

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

EXPERIMENTAL STUDY ON LARGE-SCALE ORGANIZED MOTION IN PLANE BUOYANT SURFACE JET

室 田 明*・中 辻 啓 二**・藪 内 生 死***

By Akira MUROTA, Keiji NAKATSUJI and Seishi YABUUCHI

1. 結 論

自由水面を有して表層に放流される密度噴流の挙動は温排水や河口流出水の希釈、拡がり等実際的な問題から研究されてきた。その特徴は、噴流が周囲流体を噴流中に摂取して流程方向に流量を増加させる連行作用であり、またその連行が鉛直方向密度勾配により強く影響を受けることである。

沿岸海域における水環境問題に関連して1960年代より密度噴流に関する数多くの理論的あるいは実験的研究が積み重ねられてきた。そこで対象とされたのは流れの確立領域、つまり平均諸量の分布が相似となる自己保存領域であり、密度効果は均質流体の噴流特性に上乘せられて解かれるのが一般的である。しかし、著者らの二次元表層密度噴流の実験¹⁾によれば、わずかな密度差といえどもそれは鉛直方向の流体運動を抑制するように働き、かつ流塊の水平方向への拡がりを助長する。この結果、流れは確立領域に到達しても平面二次元的な流動を示すのがよく観察される²⁾。すなわち、鉛直下からの連行・混合は放流口ごく近傍に限定されると考えられ、密度噴流の初期発達段階の流れの詳細な研究が必要となる。

この領域における流れの特徴の一つに、組織的な大規模渦構造の存在と、渦運動間の相互干渉がある。大規模渦運動は自由乱流の混合層や乱流境界層中に一般的にみられる現象である。Brown・Roshko³⁾が鮮明なシュリーレン写真で二次元乱流混合層中に大規模渦運動の存在を指摘して以来、乱流の組織構造、渦の合併、非線形干渉、スペクトル進化などを主題とした数多くの研究が遂行されている。その成果は総括報告⁴⁾に詳細に要領よく

まとめられている。現時点では、「組織的大規模渦運動が混合層の拡がり、エネルギーの生成や乱流輸送等混合層の全域的な特性に本質的な役割を果たしている」という考えが大勢を占めているようである。しかし、従来の研究は定性的な検討、あるいは推論にとどまっており、動力学的な面での実証はあまりみられない。

表層密度噴流はこのようなせん断乱流特性が顕在化する場であり、加えて密度差による成層安定効果により乱れが抑制される場でもある。混合層の発達に關与する大規模渦運動が密度差によりいかなる変形を受けるか、また運動量・スカラー量の連行過程にいかなる役割を果たすかということは、興味深い研究対象である。噴流および混合層における大規模渦運動の基礎的な研究は数多くみられるが、大規模渦運動と浮力効果に関する研究はBrown・Roshko³⁾、Browand・Winant⁵⁾およびThorpe⁶⁾を除いてほとんどみられない。

本研究では、二次元表層密度噴流の初期発達領域で発生・発達する大規模渦の運動特性を解明することを目的に可視化実験を行った。大規模渦運動に及ぼす初期条件および密度差の影響を調べるとともに、個々の渦運動の追跡から渦間の相互干渉過程、ならびにその水理学的役割について考察を行った。流れの可視化は組織的な大規模渦構造の特性に関する結論的な実証を得るための唯一の直接的な方法である。

なお、本論文は第25回水理講演会で発表した結果⁷⁾をさらに発展させたものである。

2. 実験装置と実験方法

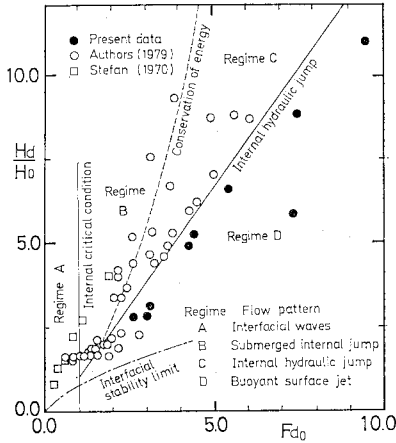
(1) 表層密度流の流動形態⁸⁾

有限長の二次元水路に表層放流された密度流の形態は、放流口での水理条件——密度流的に常流か、射流か——と、水路端堰高等下流側水理条件によって規定され

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大阪大学講師 工学部土木工学科

*** 工修 大阪府技師



図一 表層密度流の形態分類

る。

図一は成層状態に達した下流側水深 H_d と放流口水深 H_0 との比 H_d/H_0 と、密度フルード数 $F_{d0}(=U_\infty/\sqrt{egH_0})$ との関係を示す。ここに、 U_∞ は放流口最大流速、 $\epsilon=(\rho_s-\rho_0)/\rho_s$ は周囲水密度 ρ_s との相対密度差である。図中の曲線は内部限界水深、内部跳水、比エネルギー保存等の理論式であり、それに基づいた Stefan⁹⁾ の形態分類も載せてある。

$F_{d0} > 1.0$ で supercritical な流れとして放出された密度噴流は周囲流れを連行加入しながら流動し、流下とともに表層水深を増加させる。そして、下流側水深 H_d に対応する共役水深になったときに内部跳水を生じさせる。有限な容量の実験水路では下層塩水の表層への連行加入により H_d が時時刻刻変化して、内部跳水の発生位置が放流口へ近づくことはよく知られている。

著者らの 1979 年の実験は比較的小きな水路（長さ 10 m、幅 0.1 m、高さ 0.2 m）で下層への塩水補給を行わない場合に相当し、放流口流速が 10 cm/s 以下の放流に対してのみ密度噴流が観測された。また、Stefan は放流口でのレイノルズ数が 450~1550 の範囲の supercritical な流れでは内部跳水あるいは潜り跳水の形態のみが観察されると報告している。これらは水路の容量・長さが流動形態に影響を与えることを示すもので興味深い。

したがって、表層密度噴流の実験を行う場合には界面形状、流速および密度の分布形状等の平均的な特性が実験を通して維持されるという意味で、定常状態を保つことが必須である。そ

のためには、連行される塩水量に見合う量を下層に供給するとか、下流側堰高を調整するといった実験技巧が必要となる。このような人為的な操作の影響が流動特性に及ぶ可能性は否定できない。実験に先立って放流口水理諸量等の十分な吟味をまず行う必要がある。

(2) 実験装置

実験は 図-2 に示す下層への塩水補給の可能な長さ 6.0 m、高さ 0.5 m、幅 0.15 m のアクリル製二次元水路を用いて行った。所定濃度の塩水を水路に貯留したのちに、放流口（助走区間 0.55 m、設置高さ 0.4 m）から淡水を表層放流すると同時に、塩水を微調整しながら下層へ供給して定常状態の密度噴流を作り出した。下流端には 1/10 勾配の斜面を設置して放流水束の反射に伴う擾乱を極力抑制するように工夫されている。制御可能な水理量は淡水供給量 Q_f 、塩水供給量 Q_s 、下流端堰高 dh および相対密度差 $\epsilon(=(\rho_s-\rho_0)/\rho_s)$ であり、所定の放流口条件を満たすように試行錯誤的に求めた。水理諸元は 表-1 に示す。Run 番号の上 1 桁は流速を、下 3 桁は密度差を示している。

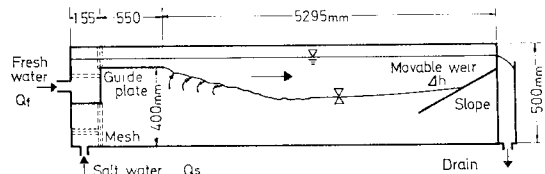


図-2 実験装置

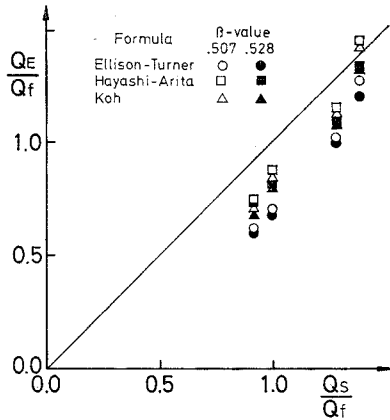
定常な密度噴流の発生は成層水深比による形態分類、成層界面の流程方向変化および表層流速あるいは表層密度の流程方向遷滅特性により確認した。その一例を 図-1 に示す。成層水深比 H_d/H_0 と F_{d0} との関係を黒塗り丸印で図中にプロットした。今回の実験方法では塩水の補給によりすべての実験が密度噴流の範疇に属することが同図より確認される。

実験ケースによっては塩水補給量が淡水放流量を上回

表-1 水理条件

Run	U_∞ (cm/s)	H_0 (cm)	ϵ	θ	Re_θ	Ri_θ	Re_0	F_{d0}	Q_s (l/s)	Q_f (l/s)	dh (cm)
3000	27.5	1.82	0.0000	0.199	601	0.0000	5499	∞	0.333	0.800	-0.3
3050	27.4	1.76	0.0050	0.144	431	0.0009	5298	9.23	0.883	0.633	-1.1
3100	29.5	1.66	0.0100	0.112	359	0.0013	5380	7.31	0.817	0.633	-1.1
2000	18.1	1.95	0.0000	0.205	408	0.0000	3878	∞	0.300	0.533	+0.2
2050	20.0	1.92	0.0050	0.155	337	0.0019	4219	6.52	0.933	0.500	-0.2
2100	19.0	1.98	0.0100	0.165	343	0.0045	4133	4.31	0.500	0.500	-0.2
1000	10.0	1.92	0.0000	0.190	209	0.0000	2109	∞	0.267	0.333	+0.5
1013	10.5	2.15	0.0013	0.110	135	0.0013	2480	6.39	0.333	0.300	+0.6
1050	10.5	1.96	0.0050	0.172	198	0.0076	2261	2.68	0.333	0.300	+0.6
1100	10.3	1.96	0.0100	0.118	134	0.0109	2218	2.35	0.333	0.300	+0.6

Note : $\epsilon = \Delta\rho/\rho_0$, $Re_\theta = U_\infty\theta/\nu$, $Ri_\theta = \epsilon g\theta/U_\infty^2$, $Re_0 = U_\infty H_0/\nu$, $F_{d0} = U_\infty/\sqrt{egH_0}$ and $\theta =$ momentum thickness.



図—3 総連行加入量と塩水供給量との関係

る結果を示す。この点を検討するために、流速・密度の鉛直分布から Ellison-Turner¹⁰⁾、林・有田¹¹⁾ および Koh¹²⁾ の提案した実験式を用いて推算した総連行加入量 Q_E と塩水供給量 Q_s の関係を示したのが 図—3 である。図中の β の値は鉛直分布をガウス分布あるいは直線分布で近似した場合の断面係数値である。同図より総連行加入量と塩水補給量とはオーダー的にほぼ一致していることがわかる。このことは採用した連行速度に関する実験式の妥当性を証明するとともに、有限長の水路で表層密度噴流を定常に発生させるためには表層放流量と同程度の塩水補給量を必要とすることを示している。

(3) 実験方法

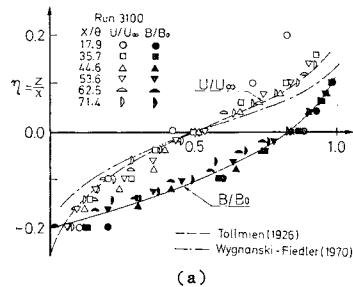
染料を用いて流れを可視化することにより、大規模渦の発生・発達過程を観測した。染料注入管は外径 1 mm の注射針であり、放流口模型端面に設置した。染料(ウラン)の注入速度は微弱とし、また染料の密度はアルコールを混ぜて淡水より少し軽くなるように調整してある。注入された染料は、放流口境界層からはく離して流れ出てきた粘性底層に連行され、流脈線を描く。この流脈線を水路側面から 16 mm 高速シネカメラ(Photo-Sonic 製)およびビデオ装置を用いて連続撮影した。染料はスリット光束(光束幅 0.2 mm, 長さ 40 cm)を上方から照らすことにより蛍光させた。観測範囲は放流口から約 25 cm である。連続写真は画像解析装置(NAC 製)およびポジションアナライザーを用いて解析し、個々の渦の描く軌跡をラグランジェ的に追跡した。

放流口での平均流速 U の計測には一成分熱線流速計(日本科学工業製)を用いた。また、流程方向ならびに鉛直方向成分 u, v の計測には二成分 X 型熱線流速計を、濃度の測定には電導度式塩分濃度計を用いた。濃度は較正曲線により密度 ρ に変換されたのち、 $b=(\rho_s -$

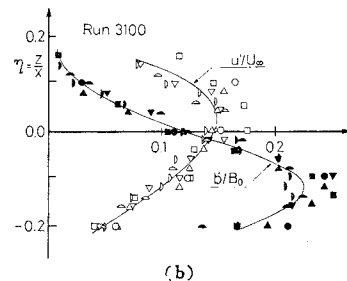
$\rho)g/\rho_s$ で定義される浮力で表示される。

3. 初期発達領域における流れ構造

混合層の初期発達領域で測定した平均流速・平均浮力分布を 図—4(a) に、おのおのの乱れ強度分布を 図—4(b) に示す。放流口での最大流速 U_∞ が 29.5 cm/s, 初期密度差 ϵ が 0.01 である Run 3100 の測定結果であり、測定断面 x/θ は後述する渦の発生・発達に対応して選定した。ここに、 θ は放流口における平均流速分布の運動量厚である。横軸は放流口での最大流速 U_∞ , 平均浮力 B_0 で無次元表示し、縦軸は放流口を原点として上向きに正をとった鉛直方向距離 z と流下距離 x との比 $\eta = z/x$ を示す。平均流速分布の比較のために、Tollmien¹³⁾ の理論解を同図に破線で示す。



(a)



(b)

図—4 平均流速・平均浮力分布と乱れ強度分布

図—4(a) より、渦動の発生位置 $x/\theta=17.9$ を除く断面で平均流速・平均浮力ともにほぼ相似な分布形を呈していることがわかる。ただ、平均流速分布は Tollmien の理論解あるいはガウス分布形で近似できるのに対し、平均浮力分布はより下方に拡がり、 η の負側に膨らみのある形を示している。この平均量の分布に対応して、乱れ強度のピーク発生位置が流速変動と浮力変動とは非常に異なることが 図—4(b) から認められる。しかし、乱れ強度に関する相似性は流速・浮力ともにそれぞれ成立している。

nominal boundary (表層流速の 2% 水深) の流程方向変化から混合層の拡がり率を調べた結果、ポテンシャル・コアの範囲においては拡がり率は一定であり、混合

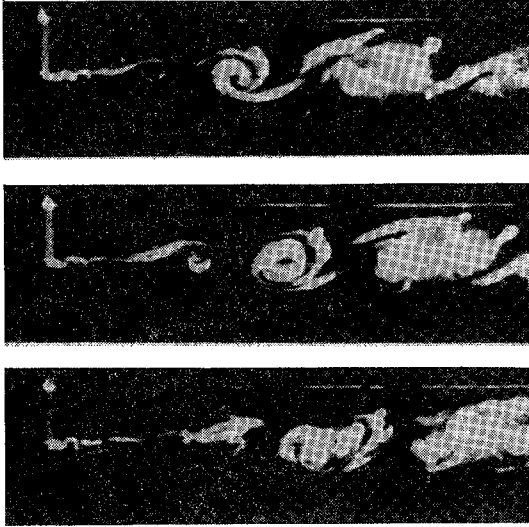


写真-1 大規模渦構造の rolling-up 現象

層は流程距離に線形に拡がるのがわかった。拡がり率はもちろん密度差により異なる。

4. 大規模渦運動の実態

放流口出口からポテンシャル・コア端までの混合層の初期発達領域に大規模で秩序だった渦構造が存在し、進行機構や物質輸送に強く関連していることが指摘されて久しい。噴流は従来から分布形状の推移によって形成・遷移・確立領域と三区別されていたが、大規模渦構造の発達段階に応じて次のように領域分類して考えるのが適切である。すなわち、(i) 離散的な渦度の形状・線形成長領域、(ii) 非線形増幅領域、(iii) 渦動間の相互干渉・合併領域、(iv) 崩壊領域に分類できる。

最初は平坦な渦層である界面が Kelvin-Helmholtz 不安定によって急激に二次元渦構造に成長してゆくの染料の塊の写真から観察される。(i) の領域の流動は、微小擾乱の選択的増幅の結果として生じる初期不安定波動およびその線形増幅として、線形安定理論に基づいて理論的に、また実験的にも解明されている。

(ii), (iii) の非線形干渉領域は、理論展開が困難であり、もっぱら実験に頼らざるを得ない。特徴的な渦状運動を示したのが写真-1, 2 であり、16 mm 高速シネフィルムの連続写真から抽出したものを示す。各写真の時間間隔は 0.21 秒である。表層での流れは左から右向きであり、写真中の白くみえる部分がスリット光束により蛍光している染料塊である。これらの写真から染料雲が渦状運動に似た挙動を呈していることが明瞭に観察される。初期境界層が乱流である場合にも二次元渦構造の存

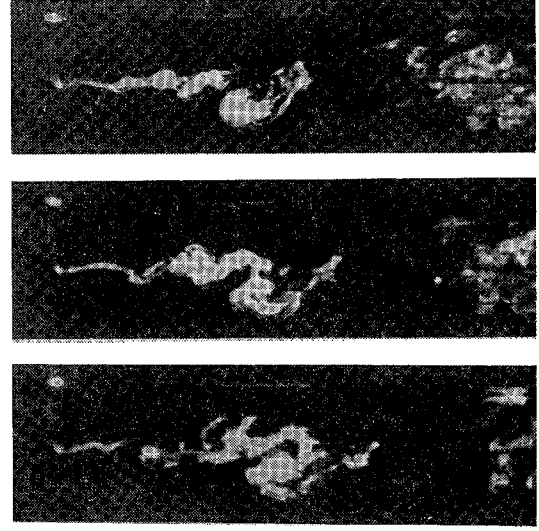


写真-2 大規模渦構造間の合併過程

在が認められ Chandrsuda, et al.¹⁴⁾ の指摘した結果とは異なる。

写真-1 は発生した不安定が流下とともに十分に成長して高速側で巻き上がった渦状運動 (rolling-up) を示しており、低速側流体のこの渦構造への連行が付随して起こっている。その特徴は高速側流体と低速側流体の帯が交互に重なり合った二重ロール構造にあり、その構造の崩壊段階で両流体間の運動量交換が行われる。

写真-2 は先行する渦を後続する渦が追いかけて合併・融合する過程を示す。この写真では染料雲が写真-1 と比較して少し不鮮明である。渦間の相互干渉の結果、両渦がかなり変形を受けてひずんでいることを示している。合併過程で大量の低速側流体を挟み込むように連行しており、混合層厚の急激な増大ならびに渦の連続的な成長はこの合併により生起する。

大規模渦運動は合併融合過程を繰り返しながら増幅してゆき、規模や強度を増大させるとともに運動量交換に貢献する。密度差に基づく成層安定化が勝ってくると、渦状運動はしだいに抑制され、合併過程は完全に停止する。そして、渦度は界面に沿って再分配され、三次元的乱れに移行する ((iv) の崩壊領域)。

5. 組織的大規模渦構造の運動特性

(1) 渦動間の相互干渉

図-5 は、Brown-Roshko に倣い、連続写真にみられる大規模渦の中心位置の軌跡を流程距離—時間 ($x-t$) 平面に克明に記録したものである。同図は Run 3100 の例

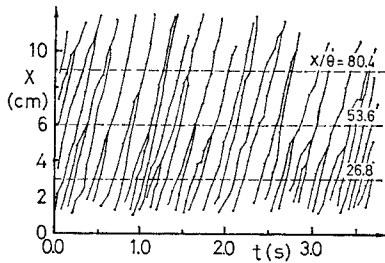


図-5 大規模渦の軌跡 ($x=t$ 平面)

を示しており、放流口から約 1.5 cm ($x/\theta=13$) 付近で渦が発生し、4~6 cm ($x/\theta=35\sim 52$) の範囲で隣り合った渦間の第 1 回目の合併・融合が頻繁に生じているのが観察される。同図には現われていないが、まれには 1 つの渦が 2 つの渦に分裂する現象もある。また、合併や分裂を示さない渦においても隣接する渦の位置が逆転するような現象もある。渦はかなり活発に挙動しながら移流している。

$x-t$ 平面での軌跡の勾配は移流速度を示す。合併する過程において渦の移流速度に大小はあるものの、移流速度 U_c は平均して放流口での一様流速 U_∞ の 0.62~0.66 倍でありほぼ一定値とみなし得る。密度差およびレイノルズ数による差異は認められない。

次に、任意の流程距離 x での渦間の間隔 l を求めた。 l/x の頻度分布はいずれの実験ケースにおいても正規分布となり、その平均値はどの流程位置でも 0.43 であった。つまり、渦間隔は流下距離に比例して線形的に増大することになり、渦は平均的に一定の移流速度で運ばれるという実験事実と矛盾する。すなわち、渦の個数が移流とともに減少しなければならない。写真-2 で示した隣接する渦間の合併がその不連続過程の一形態である。

図-6 は合併する渦の軌跡を $x-z$ 平面に記した一例 (Run 3100) を示す。時間間隔は 1/24 秒である。移流速度 U_c は単位時間当たりの渦の流下距離で定義される。また、比較のために定点計測した流程方向流速 U と密度 ρ の鉛直方向分布、ならびに可視観測された染料雲の外縁を同図に示した。

渦は総じて放流口水深 ($z/\theta=0.0$) のまわりを上下し

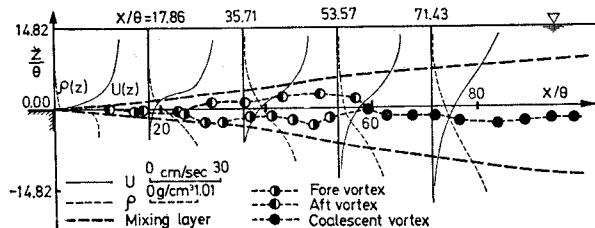


図-6 大規模渦の軌跡 ($x-z$ 平面) と流れ特性

ながら移流するが、合併する渦のうち先行する渦 (●) は $z < 0$ の領域を流下して移流速度は小さいのに対して、後続する渦 (○) は $z > 0$ の領域を流下して移流速度は大きい。この移流速度差により両渦は接近して相互干渉を及ぼし合い、 $x/\theta=35\sim 82$ の流下地点で互いに巻き込むようにして 1 つの渦に合併する。それゆえ、発生する渦の鉛直方向位置と発生時間間隔が渦の発達・合併過程に強い影響を及ぼすものと考えられる。渦の鉛直方向発生位置の頻度分布をビデオの画像から詳細に読み取った結果、その確率密度分布は正規分布で近似できる程度にランダムであるが、合併する渦のうち先行する渦は $z < 0$ に、後続する渦は $z > 0$ に偏在して発生する確率が高いことがわかった。また、渦の発生時間間隔の短い場合に合併する確率がより高い。全体としての分布は正規分布に従っている。このように初期不安定による発生渦の鉛直方向位置と時間間隔とのランダムな組合せが、合併過程を支配する直接的な要因になると推察される。

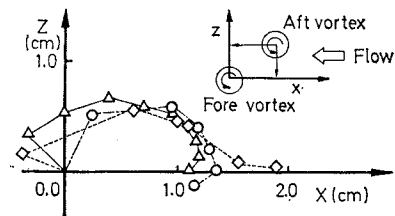


図-7 合併する渦の相対位置の時間変化

次に、合併過程における 2 つの渦の相対位置の変化を 1/24 秒ごとに示したのが 図-7 である。座標系は挿入図に示すように先行する渦の位置を原点を選び、各時間ごとの後続する渦の相対的な位置を鉛直方向 (Z 軸) に上向きに正、流程方向 (X 軸) に上流向きに正として示した。同図より、両渦間の相対的な位置関係は、 X の減少とともに Z が徐々に増大して最大となった後に、加速されて X, Z ともに減少して原点に近づく。すなわち、両渦は合併融合して 1 つの渦を形成することを意味する。この過程において、 X の負となる場合は後続する渦が先行する渦をいったん追い越してから合併する例である。渦間の相互干渉の強い場合によくみられる現象である。

この合併過程を運動学的に理解するためには、合併が隣り合う渦間で起こりそうな相互干渉の結果生じたものであると考えるのは間違いではないだろう。同じ符号で同じ強度をもつ渦糸の無限の列は微小擾乱により容易に不安定になることはよく知られている (Lamb¹⁵⁾。Stuart¹⁶⁾ は渦間隔 Γ の渦の無限列を記述する渦度分布の解を得ており、Winant-Browand¹⁷⁾ はこのモデル

を合併過程に適用した。そのモデルは、平均流速で移流し、しかも微小距離の隔たりをもった Stuart 流の等間隔の渦糸の、2つの渦列で混合層を表現する方法である。その結果、渦糸は互いのまわりを回転することによって相互作用を誘起することが明白になった。さらに、Acton¹⁹⁾ と Ashurst¹⁹⁾ は混合層を等間隔の離散的な渦糸からなる複数個の渦列で構成するモデル化を行い、有限領域での渦度の集中、ならびにそれらの渦度が互いのまわりを回転して干渉し合い合併する、相互干渉の存在を明らかにした。Acton の結果はせん断流速場を複数の循環強度で表現することにより渦度の非粘性モデルを用いて、合併機構を説明しようとしたものであり、現象を理解するうえで興味深い。

以上の考察より、同じ符号の循環を有する隣接渦間の相互作用を渦糸群の運動方程式に基づいて図-7に示すならば、それは原点を中心とした反時計回りの円運動になる。この相互作用と前述の移流速度がせん断流の平均流速で決定されることを考え合わせるにより、渦間の相対的な位置の変化を無理なく説明できる。

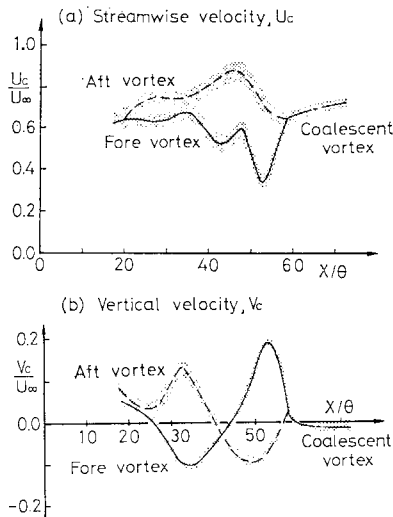


図-8 渦の移流速度の流程方向変化

図-8は、渦運動を定量化するために、合併過程を無作為に31個抽出して求めた合併渦の移流速度の変化を示す。渦の発生位置および合併位置がデータにより若干異なるため、両位置をおのおのの平均位置と一致するように各データの流程距離をスケリングして示してある。斜線部は合併する渦のうち50%がプロットされる範囲である。

初期不安定で発生した両渦は非線形領域での rolling-up 現象に関連して $x/\theta=18$ 辺りから急激な加速を始める。この領域における流程方向移流速度 U_c の速度差は両渦の接近をもたらし、 $x/\theta=25$ 付近で相互干渉が始ま

る。後続する渦は引き続いて加速され、最大流速が約 $0.90 U_\infty$ に達するのに対し、先行する渦の移流速度は流下とともに脈うちながら約 $0.35 U_\infty$ まで減少する。両渦の速度差は約 $0.36 U_\infty$ と非常に大きく、後続する渦が先行する渦に追いつき、追い越す原因になる。 $x/\theta=58$ で合併した後の渦の移流速度は $0.67 U_\infty$ であり、各渦が最初にもっていた速度よりも少し大きい。この速度は軸対称混合層で観測された Sokolw, et al.²⁰⁾ の $0.68 U_\infty$ や Yule²¹⁾ の $0.72 U_\infty$ とよく一致している。

合併中の相互干渉により誘起される速度は鉛直方向移流速度 $V_c(x)/U_\infty$ の流程方向変化に明瞭に現われる。先行する渦と後続する渦とではいたるところで逆位相を呈しており、速度の符号が異なる。前者は鉛直下方に動き始めるのに対して、後者は鉛直上向きに動き出す。そして、合併中に移流速度の急激な変化がみられる。合併中の相互干渉に起因する移流速度差 ΔV_c は放流口速度 U_∞ の約 29% と非常に大きい。軸対称噴流では先行する渦の移流速度 V_c は小さく、後続する渦が $V_c \approx \pm 0.2 U_\infty$ で先行する渦のまわりを活発に動いて合併することが Zaman-Hussain²²⁾ により指摘されている。混合層と軸対称噴流の違いを示すうえで興味深い。

(2) 大規模渦の合併過程

次に、図-5に描かれた大規模渦の軌跡から合併過程をオイラー流に解析する。図-9は Run 3100 の $x/\theta=26.8, 53.6, 80.4$ の各検査断面における渦の通過周期 T の頻度分布を示す。横軸の T_0 は渦の発生周期である。各検査断面は合併前、合併中、合併後の位置に対応しており、図-5に破線で示す。 $x/\theta=13.0$ で $T_0=0.15$ s のまわりに正規分布状に集中して発生した渦は非線形作用を受けて高周波側に移行し、合併前には平均値 $T/T_0=0.67$ のまわりに分布することになる。合併位置 x/θ

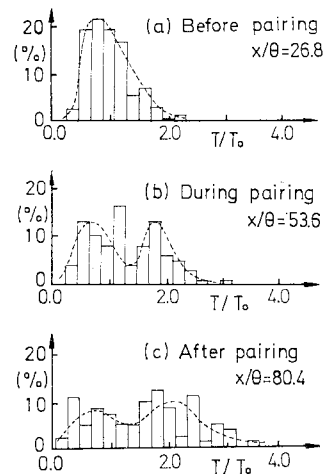


図-9 合併前後の通過周期の頻度分布

=53.6 においては T の頻度分布は2つのピークをもつ特異な分布となり、特に2倍周期のピークが現われてくるのは興味深い、このことは合併が進行中であることを意味し、合併前の最頻値の周期成分が合併を起こして1つの大規模渦に成長した結果、2倍周期の成分が増加して双頭の頻度分布になったものと予想される。合併後の $x/\theta=80.4$ では発生周期成分は減少して、発生周期の2倍周期で最頻値をもつ分布になる。また、より長周期の間隔での渦の通過もみられるようになる。

図-8の移流速度 V_c の変化、および Acton のシミュレーションの結果から、大規模渦運動の挙動は v 変動に反映されやすいということから求めた鉛直方向流速成分 v のスペクトル $P_v(f)$ の流れ方向変化を図-10に示す。計測位置は放流口水深 $z=0.0$ である。同図よりエネルギーの突出部は流下とともに低周波側に移行することが認められる。流体間の非線形相互作用の結果としてエネルギーが高周波側へ移行するカスケードダウンとは相反する特異な現象である。

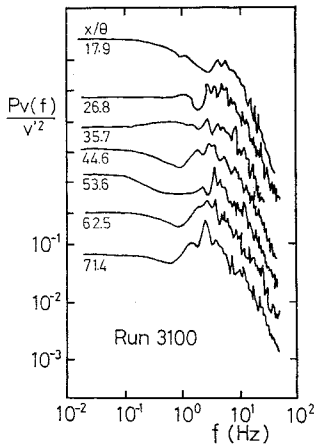


図-10 流速変動スペクトルの流れ方向変化

以上より、大規模渦の合併過程はみかけ上の規模の増大、すなわち卓越周波数の低周波側への移行をもたらすのみならず、合併によりエネルギーの融合も行う動力学的な現象であることがわかる。

(3) 相互干渉過程に及ぼす成層効果

密度差に基づく成層効果の影響を把握するために、追跡した大規模渦の諸量を表-2に示す。比較した実験ケースは Run 3100 と Run 1100 であり、放流口運動量厚

表-2 合併過程の諸特性の比較

実験ケース	追跡渦動数	合併回数	分裂回数	非合併割合	$\frac{\Delta U_c}{U_\infty}$	$\frac{\Delta V_c}{U_\infty}$	$\frac{\Delta V_{cf}}{U_\infty}$	$\frac{\Delta V_{ca}}{U_\infty}$
Run-3100	122	47	3	23%	0.54	0.29	0.30	0.24
Run-1100	104	33	11	37%	0.53	0.13	0.07	0.38

で定義したりチャードソン数 Ri_θ はそれぞれ 0.0013, 0.0109 と1桁異なる。成層度が増すほど、相互干渉を受けない非合併渦の割合が増える傾向を示すが、一方で1つの渦が複数個の渦に分裂する割合も多くなっている。

成層効果の影響は合併過程の渦の移流速度、特に鉛直方向移流速度の変化に明瞭に現われる。合併前の両渦の流程方向移流速度差 ΔU_c は両ケースともに約 $0.54 U_\infty$ で大差はないが、Run 1100 の鉛直方向移流速度差 ΔV_c は Run 3100 の値の約40%に減少する。しかも、Run 3100 では、図-8で示されたように、符号は異なるが同程度の移流速度で両渦が運動するのに対して、Run 1100 では先行する渦と後続する渦のおおのの移流速度差 (ΔV_{cf} と ΔV_{ca}) は極端に異なる。これは成層化のために鉛直下方への流体運動が抑制されるためであり、先行する渦は鉛直方向にはほとんど移流されずに流下する。それゆえ、後続する渦は先行する渦に追いついた後に回り込んで合併する形態となり、合併直前で移流速度 V_{ca} が大きな負の値をとるのが成層化の強い場合の特徴である。

6. 大規模渦運動の発生・発達過程

(1) 発生周波数と通過周波数

図-11は初期運動量厚 θ を用いて無次元表示した渦の発生周波数 $f_0 \cdot \theta / U_\infty$ を示す。助走区間が55cmと長いこともあり、渦の発生確率分布は分散の小さな集中した正規分布となる。渦はかなり規則正しく発生している。 θ を用いたストローハル数 $St_\theta (= f \cdot \theta / U_\infty)$ は層流、乱流ならびに助走区間長に無関係に一定となることが、Sato²³⁾により二次元噴流で明らかにされている。本実験の均質密度噴流での St_θ は Sato の値の約4倍強に相当する0.069となるものの、レイノルズ数 Re_θ に無関係に一定値になる傾向を示す。両者の値の相違は二次元自由噴流と二次元乱流せん断層の平均流速分布の形状の違いに由来する。また、密度差の影響は St_θ の減少に

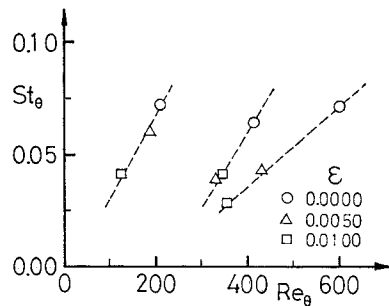
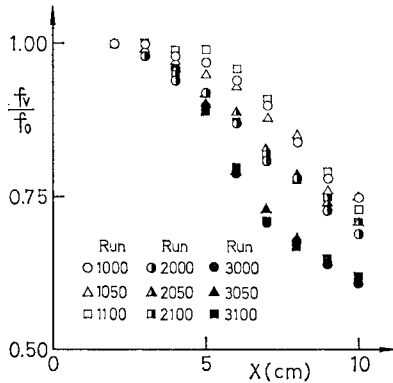


図-11 渦の発生周波数



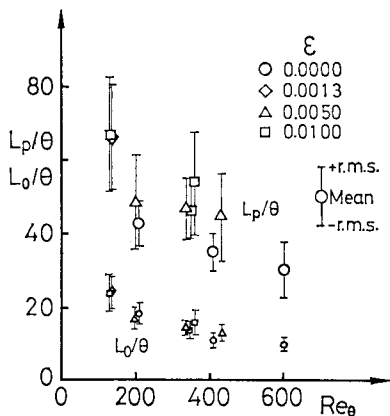
図—12 渦の通過周波数の流方向変化

明瞭に現われている。

次に、流方向に 1 cm 間隔に設けた検査断面を通過する渦の周波数 f_v を求めたのが 図—12 である。縦軸は約 120 の渦の軌跡から求めた各検査断面での渦の平均通過周期の逆数 f_v であり、発生周波数 f_0 で無次元表示して示す。 f_v/f_0 は流下とともに一様に減少しており、渦が消失することが確かに認められる。渦が移流時にその特性を消失する不連続過程はいくつかあるにちがいないが、その 1 つは 写真—2 において観察された渦の合併過程であろう。同図より、レイノルズ数が大きいほど、 f_v/f_0 の減少率は大きい。たとえば、Run 3000, 3050, 3100 では減少率は $x=6$ cm で急変しており、活発な合併がその位置で集中的に発生していることを示している。密度差が大きくなれば、減少率はわずかながら小さくなる。前者は慣性力が渦の活性に与える影響を、後者は成層効果が渦の挙動を抑制する影響を示しており、興味深い。

(2) 発生位置と合併位置

図—13 は θ で無次元表示した渦の発生位置 L_0/θ と第 1 回目の合併位置 L_p/θ を示す。図中の記号は平均値

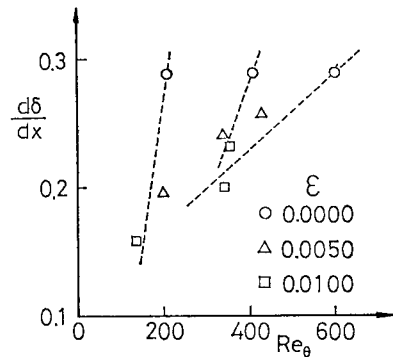


図—13 渦の発生位置 L_0/θ と合併位置 L_p/θ

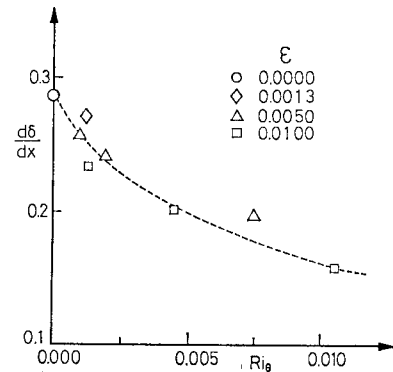
を、棒線は標準偏差の範囲を示す。 L_0/θ はレイノルズ数 Re_θ の増大とともに減少し、渦の発生は放流口に近づく傾向を示す。これは Becker-Massaró²⁴⁾ が円管噴流で得た結果と同様である。運動量厚 θ が密度差により変わることもあり、発生位置に及ぼす密度差の影響を同図から有意に抽出できないが、密度差のある場合の L_0 は均質噴流と比較して少し小さくなる傾向にある。他方、合併位置 L_p/θ は L_0/θ と同様に Re_θ の増加とともに減少する傾向にある。密度差のある場合には L_p/θ は大きくなり、成層化の影響は顕著である。しかも、その標準偏差も大きい。つまり、密度差が小さく、レイノルズ数が大きいほど、渦間の合併は短い流下距離 L_p/θ 、短い流程距離 $(L_p-L_0)/\theta$ で比較的集中して生じており、 図—11 の渦の発生周波数が強く関連していると推察できる。両者の関係を求めると、 $(L_p-L_0)/\theta \propto S_{i_0}^{-1}$ である。

(3) 混合域の拡がりとの関連性

図—14, 15 は混合域の拡がり率 $d\delta/dx$ と放流口でのレイノルズ数 Re_θ およびリチャードソン数 Ri_θ との関係を示す。可視観測で染料雲の及んでいる範囲を混合域と定義すると、混合域は流下方向に直線的に拡がる。拡がり率 $d\delta/dx$ は均質噴流では Re_θ にかかわらず一定



図—14 混合層の拡がり率とレイノルズ数の関係



図—15 混合層の拡がり率と成層度の関係

であるのに対して、密度差 ϵ のある場合には ϵ の増大とともに $d\delta/dx$ は減少し、かつ R_{i0} の影響も受ける。同様の傾向が渦の発生周波数 f_0 と R_{i0} , ϵ との関係に認められること、また合併過程が発生した渦の特性と密接に関連していることを考え合わせると、混合層の拡がりは大規模渦の発達過程と強く関連していることが推量できる。

図-15 は成層度と $d\delta/dx$ との関連を示す。 R_{i0} が増すにつれて、 $d\delta/dx$ が単調に減少するのが明瞭にわかる。5.(3) で議論したように、合併過程における大規模渦の鉛直方向移流速度は成層化により極端に抑圧される。このことが結果として混合域の拡がり率を小さくしており、大規模渦運動の混合層特性に及ぼす役割が理解できる。

7. 結 論

二次元表層密度噴流の初期発達領域で観察される大規模渦の特性 および 相互干渉過程を可視化法により調べた。特に、渦間の合併過程と成層化の影響について考察した。本研究で得られた主要な結果は以下のとおりである。

(1) 表層密度噴流は周囲流塊を連行加入する不可逆な現象であるため、有限長の二次元水路で定常な実験を行うことは不可能に近い。下層への塩水補給とか下流側堰高の調整等人為的な操作が必要である。その結果、流動特性が影響を受けることは否めなく、流動の基本的な検討を当然行わねばならない。

(2) 密度差の存在下においても、ポテンシャル・コアの範囲では流速・浮力の平均量ならびに変動量特性は相似性を保ち、混合層は線形に拡がる。

(3) 可視化観測から大規模渦の成長過程は2形態に分類される。一つは K-H 不安定の結果生じた離散的な渦構造の成長であり、他の一つは渦間の合併融合による規模のより大きい渦の形成である。両形態を通して周囲流塊の連行、運動量の交換が行われ、混合層の拡がりに関与する。

(4) 渦間の合併過程は渦の通過周波数ならびにスペクトルの流程方向変化、および渦の通過周期の頻度分布の推移から確認できる。合併過程は規模の増大をもたらすのみならずエネルギーの低周波側への移行も行う。

(5) 合併中の渦の移流速度と相対位置の変化より、合併は隣り合う渦の相互干渉と噴流場のせん断効果との相乗作用により誘起されることが判明した。相互干渉により誘起される移流速度差は放流口流速の約 30% もあり、非常に大きい。

(6) 初期不安定にかかわる渦の発生には放流口流速

分布の運動量欠損が重要な役割を果たし、密度差の影響は発生周波数のみに現われる。

(7) 渦の合併は活発であり、ポテンシャル・コアの範囲においても発生した渦の約半数が合併過程に関与している。成層化は渦の鉛直方向運動を抑制するため、合併回数が少なくなる。また、合併に要する流程距離も長くなる。この影響は混合域の拡がり率に顕著に現われる。

最後に、本研究の遂行に関して予備実験の段階からご協力いただいた当時の大阪大学院生 橋本長幸氏（現・電源開発（株）勤務）に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Murota, A., K. Muraoka and K. Nakatsuji : Initial Entrainment and Lateral Spread of Three-Dimensional Buoyant Surface Jet, *J. Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol. 1, No. 2, 1983.
- 2) 林 泰造・首藤 啓・後藤幸司：水表面放出噴流の基礎的実験，土木学会第 23 回水理講演会論文集，pp. 405～414, 1979.
- 3) Brown, G.L. and A. Roshko : On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 64, pp. 775～816, 1974.
- 4) たとえば，Davis, P.O.A.L. and A.J. Yule : Coherent Structures in Turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 69, pp. 513～537, 1975.
- 5) Browand, F.K. and C.D. Winant : Laboratory Observation of Shear-Layer Instability in a Stratified Fluid, *Boundary Layer Met.*, Vol. 5, pp. 67～77, 1973.
- 6) Thorpe, S.A. : Experiments on Instability and Turbulence in a Stratified Shear Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 61, pp. 731～751, 1973.
- 7) 室田 明・中辻啓二：表層密度噴流における渦動の合体過程に関する実験的研究，土木学会第 25 回水理講演会論文集，pp. 561～568, 1981.
- 8) 室田 明・中辻啓二・橋本長幸：表層密度流の界面における乱れ構造について，土木学会第 23 回水理講演会論文集，pp. 399～404, 1979.
- 9) Stefan, H. : Stratification of Flow from Channel into Deep Lake, *Proc. ASCE*, Vol. 96, No. HY 7, pp. 1417～1434, 1970.
- 10) Ellison, T.H. and J.S. Turner : Turbulent Entrainment in Stratified Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 6, pp. 423～448, 1959.
- 11) 林 泰造・有田正光：海面上に放出された温排水の拡がりについての数値解析—第二報，土木学会第 19 回水理講演会論文集，pp. 173～182, 1975.
- 12) Koh, R.C.Y. : Two-Dimensional Surface Warm Jet, *Proc. ASCE*, Vol. 97, No. HY 6, pp. 819～836, 1971.
- 13) Tollmien, W. : Berechnung Turbulenter Ausbreitungsvorgänge, *Z.A.M.M.*, Vol. 6, pp. 468～478, 1926.
- 14) Chandrsuda, C., R.D. Mehta, A.D. Weir and P. Bradshaw : Effect of Free-stream Turbulence on Large Structure in Turbulent Mixing Layers, Vol. 85, pp. 693～704, 1978.
- 15) Lamb, H. : *Hydrodynamics*, 6th ed., Cambridge Univ. Press, p. 202, 1964.
- 16) Stuart, J.T. : On Finite Amplitude Oscillations in Laminar Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 29, 417～425, 1967.

- 17) Winant, C.D. and F.K. Browand : Vortex Pairing : The Mechanism of Turbulent Mixing-Layer Growth at Moderate Reynolds Number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 63, pp. 237~255, 1974.
- 18) Acton, E. : The Modelling of Large Eddies in a Two-Dimensional Shear Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 76, pp. 561~592, 1976.
- 19) Ashurst, W.T. : Numerical Simulation of Turbulent Mixing Layers via Vortex Dynamics, *Turbulent Shear Flows I*, pp. 402~413, 1979.
- 20) Sokolov, M., A.K.M.F. Hussain, S.J. Kleis and Z.D. Husain : A 'Turbulent Spot' in a Axisymmetric Free Shear Layer. Part 1, *J. Fluid Mech.*, Vol. 98, pp. 65~95, 1980.
- 21) Yule, A.J. : Large-Scale Structure in the Mixing Layer of a Round Jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 89, pp. 413~432, 1978.
- 22) Zaman, K.B.M.Q. and A.K.M.F. Hussain : Vortex Pairing in a Circular Jet under Controlled Excitation. Part 1. General Jet Response, *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, pp. 449~491, 1980.
- 23) Sato, H. : The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 7, pp. 53~80, 1960.
- 24) Becker, H.A. and T.A. Massaro : Vortex Evolution in a Round Jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 31, pp. 435~448, 1968.

(1983.4.6・受付)