

混合せん断流における大規模渦の時空間構造とその水理的役割

SPATIAL-TEMPORAL STRUCTURE OF LARGE VORTEX IN A MIXING SHEAR FLOW AND ITS HYDRAULIC ROLES

小松利光*・山本賢一**・梅永 哲***

By Toshimitsu KOMATSU, Kenichi YAMAMOTO and Satoshi UMENAGA

A mixing shear flow is formed by bringing together two streams of water, moving at different velocities in a channel. The vortical structures are generated in the mixing flow and transported downstream. The simultaneous data on the two components of velocity, density fluctuation at almost one point were obtained together with the data on the displacement of assumed interface between the upper layer and the lower layer. Taking ensemble averages on various turbulent quantities e. g. turbulence, density fluctuation, Reynolds stress, turbulent flux,based on the displacement of assumed interface, not only the spatial structures of various quantities accompanied by the vortices but also their temporal changes in spatial structures were obtained without using the assumption of Taylor's frozen turbulence. It is apparent from these spatial-temporal structures that the large vortex plays important roles on momentum and mass transport, production of turbulence, entrainment in a mixing shear flow.

Keywords: large vortex, mixing shear flow, ensemble average, entrainment

1. ま え が き

条件付きサンプリング法や可視化法の発達に伴い、1960年代の後半頃から、壁面乱流だけでなく混合層における乱流も統計的にランダムな渦の集合からなるだけでなく組織化された大規模渦からも構成されていることが認識されるようになってきた。Browand¹⁾, Freymouth²⁾, Miksad³⁾らは、二次元せん断流には平均流の方向に直角な軸をもつ大規模な渦が卓越し、隣合う渦同士によって pairing が生じることを明らかにした。Crow と Champagne⁴⁾も同じく軸対称噴流の可視化観測から、potential core 端付近に規則だった大規模運動、いわゆる puff 運動が発生することを示し、その振幅の発達や位相速度を調べた。ところで、近年の組織渦の研究で特に注目を集めたのは Brown と Roshko⁵⁾の観察であろう。彼らはヘリウムと窒素ガスの混合層流れを高速影絵写真で撮影したところ、その中に明瞭な組織運動が存在することを観測した。そして隣合う渦の合体により不連続的に渦径および渦と渦の間隔を増加させることを

見出した。さらに Winant と Browand⁶⁾は水の流れの境界面で同様の現象を観察し、特に合体の過程を詳細に追求している。その結果、合体の際に周囲の乱れていない流体が混合層中に巻き込まれることを確かめ、また合体は混合層の厚さが境界でさえぎられるまで続く(彼らの実験では最大4回)ことを示した。ただ、Chandrsuda, Mehta および Bradshaw⁷⁾はこのような二次元渦列が初期における両側の流れの乱れが小さいときのみ生ずるものであり、流れの乱れが大きくなると三次元的な組織構造が現われてこれに代わると指摘している。

わが国では福岡・佐藤⁸⁾や中川・祢津⁹⁾が二次元噴流の組織渦について考察し、室田・中辻^{10),11)}が二次元 plume や表面噴流の組織渦の空間・時間特性や連行との関連性を調べている。

著者らもここ数年来、自由乱流、中でも大規模渦列が一例となっていて流れの構造が簡単な混合せん断流に着目して大規模渦測定のための実験を行ってきた。そして多変量の同時測定および可視化実験から、混合せん断流の仮想界面変動と大規模渦との関連や大規模渦の空間的、時間的拡がりなどについて解析を行ってきた¹²⁾。また、大規模渦を見出すための指標として仮想界面の変位を利用した条件付きサンプリングを行って、大規模渦に伴う質量 flux や Reynolds 応力、密度変動などの

* 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学
(〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1)

** 学生会員 九州大学大学院博士課程 水工土木学専攻
(同上)

*** 正会員 工修 国際協力事業団(〒613 新宿区西新宿 2-1-1)

空間分布を求め、これらのデータをもとに大規模渦の機構とその水理学的な役割について考察を加えた¹³⁾。しかしながら、この研究においては大規模渦の空間 pattern を求める際、1断面での渦の時間構造をそのまま凍結させて中心における渦の移動速度で輸送させることにより空間構造に変換している。大規模渦の周波数の乱れに対しては Taylor の凍結乱流が成立せず、また渦の移動速度が必ずしも乱れの位相速度と一致していない¹³⁾ことを考慮すると、以上の過程を経ずに、大規模渦とそれに随伴する各種特性量の空間構造を直接求めることが望ましい。

そこで本研究では、乱れの諸量の測点を1断面のみに限らず、空間的に分布させて配置し、仮想界面との同時測定を行った。このため凍結乱流の仮定を用いることなく、大規模渦とそれに随伴する乱れ諸量の信頼性の高い空間構造を得ることができ、また時間の経過に伴うこれらの空間構造の変化をとらえることができた。

本論文では大規模渦の運動学的機構を明らかにし、Reynolds 応力や乱流拡散における大規模渦の役割を議論している。

2. 実験方法とデータの解析

(1) 実験装置

実験は長さ 5 m、幅 15 cm、高さ 40 cm のアクリル製二次元水平水路を用いて行った (図-1)。混合せん断流を作るために、水平の仕切り板を水路底より 25 cm のところに設置した。上下層の流体は仕切り板の末端 (この点を座標原点とし、流下水平方向に x 軸、鉛直上向きに y 軸、奥行き方向に z 軸をとる) で接触し、流速差により渦動状態が引き起こされ、混合せん断流が形成される。上下層とも水路上流側で整流を十分に行い、 $x=0$ 付近では両者ともほぼ一様な流速分布となるようにしている。混合せん断流では種々の物理量は鉛直方向に連続的に変化して sharp な界面は存在しないが、ここでは内部波高計から得られる密度界面の高さすなわち、後述のように下層水に塩水、上層水に淡水を用いることによって電気伝導度の違いから便宜的に検出される界面を

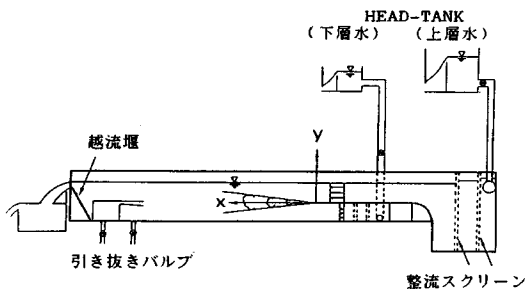


図-1 実験装置

表-1 実験条件

諸元 Exp. No	層	流量 (cm^3/s)	平均 流速 (cm/s)	水深 (cm)	相対 密度差 $\Delta\rho/\rho_1$
Exp-I	上層	1183	11.1	7.1	0.0031
	下層	497	1.3	25.0	
Exp-II	上層	1162	12.5	6.2	0.0025
	下層	368	1.0	25.0	

仮想界面の位置と定義した。上層水としては常に淡水を使用した。一方下層水は、内部波高計で混合せん断流の仮想界面の変動を測定するため、また下層水検出の指標として密度変動を測定するために薄い塩水を用いた。下層水に塩水を用いると、混合せん断流の下流部では流下に従い乱れに対して密度効果が卓越して2層流へと移行するが、混合せん断流がほぼ直線的な拡がりを示す $x \leq 30 \text{ cm}$ の領域では密度効果が無視できるとしてここでは測定をこの領域に限定している。

流速の測定は2方向測定用の X 型 hot film 流速計 (TSI 製) を、密度の測定には電気伝導度計を用いた。同一点同時測定を行うため両プローブを流れの横断面内において水平方向に極力接近させて固定して (中心間隔 3 mm) 用いた。

(2) 実験条件とデータ解析

実験条件を表-1 に示す。上層水深 h_1 は水路末端のせきで調整した。今回の測定では大規模渦の空間的拡がりをとらえるために内部波高計は $x=7 \text{ cm}$ に固定し、

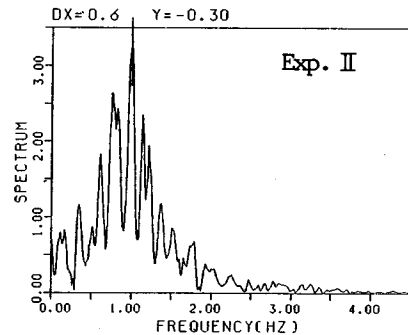


図-2 $\eta-v$ の cross-spectrum

表-2 卓越周波数 (Exp-I)

Exp-I	$f(\eta-v)$	$f(\eta-u)$	$f(v-u)$
$y \Delta x$	1.0cm	1.0cm	0cm
0.6 (cm)	1.05Hz	1.17Hz	1.02Hz
0.3	0.95	0.95	0.85
0	1.05	0.85	1.25
-0.3	0.90	0.88	1.04
-0.6	1.00	1.00	0.92

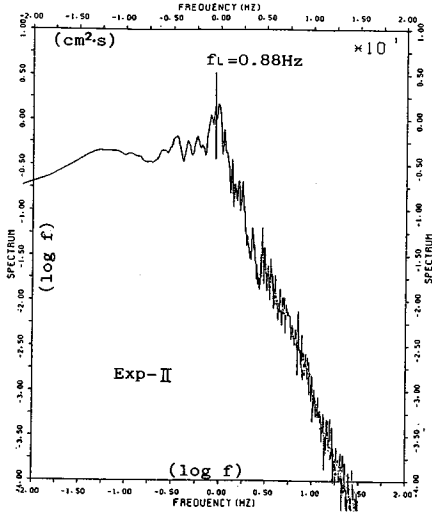


図-3 仮想界面変位 η の spectrum

hot film と電導度計が結合されたプローブを内部波高計から x 方向に Δx だけ離れた鉛直測線上に設置し、乱れおよび密度変動を仮想界面変位と同時に測定した。

Exp-I では Δx を $\Delta x = -4 \sim 4$ cm の範囲で 1 cm 刻みに測線を取り、 y 方向には混合せん断層を完全にカバーできるように $y = -2.0 \sim 1.2$ cm の範囲に 0.2~0.4 cm 刻みで測点を設けた。Exp-II では $\Delta x = 0.3 \sim 4.2$ cm の範囲で 0.3~0.7 cm の刻みで測線を設定した。

得られた乱れ、密度変動、仮想界面変動のデータはデータレコーダーに収録され、A-D 変換の後統計処理された。サンプリング間隔は $\Delta t = 1/125$ (s)、データ個数は

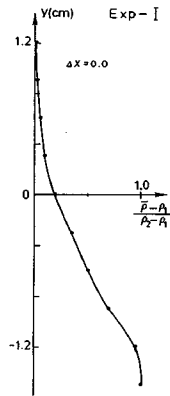


図-5 鉛直密度分布 ($x = 7$ cm)

1 測点につきおのおの $N = 16384$ 個である。なお、今後は $(\rho - \rho_1) / (\rho_2 - \rho_1)$ を ρ と表すことにする。したがって、 ρ は 0 から 1 まで変化する。

3. 大規模渦の周波数特性と乱流 flux

(1) 大規模渦の周波数特性

大規模渦の周波数特性を調べるため、流速変動 u, v と仮想界面変位 η の時系列から FFT 法により $u-v, \eta-u, \eta-v$ の間の cross-spectrum を求めた。その代表的な一例を図-2 に示す。power-spectrum では大規模渦を明瞭に識別できない場合でも、cross-spectrum では空間特性が加味されるため、卓越周波数が明らかとなりやすい。cross-spectrum より顕著なピークをもつ周波数を読み取り Exp-I の場合について表-2 に示す。卓越周

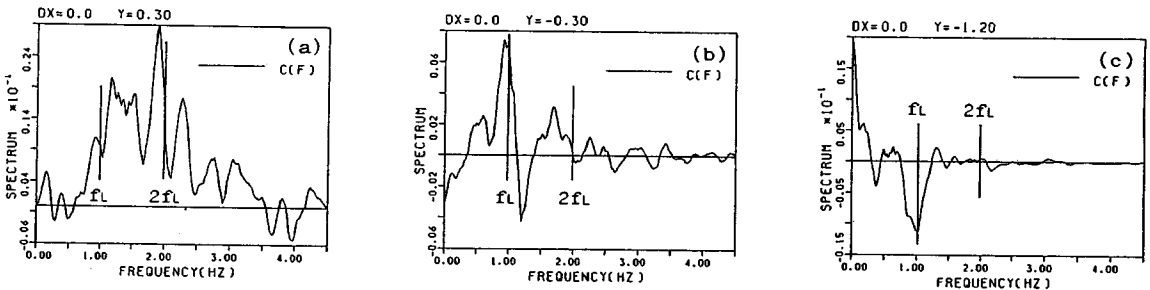


図-4 $\rho'-v$ の co-spectrum (Exp-I)

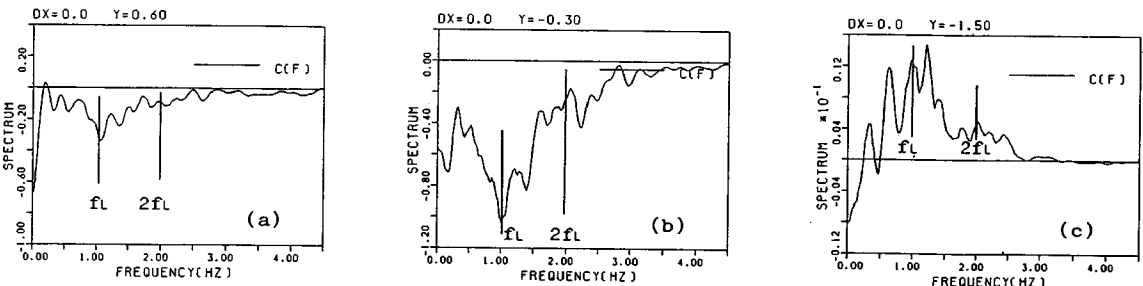


図-6 $u-v$ の co-spectrum (Reynolds 応力, Exp-I)

波数の読み取りは大規模渦の運動が活発な $y=0$ 付近でかつ $\Delta x \leq 1.0$ cm の cross-spectrum に限った。このようにして求めた卓越周波数は Exp-I では $0.85 \sim 1.20$ Hz であり、代表値として大規模渦の周波数 f_L は $f_L = 1.0$ Hz とした。Exp-II では $0.75 \sim 1.05$ Hz の範囲にあり、代表値として $f_L = 0.88$ Hz を採用した。 η の power-spectrum との一致について調べてみると、図-3 に明らかなように f_L の周波数のところに明瞭なピークがみられる。

(2) 大規模渦と乱流 flux

Reynolds 応力 \overline{uv} や質量 flux $\overline{\rho'u}$, $\overline{\rho'v}$ などの乱流輸送現象における大規模渦の果たす役割について卓越周波数 f_L ならびに 2 次モーメントの卓越周波数 $2f_L$ に着目して考察を行う。まず下層水の連行と直接関連のある $\rho'-v$ の co-spectrum (図-4) について調べてみる。図-5 に co-spectrum 測定断面の鉛直密度分布を示す。まず連行速度 V_e により質量が下層から上層に輸送されるが、図-4(a), (b) よりそれが大規模渦によってさらに上層に運ばれていることがわかる。しかしながら、混合せん断流の上部付近に近づくにつれさまざまな周波数の渦が存在するようになるため、高周波数の乱れの寄与が大きくなっていく。一方、混合せん断流と下層水の境界付近 ($y = -1.2$ cm 程度; 図-4(c), 図-5) では大規模渦による下向きの質量輸送が起こっており、大規模渦のメカニズムを理解するうえで非常に興味深い。ただ、この領域では上向きの連行速度が卓越しているため、全体としては質量は下層から混合せん断流へと輸送されている。

図-6 に示された運動量の輸送である Reynolds 応力についてもほぼ同じで、混合せん断流中心部では大規模渦による寄与は大きい。上部では他の周波数の乱れの寄与も大きく、下層と混合せん断層の境界付近では逆に大規模渦とその周辺の周波数の乱れにより、上方に運動量を輸送するという逆転現象を生じており、秩序だった大規模渦ならではの特徴を示している。

4. 大規模渦の時空間特性

大規模渦の時空間構造を捉える試みは、従来より可視化法などによって成されてきたが渦が空間的拡がりをもって移動するという現象面の複雑さもあって容易ではなかった。前報¹³⁾で著者らは乱れや密度変動と仮想界面変位 η の 1 断面での同時測定データを統計的に処理し、 η を大規模渦検出の指標として条件付きサンプリングを行って、大規模渦の時間特性を求めた。この時間特性を凍結乱流の仮定を用いて空間特性に変換して大規模渦の構造を調べたが凍結乱流を仮定しなければならなかったところにこの解析の弱点があった。

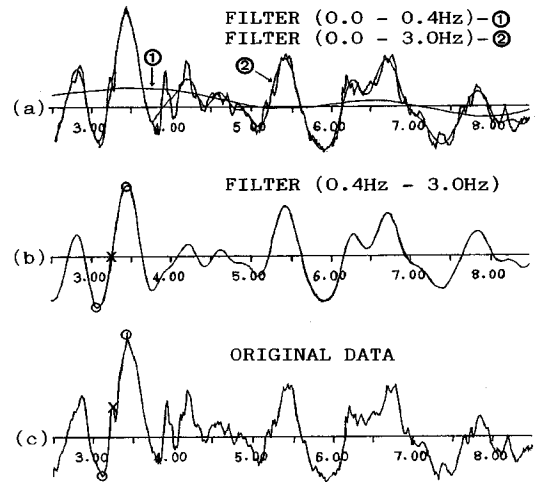


図-7 仮想界面変位の時系列 (Exp-II)
(ここで、○印は採用された極大値、極小値を示す)

今回は空間的拡がりをもって測定を行っているため凍結乱流を仮定することなく大規模渦の定量的空間構造が得られ、さらに渦の空間構造の時間変化も得ることができた。

(1) 条件付きサンプリング法

仮想界面の変動 η の power-spectrum は大規模渦に対応する周波数 f_L において明確なピークをもつことから、前報¹³⁾同様大規模渦を検出するための指標として利用できるものと思われる。大規模渦はスケールの大きな回転運動を伴うことから、 η の時系列における正負の顕著なピークは大規模渦の存在によるものと思われる。大規模渦の周期 $T (=1/f_L)$ から測定されたデータ内に存在する大規模渦の個数 n が決定される。

η の生のデータには短周期から長周期にわたるさまざまな変動が含まれているため、このままでは大規模渦を検出する指標としては利用しにくい。そこで、Exp-I では $f_L = 1.0$ Hz、Exp-II で $f_L = 0.88$ Hzであることを考慮して、この f_L 周辺の周波数帯のみを取り出すことにする。時系列を複素 Fourier 変換することにより複素 Fourier 成分を求め、Exp-I では $0.4 \sim 4.0$ Hz、Exp-II では $0.4 \sim 3.0$ Hz の周波数帯の成分だけを残し、他は全部捨てる。この周波数帯域の設定は試行を重ねて決定した。残された複素 Fourier 成分を逆 Fourier 変換することにより、大規模渦の存在による影響を含んだ仮想界面変位の滑らかな時系列が得られた (図-7)。

大規模渦の検出法としてまず最初に VITA 法¹⁴⁾を適用してみた。VITA 法は一般的には検出指標の 2 乗で効いてくるため、bursting などのような流速の急激な変化の検出には適しているが、大規模渦による仮想界面の変化のように変化量は大きい比較的緩やかに変化する場

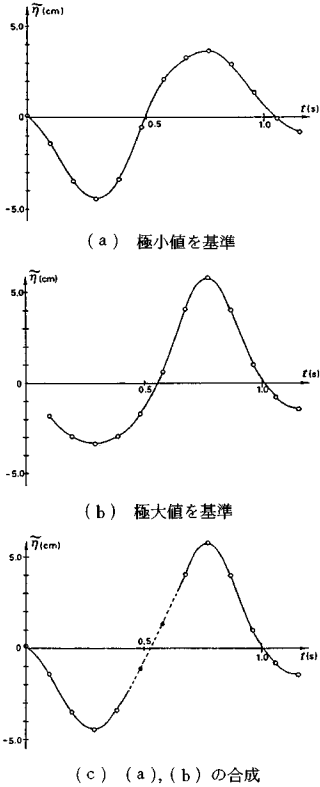


図-8 ηのアンサンプル平均

合には適していないことがわかった。そこでここでは平滑化された η そのものを利用することにする。平滑化された仮想界面変位の振幅の大きな変動は大規模渦の通過により起こっているものと思われる。大規模渦が内部波高計を通過するときは仮想界面は最初に極小値を生じ、その後すぐ極大値をとるものと考えられる。

そこで平滑化された η の時系列 (図-7(b)) で極小値から極大値までの変化を one pair として, pair を選び出す。その際、極大値 (極小値) が $T/3$ 時間内に 2 個以上存在する場合はそのうちの最大値 (最小値) を採用して他は捨てるものとする。このようにして選び出された極小と極大の pair のうち n 個は大規模渦に対応した変動となっているはずである。 n は Exp-I では $n=131$ 個, Exp-II では $n=149$ 個であるが、一口に大規模渦といってもこの中には一周期にわたって明瞭な構造を保った渦だけでなく、すでに崩壊しかかった形だけの渦などさまざまなものが含まれている可能性がある。アンサンプル平均によって渦の pattern を求めようとするとき、弱くなったり変形させられ崩れかかった渦まで平均操作の中に入れると、平均値はそれだけ明確さを欠くことになるので、ここでは仮想界面変位において大きな変動をもたらす大規模渦だけを 30 個選び出し、この 30 個

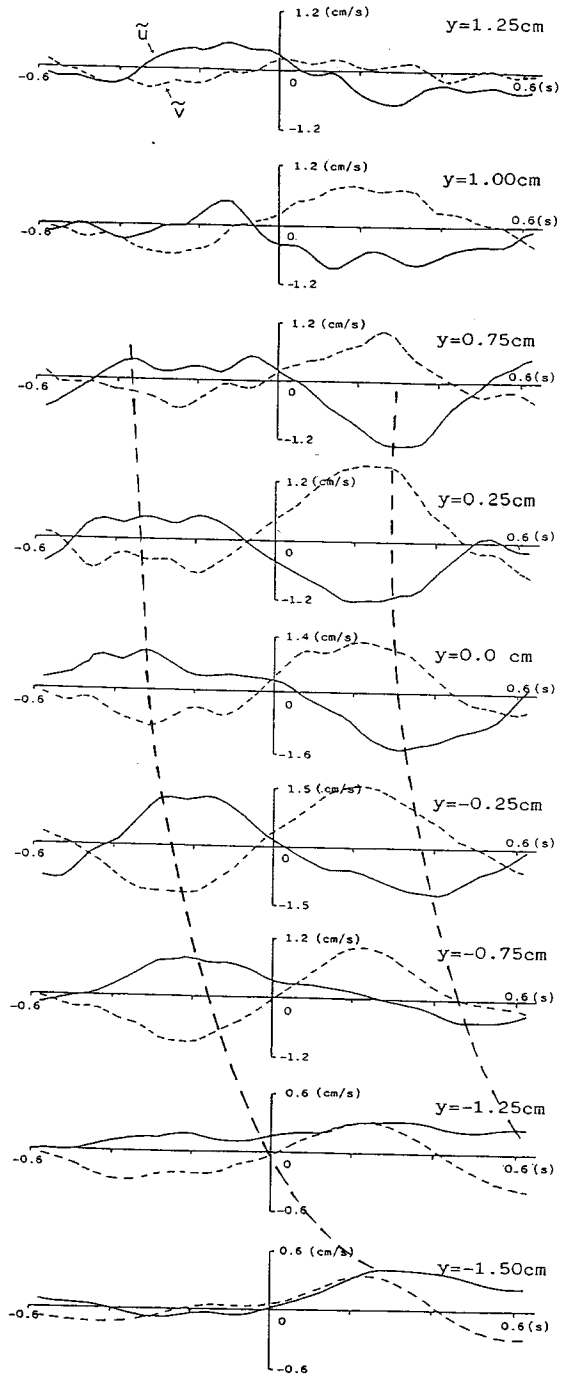


図-9 一周期にわたる \tilde{u} , \tilde{v} (Exp-II)

について各変動諸量のアンサンプル平均を取ることにする。 η の各 pair の極小値から極大値までの差が渦の強さを表わしているものと判断し、この差の大きい方から 30 個採用した。アンサンプル平均は採用された 30 個の pair の極小値を基準として時間的に前に $T/4$ 時間、後

に $(3/4)T$ 時間の長さにならって $3\Delta t$ 間隔に変動量 $\eta, u, v, \rho'u, \rho'v, uv$ について行われ (以後アンサンブル平均量には \sim を付ける), pair の極大値についても前に $(3/4)T$ 時間, 後ろに $T/4$ 時間にわたって同様にアンサンブル平均を取った. $\bar{\eta}$ について得られた結果を図-8に示す. 図-8(a) は極小値を大規模渦の検出基準とした場合のアンサンブル平均であるが, 基準時刻から離れるに従い $\bar{\eta}$ は大規模渦の周期や振幅の個々のばらつきのために変動がにぶくなるのがわかる. たとえば極小値を基準とした場合の極大値のアンサンブル平均値と極大値を基準とした場合の極大値のアンサンブル平均値との間にかなりの差がみられる. そこでできるだけ信頼性の高い $\bar{\eta}$ を得るために, 図-8(a), (b) の両者を極大値と極小値の時間を合わせることで結びつけた.

極小値と極大値の中間領域で (a), (b) のアンサンブル平均値が一致しない領域については両者の平均を取るにより整合させた. 他の $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\rho'u}, \bar{\rho'v}, \bar{uv}$ などについても同様の手順で整理し, 各測点での諸量の一周期にわたるアンサンブル平均値を求めた.

(2) u, v のアンサンブル平均

一周期にわたる u, v のアンサンブル平均 \bar{u}, \bar{v} を $x = 7.3 \text{ cm}$ の一断面にわたって示したのが図-9である. 位相は図-8(c) の仮想界面変位 $\bar{\eta}$ に対応させている. 混合せん断層の中心付近では大規模渦の通過に従って, \bar{u}, \bar{v} がほぼ正弦波や余弦波に近い比較的きれいな時間変化をするが, 混合せん断層の上部では高周波成分が \bar{u}, \bar{v} とともに現われており, 流速変動の power-spectrum が一断面にわたって必ずしも同じ周波数でピークを取らないことと一致している. 混合せん断層の下部では \bar{u}, \bar{v} は振幅が少しずつ減少して滑らかに変化しているが, 特筆すべきことは \bar{u} の位相が下層に向かって少しずつ遅れ始め, 混合せん断層と下層との境界付近で位相が完全に逆転していることである. \bar{v} については位相は全く変化しない. この理由についてはまだ不明であるが, 大規模渦の特徴の1つとして非常に興味深い.

(3) 大規模渦に随伴する各特性量の時空間特性

各測定断面の各測定点ごとに大規模渦の一周期にわたる $u, v, \rho', \rho'u, \rho'v, uv$ のアンサンブル平均が得られたので, 位相ごとに一周期にわたってこれらの特性量の空間 pattern を描くことができる. 図-10 は \bar{u}, \bar{v} を各点でベクトル表示したものである. 断面分布をもつ平均流速 U からの偏差のため直観的には理解しにくいので, 渦の移動速度に観測者も乗って観察したのが, 図-11 である. 図-10 と比較して明瞭な回転渦形が認められる.

図-12 から図-18 まで大規模渦の pattern, ならびに

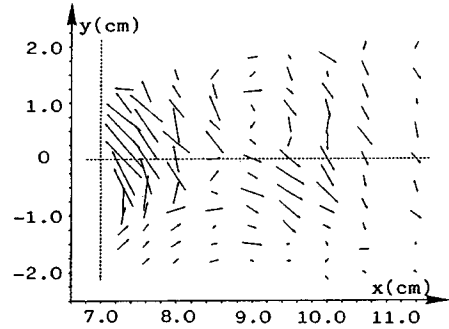


図-10 \bar{u}, \bar{v} のベクトル表示

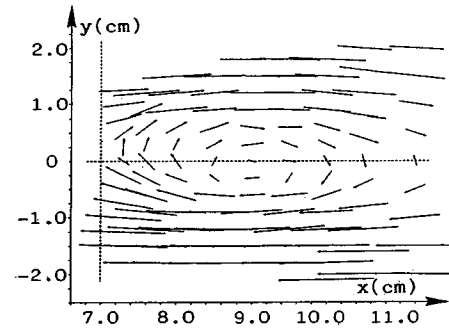


図-11 大規模渦像

電算で内挿することによって得られた測点間の値を等高線表示した $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\rho'}, \bar{\rho}, \bar{uv}, \bar{\rho'v}$ の空間構造の時間変化を示す. 図-12 からは明確な渦構造が時間とともに流下していく様子がよくわかる. 大規模渦の流下とともに随伴するおのおのの特性量も流下するが, 図-13 の \bar{u} の分布をみると渦の上昇部分で \bar{u} は負の値をとり, 下降部分で正の値をもっている. これは, 上昇部分では流速の遅い混合せん断流下部の流体が上昇するため, 周囲流体と比べると流速が相対的に遅くなるからである. 逆に下降部では上部の流体が降りてくるため周囲流速と比べて速くなる.

図-14 の \bar{v} については \bar{u} よりも局所性が強く, 大規模渦の回転 pattern とよく一致している. 図-15 に示す $\bar{\rho}$ の分布は大規模渦により密度の大きい下層水が侵入していく様子がよく認められる. 渦のうち上昇する部分では下層水を巻き上げて $\bar{\rho}$ は正となり, 下降する部分では上層水が降りてきて $\bar{\rho}$ は負となる. $\bar{\rho} > 0$ (実線) と $\bar{\rho} < 0$ (破線) を比較すると $\bar{\rho} > 0$ のピークの方が大きい. これらの現象は混合せん断流が下層水を連行するために起こっており $\bar{\rho} > 0$ の部分と $\bar{\rho} < 0$ の部分は対称にはならない.

下層水が混合せん断流に侵入する角度は $27^\circ \sim 28^\circ$ 程度となっている. $\bar{\rho}$ の時間変化には $\bar{\eta}, \bar{v}$ の変化に対して時間遅れが存在しているのも興味深い.

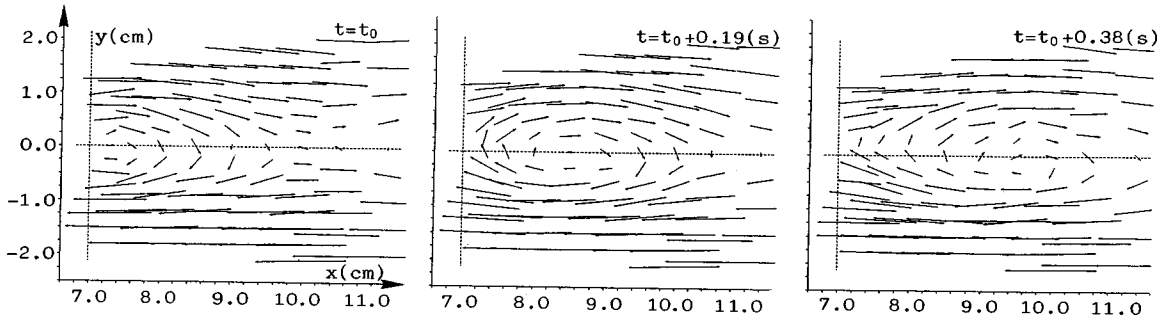


図-12 大規模渦の時間変化

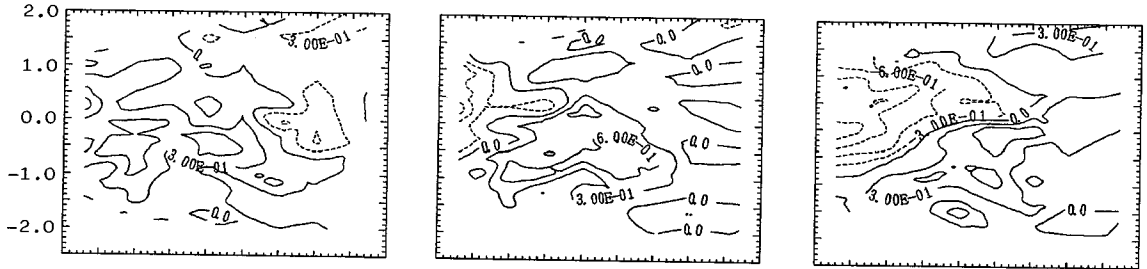


図-13 \bar{u} の時空間分布

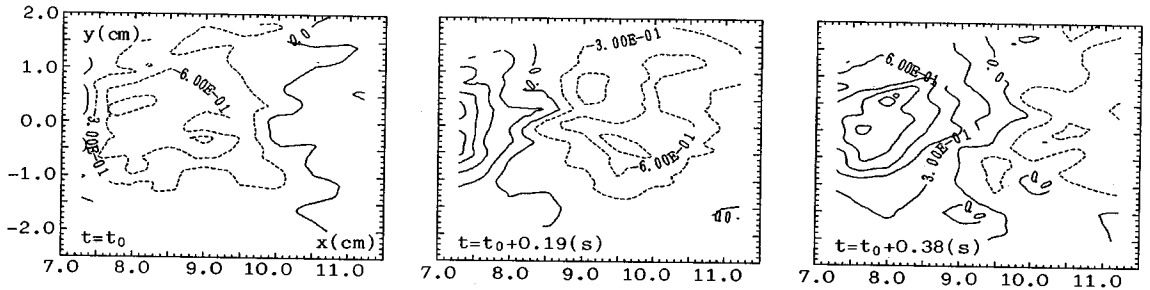


図-14 \bar{v} の時空間分布

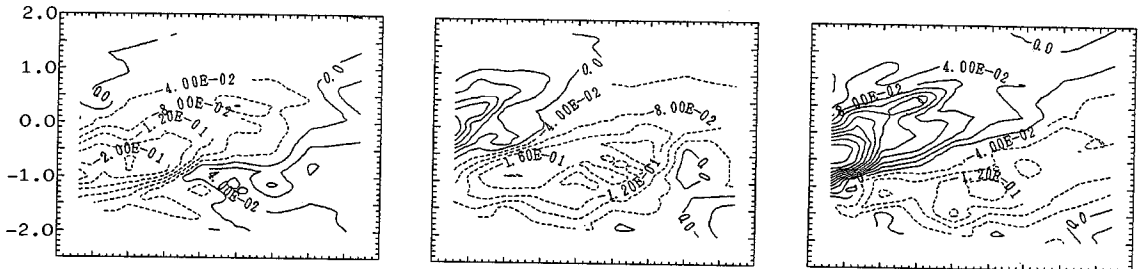


図-15 \bar{w} の時空間分布

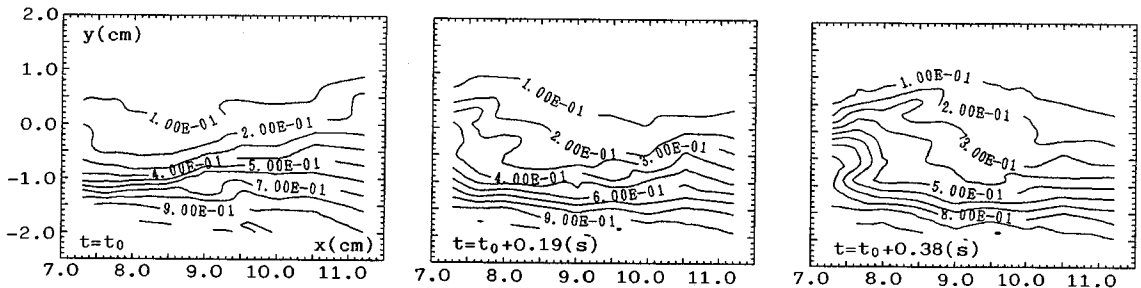
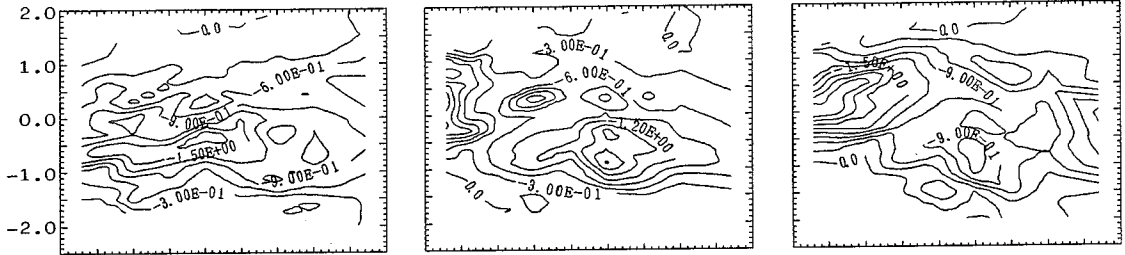
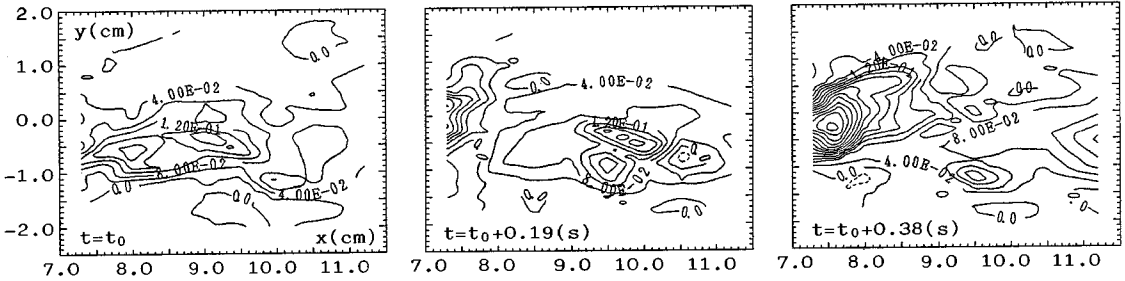


図-16 \bar{p} の時空間分布

図-17 $u'v'$ の時空間分布図-18 $\rho'v'$ の時空間分布

密度 ρ の分布図からも大規模渦の巻き上げにより下層水がもち上げられ侵入していることがよくわかる。図-17 に示す Reynolds 応力は渦の上昇部分と下降部分でピークをもつがその分布はそれほど局所的ではない。混合層の最下部以外ではほぼ全域にわたって負値をとっているが、特に大規模渦と大規模渦の間でかなり大きな負の Reynolds 応力をもっており、大規模渦の二次元特性からだけでは説明できない。これは大規模渦の三次元性によるものと思われる。図-18 に鉛直方向の質量 flux $\rho'v'$ が示されている。 $\rho'v'$ は下層水の連行と関連しているが、 ρ' の分布に対応してピークが現われている。ほぼ全域にわたって $\rho'v' > 0$ であるが、 $\rho' > 0$ に対応する箇所は実質的な質量 flux の上方への輸送であるのに対し、 $\rho' < 0$ に対応する箇所は見掛け上の輸送に過ぎない。

これらのことから大規模渦は回転運動の上昇部分と下降部分で乱れが強くその部分で運動量や質量を鉛直方向に大きく輸送していることが明らかとなった。なお、 $\rho'u'$ についてはまだ不明な部分が多い。

5. むすび

多変量の同時測定実験から混合せん断流における大規模渦の周波数特性について考察し、また乱流拡散や Reynolds 応力において大規模渦が果たす役割についても検討を加えた。次に空間的な拡がりをもった2点での同時測定データから仮想界面変動を大規模渦検出の指標として使用した条件付きサンプリング法を適用することにより、凍結乱流の仮定を用いることなく大規模渦の時

空間構造に関する知見を得ることができた。

要約すると以下のようである。

(1) 組織渦の構造は空間的・時間的拡がりをもっているため乱れの power-spectrum よりも空間的な拡がりが増味された cross-spectrum の方が卓越周波数を検出しやすい。

(2) 大規模渦の中心付近では大規模渦による鉛直方向への質量や運動量輸送が卓越しているが、混合せん断層の上部（高流速側）では大規模渦以外の周波数の渦にも分担されている。一方混合せん断層下部の下層との境界付近では逆に大規模渦による逆向きの質量輸送や運動量輸送が起こっており、大規模渦の乱流 flux に果たす役割は1断面内で一律には論じられない。

(3) 大規模渦による流速変動は渦の中心付近では正弦波に近いきれいな波形を示すが混合せん断流の上部領域では大規模渦の周波数より高い周波数の変動を示し、下部領域では u の変動の位相は遅れ始め下層水との境界付近では位相が逆転するという特徴的な性質を示す。

このことは1断面で測定された乱れの power-spectrum が必ずしも一定の周波数で卓越しないという事実に対応する。

(4) 仮想界面変位を利用した条件付きサンプリングを採用してアンサンブル平均を行うことにより、明確な大規模渦構造とそれに随伴する乱流特性量の空間構造が時間とともに流下してゆく様子を再現することができた。

(5) 下層水が大規模渦によって巻き込まれ混合層の時

中に侵入する角度は $27^{\circ} \sim 28^{\circ}$ 程度である。

(6) Reynolds 応力は大規模渦の上昇部分と下降部分で一応ピークをもつが大規模渦と大規模渦の中間領域でもかなり大きな Reynolds 応力がみられる。これは大規模渦の二次元性からは説明できず、大規模渦の三次元性によるものと思われる。

(7) 大規模渦は回転運動の上昇部と下降部で乱れが強くなり、運動量や質量も主にこの部分で鉛直方向に輸送されている。

最後に、本研究の遂行にあたりご指導いただいた九州大学 粟谷陽一教授、実験やデータ整理に献身的な助力を願った柴田敏彦氏(技官)、杉尾俊治君(大学院生)に深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Browand, F. K. : An Experimental Investigation of the Instability of an Incompressible Separated Shear Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, 1966.
- 2) Freymouth, P. : On Transition in a Separation of Laminar Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, 1966.
- 3) Miksad, R. W. : Experiments on the Nonlinear Stages of Free-shear-layer Transitions, *J. Fluid Mech.*, Vol. 56, 1972.
- 4) Crow, S. G. and Champagne, F. H. : Orderly Structure in Jet Turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 48, 1971.
- 5) Brown, G. L. and Roshko, A. : On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 64, 1974.
- 6) Winant, C. D. and Browand, F. K. : Vortex Pairing; the Mechanics of Turbulent Mixing Layer Growth at Moderate Reynolds Number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 63, part 2, 1974.
- 7) Chandrsuda, C., Mehta, R. D., Weir, A. D. and Bradshaw, P. : Effect of Free-shear Turbulence on Large Structure in Turbulent Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 85, 1978.
- 8) 福岡捷二・佐藤郁太郎：2次元噴流中のオーガナイズド・モーシヨンの構造とその水理学的役割, 土木学会論文報告集, No. 277, 1978.
- 9) 中川博次・祢津家久・神田幹夫：噴流干渉時の乱流構造に関する実験的研究, 京大防災研年報, 第22号B-2, 1979.
- 10) 室田 明・中辻啓二：2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, 1983.
- 11) 室田 明・中辻啓二・玉井昌広：2次元フォーストブルームの大規模運動, 第30回水理講演会論文集, 1986.
- 12) 小松利光・柴田敏彦・小坪洋巳・行徳恒光：混合せん断流における大規模渦と乱れの特長, 第29回水理講演会論文集, 1985.
- 13) 小松利光・梅永 哲：混合せん断流における大規模渦の特長とその水理学的役割, 第30回水理講演会論文集, 1986.
- 14) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E. : On the Wall Structure of the Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 76, 1976.

(1988. 4. 25・受付)