽中に温度の高い水を入れてそれを放置することによって行い、下面から加熱するものについては、一定熱フラックスで加熱できるラバヒーターを備えた水槽によって行った。水槽の大きさは、底面が5 cm×20 cmのものから、90 cm×90 cmのものまでいろいろ用いたが、水深を水槽幅の数分の1以下に押え、境界の影響を取り除いた。機構の解明は、シュリーレン法、ウォーターブルー法、フェノールフタレイン法、アルミ粉法などの可視化によった。対流スケール、流速の測定は、アルミ粉の幅の広いスリット光で照射する方法によったが、アルミ粉の光っている時間は、カメラのシャッター速度の10倍以上あり、ほぼ正確な値が得られていると思われる。

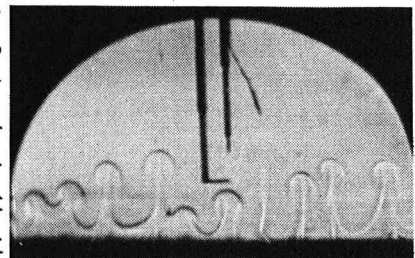
3. 対流の形成過程の可視化

対流の発生の機構について可視化すると、下方から加熱した場合と、上方から冷却した場合については、上下逆にすれば一致していることがわかる。簡単のために下方から加熱した場合について記述すると以下の様である。

加熱を開始すると、しばらくして底板上に等間隔に温度の高い流体塊の芽が現われ、上昇とともにすぐに渦輪となる。(Ph1-A) その後も、渦輪は上昇を続けるが、底板からは温度の高い流体塊が尾のようになって渦輪中に流入している(Ph1-B)。多くの渦輪が上昇していく間に、その中で強いものと弱いものに分かれ、弱いものは上昇速度が遅くなる。また、各渦輪の間には、膜状で上昇する流体がみられる。さらに、時間とともに極めて強い渦輪以外はしだいに膜状の上昇流体と区別がつかなくなるが、渦輪のあった所からは、間欠的に速度の大きい流体塊の上昇がみられる。上昇流体の周囲には下降する流体が存在し、全体としてセル構造になっている。



A



B

Ph-1 渦輪の発生
シュリーレン写真 側面図

平面的には、流体の上昇部は、六角形もしくは正方形に近い形をなし、格子点の位置が渦輪の上昇位置にあたり、辺の位置から膜状に流体が上昇しているのがわかる (Ph-2, A, B)。この構造は、上昇流体のフロントが上昇するに従って形を変え、強いセルに対応するものが大きくなり、弱いセルに対応するものは消滅していく。

上昇流体のフロントが、水面もしくは密度躍層面に到達すると、多少の変動を伴いながらも、ほぼ定常なセル構造をなす。

4. 渦輪の発生について

加熱を開始してしばらくの間は流体は静止しているので、熱は伝導、輻射で伝わり、対流による熱の移動は存在しない。ある層の熱が流入しまた、上層に伝わった時点で安定性が崩れ、渦輪の芽ができ、上昇するに従って周囲との間に働くせん断力のために渦輪になると考えられる。従って、渦輪の発生間隔、発生するまでの時間は底板付近にできた温度の高い流体の層の安定性から決定されると考えられる。

運動方程式、連続式、熱量保存式は次の様になる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \text{grad} \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p - \mathbf{k} \alpha T g + \nu \Delta \mathbf{u}$$

$$\text{div} \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T + \mathbf{u} \cdot \text{grad} T = \kappa \Delta T$$

ここに、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトル (u, v, w)、 ρ は密度、 α は体膨張係数、 T は温度、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 κ は熱の分子拡散係数、 $\mathbf{k}$ は鉛直方向単位ベクトルを表わす。鉛直方向の代表スケール h 、定圧比熱 c 、単位面積当りの熱フラックス F_H を用いて、次式の様に無次元化する。

$$\mathbf{x} \sim \mathbf{x}^* h, t \sim t^* (h^2 / \kappa), \mathbf{u} \sim \mathbf{u}^* \kappa / h, T \sim T^* F_H h / \rho c \kappa, p \sim p^* \hat{p} \quad (2)$$

ここに * 印を付した量は無次元量を示す。* を省略して示すと、

$$\frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \text{grad} \right) \mathbf{u} = -\hat{p} \frac{d^2}{\kappa \nu} \frac{1}{\rho} \text{grad} p - \mathbf{k} Ra T + \Delta \mathbf{u}$$

$$\text{div} \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \text{grad} \right) T = \Delta T$$

となる。ただし、 $Pr = \nu / \kappa$ (Prandtl 数)、 $Ra = \alpha g F_H h^4 / \rho c \kappa^2 \nu$

(Rayleigh 数)、 $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ (ラプラシアン)、

$\Delta_1 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ (水平方向ラプラシアン) を表わす。

さらに、変動量の積は微小として省略し、線型化すると、

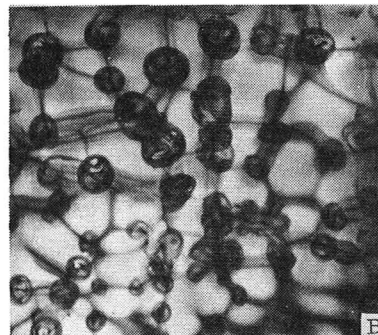
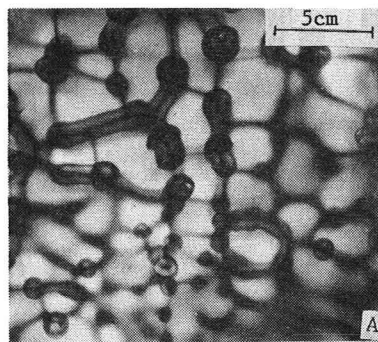
$$\left(\frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial t} - \Delta \right) \Delta w = -Ra \Delta_1 T$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \Delta \right) T = -w \quad (4)$$

となり、境界条件は、 $z=0$ で $w=0$, $\partial w / \partial z = 0$; $z=1$ で

$w=0$, $\partial^2 w / \partial z^2 = 0$ (底板加熱の場合) である。

Chandrasekhar² による式(4)の安定解析の結果では、不安定



Ph-2 渦輪の発生

ウォーターブルー法 平面図

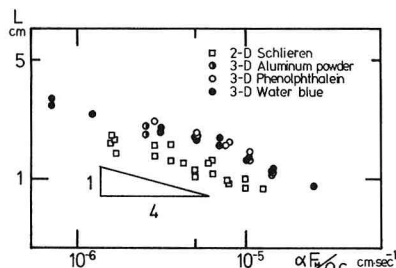


Fig-1 渦輪の発生間隔

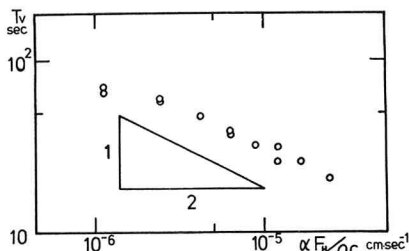


Fig-2 渦輪の発生時間

の起こる限界 Rayleigh 数は $R_c = 1100.7$, 水平方向スケール L と, h の関係は, $h = 2.68 L / 2\pi$ である。従って,

$$h = \left(\frac{R_c \cdot \rho c \nu \kappa^2}{\alpha g F_H} \right)^{1/4} \quad (5)$$

であり, 定安が崩れる時点と, 渦輪が発生する時点の間に差があるとしても, ほぼ

$$L \propto \left(\frac{R_c \cdot \rho c \nu \kappa^2}{\alpha g F_H} \right)^{1/4} \quad (6)$$

が成立する。

さらに, 不安定に達するまでの間は熱は伝導型で伝わるとすれば, 不安定に達するまでの時間 T_V は, $h = \sqrt{\kappa T_V}$ で与えられるために,

$$T_V \propto \left(\frac{R_c \cdot \rho c \nu}{\alpha g F_H} \right)^{1/2} \quad (7)$$

と表わされる。Fig-1 に渦輪の発生間隔について, 二次元性の強い水槽での実験結果と, 三次元性の強い水槽での結果を示す。ただし, 三次元的な水槽での結果の長さスケールは, 底面にできる模様の変の長さの平均値とした。さらに, Fig-2 に加熱開始から渦輪発生までの時間を示す。式(6), (7)による予測はほぼ正しいと考えられる。

5. 渦輪の上昇速度

Fig-3 に示す通り, 渦輪はほぼ等速で上昇する。平均的な渦輪の上昇速度 W_V は, 底板からの熱フラックスで決定され, ほぼ

$$W_V = 1.25 \left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} \right)^{1/3} \quad (8)$$

で表わされる (Fig-4)。

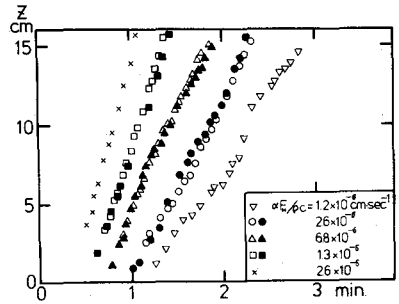


Fig-3 渦輪の上昇位置

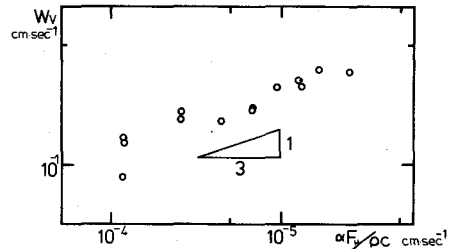


Fig-4 渦輪の上昇速度

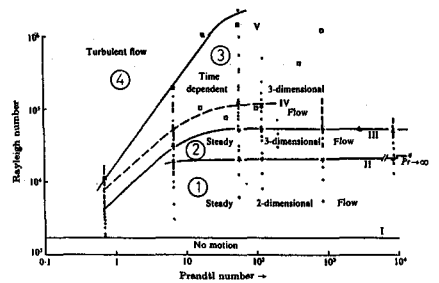


Fig-5 流れの領域区分

Krishnamurti¹による

6. 定常対流の組織的構造

定常状態に達した対流についての研究は, 従来から Bénard 問題の延長として行なわれ, スリット内に生じる対流を対象に限界 Rayleigh 数 R_c をわずかに越える範囲 ($100R_c$ 以内) では実験が行なわれ,

Krishnamurti¹によると Fig-5 の様に分類されている。この中で, Rayleigh 数が 2×10^5 程度以上の部分では乱流領域として組織だった構造が存在しないことが記述されているが, 今回用いたフラックス型の Rayleigh 数にすると, ほぼ 2×10^6 程度の値に相当する。今回の実験の範囲は $Ra = 10^4 \sim 10^8$ であり, 二次元定常セル領域②から, 乱流領域④である。

②の領域, もしくはこれに近い領域にあるセルをアルミ粉で可視化したものの平面図と側面図を Ph-3, A, B に示す。従来報告されている写真と同じく, 平面的には, 整然と並んだ多角形のセルと, それらが連続的に細長く連なった二次元的なセルからなり, 立体的には, 同心円状に流体が回転していることがわかる。

次に④の領域にあるセルの底板付近の水平断面と, 鉛直断面を可視化したものを Ph-4, A, B に示す。鉛直断面写真 Ph-4, A をみると, 対流中に多くの渦が観察され, 極めて不規則な構造をしている様に見えるが, 実際には, 上昇部では強さの変動はあるがほぼ継続的に上昇流が観察され, 下降部ではゆっくりとした下降流がみられる。この様に, 上昇部, 下降部がある間隔であり位置を変えずに存在していることは, 底板もしくは水面付近の水平断面を可視化すればさらに明白になる。Ph-4, B は, 底板付近の水平断面を可視化し

たものであるが、写真中で黒い線の様に見える所は、上昇流が存在している場所であり、その線に囲まれた部分は下降流が存在している場所である。この黒い線の位置は時間的に変動はするが、大局的には常に同じ場所に位置しており、上昇流は、速度に変動があってもほぼ同じ場所で起こっていることを示している。こうした現象は、水面付近の水平断面を可視化した場合にも同様に観察され、底からの上昇流、水面からの下降流の存在する位置がほぼ一定であることを示している。さらに、底からの上昇流が水面まで達して後に、水面からの下降流となる様なセル構造をなしているかどうかを確かめたものが Fig-6 に示した図である。これは、ほぼ同時刻に、底板付近と水面付近の水平断面を同時に可視化し、それぞれ、上昇流の起こっている場所、下降流の起こっている場所を実線、破線で示したものである。一つの多角形の中に他の断面の格子点がほぼ一つ存在していることがわかる。このことより、底板上の格子点の位置に集まって上昇してきた流体が、四方に拡がって沈みこみ、水面の格子点の位置に集まり、底板に達すると、四方に拡がって上昇するというセル構造の存在していることを示している。

7. 乱流領域における対流の物理量

乱流領域において、定常状態に達した対流の上昇流、下降流の速度は、変動を伴いながらも平均的にはほぼ一定値と考えられる。こうした速度の最大値について、流入熱量、水深との関係で示すと、Fig-7 の様になる。ただし、ここでは、写真に映し出された鉛直断面が完全に格子点を通過しているかどうか不明なので、一枚の写真の中から読みとれる最大流速を、一つの実験中に撮られた何枚もの写真について平均し、それを格子点位置に生じている最大流速 W_{ce} とみなしている。Fig-7 から $\alpha F_H g d / \rho c > 10^{-2} \text{ (cm}^3/\text{s)}^3$ かつ、

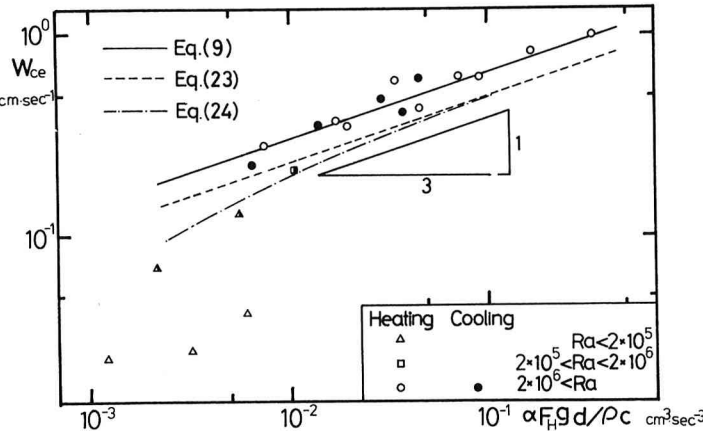
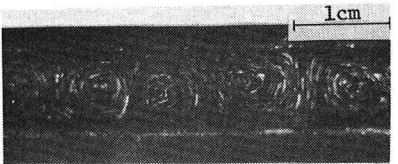
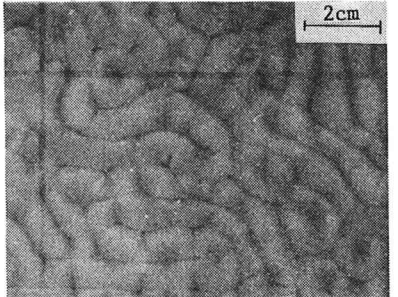


Fig-7 最大対流速度
一点鎖線は Eq (24) で $d=0.85\text{cm}$ としたものである
半抜き点の3点は $d=0.85\text{cm}$ の実験結果を示す

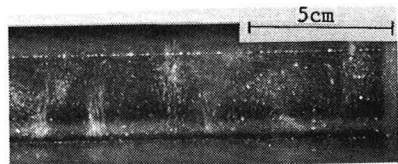


A. 側面図

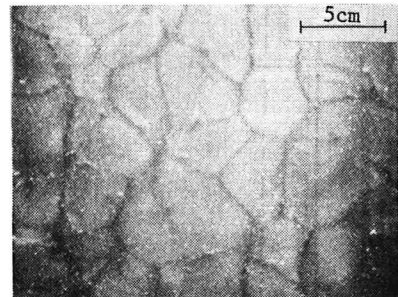


B. 平面図

-3 対流セルの可視化
 $d=0.85\text{cm}$ $Ra=6.7 \times 10^4$



A. 側面図



B. 平面図

Ph-4 対流セルの可視化
 $d=3.0\text{cm}$ $Ra=1.0 \times 10^7$

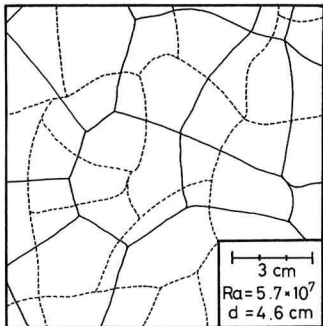


Fig-6 対流セルのパターン
実線は底板付近での上昇流の位置
破線は水面付近での下降流の位置

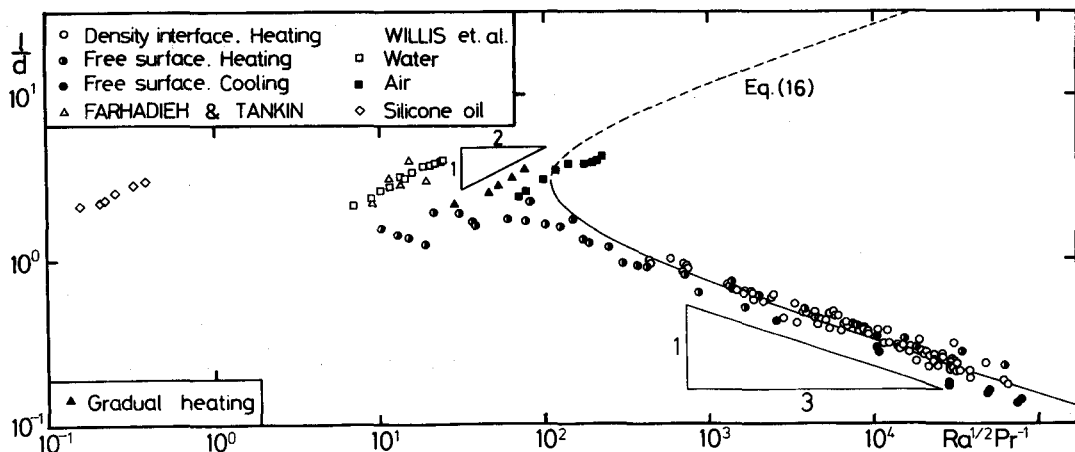


Fig-8 対流セルのスケール

● ● ● は静止状態から一定熱フラックスを加え続けた実験、それ以外は熱フラックスを徐々に増加させた実験である。
○ ● ● ● で示した本実験はフラックス型の Rayleigh 数、他の実験は温度差型の Rayleigh 数で整理してあり、前者は後者の 3~10 倍程度である。

$Ra > 2 \times 10^6$ の領域では

$$W_{ce} = 1.5 \left(\frac{\alpha F_H g d}{\rho c} \right)^{1/3} \quad (9)$$

が成りたっていることがわかる。さらに、この領域での流速の分布を示すと Fig-9 のようになる。また、この領域は Krishnamurti の示した乱流領域にあたっている。なお、 $\alpha F_H g d / \rho c < 10^{-2} (\text{cm}^2/\text{s})^3$ の範囲については 8. で述べる。

対流の水平スケール ℓ と、鉛直スケール d の比は Rayleigh 数に対して整理され、Fig-8 のようになる。この中で、 $Ra > 2 \times 10^6$ の乱流領域では、

$$\frac{\ell}{d} = 7.1 \left(\frac{\alpha F_H g d^4}{\rho c \nu^3} \right)^{-1/6} = 7.1 Ra^{-1/6} Pr^{1/3} \quad (10)$$

の関係が成りたつが、これは次の様に説明できる。

温度躍層のある場合には温度差による密度界面における対流による連行はほとんどないので、対流の鉛直スケールが水面によって制限される場合についても、温度躍層で制限される場合についても同様に考えられる。Fig-10 に示した記号を用いて考えると、Rayleigh 数の大きい範囲では乱流状態なので、底面からの熱の流入速度に比べ層内での一様化の速度の方が極めて大きいので、単位時間当りの下層密度減少分を $\alpha \delta T$ とすると、単位時間内に加熱によって対流に加わるポテンシャルエネルギー P は、

$$P = \ell^2 \left[\frac{\alpha F_H g d}{\rho c} - \alpha \delta T \frac{d^2}{2} g \right] = \frac{\alpha F_H}{2 \rho c} \ell^2 d g \quad (11)$$

と表わされる。また、単位時間内に対流中で粘性逸散として失われるエネルギー ϵ_v は、

$$\epsilon_v = -\nu \int_0^d \{ \langle u \Delta u \rangle + \langle v \Delta v \rangle + \langle w \Delta w \rangle \} dz \cdot \ell^2 \quad (12)$$

と表わされる。ただし、 $\langle \rangle$ は水平断面内での平均を表わす。u、v、w については、 a_x, a_y を水平方向の波数とした時に次の様な関係がある。

$$u = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z}, \quad v = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} \quad (a^2 = a_x^2 + a_y^2) \quad (13)$$

対流の鉛直流速が平均的に、 $w = W(z) \cdot f(x, y)$; ($\Delta f = -a^2 f$) の様に表わさ

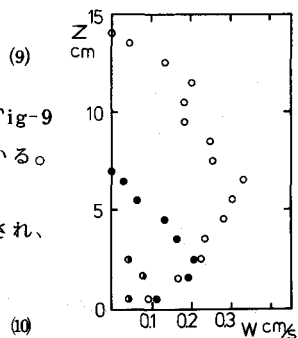


Fig-9 流速分布

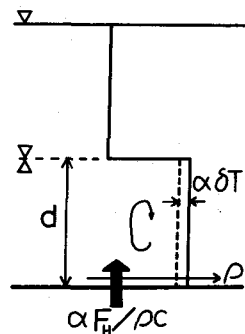


Fig-10 対流模式図

れるとすれば、式(12)は

$$\varepsilon_v = \ell^2 \frac{\nu}{4a^2} \int_0^d \left[\left(\frac{d^2}{dz^2} - a^2 \right) W \right]^2 dz \quad (14)$$

と変形できる。鉛直流速については、式(9)、Fig-8により次の様に表わされる。

$$W(z) \approx 1.5 \left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} g d \right) \sin \frac{\pi}{d} z \quad (15)$$

定常状態であれば、 $P = \varepsilon_v$ とおけるので

$$\frac{\alpha F_H}{2\rho c} \ell^2 g d = \frac{1.5^2}{64\pi^2} \ell^4 \nu \left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} g d \right)^{3/2} \left(\frac{\pi^2}{d^2} + \frac{8\pi^2}{\ell^2} \right)^2 d \quad (16)$$

なる関係が求まる。これは、 ℓd について、Fig-9の実線と破線とで示した解をもつが、実線で示したものがエネルギー的に安定であり、実験値ともよく一致している。

8. 定常セル領域から乱流に移移する領域

Krishnamurtiによると $Ra > 2 \times 10^6$ が乱流域であると報告されているが、Fig-7、Fig-9によると、これ以下の領域と、以上の領域では傾向が異なっていることがわかる。Ra数が小さくなると、相対的に移流の効果が小さくなり、層内で一様化する速度に比べ、底面から熱の流入する速度の方が速くなるために温度勾配を生じてくる。式(3)において、温度、圧力について水平断面内の平均値 $T_0(z)$ 、 $P_0(z)$ とそれからの変動量 $\theta(x, t)$ 、 $\pi(x, t)$ に分離して代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \text{grad} \mathbf{u} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{d^2}{dz^2} \left\{ \frac{dP_0(z)}{dz} + \text{grad} \pi(x, t) \right\} - g \kappa Ra \{ 1 - T_0(z) + \theta(x, t) \} + \Delta \mathbf{u} \\ \text{grad} \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \theta + \mathbf{u} \cdot \text{grad} (T_0 + \theta) &= \Delta (T_0 + \theta) \end{aligned} \quad (17)$$

のようになる。水平断面内で平均すると、式(17)は、

$$\frac{d}{dz} \langle \theta w \rangle = \frac{d^2}{dz^2} T_0(z) \quad (18)$$

となり、水面からの放熱がないという条件を近似的に、 $T_0(0) = 1/2$ 、 $T_0(1) = 0$ という条件で表わすと式(18)は積分できて、 $T_0(z) = \int_0^z \langle \theta w \rangle dz - \left\{ \frac{1}{2} + \int_0^1 \langle \theta w \rangle dz \right\} z + \frac{1}{2}$

となる。さらに式(17)に $\mathbf{u}$ を、式(17)に θ をかけた後に水平断面で平均し、Ra数が小さいことを考慮して移流項を省略すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \rangle &= g Ra \langle w \theta \rangle + \langle \mathbf{u} \Delta \mathbf{u} \rangle \\ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \langle \theta^2 \rangle + \langle \theta w \rangle \frac{dT_0}{dz} &= \langle \theta \Delta \theta \rangle \end{aligned} \quad (20)$$

定常状態を仮定し、式(20)を鉛直方向に積分し、式(19)を代入すると

$$\begin{aligned} g Ra \int_0^1 \langle \theta w \rangle + \int_0^1 \langle \mathbf{u} \Delta \mathbf{u} \rangle dz &= 0 \\ \frac{1}{2} \int_0^1 \langle \theta w \rangle dz + \int_0^1 \langle \theta \Delta \theta \rangle dz &= \int_0^1 \langle \theta w \rangle^2 dz - \left\{ \int_0^1 \langle \theta w \rangle dz \right\}^2 \end{aligned} \quad (21)$$

が求まる。有限振幅対流を $w = A W(z) f(x, y)$ 、 $\theta = A \Theta(z) f(x, y)$ ($\Delta_1 f = -a^2 f$, $\langle f^2 \rangle = 1$) として代入し、さらに式(4)から求まる $\Delta^2 W = Ra \cdot a^2 \Theta$ を用いると、

$$A^2 \left[\int_0^1 W^2 (\Delta^2 W)^2 dz - \left\{ \int_0^1 W \Delta W dz \right\}^2 \right] = Ra \left(-\frac{a^2}{2} \int_0^1 W \Delta^2 W dz - \int_0^1 \left\{ \left(\frac{d}{dz} \Delta^2 W \right)^2 + a^2 \Delta^2 W \right\} dz \right)$$

となる。\$A^2\$についての次元を持った関係式にすると、次の式が求まる。

$$A^+ = \frac{\kappa^2 a^2}{d^2} \hat{K} \hat{R} \left(\frac{Ra}{2\hat{R}} - 1 \right) \quad (22)$$

ただし、

$$\hat{R} = \frac{\int_0^1 \left\{ \left(\frac{d}{dz} \Delta^2 W \right)^2 + a^2 \Delta^2 W \right\} dz}{a^2 \int_0^1 W \Delta^2 W dz} \quad \hat{K} = \frac{\int_0^1 W \Delta^2 W dz}{\int_0^1 W^2 (\Delta^2 W)^2 dz - \left\{ \int_0^1 W \Delta W dz \right\}^2} = \frac{4}{(\pi^2 + a^2)^2}$$

を表わす。

\$Ra > 2 \times 10^5\$ の範囲では、\$\ell/d = 2\sqrt{2}\pi/a = 7.1 (\alpha F_H / \rho c \cdot gd^4 / \nu^3)^{-1/6}\$ であり、これを代入すると、

$$A^+ \simeq \frac{7.1}{2\pi} \left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} gd \right)^{1/3} ; \quad W_{ce} = 1.13 \left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} gd \right)^{1/3} \quad (23)$$

が求まる。

\$Ra < 2 \times 10^5\$ の範囲では、\$d = 0.85\$ cm の場合には、\$\ell/d = 2\sqrt{2}\pi/a = 0.37 (\alpha F_H / \rho c \cdot gd^4 / \nu^3)^{1/4}\$ であり、これを代入すると、次の様に求まる。

$$A^+ \simeq \frac{4}{0.37\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} gd \cdot \frac{\nu}{d} \right)^{1/4}}{1 + \left(\frac{2\sqrt{2}}{0.37} \right)^2 \left\{ \frac{\alpha F_H}{\rho c} gd \left(\frac{d}{\nu} \right)^3 \right\}^{-1/2}} ; \quad W_{ce} = 3.44 \cdot \frac{\left(\frac{\alpha F_H}{\rho c} gd \cdot \frac{\nu}{d} \right)^{1/4}}{1 + 58.4 \left\{ \frac{\alpha F_H}{\rho c} gd \cdot \left(\frac{d}{\nu} \right)^3 \right\}^{-1/2}} \quad (24)$$

式23、24の関係をFig-7中に示してある。実線で書かれたものが乱流領域の測定結果であるが、遷移領域を対象とした結果を示す式23より求まる流速でもほぼ一致していることがわかる。また、式(24)は定常領域に対応しにこれらの結果より、式23、式24により現象の全域にわたる挙動を説明できる。

9. 結 論

水面から冷却される場合、底面から加熱される場合に生じる対流について次の様な結論を得た。

1. 冷却、加熱で同一の現象が生ずることが確認された。以後、加熱の場合についてのみ記述する。
2. 対流発生時には、底面近くに温度の高い層ができ、その安定性が破れ渦輪が発生する。その後、渦輪は上昇していくが、渦輪の位置を格子点とした多角形の辺に当たる部分から上昇流が起こっている。
3. 渦輪の発生間隔、時間、上昇速度について熱フラックスとの関数形を定めた(式(6)、(7)、(8))。
4. 定常的な対流になるとRayleigh数が\$2 \times 10^6\$程度を境にして傾向を異にする。Rayleigh数がこの値以下であると、列状もしくは多角形状の極めて整然とした対流になり、従来の結果とよく一致するが、この値を過ぎると、乱流的になり列状のものが少なくなって三次元性が強くなる。しかし、層規模の鉛直スケールを持つ組織的構造は存在している。
5. 乱流状態が強くなった段階での対流の最大流速は式(9)で表わされ、鉛直スケールと水平スケール比は式(10)で表わされ、理論的にも導ける。Rayleigh数が小さくなった領域での対流の流速については、\$Ra = 2 \times 10^5\$を境にして、上では式23で表わされ、下では式24で表わされる。

最後に、実験、データ整理にあたって埼玉大学学生 阿部文彦君の多大な協力を得た。シュリーレン装置は東京工業大学水理研究室から借用したものである。記して感謝の意を表わす。

参 考 文 献

1. Krishnamurti, R.: J. Fluid Mech. vol. 42, part 2, 309-320, (1970)
2. Chandrasekhar, S.: Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability. Oxford Univ. Press, (1961)
3. Wills, G. E., Deadroff, J. E., Somerville, R. C. J.: J. Fluid Mech. vol. 54, part 2, 351-367, (1972)
4. Farhadieh, R., Tankin, R. S.: J. Fluid Mech. vol. 66, part 4, 739-752, (1974)