

二次元フォーストブルームの大規模渦運動

Structure of Organized Motion Observed in Plane Forced Plume

大阪大学工学部 正 員 室田 明

大阪大学工学部 正 員 中辻 啓二

大阪大学大学院 学生員 ○玉井 昌宏

1. まえがき

静止流体中に鉛直上方に放出された密度の小さい水束は、放流口近くでは初期運動量の勝ったジェットの挙動を呈する。放流口から遠ざかるにつれて浮力の影響が次第に大きくなり、やがて放流水束はブルーム的な挙動となる。ジェット、ブルームおよびそれらの遷移過程を含めた流動をフォーストブルームと総称する。このような流動は温排水あるいは下水処理水の水中放流や大気への排煙拡散等によく観察され、熱や物質の拡散現象と関連して工学的に重要な現象である。噴流に関する研究は古くから為されてきた。ブルームに関しては理論・実験ともに数少なく、その流動や拡散過程は十分に理解されていないのが実状である。それは実験室で実現できる流速が小さく、また密度変動が存在するなど測定精度や実験設備等の制約に原因している。しかしながら、近年の計測技術の進歩とともに乱流変動も含めた計測が可能となり、ようやく噴流とブルームの乱流拡散機構の相違について議論が始まった段階にある。¹⁾⁻⁴⁾

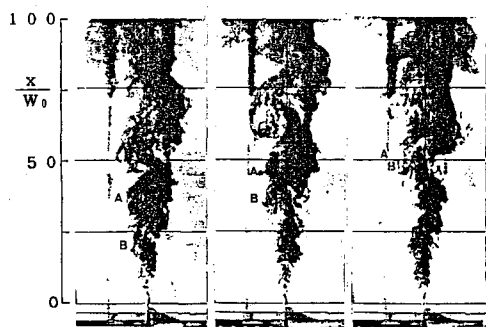
著者等も温水のフォーストブルームを対象に基礎的な水理実験を実施し、流動ならびに温度変動の諸特性からジェットとブルームの差異について考察した。前報⁵⁾では、温度変動の空間相関から、ブルームにおいて半幅規模の乱流構造が存在することを報告した。この大規模な乱流構造はKotsovinos⁶⁾、福岡・佐藤⁷⁾や小松・浦ら⁸⁾によっても既に指摘されており、周囲流体の連行との関わりで興味を持たれている。また、均質噴流では放流水がゆらぐフラッピング現象に関連して、この乱流構造の定量的把握が試みられている。⁹⁾¹⁰⁾しかしながら、フラッピング現象とこの大規模乱流構造との関わり、あるいは両者に及ぼす浮力効果、および連行現象との関連性を明確に説明した研究はほとんどない。前報の実験においては温度計測の応答性にいささか問題を含んでいた。そこで、本研究ではその点を改良して、温度変動の13点空間同時計測を実施し、さらに可視化法とを併用した実験を行った。本文ではそれらの実験結果を記するとともに、ジェットとブルームの乱れ構造の相違ならびに連行現象との関わりについて考察を加える。

2. 実験の概要

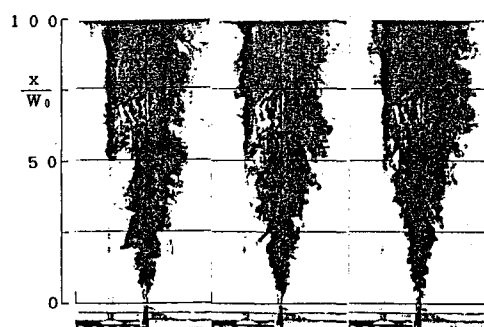
実験は前面ガラス張りの水槽（高さ 130cm、幅 90cm、奥行 90cm）の前面 15cm を仕切って行った。静止流体中で温水を放流すると、熱収支の不均衡に原因して水槽上端付近で成層化した界面が計測中に低下する。そこで、計測領域を確保するために、水槽下方から上方へ向って低速で流れる一様流中に、水槽下部に設置したスリットより温水を鉛直上向きに放流した。スリットは放流流体の初期流動に重要な影響を与えるので慎重に設計した。その形状は整流箱から15cmまでは1:2.5に絞り、先端部20cmは口径 0.4cm×15cmの矩形管路になっている。また、放流口の先端は45°のエッジに機械加工され、不要な擾乱が生じないようにした。実験装置ならびに方法の詳細は前報⁵⁾を参照されたい。温度計測には直径0.8mm長さ4mmの高感度サーミスターを用いた。サーミスターの抵抗値の変動が10Hz、0.10°Cの精度となるように、ブリッジ回路と可変利得増幅回路を設計・製作した。また、平均流速は二方向電磁流速計（計測技研製）を用いて計測した。

放流口における水理諸元は、初期密度フルード数 $F_{d0} = U_0 / \sqrt{\epsilon_0 g W_0} = 3.5 \sim 64.4$ 、初期レイノルズ数 $Re_0 = U_0 \cdot W_0 / \nu = 530 \sim 1130$ の範囲である。ここに、 U_0 : 初期流速 (= 8.5~33.5cm/s)、 W_0 : スリット幅 (= 0.4cm)、 $\epsilon_0 = (\rho_a - \rho_0) / \rho_a$: 周囲環境水との相対密度差である。放流温水と周囲環境水との温度差 ΔT_0 は 5~50°C である。

注) 本文中でのジェットとブルームは正確には jet-like flow および plume-like flow を表わす。



(a) プルーム流動 ($Fd_0 = 6.6$)



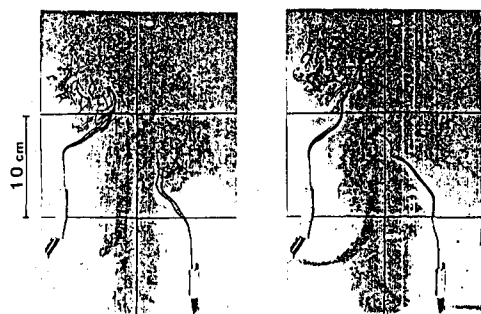
(b) ジェット流動 ($Fd_0 = 64.4$)

写真-1 渦構造とゆらぎの成長過程

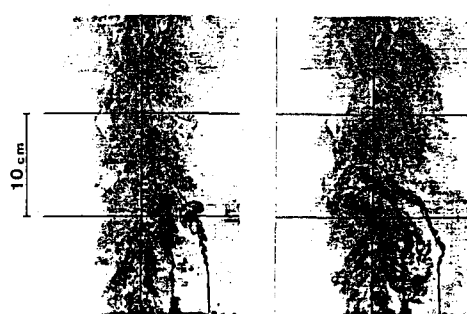
3. 組織構造の可視化

写真-1(a),(b) はそれぞれプルームとジェットにおける放流流体の挙動を染料（メチレンブルー）を注入することによって可視化したものである。露出時間は $1/125$ 秒、撮影の時間間隔は 0.84 秒である。層流状態で放流した水束は周囲環境水との境界の強いせん断のために $K-H$ 不安定による攪乱を発生させる。攪乱は非線形増幅して、合体や崩壊を繰り返しながら渦構造に成長し、放流水束の両側に混合層を形成する。両混合層が出会う、いわゆる遷移領域に達すると、左右の渦群は複雑な相互干渉を経て大規模な渦構造へと発達する。写真-1(a) のプルームにおいて、そのような渦構造が $x/W_0 > 20$ の領域で認められる。渦構造は流下とともにさらに発達し、 $x/W_0 = 50$ 付近になると中心軸に達するような大規模な渦動となる。界面の凸部で確認できる渦動は左右逆向きの回転を有しており、中心軸に非対称な位置関係を保って移流している。その結果、プルーム軸が揺らいでいるように見える。また、図中に A、B の記号で表示した渦動のように合体现象も時折観察される。これに対して、写真-1(b) のジェットでは染料塊は連続的に拡がっている。種類の規模の乱れがジェット流動に混在しているものと予想できる。また、ゆらぎの現れる頻度はプルームに比べて非常に低い。

次に、周囲環境水の進行形態を可視化するために、着色した不溶性のトレーサー（キシレンと四塩化炭素の混合物）を周囲水中に注入して、その流跡線を撮影した一例が写真-2である。ジェットにおけるトレーサーの大部分は界面近傍の周囲水中に滞留し、一部はジェット内外の速度差によりひきずられるように界面に沿って移流する。その過程でトレーサーは小規模な渦動によってジェット内へ連行される。連行されたトレーサーはジェット全幅に拡散されずに、界面に沿って流下する傾向にある。一方、滞留していたトレーサーは大規模渦動の通過直後に始めてジェット内へ連行される。他方、プルームにおいては界面凸部に注入されたトレーサーは連行されずに界面に沿って移流し、凸部界面の通過直後に主流に連行される。その後、トレーサーはプルーム全幅に拡散される。また、界面の凹部に存在するトレーサーは直接渦構造に取り込まれ、



(a) プルーム流動



(b) ジェット流動

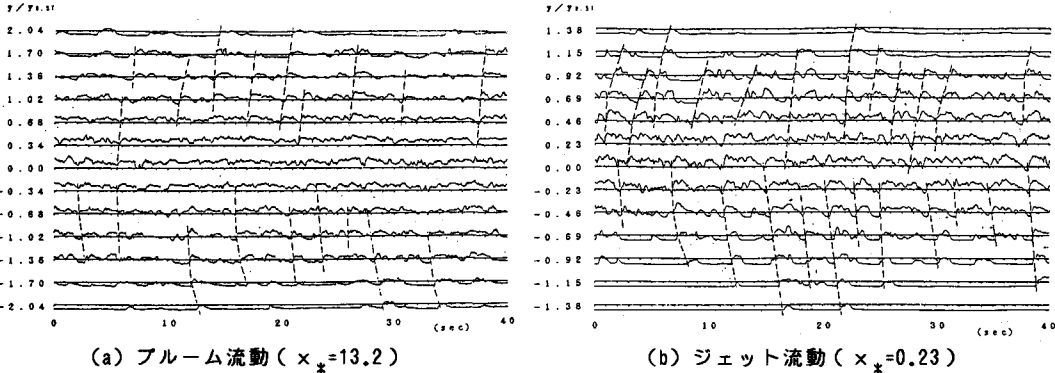
写真-2 周囲流体の進行過程

拡散されずに渦とともに流下する。このパターンの連行は渦同士のコ合体をとまわずに周囲環境水を取り込んで成長する過程を示しており、非常に興味深い。

全進行量の大部分を占めるのは界面の凹部から混入する大規模な移流型の連行である。特に、ブルームでは、トレーサー群が非対称になった凹部から交互に中心軸に向かって大きく取り込まれるのが観察される。ジェットにおいてもブルームと同様の移流型連行も観察されるが、その規模はそれほど大きくない。このように放流水束のゆらぎならびに連行現象は大規模渦構造の運動と直接的に関連しており、注目に値する。

4. 時空間乱れ特性

フォーストブルームに内在する渦動やゆらぎのような空間的かつ時間的に変化する乱れ構造を定量化するには、可視化手法は有効でない。また、一点で計測した情報のみでは、たとえ条件付抽出法を駆使したとしても、現象の全体像を把握することは難しい。そこで、13本のサーミスターから得られる多点同時計測した温度変動時系列を解析し、乱れ構造の把握を試みた。



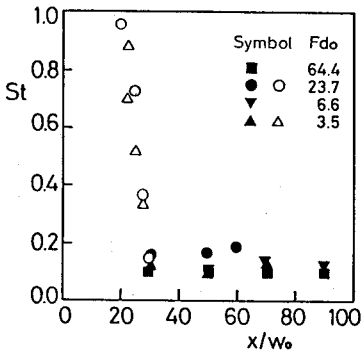
図－1 横断方向に同時計測した温度変動時系列

(1) 温度変動時系列

図－1は、横断方向に13本のサーミスターを1cm 間隔に熊手状に配置して、計測した温度変動の時系列を示している。計測断面はそれぞれ $x_* = Fd_0^{-4/3}(\rho_0/\rho_a)^{1/3}(x/W_0) = 13.2$ と 0.23 であり、Chen-Rodi⁴⁾ の領域区分に従えばブルームとジェットに相当する。縦軸と横軸は各々温度変動と時間であり、各時系列の左側の数字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ち上り部、すなわち高温流塊の通過始点を横方向に連ねたものである。ブルームでは破線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、且つ左右断面で交互に現出する様子が観られる。すなわち、写真－1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わ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観られず、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、大規模な乱れ構造が存在することが確認される。

(2) 渦構造の通過周波数

フォーストブルームが疑似周期的な流動であることに注目して、渦構造の通過周波数の流下方向変化を求めた。図－2は、通過周波数を半値半幅 $y_{0.5T}$ と軸上の平均流速 U_E を用いて無次元表示したストローハル数 $St = f_v y_{0.5T}/U_E$ の流下方向変化を示す。流下方向距離は放流口幅 W_0 で無次元表示した。周波数 f_v は、温度変動の乱れ強度 θ' が最大となる断面位置において計測した



図－2 渦構造の通過周波数

温度時系列をスペクトル解析し、その卓越周波数を採用した。図中に黒塗り記号で示す。また、放流口近傍では温度変動の計測が困難であるため、可視観測により界面の時間変動を測定し、スペクトル解析により卓越周波数 f_v を求めた。図中に白抜き記号で示す。

いずれのケースにおいても放流口近傍 ($x/W_0 < 30$) では St の値は急激に減少し、 $x/W_0 > 30$ の領域ではほぼ一定値 0.11 になっている。 $x/W_0 < 30$ は、放流水束の両側に発生、発達した渦構造が中心軸にまで達する領域である。その領域では渦動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、 $x/W_0 > 30$ の領域では、半値半幅は両流動共に線形に増大するのに対して、中心軸上の平均流速はジェットでは $x^{-1/2}$ に比例し、ブルームでは一定値になることが確認されている。これらを勘案すれば周波数 f_v の流下方向変化はジェットでは $x^{-3/2}$ に、ブルームでは x^{-1} に比例することになる。この事実は渦動の合体や崩壊現象がジェットにおいてより頻繁であることを示唆している。 $St = 0.11$ の関係は Cervantes & Goldschmidt⁹⁾ や Antonia et al.¹⁰⁾ の平面噴流における実験においても得られている。

(3) 断面内相互相関関数

温度の乱れ強度 θ' が最大となる断面位置は、可視化により得られた渦動の中心位置にほぼ対応している。

そこで、その位置での温度変動と断面内任意点での温度変動との相互相関関数を求めた。その結果を図-3 に示す。縦軸、横軸、斜軸は各々相関値 $R(\tau) = \frac{\theta'_{\max} \theta'_y}{\theta'_y \theta'_{\max}}$ 、遅れ時間 τ 、横方向距離 y である。

中心軸に関して、サーミスターの固

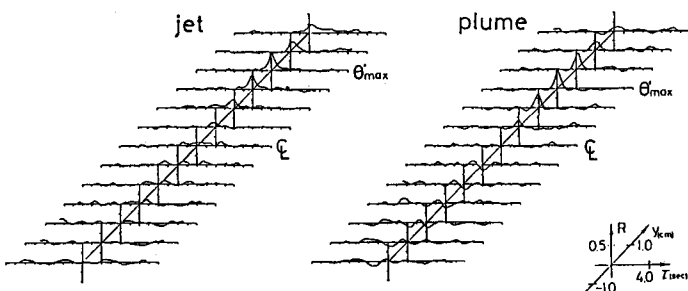


図-3 ジェットとブルームにおける相互相関関数形

定位置と同じ側の片断面を正の断面、反対断面を負の断面と呼ぶことにする。正の断面ではジェットとブルームともに大きな正の相関値が広範囲にわたり出現し、通過する渦動の空間スケールの大きさがうかがえる。また、負の断面においては相関の値は小さいものの、負の相関値が明瞭に現われる。つまり、正と負の断面の温度時系列が逆位相で変動していることがわかる。この傾向はブルームにおいてとくに顕著である。

相関の大きさやその分布の拡がりを明確にするために、相関のピーク値の遅れ時間がほとんど零であることを考慮して、図-4 に遅れ時間 $\tau = 0$ のときの相関係数 $R(0)$ の断面内分布を示す。横軸は半値半幅 $y_{0.5T}$ で無次元表示された横方向距離を示し、 $R(0) = 1.0$ の位置が θ' の最大となる位置に相当している。ジェットとブルームともに流下距離の異なる2断面の分布を重ねて示している。分布形状が流下にともなって変化しないことから、乱れ構造が、半値半幅と同様に、流下にともない線形に増大していることがわかる。さらに、両流動を比較した場合、乱れの横方向の空間スケールに有意な差異のないことが認められる。両流動間の大きな違いはブルームにおいて負の断面に -0.2 の負の相関が現れることである。Antonia et al.¹⁰⁾ は均質噴流の実験において、流下方向流速変動の相関関数と温度変動のその横方向分布形が等しくなることを確認している。このことより、負の相関値 -0.2 は有

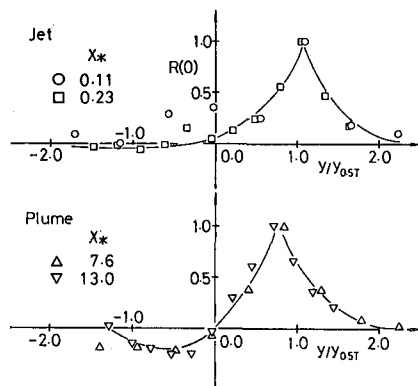
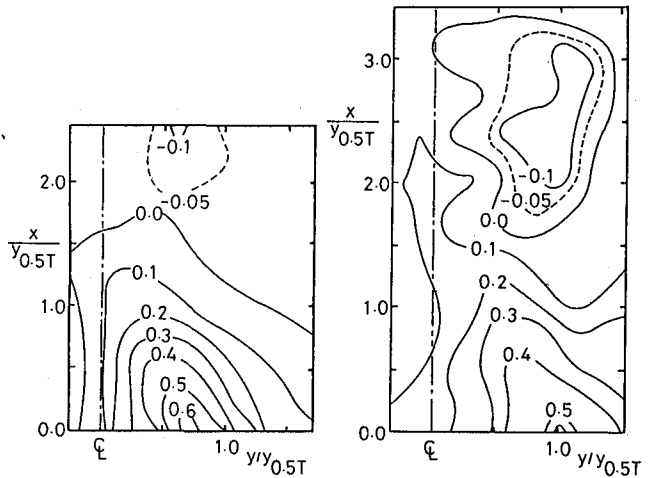


図-4 相関係数 $R(0)$ の横方向分布

意であると判断できる。この結果は、ブルームの乱れ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を示唆している。

(4) 空間相関図

温度変動の空間構造を明確にするために、図-5に遅れ時間 $\tau=0$ の相関係数 $R(0)$ の空間分布を等値線を用いて示す。温度変動の乱れ強度が最大となる横方向位置に1本のサーミスターを固定し、熊手状に等間隔に配置した12本のサーミスターを流下方向に移動させて温度変動を計測した。上流側のサーミスターの擾乱の影響を避けるために、流れが二次元性を十分に保っていることを勘案して、上流側のサーミスターは水槽の奥行方向に1cm離れている。固定位置は、ブルームでは $x_* = 15.1$, $y/y_{0.5T} = 0.74$, ジェットでは $x_* = 0.19$, $y/y_{0.5T} = 1.03$ である。縦軸と横軸は半値半幅 $y_{0.5T}$ で無次元化した流下方向距離と横方向距離を示す。相関係数の値が0.1を示す等値線が渦動の輪郭を表わしていると仮定すると、流下方向の拡がりには両流動ともに $x/y_{0.5T} = 1.5$ 程度であり、両流動に顕著な差異は認められない。等値線が中心軸方向に少し傾斜しているのは、図-1における破線の勾配に対応している。また、ジェットとブルームともに $x/y_{0.5T} = 2.5$ 付近に負の相関の中心が現われており、渦動が片側断面で流下方向に半値半幅の約5倍の間隔で配置されていることがうかがえる。



(a) ブルーム流動 (b) ジェット流動

図-5 相関係数 $R(0, x, y)$ の空間分布

縦軸と横軸は半値半幅 $y_{0.5T}$ で無次元化した流下方向距離と横方向距離を示す。相関係数の値が0.1を示す等値線が渦動の輪郭を表わしていると仮定すると、流下方向の拡がりには両流動ともに $x/y_{0.5T} = 1.5$ 程度であり、両流動に顕著な差異は認められない。等値線が中心軸方向に少し傾斜しているのは、図-1における破線の勾配に対応している。また、ジェットとブルームともに $x/y_{0.5T} = 2.5$ 付近に負の相関の中心が現われており、渦動が片側断面で流下方向に半値半幅の約5倍の間隔で配置されていることがうかがえる。

(5) 渦の移流速度と積分スケール

乱れ構造の移流速度を求めるために、流下方向に3cm離れた2断面に6本ずつのサーミスターを配置して温度変動を計測した。移流速度の算定法はつぎに示す2通りの定義がある。

$$U_c = \Delta x / \tau_{\max} \quad ; \quad U_p = \Delta x \cdot f_{\max} / \Phi_{ij}$$

ここに、 U_c は、流下方向に Δx 離して計測した温度変動の相互相関関数の最大値が現われる遅れ時間 $\tau_{\max}$ より算出する移流速度である。また、 U_p はコヒーレンスが最大となる周波数 $f_{\max}$ と位相角 Φ_{ij} を用いて算出する位相速度である。

図-6はジェットとブルームにおける移流速度の断面内分布を示す。 U_c および U_p はそれぞれ軸上流速 U_{c0} で基準化し、白抜き記号と黒塗り記号で示す。また、平均流速分布も同図中に実線で示す。位相速度 U_p はある特定の周波数成分の移流速度を表わしており、物理的には渦動のような構造の通過過程をとらえているとみなせよう。図-6において U_c と U_p の分布形状がほぼ同じであることから、温度変動の相関関数は乱れ構造の挙動を把握していると理解できる。

ブルームにおける移流速度の横方向分布は比較的平坦であり、その絶対値は軸上平均流速の約70%である。これに対して、ジェットでは移流速度は平均流速分布を平行移動したような分布形を示し、その値は各位置の平均流速の約85%程度である。つまりこの差異は

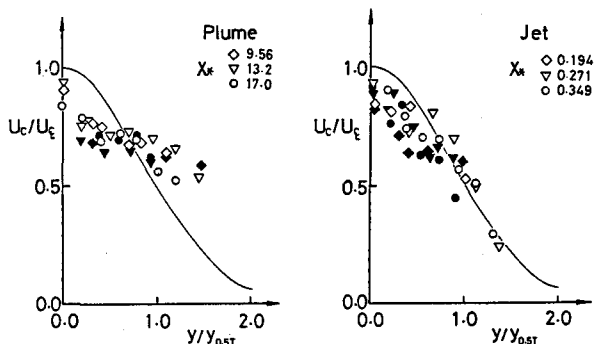


図-6 渦構造の移流速度

浮力効果の卓越したブルームでは乱れ構造が浮力により一様な速度で上向きに移流されるのに対し、ジェットでは乱れ構造は平均流速のせん断効果を帯びながら移流されることを示唆する。

つぎに、図-7はジェットとブルームの乱れ構造の流下方向スケールを比較したものである。テイラーの仮説に従えば、温度変動の自己相関関数より求まる積分時間スケールに移流速度を乗じることにより、流下方向スケール L を得る。ジェットとブルームで $L/y_{0.5T}$ の横方向分布に明瞭な差はなく、両流動ともに乱れ構造は半値半幅のおよそ 0.6~0.7 倍で流下方向に線形に増大してゆく。この結果は中込・平田²⁾の浮力効果に関する指摘と矛盾するが、両者の相違は、彼等が移流速度として平均流速を採用していることに起因している。また、 $L/y_{0.5T}$ は流軸から外縁部に向けて単調に増大する傾向を示している。これは外縁部に近づくほど間欠的な乱流-非乱流変動を反映して積分時間スケールが過大に評価されているものと理解できる。

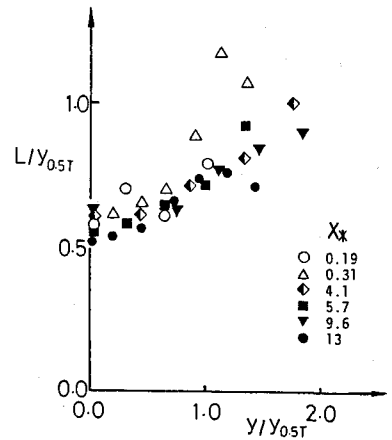


図-7 渦構造の流下方向スケール

5. あとがき

本研究では、二次元フォーストブルームに内在する大規模渦構造の特性を可視観測と温度変動の多点同時計測を用いて調べた。得られた主要な結果を以下に示す。

- (1) ゆらぎ現象は中心軸に関して非対称に配置された大規模渦動の移流に起因すること、また周囲流体の連行は大規模渦動の運動に強く関連していることが、可視観測によって明らかになった。
- (2) フォーストブルームの半幅規模の乱れ構造の通過が横断方向に13点同時計測した温度変動時系列に現われており、その時間的特性は可視観測の結果とよく合致した。
- (3) 温度変動の空間相関より、大規模渦構造の空間スケールはジェットとブルームとで有意な差のないことがわかった。両流動ともに渦構造の流下方向スケールは半値半幅の 0.6~0.7 倍の規模であり、片側断面で半値半幅の約5倍の間隔で配置されている。
- (4) 両流動間の大きな違いは、大規模渦構造が中心軸に関して非対称に配置される度合いを比較すれば、ブルームの方が大きいことである。この空間的な配置の違いがゆらぎや連行特性の相違をもたらすことが可視観測の結果にも認められるが、その動力学的な解明は今後の課題である。

最後に、本研究の遂行に際して大阪大学学生日置洋平氏（現、日本道路公団）と服部悦士氏（現、佐藤工業）の協力を得た。また、本研究の一部は昭和59・60年度文部省科学研究費補助金一般研究C（代表者：中辻啓二）と総合研究A（代表者：東大工学部玉井信行教授）の補助を受けた。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Ramaprian, B.R. and M.S. Chandrasekhara : IIHR. Report, No.257, March 1983.
- 2) 中込秀樹・平田賢 : 日本機械学会論文集(B), 46, 410, pp.2023-2032, 1980.
- 3) 水科篤郎・荻野文丸 : 第19回日本伝熱シンポジウム論文集, pp.100-111, 1982.
- 4) Chen, C.J. and W. Rodi : Pergamon Press, 83pp., 1980.
- 5) 室田明・中辻啓二・石田悦一・日置洋平 : 第31回海岸工学講演会論文集, pp.640-644, 1984.
- 6) Kotsovinos, N.E. and E.J. List : J. Fluid Mech., Vol. 81, Part 1, pp.45-62, 1977.
- 7) 福岡捷二・佐藤都太郎 : 土木学会論文集, 第277号, pp.71-83, 1978.
- 8) 小松利光・浦勝・後藤俊一 : 第28回水理講演会論文集, pp.311-319, 1984.
- 9) Cervantes, J. and V.W. Goldschmidt : J. Fluids Engineering, Vol.103, pp.119-126, 1981.
- 10) Antonia, R.A., L.W.B. Browne, S. Rajagop and A.J. Chambers : J. Fluid Mech., Vol.134, pp.49-66, 1983.