安定成層内の熱気流に発生するサーマル気筒による熱流動 (第1報, 温度特性)

能登勝久^{*1}, 三橋 聡^{*2}, 中島 健^{*1}

Flow and Temperature Due to Thermal Cylinders Occurring in Buoyant Flow in Stably Stratified Air (1st Report, Temperature Characteristics)

Katsuhisa NOTO^{*3}, Satoshi MITSUHASHI and Tsuyoshi NAKAJIMA

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Kobe University,
Rokkodai, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

By analyzing numerically a buoyant flow in stably stratified air in an enclosure, a thermal cylinder was found and the cross-over phenomenon (CO) was elucidated as follows: A plume occurred time-averagedly from a line heat source and its height was suppressed by stratification. To transport heat upwards from the plume front, an isothermal line was divided near the front and a thermal cylinder was generated. The time-averaged temperature decreased upwards in the plume, and the temperature at the front became lower than that in environment. Thus, the time-averaged cross-over occurred. In the region where thermal cylinders were rising intermittently above the front, the convective heat was transported by thermal cylinders and the conductive heat were transported from above and both side. As a result, the time-averaged temperature of the buoyant flow increased upwards and approached the environment temperature.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Stratified Flow, Natural Convection, Unsteady Flow, Thermal Cylinder, Cross-Over, Intermittent Motion

1. 緒 言

密閉容器内の安定成層内に設置された熱源から発生する熱気流は科学技術上への応用のみならず熱流体力学上でも重要である。ここでは熱源の上部で正浮力によって上昇する熱流動を「熱気流」と呼ぶ。上記のため安定成層内の熱気流が従来から研究されてきた。すなわち Torrance⁽¹⁾ は円筒容器内の底面に設置した加熱円板からの熱気流を数値計算と可視化実験を行って、定常分布を求めた。Giovannoni⁽²⁾ は矩形容器内の底面に設置した加熱円板からの熱気流を、能登ら⁽³⁾⁻⁽⁵⁾ と Noto ら⁽⁶⁾⁽⁷⁾ は矩形容器内に設置した水平線熱源(以後「ワイヤ」と記す)からの熱気流を、Lu ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾ は矩形容器内の底面に設置した加熱円板から熱気流をそれぞれ可視化・計測した。

さて上記の従来研究⁽²⁾⁻⁽⁹⁾ は現象が時間依存であることを示唆した。しかしこの時間依存挙動の特徴はまだ明らかにされていない。そのため本研究(本第1報とその続報)では矩形状の密閉容器内に形成した安定

成層内に設置したワイヤから発生する熱気流の時間依存性に着目し、熱気流を数値解析して、熱移動と流れの時間依存挙動の特徴を解明する。このことをより明らかにするために非成層状態の容器内および上壁が断熱の容器内に設置したワイヤからの熱気流も対象にする。なお従来の数値計算では非成層内の熱気流⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾, 安定成層内の熱気流の定常分布⁽¹⁾ が報告されたのみである。上壁が断熱条件での計算例はまったくない。

本第1報では数値計算の妥当性と熱気流の熱的挙動の時間依存性の特徴を明らかにする。その結果、数値計算の方法が妥当なこと、熱気流にサーマル気筒(熱気筒)が間欠的に発生し、クロスオーバ(以後「CO」と記す)域を間欠的に通過することを明らかにした。ここでCOとは高さが一定の断面上で熱気流温度が周辺より低温になる現象をいう。軸対称の筒状の高温域を本報では「サーマル気筒」(以後「TC」と記す)と呼んだ。CO現象とTCまたは球状のサーマルとの関連は従来まったく明らかにされていない。

時間平均のCO(以後「COM」と記す)はヒートアイランドの上空の熱気流の時間平均温度(以後「 θ_m 」と記す)の実計測⁽¹²⁾⁽¹³⁾ によって初めて知られた。Giovannoni⁽²⁾ と Lu ら⁽⁸⁾ は熱気流にCOMが生じる実験的事実を示した。しかし密閉容器内やヒートアイ

* 原稿受付 2001年11月19日。

^{*1} 正員, 神戸大学工学部(〒657-8501 神戸市灘区六甲台)。

^{*2} 神戸大学大学院。

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

ランドからの熱気流でCO現象の時間依存性や瞬時のCO(以後「COI」と記す)などは現在まだ解明されていない。本報ではCOIが存在することも明らかにする。

球状のサーマルはよく知られているが、球状のサーマルに関する従来研究は局所温度の測定⁽¹⁴⁾、鳥の飛しょう時での利用⁽¹⁵⁾、発生モデル論⁽¹⁶⁾、陽炎を模擬した加熱平板上の流脈の可視化実験⁽¹⁷⁾のみである。球状のサーマルに関する数値計算例はなく、TCに関する従来研究もまったくない。

主要記号

- a : 温度伝導率 m^2/s
 C_h : (上壁から容器内へ流入する全熱量)/(線熱源の発熱量) $= Dq_h/Q_s = (\partial\theta/\partial X)_h$
 f_p : (a/D^2) で無次元化したプルームの卓越振動数
 g : 重力の加速度 m/s^2
 Gr : グラスホフ数 $= g\beta(Q_s/\lambda)D^3/\nu^2$
 L : l を D で無次元化した値 $= l/D = 2(\delta X + \delta Y)$
 l : 熱線源の断面の周辺長さ mm
 Pr : プラントル数 $= \nu/a$
 Q_s : 軸方向への単位長ささと単位時間当たりの線熱源から周囲物体への対流熱量 $= lq_s \text{ W}/\text{m}$
 q : 熱流束 W/m^2
 q_h : 上壁から容器内へ流入する熱流束 $= \lambda(\partial\theta/\partial x)_h = (Q_s/D)(\partial\theta/\partial X)_h \text{ W}/\text{m}^2$
 q_s : 線熱源の熱流束 $= -\lambda(\partial\theta/\partial s) \text{ W}/\text{m}^2$
 Ra : レイリー数 $= Gr \times Pr$
 s : 線熱源の表面から垂直方向の距離 m
 t : 時刻 s
 U, V : x, y 方向の無次元速度 $= (u, v)(D/a)$
 u, v : x, y 方向の瞬時の速度 m/s
 X, Y : x, y 方向の無次元の座標 $= (x, y)/D$
 $\Delta X, \Delta Y$: X, Y 方向の無次元の格子幅
 $\Delta\tau$: 無次元の時間刻み
 $\delta X, \delta Y$: 線熱源の断面形状の無次元の高さと幅
 β : 体膨張係数 K^{-1}
 θ : 無次元の瞬時の局所温度 $= (\lambda/Q_s)(\theta - \theta_c)$
 θ : 瞬時の局所温度 K
 λ : 熱伝導率 W/mk
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 τ : 無次元の時間 $= (a/D^2)t$
 Ψ : 無次元の流れ関数 $= \psi/a$
 ψ : 流れ関数 $(u, v) = (\partial\psi/\partial y, -\partial\psi/\partial x) \text{ m}^2/\text{s}$

Ω : 無次元の渦度 $= (D^2/a)\omega$

ω : 渦度 $= \partial v/\partial x - \partial u/\partial y = -\Delta\psi \text{ s}^{-1}$

添字

c, e, h, s : 下壁, 周囲流体, 上壁, 線熱源

m, n : 時間平均, $Y=0 \sim 1$ の位置平均

max, min: 最大値, 最小値

2. 定式化

2.1 解析モデル 解析モデルを図1に示す。容器断面は幅 D , 高さ H , アスペクト比 $A(=H/D)$ である。容器内の流体は空気, 鉛直方向に x , 右水平方向に y 座標, 容器内の左下部が座標原点, 重力方向は $-x$ 方向, 容器の両側面は断熱, 下壁は等温度 θ_c , 上壁は等温度 $\theta_h(>\theta_c)$ か等熱流束 q_h である。上壁が下壁より高温であれば容器内に安定成層が形成される。点 (x_s, y_s) にワイヤが存在する。図1で容器内の中央下部の黒四角がワイヤである。ワイヤの熱流束は q_s , 表面温度は θ_s である。ワイヤから熱気流が立ち昇る。

上記の解析モデルでの3.2節で述べる可視化と計測実験⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾ではワイヤからの熱流動は二次元状態, 計測とスペクトル解析の実験⁽⁵⁾⁽⁷⁾では3.2節で述べるワイヤの最小発熱量での流れの全域は層流であった。本研究ではワイヤの発熱量は上記の最小発熱量より小さくする。上記から本解析モデルでの熱流動を二次元・時間依存・層流とみなせる。

2.2 基礎方程式 したがってワイヤと容器壁の間に存在する空間での熱流動を支配する基礎方程式は二次元・時間依存・層流の連続の式, 浮力項をもつナビエ・ストークス式, およびエネルギー式である。浮力項はブジネスク近似で表した。流れ関数 ψ と渦度 ω を導入し, 上記の諸式を流れ関数-渦度法で変形した。さらに無次元化(記号欄参照)すれば, 次式のポアソン式, 渦度輸送の方程式, エネルギー式を得る。

Fig. 1 Physical model

$$\Delta\psi = -\Omega \dots\dots\dots (1)$$

$$\{\partial\Omega/\partial\tau + \partial(\Omega, \psi)/\partial(X, Y)\}/Pr \\ = \Delta\Omega - Ra(\partial\theta/\partial Y) \dots\dots\dots (2)$$

$$\partial\theta/\partial\tau + \partial(\theta, \psi)/\partial(X, Y) = \Delta\theta \dots\dots\dots (3)$$

2.3 境界条件 境界条件は次式になる。なおワイヤ断面の中心は座標 (X_s, Y_s) にある。

$$(1) \text{ 線熱源: } \partial\theta/\partial S = -1/L, \psi = 0,$$

$$(i) \quad X_s - \delta X/2 < X < X_s + \delta X/2, Y = Y_s,$$

$$\pm \delta Y/2: \Omega = -\partial^2\psi/\partial Y^2,$$

$$(ii) \quad X = X_s \pm \delta X/2, Y_s - \delta Y/2 < Y < Y_s,$$

$$\pm \delta Y/2: \Omega = -\partial^2\psi/\partial X^2,$$

$$(iii) \quad X = X_s + \delta X/2, Y = Y_s \pm \delta Y/2 \text{ および}$$

$$X = X_s - \delta X/2, Y = Y_s \pm \delta Y/2: \Omega = -\Delta\psi \\ \dots\dots\dots (4)$$

$$(2) \text{ 上壁 } (X=A, 0 < Y < 1): \partial\theta/\partial X = C_h,$$

$$\text{または } \theta = \theta_h, \psi = 0, \Omega = -\partial^2\psi/\partial X^2 \dots\dots (5)$$

$$(3) \text{ 下壁 } (X=0, 0 < Y < 1): \theta = \theta_c, \psi = 0,$$

$$\Omega = -\partial^2\psi/\partial X^2 \dots\dots\dots (6)$$

$$(4) \text{ 両側壁 } (0 < X < A, Y=0, 1): \partial\theta/\partial Y = 0,$$

$$\psi = 0, \Omega = -\partial^2\psi/\partial Y^2 \dots\dots\dots (7)$$

3. 数値解析

3.1 格子生成と離散化とアルゴリズム 容器内に格子幅 ΔX と ΔY の格子を生成した。本計算では $\Delta X = \Delta Y$ とした。式(1)~(3)での空間微分を2点または3点の中心差分(二次精度), 時間微分を2点の後退差分(一次精度), ノイマン形の境界条件式を容器壁面上と容器内の4点表示(二次精度)で離散化した。式(2)と式(3)をADI法(二次精度), 式(1)をSOR法(二次精度)で解いた。ADI解法時に生じる行列をトーマス法で解いた。SOR法での各時間ステップでの収束の判定条件の相対誤差は解像度の向上のために 1.0×10^{-4} 以下とした。強制的な初期かく乱は与えない。非成層, 断熱, 成層条件での初期値は容器内の全域の流体の流れ関数 ψ と瞬時温度(以後「 θ 」)とのみ記すがともに零である。本研究の計算と作図の全プログラムは自作した。

3.2 計算の物理条件 容器形状とワイヤ位置と流体種類は従来実験⁽³⁾⁻⁽⁷⁾と同一, よって $A=1.25$, $X_s=Y_s=0.50$, $H_s(=A-Y_s)=0.75$, $Pr=0.72$ (空気)とした。下壁の温度は $\theta_c=0$, 上壁の熱的条件は C_h (記号欄参照)が 0, 0.01, 0.03, 0.1, 0.2 の5種類, θ_h が 0 の1種類である。本報では $\theta_h=0$ を「非成層」, $C_h=0$ を「断熱」, $C_h>0$ を「成層」の条件と呼ぶ。非成層条件である Ra 数以上のブルームは自然に左右に揺れ(揺動⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾), さらに安定成層によって

揺動の振幅と振動数が増大した⁽³⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾。TCの時間依存の挙動をより明確にするためには, 揺動が微弱な条件の選定が必要である。そのため Ra 数を従来実験⁽³⁾⁻⁽⁷⁾での最小値の約 $1/60$ の 1.0×10^7 とした。この Ra 数で非成層条件の層流ブルームが実際に計測された⁽²⁰⁾。そのためこの Ra 数は現実的な値であった。

4. 妥当性の検討

4.1 格子依存性 (X, Y) 方向の格子数が格子系 A(52, 42), B(101, 81), C(152, 122) の3種類で非成層条件のブルームを数値計算した。 $\Delta\tau$ を 1.0×10^{-5} とした。振動数 f_p は格子系 B での値は従来値⁽¹⁰⁾と一致し, 格子系 A では -30.3% , C では -4.28% だけ格子系 B と相違した。したがって格子系 B の計算結果が妥当と判断できた。1周期以上の瞬時値の時系列データを時間平均し, 時間平均値を求めた。対称面の近傍以外では格子系 B と C の時間平均速度 U_m は一致し, 格子系 B と C の θ_m も一致した。点 $(X, Y) = (0.875, 0.550)$ での格子系 B との相違量は U_m では A で 6.20% , C で -1.34% , θ_m では A で 9.23% , C で -4.62% であった。格子系 B に比較して, 格子系 A では ΔX が大きいことによる打ち切り誤差, 格子系 C では拡散数 $\{\nu\Delta t/(\Delta X)^2\}$ が大きいことによる数値不

(a) Time-averaged temperature θ_m

(b) Time-averaged velocity U_m

Fig. 2 Comparison with previous results⁽¹¹⁾ on midplane at $\theta_h=0$, $Ra=1.0 \times 10^6$ and $H_s=0.75$

安定性が生じていると推測できた。 $\Delta\tau \leq 1.0 \times 10^{-5}$ では格子系Bの結果は同一であった。よって $\Delta\tau = 1.0 \times 10^{-5}$ が妥当であった。そのため以下には格子系Bの $\Delta\tau = 1.0 \times 10^{-5}$ での計算結果を示す。

4・2 水平線熱源の形状と寸法 ワイヤ断面の格子要素(格子で囲まれる最小面積の領域)の数は4個($=2 \times 2$)、 $\delta X = \delta Y = 0.025$ とした。ワイヤ断面の形状と寸法の影響を次のように検討した。非成層条件の対称面($Y=0.5$)上の θ_m と U_m の本計算値と従来値⁽¹¹⁾との比較を図2に示す。従来研究でのワイヤ断面の形状と寸法は(i)格子要素数が1個($=1 \times 1$)で1辺長さが $(1/64)D$ の正方形断面、(ii)直径 $(1/20)D$

(a) Streamline
at $\tau = 0.598$
($\Delta\psi = 1.0$,
 $|\psi| \leq 50.21$)

(b) Isotherm
at $\tau = 0.598$
($\Delta\theta = 0.005$,
 $0.0 \leq \theta \leq 0.320$)

(c) Previous results⁽¹¹⁾

Fig. 3 Plume at $\theta_h = 0$, $Ra = 1.0 \times 10^7$ and $H_s = 0.75$

Fig. 4 Dominant frequency at $\theta_h = 0$

の円形断面、(iii)直径 $(1/70)D$ の円形断面の3種類である。ワイヤ表面で(i)ではスリップ条件、(ii)と(iii)では粘着条件が課された。上記の(i)~(iii)では揺動が生じていなかった⁽¹¹⁾。揺動の有無の相違のため図2のように本計算値は従来の(iii)の分布と一致した。

4・3 熱流動の物理量 非成層条件での本計算の流線と等温線の瞬時分布を図3(a)と図3(b)に、従来の分布⁽¹¹⁾を図3(c)に示す。熱流動域($X_s < X < A$, $0 < Y < 1$ の領域)で図3(a)と図3(c)左半分の流線分布は一致した。図3(b)と図3(c)右半分の等値線分布も一致した。本計算で温度変化の振幅と周期と波形は時間が経過しても変化しなかった。非成層条件の波形の振動数解析を行った。振動数の分布を図4に示す。本結果は図4のように従来結果⁽¹⁰⁾に一致した。上記から本計算によって安定かつ妥当な数値解が得られ、熱気流の解像度は妥当であった。

5. 容器内の温度分布

5・1 熱気流 図3(a)と図3(b)でともにワイヤから熱気流が継続して上昇しつづけた。すなわちプルームが形成された。図に示す時刻ではやや左右非対称であった。これは非成層場での揺動⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾に起因した。断熱と成層条件での等温線の瞬時分布の時間変化を図5に示す。図5の分布は図3(b)の分布と定性的にまったく異なった。

5・2 線熱源の温度 ワイヤ表面の8格子点の θ を位置平均した値 θ_s は後述のTCの離脱と連動して時間変化した。 θ_s を時間平均してワイヤ温度 $\theta_{s,m}$ を求めた。この $\theta_{s,m}$ 、ワイヤ温度の時間変動量($\text{Max}|\theta_s - \theta_{s,m}|$)、上壁の θ の位置と時間の平均値 $\theta_{h,m,n}$ 、ワイヤと上壁の平均温度差($\theta_{s,m} - \theta_{h,m,n}$)を表1に示す。 $\theta_{s,m}$ は Ra 数が一定であっても表1のように異なった。すなわち非成層条件ではワイヤからも後述のように上壁からも熱が逃げやすいため、 $\theta_{s,m}$ が低くなった。成層層が増せば、ワイヤから熱が逃げにくくなって、 $\theta_{s,m}$ が高くなった。

Table 1 Wire temperature

Cond.	$\theta_{s,m}$	$\text{Max} \theta_s - \theta_{s,m} $	$\theta_{h,m,n}$	$(\theta_{s,m} - \theta_{h,m,n})$
$\theta_h = 0$	0.353	0.006	0.0	0.353
$C_h = 0$	0.874	0.030	0.674	0.200
$C_h = 0.01$	0.884	0.030	0.683	0.201
0.03	0.894	0.022	0.702	0.192
0.10	0.930	0.018	0.785	0.145
0.20	0.979	0.019	0.903	0.076

Fig. 5 Time-dependent isotherm at $Ra=1.0 \times 10^7$ ($\Delta\theta=0.005$, $\theta_{\min}=0.0$)

5.3 上壁面での流入熱量 非成層条件では $C_h = -0.96$ の計算結果になったため C_h の定義からワイヤの発生熱量の96%が容器の上壁から流出した。断熱条件では上壁で熱の出入りはない。成層条件では上壁からワイヤの発生熱量の C_h 倍の熱が容器内へ流入した。非成層から断熱条件に変化すれば、上壁での熱の出入りがなくなるため、上壁と熱流動域が表1と図5(a)のように高温化し、熱流動域での温度こう配が減少し、さらにワイヤ温度と周囲温度の差、よって正浮力が減少し、熱気流の上昇駆動が抑制された。

5.4 下壁面からの流出熱量 容器内の下壁からの流出熱量は $(1+C_h)$ である。この値は5.3節から非成層条件で0.04、断熱条件で1.0、成層条件で $(1+C_h)(\geq 1.0)$ になる。すなわち非成層から断熱条件に変化すれば下壁から熱が大量に流出した。断熱と成層条件では上壁から容器内への流入熱量およびワイヤの発生熱量のすべてが最終的には下壁から流出する。すなわち断熱と成層条件ではワイヤの発生熱は上方向へ輸送されても、上壁までは輸送されない。

5.5 熱流ベクトルの方向と成層度 熱流動域で上昇する熱気流でない領域を「周囲」、この周囲の流

体を「周囲流体」と呼ぶ。容器内には X 方向に流れる熱気流とほぼ静止状態の周囲流体が存在した。5.3節と5.4節から熱流動域の全域での空間平均の熱流ベクトルは非成層条件では X 方向を、成層条件では $-X$ 方向を向き、断熱条件では存在しない。そのため非成層条件のプルームは図3(b)のように X 方向に低温化した。周囲温度(以後「 θ_e 」と記す)は X 方向に断熱条件では図5(a)のように一定温度化、成層条件では図5(b)のように高温化した。図5で θ_e が時間変化した。その変化量は $\theta < 1 \times 10^{-3}$ であった。そのため θ_e は時間的にほぼ一定とみなすことができた。周囲流体の成層度 st を $(\partial\theta_e/\partial X)_m$ で定義した。 st 値は C_h 値に等しかった。このことは熱源が存在しない場合と一致した。すなわち $0 \leq C_h$ では周囲に成層度 $st \geq 0$ の温度分布が生成された。

5.6 サーマル気筒の存在 図5と断熱と成層条件でワイヤの上部に等温線の閉曲線が存在した。この閉曲線で囲まれた領域内は周囲より高温であって、時間とともに上昇し、ある高さで消滅した。この高温領域は球状ではなくて水平の筒状であって、この高温領域を「サーマル気筒」と呼ぶ。図5の等温線群の温度

Fig. 6 Time-dependent temperature on midplane ($Y=0.5$) at $Ra=1.0 \times 10^7$

Fig. 7 Time-averaged temperature on $Y=0.5$ (midplane) and 0.7 at $Ra=1.0 \times 10^7$

Fig. 8 Time-averaged temperature on given height at $Ra=1.0 \times 10^7$

間隔 $\Delta\theta$ では TC が 2 個または 1 個存在した。しかし $\Delta\theta < 0.005$ では TC が $C_h=0, 0.03$ で 2 個強, 約 2 個存在した。TC のサイズは C_h が一定ではワイヤ近傍から離ればほぼ一定であった。この一定サイズは C_h が増せば減少した。TC の中心は対称面上に存在した。なお図 2 の非成層条件では TC は存在しなかった,

6. 熱気流の時間平均温度の周囲温度への接近の仕方

6・1 プルーム温度の特性 図 2 の非成層条件の高さ一定の断面上で熱気流の θ と θ_m は周囲より高温であった。そのため熱気流はどこでもつねに正浮力を持ち、継続して上昇し、プルームを形成した。プルームから周囲へ伝導熱がつねに移動した。そのため 5・5 節で指摘したようにプルームの温度は図 2(a) のように X 方向へ低温化した。この X 方向への低温化は熱気流本来の特性である。

6・2 熱気流の時間平均温度の X 方向への変化

断熱と成層条件の熱気流の θ の時間変化を図 6 に示す。図 6 のような分布から θ_m を求めた。対称面上と高さ一定の断面上の θ_m を図 7 と図 8 に示す。断熱条件では図 7(a) と図 8(a) のように $0.68 < X$ で θ_m と θ_e との差異が 1.0×10^{-3} 以下で X 方向に一定温度化した。成層条件では図 7(b) のように $0.79 < X$ で θ_m との差異が 1.0×10^{-3} 以下で θ_e と一致し、 X 方向に高温化した。

すなわち熱気流の温度が θ_e に接近し、さらに到達するためには、 X の増加によってまず減少し、次に X 方向に断熱条件では一定温度化、成層条件では高温化しなければならない。上記の減少は 6・1 節での熱気流の本来の特性のため可能である。しかし X 方向に一定温度化または高温化する特性を熱気流はもともとたない。そのため熱気流は伝導熱か対流熱をもらわなければ X 方向に一定温度化または高温化はできない。

6・3 高さ一定断面上での熱気流の時間平均温度

断熱条件では図 8(a) の $X=1.050$ で θ_m は θ_e と等しかった。すなわち熱気流は周囲の温度と等しかった。成層条件では図 8(b) の $X=0.688$ のように θ_m と θ_e より小さくなった。すなわち熱気流は周囲より低温になって、クロスオーバーが生じた。

7. 線熱源の近傍の熱的挙動

7・1 線熱源の近傍のプルーム 図 5 でワイヤに直近の領域に継続して立ち昇る熱気流すなわちプルー

ムが次の領域に時間平均的に存在した。なおブルームの先端位置はワイヤを取り囲む時間平均の等温線群のうちで最低温度の等温線の上端部で特定した。 $C_h=0$ では $0.50 \leq X \leq 0.89$, $C_h=0.03$ では $0.05 \leq X \leq 0.73$, $C_h=0.2$ では $0.50 \leq X \leq 0.65$ であった。

7・2 ブルーム先端でのサーマル気筒の離脱 上記のようにブルーム高さが断熱壁および成層によって強制的に抑制された。そのためブルーム先端から X 方向に熱が当然逃げる。その結果, $C_h(\geq 0)$ のどの場合も $X=0.68$ で等温線が間欠的に分断され, TC が次のように間欠的に離脱した。図示しないが, 図 5(a) のワイヤのごく近傍の拡大図でブルーム先端近傍の時間変化に着目する。まず図 5(a-v) と図 5(a-i) でブルーム先端がやや上方向へ移動し, 図 5(a-ii) でブルーム先端がやや膨らんだ。次に図 5(a-iii) と図 5(a-iv) でブルーム先端が急激に上方向へ伸びブルーム先端の下側域に等温線の閉曲線が生じた。図 5(a-iv) と図 5(a-v) の間で TC が離脱した。この離脱によって図 5(a-v) の状態に戻った。その後, 上記と同じプロセスを繰返した。その結果, TC は離脱を間欠的に続けた。上記の離脱の状況は成層条件でも同様であった。

上記のように熱気流はワイヤ近傍のブルームとブルームの上部で TC をもつ熱気流とで成る。

8. クロ ス オー バ

8・1 ブルーム域 ワイヤ近傍のブルーム域では θ_m は X 方向に当然低下した。ブルーム先端での θ_m は断熱条件では θ_e とほぼ一致し, COM も COI も生じなかった。しかし成層条件ではその高さの θ_e より低温になって, ブルーム先端までの領域に COM が生じた。COI は生じなかった。 θ_e は X 方向に増大した。その結果, ブルーム先端で CO 強度(対称面と周囲の温度差)が最大になった。この COM 域はブルームの内部に存在し, さらに等温線分布が図 5(b) で観察されるようにブルームと周囲とでつながらなかった。そのためこの COM 域には上側および両側方からは上壁からの伝導熱は流入しなかった。

8・2 ブルームの上部

8・2・1 瞬時と時間平均のクロスオーバー ブルームの上部の CO には COM と COI の 2 種類が次のようにあった。COM では高さ一定の断面上の θ_m の分布(図 8)で熱気流が周囲より低温になる。COI では θ の等値線(図 5)が対称面の近傍で上方向に持ち上がる。COM が生じていなくても COI が生じることがあった。

8・2・2 断熱条件 断熱条件では図 7(a) と図 8(a) のように COM は生じなかった。しかし図 5(a) で対称面近傍の瞬時の等温線が X 方向に持ち上がった。さらに $\Delta\theta < 0.005$ で作図したどの等温線分布でも TC が上壁の近傍まで存在した。すなわち断熱条件の熱気流には COI が間欠的に上壁近傍まで生じた。

8・2・3 成層条件 6・4 節での成層条件の熱気流の低温域は COM である。図 5(b) で COM が $0.72 \leq X \leq 1.04$ に存在し, 瞬時の等温線の持ち上げは上壁近傍まで存在した。しかし持ち上げ具合は X とともに徐々に減少した。ただし $1.04 < X$ での高さ一定断面上での対称面上と周囲との θ の差は 1.0×10^{-3} 以下の微小量であった。したがってこの領域での等温線の持ち上げは無視でき, この領域に COI は生じていなかった。さらにこの領域に TC は存在しなかった。

上記からブルームの上部の COM と COI には TC が必ず生じていた。TC が生じていれば COM か COI であった。

9. サーマル気筒と熱移動

本章ではブルームの上部の熱気流について述べる。

9・1 サーマル気筒の作用 断熱条件ではブルーム先端から上壁近傍まで 8・2・2 項で述べたように COI が生じた。成層条件では 8・1 節のようにブルーム先端では COM が生じた。さて上記の時間平均の中立または負浮力域では正浮力は時間平均的には当然生じない。そのためそこでは間欠的な高温域によってのみワイヤ熱の X 方向への対流輸送が可能である。この間欠的な高温域こそが TC であった。

9・2 熱移動の仕方

9・2・1 断熱条件 断熱条件では上壁から容器内に熱が流入しないため, 上壁からの伝導熱は熱気流に流入しない。さらに 6・3 節で述べたように熱気流は周囲と同一温度であった。そのため両側方から熱気流に伝導熱は流入しない。したがって断熱条件の COI には TC による対流熱のみが流入し, TC による対流熱のみによって熱気流の θ_m は X 方向へ一定化できた。

9・2・2 成層条件 成層条件の熱気流には TC によって対流熱が下側から流入する。この流入によって熱気流の θ_m を X 方向へ一定化できるが, 高温化はできない。そのため熱気流には 5・5 節のように上側から伝導熱が流入する。しかし熱気流は X 方向へ流れている。そのため上側からの伝導熱の流入量は上記の対流によって静止している場合より当然減少する。したがってこの伝導熱による熱気流の X 方向への高温

化度合はほぼ静止状態の周囲流体の θ_e の X 方向への昇温度合より小さい。しかし COM 域は図 8(b) のように周囲より低温のため両側方からも上壁からの伝導熱が COM 域に流入する。この流入熱量は比較的大きい。上記の 3 種の熱移動によって熱気流は X 方向へ θ_e の昇温度合以上に高温化できたと考えられる。その結果、CO 強度が X 方向に減少し、ある高さで θ_e に到達し、COM が消滅した。

9.3 サーマル気筒の瞬時温度 断熱と成層条件での θ の時間変化を図 6 に示す。図 6(b-i) はワイヤ近傍の TC の離脱前、図 6(a-i), 図 6(a-ii), 図 6(b-ii) は離脱後で TC が上昇中の分布である。図 6 の各図で θ はほぼ正弦波状に変化し、高温と低温が同じ頻度で間欠的に交互に生じた。離脱前でも温度変化が顕著であった。離脱後の各図で最高温度が TC の θ 、最低温度は TC 間⁽²¹⁾ の温度であった。最低温度より高温の現象は TC に起因する。TC は X 方向へ移動し、周囲へ熱を放出し、温度が低下する。そのため X が増せば温度の位相は遅れ、振幅は減少した。TC の消滅位置は断熱条件では COI が消滅した上壁近傍、成層条件では COM が消滅した位置であった。

9.4 成層度が増大した場合 成層度が増せば CO 強度が増し、ワイヤ温度が上昇し、TC の発生頻度が増した。そのため上側と両側方から CO 域へ流入する伝導熱量および TC による対流熱量が増加した。その結果、成層度が増せば、熱気流自体がより高温化し、ワイヤにより近い位置で周囲の成層流体の温度に到達できた。

10. 結 論

断熱と成層条件での熱気流での TC と CO 現象を次のように明らかにした。

(1) ワイヤに直近の領域にブルームが時間平均的に存在した。断熱上壁または成層によってブルーム高さが抑制された。そのためブルームの先端から X 方向に熱が当然逃げる。その結果、ブルームの先端近傍で等温線が分断され、TC が間欠的に離脱し、上昇した。この TC によってワイヤ熱が上方向へ対流輸送された。

(2) θ_m は上記のブルーム域では X 方向に低下した。ブルーム先端で、断熱条件では周囲温度とほぼ一致し、COM は生じなかった。成層条件では θ_e より低温になって、COM が生じた。

(3) 断熱条件でのブルームの上部の熱気流では TC が上昇し、COI が間欠的に生じた。しかし COM は生じなかった。TC の対流熱のみによって熱気流の θ_m が X 方向へ一定化できた。

(4) TC が上昇中の成層条件の熱気流には COM が生じた。この COM には TC による対流熱および両側方と上側から伝導熱が流入した。その結果、熱気流の θ_m が X 方向へ高温化し、 θ_e に近づいた。

文 献

- (1) Torrance, K. E., *J. Fluid Mech.*, **95**-3 (1979), 477-495.
- (2) Giovannoni, J. M., *Boundary-Layer Meteorology*, **41** (1987), 9-26.
- (3) 能登勝久・ほか 2 名, 機論, 58-555, B(1992), 3429-3436.
- (4) 能登勝久・ほか 2 名, 機論, 58-555, B(1992), 3421-3428.
- (5) 能登勝久・ほか 2 名, 機論, 63-614, B(1997), 3338-3346.
- (6) Noto, K., *Int. J. Atmospher. Environ.*, **30**-3(1996), 475-485.
- (7) Noto, K., ほか 2 名, *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **15**-1 (2001), 55-63.
- (8) Lu, J., ほか 3 名, *J. Appl. Meteorol.*, **36** (1997), 1377-1391.
- (9) Lu, J., ほか 3 名, *J. Appl. Meteorol.*, **36** (1997), 1392-1402.
- (10) Desrayaud, G. and Laurit, G., *J. Fluid Mech.*, **252** (1993), 617-646.
- (11) Deschamps, V. and Desrayaud, G., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **8**-1 (1994), 84-91.
- (12) Bornstein, R. D., *J. Appl. Meteorol.*, **7** (1968), 572-582.
- (13) Clarke, J. F., *Mon. Wea. Rev.*, **97** (1969), 582-589.
- (14) Townsend, A. A., *J. Fluid Mech.*, **5** (1959), 209-241.
- (15) Cone, C. D., *Am. Sci.*, **50** (1962), 180-209.
- (16) Howard, L. N., *Proc. 11th Cong. Appl. Mech.* (Gortler, H., ed), (1966), Berlin, Springer.
- (17) Sparrow, E. M., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **41** (1970), 793-800.
- (18) Noto, K., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **3**-4 (1989), 428-434.
- (19) Noto, K., ほか 2 名, *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **13**-1 (1999), 82-90.
- (20) Gebhart, B., ほか 3 名, *Buoyancy-Induced Flows and Transport*, (1988), 78, Springer-Verlag.
- (21) Noto, K., ほか 2 名, *Proc. 4th JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, **2** (2000), 245-250.