安定成層内のサーマルプルームの三次元熱流動*

(流れ場の特徴)

能登勝久^{*1}, 近藤俊二^{*2}Three-Dimensional Analysis of Flow and Heat Transfer of Thermal Plume
in Stably Stratified Ambient
(Flow Field)Katsuhisa NOTO^{*3} and Shunji KONDOH^{*3} Graduate School of Science and Technology, Kobe University,
1-1 Rokkodai-cho, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

The flow field of a three-dimensional, time-dependent thermal plume in stably stratified ambient above a heated square plate was elucidated by solving numerically governing equations. Phenomena characterizing this plume are as follows: (a) Velocity vectors on a horizontal plane above the heated plate have a $\times$ -shape distribution at any stratification. (b) The local Nusselt number distribution on the plate was affected by the $\times$ -shape distribution. (c) In Velocity vectors on the vertical plane, a V-shape occurred near the plate, and a horizontal interface occurred between inward and outward flows. Time-dependency in the plume is resulted from instability near the front with negative buoyancy, and became weak with increasing stratification. At the extremely strong stratification, flow became steady state. The flow at strong stratification differed clearly from that at medium stratification as follows: At the medium stratification, the upward flow interfered with the stratified air, and a Π -shape of the velocity vector distribution occurred near the front. However, at strong stratification, the stratification effect is more dominant than the upward flow effect, and a Δ -shape occurred. With increasing stratification, the flow velocity near the plate became small, and the mean Nusselt number decreased.

Key Words: Natural Convection, Numerical Analysis, Stratified Flow, Flow Characteristics, Stable Stratification, Unsteady Flow

1. 結 言

安定成層(以後「成層」と略記する)内のサーマルプルーム(以後「成層プルーム」と記す)が従来から研究されてきた^{(1)~(16)}。面熱源からの成層プルームの従来研究には前報⁽¹⁶⁾と Giovannoi⁽³⁾の可視化実験がある。文献(3)では特徴のある流脈および加熱板近傍のベクトル分布に $\times$ 分布が可視化実験で生じたとして模式図を示した。この $\times$ 分布は中立成層(非成層)のプルーム実験⁽¹⁷⁾の加熱正方形面上でも可視化された。ただし文献(3)と文献(17)では加熱板上の気流速度は計測していない。

さて加熱正方形板からの成層プルームとその周囲の流れ、その時間依存性、温度場で生じる負浮力状態の緩和塊(以後「EL」と記す)とクロスオーバー(以後「CO」と記す)域での流れの特徴、面熱源プルームの流れの特徴、ヌッセルト数の特性、これらの成層度合いによる影響など多くの事柄はまだ明らかにされていない。しかしこれらの解明は環境熱流体力学上極めて

重要である。

そのため本研究では加熱正方形板からの成層プルームを開放空間で静水圧を考慮し、流体を変密度かつ変物性とし、挙動を三次元かつ時間依存として定式化し、数値計算し、上記の事柄を解明する。その結果、10章の結論を得た。本結果はコリオリの力を考慮していないため比較的小スケールの成層プルームに適用できる。

主 要 記 号

 a : 温度伝導率 $= \lambda' / \rho' c_p'$ C_p, c_p : 定圧比熱 [式(3)参照] g : 重力の加速度 Gr : 加熱板のグラスホフ数 $= (L' U' / \nu_0)^2 / 2 = (L'^3 g' / \nu_0^2) (\Delta \rho' / \rho_0')$ h : 熱伝達率 j : j 方向 ($j=1, 2, 3$ は x, y, z 方向) L : 加熱板の一辺の長さ (= 代表長さ) N : 流脈粒子の投入回数の番号 Nu : ヌッセルト数 $= h' L' / \lambda'_{w1}$ [式(8), (9)参照] P, p : 瞬時圧力 [式(1), (3)参照] Pr : プラントル数 $= \nu_0' / a_0'$

* 原稿受付 2003年1月14日。

^{*1} 正員, 神戸大学大学院自然科学研究科(〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)。^{*2} 神戸大学大学院学生。

E-mail: noto@mech.kobe-u.ac.jp

Ra : レイリー数 $= Gr \times Pr$

Sd : 成層数 $\{T_0'/(L'st')\}(\Delta\rho'/\rho_0')$

st : 成層度 $= dT_\infty'/dz'$ (地上では 2.2×10^{-2} K/m)

T : 瞬時温度 [式(1), (3)参照]

t : 時間 [式(3)参照]

U : 代表速度 $=(2g'L'\Delta\rho'/\rho_0')^{1/2}$

u_j : j 方向の瞬時速度 [式(3)参照]

x_j : 物理空間のデカルト座標 [式(3)参照]

$\Delta\rho'$: 密度差 $= \rho_0' - \rho_{w1}'$

λ, μ, ρ : 熱伝導率, 粘性係数, 密度 [式(3)参照]

ν : 動粘性係数

肩 字

' : 有次元量

添 字

j : j 方向 ($j=1, 2, 3$ は x, y, z 方向)

max, min: 最大値, 最小値

N : N 回めの粒子投入の時刻での値

$w, w1, w0$: $z=0$ の面, 加熱板, 加熱板の外側の面

0: 加熱板から水平に十分に離れた $z'=0$ 面上の位置

∞ : 周囲流体

2. 定式化と数値解析

2.1 解析モデル 水平状態の無限平板上に空気が成層状態 ($0 < st'$) で存在する。右手系座標 (x', y', z') で, z' は鉛直上向き, x' と y' は水面上の座標である。平板上に一辺の長さが L' で温度 T_{w1}' の正方形の加熱板が存在し, 加熱板の中心は (x', y', z') = (0, 0, 0) にある。加熱板を除く平板上では成層分布による熱移動のみが生じて, プルームに起因する熱移動はなくて, その局所温度を未知変数 $T_{w0}'(t, x, y)$ とする。 T_{w0}' は周辺方向に変化し, 加熱板から十分に離れた位置で $T_0'(< T_{w1}')$ とする。 T_{w1}' と T_0' はともに時間的に一定とする。成層ブルームは変密度かつ変物性の流体の時間依存の三次元挙動をする。この熱流動状態が層流, 遷移, 乱流状態かはあらかじめ特定しない。

2.2 基礎方程式と状態方程式と周囲流体 本解析モデルでの基礎方程式は質量保存式, 運動量保存式, エネルギー式, 状態方程式である。 p', T' を流体の静水圧をもつ周囲流体の値とその値からの偏差に次のように分解した。

$$p' = p^* + p_\infty(z')' \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$T' = T^* + T_\infty(z')' \quad \dots\dots\dots (2)$$

成層をなす周囲流体の静水圧と温度と密度 $\rho_\infty(z')'$ の空間的な分布式を得た。Rehm ら⁽¹⁸⁾ の近似式を適

用すれば中立成層場 ($st'=0$) では場全体で ($\rho'T'$) が一定値と近似⁽¹⁹⁾ できた。この一定値近似は成層場でより妥当になった。

2.3 方程式系の変換と数値解析 有次元量を次式で無次元化した。

$$\begin{aligned} \rho &= \rho'/\rho_0', \quad u_j = u_j'/U', \quad P^* = p^*/(\rho_0'U'^2), \\ T^* &= T^*/T_0', \quad x_j = x_j'/L', \quad t = t'U'/L', \\ C_p &= C_p'/C_{p0}, \quad \mu = \mu'/\mu_0', \quad \lambda = \lambda'/\lambda_0' \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

2.2 節の基礎方程式を式(3)で変換した。境界/初期条件式を得た。得た方程式系を座標変換し, 物性値の温度変化⁽²⁰⁾ を考慮して数値解析し, 振動数解析を行った。

2.4 三次元の統合流脈の計算 物理空間で流脈を次のように計算した。質量と体積がともに零の理想粒子を時間間隔 $\Delta\tau$ ごとに流れに注入し続け, 移動後の粒子位置を次のように求めた。時刻 $t=0$ に最初の粒子を流れ場の点 P_0 に投入する。その後, 時間間隔 $\Delta\tau$ ごとに粒子を点 P_0 に断続的に注入し続ける。 $t=0$ に点 P_0 に投入した粒子は時刻 $t=(N\Delta\tau)$ では点 $P_N(x_N, y_N, z_N)$ に到達する。点 P_N を囲む 8 格子点での速度を補間し, 点 P_N での粒子速度 (u_N, v_N, w_N) を求める。その後の微小時間 $\Delta\tau$ で粒子は距離 (dx_N, dy_N, dz_N) だけ移動する。ここで dx_N, dy_N, dz_N は次式で表される。

$$dx_N = u_N\Delta\tau, \quad dy_N = v_N\Delta\tau, \quad dz_N = w_N\Delta\tau \quad \dots\dots\dots (4)$$

よって移動後の粒子座標は次式になる。

$$\begin{aligned} x_{N+1} &= x_N + dx_N, \quad y_{N+1} = y_N + dy_N, \quad z_{N+1} = z_N + dz_N \\ &\quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

上記を繰返せば各時刻の粒子位置が順次求められる。実際の計算では複数個の粒子を特定した領域に断続的に注入し続ける計算法によって統合流脈を求めた。

2.5 妥当性 本報で作成したプログラムでの数値結果は前報⁽¹⁶⁾ の成層ブルームの数値結果とまったく同一であることを確認した。前報⁽¹⁶⁾ では定式化と数値解析法と計算結果が妥当性の必要条件を満足することを明らかにした。さらに後で示すように図 2(d) と図 3(b) の強成層度の結果は流脈と加熱板近傍の $\times$ 分布の Giovannoni⁽⁹⁾ の模式図と定性的に合致した。

2.6 計算条件 離散幅は $\Delta X = \Delta Y = 0.05, \Delta Z = 0.025, \Delta t = 0.010$, 計算条件を $T_0' = 300.0$ K, $Ra = 3.0 \times 10^5$ とした。その結果, $Pr = 0.717$ (空気), $T_{w1}' = 306.4$ K, $Gr = 4.18 \times 10^5$ となった。「弱成層度」の Sd は ∞ と 26.1, 「中成層度」は 15.66 と 7.83, 「強成層度」は 2.61 と 1.31 とした。流脈粒子の投入位置は (x, y, z) = (0, $\pm 0.3, 0.02$), ($\pm 0.3, 0, 0.02$) の 4 点,

Fig. 1 Plume at $Sd = \infty$

Fig. 2 Streaklines

投入の時間間隔は非定常計算の時間間隔 Δt と同じで $\Delta t = 0.01$ とした。投入の開始と終了の時刻は各図題に示した。

本報では加熱板から立ち昇る熱気流をプルーム、プルームと横方向流れの両者を成層プルーム、プルームの上方到達点を先端、プルームの外側を周囲と呼ぶ。

3. 熱気流の概要

非成層プルームの流脈と $y=0$ 断面上の速度ベクトルの分布を図1に示す。図1(a)の太実線は流脈、図下部の四辺形は加熱板である。図1(b)で図下部の水平の黒い太線が加熱板である。図1(a)と図1(b)で熱気流は上方向のみに流れ、かつ軸対称分布で定常状態になった。

中および強成層度の統合流脈の時間変化を図2に示す。加熱板の x, y 座標は図1(a)と同じである。図2で時間 Δt がたった粒子の移動先にドットを打った。図2の各図でドットの総数は5000個である。ドット群が曲線に見え、式(4)は精度的に満足された。ごく一部のドット群が離ればなれの箇所があるが、ドット間の距離は大きくない。ドットのつながり具合は滑らかで、屈曲していない。したがって本流脈計算の精度は妥当と判断できる。

図2のどの場合も投入された流脈粒子は加熱板上の対称軸 ($x=y=0$) の近傍に吸い込まれた。その後、急に上方向に移動した。4本の流脈は加熱板を離れると図1(a)ではすぐに1本に統合され、図2(c)と図2(d)では1本化しなかった。図1(a)と図2でのプルームの4本の流脈、および図示しないがどの成層度でも4本の瞬時流跡は絡みあわなかった。つまりどの場合もプルームはねじれないで、上昇した。上昇流がある位置で停止し、それ以後、横方向に流れるようになった。成層度が増せば (Sd 値が減少すれば)、プルームの高さは低くなった。

4. 加熱板近傍の流れ

4.1 ×分布 加熱板に極めて近い $z=0.02$ の水平 ($x-y$) 面上の瞬時の速度ベクトル分布を図3に示す。図3で水平、鉛直方向が x, y 座標、内側の細線の正方形が $z=0$ での加熱板である。図3のベクトル分布は加熱板上の上昇流によって周囲から吸い込まれたことに起因する。加熱板上に×分布が生じた。図3(a)と図3(b)は極めてよく類似した。図2(a)の流脈では図3(a)のように時間変化した。図2(b)と図2(c)の流脈では図3(a)と同様の分布であったが、時間変化は少なくなった。図2(d)の流脈では図3(b)

Fig. 3 Time-dependent velocity vectors on $z=0.02$ plane Fig. 4 Time-averaged velocity vectors on $y=0$ plane

のように定常状態になった。図1(a)の流脈では図3(b)と同様の分布が生じた。

図3のベクトル分布は非成層と強成層での従来研究⁽³⁾⁽¹⁷⁾の結果と定性的に合致した。さらに本研究で×分布が非成層と強成層だけではなく、どの Sd 値でも生じ、加熱正方形板からの中立と成層プルームの特徴であることがわかった。図3の吸込流れは加熱板上へ来ると増速し、 $\pm x$ または $\pm y$ の方向に直進した。加熱板中心からやや離れた位置の速度は図3(b)より図3(a)のほうが大きい。ベクトルは×分布の近傍に来れば、×分布の各線に沿うようになった。文献(3)では×の近傍を「dead zone」と呼んだが、dead zoneの近傍の流れを明らかにしなかった。しかし本結果の図3で×上にも速度ベクトルが存在することがわかった。×分布は次式で示された。

$$y = \pm x \quad (|y| \leq 0.5, |x| \leq 0.5) \quad \cdots \cdots (6)$$

4.2 V形分布 $y=0$ の断面上の時間平均の速度ベクトル分布を図4に示す。 $t=200 \sim 500$ で時間平均した。各図の右下端の外側の細線長さが速度0.2を示す。図1(b)と図4(a)で加熱板に直近の上部にV形分布が、三次元空間ではV形の各辺を軸回転させた立体構造が生じた。このV形の発生は次のとおりである。加熱板近傍のプルームの横軸が比較的大きい。その結果、地面に沿って水平方向で吸い込まれてきた流れが上方に急激に変化せざるを得ないためV形が生じた。このV形は図4(b)と図4(c)でも生じ

Fig. 5 Time-averaged velocity w

Fig. 6 Time-averaged plume height

た。しかし図4(d)ではV形は生じなかった。この原因は次のとおりである。図4(d)では加熱板近傍のプルームの横軸は比較的小さい。そのため周囲流体は対称軸へ向かいながら徐々に上方にも向かってこのプルームに吸い込まれたためである。V形の各辺は $z=0$ 面から鉛直線に $\pm 45^\circ$ で存在した。 $Sd=\infty$, 15.66, 7.83, 2.61で L' で無次元化したV形の一边の長さは0.71, 1.19, 0.90, 0.59であった。成層度が増せば一边の長さは減少した。

5. 時間平均の上昇流れ

5.1 上昇速度 図1(b)の非成層プルームのベクトルは上方ほど大きく、上方に上昇速度が増大した。一方、成層プルームの対称軸上の時間平均の上昇速度の分布は図5になった。上昇速度は加熱板から上方にまず増大した。しかしある高さで最大速度になって、その上方で減少した。その上方で下向き速度、さらにその上方で零になった。成層度が増せば最大速

度とその高さがともに小さくなった。

5.2 速度ベクトル分布

5.2.1 中成層度 図4(a)の $Sd=15.66$ では熱気流の上昇が成層によって抑制された。上昇流の横幅は加熱板の幅 L' とほぼ同じであった。先端の高さは対称軸から離れても変化しなかった。このことは成層が強くないため成層が上昇気流に、つまり対称軸の近傍のみに帽子のように作用したためである(このことをキャッピングと呼ぶことにする)。その結果、先端でベクトル分布は図4(a)で Π の形、三次元空間では Π 形の軸対称の先端のある円柱形をした。この Π 形は中成層度のプルーム温度域の先端形状と同じであった。

図4(b)では上昇流は Π 形をもったまま上方到達位置が低くなった。さらに対称軸から離れた領域の上昇ベクトルがやや外側方向を向いた。このこと以外は図4(a)と同様であった。 Π 形の外側での成層の影響は6.3節で述べる降下ベクトルとなって現れた。

5.2.2 強成層度 図4(c)では中成層度での上昇の仕方と明らかに異なった。つまり上昇流の横幅は上方向に明らかに増大した。上昇の駆動力は対称軸に近いほど強くて、対称軸から離れるほど成層の影響をより受ける。その結果、対称軸から離れれば、上昇流の上方到達点の位置が低くなった。上方到達点の分布は図4(c)で Λ の形、三次元空間では Λ 形の軸対称の円すい形をした。このことは成層が上昇気流につば付きの帽子のように作用したためである(このことをハッティングと呼ぶことにする)。上記の Λ 形は強成層度のプルーム温度域の先端形状と同じであった。図4(d)では上昇流の横幅は上方向にさらに増し、先端位置が低くなった。3章で述べた強成層度で流脈が1本化しなかったのは上記の上昇流の横幅の上方向への増大による。

5.3 フロント位置とプルーム高さ 時間平均の先端の位置をフロントとする。7章で述べる成層内に瞬時的かつ局所的に進入する熱気流の上方到達点はフロントとしない。図4(a)と図4(b)の Π 形、図4(c)と図4(d)の Λ 形のそれぞれの先端がフロントである。 L' で無次元化したプルーム高さ h_p を図4のフロント位置で判定した。その結果を図6に黒丸印で示す。成層度が増せば h_p は小さくなった。 $Sd=\infty, 0$ で h_p は $\infty, 0$ である。実線は次式で近似された。

$$h_p = 0.174 Sd + 1.22 \quad (2.61 \leq Sd \leq 15.66) \\ \dots\dots\dots (7)$$

6. 時間平均の周辺流れ

6.1 ベクトル分布の境界水平面 すでに述べたように非成層プルームでは上昇気流が頭打ちをしない。さらに地面近傍の周囲流体の流れはどこでも対称軸に向かう方向をもった。その結果、次に述べる水平面は生じなかった。中成層度の図4(a)でV形の両頂部の外側に水平線が、三次元空間では図4(a)の水平線を軸回転させた水平面が存在した。この水平面の下側では水平方向に吸い込まれ、上側では対称軸から離れる水平方向(以後「外側方向」と記す)で流れた。高さ z が増せばこの外側方向のベクトル群はフロント上部の流れ(6.2節参照)の分布に徐々に変化した。つまり地面近傍で吸い込まれた空気はプルームになって上昇し、成層によって頭打ちした。その結果、外側方向に移動せざるを得なかった。この外側方向への移動と地面近傍の吸込流れの境界が水平面である。

地面近傍では地面の粘着力の影響によって流れの速さは小さい。その結果、水平面近傍で不安定性が生じないで、面状になった。境界が水平状態になったのはプルーム周囲が成層温度のためと考えられる。図4(b)では図4(a)と同様であるが、水平面ではなくて外側方向に高くなる面になった。強成層度の図4(c)と図4(d)では中成層度と同様に地面近傍に水平面が生じた。

6.2 フロントの上部の流れ 中成層度の図4(a)と図4(b)ではフロントのずっと上方で下降流が生じた。この流れが下降し、フロント近傍に来て、フロントの高さで図4(a)と図4(b)では左右の外側方向に、立体状では全方向の外側へ水平方向に流れた。そのためフロント高さの近傍には水平面が生じなかった。一方、強成層度の図4(c)と図4(d)のフロント域では対称軸上の速度のみが上方向に突き抜けた。この速度は小さく、その上部のごくわずかな下降流の速度は非常に小さかった。その結果、フロント上部に明確な流れは生じなかった。そのためこの流れのベクトル群とプルーム周囲の外側方向の流れのベクトル群の境界、つまりフロントの高さ近傍の周囲にも水平面が生じた。

6.3 フロントからの横方向の流れ 中成層度の図4(a)と図4(b)でフロント近傍に左下または右下方向に、立体状では全周囲に降下するベクトル分布がごくわずかに存在した。このベクトル分布はフロントで頭打ちした流れが成層の影響を受けて生じた。強成層度の図4(c)では対称軸近傍の上昇流が頭打ちして、方向を変えて、降下する明確なベクトル分布になっ

Fig. 7 Time-dependent velocity vectors on $y=0$ plane

た。図4(d)では降下する流れは Δ 形からの外側方向への流れになった。

7. 流れの時間依存性

瞬時分布が時間平均分布と一致すればその熱気流は定常状態で軸対称分布になる。瞬時分布が時間平均分布と異なれば、その熱気流は時間依存現象である。両分布の相違が大きいほど時間依存の度合いは大きい。

後で述べるフロント近傍の時間依存性はプルーム周囲に波及した。その結果、周囲の成層度そのものが時間変動した。この成層度の時間変動がフロント近傍の

挙動に影響を与えた。その結果、瞬時の分布が定まった。成層度が小さくなれば上記のフロントと周囲の時間変動の連動は弱まった。

7.1 時間依存性と負浮力のCO域での流れ

7.1.1 フロント近傍のELと凸形状域での流れ

非成層の $Sd=\infty$ の図1の分布は定常状態であって、時間依存現象でない。しかし $Sd=15.66$ では次のように時間依存現象になった。成層プルームの $y=0$ の断面上のベクトル群の瞬時分布を図7に示す。座標は図4と同一である。図7(a)の瞬時のフロントの形は Δ 形であって図4(a)の時間平均分布と明らかに異なった。図7(a-i)と図7(a-ii)の分布も異なった。したがって時間依存現象であることがわかる。この主因は成層にある。成層と時間平均のプルームの接点はフロントである。したがって時間依存性の源はフロント近傍にある。さらにフロント位置は中成層度ではEL内に、強成層度ではELの上部の凸形状域にあった。このELと凸形状域はともにCO域で負浮力状態にあった。浮力方向が気流の方向と逆の場合の浮力を負浮力という。その結果、フロント近傍で流れは不安定になる。

7.1.2 中成層度 図7(a)でフロント近傍の上部に瞬時の上昇流が存在した。この上昇流の大きさと位置は時々刻々変化した。この原因は次のとおりである。フロントまで流れが上昇してきた。フロント近傍のELと凸形状域はともに負浮力状態である。そのためフロント近傍で流れは不安定になって、時間依存性をもつ。その結果、フロントの下部域の流れも時間依存になった。さらにフロントの瞬時の横軸は時間平均の横幅より小さくなった。その結果、瞬時の上昇流はフロントで停止しないで、フロントの上部へも時間依存状態で進入した。上記の結果、熱気流は局所的かつ瞬時的に時々刻々変化しながら、負浮力域を上昇した。プルームの主軸は $y=0.58x$ 上で揺れた。この揺れ線はプルーム温度の揺れ線と同一であった。

上昇流の瞬時の最高高さの位置も時々刻々変化した。瞬時の上方到達点は時間平均のフロント位置より上方に存在した。フロント近傍の時間依存性は $z=0$ 面(地面)まで波及した。その結果、図2(a)と図2(b)でプルームの流脈がゆがんだ。と同時に瞬時的には地面近傍に水平面は生じないようになった。図4(b)と図7(b)の相違は上記と同様であった。ただし瞬時の上昇流は図7(a)より小さくなった。

7.1.3 強成層度 強成層度では負浮力状態のELと凸形状域の横幅がともに増大し、熱気流の温度場全体を覆うようになった。瞬時の熱気流は図7(c)

Fig. 8 Time-dependent Nu
($Nu_{min}=1.0$ and $\Delta Nu=2.0$)

と図7(d)のように上記のELと凸形状域へ進入し減速した。ただし瞬時的な上昇流は生じなかった。しかし Δ 形の頂部近傍の瞬時分布が変動した。このことは上昇流が強い成層で押さえられ、上昇速度が比較的大きい対称軸近傍のみで時間依存性が生じたためである。この時間変動は中成層度の変動より小さい。そのため強成層度の時間変動は $z=0$ 面近傍へは波及しなかった。その結果、地面近傍とフロント高さ近傍に水平面が図7(c)の瞬時分布でも生じた。この水平面は時間的に変動しなかった。図4(d)と図7(d)は完全に一致した。つまり時間依存性は生じなかった。上記のように成層が強くなればフロント近傍の時間依存性の度合いが減少した。

7.2 フロントから横方向への流れ プルーム上昇の頭打ちによってフロント近傍から横方向に移動する流脈が図2のように生じた。その流脈の形は $Sd=15.66, 7.83, 2.61, 1.31$ でそれぞれ異なった。中成層度の図7(a)と図7(b)では熱気流がフロント近傍を離れると時間平均と異なる瞬時の下降流が明確に生じた。この下降流はフロント近傍で瞬時的かつ局所的に成層内へ進入する上昇流の影響を受けて生じた。そのためこの下降流の速度と発生位置は時々刻々変化した。その結果、図2(a)のように横方向に移動する流脈は時間依存の三次元分布になった。図2(a)より成層度が強い図2(b)では横方向により長い距離を移動する流脈になった。強成層度の図7(c)ではフロント近傍で弱く時間依存する瞬時の降下ベクトルが生じた。その結果、図2(c)のように流脈は横方向に移動し、さらに循環するようになった。図2(d)では定常状態のため横方向に移動する流脈は軸対称になった。

7.3 二次元プルームとの相違 時間依存の特性は成層内の線熱源からの二次元プルーム⁽¹⁴⁾と本三次元プルームで異なった。二次元プルームの時間依存性の原因はサーマル気筒にあった。つまりプルームの上昇速度と横幅がともに小さいためフロント近傍で本プルームのような時間依存性は生じなかった。さらに本

Fig. 9 Time-averaged Nu_m at $t=200-500$

Fig. 10 Time-dependent velocity w at $(x, y, z)=(0, 0, 0.54)$

Fig. 11 Time-dependent Nu_m

(a) $Sd=15.66$

(b) $Sd=7.83$

(c) $Sd=2.61$

(d) $Sd=1.31$

Fig. 12 Power spectrum of velocity w

(a) $Sd=15.66$

(b) $Sd=7.83$

(c) $Sd=2.61$

(d) $Sd=1.31$

Fig. 13 Power spectrum of Nu_m

Table 1 Dominant frequency and maximum power spectrum

Sd	$100f_p$	PS
15.66	6.48	5.48×10^{-2}
7.83	9.78	1.95×10^{-2}
2.61	14.7	7.32×10^{-4}
1.31	8.8	1.25×10^{-7}

ブルーム周辺での V 形と水平面も生じなかった。

8. ヌッセルト数

加熱板の周囲から空気が吸い込まれるため代表長さを L' にして局所ヌッセルト数 Nu の瞬時値を次式で定義し、変形すれば式(8)になる。

$$Nu = h' L' / \lambda_{w1} = -\{(\partial T^* / \partial z)_{w1} + Fr^2 / 2Sd\} / T_{w1}^* \dots \dots \dots (8)$$

加熱面上の瞬時の Nu 分布を図8に示す。鉛直方向は x, y 座標, ΔNu は等値線の間隔である。加熱板の周辺ほど Nu 数は大きい。加熱板の四隅近傍の Nu 数の等値線が図8(a)では加熱板の中心近傍にまで到達し、図8(b)では中心近傍には到達しなかった。このことは4・1節で述べたように加熱板の中心近傍での水平断面上の速度が Sd が1.31より15.66のほうが大きかったためである。図8(a)では時間変化し、図8(b)では定常状態であった。このことは図3(a)と図3(b)の時間依存性に対応し、7・1節で述べたように成層度が増せば、熱気流の挙動が定常化したことに対応した。

加熱板の平均ヌッセルト数 Nu_m の瞬時値は次式になる。

$$Nu_m = \iint Nu dx dy \dots \dots \dots (9)$$

図9に時間平均の Nu_m の分布を示す。中成層度の Nu_m は中立状態の Nu_m より小さくて、成層度が増せば Nu_m は減少した。このことは成層によって図6のようにブルームが押さえられ、図5のように上昇速度、したがって吸込速度が小さくなったためである。

9. 卓越振動数

瞬時の上昇速度 w と Nu_m の時間変化を図10と図11に示す。図10と図11の波形は明らかに層流状態である。中成層度の $Sd=15.66$ と 7.83 では明確に振動した。強成層度の $Sd=2.61$ では変動振幅が減少し、 $Sd=1.31$ では変動しないように見えた。図10で求めた時間平均速度は Sd が小さいほど小さい。このことは図5と対応する。図12と図13に図10と図11

の波形のパワースペクトル(PS)を示す。これらのPS分布は明らかに乱流でない。したがって本研究で対象にした熱流動は確かに層流である。各 Sd での卓越振動数 f_p は図12と図13で同一であった。表1に図12と図13の f_p と図12のPS値を示す。 f_p の値は温度変動の f_p 値と一致した。 $Sd=1.31$ のPS値は極めて小さいため f_p の値は実質上は無視でき、定常状態とみなすことができる。表1で Sd が減少すれば、 f_p は増大し、 f_p でのPS値は減少した。

10. 結 論

加熱正方形板からの熱気流の流れに与える安定成層の影響の特徴を次のように初めて明らかにした。この特徴は線熱源からの二次元ブルームとまったく異なった。なお下記事項の原因も明らかにした。

(1) 本熱気流を特徴づける事柄は加熱板の近傍の水平面上のベクトル分布にどの成層度でも $\times$ 分布が生じること、加熱板の局所ヌッセルト数分布は $\times$ 分布の影響を受けること、鉛直断面上のブルーム周囲のベクトル分布で、加熱板近傍に V 形、ブルーム周囲に水平面が生じることである。

(2) 本ブルームの時間依存性は負浮力状態のフロント近傍での不安定性に起因する。この負浮力域で熱気流は上昇した。時間依存性は成層度が増せば減少した。非常に強い成層度では定常化した。

(3) 中および強成層度で流れの特性は定性的にまったく異なった。中成層度では上昇流と成層が互いに影響しあう挙動、強成層度では成層の影響が卓越し、上昇流が微弱な挙動であった。フロント近傍のベクトル分布は中成層度では時間平均で Π 形、瞬時で Δ 形の立体形、強成層度では時間平均でも瞬時でも Δ 形の立体形であった。

(4) 成層度が増せば地面近傍での吸込速度が減少して、加熱板の平均ヌッセルト数は減少した。

面熱源形状が正方形の本結果は他の形状の面熱源からの熱気流の挙動やヒートアイランド気流の解釈にも示唆を与える点が多いと思われる。

文 献

- (1) Delage, Y. and Taylor, P. A., *Boundary-Layer Meteorology*, **1** (1970), 201-226.
- (2) Torrance, K. E., *J. Fluid Mech.*, **95-3** (1979), 477-495.
- (3) Giovannoni, J. M., *Boundary-Layer Meteorology*, **41** (1987), 9-26.
- (4) Noto, K., ほか3名, *Fluid Dyn. Res.*, **3** (1988), 1043-1048.
- (5) Noto, K. and Okamoto, H., *Int J. Energy Build.*, **15/16** (1991), 183-190.

- (6) 能登勝久・ほか2名, 機論, **58**-555, B (1992), 3429-3436.
 - (7) 能登勝久・ほか2名, 機論, **58**-555, B (1992), 3421-3428.
 - (8) Noto, K., *Int. J. Atmospher. Environ.*, **30**-3 (1996), 475-485.
 - (9) Lu, J., ほか3名, *J. Appl. Meteorol.*, **36** (1997), 1377-1391.
 - (10) Lu, J., ほか3名, *J. Appl. Meteorol.*, **36** (1997), 1392-1402.
 - (11) 能登勝久・ほか2名, 機論, **63**-614, B (1997), 3338-3346.
 - (12) Noto, K., ほか2名, *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **15**-1 (2001), 55-63.
 - (13) Kurbatskii, A. F., *J. Appl. Meteorol.*, **40** (2001), 1748-1761.
 - (14) 能登勝久・ほか2名, 機論, **68**-672, B (2002), 2340-2347.
 - (15) 能登勝久・ほか2名, 機論, **68**-674, B (2002), 2877-2885.
 - (16) 能登勝久・ほか2名, 機論, **69**-686, B (2003), 2321-2329.
 - (17) Husar, R. B. and Sparrow, E. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **11** (1968), 1206-1208.
 - (18) Rehm, R. G. and Baum, H. R., *J. Res. Nat. Bureau Standards*, **83** (1978), 297-309.
 - (19) 能登勝久・ほか2名, 機論, **67**-664, B (2001), 3161-3168.
 - (20) 日本機械学会編, 技術資料「流体の熱物性値集」, (1983), 162-193, 日本機械学会.
-