

二次元フォーストプルームの完全発達領域における 組織的構造と連行機構に関する研究†

COHERENT STRUCTURE AND ENTRAINMENT IN FULLY DEVELOPED REGION
OF TURBULENT PLANE FORCED PLUME

室田 明*・中辻啓二**・浅田浩章***

By Akira MUROTA, Keiji NAKATSUJI and Hiroaki ASADA

Coherent structures' dynamics in plane forced plumes is investigated experimentally by using a flow visualization and two-points measurement of velocity fluctuations and temperature fluctuations. Ensemble averages are conditioned on the occurrence of temperature fronts. The averages show that large scale coherent structures appear alternately on both sides of the centerline, which consist of vortex roll of opposite circulation each other. A flapping motion of discharged fluid is likely attributed to the asymmetric arrangement of the structures. From topological consideration, entrainment of ambient fluid proceeds by engulfment along the converging separatrix towards the saddle point connecting adjacent, same-signed vortical structures on each side.

Keywords: plane forced plume, entrainment, coherent structure, conditionally sampling

1. 緒 言

流体、熱あるいは物質の水圏や大気圏への放出の多くはフォーストプルームの流動形態をとる。それらはジェットの特性とプルームの特性とを合わせもっている。ジェットの駆動力は放出口で負荷された運動量流束である。それに対して、プルームは周屈流体との相対的な密度差に起因する浮力流束によって流動する。その結果、プルームの運動量流束は流下方向に一樣に増加する。

両流動に共通した特徴は非乱流状態の周屈環境水を連行加入することによって乱流域を拡大することである。著者らの理論解析³⁾によれば、プルームの連行係数はジェットのそれの2.35倍である。この値は実験的に得られたKotsovinos⁴⁾の1.96倍、Ramaprian-Chandrasekhara⁵⁾の2.13倍、および著者ら⁶⁾の2.24倍と良好に一致する。つまり、この事実は、放出口での初期流速が同じであっても、プルームの混合希釈率はジェットのそ

れを上回ることを示している。

前論文⁶⁾ではジェットとプルームの完全発達領域において乱流計測を実施し、浮力効果が乱流構造の強度と規模の増大に貢献することを示した。しかし、乱流計測で得られた渦動粘性係数や渦拡散係数は運動量や熱の横方向への拡がり率、すなわち乱流域の拡大を評価するものである。それは周屈流体を連行加入するという自由せん断乱流に特有の物理機構を説明するものではない。他方、理論解析³⁾において、局所リチャードソン数の推移に伴う連行係数の変化が求まり、平均諸量の流下方向変化が明らかになったものの、それは連行機構そのものの理解につながるものではない。

一方、Cervantes-Goldshmidt⁷⁾、Mumford⁸⁾、Antonia et al.⁹⁾による平面噴流に関する研究は、大規模な組織的構造が放出口近傍の形成領域のみならず、完全発達(いわゆる、自己保存)領域においても存在することを指摘している。さらに、Komori-Ueda¹⁰⁾やAntonia et al.¹¹⁾は条件付標本抽出法を用いて、組織的構造がカルマン渦列のように配置され、運動量や熱の輸送に多大に貢献していることを明らかにした。Kotsovinos⁴⁾は、放流水の揺らぐフラッピング現象がプルームで顕著であることを見出し、連行係数の違いは組織的構造の規模の差異に原因すると推察した。わが国でも福岡・佐藤¹²⁾、小松・浦・

† 本研究は第4回流れの可視化国際シンポジウムおよび第3回成層流に関する国際シンポジウムで発表した内容^{1),2)}をさらに発展させ、系統的に考察したものである。

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科 (〒565 吹田市山田丘2-1)

** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

*** 工修 元・大阪大学大学院前期課程学生

後藤¹³⁾や室田・中辻・玉井¹⁴⁾によってフォーストブルームにおける組織的構造の存在が指摘され、連行とのかわりで興味もたれている。

そこで、本研究では二次元ジェットとブルームの連行機構の違いを解明するために、組織的構造に着目した実験を行った。まず、可視化法と温度変動の13点同時計測を駆使して、組織的構造の発生・発達過程ならびに連行機構の実態を検討し、両者のかかわりを実験的に明らかにする。次に、流速・温度変動の二点乱流計測ならびにVITA法による条件付抽出により組織的構造を検出して、運動量や熱等の乱流輸送や連行機構への組織的構造の寄与について定量的な考察を試みる。なお、本論文はフォーストブルームの乱流計測結果を記述した前論文⁶⁾と対をなすものである。平均量ならびに乱流諸量の基本的な特性については前論文を参照されたい。

2. 実験の内容

用いた実験装置ならびに実験方法は前論文⁶⁾と同じである。約1 cm/sで上向きに流れる非乱流状態の一樣流中に水槽下部に設置した縮流スリット(幅 $W_0=0.4$ cm, 奥行き15 cm)から温水を鉛直上向きに放出させて、二次元フォーストブルームを生起させた。放出流速 U_0 は8.5~33.5 cm/s, 放出温水と周囲環境水との温度差 ΔT_0 は5~55°Cである。したがって、放出口での密度フルード数 $Fd_0=U_0/\sqrt{g\Delta T_0/T_0 \cdot gW_0}$ とレイノルズ数 $Re_0=U_0 \cdot W_0/\nu$ はそれぞれ3.4~64.4, 612~1130の範囲である。

可視化実験はフォーストブルームの組織的構造、揺らぎ特性および連行過程を明確にするために二通りの方法で実施した。一つは放出温水を染料メチレンブルーで着色する色素流脈法である。もう一つは、比重1.0に調整した0.5~3 mmの不溶性のトレーサー粒子(Cl-ベンゼンとn-ヘキサンの混合物)をフォーストブルームの外縁近傍の周囲環境流体中に注入して、連行される粒子群をラグランジェ流に追跡する流体トレーサー法であ

表一 水理諸元

Run	Fd_0	Re_0	Regime	Remarks
V 1	64.4	980	Jet	Flow visualization Multi-points measurements of θ
V 2	23.7	650	Intermediate	
V 3	16.0	1130	Intermediate	
V 4	3.5	770	Plume	
M 1	50.0	1045	Jet	Two-points measurements of u, v and θ
M 2	3.4	612	Plume	

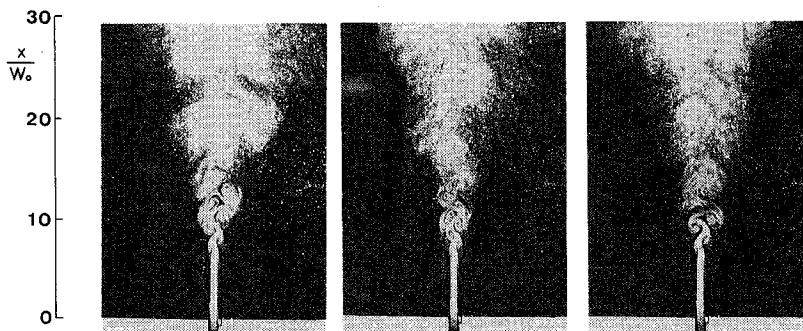
る。モータードライブ付きカメラあるいはビデオに収録された画像はポジションアナライザーを用いて一コマずつ解析した。

点計測は、中心軸に直交する横断面で熊手状に配置した13本の高感度サーミスターによる温度変動の多点同時計測と、二成分x型ホットフィルム流速計とサーミスターとを二組用いた二点同時計測である。フォーストブルームの完全発達領域において、一組のプロープは温度変動の半間欠点の位置に固定し、もう一組のプロープを横方向の任意点に移動させて同時計測を行った。両プロープの相互干渉を避けるために、プロープ間の距離を奥行き方向に1 cm 離している。ホットフィルム流速計の温度補正は前論文⁶⁾で詳述したとおりである。プロープの出力電圧は100 Hzで4分間A・D変換され、以後電算処理された。実験項目別の実験条件は表一に示すとおりである。

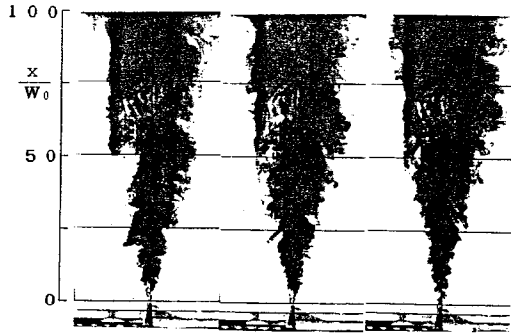
3. 組織的構造の可視化計測

(1) 組織的構造の定性的観測

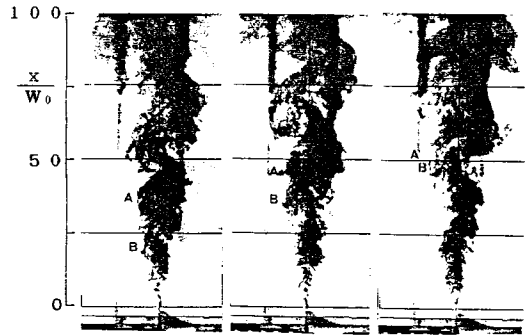
均質噴流の放出口近傍において観察されるせん断層不安定が対称モードになるか、非対称モードになるかは、放出口でのレイノルズ数 Re_0 と境界層厚に関係することはよく知られている。中川・津津¹⁵⁾は Re_0 とスリットの長さとの比 L_0/W_0 に着目した実験を行い、 Re_0 が小さく、かつ L_0/W_0 が大きいくほど、非対称モードが顕著に現われることを報告した。今回の実験条件($Re_0 < 1130$, $L_0/W_0 = 87.5$)はその範疇にあり、非対



写真一 組織的構造の形成過程 (ジェット流動: Run V1)



(a) ジェット流動 (Run V1)



(b) ブルーム流動 (Run V3)

写真—2 渦構造の発達過程と揺らぎ現象

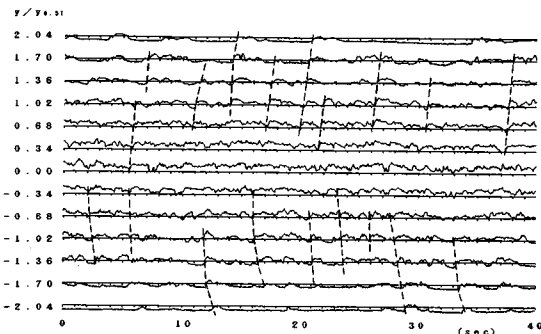
称な波状変動とそれに引き続く離散的な渦の形成が観察された。写真—1はその典型例を示す。各写真の時間間隔は0.84秒、露出時間は1/125秒である。

放出口の水量を用いて無次元表示した渦構造の発生周波数 $St_0 = f_0 W_0 / U_0$ は、放出口密度フルード数 Fd_0 が30以上のジェット流動ではほぼ一定値0.21となる。しかし、 Fd_0 数が23.7, 8.4, 3.5と減少するに伴って、 St_0 の値は0.225, 0.24, 0.325と増大傾向にある。前者の一定値0.21は均質噴流 ($L_0/W_0 > 68$) のSato¹⁶⁾の実験値と一致する。また、後者は、浮力が初期せん断不安定を助長するように働き、発生周波数の増大をもたらしていることを示す。

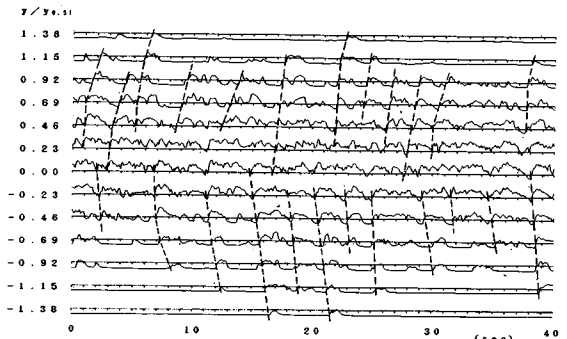
発生した渦構造は放出温水と周囲環境水との境界の強いせん断によって成長するとともに、合体や崩壊を繰り返しながら渦構造の規模やせん断層厚さを拡大する。それは、著者が表層密度噴流で観察した渦構造の挙動¹⁷⁾と同様である。異なる点は、放出口を挟んで成長する回転方向の異なる両端の渦構造が時には干渉し、合体する過程もみられることである。放出口の両端から発達したせん断層が出会うポテンシャル・コアの終端域付近になると、成長した渦群は複雑な相互干渉を経て、非対称の

配置になるのが写真—1よりわかる。この成長過程を通しての渦構造間の合体あるいは崩壊は活発であり、渦構造の通過周波数は流下方向に急激に減少することが認められた。

写真—2(a), (b)はジェット流動とブルーム流動の完全発達(いわゆる、自己相似)領域における渦構造の発達過程を示す。撮影条件は写真—1と同じである。ここにいるジェットおよびブルーム流動はChen-Rodi¹⁸⁾によって定義された無次元流下距離 $X_* = (x/W_0) \cdot Fd_0^{-4/3} \cdot (\rho_0/\rho_a)^{2/3}$ による流動区分に則っている。その妥当性はすでに検討済みである^{3), 7)}。両流動を比較して最も顕著な差異はブルームにみられる明瞭な揺らぎ現象である。染料の拡がりで見分けできる放出温水の境界面は左右で逆位相の動きを呈する。また、境界面凸部の内部に認められる渦構造は左右で逆向きの回転を有している。写真—2(b)の $x/W_0 = 20$ 付近に現われた渦構造は流下とともに発達して、 $x/W_0 = 50$ 近くになると中心軸に達するような大規模な渦構造に発達する。しかも、渦構造は中心軸に対して非対称な位置関係を保ちながら移流している。その結果、ブルーム軸が左右に揺らいでいるように見える。また、図中にA, Bで表示した渦構造の発達



(a) ジェット流動 ($X_* = 0.23$)



(b) ブルーム流動 ($X_* = 13.2$)

図—1 横方向に同時計測した温度変動時系列

過程にみられるように、片断面で隣り合う同じ方向の回転をもつ渦構造同士が合体してより大きな渦構造に成長する合体現象もよく観察される。

一方、写真—2(a)のジェット流動では染料は流下方向に線形に拡がっており、揺らぎや渦構造の存在はあまり明確に認められない。しかし、露出時間を短くした撮影では、写真—2(b)と同様の現象が現われた。このことはジェット流動における渦構造の規模がブルーム流動のそれより小さく、しかもその渦構造は不規則に挙動している可能性を示唆する。

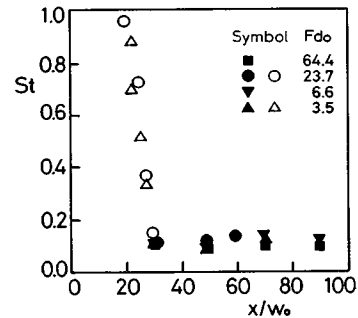
(2) 組織的構造の定量的解析

図—1は13本のサーミスターをフォーストブルームの横断方向に1cm間隔で熊手状に配置して計測した温度変動時系列を示す。計測断面は $X_* = 0.23$ (Run V1)と $X_* = 13.2$ (Run V3)であり、それぞれジェット流動とブルーム流動に相当する。縦軸と横軸はおのおの温度変動と時間である。各時系列の左端の数値は平均温度分布の半値半幅 $y_{0.5T}$ で規準化した横方向距離を示す。中心軸付近の温度変動は乱雑に乱れているが、外縁に近づくにつれて高温域と低温域とが明瞭に識別できる間欠乱流の性質を帯びてくる。図中の破線は温度の立上り部、すなわち高温流塊（放出温水塊に相当する）の通過始点を横方向に連ねたものである。破線はブルームでは片断面の全域に連なっており、しかも約2秒間隔で周期的に、かつ左右断面で交互に現出する様子がみられる。写真—2の可視化の結果と対応させて考えると、破線はブルームの半幅規模の渦構造の通過を表すものと理解できる。ジェットではブルームほど明瞭な周期性はみられない。また、破線が片断面全域に拡がるのもあまり観察されない。しかしながら、大規模な組織的構造が存在する兆候は確認できる。

図—2は中心軸上平均流速 U_g と平均流速分布の半値半幅 $y_{0.5}$ で無次元化した通過周波数 $St = f \cdot y_{0.5} / U_g$ の流下方向変化を示す。黒塗り記号は温度変動の乱れ強度が最大となる位置で測定した温度変動をスペクトル解析して求めた周波数を示す。他方、白抜き記号は染料の境界面の変動を画像解析して信号化し、スペクトル解析した周波数を示す。

St の流下方向変化は放出密度フルード数 Fd_0 に無関係に一本の曲線となることが同図よりわかる。すなわち、いずれの実験においても、 St の値は放出口近傍で急激に減少し、 $x/W_0 > 30$ の領域ではほぼ一定値 $St = 0.10$ になる。 $x/W_0 = 30$ は放出口の両端に発生・発達した渦構造が中心軸に達する領域である。 $x/W_0 < 30$ の領域では渦構造の合体や崩壊が頻繁になることから、 St の値が急激に減少すると考えられる。

一方、 $x/W_0 > 30$ の完全発達領域では、半値半幅は両



図—2 組織的構造の通過周波数の流下方向変化

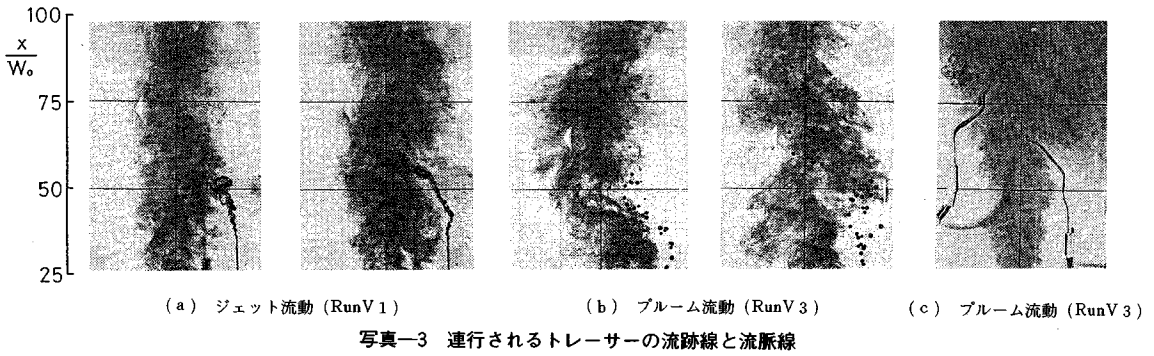
流動ともに線形に増大するのに対して、軸上平均流速はジェットでは $x^{-1/2}$ に比例して減少し、ブルームでは一定値になることが確認されている^{(6), (14), (18)}。 $St = 0.10$ の関係を勘案すれば、通過周波数 f はジェットでは $x^{-3/2}$ に、ブルームでは x^{-1} に比例して減少することになる。この事実は渦構造の合体や崩壊現象がジェットでより頻繁に生起していることを示唆している。 $St = 0.10$ は、Cervantes-Goldschmidt⁽⁵⁾や Antonia et al.⁽⁷⁾が均質噴流の実験で得た結果、ならびに小松ら⁽¹³⁾が平面ブルームで得た結果とよく合致している。

4. 連行機構の可視化計測

写真—3は、周囲環境水中に注入した不溶性トレーサーが放出温水中に連行される典型例を示す。連行形態をフォーストブルーム自身の挙動との関係でとらえるために、放出温水もまた染料メチレンブルーで着色した。

ジェットの境界面近傍に注入されたトレーサーの大部分は周囲環境水中に滞留し、一部はジェット内外の速度差に引きずられるように境界面に沿って移流する。トレーサーはその過程で境界面近傍の渦構造の合体等を介してジェット内へ巻き込まれる。連行されたトレーサーはジェットの全幅に拡散されずに、境界面に沿って流下する傾向にある(写真—3(a)左)。一方、滞留していたトレーサー群の大半は放出温水の凸部の通過に出会って初めてジェット内に混入され、全幅に拡散される(写真—3(a)右)。

他方、ブルームにおいては、境界面凸部の外縁に注入されたトレーサーはほとんど連行されず、逆に境界から離れて外部へ移流されるケースもみられる。そして、凸部境界面の通過直後に凹部境界面から集中的に混入される。これらの動きは放出温水の凸部に存在する渦構造の回転運動の影響を受けているものと考えられる。加えて、写真—2にみられたカルマン渦列状に配置された渦構造間の相互干渉が中心軸に向かう大規模な渦動を生起させているものと推測できる。ブルームではトレーサー群が非対称に位置する凹部境界から交互に中心軸に向かって



写真—3 連行されるトレーサーの流跡線と流脈線

大きく取り込まれ、ブルーム全幅に拡散されるのがしばしば観察される(写真—3(c)).ブルームにみられるもう一つの連行過程は、凹部境界の近傍にあるトレーサーが直接渦構造に巻き込まれ、拡散されずに渦構造とともに流下するパターンである。これは前述した合体に伴う連行形態とも異なる。

このように、周囲環境水の連行形態には移流型混入、合体そして渦動の三形態があり、それぞれ規模の異なる乱流構造が関与している。そのなかで全連行流量の大部分を占めるのは凹部境界面から集中して混入する移流型連行である。

そこで、移流型連行におけるトレーサーの挙動と渦構造の通過との関連を示したのが図—3である。図の上段はジェット流動(Run V1)、下段はブルーム流動(Run V3)の一例を示す。流跡は0.4秒間隔で図示した。また、破線は放出温水の凸部境界面を示す。移流型連行はジェットとブルームにおいて基本的に同様の機構で生じていることがわかる。すなわち、凸部境界の下流側にあるトレーサーは、凸部境界の接近に伴って、まず斜め上方あるいは外側にはじき出される。そして、凸部境界の頂点がきたときに、トレーサーはいったん静止して、その後中心軸に向かう速度が急速に増大し、界面の凹部に

吸い込まれるように混入される。

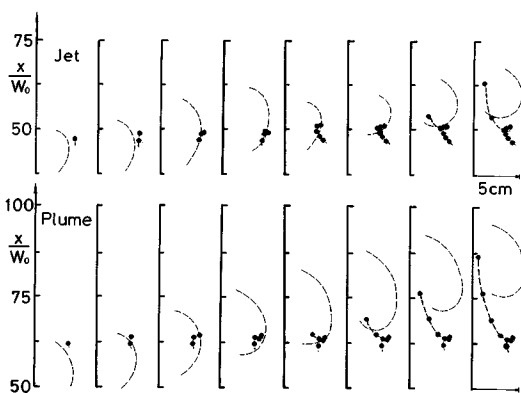
図—4はトレーサーと渦構造の中心との相対的な位置関係により4つの位相に分類して、アンサンブル平均したトレーサーの移流速度ならびにその角度を示したものである。ラグランジ的に追跡した移流速度 V_r は U_ξ で無次元化してベクトル表示した。トレーサーの移流角度は各位相ともジェットとブルームとで大差は認められないが、 V_r/U_ξ の絶対値に関してはブルームが各位相ともジェットより20%程度上回っている。特に、トレーサーが放出温水へ連行される位相3では、ブルームの移流速度がジェットの移流速度の1.42倍にもなっているのは興味深い。

連続写真から読み取った無次元連行周波数 $St_E = f_E \cdot y_{0.5}/U_\xi$ はブルームで 0.097 ± 0.009 、ジェットで 0.089 ± 0.001 であり、前述した渦構造の通過周波数とよく一致する。このことは移流型連行は渦構造の挙動に強く関連することを示唆する。

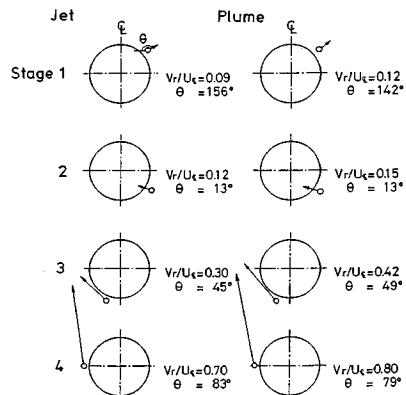
5. 二点乱流計測による組織的構造の条件付き抽出

(1) VITA法(可変区間移動平均法)

図—1の温度変動時系列にみられる急激な立上り部が



図—3 組織的構造の通過に伴う連行粒子の流跡の変化



図—4 連行粒子の位相別移流速度

渦構造の通過の兆候を示すことから、断面内の任意点で同時計測した流速信号 (u, v) と温度信号 (θ) を渦構造の通過時間を基準に条件付き抽出して、組織的構造の時間・空間特性の解明を行った。採用した方法は Blackwelder-Kaplan¹⁹⁾の提案した VITA 法である。

温度変動の半間欠点に固定したサーミスターの出力 $\theta_r(t)$ を時間 T で移動平均した分散 $\{\text{var}(\tau)\}$ を検出関数として用いた。分散 $\{\text{var}(\tau)\}$ は

$$\{\text{var}(\tau)\} = \langle \theta_r^2(\tau, T) \rangle - \langle \theta_r(\tau, T) \rangle^2 \dots\dots\dots (1)$$

で定義される。ここに、

$$\langle \theta_r(\tau, T) \rangle = \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} \theta_r(\tau) d\tau \dots\dots\dots (2)$$

は時間 T 回りの区間平均である。

移動平均した分散がある閾値を越えたとき、すなわち、

$$\{\text{var}(\tau)\} > k\theta_r^2 \text{ and } d\theta/dt > 0 \dots\dots\dots (3)$$

となる瞬間 $\tau = \tau_{ref}$ から測定値のサンプリングを開始する。ここに、 k は閾値パラメーター、 θ_r^2 は固定点での温度変動の標準偏差である。 $d\theta/dt > 0$ は、温度が急激に減少する温度変動パターンの検出を避けるために付加した条件である。

横方向任意点 ($-0.89 \leq y/y_{0.5} \leq 2.22$) での流速や温度変動およびそれらの相乗積等の水理量 Q は検出開始時間 τ_{ref} に相相を合わせて次式のように集合平均された。

$$\langle Q(\tau) \rangle = \sum_{i=1}^N Q(\tau_{ref} \pm \tau) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 N は集合平均される総標本数である。

VITA 法の適用に際して時間パラメーター T と閾値パラメーター k とを前もって定める必要がある。両者の合理的な決定方法は確立されていない。成層せん断乱流における適用例²⁰⁾に倣って、本解析では $T=0.333$ 秒、 $k=0.6$ を採用した。前者は温度変動の積分時間尺度に

相当する。その結果、平均して約 32 の組織的構造が抽出できた。抽出数は図-1 の温度変動時系列にみられた組織的構造の通過数の約 1/2 に相当する。閾値を下げて抽出数を増やして条件付き平均したところ、位相のずれに原因して生じるスクランブル効果のために統計的な再現性が悪くなるのがわかったので、検出条件の厳しい上述の抽出基準を採用した。

凍結乱流の仮説を採用することにより、時間遅れ τ は流下方向距離 $\Delta x = -U_v \tau$ (ここに、 U_v は組織的構造の移流速度) に変換することができる。移流速度の算出には種々の方法があるが、本報では温度変動の空間相関関数¹⁴⁾から $U_v = 0.65 U_{\xi}$ を採用した。計測は $X_* = 0.28$ (ジェット流動：Run M 1) と $X_* = 15.64$ (ブルーム流動：Run M 2) で実施したが、本文では紙面の都合上ブルーム流動の計測結果を中心に考察する。

(2) 位相平均した温度ならびに流速変動特性

図-5~7 は条件付き位相平均した温度変動 $\langle \theta \rangle$ 、流下方向流速変動 $\langle u \rangle$ 、横方向流速変動 $\langle v \rangle$ の空間分布を軸上温度差 ΔT_{ξ} と軸上流速 U_{ξ} で規格化した等値線で示す。空間距離 Δx および y は平均流速分布の半値半幅 $y_{0.5}$ で無次元表示した。 $\Delta x = 0.0$ は計測断面を示し、流れは Δx の負から正、つまり図の下から上向きである。以下の図においても同様の表示を用いる。 $\langle \theta \rangle$ の等値線の空間分布から、条件付き抽出された乱流構造は温度変動時系列のランプ状立上り部に相当する高温水塊とその下流側の低温水塊の明瞭な双眼構造から構成されているのがわかる。両水塊のピーク値は非常に大きい。 $\langle u \rangle$ の等値線は $\langle \theta \rangle$ のそれと酷似しており、流速変動は温度変動に強く関連していることが明白である。しかしながら、流速変動の絶対値は温度変動と比べて少し小さい。 $\langle \theta \rangle$ と $\langle u \rangle$ の両等値線、特に $\langle \theta \rangle = 0.0$ と $\langle u \rangle =$

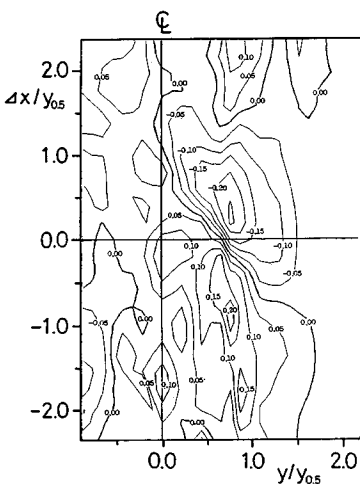


図-5 $\langle \theta \rangle / \Delta T_{\xi}$ の分布

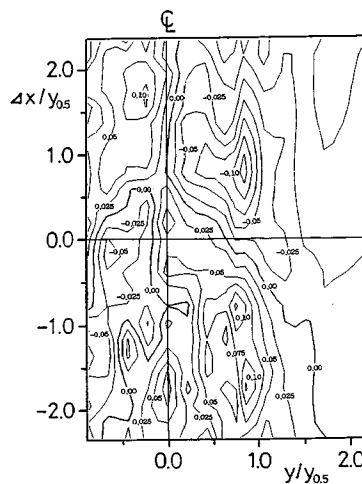


図-6 $\langle u \rangle / U_{\xi}$ の分布

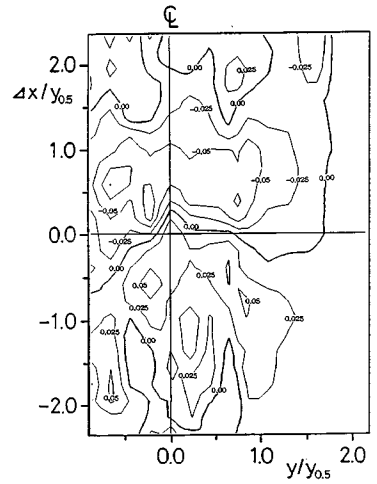


図-7 $\langle v \rangle / U_{\xi}$ の分布

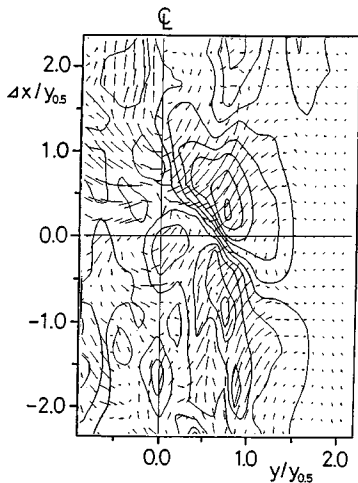


図-8 条件付き位相平均した流速ベクトルと $\langle \theta \rangle$ の分布

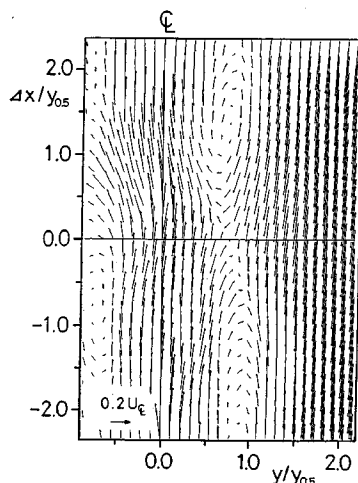


図-9 U_v で動く移動座標系からみた図-8の流速ベクトル

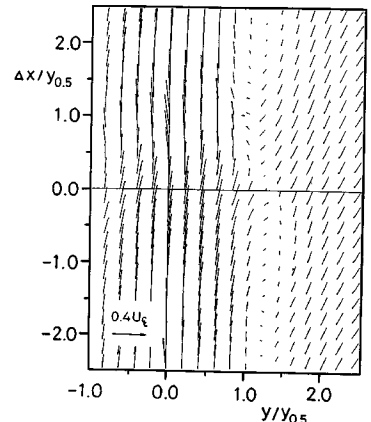


図-10 ジェット流動で得られた流速ベクトル

0.0の等値線は中心軸に対して約50度傾いている。このことは抽出した構造が中心軸付近では時間的に速く到達することを示している。一方、図-7の $\langle v \rangle$ の等値線は前二者と異なり、横方向に引き伸ばされた分布を示し、流下方向への拡がりには狭い。双眼構造のうち高温水塊部では $\langle v \rangle$ は正值であり、ブルームの外縁に向かう流れが生じている。これに対して、低温水塊部の $\langle v \rangle$ の値は負値であり、ブルームの中心軸に向かう流れが生起しているのがわかる。その絶対値は、負値の方、つまり連行流の方が大きい。

そこで、条件付き抽出した乱流構造の温度変動と流速変動との関係を明確にするために、図-6、7を合成した流速ベクトルを示したのが図-8である。比較のために、 $\langle \theta \rangle$ の等値線も同図に載せた。ベクトルの方向は矢印の向きで、絶対値はその長さで表わす。双眼構造のうち高温水塊の領域では、ブルーム側から外縁に向かったの強い吹きだし運動が生起し、高温($\theta > 0.0$)で高流速の水塊をブルームの外部へと輸送している。一方、低温水塊部では逆に周囲流体をブルーム内へ引き込む運動が生じているのが明瞭に認められる。つまり、非乱流で低温($\theta < 0.0$)の周囲流体を内部に連行する結果、低温で低流速の領域がブルーム内に形成されることになる。

同図の流速ベクトルは長時間平均した流速からの偏差であるために、抽出した構造の物理像を直観的に理解することは難しい。そこで、 $\langle u \rangle$ の値から横断面の各位置での平均流速(一般にガウス分布を示す)と構造の移流速度との差 $U - U_v$ を差し引いて、改めてベクトル表示したのが図-9である。つまり、同図は条件付き抽出した構造を移流速度 U_v で動く移動座標系から観察した

流速ベクトルを示す。その結果、秩序立った渦構造がブルーム内に存在しているのが明瞭に認められる。それらは $\Delta x / y_{0.5} = -2.15$, $y / y_{0.5} = 0.92$ および $\Delta x / y_{0.5} = 1.28$, $y / y_{0.5} = 0.74$ に中心をもち時計回りの循環を有する渦構造(IとII)と、 $\Delta x / y_{0.5} = -0.74$, $y / y_{0.5} = -0.74$ に中心をもち反時計回りの循環を有する渦構造(III)である。平均流速を差し引くことにより図-9に示す明瞭な渦構造が現われたことから考えて、これらの渦構造の相互干渉が平均流動場を形成している可能性も考えられる。しかしながら、この点に関してはいまだ不明な点が多く、本論では指摘するにとどめる。

いま一つ注目すべき点は、抽出されたこれらの渦構造が中心軸に関して左右非対称に配置されていることである。この非対称の配置は写真-2の可視観測結果や温度変動間の相関係数を求めて描いた等値線¹⁴⁾とも良好に一致している。抽出された渦構造は流下方向に半値半幅 $y_{0.5}$ の約1.5倍、横方向に $y_{0.5}$ と同程度の大きさである。また、渦構造の渦中心位置の間隔は流下方向に $y_{0.5}$ の約3.4倍である。見方によっては、双眼構造の高温水塊部が渦構造Iの前縁部(下流側)に、低温水塊部が渦構造IIの後縁部に対応していると考えられる。

図-10は同じ方法によってジェット流動で抽出された渦構造を示す。図-9のブルーム流動の抽出結果と比較して少し明瞭さに欠けるが、ジェット流動においても非対称に配置された渦構造が存在しているのが確認できる。図-9あるいは図-10をもとにして渦構造周りの流れ線を描くことが可能になる。その結果、この流動に特徴的な特異点は、渦構造I、II、IIIの渦心点に加えて、流れ線の収斂線と発散線とが交差する鞍点(saddle点)であることがわかる。鞍点は図-9では $\Delta x / y_{0.5} = 0.0$,

$y/y_{0.5}=0.74$ に認められる。

同じ符号の循環を有して隣り合った渦構造は互いに干渉し合って鞍点周りで渦の伸張をもたらすことは、一般に容認されている。この強い伸張が周囲流体の鞍点に向かう流れを誘起する。つまり、鞍点に収斂する流線に沿って二つの運動が誘起される。一つは周囲流体をプルームあるいはジェット内へ連行する運動であり、もう一つは内部の流体を外部に向かって吹きだす運動である。これは図-8で得られた渦構造の運動に対応している。この運動が連行機構を物理的に理解する有力な考えの一つであろう。したがって、渦構造の非対称な配置、すなわちKarman渦列状の配置がプルームやジェットの連行機構の基本であると考えられる。同じようなトポロジ的特性は平面噴流や平面後流で条件付き抽出された組織的構造においても認められている(たとえば, Antonia et al.⁹⁾, Hussain and Hayakawa²¹⁾).

(3) 位相平均した乱流流束の特性

図-11~14は位相平均して抽出した構造のレイノルズ応力 $\langle uv \rangle / U_\xi^2$ と横方向乱流熱流束 $\langle v\theta \rangle / U_\xi \Delta T_\xi$ およびそれらの相関係数 $\langle R_{uv} \rangle = \langle uv \rangle / \langle u^2 \rangle^{1/2} \langle v^2 \rangle^{1/2}$, $\langle R_{v\theta} \rangle = \langle v\theta \rangle / \langle v^2 \rangle^{1/2} \langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ の等値線を示す。図-11と12の等値線は類似した分布をしており、それは $\langle u \rangle$ と $\langle \theta \rangle$ との関係に似ている。 $\langle uv \rangle$ および $\langle v\theta \rangle$ の正値は抽出した渦構造の全域で現われている。特に、両者の最大値は渦構造の前縁部および後縁部において認められ、その値はそれぞれ $\langle uv \rangle / U_\xi^2 = 0.03$, $\langle v\theta \rangle / U_\xi \Delta T_\xi = 0.035$ である。長時間平均による最大値は $\overline{uv} / U_\xi^2 = 0.026$, $\overline{v\theta} / U_\xi \Delta T_\xi = 0.033$ であることから、条件付き抽出した乱流流束は長時間平均値の大半を担っていることがわかる。つまり、抽出した渦構造は運動量や熱の横方向乱流輸送に対して重要な貢献を果たしていることを示唆する。

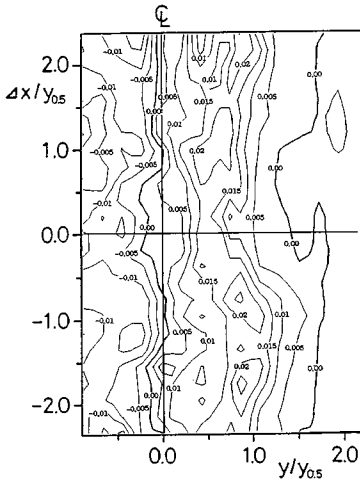


図-11 $\langle uv \rangle / U_\xi^2$ の分布

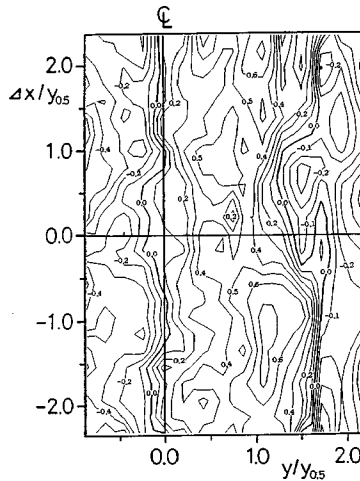


図-13 $\langle R_{uv} \rangle$ の分布

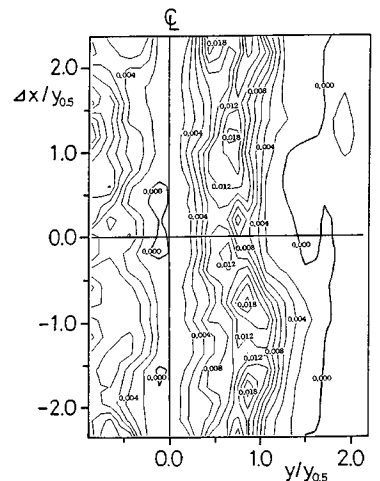


図-15 $\langle q^2 \rangle / U_\xi^2$ の分布

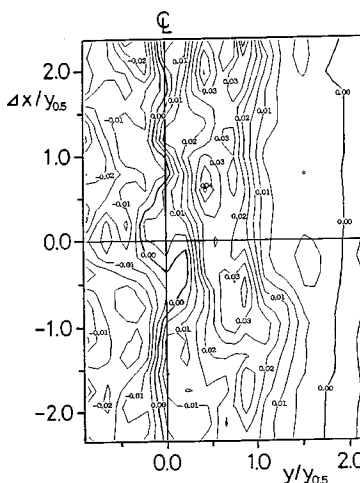


図-12 $\langle v\theta \rangle / U_\xi \Delta T_\xi$ の分布

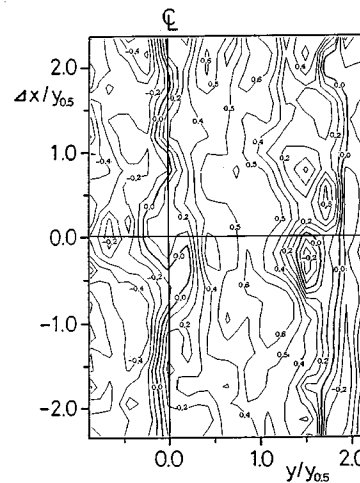


図-14 $\langle R_{v\theta} \rangle$ の分布

表-2 位相平均した乱流諸量の最大値の比較

Quantities	Plume	Jet
$\langle u \rangle / U_\xi$	0.125	0.125
	-0.125	-0.09
$\langle v \rangle / U_\xi$	0.05	0.06
	-0.075	-0.06
$\langle \theta \rangle / \Delta T_\xi$	0.20	0.06
	-0.25	-0.13
$\langle uw \rangle / U_\xi^2$	0.03	0.02
$\langle v\theta \rangle / U_\xi \Delta T_\xi$	0.035	0.022
$\langle q^2 \rangle / U_\xi^2$	0.075	0.046
$\langle \theta^2 \rangle / \Delta T_\xi^2$	0.200	0.115

そこで、乱流輸送に対する貢献度を定量的に評価するために、位相平均した変動量間の相関係数の等値線を示したのが図—13と14である。 $\langle R_{uv} \rangle$ と $\langle uv \rangle / U_{\xi}^2$ 、あるいは $\langle R_{v\theta} \rangle$ と $\langle v\theta \rangle / U_{\xi} \Delta T_{\xi}$ との等値線の空間分布は非常によく似ている。相関係数が最大となる座標位置も両者でほとんど同じである。相関係数 $\langle R_{uv} \rangle$ と $\langle R_{v\theta} \rangle$ は抽出した構造のすべての領域で0.5以上の値を示している。特に、先述した渦構造Iの高温水塊部では相関係数は0.6と大きい。VITA処理において位相のずれに原因して生じるスクランブル効果を勘案すれば、これらの値はきわめて大きな値であるといえる。

図—9の流速ベクトル図と考え合わせれば、条件付き抽出した構造は秩序立った、組織的な(相関度の高い)構造であることがわかる。つまり、組織的構造はその前縁部で高速($\langle u \rangle > 0.0$)で、高温($\langle \theta \rangle > 0.0$)のブルーム流体塊を外部に輸送すると同時に、その後端部で周囲の低速($\langle u \rangle < 0.0$)で、低温($\langle \theta \rangle < 0.0$)の流体塊をブルーム内部に輸送する働きを果たしていることが、これらの図からわかる。後者はトレーサー粒子群を観察することにより明確にした連行現象に正に相当する。それは組織的構造の外部領域である $\Delta x / y_{0.5} = 1.28$, $y / y_{0.5} = 1.5$, および $\Delta x / y_{0.5} = 0.39$, $y / y_{0.5} = 1.72$ 付近で $\langle R_{v\theta} \rangle$ の値が0.4あるいは0.5を越える値を示していることから推量できる。ただし、 $\langle v\theta \rangle / U_{\xi} \Delta T_{\xi}$ の絶対値は小さく、0.005~0.0の範囲である。

図—14の $\langle R_{v\theta} \rangle$ の等値線にみられるもう一つの特徴は、組織的構造Iの前縁の外部領域、つまり、 $\Delta x / y_{0.5} = 0.3$, $y / y_{0.5} = 1.5$ 付近に負の相関値-0.2が現われていることである。 $\langle R_{v\theta} \rangle$ の負の符号は組織的構造の外部の低温で非乱流の流体塊($\langle \theta \rangle < 0.0$, $\langle u \rangle < 0.0$)を外側へ輸送していることを示す。この特異な運動はおそらく組織的構造の渦運動に由来するものであろう。この現象は先に述べた連行粒子群の可視観測結果の位相1、つまり「ブルームの外縁に放たれたトレーサー群は、渦構造の接近に伴って、まず最初に外側へ、あるいは斜め下流側へと輸送される」ことに対応しているのは注目に値する。 $\langle R_{uv} \rangle$ の分布にも負の相関係数値が同じように現われている。しかしながら、それは $\langle uv \rangle / U_{\xi}^2$ の値が0.0以下の小さい領域であり、検討する必要はない。

図—15は位相平均した乱流エネルギー $\langle q^2 \rangle = (\langle u^2 \rangle + 2\langle v^2 \rangle) / 2$ の等値線を示す。乱流エネルギーは組織的構造の通過する範囲($-1.2 < y / y_{0.5} < 1.2$)の全域で大きく、 $\langle q^2 \rangle / U_{\xi}^2$ の値は0.03以上を示している。特に、最大値0.075の現われる位置は図—9に示した組織的渦構造の中心位置と一致しているのは興味深い。一方、長時間平均法で求めた乱流エネルギー \bar{q}^2 / U_{ξ}^2 の最大値と軸上値⁴⁾はそれぞれ0.067, 0.055である。このことから、

組織的構造がエネルギーの生成に強く関与していることが予想される。

(4) ジェットとブルームの連行係数の違いについて 図—9, 10において強調したように、連行機構は上述した組織的構造の相互干渉により誘起された流動に起因すると考えるのが妥当であろう。ジェット流動においても、またブルーム流動においても平均流速分布の半値半幅 $y_{0.5}$ で規定される空間規模の組織的渦構造が非対称に配置されることは確認した。それならば、本研究の目的である「両流動にみられる連行係数の差異は何か」が未解決のまま残る。そこで、条件付き位相平均された乱流諸量ならびに乱流流束の最大値をジェットとブルームで比較したのが、表—2である。同表から明らかなように、すべての乱流強度に関してブルームの方がジェットより勝っていることがわかる。つまり、図—9, 10や図—1あるいは写真—2にみられたように、組織的構造の非対称の配置が明瞭であるか否かということが、組織的構造の強度、ひいては組織的構造の相互干渉が誘起する連行流の差異を支配する要因であると結論づけられる。

6. 結 語

鉛直上向きに放出された二次元フォーストブルームに内在する組織的構造の特性を、①可視化法、②温度変動の多点同時計測と③二方向流速・温度変動の二点乱流計測ならびにVITA法による条件付き抽出・平均により明らかにし、連行機構や運動量と熱の乱流輸送機構との関連について考察した。本研究で得られた主要な結果は以下のとおりである。

(1) 大規模で組織的な乱流構造が、二次元ブルームおよびジェットの完全発達領域、いわゆる自己保存領域においても存在することが判明した。その組織的構造の空間規模は流下方向に平均流速分布の半値半幅 $y_{0.5}$ の約1.5倍、横方向に $y_{0.5}$ と同程度である。

(2) 組織的構造はKarman渦列と同様に中心軸に関して左右非対称に配置され、かつ左右断面で逆向きの循環を有している。可視化観測でみられた放流流束の左右への大きな揺らぎはこの組織的構造の非対称な配置に強く関連している。

(3) 条件付き抽出した組織的構造のトポロジー的特性から、周囲流体の連行は鞍点(すなわち、隣り合う同じ符号の渦構造を連結するsaddle点)に収斂する流線に沿った運動により誘起されていることがわかった。ブルームの外部に注入したトレーサーの挙動からも、この運動が明瞭に認められた。

(4) ブルームとジェットとの連行係数の違いは、このトポロジー的特性が空間的に安定かどうか、換言すれば、組織的構造の非対称の配置が明瞭であるかどうか

依存している。可視観測，条件付き抽出した流速ベクトルにみられたように，組織的構造の存在はブルームにおいてより明瞭である。

(5) 条件付き位相平均したレイノルズ応力と乱流熱流束，およびそれらの相関係数の空間分布から，組織的構造は運動量や熱の横方向乱流輸送の大半を担っていることがわかった。

最後に，可視化実験の遂行に熱心に協力して頂いた大阪大学学生 日置洋平君（現・日本道路公団勤務）と服部悦士君（現・佐藤工業勤務）に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Murota, A. and Nakatsuji, K. : Visualization of ordered motion in turbulent plane forced plume, Flow Visualization IV, Hemisphere Publishing Comp., pp. 665~670, 1986.
- 2) Murota, A. and Nakatsuji, K. : Coherent structure and its contributions to entrainment in plane forced plume, Stratified Flows, Ed. by E. J. List and G. H. Jirka, D. Reidel Publishing Com., 1989 (to appear).
- 3) 室田 明・中辻啓二・中井正則：二次元フォーストブルームの連行係数に関する理論的研究，土木学会論文集，第369号/II-5, pp. 23~31, 1986.
- 4) Kotsovinos, N. E. : A study of the entrainment and turbulence in a plane buoyant jet, Rept. No. KH-R-32, W. M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, Caltech, 1975.
- 5) Ramaprian, B. R. and Chandrasekhara, M. S. : Study of vertical plane turbulent jets and plumes, IHR Rept. No. 257, The University of Iowa, 1983.
- 6) 室田 明・中辻啓二・玉井昌宏：二次元フォーストブルームの乱流構造に関する実験的研究，土木学会論文集，第405号/II-11, pp. 79~87, 1989.
- 7) Cervantes, G. J. G. and Goldshmidt, V. W. : The apparent flapping motion of a turbulent plane jet—Further experimental results, Trans. ASME I, J. Fluids Eng., Vol. 103, pp. 119~126, 1981.
- 8) Mumford, J. C. : The Structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flows, Part 1, The plane jet, J. Fluid Mech., Vol. 118, pp. 241~268, 1982.
- 9) Antonia, R. A., Browne, L. W. B., Rajagopalan, S. and Chambers, A. J. : On the organized motion of a turbulent plane jet, J. Fluid Mech., Vol. 134, pp. 49~66, 1983.
- 10) Komori, S. and Ueda, H. : The large-scale coherent structure in the intermittent region of the self-preserving round jet, J. Fluid Mech., Vol. 152, pp. 337~359, 1985.
- 11) Antonia, R. A., Chambers, A. J., Britz, D. and Browne, L. W. B. : Organized structure in a turbulent plane jet : Topology and contribution to momentum and heat transport, J. Fluid Mech., Vol. 172, pp. 211~229, 1986.
- 12) 福岡捷二・佐藤郁太郎：二次元噴流中のオーガナイズド・モーションの構造とその水理学的役割，土木学会論文報告集，第277号，pp. 71~83, 1978.
- 13) 小松利光・浦 勝・後藤俊一：2次元密度 plume における組織渦の構造と連行現象，第28回水理講演会論文集，pp. 311~319, 1984.
- 14) 室田 明・中辻啓二・玉井昌宏：二次元フォーストブルームの大規模渦運動，第30回水理講演会論文集，pp. 649~654, 1986.
- 15) 中川博次・祢津家久，ほか：水素気泡法による2次元噴流の組織立った渦運動の可視化，第8回流れの可視化シンポジウム，pp. 103~108, 1980.
- 16) Sato, H. : The stability and transition of a two-dimensional jet, J. Fluid Mech., Vol. 7, pp. 53~80, 1959.
- 17) 室田 明・中辻啓二・藪内生死：二次元表層密度噴流における大規模渦運動に関する実験的研究，土木学会論文報告集，第339号，pp. 109~118, 1983.
- 18) Chen, C. J. and Rodi, W. : Vertical turbulent buoyant jet : A review of experimental data, Pergamon Press, p. 83, 1980.
- 19) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E. : On the wall structure of the turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 76, pp. 89~112, 1976.
- 20) 室田 明・中辻啓二・磯寄正哉：成層せん断流における乱流輸送機構，第29回水理講演会論文集，pp. 413~418, 1985.
- 21) Hussain, A. K. M. F. and Hayakawa, M. : Eduction of large-scale organized structures in a turbulent plane wake, J. Fluid Mech., Vol. 180, pp. 193~229, 1987.

(1988.8.5・受付)