水平線熱源からの乱流プルームの時間平均温度特性 および乱流遷移*

能登 勝久^{*1}, 本田 充信^{*2}, 中島 健^{*1}

Time-Averaged Temperature Characteristics in Transition and Turbulent Regions of the Plume above a Line Heat Source

Katsuhisa NOTO, Mitsunobu HONDA and Tsuyoshi NAKAJIMA

The time-averaged temperature characteristics of the turbulent transition and turbulent regime of the thermal plume above a line heat source are elucidated experimentally under the condition without meandering. The time-averaged temperature on the midplane in the turbulent and transitional region can be expressed by $(T_{cl} - T_{\infty}) / (Q / \lambda Pr) = 2.81 Gr_x^{-1/3}$ and $(T_{cl} - T_{\infty}) / (Qh(0) / \lambda Pr) = 2.67 \times 10^2 Gr_x^{-1/2}$. When the heat rate is larger than 27.8 W/m, the turbulent plume shows self-preservation and the temperature at a given height and halfwidth of the plume can be expressed by $Gr_x^{1/3} (T - T_{\infty}) / (Q / \lambda Pr) = 2.81 \{1 + \cos(\xi\pi/36)\} / 2$ and $\delta / (\lambda \nu^2 Pr / g \beta Q)^{1/3} = 18.0 Gr_x^{2/15}$. The plume width increases abruptly in the transitional region.

Key Words: Natural Convection, Unsteady Flow, Transition, Turbulent Flow, Thermal Plume, Time-Averaged Temperature, Plume Width, Self-Preservation, Heat Rate

1. 緒 言

水平線熱源からの層流プルームは、人工的なく乱を与えなくても、自然に左右に揺動 (swaying) する。周囲流体温度が鉛直方向に等温 (非成層) のとき、Forstrom ら⁽¹⁾ は空気プルームが揺動することをはじめて示し、Schorr ら⁽²⁾ は空気、水、およびシリコンオイル中のプルームが、Fujii ら⁽³⁾ はスピンドル油のプルームが確かに揺動することを示した。Noto⁽⁴⁾ は層流の空気プルームの揺動特性および揺動振動数を明らかにした。

しかし水平線熱源からのプルームの乱流遷移および乱流特性に関する従来の研究は少ない。Rouse ら⁽⁵⁾ および Lee ら⁽⁶⁾ は、線熱源を模擬した線燃焼源からの乱流プルームを、二次元の定常境界層理論で解析した。Rouse ら⁽⁵⁾ は時間平均速度および温度を測定した。Forstrom ら⁽¹⁾ は、 $1.77 \leq Q \text{ [W/m]} \leq 17.1$ の低加熱量 (Q) で、Bill ら⁽⁷⁾ は $13.0 \leq Q \text{ [W/m]} \leq 67.8$ で、線熱源からの空気プルームの乱流への遷移グラスホフ数を求めた。しかしそれらは互いに異なる。能登ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾ は空気

の乱流プルームの温度波形の特徴を明らかにし、対称面上の初期遷移終了グラスホフ数 $Gr_b (= 7.52 \times 10^8)$ を求め、スペクトルから対称面上の乱流への遷移開始と終了のグラスホフ数 $Gr_s (= 2.0 \times 10^8)$, $Gr_e (= 2.0 \times 10^9)$ 、および対称面上と高さ一定断面上の流れ状態、すなわち層流、遷移、乱流状態を特定した。

しかし、上記のように、線熱源からの乱流プルームで、最も基本的な特性の一つである時間平均特性は現在未解明である。したがって、本研究では、非成層空気中の線熱源からのプルームの乱流遷移および乱流域の時間平均温度特性 (時間平均温度、その自己保存性、プルーム半値幅) を実験的に明らかにし、従来のノズルからの乱流プルームとも比較する。本報では、流れ状態の特定結果⁽⁹⁾ を用いる。

2. 記 号

a : 温度伝導率 m^2/s

B : 密閉容器の幅 m

C_1, C_2 : 定数

d : 熱線源の直径 m

g : 重力の加速度 m/s^2

Gr_x : 熱量基準グラスホフ数 $= x^3 g \beta Q / \nu^2 \lambda Pr$

$h(0)$: 無次元温度の固有値 (空気では、0.373 28)

* 原稿受付 平成4年4月22日。

*¹ 正員、神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台)。

*² 神戸大学学生。

鉛直方向座標の原点を置いた。本研究では層流から乱流への遷移域の諸分布を明らかにするため、線熱源からのプルームで仮想原点を考慮していない従来の諸研究が多いため、本研究でも、線熱源の中心に x 座標の原点を置いた。

物性値は各高さ x の代表温度 T_r で評価した。容器内空気の温度などが実験日ごとに異なるため、同一加熱量および同一高さのグラスホフ数は、実験日によって若干異なることがあった。

プルーム挙動は容器外からの外乱に対しても極めて鋭敏であるため、シュリーレン装置 ($L_s, L, P_h, P_m, C_m, C_m, P_m, K, C_4$) でプルーム温度場を常に観察し、容器外の温度の外乱が容器内に影響しないことを確認しながら実験を進めた。

本実験の層流域の測定結果は、4・3節で従来の結果に一致した。さらに乱流域の結果は、4・3節および4・5節で、線熱源からの乱流プルームの特性と傾向が一致した。本測定方法にさらにスペクトル解析を行った結果、得られた層流域のプルームの揺動振動数は従来の結果⁽⁴⁾に一致した。したがって本実験のプルーム形成、測定方法、および測定結果は正しいと判断できた。

(a) 実験容器および可視化法

(b) 高さ一定断面上のプルーム気流 ($Q=83.6 \text{ W/m}$)

図2 メンダリング

4. 結果および考察

4・1 メンダリング まず水平線熱源からのプルームの軸方向への揺動（メンダリング）の有無を調べた。図2(a)のように、図1の容器と同一の高さ H および奥行き W を持ち、幅 B が可変できる容器を別に作製した。その容器内に煙を充満させ、シート状の光を水平方向に照射して、線熱源の全長から立ち昇るプルームの水平方向への変化を可視化した。線熱源から 50 mm 上方の水平断面上のある一瞬の結果を図2(b)に示す。

容器幅 $B=800 \text{ mm}$ では、メンダリングは発生しなかった。しかし幅が小さくなれば ($B=600 \text{ mm}$)、メンダリングが発生し始めた。幅がさらに小さくなれば ($B=400, 200, 100 \text{ mm}$)、メンダリング振幅は増大した。幅が極めて小さくなれば ($B=60 \text{ mm}$)、流れが側壁間に拘束される結果、メンダリング振幅は小さくなった。このメンダリングの軸方向への変化模様は規則的ではなく、不規則である。このメンダリングの発生原因は、線熱源からの上昇流と、側壁に沿う下降流との干渉と考えられ、Urakawa ら⁽¹¹⁾の考えと一致する。したがって、本実験の容器幅を、メンダリングが発生しない $B=800 \text{ mm}$ にした。

4・2 プルームの時間平均二次元性 図1の容器内に煙を充満せ、鉛直方向のスリット光 (Pl_3) を線熱源軸に沿って照射して、プルームを可視化し、同時に熱電対でプルームの時間平均温度の z 方向への変化を計測した。その結果、 $-250 < z [\text{mm}] < 250$ では、プルームの時間平均温度は z 方向に変化せず、線熱源の端末効果⁽²⁾が発生しないことがわかった。なお遷移および乱流状態のプルーム温度は乱れのため当然 z 方向への瞬時変化が存在した。シュリーレン法でプルームを観察した結果、プルーム内に渦が可視化された⁽⁸⁾。シュリーレン法では、容器奥行き幅 W 全体の積分量が観察される。したがって本実験のプルームは、時間平均的に z 方向に変化せず、 x および y 方向にのみ変化することがわかった。よって測定は熱線源の中央断面上で行った。

4・3 遷移域および乱流域の対称面上の時間平均温度 プルームの時間平均温度分布を図3に示す。中心面 ($y=0$) 上の分布を図3(a)に示す。破線1は揺動を考慮しない定常層流境界層の理論結果⁽¹⁰⁾である。層流域の本実験値は従来の Schorr ら⁽²⁾および Brodowicz ら⁽¹²⁾の測定値、および図示しないが、Forstrom ら⁽¹⁾、Fujii ら⁽³⁾、および Noto⁽⁴⁾の層流域の測定結果と一致し、本実験方法が正確であることがわか

った。層流域の時間平均温度分布は、従来から実線 2 で近似⁽⁴⁾され、次式で表された。

$$(T_{cl} - T_{\infty}) / \{Qh(0) / \lambda Pr\} = 0.85 Gr_x^{-1/5}$$

(層流域).....(1)

破線 1 および実線 2 の傾斜はともに $-1/5$ である。測定値 (実線 2) は定常境界層理論解 (破線 1) より約 15% 小さい。これは、定常境界層理論の線熱源の下側からのブルームへのエントレイメント⁽¹³⁾の無視に起因する。

時間平均温度分布は、グラスホフが増大すれば、こう配 $-1/5$ から徐々に離れた。これはブルームの乱流遷移に起因する。しかし図 3 (a) を観察する限り、乱流への遷移開始点および終了点を明確に定量的に特定することは不可能である。スペクトル分布⁽⁹⁾からは $Gr_s = 2.0 \times 10^8$ および $Gr_e = 2.0 \times 10^9$ である。この遷移領域を、Forstrom ら⁽¹⁾ および Bill ら⁽⁷⁾ の遷移領域と

ともに、図 3 (a) に横線で示す。図 3 (a) の上向き黒矢印は初期遷移域と後期遷移域の境界グラスホフ数 Gr_b ⁽⁸⁾ の位置を示す (図 6 でも同様)。

低加熱量 ($Q = 8.73 \text{ W/m}$) および高加熱量 ($Q \geq 27.8 \text{ W/m}$) のどの加熱量でも、乱流域の時間平均温度分布は図 3 (a) の実線 3 で近似され、 $-1/3$ の傾斜値を持ち、次式で表された。

$$(T_{cl} - T_{\infty}) / \{Qh(0) / \lambda Pr\} = 7.52 Gr_x^{-1/3}$$

(乱流域).....(2)

式 (2) から、乱流ブルームの温度 ($T_{cl} - T_{\infty}$) は $Q^{2/3}$ に比例し、 x に反比例することがわかる。なお Forstrom ら⁽¹⁾ および Bill ら⁽⁷⁾ は乱流域で、式 (2) または次の式 (3) に相当する実験式を提示しなかった。しかし Bill ら⁽⁷⁾ は乱流域の対称面上の時間平均温度分布が $Q^{2/3}$ に比例することを指摘した。この指摘は式 (2) に一致する。式 (2) の $h(0)$ に 0.37328 を代入すれば、次式になる。

$$(T_{cl} - T_{\infty}) / (Q / \lambda Pr) = 2.81 Gr_x^{-1/3}$$

(乱流域).....(3)

Rouse ら⁽⁵⁾ および Lee ら⁽⁶⁾ が、乱流ブルームの理論および実験で得た傾斜値 $-1/3$ は本研究の傾斜値と一致する。式 (3) には物性値 λ , Pr , ν が含まれるため、式 (3) は空気以外の流体にも適用できる可能性がある。事実、Rouse ら⁽⁵⁾ の非空気ブルームの実験値を、式 (3) の形式に書き直したときの右辺の係数値は、 2.60 であって、本研究の空気ブルーム係数値より、 7.5% のみ小さいだけである。この相違の原因は Rouse ら⁽⁵⁾ の線熱源が燃焼状態であることに起因すると考えられる。Rouse らの分布を破線 4 で図示した。

遷移現象のため、図 3 (a) の遷移域の実験値のばらつきが大きい。しかし遷移域のこれらの実験値は、層流域の式 (1) と乱流域の式 (2) に挟まれる領域に存在する。傾向を得るために、遷移域の温度分布を近似すれば次式になった。

$$(T_{cl} - T_{\infty}) / \{Qh(0) / \lambda Pr\} = 2.67 \times 10^2 Gr_x^{-1/2}$$

(遷移域).....(4)

式 (4) を図 3 (a) に破線 5 で示す。層流、遷移、および乱流の各領域の温度はグラスホフ数の $-1/5$,

(a) 対称面 ($y=0$) 上

(b) 高さ一定断面上

図 3 乱流遷移による時間平均温度の変化

表 1 $t_{cl} - T_{\infty}$, $\delta \propto Q^m x^n$ の m および n の値

Flow Regime	m	n	δ	m	n
Laminar	4/5	-3/5	-1/5	2/5	
Transitional	1/2	-2/3			
Turbulent	2/3	-1	-1/5	2/5	
Nozzle Plume			0	1	

$-1/2$, および $-1/3$ 乗に比例し, 遷移域の温度こう配の絶対値が最も大きい。このことは, 遷移域で, プルームの諸特性が急激に変化することを示唆する。線熱源からのプルームの層流, 遷移, および乱流域の $(T_{cl} - T_{\infty})$ は, 式(1), (4)および式(3)から, $Q^m x^n$ に比例し, その m および n の値を表1に示す。式(1)と式(4)の交点, および式(4)と式(2)の交点は, 乱流遷移の開始および終了のグラスホフ数の近似値を与える。

4.4 高さ一定断面上の時間平均温度 図3(b)に高さ一定断面上の時間平均温度分布を示す。縦軸の θ の分母に含まれる T_{cl} は, プルームの層流境界層の理論解⁽¹⁰⁾の $y=0$ の値 $T_{cl} [= T_{\infty} + Qh(0)Gr_x^{-1/5}/\lambda Pr]$ である。式(1)および式(2)から, $\xi=0$ の θ 実験値は, 層流域では $\theta=0.85$, 乱流域では $\theta=7.52/Gr_x^{2/15}$ でよく近似される。対称面を離れると, 温度は小さくなって, 遂には周囲温度に到達する。

4.5 高加熱量の乱流プルームの自己保存性 後述のように, 自己保存性は加熱量によって異なったため, 加熱量で分けて議論する。時間平均温度の自己保存性を調べるために, 高加熱量 ($Q \geq 27.8 \text{ W/m}$) での, 乱流域の高さ一定断面上の時間平均温度分布を図4(a)に示す。縦軸には式(3)で規格化した温度値を, 横軸には, 種々試みた結果, ξ をとった。 $\xi=0$ の本実

験結果は3条件ともに同一の値になった。乱流域温度分布は次式でほぼ近似され, 図4(a)に実線で示す。

$$Gr_x^{1/3}(T - T_{\infty})/(Q/\lambda Pr) = 2.81\{1 + \cos(\xi\pi/36)\}/2 \quad \dots\dots\dots(5)$$

Forstrom ら⁽¹⁾ および Bill ら⁽⁷⁾ は, 線熱源からの乱流プルームの自己保存性に関して何も述べていない。従来の線熱源からのプルーム研究では, 本研究の自己保存性と比較ができないため, 式(5)と従来の線熱源からの乱流プルームの実験式との関連を調べる。任意の実数 ϵ が十分に小さければ, $\cos \epsilon = 1 - \epsilon^2/2$ および $\exp \epsilon = 1 + \epsilon$ と近似できるため, 式(5)は次式で近似できる。

$$Gr_x^{1/3}(T - T_{\infty})/(Q/\lambda Pr) = 2.81 \exp\{-(\xi\pi/36)^2/4\} \quad \dots\dots\dots(6)$$

例えば $Gr_x=10^{10}$ とすれば, 式(6)は次式になる。

$$Gr_x^{1/3}(T - T_{\infty})/(Q/\lambda Pr) = 2.81 \exp(-19.0y^2/x^2) \quad \dots\dots\dots(7)$$

Rouse ら⁽⁵⁾ は線熱源からの乱流プルームの温度分布を次式で仮定し, 自己保存性が存在するとした。

$$Gr_x^{1/3}(T - T_{\infty})/(Q/\lambda Pr) = C_1 \exp(-C_2 y^2/x^2) \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここに C_1 および C_2 は測定結果を近似する経験定数であって, Rouse ら⁽⁵⁾ は $C_1=2.600$, $C_2=41$ を得た。式(7)は式(8)と同一の形である。

本実験の温度分布式(7), 本研究および従来の実験値, および実験式(8)を, 式(7)および式(8)の左辺を縦軸に, y/x を横軸にして, 図4(b)に示す。Rouse ら⁽⁵⁾ の実験値は薄黒地域に分布し, データのまとまりは悪い。しかし Rouse らはそれらを破線で近似し, そして自己保存性が存在するとした。

図4(a)および図4(b)で, 本実験値のまとまりもよくない。これらの実験値のまとまりの悪さは, 測定誤差に起因するのではなく, 図4(a)および図4(b)で採用した縦および横軸座標に依存すると考えられる。図4各図に示される48個の本実験値分布の, 式(5)からの相違の標準偏差値は0.230, 式(7)からの標準偏差値は0.253であった。したがって図4(a)のほうが, 図4(b)よりまとまりはややよい。このことは, 高加熱量の線熱源からの乱流プルームの自己保存性は式(7)より, 式(5)で表現され得ることを示す。

図4(a)で, 印△は乱流域と遷移域の境界位置を, ▲は遷移域と層流域の境界位置⁽⁹⁾を示す。対称面が乱流状態のとき, 高さ一定断面上で対称面を離れば, 流れ状態は, 乱流状態から遷移状態, そして層流状態へと変化する。

4.6 低加熱量の乱流プルームと自己保存分布との

(a) 乱流プルームの自己保存性

(b) Rouse らの乱流プルームとの比較

図4 高加熱量の乱流プルームの時間平均温度

比較 Forstrom ら⁽¹⁾の実験で、加熱量または高さ
が大きいときの高さ一定断面上の時間平均温度分布
と、Forstrom らの加熱量に近い本研究の低加熱量プ
ルーム ($Q=8.73 \text{ W/m}$) の分布の比較を図 5 に示す。
縦軸の θ の分母に含まれる T_{cl} は対称面上の測定温
度である。破線は層流理論解⁽¹⁰⁾、実線は 4・5 節で得た
高加熱量の乱流プルームの時間平均温度の自己保存分
布 (式 (5)) である。スペクトル解析結果⁽⁹⁾ から、 Gr_x
 $=1.99 \times 10^9$ は遷移状態の終了域、 $Gr_x=3.36 \times 10^9$ は
乱流域と特定される。

低加熱量条件の本実験の乱流域の分布は、層流分布
より大きい、実線の高加熱量の自己保存分布より小
さい。よって線熱源からの乱流プルームの温度は、図
4 (a) または図 5 の表示分布で、線熱源の加熱量に依
存することがわかる。なお図 5 で、 Gr_x が増大すれば、
温度分布は高くなって、高加熱量の自己保存分布に近
づくことが観察される。

Forstrom らの分布および本実験値、はともに層流
分布と確かに異なっていて、 $\xi < 3.0$ の対称面に近い領
域で、両者はほぼ一致する。しかし、Forstrom らの
 $Gr_x=5.54 \times 10^9$ の分布は、図 5 の本実験のグラスホフ
数の中間に分布する。この原因は Forstrom らの実験
容器幅 ($B=610 \text{ mm}$) に起因する。図 2 (b) で、For-
strom らの実験容器幅に近い $B=600 \text{ mm}$ では、メン
ダリングが発生するからである。なお Bill ら⁽⁷⁾ は高さ
一定断面上の時間平均温度分布を示さなかった。

4・7 高加熱量プルームの半値幅 図 3 (b)、図 4
および図 5 で、プルーム分布は乱流に遷移しても境界
層の層である。高さ一定断面上で、対称面から温度が
($T_{cl} - T_\infty$)/2 になる位置までの距離をプルームの半値
幅 δ とする。

層流域の半値幅の平均値は、層流プルーム実験値⁽⁴⁾
から、次式になる。

$$\delta/x = 2.50 Gr_x^{-1/5} \quad (\text{層流域}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

自己保存性を有する高加熱量の線熱源からのプルー

図 5 低加熱量の乱流プルームの時間平均温度

ムの乱流域の半値幅は、式 (5) から次式になる。

$$\delta/x = 18.0 Gr_x^{-1/5} \quad (\text{乱流域}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

式 (6) からは次式を得る。

$$\delta/x = 19.1 Gr_x^{-1/5} \quad \dots\dots\dots (11)$$

式 (7) からは次式を得る。

$$\delta/x = 0.191 \quad \dots\dots\dots (12)$$

式 (10) ~ (12) のなかで、図 3 (b) の高加熱量の乱流
プルームの半値幅の実験結果を最もよく表したのは、
図 6 (a) のように、式 (10) であった。このことから、
相似変数は、 y/x ではなくて、 ξ であることが確認で
きた。

式 (9) および式 (10) では、半値幅 δ は x で無次元
化されている。半値幅を x を含まない値で無次元化す
れば、次式になる。

$$\delta/(\lambda \nu^2 Pr/g\beta Q)^{1/3} = \begin{cases} 2.50 Gr_x^{2/15} & (\text{層流域}) \\ 18.0 Gr_x^{2/15} & (\text{乱流域}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

式 (9) および式 (10) の分布、図 3 (b) から求めた遷移
域、および乱流域の本実験の半値幅の実験値を白およ
び黒丸印で図 6 (a) に、式 (13) の分布および遷移域の
実験値を白丸印で図 6 (b) に示す。遷移域では、乱流

(a) δ/x

(b) $\delta/(\lambda \nu^2 Pr/g\beta Q)^{1/3}$

図 6 乱流遷移によるプルーム半値幅の変化

拡散の発生のため、半値幅は急激に増大する。図 6 (b)で、遷移域終了点の半値幅は遷移開始点の半値幅の約 9.8 倍である。遷移域での半値幅は、初期遷移段階では層流域の半値幅から徐々に増大し、後期遷移段階では急激に増大し、乱流域の半値幅に到達する。図 3(a)の層流、遷移、および乱流域の温度こう配で、絶対値が遷移域で最大になるのは、半値幅が遷移域で急激に増大することに起因すると考えられる。半値幅の加熱量および距離 x の依存性の m および n の値を表 1 に示す。なお本節で得た層流、遷移、および乱流域の半値幅は、ブルームの可視化結果⁽⁶⁾と矛盾しなかった。

4・8 低加熱量ブルームの半値幅 低加熱量ブルームの遷移および乱流域の半値幅の実験値を、図 6 (a)および図 6 (b)に黒十字丸で示す。低加熱量ブルームの半値幅は、遷移域では、高加熱量ブルームのそれと差はない。しかし乱流域では、自己保存性を有する高加熱量の乱流ブルームの半値幅より小さい。このことは図 5 で、低加熱量の乱流ブルームの高さ一定断面上の温度分布が、高加熱量のそれより小さいことに原因する。

4・9 ノズルからの乱流ブルームとの比較 線熱源からの乱流ブルームとノズルからの乱流ブルームはともに、自由せん断乱流である。したがって線熱源およびノズルからの乱流ブルームの関係を明らかにすることは、同じ乱流ブルームという観点から有用である。しかし線熱源からの乱流ブルームとノズルからの乱流ブルームは、従来から別個に研究されてきたため、それらの対応関係は現在明らかにされていない。

線熱源またはノズル出口から乱流ブルームへ至る履歴は異なる。Kotsovinos ら⁽¹⁴⁾ および Ramaprian ら⁽¹⁵⁾ は、ノズルから鉛直上向きに加熱水を噴出させた流れが、噴出口からいきなり慣性力支配の乱流ジェットで、下流で乱流ブルームになることを、実験的に明らかにした。線熱源およびノズルからの乱流ブルームの従来の研究で、対比可能な測定値の報告は決して多くなく、限られた測定データしかない。しかし本研究ではじめて明らかにした線熱源からの乱流ブルームの時間平均温度分布およびブルーム半値幅は、ノズルからの乱流ブルームのそれらの従来の結果と比較が可能である。なお熱線源の発熱量 Q のノズルからのブルームでの対応関係、およびノズル出口のリチャードソン数の線熱源からのブルームでの対応関係は現在未確定である。そのため、本研究の各図で縦軸に Q を含む物理量はノズルからのブルームとは比較することができない。

Kotsovinos ら⁽¹⁴⁾ および Ramaprian ら⁽¹⁵⁾ は、ノズルからの乱流ブルームの理論および実験で、対称面上の時間平均温度が x^{-1} に比例することを得た。ここに x は仮想原点からの鉛直方向距離である。これは線熱源からの乱流ブルームの式(2)および式(3)に一致する。このことが、線熱源およびノズルからの乱流ブルームの、対称面上の時間平均温度の共通の特徴である。

Ramaprian ら⁽¹⁵⁾ は、ノズルからの乱流ブルームの高さ一定断面上の時間平均の無次元温度分布を $C_1 \exp(-C_2 y^2/x^2)$ と仮定し、自己保存性が存在するとした。この分布は線熱源からの乱流ブルームの式(7)と同種である。ここに y は仮想原点からの水平方向距離である。 C_1 および C_2 は測定結果を近似する経験定数であって、Ramaprian ら⁽¹⁵⁾ は $C_1=2.633$, $C_2=39$ を得た。

Ramaprian ら⁽¹⁵⁾ および Kotsovinos ら⁽¹⁴⁾ は、ノズルからの乱流ブルームの半値幅を次式で近似できることを示した。

$$\delta/x = 0.133, 0.130 \dots\dots\dots (14)$$

式(14)の第 1 式の分布を図 6 (a)に破線で示す。従来のノズルからの乱流ブルーム⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾の半値幅の分布は、線熱源からの自己保存性を有する高加熱量の乱流ブルームと低加熱量の乱流ブルームの中間に存在した。

5. 結 論

(1) 線熱源からのブルームの対称面上の遷移域および乱流域の時間平均温度分布は、どの加熱量でも、それぞれ次式で近似できた。

$$(T_{cl} - T_{\infty}) / \{Qh(0)/\lambda Pr\} = 2.67 \times 10^2 Gr_x^{-1/2}$$

$$(T_{cl} - T_{\infty}) / (Q/\lambda Pr) = 2.81 Gr_x^{-1/3}$$

(2) 対称面が乱流状態のとき、 $Q \geq 27.8 \text{ W/m}$ の高加熱量ブルームの時間平均温度分布の自己保存性は、無次元変数 y/x よりも、 ξ によるほうが若干よく表現できた。

(3) 上記の自己保存性のとき、高さ一定断面上の時間平均温度分布は次式で表された。

$$Gr_x^{1/3} (T - T_{\infty}) / (Q/\lambda Pr) \\ = 2.81 \{1 + \cos(\xi\pi/36)\} / 2$$

(4) 線熱源からのブルームの遷移域および乱流域の時間平均特性のうち、高さ一定断面上の時間平均温度分布および半値幅の特性は、線熱源の高加熱量と低加熱量で異なる。

(5) 層流域および乱流域の高加熱量ブルームの半値幅はそれぞれ次式で近似できた。

$$\delta/(\lambda\nu^2Pr/g\beta Q)^{1/3}=2.50Gr_x^{2/15}$$

$$\delta/(\lambda\nu^2Pr/g\beta Q)^{1/3}=18.0Gr_x^{2/15}$$

(6) 遷移域でのプルーム半値幅は、遷移の初期段階では、層流域の半値幅から徐々に増大し、後期遷移段階で、急激に増大して、乱流域の半値幅に到達する。乱流遷移によって、プルーム半値幅は急激に増大した。

(7) 従来のノズルからの乱流プルームの半値幅は、線熱源からの高加熱量の乱流プルームの分布と低加熱量の乱流プルームの分布の中間に存在した。

文 献

- (1) Forstrom, R. J. and Sparrow, E. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **10**(1967), 321.
- (2) Schorr, A. W. and Gebhart, B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **13**(1970), 557.
- (3) Fujii, T., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **16**(1973), 755.
- (4) Noto, K., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **3-4**(1989), 428.
- (5) Rouse, H., ほか 2 名, *Tellus*, **4**(1952), 201.
- (6) Lee, S. L. and Emmons, H. W., *J. Fluid Mech.*, **11**(1961), 353.
- (7) Bill, R. G. and Gebhart, B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **18**(1975), 25.
- (8) 能登・ほか 2 名, 機論, **59-558**, B(1993), 521.
- (9) 能登・ほか 2 名, 機論, **58-555**, B(1992), 3413.
- (10) Fujii, T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **6**(1963), 597.
- (11) Urakawa, K., ほか 2 名, *Proc. 1st ASME/JSME Thermal Eng. Conf.*, **3**(1983), 215.
- (12) Brodowicz, K. and Kierkus, T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **9**(1966), 81.
- (13) Lyakhov, Y. N., *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **11**(1970), 355.
- (14) Kotsovinos, N. and List, E., *J. Fluid Mech.*, **81**(1977), 25.
- (15) Ramaprian, B. R., *J. Fluid Eng.*, **111**(1989), 69.