

# 大きな Rayleigh 数をもつ熱対流セル内の プリュームについて

## ON CHARACTERISTICS OF PLUMES OBSERVED IN THE THERMAL CONVECTION WITH THE LARGE RAYLEIGH NUMBER

浅 枝 隆\*・玉 井 信 行\*\*

By Takashi ASAEDA and Nobuyuki TAMAI

### 1. はじめに

秋期や冬期に貯水池が水面から冷却されたときに生ずる流れは非常に Rayleigh 数の大きい条件で生ずる熱対流であると考えられる。規則的な対流が存在する範囲の Rayleigh 数については従来多くの研究が行われているが、Rayleigh 数がそれより大きくなった場合の熱対流については不明確な部分が多い。著者ら<sup>1)</sup>はこのように Rayleigh 数の大きい対流中にも水深規模の組織的な対流セルが存在することを示し、さらにその平均的な性質について明らかにした。しかし、実際にはこのような大規模な対流セルは頻繁に発生する数多くのプリュームにより上昇流が構成され、その補償流により下降流が構成されている。したがって、対流セルの変動特性を解明するにはこうしたプリュームの特性について検討する必要がある。このような趣旨から、前回の論文(著者ら<sup>1)</sup>)は数個のプリュームが併合して構成される大規模なセル構造に関して取り扱ったものであるが、本論文では個々のプリューム自体に関する量およびそれが大規模なセル構造自体の変動特性に及ぼす影響について取り扱う。

対流セル中に発生するプリュームに関する従来の研究は、上下の境界近傍に生ずる現象に限られており、定性的な段階にとどまっている。静止した流体を水面から冷却した場合もしくは底板から加熱した場合に、熱の供給が行われている側の境界部付近で生ずる現象については、Spangenberg と Rowland<sup>2)</sup>, Foster<sup>3)</sup>, Katsaros<sup>4)</sup>らによりさまざまな方法により可視化されている。それらを総合すると、対流発生時には境界面上に網目状に流体が集中し、網目の格子点にあたる位置から渦輪が、辺の位置から膜状の流れが生じていることが明らかになった。しかしこうした現象の定量化はほとんどなされてい

ない。

定常状態に達した対流中に発生するプリュームについては Howard<sup>5)</sup>の理論的研究がある。それによると、境界面付近では熱は伝導型で伝わり、その結果生ずる温度の逆転層の安定が崩れたときにプリュームが発生する。プリュームが発生すると付近の水温は一様化し、再び上記の過程を繰り返す。こうした周期的な変動は Sparrow, Husar, Goldstein<sup>6)</sup>の実験結果にも見出されるが十分な検証はなされていない。

本論文では、このように従来はほとんど定性的にしかな明らかになっていないプリュームの特性について定量的に取り扱い、こうしたプリュームと大規模な対流セルとの関係を明らかにする。さらに、プリュームの発生特性より対流セルの変動特性を明らかにしようとするものである。

なお、本研究は第 25 回水理講演会(浅枝, 玉井, 高橋<sup>7)</sup>), および第 26 回水理講演会(浅枝, 池田, 二宮<sup>8)</sup>)ですでに発表した事項にさらに新しい成果を加え、統一的にまとめたものである。

### 2. 実験装置および実験方法

熱的な擾乱によって生ずるプリュームは水面から冷却した場合も底板から加熱した場合にもいずれの場合にも生ずるが、境界条件が粘性条件であるか非粘性条件であるかにより多少その特性が異なると考えられる。たとえば、自由水面冷却の場合と加熱底板の場合におけるプリュームの発生周期の比は、Howard のモデルに線形安定性理論より導かれる限界 Rayleigh 数の値を用いるとすれば、1:1.4 となる。しかし、こうした差を十分考慮したうえであれば機構面においては大差はないと考えられ、本実験においては底板を加熱する方法を用いた。おもに使用した水槽の大きさは、底面が 90 cm × 90 cm の正方形で深さが 75 cm である。また、底板はアルミニ

\* 正会員 工修 埼玉大学助手 工学部建設基礎工学科

\*\* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

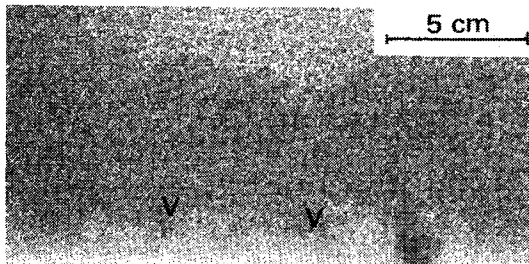
ウム製になっており、その下にシリコンラバーヒーターが密着されており、そのヒーターに加える電圧を変化させることにより流体への供給熱フラックスを調節できるようになっている。また水槽壁はアクリライト板でつくられており、水槽壁からの熱の流出入を防止するために水槽壁の内側と外側には 3 cm 厚さの発泡スチロール板を取り付けてある。さらに、ヒーターの下には発泡スチロール板を 2 枚敷いて熱の損失を防いでいる。

Schlieren 法を用いて可視化実験を行った水槽は、底面の形状が幅 5 cm、長さ 25 cm、深さ 20 cm であり、側板が研磨ガラスでできている。この水槽を用いた実験では幅が狭いことから現象が幅の制約を受け 2 次元性が強くなっていることが考えられる。

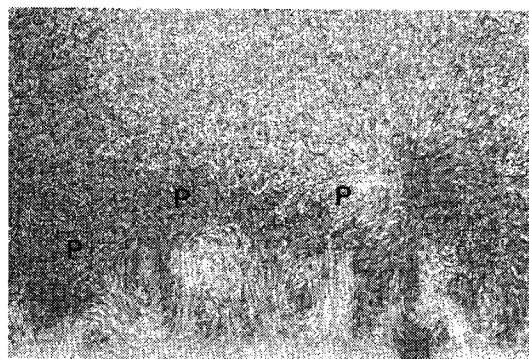
水温の測定はおもにサーミスタリアライザによった。この温度計は周囲水温と完全に示度が一致するまでに 1 秒程度の時間を費やす。しかし、現象の変動が 10 秒程度であることから反応の遅れは現象の解明のうえからは問題にならないと思われる。

現象の定量化はおもに可視化によった。このとき用いた可視化法は次のようなものである。

静止流体中での対流の発生時を可視化するには、Schlieren 法、染料を底板上に薄く敷いておく方法、フェノールフタレインを指示薬とした電気分解による方法、水中にアルミニウム粉末を懸濁させておいてそれをスリット光で鉛直もしくは水平に照射する方法を用い



(a)



(b)

Vは渦対の発生箇所、Pはブユームの発生箇所を示す。

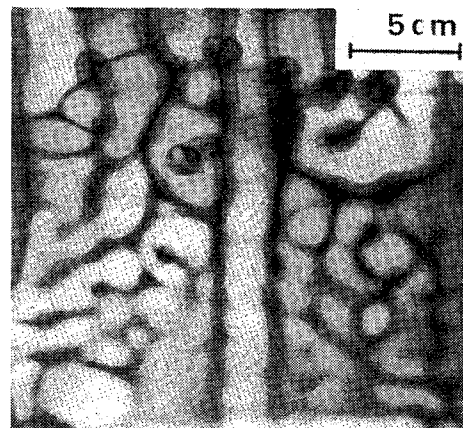
図一1 対流の発生の可視化（鉛直断面）

た。定常に達して後のものについての可視化は、アルミニウム粉末を照射する方法によった。

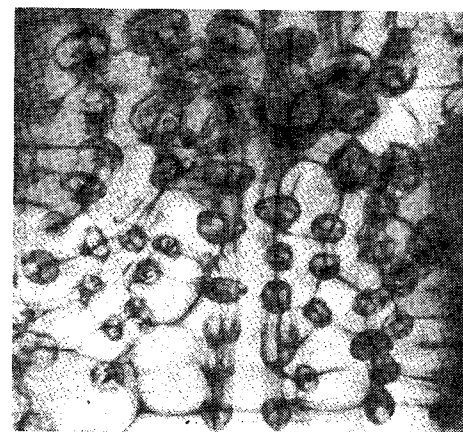
### 3. 対流発生時の挙動

#### (1) 対流発生時の挙動の可視化

底板の加熱開始後の流動の様子について、鉛直断面をアルミニウム粉末法、水平断面を染料を用いる方法で可視化したものを図一1および2に示す。鉛直断面をみると加熱開始後しばらくは流体は静止しており、ある瞬間に急激に底板からほぼ一定の層厚のいくつかの同心円状の渦対を生ずる（図一1(a)）。このような時点では、底板上には図一2(a)のように染料は網の目状に分布しており、目の中の中央部に下向きの流れが存在し、そこから周辺部に向かう外向き流れの存在を示している。したがって、図一1(a)で示される渦は内側で下向き外側で上向きになるような向きに回転する渦輪であることが推測される。



(a)



(b)

図一2 対流の発生の可視化（水平断面）

このような渦が形成されるとすみやかにプリュームが発生する。この様子を鉛直断面で示すと、逆回りの回転をもった隣り合った渦の上向き流れの存在する部分にプリュームが発生している(図-1(b))。これを上方から眺めると網の目模様の格子点の位置からプリュームが発生している(図-2(b))。この部分はいくつかの渦輪の上向き流れの部分が接する領域にあたっている。このプリュームの先端には、中央で上向き外側で下向きになるような向きに回転する渦輪が存在しているが、これを鉛直断面の写真から判断すると図-2(a)に示される同心円状の対流がそのままプリュームの先端の渦輪に移行しているようにみられる。以上の結果より判断すると、流動開始時にはまず将来プリュームが発生する地点の周囲に、中心部で下降し外側で上昇するようなリング状の小さな渦がいくつか発生する。プリュームはそれらのいくつかの渦輪が接した部分で発生するが、プリュームの発生とともにプリュームのまわりの部分は従来の渦輪から切り取られ、今度は中心部で上向き、外側で下向きになるような向きに回転する渦輪に組みかわりプリュームの先端部の渦輪を形成すると思われる。

その後は、プリュームの上昇とともに渦輪も大きくなって、隣り合った渦輪が接するようになり、そのままの強度を保っているものと減衰していくものとに分けられる。こうしたプリュームが水面にまで到達すると水平に広がりしだいに平衡状態に達する。

(2) 対流発生時におけるプリュームの特性

3.(1)で示した可視化写真から推測すると、対流発生時に生ずるプリュームは Howard が示したように底板付近に生ずる熱伝導によって生じた層の安定が崩れて発生するものと考えられる。従来から熱対流の安定問題に関しては多くの条件のもとでの理論解が存在する。ここで対象とする現象における条件は、下端の境界の温度は底板からの流入熱フラックスが一定になるように変化し、層厚は熱が上方に伝導していくに従って増加するというものである。まったくこれと等しい条件のもとでの解は存在しないが、ここではよりそうした条件に近いものとして、下端の温度が一定率 $\beta$ で増加し、熱もそれに従って上方に伝わっていくとして解いた Foster<sup>9)</sup>の解を用いることにする。彼は式(1)のように定義される速度変動の増幅度 $\bar{w}$ が $10 \sim 10^8$ に達する場合について、それぞれの場合の臨界時間 $t_c$ ならびにそのときの波数 $a_c$ を求めている。

$$\bar{w} = \left[ \frac{\int_0^\infty \{w(x, t)\}^2 dz}{\int_0^\infty \{w(x, 0)\}^2 dz} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $w$ は鉛直流速を表わし、 $z$ は下端より鉛直上

方にとった座標を表わす。

増幅度 $\bar{w}$ がある一定値まで達する場合の臨界時間およびその波数は次式で与えられる。

$$t_c = K_1 \left( \frac{\nu_2}{\alpha^2 g^2 \beta^2 \kappa} \right)^{1/5} \dots\dots\dots (2)$$

$$a_c = K_2 \left( \frac{\alpha g \beta}{\kappa^2 \nu} \right)^{1/5} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $\nu$ は動粘性係数、 $\alpha$ は体膨張率、 $g$ は重力加速度、 $\kappa$ は温度伝導率を表わし、 $K_1, K_2$ は増幅度により異なる定数である。

このとき平均温度分布の勾配 $\partial \bar{T} / \partial z$ は

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \frac{2 \beta \sqrt{t}}{\sqrt{\pi \kappa}} \exp\left(-\frac{z^2}{4 \kappa t}\right) - \frac{\beta z}{\kappa} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2 \sqrt{\kappa t}}\right) \dots\dots\dots (4)$$

で与えられるために、下端の温度増加率と熱フラックス $F_H$ の関係は次のようになる。

$$F_H = \frac{2 \beta \rho c \sqrt{\kappa t}}{\sqrt{\pi}} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $F_H$ は単位面積当たりの熱フラックス、 $\rho$ は密度、 $c$ は比熱を表わす。

式(5)を式(2)および(3)に代入すると、

$$t_c = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/4} K_1^{5/4} \left(\frac{\nu}{\alpha F_H g / \rho c}\right)^{1/2} \dots\dots\dots (6)$$

$$a_c = \left(\frac{\pi}{4 K_1}\right)^{1/8} K_2 \left(\frac{\alpha F_H g}{\rho c \nu \kappa^2}\right)^{1/4} \dots\dots\dots (7)$$

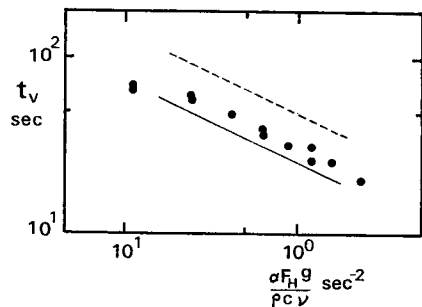
が導かれる。

熱伝導による層内に対流が生じた時点において、 $\bar{w}$ がどの程度の値をとるかについての精密な議論はないが、Foster<sup>9)</sup>の実験によるとほぼ $10 \sim 10^8$ の範囲であることが予想される。 $\bar{w}$ が $10 \sim 10^8$ の値をとるとき、水の場合には、ほぼ、 $K_1 = 12.5 \sim 24, K_2 = 0.27 \sim 0.36$ となる。式(6)および(7)にこれらの値を代入すると、

$$t_c = 25 \sim 56 \cdot \left(\frac{\nu}{\alpha F_H g / \rho c}\right)^{1/2} \dots\dots\dots (8)$$

$$a_c = 0.19 \sim 0.23 \cdot \left(\frac{\alpha F_H g}{\rho c \nu \kappa^2}\right)^{1/4} \dots\dots\dots (9)$$

となる。



図中の実線は式(6)において $K_1 = 12.5$ とした場合を示し、破線は $K_1 = 24$ とした場合の結果を示す。

図-3 プリューム発生開始までの経過時間

図-3 に、底板の加熱を開始した後、プリュームが発生し始めるまでの経過時間  $t_v$  と底板からの熱フラックスとの関係を示す。ここで、底板付近に生ずる層内に渦が発生し、プリュームが発生するまでの時間はきわめて短いために、プリュームが発生した時点をもってほぼ層が不安定になった時間  $t_c$  とみなすことができる。また、底板のアルミニウム板は熱容量が水に比してきわめて小さいために、アルミニウム板が存在することによる誤差は最大2秒程度であり、全体の傾向を知るうえではまったく問題にならない。これより経験的に

$$t_v = 33 \left( \frac{\nu}{\alpha F_H g} \right)^{1/2} \dots\dots\dots(10)$$

が得られるが、この関係は実線と破線で示される式 (8) で予測される領域に含まれていることがわかる。

次に、熱伝導による層内に生ずる渦を簡単のために正四角柱状の渦と仮定すると、その一辺  $L$  と波数  $a_c$  は次のように関係づけられる。

$$L = \frac{2\sqrt{2}\pi}{a_c} \left( \frac{\kappa^2 \nu}{\alpha g \beta} \right)^{1/5} \dots\dots\dots(11)$$

式 (11) に式 (5) および (6), (7) を代入すると

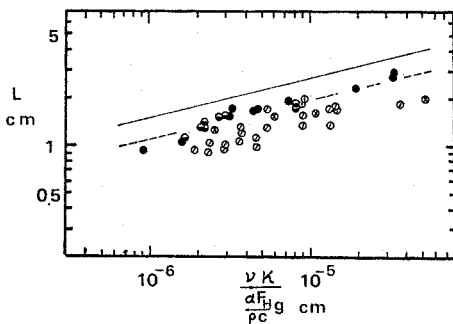
$$L = (4\pi)^{7/8} \frac{K_1^{1/8}}{K_2} \left( \frac{\nu \kappa^2}{\alpha F_H g} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(12)$$

が導かれ、 $K_1, K_2$  の値を代入すると

$$L = 38 \sim 47 \left( \frac{\nu \kappa^2}{\alpha F_H g} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(13)$$

となる。

図-4 にいくつかの可視化法によって求めた  $L$  と  $\nu \kappa^2 \rho c / \alpha F_H g$  の関係について示す。Schlieren 法による  $L$  の決定は2次元性の強い水槽によるプリュームの発生間隔より求めたものである。また、鉛直スリット光を用い



○は Schlieren 法による 2 次元性の強い水槽での測定結果、  
 ⊗は鉛直スリット光を用いたアルミニウム粉末照射法による結果、  
 ○は水平スリット光を用いたアルミニウム粉末照射法による結果、  
 ●はフェノールフタレインを用いた電気分解法による結果、●は  
 染料（ウォーターブルー）を事前に敷いておく方法による結果を  
 示す。また実線は式 (12) において  $K_1=12.5, K_2=0.27$  とした  
 場合を示し、破線は  $K_1=24, K_2=0.36$  とした場合の結果を示す。

図-4 流動開始時の水平スケール

たアルミニウム粉末照射法によるものは流動開始時の一対の渦スケールの平均値として求めてあり、計測時に2次元的に計測されているものである。他の方法によるものは現象は3次元的であり、その底板付近に可視化された模様を平面的に撮影する方法を用いている。Schlieren 法による結果は多少前後したもので一平面上に存在しているように確認されるために3次元的に得られたものより  $L$  の値が小さい。また、プリュームが発生し始めた時点では、層内に渦が生じた時点に比べ水平スケールが多少増大しているために、鉛直スリットにより得られた値は平面的に得られた値より多少小さくなっている。また、染料（ウォーターブルー）を用いた方法と他の平面的に求める方法との間にはほとんど差がみられないことから、染料による密度の変化による影響はほとんどないことがわかる。

図中に式 (13) で示される関係が示されている。実測値はほぼ

$$L = 35 \left( \frac{\nu \kappa^2}{\alpha F_H g} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(14)$$

と表わされ、ほぼ式 (13) で示される関係と一致している。これより、初期のプリュームの発生間隔はほぼ式 (11) で表わされることがわかる。

熱伝導により生ずる層内に最初に生ずる渦の鉛直スケール  $\delta_c$  については、十分な議論はなされていない。しかし、式 (4) で示される温度分布は、鉛直方向に  $x/\sqrt{\kappa t}$  について相似形をしており、渦の鉛直スケールも  $\sqrt{\kappa t}$  に比例することが考えられる。したがって、比例定数  $K_3$  を用いて、

$$\delta_c = K_3 \sqrt{\kappa t_c} \dots\dots\dots(15)$$

と表わされる。式 (14) に式 (6) を代入すると

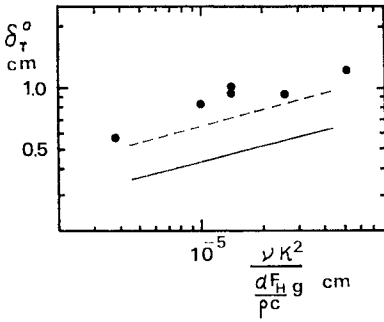
$$\delta_c = \left( \frac{4}{\pi} \right)^{1/8} K_1^{5/8} K_3 \left( \frac{\kappa^2 \nu}{\alpha F_H g} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(16)$$

となる。ここで  $K_3$  の値については、誤差関数型で示される分布を三角形分布に近似させたときの高さにあたる  $1.5\sqrt{\kappa t}$  程度になると考えられる。したがって  $K_3=1.5\sqrt{\kappa t}$  を代入すると

$$\delta_c = 7.5 \sim 11.3 \left( \frac{\kappa^2 \nu}{\alpha F_H g} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(17)$$

が得られる。

図-5 に静止した流体中で底板を加熱したときに最初に流動を始める層厚  $\delta_0$  と  $\kappa^2 \nu \rho g / \alpha F_H g$  との関係を示す。これは、アルミニウム粉末に鉛直スリット光を照射する方法により可視化して求めたものである。図中に示される式 (17) の関係と比較するとほぼ一致していることがわかる。



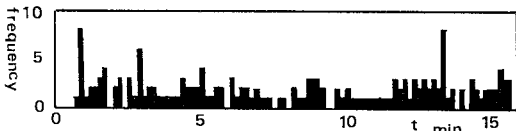
図中の実線は式 (16) において  $K_1=12.5, K_2=1.5$  とした場合、破線は  $K_1=24, K_2=1.5$  とした場合である。

図—5 流動開始時の層厚

これらの結果より、静止した流体中を底板から加熱した場合には、底板付近に熱伝導による層が形成され、その層の安定が崩れてプリュームが発生することがわかる。さらに、そのときの  $K_1$  および  $K_2$  の値は、それぞれ 12.5~24, 0.27~0.36 の値となる。

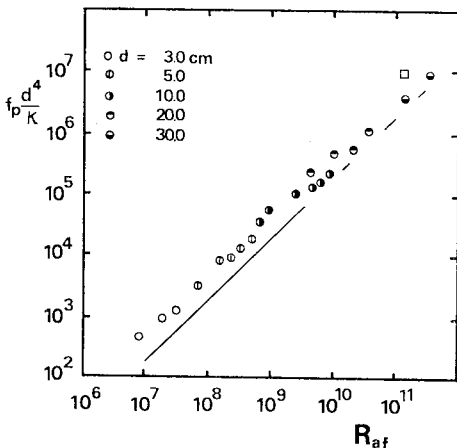
#### 4. 平衡状態にある対流中に発生するプリュームの特性

平衡状態にある対流中には大規模なセル構造が存在し、そうしたセル構造は連続的もしくは間欠的に発生するプリュームにより構成されている。こうしたプリュー



1 cm 幅鉛直スリット光中、15 cm の区間に発生するプリューム数を示す。

図—6 プリューム発生頻度の時間的変遷



□は、Whitehead と Chen の結果を示し、実線は、式 (20) において  $K_1=12.5, K_2=0.27$  とした場合を示す。

図—7 プリュームの単位時間・単位面積当たりの発生頻度

ムは主にセル壁から発生しているために、静止した流体中で発生するような規則性はみられない。図—6 に 1 cm 幅のスリット光中で 15 cm の区間に発生したプリュームについて、その発生個数の時間的な変動を示す。観測範囲が小さいために観測箇所セル壁が存在すると発生個数が多くなり、下降流が存在するようになると発生個数がきわめて少なくなる。このために、発生個数には長周期の変動がみられる。しかし、単位時間、単位面積当たりの平均的な発生頻度  $f_p$  を求め、温度伝導率  $\kappa$  と水深  $d$  で無次元化したものをフラックス型 Rayleigh 数に対して整理すると図—7 が得られ、よい相関を示す。これは上述のスリット光中に発生するプリュームについて、1つの条件につき5分から10分間観測し、その間に発生するプリューム数を20ケースについて平均したものである。これとは別に、スリット幅をいろいろ変化した測定も行って見たがほぼ同様なところにプロットされ、測定面積が小さいことによる影響はほとんど現われていないと思われる。図中には、Whitehead と Chen (1970) がミネラルオイルを用いて行った実験結果も再整理して示してあるが、ほぼ同様な所にプロットされている。図より経験的に、

$$f_p \frac{d^4}{\kappa} = 5.4 \times 10^{-5} Ra_f \dots \dots \dots (18)$$

が得られる。ところが、式 (10) の関係は両辺に  $d^4$  を含んでいるためにこれを両辺から省略すると、次のように発生頻度に関しては水深にほとんど影響されないという結果を得る。

$$f_p = 5.4 \times 10^{-5} \frac{\alpha F_H}{\rho c} \frac{g}{\kappa \nu} \dots \dots \dots (19)$$

これは次のように説明できる。

静止流体中にプリュームが発生する場合には明確に熱伝導による層内に渦輪が生じそれが崩壊してプリュームが生ずる様子が観察されたが、平衡状態にある対流中に発生する場合にはこのような崩壊過程は明確には観察されない。しかし、底板付近の流動はきわめて弱く、底板よりわずかに上方から急激にプリュームが発生していること、さらに、底板付近の温度分布を測定すると、明らかに温度の逆転層が形成されていることから、静止流体中に発生するものとほぼ同様な発生機構をもつものと思われる。これより、発生周期は一度崩壊した層が再び形成され、再度崩壊するまでの時間として表わされることになり、水深に影響されないことがわかる。こうした現象は確率的に生ずるものであるが、水平断面全体について平均すると次のように表わされる。

$$f_p \approx \frac{1}{t_c L^2} = \frac{1}{16 \pi^{3/2}} \frac{K_2^2}{K_1^{3/2}} Ra_f \frac{\kappa}{d^4} \dots \dots \dots (20)$$

しかし、式 (10) および (14) で示される関係を用いると、図—6 中の破線で示されるように、実際の発生頻

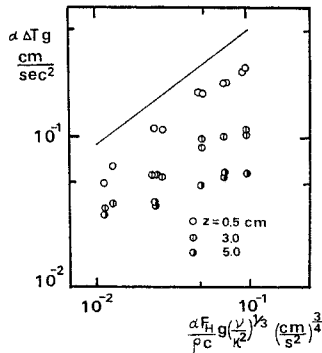
度よりきわめて少ない値を与える。この理由は次のように考えられる。後述するように、平衡状態においては、発生する多くのプリュームは、セル壁から連続的に発生している。ところが、このように頻繁にプリュームが発生している場所では、一度プリュームが発生しても底板付近の水温が上層の温度にまで低下せず、熱伝導による層が部分的に残されていることが考えられる。そのため、再び崩壊するまでの時間が短くなり、頻繁にプリュームが発生するものと思われる。

次に、プリュームがこのように底板付近に生ずる熱伝導による層の崩壊によって発生し、層の形成時に流入した熱量が層の崩壊とともにプリューム内に均一に拡散し上昇するとすれば、発生時における単位体積当たり及ぼされる浮力は次のように求まる。

$$\alpha \Delta T_p g \approx \frac{\alpha F_{H} g t_c L^2}{\rho c \delta_c L^2} \\ = 2^{1/4} \left( \frac{K_1}{\pi} \right)^{5/8} \left( \frac{\alpha F_H}{\rho c} g \right)^{3/4} \left( \frac{\nu}{\kappa^2} \right)^{1/4} \dots (21)$$

ここに、 $\Delta T_p$  はプリュームの周囲に対する過剰温度を示す。

一つのプリュームが上昇する際の最高温度を浮力に換算し、底板からの浮力フラックスに  $(\nu/\kappa^2)^{1/3}$  を乗じたものに対して整理すると 図-8 が得られる。これは全水深を 7 cm に保ち、サーミスタリアライザのセンサーを各高さ



図中の実線は式 (21) において  $K_1 = 12.5$  とした場合の関係である。

図-8 プリューム内の過剰温度による浮力

それから得られる出力変動分より求めたものである。プリュームはセンサーが存在することにより向きを変えたり 2 つに分かれるものなどさまざまな挙動を示すが、可視化により約 1/3 程度のものについてはプリュームの中心線付近の温度がとらえられていることが確かめられた。したがって、変動として得られたプリュームの有する過剰温度のうちで大きいものから 1/3 のものについて平均した値を示した。

底板上 0.5 cm の高さで測定されたものは発生当初のプリュームの温度を表わしていると考えられる。この値は、傾向としては式 (21) に示される結果と一致しているものの、式 (21) に式 (10), (14) および (17) を代入したものに比べ、値としては多少小さい値となっている。

この理由は、プリュームはおもにセル壁から発生しており、単位時間、単位面積当たりの発生頻度と同様に、プリュームが発生する場合に熱伝導による層が部分的に残されることによると考えられる。しかし、発生機構の面からいえば矛盾しない結果といえる。測定位置が高くなるほど、浮力フラックスの大きい場合において浮力の低下が著しくなるのは、浮力フラックスの大きいものほど上昇速度が大きく先端に強力な渦輪が形成するために、活発に周囲の流体をプリューム内に取り込み温度の低下が激しいためであると考えられる。

固定したサーミスタ温度計のセンサーをプリュームの中心部が通過する際の温度変化は 図-9 のように示される。これを見ると、温度の上昇時も下降時もほぼ同じ程度の温度変化率を示し、さらにピーク温度の継続時間はきわめて短いことがわかる。ピーク温度を示すのは熱伝導による層を構成して不安定になった流体であると考えられる。したがって、ピーク通過後急激に温度が低下するという現象は、不安定になって崩壊した範囲の流体が上昇してしまうと、その周囲の流体が引き続き上昇することはなく、プリューム自体が急速に弱まることを示している。したがって、近傍にプリュームが存在している間も熱伝導による層は常に形成され続け、新しいプリュームの発生は可能であると考えられる。このようにして、1つのプリュームの近傍に新しい別のプリュームが発生すると、両者は互いに引き寄せられ、ほぼ同一の地点から発生するようになり、上昇する流体もどちらか一方に集中するようになる。

図-10 はこうしたプリュームの発生から消滅までの平均的な継続時間  $P_p$  を  $\kappa$  と  $d$  で無次元化し、フラッ

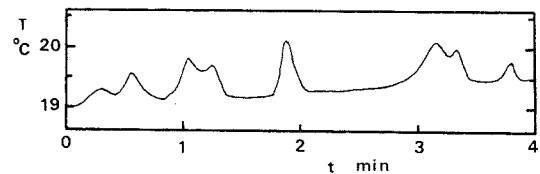
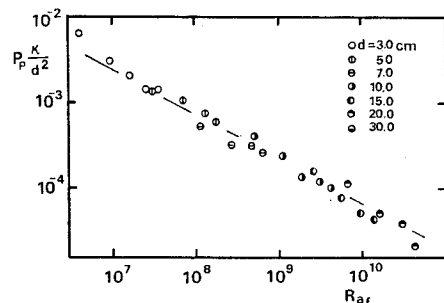


図-9 プリュームが温度センサーを通過する際の温度変化



図中の実線は式 (15) で示される関係である。

図-10 プリュームの平均継続時間

大きな Rayleigh 数をもつ熱対流セル内のプルームについて

クス型 Rayleigh 数の関数として表わしたものである。これは、鉛直スリット光を用いた可視化により、1つの実験条件について約 30 個のプルームの継続時間を平均して求めたものであるが、きわめて接近して発生したために消滅した時刻が明確に求まらないものについては省略してある。図より経験的に、

$$P_p \frac{\kappa}{d^2} = 7.5 Ra_f^{-1/2} \dots\dots\dots (22)$$

が求まる。これは両辺に含まれている  $d^2$  を省略すると、

$$P_p = 7.5 \left( \frac{\alpha F_H g}{\rho c \nu} \right)^{-1/2} \dots\dots\dots (23)$$

と表わされ、やはり水深に影響されないことを示している。

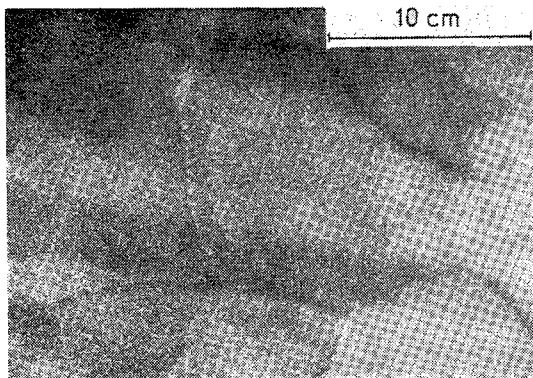
5. 対流セルの変動特性とプルーム

著者ら<sup>1)</sup>の報告によると、Rayleigh 数の非常に大きな対流は不規則な形状のセルで構成されている。アルミニウム粉末を懸濁させておき水底付近に水平スリット光を照射すると、セルの壁にあたる部分に膜状のプルー

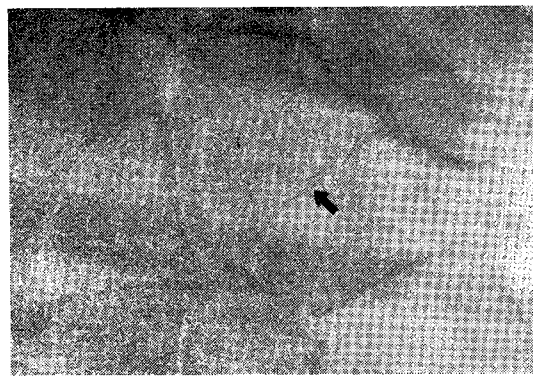
ムで構成される湧昇流が存在しているために黒い線となって現われる。したがって、この湧昇線で囲まれる部分がセルの底面にあたっており、湧昇線で囲まれる多角形状の変化を追跡することにより、セルの形状、大きさの変動を追跡することが可能となる。

(1) 対流セルの変動パターン

対流セルの変動のパターンは大きく次の3つに分けら



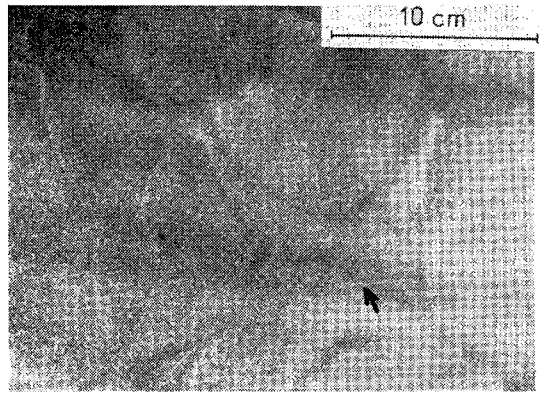
(a)



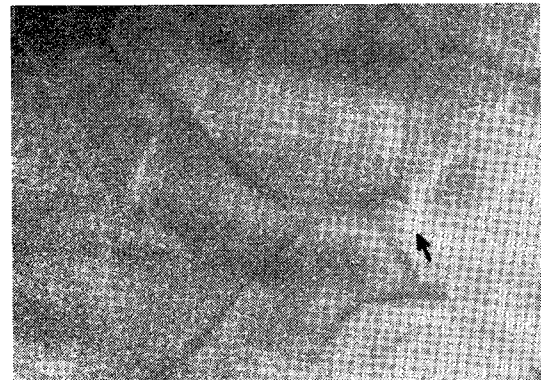
(b)

中央のセル中に切れ目(矢印)が入り分断されている。  
 $Ra_f = 2.9 \times 10^9$ ,  $d = 12$  cm

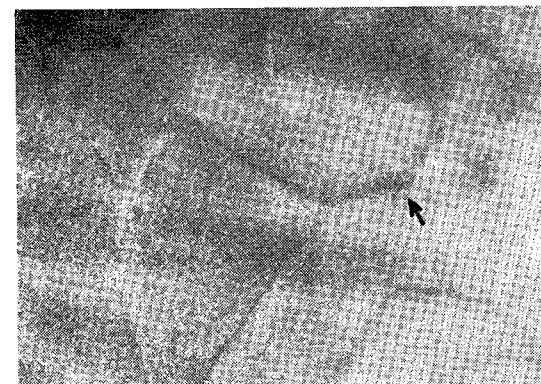
図一11 湧昇線の発生によるセルの分断



(a)



(b)



(c)

中央のセル(矢印)がしだいに小さくなり消滅している。  
 $Ra_f = 2.9 \times 10^9$ ,  $d = 12$  cm

図一12 セルの消滅

れる。

① 新しい対流セルが形成される場合には、図-11に示されるように従来のセルの中に新しい湧昇線が生じ、従来のセルが分断されることによる。この場合、初めはほぼ多角形をなす従来の湧昇線の辺の部分から突き出したように新しい辺が形成され、しばらくするとその部分が伸びてセルを分断する。しかし、新しく生じた湧昇線の強度が弱い場合には、突き出したように形成された湧昇線がそれ以上伸長することなく消滅する。

② 従来存在していたセルが消滅する場合には、図-12に示されるように、周囲のセルが発達してくるためにしだいにそのスケールを狭めていってそのまま消滅する場合と、2つのセルを分断していた湧昇線が消滅し、合併して1つのセルになる場合とがある。

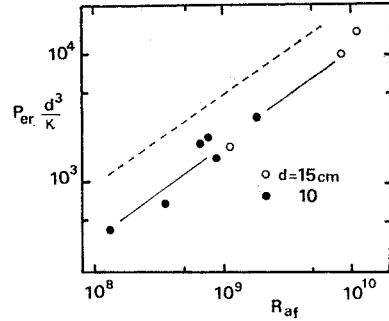
③ ①および②のようにセルの発生や消滅に関係するもののほかに、セル自体がその位置を移動させたり形を変化させたりして変動する場合がある。

## (2) 湧昇線の変動の定量化

4. で示したように、セル内には多くのプリュームが発生しているが大部分は湧昇線の部分で発生している。しかし、時おり湧昇線以外の部分にも発生し、従来のプリュームとの間に膜状の上昇流が形成され、底板上には新しい湧昇線が形づくられる。著者らの指摘したように平衡状態に達した対流中では湧昇線の密度はほぼ平衡状態にあり、5. (1) の①, ②に示したセルの分裂と消失とはほぼつり合っているといえる。したがって、こうした湧昇線の変動を定量化する指標として、単位時間、単位面積当たりの湧昇線の変動長さ  $P_{er}$  を定義する。ここで  $P_{er}$  は次のようにして求められた。この程度の Rayleigh 数の実験ではセルは平均的には数分間ほぼ同じ形状で存在している。したがって、5秒もしくは10秒間隔で撮影したセルのパターンは十分に前の写真のパターンを備えており、その間に变化した箇所を認知できる。ある写真について、その前に撮影した写真と比較して湧昇線が増した部分の長さおよび、その後撮影した写真と比較して湧昇線が消滅した部分の長さについてそれぞれ求め、それを数分間の撮影記録にわたって平均する。こうして得られる2つの量はほぼ同程度の値を示すが、さらにそれを平均し1つの量とする。こうして得られる平均的な変動長さを単位時間、単位面積当たりのものに引き直し、その値を  $P_{er}$  とした。水深および底板からの熱フラックスを変化させ、得られたいくつかの  $P_{er}$  の値を  $\kappa$  と  $d$  で無次元化して示したものが図-13である。これより経験的に

$$P_{er} = 3.52 \times 10^{-4} \frac{\kappa}{d^3} Ra_f^{3/4} (1/s \cdot cm) \dots (24)$$

が得られる。このような関係は次のように考えられる。



図中の実線は式 (24) の関係を、破線は式 (25) の関係を示す。

図-13 湧昇線の変動

観察によると、新しい湧昇線はセル内に新しいプリュームが発生することにより生じている。セル壁以外での流動はきわめてゆっくりしており、近似的に静止した流体中にプリュームが発生する場合と同程度の頻度で発生していると考えられる。新しいプリュームは在来の湧昇線からほぼ  $L$  だけ離れた場所に発生すると考えれば、ほぼ  $L^2$  の面積中に  $1/t_0$  の頻度で新しいプリュームが発生し、そのたびごとに湧昇線が  $L$  だけ延びることになる。これより変動量  $P_{er}$  は式 (10) および (14) を用いて、

$$P_{er} = \frac{L}{t_0 L^2} = 8.43 \times 10^{-4} \frac{\kappa}{d^3} Ra_f (1/s \cdot cm) \dots (25)$$

で表わされる。式 (25) の関係は 図-13 中の実線で示される直線である。静止した流体中に発生するプリュームの関係を用いたために多少実験値とずれてはいるものの傾向的にはほぼ一致しており、湧昇線の変動特性の基本的な機構を示しているものと思われる。

## 6. 結 論

熱的な擾乱によって生じる、Rayleigh 数の非常に大きな対流の構成要素であるプリュームについて、次の事項が明らかとなった。

(1) 対流発生時には、熱底板付近に熱伝導による層が形成され、その層の安定が崩れ層内に小さな渦輪を生ずる。その後、いくつかの渦輪の接触部からプリュームが発生し、従来の渦輪がプリュームの先端に存在する渦輪へ再構成される。

(2) 熱伝導による層内に渦輪が生じた時点での層厚、発生したプリューム間の水平距離、加熱開始時から渦輪が生ずるまでの時間は、静止した状態にある系の安定問題の解から推定することが可能である。

(3) 平衡状態にある対流は、湧昇線に沿って発生するプリュームにより構成されている。そのプリュームの発生頻度、継続時間はそれぞれ、式 (18) と (22) により



表わされ、対流の発生時と同じく加熱底板付近に熱伝導による層が形成され、その層の安定が崩れてプリュームが発生するとした考察に一致する。さらに、プリューム内の過剰温度についても同様である。

(4) 湧昇線の変動は、おもに、既存の大規模なセル内に新しいプリュームが発生し、新しい湧昇線が形成されることと、周囲のセルが膨張し、セルが消滅することによる。

(5) 湧昇線の変動を表わす量として、単位時間、単位面積当たりの湧昇線の変動長さを定義し、それがプリュームの特性量を用いて式(25)のように表わされることが得られた。この予測式は実験結果をほぼ説明することができ、変動を支配する基本的な機構が明らかになった。

本研究は、昭和56年度文部省科学研究費奨励研究(A)の補助を受けた。記して謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- 1) 浅枝 隆・玉井信行・高橋由多加：大水深および大きな Rayleigh 数における熱対流の性質について，土木学会論文報告集，第323号，pp. 121~132, 1982.
- 2) Spangenberg, W.G. and W.R. Rowland : Convective circulation in water induced by evaporating cooling, *Phys. Fluids*, Vol. 4, pp. 793~800, 1970.
- 3) Foster, T.D. : Onset of manifest convection in a layer of fluid with a time-dependent surface temperature, *Phys. Fluids*, Vol. 12, pp. 2482~2487, 1969.
- 4) Katsaros, K.B. : Turbulent free convection in fresh and salt water : some characteristics received by visualization, *J. Phys. Ocean.*, Vol. 3, pp. 613~626, 1978.
- 5) Howard, L.N. : Convection at high Rayleigh number Proc. 11th Int. Congress Applied Mechanics, Munich, pp. 1109~1115, 1964.
- 6) Sparrow, E.M., R.B. Husar and R.J. Goldstein : Observations and other characteristics of thermals, *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 793~800, 1970.
- 7) 浅枝 隆・玉井信行・高橋由多加：表層冷却時の対流形成に関する研究，第25回水理講演会論文集，pp. 643~649, 1981.
- 8) 浅枝 隆・池田駿介・二宮嘉朗：熱対流における組織的構造について，第26回水理講演会論文集，pp. 447~553, 1982.
- 9) Foster, T.D. : Effect of boundary conditions on the onset of convection, *Phys. Fluids*, Vol. 11, pp. 1257~1262, 1968.

(1982.7.20・受付)