

# 相変化を伴う気体—粒子系の熱対流

神 部 勉・高 木 隆 司\*・橋 本 英 典

## 概 要

液滴粒子とその蒸気および主成分の第3の気体の3種からなる混合流体(霧)について、その熱対流現象を理論および実験の両面から調べた。理論では、温度差のある二つの水平の平面壁にはさまれ、蒸気で飽和された静止層の安定性を、微小攪乱に対する方程式を解くことによって調べた。安定特性は実効的な Rayleigh 数  $\hat{R}$  および粒子分布のこう配に比例するパンメータ  $S$  によって特徴づけられ、中立曲線は熱伝導係数と気相成分の相互拡散係数との差に依存する。いわゆる Bénard 対流は粒子分布と相変化によって影響を受け、安定状態から対流状態への遷移は進行波状態を通過しておこなわれる。蒸気のない dusty gas のばあいも、special case としてこの取扱いに含まれる。

実験では、主成分が空気で、蒸気はおもに  $H_2O$  だが、比較のために  $CH_3OH$ ,  $C_2H_5OH$  も使われた。蒸気で飽和され、上下方向に温度こう配のある霧の水平層は、定常ではなく、Rayleigh 数に依存してある一定の変化を示す。流体運動は、熱対流のほかに波動も存在する。 $H_2O$  蒸気のばあい、Rayleigh 数が固体境界に対する臨界値 1708 より低いときにも、静止層が突然くずれて対流状態に移行するときがあり、理論との対応づけがもたされた。

## 1. ま え が き

大気中の雲の運動との関連において、液滴粒子とその蒸気および空気の3種の混合流体(霧)について、その熱対流現象を理論と実験の両面から調べてみようというのが、本報告の目的である。熱対流は Bénard 以来かなり精密に研究されているが[1]、微粒子を含む混合流体(dusty gas)、あるいは微粒子があってさらに蒸気もあり、運動の際にそれが凝結したり発生したりする混合流体(fog)の熱対流については、詳しい議論がなされていないように見られる。

以下の理論の部分(§2)では、蒸気(かならずしも水蒸気でなくてよい)は、平衡状態にあるときは、飽和されているとし、また蒸気および粒子成分は主成分の気体(たとえば空気、以下では不活性気体とよぶ)にくらべて少ないと仮定する。理論式の中で、蒸気成分を省略すれば、dusty gas のばあいに帰着される。実験(§3)は主として水滴の霧に対しておこなわれたが、比較のためにアルコールの霧についてもおこなわれた。

## 2. 摂動方程式およびその解<sup>†)</sup>

流体(霧)の層の厚さを  $d$  とし、その上下の壁を  $z=0, 1$  とし、 $x-y$  面は水平で、下の壁

---

\* 東京農工大学    †) 投稿中

( $z=0$ ) と一致するとする. 上下の壁の温度を  $T_U, T_L$  とし, 層が static state にあるときは, 温度こう配  $a=(T_L-T_U)/d$  が一定で, 蒸気で飽和されているとする. 気体成分 (不活性気体  $i$  と蒸気  $v$ ) の全圧は一定とする. また粒子の mass fraction  $r_0$  ( $=\rho^v/\rho^g$ : 単位体積内の粒子質量,  $\rho^g$ : 気体成分の密度) は一定のこう配  $b(=-dr_0/dz)$  をもつとする. このような流体層の static state (basic state) に対する small perturbation についての線型方程式は

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_1^v}{\partial t} - a\omega \frac{d\rho_s}{dT} &= \eta + D_d \nabla^2 \rho_1^v + D_T \nabla^2 T_1 \\ \frac{\partial r_1}{\partial t} - b\omega &= -\frac{1+r_0}{\rho_0^g} \eta \\ \rho_* \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\nabla p_1 + \mu^2 \nabla^2 \mathbf{v} + \rho_1 \mathbf{g} \\ (\rho C_p)^g \left( \frac{\partial T_1}{\partial t} - a\omega \right) &= k_T \nabla^2 T_1 + h \\ (\rho C)^p \left( \frac{\partial T_1^p}{\partial t} - a\omega \right) &= -h - \lambda \eta \\ \eta &= \left( \frac{d\rho_s}{dT} T_1^p - \rho_1^v \right) / \tau_v \\ h &= (\rho C_p)^g (T_1^p - T_1) / \tau_T \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで,  $\mathbf{v}(u, v, w)$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $p$  は速度, 密度, 温度, 圧力で, 0 と 1 はそれぞれ basic state と perturbation を意味する. 上つきの  $g, v, p$  はおのおの気相 (空気+蒸気), 蒸気, 粒子を意味する.  $(\rho C_p)^g, (\rho C)^p$  は単位体積当りの気体の定圧熱容量および粒子の熱容量である.  $\eta$  は蒸気発生割合 ( $p \leftrightarrow v$ ) であり,  $h$  は熱交換割合 ( $g \leftrightarrow p$ ) である.  $\lambda$  は潜熱である. Relaxation times  $\tau_v, \tau_T$  は小さいと仮定する.  $\rho_s(T)$  は蒸気の飽和密度である.

上下の壁では, stress free でかつ温度一定と仮定するとき,

$$T_1 = \sin n\pi z \cdot e^{\sigma t + i(k_x x + k_y y)}, \quad n: \text{整数} \quad (2)$$

とおくと (空間座標および時間座標はそれぞれ  $d$  および  $d^2/\nu$  で規格化されている), すべての境界条件をみたすことができ, 上記の線型方程式は次式に帰着される

$$\hat{P} N^2 \sigma^3 + (1 + \hat{P}) N^4 \sigma^2 + \left( N^6 - \left( 1 - \frac{S}{1 + r_*} \right) \hat{R} k^2 \right) \sigma + \frac{S - \hat{P} Q}{(1 + r_*) \hat{P}} \hat{R} N^2 k^2 = 0 \quad (3)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} N^2 &= n^2 \pi^2 + k^2, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2, \\ \hat{R} &= \frac{g a d^4 \hat{\alpha}}{\hat{k} \nu}, \quad Q = \frac{\beta}{\hat{\alpha} \nu}, \\ \hat{P} &= \frac{\nu}{\hat{k}}, \quad S = \frac{b}{a \hat{\alpha}}, \\ \beta &= \frac{1}{\rho_*^g} \frac{d\rho_s}{dT} \frac{1 + r_*}{1 + L_*} (D_e - \kappa^g) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} D_e &= D_a + D_R \left/ \frac{d\rho_s}{dT} \right., & r' &= \frac{k_T}{(\rho C_p)^a} \\ L_* &= \left( \lambda \left( \frac{d\rho_s}{dT} \right) / (\rho C_p)^a \right)_* \end{aligned} \right\}$$

また、\*は平均値を意味する。 $\nu, \hat{k}, D_e$  は混合流体の effective な粘性率, 熱伝導率, 拡散率であり, また  $\hat{a}$  は effective な熱膨張率である。 $\hat{P}, Q, \hat{R}, S$  は定数であるから, (3) 式は複素増幅率  $\sigma$  の 3 次式であり, 係数は  $N$  を通して波数  $k$  に依存している。  $R_e(\sigma)$  が負のとき層は安定であり, 正のとき不安定である。 Disturbance は  $I_m(\sigma)$  がゼロのとき stationary wave であるが, ゼロでないときは traveling wave である。(3) 式を解いた結果を  $\hat{R}$ - $S$  面で示すと図 1 のようになる。

$\hat{R} > 0$  のばあい:

(a)  $S > (1+r_*)(1+\hat{P})/\hat{P} - Q$  のとき安定.

(b)  $(1+r_*)(1+\hat{P})/\hat{P} - Q > S > \hat{P}Q$  のとき臨界 Rayleigh 数が存在し, それ以下では安定であるが, それ以上では進行波の mode が不安定.

(c)  $S < \hat{P}Q$  のとき stationary wave が不安定.

$\hat{R} < 0$  (すなわち  $a < 0$ ) のばあい:

(a)  $S > \hat{P}Q$  のとき stationary wave が不安定.

(b)  $S < \hat{P}Q$  のとき安定.

$\hat{R} > 0$  のとき  $S$  が大きいところで層が安定化されるのは, 粒子分布が下に多くなるからで, 密度構成から考えて納得がいく。また安定領域が  $\hat{R}$  の正負で入れ替わったのは,  $S$  の定義から明らかのように, 単に  $a$  の符号が逆転したからである。

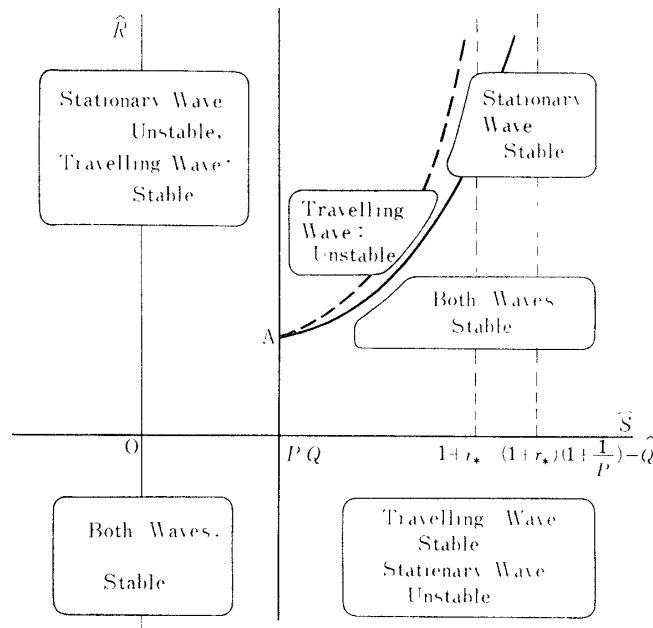


図 1 Basic state の安定特性.

この解で特徴的なのは、(1)  $\hat{R} > 0$  で (b) のばあい臨界状態が traveling wave であることで、これは粒子分布があったり、あるいは粒子が成長したりするときに起るものである、(2)  $\hat{R} > 0$  のとき  $S < \hat{P}Q$  ( $\hat{R} < 0$  のとき  $S > \hat{P}Q$ ) で層が不安定であることで、特に  $\hat{P}Q > 0$  のとき  $S$  の正の値でも起りうることである。このことは 3 でもう少し詳しくふれる。

$\tau_n, \tau_r$  が十分小さいことを仮定すると、(1) 式より

$$\eta = -\frac{d\rho_s}{dT} \frac{D_e - \kappa^g}{1 + L_*} \nabla^2 T_1 = \frac{\rho_*^g}{1 + r_*} \beta N^2 T_1 \quad (5)$$

が得られる。もし  $\beta > 0$  とすると、温度攪乱  $T_1$  が正のところでは  $\eta > 0$  であって、液相粒子から蒸気が発生することを意味する。発生した蒸気は周囲に拡散していき、粒子自身は小さくなる。その結果液体粒子の密度  $\rho_l^p$  が小さくなる。それに加えて、 $T_1 > 0$  のところでは気体密度  $\rho_l^g$  も熱膨張で小さいわけであるから、両者の効果が重なって攪乱を強めることになる。 $\beta > 0$  というのは、 $D_e > \kappa^g$  ということであり、安定化要因である熱伝導率よりも拡散率が大きいばあいである。この要因が  $S < \hat{P}Q$  ( $\hat{R} > 0$ ) のとき層を不安定にする。逆に、 $\beta < 0$  のときは、これは安定化要因となる。

(4) 式で定義される modified Rayleigh 数  $\hat{R}$  は気相に関する Rayleigh 数  $R^g$  を使って次のように表わされる：

$$\hat{R} = R^g \frac{1 + \gamma\Phi}{1 + \frac{L_*}{1 + L_*} \frac{D_e - \kappa^g}{\kappa^g}} \cdot \frac{(\rho C)_* (1 + r_*)}{(\rho C_p)^g} \quad (6)$$

$$R^g \equiv \frac{g a d^4 \alpha^g}{\kappa^g \nu^g} \quad (7)$$

### 3. 実 験

霧(空気+蒸気+液滴)の熱対流の実験は図2に示されているような装置でおこなわれた。相変化(蒸気→液滴)を起す流体として、おもに  $H_2O$  を使ったが、比較のために  $CH_3OH$ ,  $C_2H_5OH$  も使用した。後者については後で簡単にふれることにして、主に  $H_2O$  のばあいについて説明する。

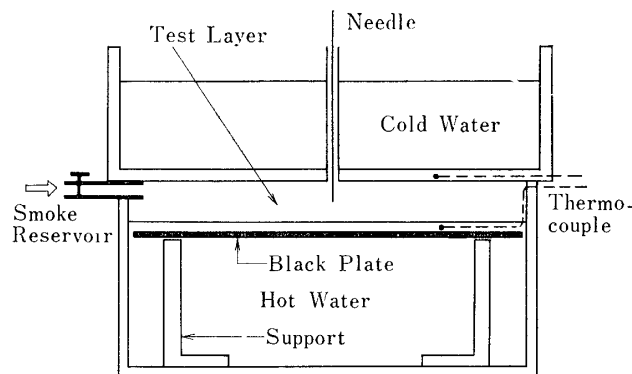


図 2 実験装置.

温度差をつくるための温水・冷水を入れる容器は、透明なアクリル樹脂でできており、容器全体は水平調整の可能なアングル材で支持された台の上に置かれている。Test layer が水蒸気で飽和された状態を保証するため、下面は温水面になっており、そのすぐ下には黒い布でおおわれた Al 板が置かれている。この板は、下面の温度を一定に保つ目的のほか、温水の中の対流運動をおさえ、また上からの写真撮影の効果をあげる目的でおかれている。上の壁は下からの蒸発のため、常に wet の状態になっている。温度測定のための熱電対は銅-コンスタンタンを使用し、その冷接点は上の壁の中にもめこまれており、温接点は下の Al 板をおおった黒布の上におかれている。熱電対は 2 本直列にして使用した。下の温水面は温接点が水面上に出ないように調節された。液滴の nuclei にはシガレットの煙を使った。上の容器の底の中央に穴がけられていて、内径 2 mm、長さ約 75 mm の細い管がさし込まれている。この管を通して針を上下させ、test layer の厚さを  $\pm 10^{-2}$  mm の精度で測定した。容器の大きさは 132 mm × 137 mm で、だいたい正方形に近い形をしている。

このようにセットされた test layer は一般に過飽和状態と考えられ、その中に煙を送り込むと、その微粒子に水蒸気が凝結して、霧がつけられる。以下に述べるように、この霧は条件 (Rayleigh 数, その他) によって、いろいろな状態を示しながら時間的に変化する。それを支配するのは、おそらく液滴の成長と重力による落下であり、layer の下の部分に霧が集ると、層は安定化され、quasi-static な層を形成する。この霧は次第に下降してやがて下面の水面に吸収され、層は晴れた状態 (ないしは霧のうすい状態) となる。このパターンはいずれのあいもだいたい同じである。煙を送りこんでから消えるまでの時間は 1~5 分である。

このパターンは  $\hat{R}$  の値の範囲によって、大略以下の 3 種に分類される。以下で出てくる  $R_c (=1708)$  は simple fluid (蒸気, 粒子等を含まない) の臨界 Rayleigh 数である。層の厚さは  $d$  とする。

(I)  $\hat{R} < R_c$  のばあい

(I-a): 層の中に煙を送りこむと霧となり、下方に沈んで (3-1), 安定成層をつくる。これは quasi-static state であって、霧の上端  $\alpha\beta$  は次第に沈降し、下面から約  $(1/5)d$  程度のところまで沈むと、突然に static な層は崩壊して、3-2 のような cell (霧の hole) が出現する。そのでき方は不規則で、最初、孤立した cell あるいはいくつかの列になった cells が生じ、上から見ると一つ一つはほぼ円形をしている。やがて全面にわたって cells が分布すると、互いの interaction で 5 角形ないしは 6 角形、あるいは 4 角形などの形になる。このときには、霧のある部分とない部分がはっきりとわかれており、cell の中心部には霧のない部分が生じ、下面の黒布のために、その部分が黒く見える。流体は cell の中心部で下降し、周辺部では上昇する。この傾向は dry air の convection と同じである [2][3]。霧はやがて消

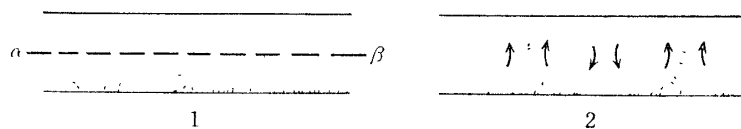


図 3  $\hat{R} < R_c$

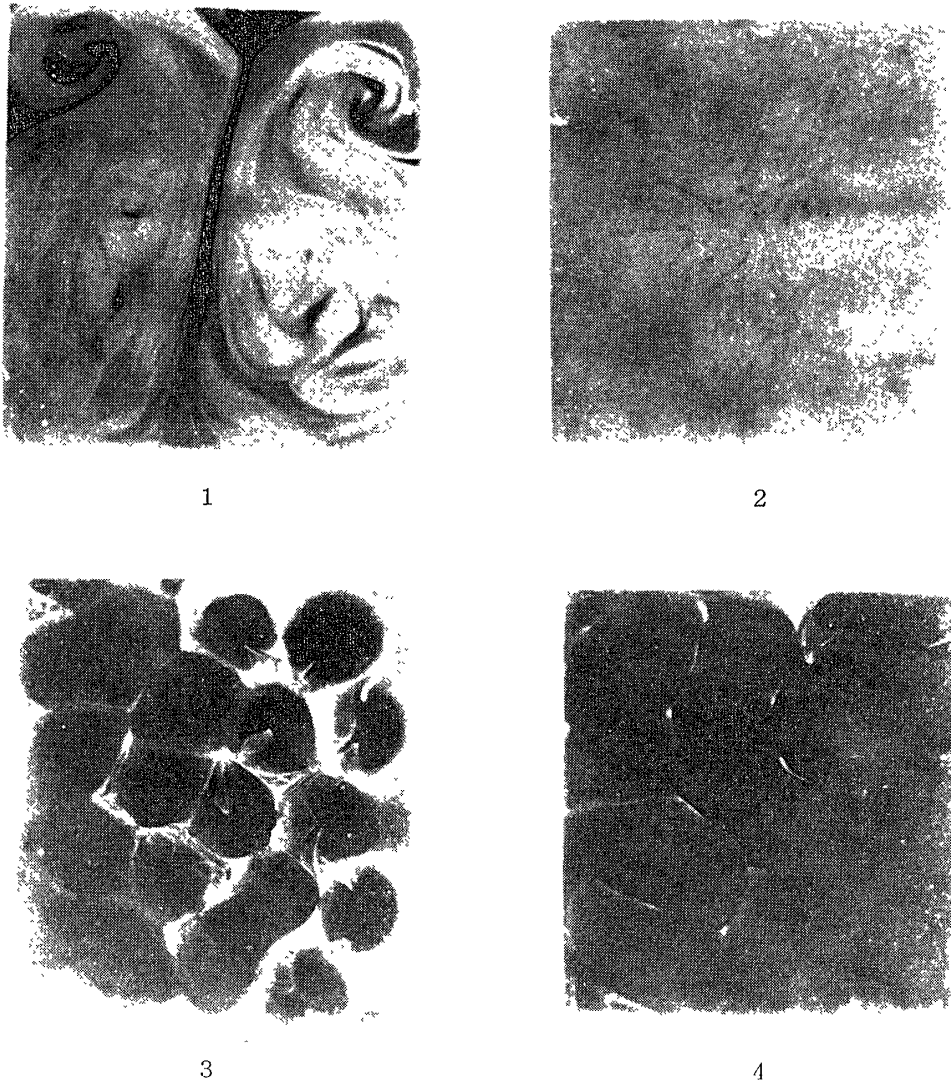


図 4 真上からの写真,  $\hat{R}=1.6 \times 10^3$ .

え, cells も見えなくなる. 図 4 は真上から撮影した写真であり,  $R \approx 1.6 \times 10^3$  である. 図 4 の 1 は煙を送りこんだ直後で, 2 と 3 は図 3 の 1 と 2 に対応する. 4 は霧が消える直前である. 煙を送りこんでから hole が現われるまでの時間は 1 分程度である.

(I-b): 図 4 の 3 のような convection が観測されないばあいがある. その理由としては, (1) 粒子数密度が小さいため, その影響が非常に小さく, classical な Bénard problem となり,  $\hat{R} < R_c$  であるから convection が起らない, あるいは, (2) 粒子数が少ないため, convection があつたとしても観測できなかった, この二つが考えられる.

(II)  $R_c \gg \hat{R} - R_c > 0$  のばあい

このばあいは煙を入れる前にもすでに convection が存在する. 煙を送りこむとそれ自体による perturbation とすでに存在する convection cell とが重なった形のパターンが見られる (5-1). 微粒子の存在と相変化の現象のために Bénard convection が modify され, cell

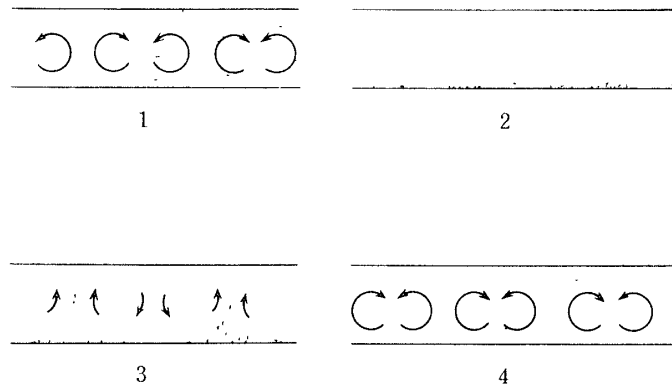
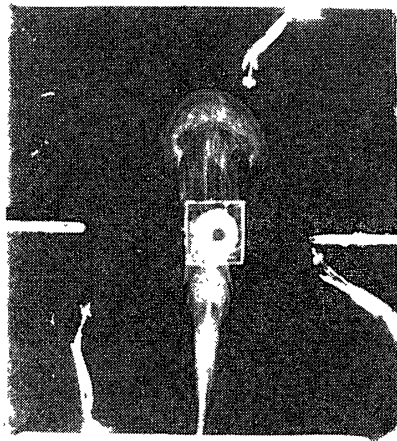
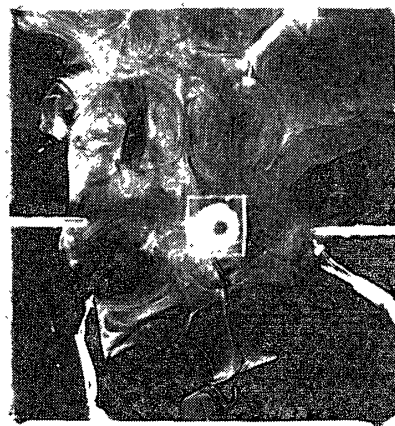


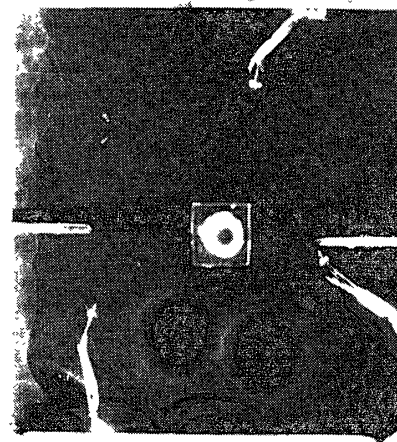
図 5  $R_c \gg \hat{R} - R_c > 0$ .



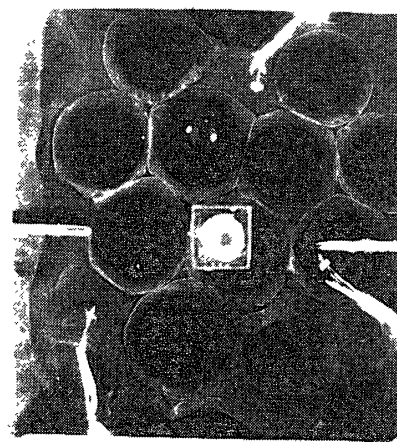
1



2



3



4

図 6  $\hat{R} = 2.0 \times 10^3$

の境界がわずかに移動してみえる。この事実は2の $\hat{R} > 0$ , (b)ばあいの結論と一致している。霧を構成する粒子は次第に成長するとともに沈降し, transient state を通って, quasistatic state に移行する(5-2), この安定成層は, 霧がある程度沈降するとくずれて, 再び convection (holes) が現われる(5-3)。そのでき方は(I-a)で述べたのとほぼ同様である。最初, 霧のある部分とない部分がはっきりとわかれているが, 時間とともに霧は層全体に分布する(5-4)。このときの霧の密度は(5-1)よりも少ない。

図6は $\hat{R} \approx 2.0 \times 10^3$ の写真である。左右のふちから出ている白い直線は熱電対の冷接点とそのリード線で, 上のアクリルの壁の中にもうめ込まれている。上・下・右の3方向から出ている曲がった白い線は温接点とそのリード線で, 下の黒い布の上に置かれている。中心の黒い丸は厚さ測定用の細い管で, そのまわりの4角は管の支えである。図6の1は煙を送り込んでいるところ, 2は図5-1に対応する。この写真の黒い部分は, convection cells があるために霧が侵入できないところと思われる。2と3の間に図4-2に対応する quasi-static state があり, 3になって双子の holes が出現した。Holes はいつも対で現われるわけではない。やがて全面にわたって holes が分布する(6-4)。煙を入れてから hole ができるまでの時間は1分程度で, でき始めてから, 全面にひろがるのに約20秒かかる。

図7は別のばあい( $\hat{R} \approx 2.0 \times 10^3$ )で, わりと規則的に holes が分布し(7-1), やがて霧がうすくなる(7-2)。

### (III) $\hat{R} - R_c = O(R_c)$

(III-a): 煙を入れた直後の convection はかなり激しく起る(8-1)。液滴が成長するとともに, やがて霧は沈みはじめるが, 霧の上面に進行波が見られる(8-2)。これは熱対流と, 密度分布があるときの内部重力波とが重なった状態とみられる。波のある状態は永続せず, 波は減衰して安定成層に移行する(8-3)。霧が沈むとともに前と同様の holes が出現する(8-4)。この convective motion はかなり激しく, 非定常であって, 5の cells は4の cells とは形や分布が異なっている(図9参照)。

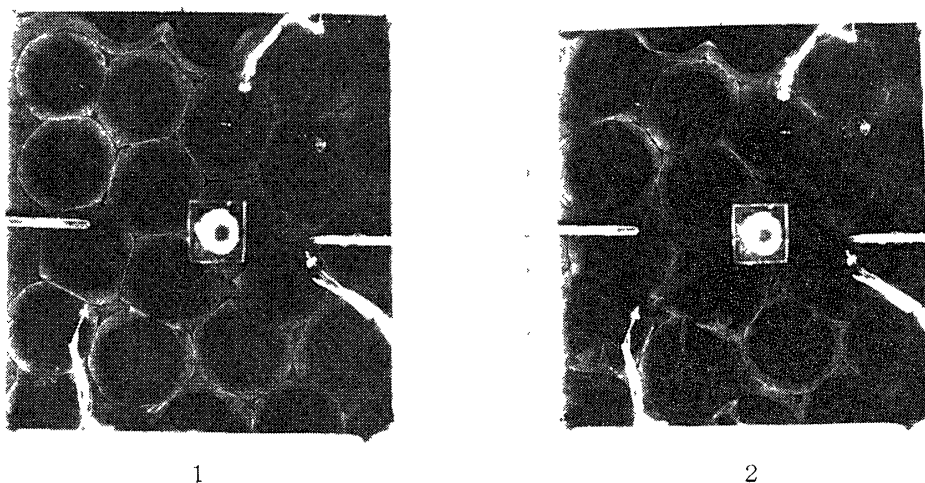


図7  $\hat{R} = 2.0 \times 10^3$



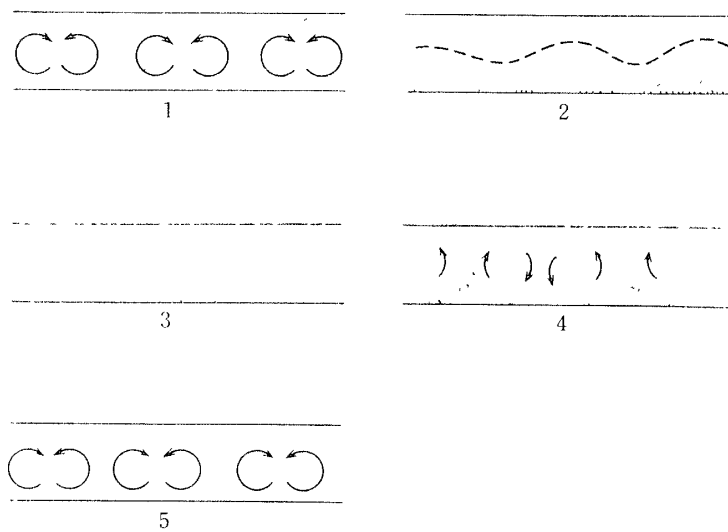
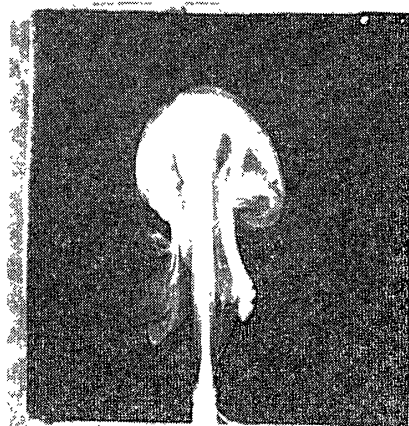


図 8  $\hat{R} - R_c = 0(R_c)$



1



2



3



4

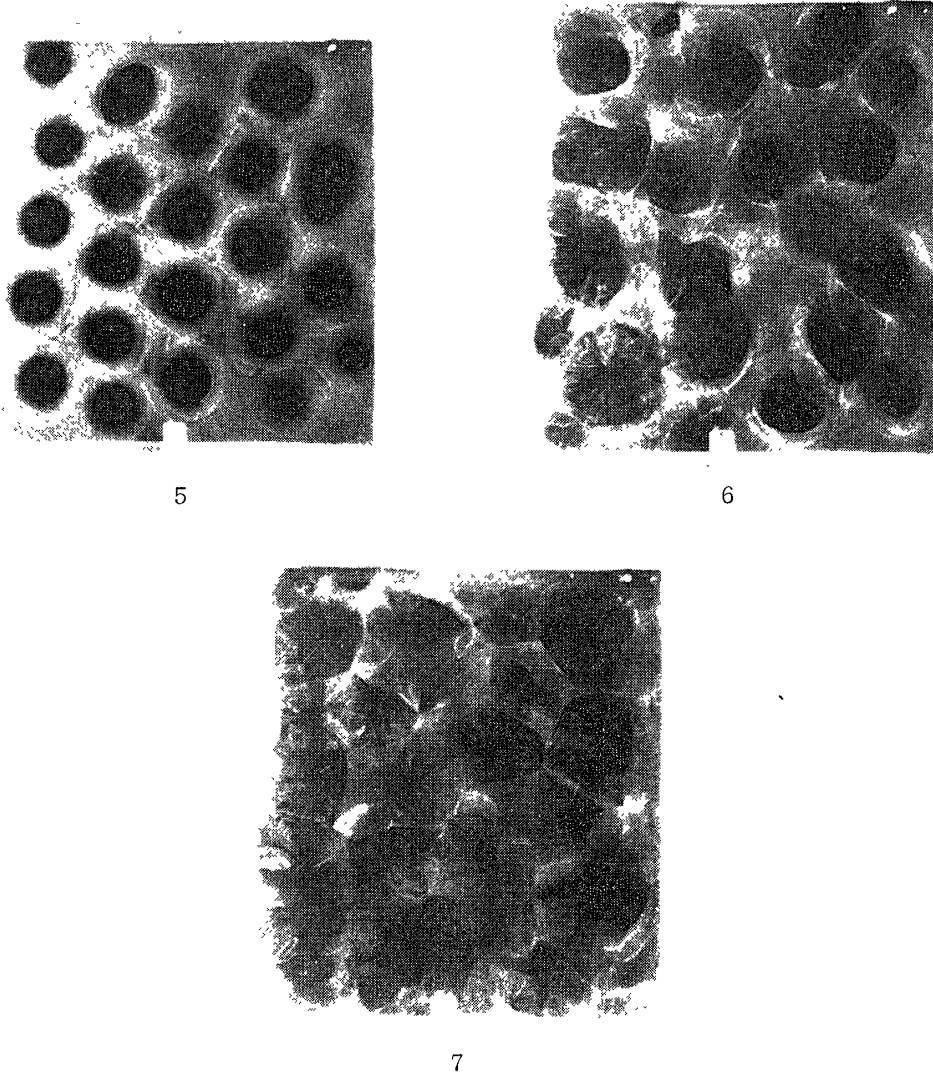


図9  $\hat{R} \approx 3.5 \times 10^3$

図9は  $\hat{R} \approx 3.5 \times 10^3$  のばあいの写真で、2・3・4の下方の黒い部分は、霧が過ぎないところであって、白いすじから convective motion があるのがわかる。また上部には wave 状の濃淡があるが、これは進行波である。これらの写真では図8の1・2・3・4が共存している。4は波動が消える直前である。波が消えて、安定成層を通過し、やがて蜂の巣状の cells が出現する (9-5)。この convection は非定常で、別の cell 構造に移行する (6, 7)。

(III-b)・図8-3の static state がなくて、図8の2と4が共存する状態を通過して、5となるときがある。これは (III-a) よりも Rayleigh 数が高いときに起るものと思われる。

図10は別の小型の実験装置 (48 mm × 71 mm) と鏡を使って、wave motion (10-a) と hole (10-b) とを上と横から同時に見たものである。上部には層を横から見た様子を鏡で反射して入れており、下 2/3 は上から見た様子である。10-a は内部波の写真で、上からのながめでは、濃淡の縞として wave がみとめられる。10-b は hole の様子を示したもので、

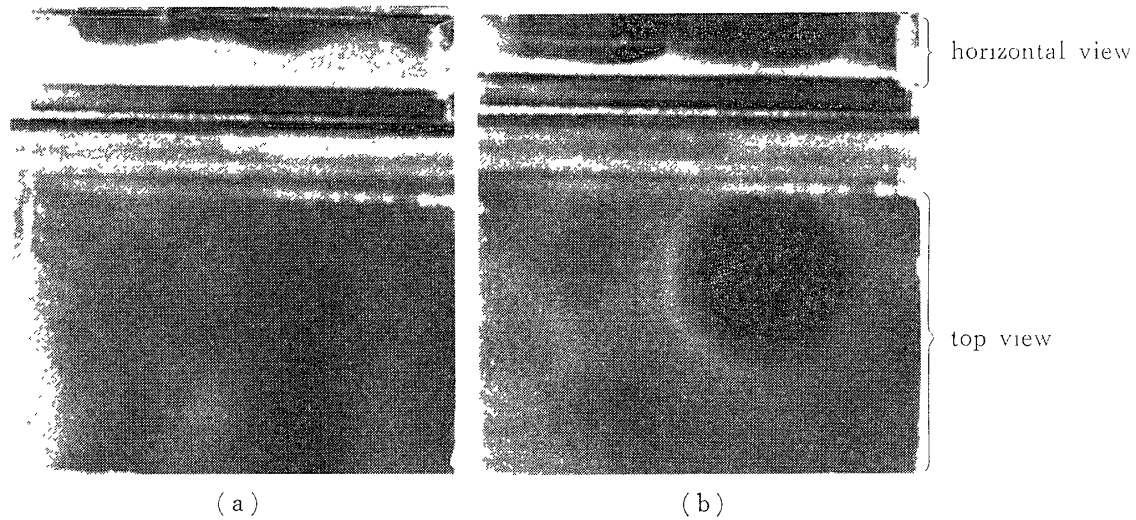


図 10 上と横からの同時写真. 上の 1/5 は横から, 下の 2/3 は上から見た様子を示している. (a) は wave motion, (b) は hole.

horizontal view では層の下の部分に霧が白く沈んでいるのが見られる. 中央に立昇っている白いすじは convection によって持上げられた霧である. Hole の中央部には霧はないが, horizontal view ではそれをはっきり示すことができない. Top view では, すでにできた hole の周辺に霧の濃淡があって, 別の hole ができそうな気配が見られる.

## 測 定

熱電対による測定結果を図 11, 12 に示す. 両図とも横軸は層の厚さ, 縦軸は Rayleigh 数  $\hat{R}$  ((6) 式) である. 層の厚さは, 台を水平にしたうえで針によって中央部を測った. 図 11 では, 図 5-1 あるいは 8-1 のような初期の convection が起ったばあいを  $\circ$ , 起らなかったばあいを  $\times$  で示した. また同じ図に, 水蒸気・水滴を含まない dry air に対する convection の有無を,  $\odot$   $\otimes$  で示した(\*). このばあいの Rayleigh 数は classical な定義の Rayleigh 数である.  $R_c = 1708$  は rigid walls に対する臨界 Rayleigh 数である. 図からわかるように,  $\circ$  と  $\times$ , あるいは  $\odot$  と  $\otimes$  の境界が  $R_c$  より上にでてくる. これは thermal convection が起る条件が  $R > R_c$  であることと, perturbation の増幅率が  $R_c$  に近いところでは小さいことによるものと思われる.

図 12 は holes に対するもので,  $\circ$  は hole が見えたばあい,  $\bullet$  は見えなかったばあい,  $\triangle$  はどちらともいえないばあいである.  $\bullet$  のはあいても (I-b) の項で記したように, 必ずしも hole が現われなかったと断言できない. 比較のために, 図 11 の dry air の測定値を再び示した. 図からわかるように, holes は  $R_c$  よりずっと低い値で起っており,  $\hat{R} = 1300 \sim 1400$  あたりに,  $\circ$  と  $\bullet$  の境界があすように見える.

(\*) 実際は, moist air と同じ装置で実験したため, 下の高温側の壁として, グリセリンの液面を使った. 蒸気圧は  $50^\circ\text{C}$  で  $\text{H}_2\text{O}$  の約  $3 \times 10^{-5}$  倍であるので, 蒸気の影響は無視できよう. convection の有無は煙を入れて調べた.

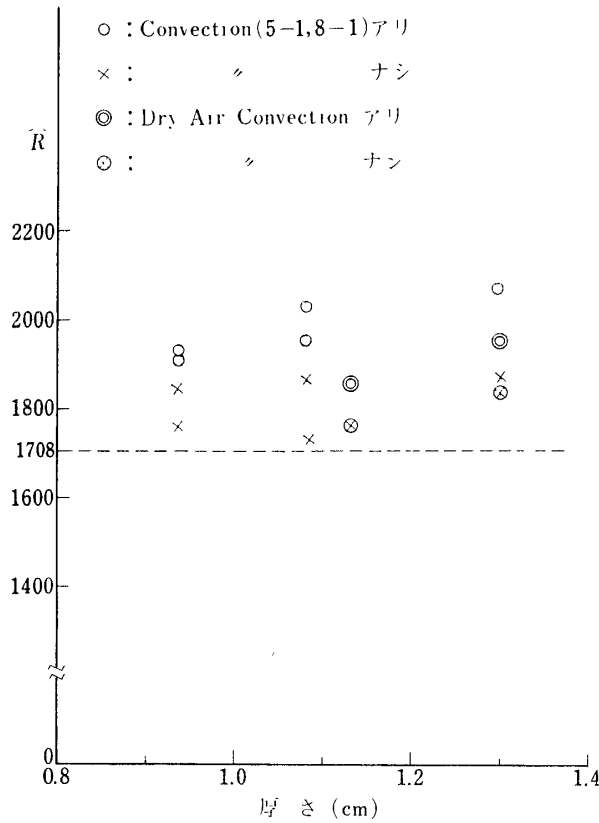


図 11 初期 convection (5-1 または 8-1) の有無と dry air convection の有無.

表 1 Cell の大きさ ( $d$  は層の厚さ).

測定値の平均 ( $\hat{R} \approx 2.0 \times 10^3$ )	$2.1d$
$\lambda_m(\hat{R}=2000)$	$1.88d$
$\lambda_B(R=1708)$	$2.02d$

Cell の大きさが表 1 に示されている. 表に与えられているのは  $\hat{R} \approx 2.0 \times 10^3$  における測定値の平均である.  $\lambda_m$  は 2 の理論の  $\hat{R} > 0(c)$  ばあい,  $\hat{R} = 2000$  としたときの最大増幅率をもつ cell の大きさが,  $\lambda_B$  は  $R = R_c$  とした臨界状態での Bénard cell の大きさである.

### アルコールとの比較

$H_2O$  のばあいと比較するために,  $CH_3OH$ ,  $C_2H_5OH$  について同様の実験をおこなった. やはり煙を送りこんで, アルコールの霧をつくった. 初期のようすは, ほぼ  $H_2O$  のばあいと似ているが,  $H_2O$  のとき現われたような, はっきりとした hole (霧の安定成層がくずれてできる cell) は観測できなかった. 数値的な裏づけはないが,  $H_2O$  の方がアルコールにくらべて概して運動が活発である.

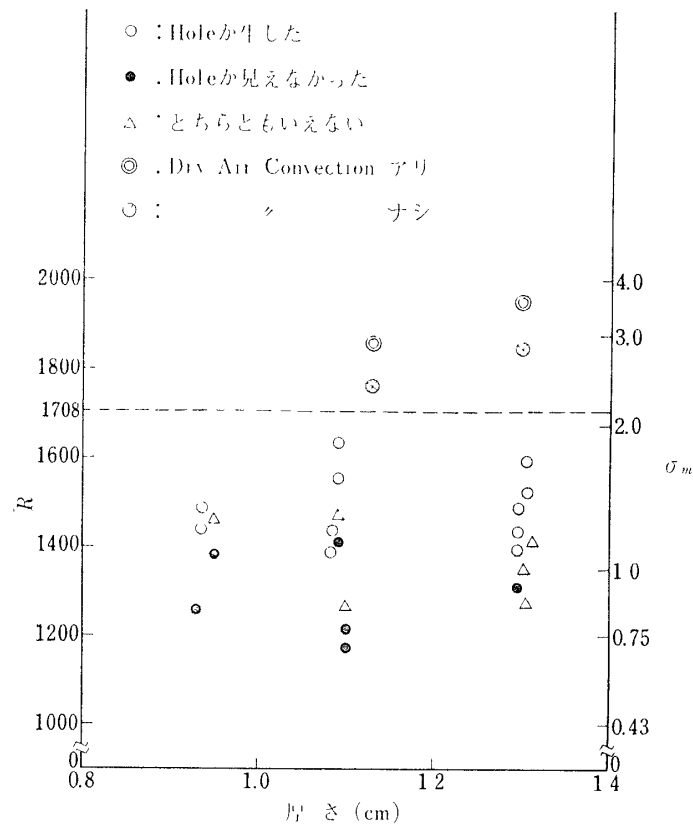


図 12 Hole の有無.

水とアルコールの相違点はいろいろあるが、**2**の理論との関連で注目すべき性質は、 $\kappa''$ と $D_e$ の相対的な大きさである。 $\kappa''$ は蒸気を含む空気の熱伝導率で、 $D_e$ は空気-蒸気の実効的相互拡散係数である。水蒸気では、 $D_e > \kappa''$ であるが、アルコールは両方とも反対に $D_e < \kappa''$ である。したがって、水蒸気では $Q > 0$ 、アルコールでは $Q < 0$ となる。**2**の理論で、 $\hat{P}$ は実効的な Prandtl 数であって正であるから、 $H_2O$ のばあい $\hat{P}Q > S (> 0)$ のとき、stationary な不安定 mode が存在する。 $S > 0$ というのは粒子分布が下の方に多いことであり、これは一般に自然に起ると考えてよいであろう。つまり  $H_2O$  のばあいには、Bénard mode 以外の stationary mode が現実的に起る可能性があり、その臨界 Rayleigh 数は理論では零である。常温で液体の物質はだいたい  $D_e < \kappa''$  であるから、水はこの意味で特殊であるといえよう。

### Hole の説明

ここで hole が  $R_c$  よりも下で出現する (図 12) ことに対して、一つの説明が可能である。すなわち  $\hat{P}Q > S > 0$  をみたす粒子分布のとき hole が出現したとすれば、Rayleigh 数  $\hat{R}$  の臨界値は  $R_c$  でなくて零である。しかし粒子分布を測定することは非常にむずかしく、実際におこなっていないが、hole が出現するときは、霧が下にたまっているから、 $S > 0$  である。水のばあい  $30^\circ\text{C}$  で  $\hat{P}Q \approx 0.01$  である。

$\hat{R} \leq 1200$  で hole が観測されないことの説明として、次のようなことがいえよう。図 12 の右側の縦軸に左の Rayleigh 数における攪乱の最大増幅率  $\sigma_m$  が記されている。これは  $\hat{R}$  とともに急激に増加する。図で○と●の境界は  $\sigma_m=1$  の付近にある。(2) 式の攪乱の形をみればわかるように、攪乱が  $e$  倍になる時間  $t_e$  は  $(1/\sigma_m)(d^2/\nu)$  である。 $d=1$  cm,  $\nu=0.1$  cm<sup>2</sup>·sec<sup>-1</sup> とすると、 $t_e$  は  $\sigma_m=1$  のとき 10 sec であり、それより小さい  $\sigma_m$  についてはもっと  $t_e$  が大きくなる。また霧が沈むのにかかる時間  $t_s$  は 1~2 分程度である。hole が観測されるためには、 $t_s \gg t_e$  が満たされる必要があり、 $\sigma_m$  が小さいと実際上 hole は観測できない。したがって、hole が観測されるには  $\hat{R}$  に下限があることになり、それは粒子分布とその他の条件によってバラツク可能性がある。

別の説明として、下の壁が固体でなくて液体であることによると考えることもできようが、水の粘性率に対する空気の粘性率は  $10^{-2}$  であり、水面のすぐ下に(せいぜい 1 mm) 板がおいてあるため、水面はほとんど静止に近く、図 12 に示されているほどの影響を与えらることは考えられない。ちなみに、境界の一方が rigid で他方が free のばあいの Bénard convection の臨界 Rayleigh 数は 1100 である。したがってこのような考えで、図 12 を説明するには、一方の壁がほとんど stressfree である必要がある。

以上のことより、hole の出現の possible explanation として、著者たちは 2 の  $\hat{R} > 0$  の (c) の不安定現象ではないかと考える。その理由として、次の 5 項目を挙げることができる：

- (1) hole が  $\hat{R} < R_c$  で観測される、
- (2) 水では見られるが、アルコールでは見られない、
- (3) cell 構造が stationary である、
- (4) cell の大きさがほぼ理論と一致する、

(5) hole の出現とは直接関係ないが、2 の理論の正当性を示す一つの証拠として、図 5-1, 5-4 あるいは 8-1, 8-5 などの convection cell は stationary ではなく、cell の形が変化しているが、これは  $\hat{R} > 0$ , (b) において進行波の mode が不安定ということをと一致している。

#### 参 考 文 献

- [1] Chandrasekhar, S.: 'Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability' 1961 Oxford University Press.
- [2] de Graaf, J.G.A. & van der Held, E.F.M.: The relation between the heat transfer and the convection phenomena in enclosed plane air layer, Appl. Sci. Res. A, **3** (1953), 393.
- [3] Stuart, J.T.: On the cellular patterns in thermal convection, J, Fluid Mech. (1964), 481.