

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

THE STRUCTURE OF ORGANIZED MOTION IN A TWO-DIMENSIONAL JET AND ITS HYDRAULIC ROLES

福岡捷二*・佐藤郁太郎**
By Shoji FUKUOKA and Ikutaro SATO

1. 序 論

1960年代の後半頃から、条件つきサンプリング法や可視化法の発達により、乱流は、従来からいわれていたように統計的にランダムな渦の集合からなるばかりでなく、規則性をもったスケールの大きい渦運動からも構成されていることが明らかになってきた。このようなコヒーレントな構造をもった大規模渦運動を一般にオーガナイズド・モーションまたはオーダード・モーションとよんでいる¹⁾。オーガナイズド・モーションは大きさが平均流の1%から20%の範囲にあり、そのなかで速度分布などが測れる決定論的パターンをもつものであり、確率論的特性をもつ乱れとは区別される。したがって、今日では、乱流場を平均流、オーガナイズド・モーション、乱れの三段階に分けて考えるのが一般的である²⁾。オーガナイズド・モーションは、境界層乱流、自由乱流(噴流、後流、二層平行流)の混合層中に一般的にみられるものである。本論文では、自由乱流中のオーガナイズド・モーションを扱い、乱流境界層中のオーガナイズド・モーションについてはふれていない。もちろん、乱流境界層中のオーガナイズド・モーションの研究は国内、国外で種々の立場から精力的に行われている。わが国では、中川・祐津^{3),4)}がburstの構造、宇民・上野⁵⁾が大規模渦の発生、発達、木下⁶⁾が自然河川の縦渦についてなどすぐれた研究がある。しかし、境界層乱流は自由乱流に比して次のような現象の複雑さがある⁷⁾。境界層流れは三次元的であり、 R_e 数が重要なパラメーターである。また、オーガナイズド・モーションは二つの代表的な長さの影響を受ける。このため、異なった条件

のもとで個々の研究者が見い出した境界層乱流中のオーガナイズド・モーションは、その全体像の一部であることが多く、統一的に解釈できるには至っていない。一方、二次元乱流混合層のオーガナイズド・モーションの構造は、比較的普遍性が高いことが知られている⁷⁾。BrownとRoshko⁸⁾およびWinantとBrowand⁹⁾は二次元乱流混合層中のオーガナイズド・モーションの理解を高めた。すなわち、BrownとRoshko⁸⁾は、十分に高い R_e 数(7000~240000)をもつ密度の異なる二種類の気流が接した混合域で、二次元乱流せん断層の拡がりに及ぼす密度差の影響をシュリーレン法で調べた。その結果、混合層はコヒーレントな構造をもった大規模渦からなり、隣り合う渦の合体によって不連続的に渦径と間隔を増すことを見出した。WinantとBrowand⁹⁾は、同一密度流体が接して運動する境界に形成される二次元乱流混合層の発達をホットフィルム流速計による乱れ計測と可視化法によって調べた。彼らの測定区間は、速度差と混合層の厚さに基づけられた R_e 数で45~850の範囲である。混合層の可視化により次の点が明らかになった。二つの流れが接した直後の層流不安定領域を経過すると、境界面の線形的な波は流下につれて非線形的となり、さらに流下すると周期性をもった不連続的な渦の列となる。この渦の列は進行するうちに相互に干渉し、互いのまわりを回転し、ほぼ規則正しくpairingを起こす。その結果、一つの大きな渦となる。Winantらはpairingの際に周囲の乱されていない流体が、混合層中に巻き込まれることを可視化によって確かめた。また、pairingは混合層の厚さが境界でさえぎられるまで続くことを示し(彼らの実験では、最大4回までpairingを繰り返した)、混合層には、平均流の方向に直角な軸をもつ大規模な渦が卓越しているという結論を得た。二次元乱流混合層におけるこのような渦のpairingについては、Frey-mouth⁹⁾、Browand¹⁰⁾、Miksad¹¹⁾も認識していたが、いずれの研究者もone pairing以上起こることには気づけなかった

* 正会員 Ph.D. 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 東京工業大学技官 工学部土木工学科
(現在 沖縄開発庁・技官)

ようである。一方、Becker と Massaro¹²⁾ は、軸対称 jet の混合層中の渦が流下につれて円筒状の ring vortices になり、さらに pairing を経て、最終的に渦がこわれて乱流になることを示し、混合層不安定の発達過程を R_e 数の関数として調べた。彼らの最大の関心は、最大発達率をもつ時の波長を調べることにあった。福岡ら¹³⁾ は、二次元噴流実験でオーガナイズド・モーションが拡散に果たす役割の重要性を指摘した。以上の研究成果をみると、二次元乱流混合層の構造は広い範囲の R_e 数にわたってオーガナイズド・モーションが卓越しており、流下に伴う混合層の拡がりや、pairing の際の周囲流体の混入がオーガナイズド・モーションと密接に関係することがわかる。また、従来乱流について一般的に認められていた大きな渦→中位の渦→小さな渦というカスケード過程が、渦の pairing によって小さな渦→中位の渦→大きな渦という逆の過程も存在し得ることが示唆された。

しかし、オーガナイズド・モーションに伴う混合層の乱れ特性、混合層内への周囲水の混入量、運動量や物質の拡散に果たすオーガナイズド・モーションの役割については、まだ定量的に明らかにされていない。

本研究は、このようなコヒーレントな構造をもつ大スケールの渦（ここでは、オーガナイズド・モーションと符号させて組織的渦またはオーガナイズド・エディーとよぶ）の特性と水理学的役割を定量的に明らかにするために、現象の比較的単純な二次元鉛直噴流について実験を行い、混合層中に見られるオーガナイズド・モーションに関し、次のことがらを測定し、解析を行った。

(1) ホットフィルム流速計を用いて噴流中の平均流速分布および乱れ強度分布を測定し、組織的渦との関連のもとに乱れ特性の変化を考察する。

(2) 流速変動記録から組織的渦の周期、速度を測定する。

(3) 可視化した噴流を撮影した映画から、組織的渦の周期、速度、大きさ等を解析し、ホットフィルム流速計による測定値と比較する。

(4) 流下方向の渦の周期の変化が渦の合体によることを明らかにし、渦の合体機構を調べる。

(5) 組織的渦の存在を考慮して周囲水の混入機構をモデル化し、混入量の見積りを行う。このモデルと二次元噴流理論による混入量との比較を行う。

(6) 運動量と混入物質の拡散特性の違いを組織的渦と関連づけて説明を試みる。

2. 二次元鉛直噴流実験装置および実験方法

(1) 実験装置

実験装置を図-1 に示す。用いた水槽は、長さ 10 m、深さ 2 m、幅 0.4 m の片面ガラス張り鋼製水槽である。水槽の中央部 3 m 区間の奥行きをペンキ塗りベニヤ板で 10 cm に縮め、その中心部に幅 $B_0=0.3$ cm、奥行 $W=10$ cm の断面をもつ二次元スリットを底面から 1.5 m の位置に固定した。仕切りベニヤ板の両端は開いており、水の通過は自由である。そのために水槽全体が貯水槽の役目を果たし、噴流によって水槽内に認め得る回転流は生じなかった。座標系は図-2 に示すように、噴出口から鉛直方向に X 軸、流れに直角方向に Y 軸を選ぶ。

(2) 測定方法

a) ホットフィルム流速計による測定

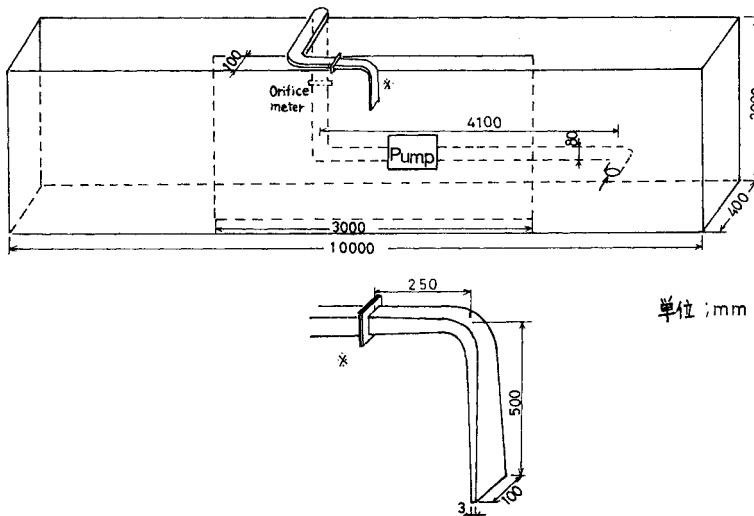


図-1 実験装置

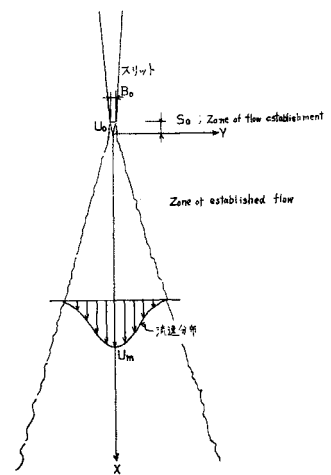


図-2 座標系

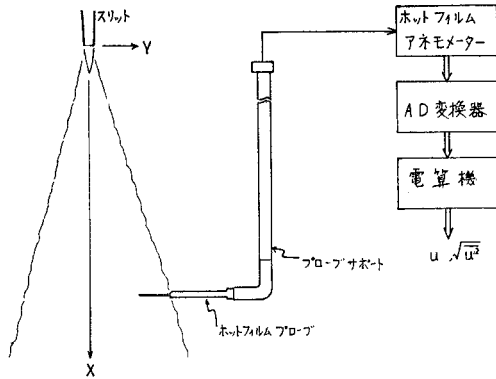


図-3 プローブ設置法とデータ・サンプリングシステム

平均流速，乱れ強度，渦の周期，速度をホットフィルム流速計によって測定した．平均流 u ，乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ の測定は 図-3 のように設置したプローブと計算システムにより求めた．渦の周期は $20\text{ cm} < X < 60\text{ cm}$ の範囲を 10 cm 間隔に測定しビジグラフの記録から求めた．渦速度 V_v は 2本のホットフィルム流速計を 5 cm または 10 cm 間隔に設置し，対応する乱れがプローブ間を通過する時間から求めた．

b) 可視化法による解析

ホットフィルム流速計による測定は点の測定であるため，それだけでは空間的な広がりをもつオーガナイズド・モーシヨンの構造を知るには信頼性が乏しい．そこで，巨視的にオーガナイズド・モーシヨンをとらえるために可視化した噴流を映画撮影し，解析を行った．可視化には微細粒子（豊浦標準砂）を噴流中に少量混入し，流体中を運動する粒子の移動方向，速度から噴流中の渦運動を判読した．このとき，噴流の内部フルード数は十分に大きいので，流れに与える粒子の影響はほとんど無視できると思われる¹⁴⁾．可視化した噴流の写真を 図-4 に示す．これより，流下方向にほぼ交互に配列した大きな渦（組織的渦）が見い出される．

3. 乱れ強度と乱れの構造からみた噴流の領域区分

噴出口近傍では主流の軸方向速度が卓越しているため，主流の揺動は小さい．しかし，ある程度下流では主流の速度が減ずるため，相対的に主流と直角方向の運動が顕在化し，図-4 に示すような流れのパターンとなる．これはみかたによっては，主流が周期的に変化しているようにも観察される．このような主流の揺動は，噴流中の大スケールの渦運動と密接な関係がある．本章では，このような組織的渦を含む噴流の平均流速，乱れ強度分布の測定を行って，他の研究者の同様な実験結果（これらの研究は必ずしも大スケール渦に着目しての測定では

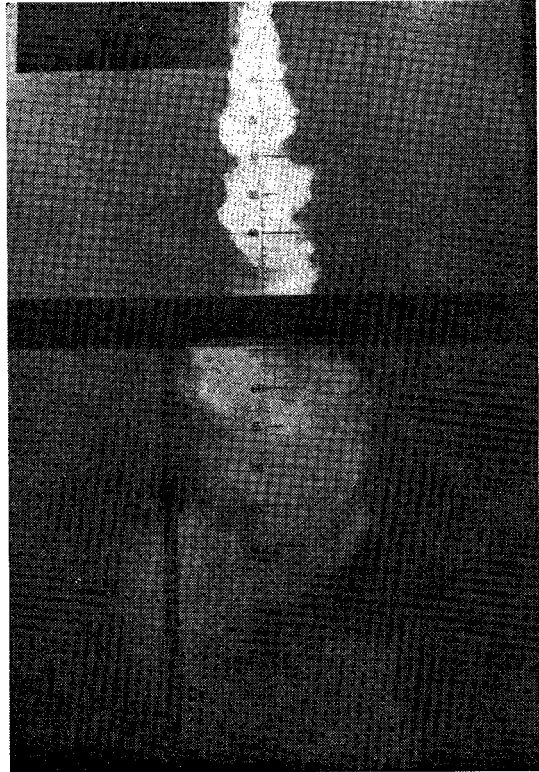


図-4 噴流中の組織的渦

表-1 実験条件

Run No.	Q_0 (cm^3/sec)	U_0 (cm/sec)	Re_0
1	100	33.3	1 000
2	300	100	3 000
3	600	200	6 000
4	1 200	400	12 000

ない）と比較し，組織的渦の役割について考察する．また，数種のレイノルズ数の噴流について主流方向の乱れ強度分布形を調べ，乱れ特性によって噴流が jet の特性をもつ領域と plume の特性をもつ領域に分け得ることを示し，どの X の位置から plume の特性をもつ流れが始まるかを明らかにする．表-1 に実験条件を示す． Q_0 ， U_0 ， Re_0 ($=U_0 B_0/\nu$) は，それぞれ噴出口での流量，流速，および出口速度 U_0 とスリット幅 B_0 で表わされた噴出口でのレイノルズ数である．ホットフィルム流速計の流速変動記録より，流速分布，乱れ強度に影響を及ぼすと思われる変動周期は 0.05 秒以上で，組織的渦の変動周期は $0.5\sim 3.0$ 秒程度であることを知った．この結果から，サンプリング間隔 50 ms ，サンプリング時間 100 s （サンプル数 $2\ 000$ 個）を選び，求めた平均流速分布を 図-5 に示す．縦軸は流速 u を中心軸上流速 U_m で無次元化したもの，横軸は流下距離 X とそれに直角方向の距離 Y との比 $\eta=Y/X$ である．図には比

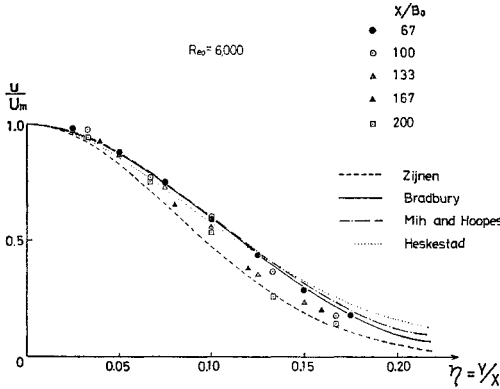


図-5 噴流の平均流速分布

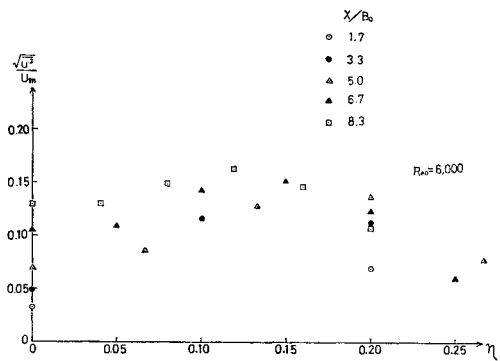
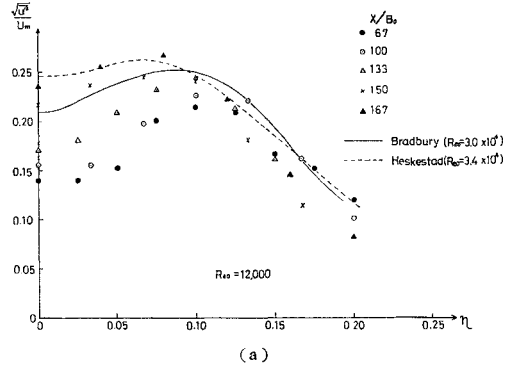


図-6 噴出口近傍の乱れ強度分布

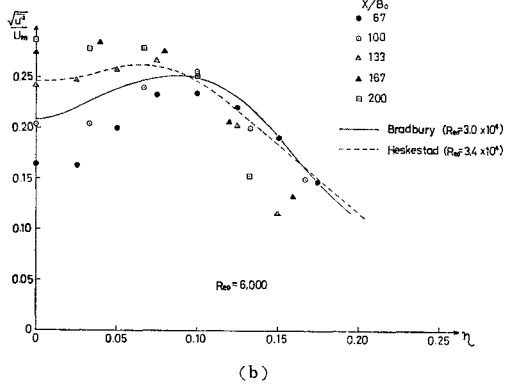
較のために、平均流速分布に関して self-preserving が成立していると考えられる Bradbury¹⁵⁾ ($Re_0=3.0 \times 10^4$), Heskestad¹⁶⁾ ($Re_0=3.4 \times 10^4$), Mih and Hoopes¹⁷⁾ ($Re_0=3.14 \times 10^4$), Zijnen¹⁸⁾ ($Re_0=2.0 \times 10^4$) らの実験結果も示してある。彼らの論文中には、噴流中に組織的渦が存在したかどうかについては述べられていない。この図より、本研究のように大スケールの渦運動が存在する場合にも、平均流速分布は Zijnen を除く他の研究者の分布曲線とほとんど差はなく、ほぼ相似な流速分布形が成立しているといえる。Zijnen の分布形が異なるのは、彼の実験装置が奥行方向に仕切られていないために、噴流が二次元というよりもむしろ三次元に近いからであると思われる。

図-6 は、 $Re_0=U_0 B_0/\nu$ が 6000 の場合について、噴出口近傍 ($1.7 < X/B_0 < 8.3$) で測定した乱れ強度分布の一例を示す。縦軸に中心軸上流速 U_m で無次元化した X 方向の乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ 、横軸に η をとってある。この図より次のことがわかる。

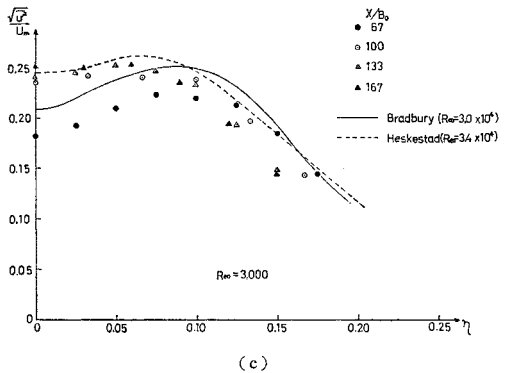
- (1) 噴流中心軸上では X が増すと、乱れ強度 $\sqrt{u'^2}/U_m$ の値は大きくなる。
- (2) $X/B_0=3.0$ では乱れ強度は $\eta=0.2$ 付近で最大値をもっているが、 X が増加すると乱れ強度の最大値は



(a)



(b)



(c)

図-7 噴流の乱れ強度分布

η の小さい方へ移行する。

図-7 は、噴出口でのレイノルズ数が 3000, 6000, 12000 の三つの場合について 図-6 と同様に、 $67 < X/B_0 < 167$ の範囲の乱れ強度の測定結果を示したものである。図には比較のために、乱れの self-preserving が成立しているといわれる Bradbury と、 $X/B_0 > 65$ で乱れの self-preserving が成立している Heskestad の実験結果も示してある。これらの図から次のことがいえる。

- (1) 著者らの測定結果は他の研究者のように乱れ強度分布の相似が成立せず、流下距離とともに分布形が変化する。
- (2) 図-7 (a) ($Re_0=12000$) では、 $X/B_0=67$ の中

心軸上の乱れ強度 $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ は 0.14 である。 η の増加とともに値は大きくなり、 $\eta=0.1$ 付近で最大値を示し、その後しだいに減少する。一方、 X が増加すると中心軸上の $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ は大きくなり、最大値を示す点は η の小さい方へ移行する。

(3) 図-7 (b) ($R_{e0}=6000$) では、 $X/B_0=167$ までは図-7 (a) と同様な傾向を示すが、さらに X が増加すると中心軸付近で $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ はほぼ一定値を示し、ピークは特にもたない。

(4) 図-7 (c) ($R_{e0}=3000$) では、 $X/B_0=100$ 以上の中心軸付近で $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ はほぼ一定値を示すようになる。

(5) レイノルズ数がさらに小さくなると、乱れの一様化は X の小さいところで始まると考えられる。もちろん、 $R_{e0}=12000$ の場合も X のさらに大きなところで測定すると、同様なことが起こっているであろうことは容易に想像される。

以上、図-6,7 から見出された結果を特定の R_{e0} に対し模式的に示したのが図-8 である。図-9 は $R_{e0}=6000$ の場合について、各点での乱れ強度 $\sqrt{\bar{u}^2}$ をその点の平均流速 u で無次元化したものである。図には

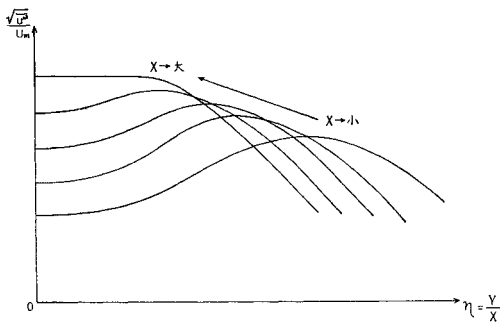


図-8 組織的渦を伴う噴流の乱れ強度分布の模式図

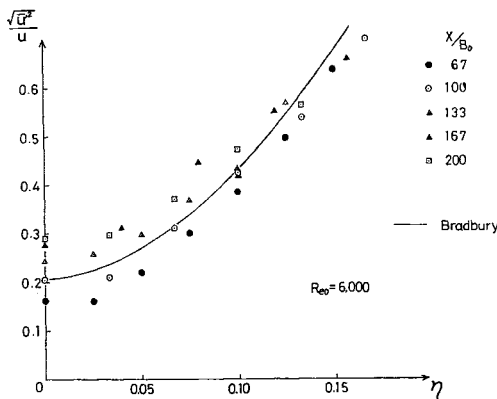


図-9 噴流の乱れ強度

Bradbury の実験結果も示してある。図-7 から得られた結論と同様に、中心軸付近では乱れの相似は成立していないが、 η が大きくなると Bradbury の曲線に漸近し、乱れの構造は比較的相似形に近づく傾向を示す。図-8, 9 に示された結果は、他の研究者による測定結果と明確に異なっているが、この違いは組織的渦の発達との関係で論ずることができる。噴出口付近で起こる境界の強いシアによって噴流の外縁付近に渦が生じる。このため乱れ強度は外縁付近で大きい。この渦は流下しながら次第に大きくなり、渦の本体はやがて外縁から中心軸付近に及ぶような大きな渦(組織的渦)となる。このため、乱れ強度が中心軸付近で次第に一様化され、変動のスケールも大きくなる。しかし、このような組織的渦が混合層内を流下していくときに、中心軸付近 (η の小さいところ) では、それより外縁の混合層内より組織的渦に起因する卓越した乱れの間欠率が大きくなる。この傾向は特に X の小さいところで著しい。このため、 η の小さいところでは乱れの相似性は成立せず、外方に向かうにつれて組織的渦にさらされる頻度が渦の周期程度で起こるため乱れの構造はかなり相似性をおびてくる。本実験では、噴出口がポンプと直結されていること、および曲がりがある点で放出条件が多少悪いと考えられる。しかし、他の研究結果との系統的な違いは、放出条件の違いによるとは考えにくく、噴流中に存在する組織的渦に起因するものと解釈すべきであろう。

次に乱れ特性から噴流の領域区分を考えてみる。

Kotsovinos¹⁹⁾ は jet と plume について、それぞれ乱れ強度分布を測定した。測定結果を図-10 に示す。これより、jet は中心軸より外方に $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ の最大値をもっている。これに対し、plume の $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ の値は中心軸付近では jet に比して大きく、しかも、一定で特にピークをもたず、ある η 以上で急速に減少する。

著者らの実験結果を示す図-7 では、噴出口からある距離で jet の乱れが plume の乱れの性質を表わすようになる。一般に jet と plume は次のように定義されている²⁰⁾。

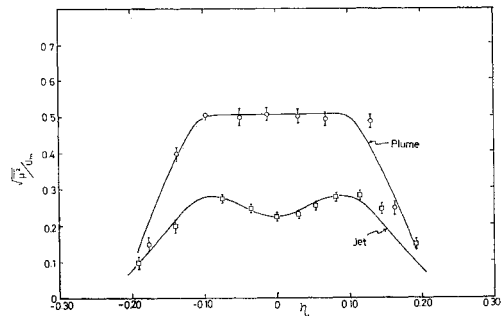


図-10 jet と plume の乱れ強度の比較 (Kotsovinos による)

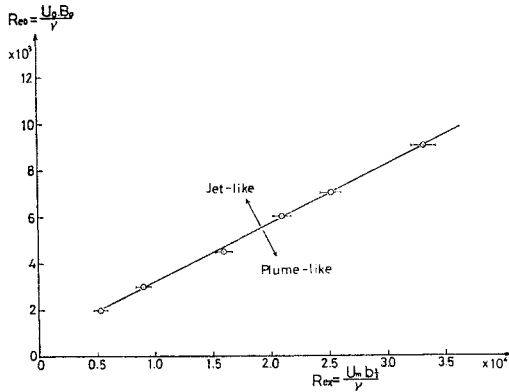


図-11 噴流の領域区分

“jet とは放出源で浮力の作用のないもので、plume は密度差による浮力が作用するものをいう。すなわち、plume はその放出源で質量、運動量束の他に浮力束をもつものである”ここでは、このような driving force による分類ではなく、jet と plume の乱れの構造の違いに着目して、jet-like な領域と plume-like な領域に分類することを試みる。前述のように、噴出口近傍では、主流方向の流速が卓越しており主流の横方向への振れは小さい。しかし、流下するにつれて噴流の流速が減少し、大スケールの渦運動が顕著になり、これに伴って横方向への主流の振れが大きくなる。このように、主流の状態が変化する位置は、噴出口でのレイノルズ数に関係していると考えられる。図-11 は 6 種類のレイノルズ数 Re_0 について乱れ特性を調べ、中心軸付近 ($0 < \eta < 0.08$) で $\sqrt{u'^2}/U_m$ が一定な plume の特性を持ち始める距離 X を見出すことによって、jet-like な特性をもつ領域と plume-like な特性をもつ領域を分離して示したものである。縦軸は噴出口でのレイノルズ数 Re_0 、横軸は各断面の噴流中心軸上流速 U_m と U_m の半値半幅 $b_{1/2}$ で定義されるレイノルズ数 Re_x である。 $b_{1/2}$ は運動量の拡がりの指標を与え、 $b_{1/2} = 0.115 X$ の関係で示される¹⁴⁾。 Re_x は周囲水の混入による流下方向の流量変化を示す。おのおの Re_0 に対する境界点は図中に記した範囲内のばらつきを伴うが、 Re_0 と Re_x との関係は本実験のレイノルズ数範囲内ではほぼ直線となる。この図から噴出口での Re_0 を知れば、噴流の中心速度の変化 $U_m/U_0 = \sqrt{8 B_0/X}$ および拡がり幅の関係式¹⁴⁾から限界の Re_x を知って、jet として取り扱える領域を求めることができる。この位置より下流では、噴流は plume としての特性をもつ。以上のことから、従来のように噴流と plume を driving force によって分類するのでは不十分であり、噴流が周囲流体を混入しながら流下方向に流速を減じると、やがて plume のようにふるまうことを知った。この場合には、拡がり幅、混入量などは plume として

計算した方がよいと考えられる。噴流の十分下流での拡がり幅については、4.(3) で若干の検討を行う。

4. 組織的渦の特性

(1) 渦の周期と速度

渦の周期は、噴流の乱れ強度がほぼ最大値を示す $\eta = 0.1$ の位置にプローブを固定し、 $20 \text{ cm} < X < 50 \text{ cm}$ の範囲を 10 cm 間隔に 4 断面で測定を行った。図-12 はホットフィルム アネモメーター出力を約 10 Hz のローパスフィルターをかけて高周波成分を除去し、渦の通過に伴う大きな流速変動のみを記録したものである。縦軸に流速 u 、横軸に時間 t をとってあり、10 秒間の記録を示す。これにより、流速変動はある卓越した周期をもち、 X が増加すると変動周期は長くなるのがわかる。渦の周期は変動のピークからピークの時間の平均読み値から求めた。また、同じレイノルズ数について、可視化した噴流の映画解析からも渦の周期を求めた。この二つの方法によって得た渦の周期 T と、噴出口での幅 B_0 で無次元化した流下距離 X の関係を図-13 に示す。ホットフィルム流速計による方法と可視化法とは測定法の違いのために値は必ずしも一致していないが、両者に

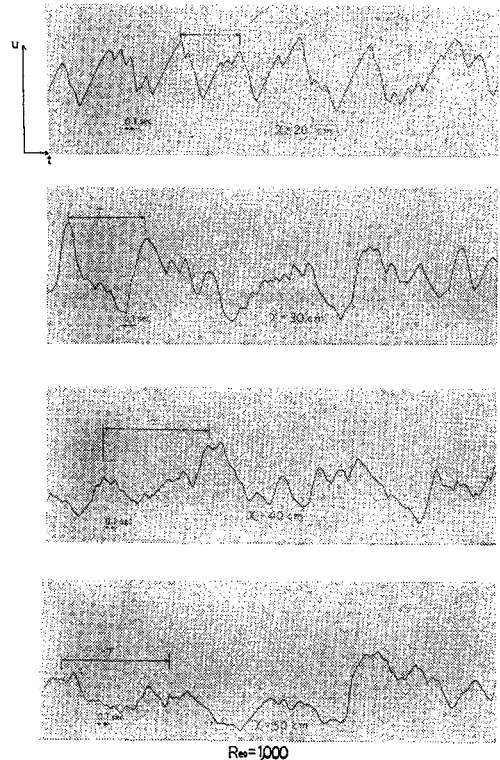


図-12 流速変動の記録

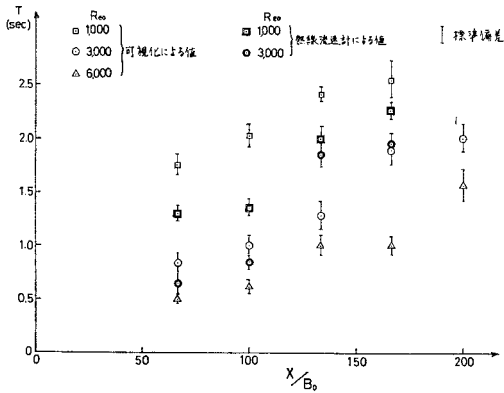


図-13 渦の周期の流下方向変化

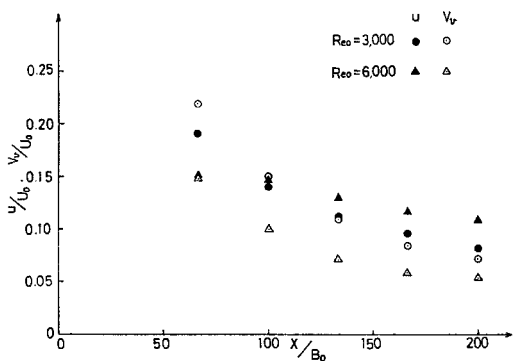


図-14 渦の移動速度と渦中心の平均流流速

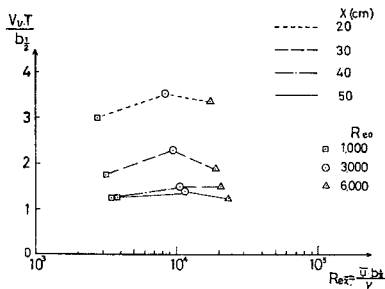


図-15 ストローハル数と Re_{ex} 数の関係

共通していえることは、渦の周期は一定でなく、流下とともに階段状に変化して長くなることである。この現象はどのレイノルズ数についても共通であるが、同じ X ではレイノルズ数が大きくなると周期は短くなる。

図-14 は測定より求めた渦速度 V_v と、渦中心位置の平均流の流速 u の関係を示したものである。 $Re_0=3000$ では渦中心の速度は渦中心位置の平均流の流速とほぼ一致するが、 $Re_0=6000$ では渦中心の内側と外側の流速差が大きくなり、渦が急速に変形されるために、移動速度は渦中心の流速と一致しない。このようにして求めた渦の周期と移動速度を用いて、軸上流速 U_m の半

値半幅 $b_{1/2}$ に基づくストローハル数 S_t と、断面平均流速 $\bar{u}(=0.532 U_m)^{14)}$ 、 $b_{1/2}$ に基づくレイノルズ数との関係を 図-15 に示す。縦軸にストローハル数の逆数、横軸にレイノルズ数をとってある。これより、実験の範囲では X が固定されるとストローハル数はレイノルズ数 Re_0 にほぼ無関係となるが、 X の増加とともに周期の急激な変化のために、ストローハル数は大きく変化することがわかる。

(2) 渦の合体機構

(1) で述べたように、渦の流下に伴う周期の変化は渦の合体 (pairing) なしには生じ得ないと思われる。図-16 (a), (b) は可視化した噴流をモーションアナライザーによって、一定時間間隔で図示したものである。図-16 (a) は $Re_0=3000$ の場合について 0.5 秒間隔で、図-16 (b) は $Re_0=6000$ の場合について 0.2 秒間隔で示したものである。図-4 から明らかなように、ある時間 t_0 において中心軸の左右に異なる回転方向をもつ渦がほぼ交互に存在している。このとき、図-17 に示すように、これらの渦の相互作用によっておのおの渦 (図では 3 番目の渦に着目している) に誘起される運動 (w) の方向は鉛直下向きである。流下につれて平均流が減速するために渦速度も減速し、同じ回転方向をもった渦、たとえば 図-16 (a) によれば ① と ②+③ の間隔は縮まり、上下の渦の相互作用が顕著に現われてくる (渦の配列と強さの変化は渦の相互作用を助長する)。その結果、上流側の渦 ① は内縁方向へ動き、下流側の渦 ②+③ は外縁方向へ動いて二つの渦は急速に接近し、合体して一つの渦 ①+②+③ となる。このとき、渦は最も円形に近くなり、その後は流速分布の影響を受けて流れ方向に引き伸ばされ、やがて次の渦と合体する。Winant ら⁷⁾ や Brown ら⁸⁾ が二層混合域で指摘したように、噴流でもこのような渦の合体を繰り返しながら混合領域は広がっていく。

(3) 噴流混合領域の広がり

本節では、噴流の広がりを調べる。

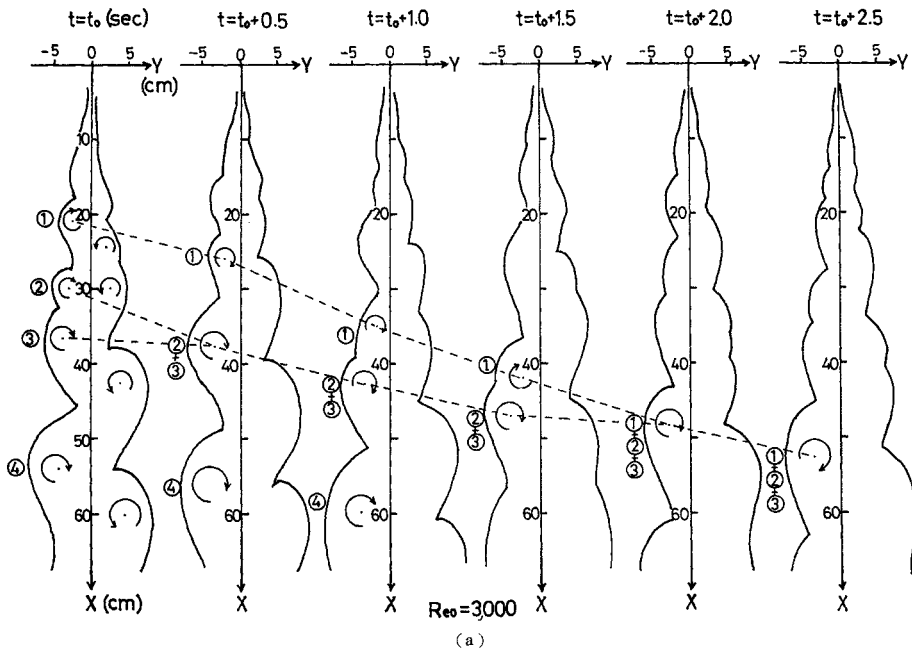
図-18 は、噴出口近傍の軸上流速の半値半幅 $b_{1/2}$ の広がりの一例を示したものである。いま、噴出口幅 B_0 で無次元化した $b_{1/2}$ の広がりを Kotsovinos²¹⁾ の記号にならって、次のように表わす。

$$b_{1/2}(X)/B_0 = K_1(X/B_0 + K_2)$$

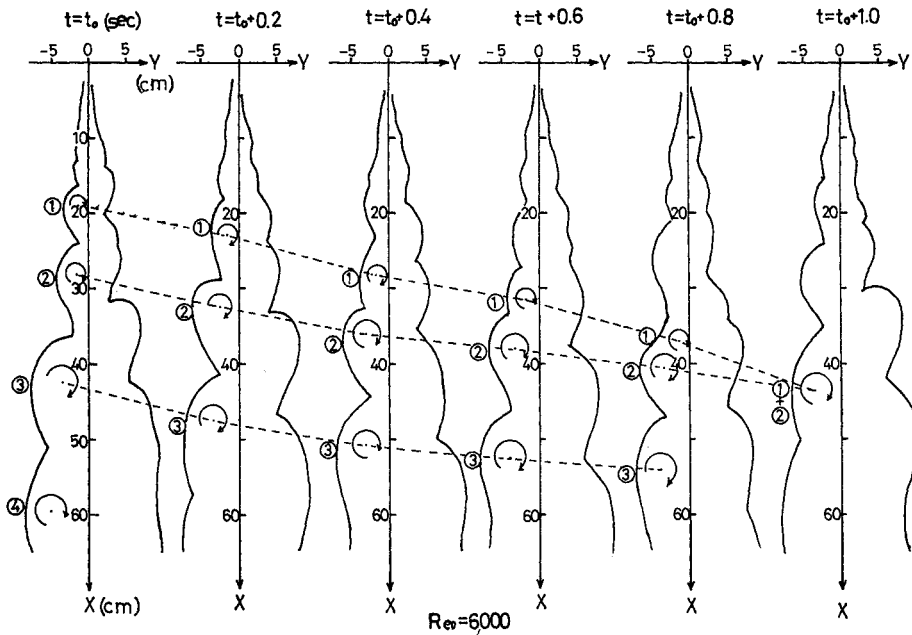
ここに、 K_1 は jet の広がり勾配で、仮想原点 X_0 は次のようになる。

$$X_0 = -K_2 B_0$$

図-18 から平均的に $K_1=0.115$, $K_2=-1.67$ を得る。この値は Kotsovinos²¹⁾ が $Re_0=2000$ の噴流で得た実



(a)



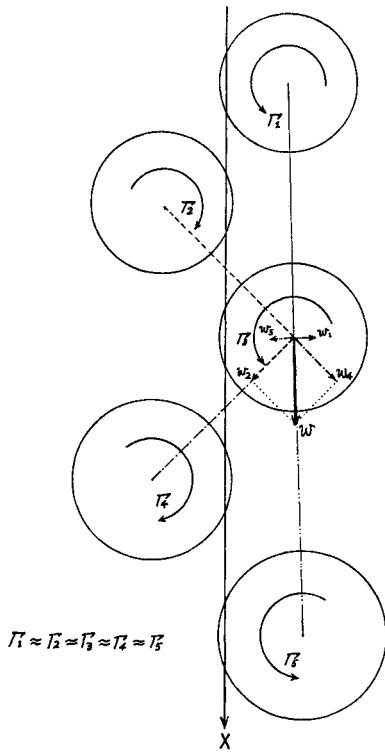
(b)

図-16 渦の合体状況

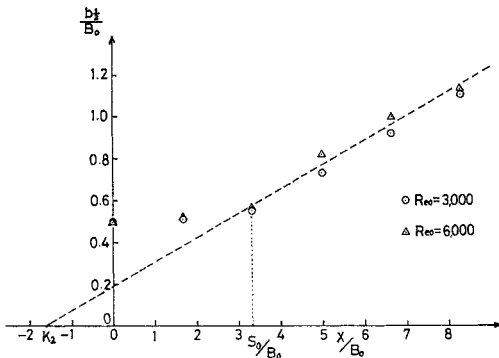
験値 $K_1=0.109$, $K_2=-2.5$ と比較的近い値を示している。 $b_{1/2}$ が X にかかわらずほぼ一定の領域を形成領域 (zone of flow establishment) とすると、 $S_0/B_0=3.3$ となる。

図-19 は、混合領域内に大スケール渦が存在しているときの拡がりを見るために、 $b_{1/2}$ 、渦外縁、渦中心の拡が

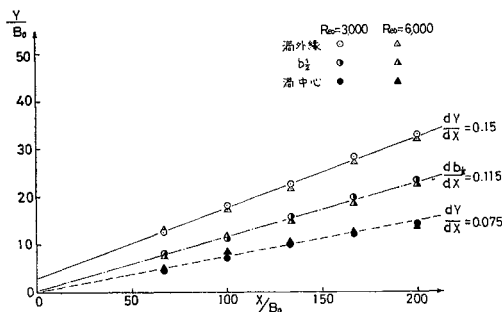
りを示したもので、これより次のことがいえる。著者らの流れのレイノルズ数では渦外縁の拡がりはほぼ直線的で、その勾配 dY/dX は約 0.15 である。したがって、組織的渦の及んでいる範囲を混合領域とすると、混合領域は直線的に拡がる。また、前述のように $b_{1/2}$ の拡がり勾配は平均的に $db_{1/2}/dX=0.115$ で与えられる。噴



図一七 渦の相互作用



図一八 噴出口近傍の拡がり勾配と仮想原点



図一九 渦外縁, 渦中心, $b_{1/2}$ の拡がり勾配

出口付近で求められた拡がり勾配 (=0.115) は、それより下流の拡がり勾配と一致する。

最近, Kotsovinos²¹⁾ は、乱れた噴流の拡がり幅に関してこれまで発表されている多くの資料を再検討した結果、十分下流では拡がり幅は線形的に増大するのではなく、非線形的に増加することを示し、仮説をたてて説明を試みた。Bradshaw²²⁾ は Kotsovinos の主張する拡がりの非線形性は、噴流自身によって実験室内に誘起される乱れ (出口速度 U_0 のほぼ 1/2%) のためであると推論した。

ここでは、乱流構造から拡がりの非線形性について若干の考察をする。3. で R_{e0} と $U_m(X)$, $b_{1/2}(X)$ (すなわち R_{ex}) を知ると、噴流を jet-like な領域と plume-like な領域に分割できることを示した。plume の拡がり勾配は jet のそれと異なることが知られているので^{23), 24)} 噴流が jet-like から plume-like に変化する位置付近から拡がり勾配が変化すると予想される。しかし、本研究の範囲では、jet-like から plume-like に乱れの構造が変化しても $b_{1/2}$ の拡がり勾配はほぼ一定であった。図一八に示すように、噴流が形成領域から確立領域に変化するとき、拡がり勾配が変化するのは、乱れの構造が変化するためである。同様なことが jet-like な領域から plume-like な領域へ変化するところでも起こり得る。一般に形成領域から確立領域への乱れの構造の変化は急激であるが、jet-like から plume-like への変化は緩慢である。したがって、拡がり勾配の変化の識別は精度のよい測定なしには達成し得ないかもしれない。今後は、この点に留意して拡がり幅の非線形増加を検討する必要がある。

5. 周囲水の混入と組織的渦

Winant らは、二つの流体が異なった速度で接して流れるとき、合体する渦と渦の間に含まれている流体が渦の合体時に混合層内に巻き込まれることを示した。しかし、噴流では二層平行流れの場合と異なり、互い違いに二列に並んだ回転方向の異なる大きな渦と渦の間から強い周囲水の混入が起こる。このとき、着色された噴流の色が周囲水によって帯状にうすまるのが観察される。この混入様式の違いは混合層とその中での渦の運動形態の違いによる。すなわち、前者では混合層は一つで、渦の配列は一行、しかも渦の回転方向は常に同一方向である。このため前後の渦が合体したとき、混入が起こる。一方、後者では、ほぼ平行な混合層が中心軸をはさんで両側に存在するため、それぞれの側に反対方向の回転をもつ渦が発生し、流下方向に交互に配列しながら流下する。このため、渦と渦の間に強い水の収束と混入が起こる。このことから、周囲水の混入は組織的渦と密接に関係する

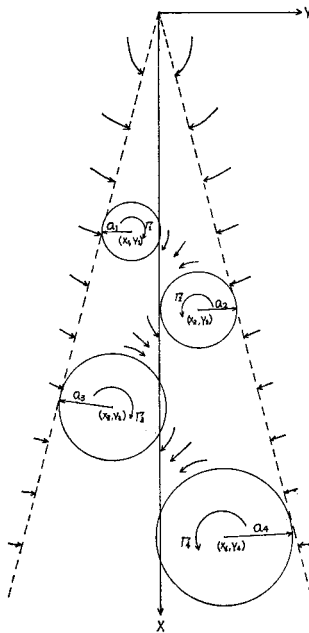


図-20 組織的渦の配列と周囲水の混入状況

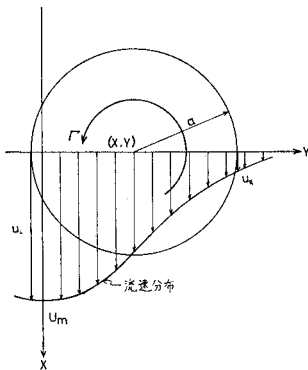


図-21 循環の計算モデル

ので、組織的渦の存在を考慮に入れて混入量の見積りを行った。図-20は、ある瞬間の渦の配列と混入の様子を理想化して示している。渦は噴流中心軸に対して交互に存在し、混入は異なる回転方向の渦と渦の間に集中して起こる。図-21に示すように、渦中心の座標を X, Y 、渦半径を a とし、流速分布はガウス分布で近似できるものとする。解析にあたって次の仮定を行う。

- (1) 渦は円形で水路幅方向に一樣な二次元渦であり、渦内の流れは強制渦、渦外は自由渦で表わせる。
- (2) 渦半径はトレーサの拡がり外縁と渦中心の距離によって定める。
- (3) 渦は剛体的に回転し、その回転は渦の左右外縁の速度差によって生じる。

このような仮定のもとで渦度 ξ は、

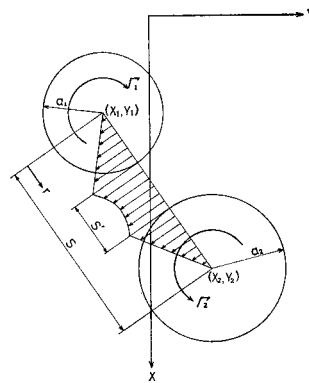


図-22 混入量の計算モデル

$$\xi = \frac{1}{2} \frac{du}{dy} = \frac{(u_L - u_R)}{4a}$$

となる。ここに、 u_L ：渦の左側外縁での流速， u_R ：渦の右側外縁での流速である。

渦の循環 Γ は渦度の面積分によって次式となる。

$$\Gamma = \int_A \xi dA = \frac{\pi(u_L - u_R)a}{4}$$

次に混入量の計算を行う。図-22に示すような渦配列と混入状態を考え、混入は二つの渦と渦の中心にはさまれた区間 S' で起こると仮定する。図のように座標をとれば、①および②の渦によって S' 区間の任意の点 r に誘起される速度 w は、

$$w = \frac{\Gamma_1}{2\pi r} + \frac{\Gamma_2}{2\pi(S' - r)}$$

となる。したがって、 S' 区間の単位幅、単位時間当りの混入量 q'' は、

$$q'' = \int_{a_1}^{a_1 + S'} w dr = \frac{1}{2\pi} \left(\Gamma_1 \ln \frac{a_1 + S'}{a_1} + \Gamma_2 \ln \frac{a_2 + S'}{a_2} \right)$$

また、渦内部の混入量 q_1'' 、 q_2'' はそれぞれ

$$q_1'' = \frac{\Gamma_1}{4\pi}, \quad q_2'' = \frac{\Gamma_2}{4\pi}$$

よって、単位幅、単位時間当りの全混入量 q' は、

$$q' = q_1'' + q_2'' + q'' = \frac{1}{4\pi} \left\{ (\Gamma_1 + \Gamma_2) + 2 \left(\Gamma_1 \ln \frac{a_1 + S'}{a_1} + \Gamma_2 \ln \frac{a_2 + S'}{a_2} \right) \right\} \dots\dots\dots (1)$$

で求まる。ここに、 Γ_1 ：渦①の循環， Γ_2 ：渦②の循環， a_1 ：渦①の半径， a_2 ：渦②の半径， S' ：二つの渦の外縁にはさまれた距離である。

一方、組織的渦と関係なく求める二次元噴流理論²⁵⁾では、周囲水の混入に伴う流量の X 方向変化は次のように求める。流速分布はガウス分布で近似でき、実験から係数を定めると次式になる¹⁴⁾。

$$\frac{u}{U_m} = \exp\{-65 \eta^2\}$$

任意の断面での単位幅流量 q は上式を積分して求める。

$$q = \int_{-\infty}^{\infty} u dy = \sqrt{\frac{\pi}{65}} U_m \cdot X \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 U_m は近似的に次式で表わされる¹⁴⁾。

$$\frac{U_m}{U_0} = \sqrt{\frac{8}{X/B_0}} \dots\dots\dots (3)$$

式 (3) を式 (2) に代入して次式を得る。

$$q = k U_0 \sqrt{X} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $k = \sqrt{8 \pi B_0 / 65}$ で、本実験の場合 $k = 0.341$ である。

図-23 は、 $Re_0 = 3000, 6000$ について式 (1) および式 (4) でそれぞれ求めた単位幅流量を噴出口での単位幅流量 q_0 で無次元化したものの X 方向変化を示す。組織的渦による混入モデルは、二次元噴流理論から求めた $X = 20 \text{ cm}$ の流量を初期値として計算した。 X が増加しても $Re_0 = 6000$ の場合にはよい対応を示しているが、 $Re_0 = 3000$ では少々小さめに見積られている。このように、組織的渦の存在を考慮したモデルで見積った混入量は、二次元噴流理論とほぼ一致することがわかる。このことは、周囲水の混入が速度の不連続面から一様に起こると考えてもよいし、混入の起こる場所が主と

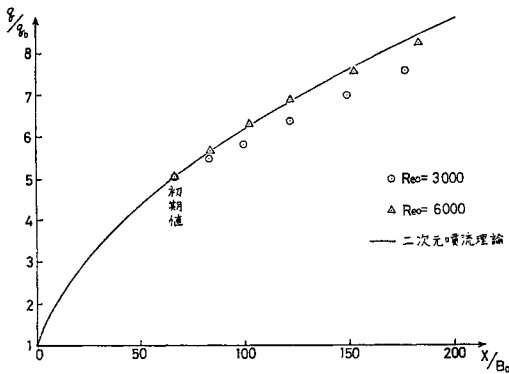


図-23 モデルと二次元噴流理論による単位幅流量の比較

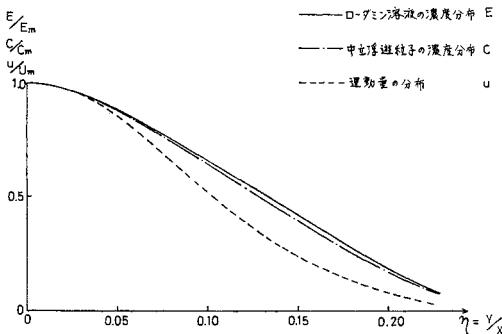
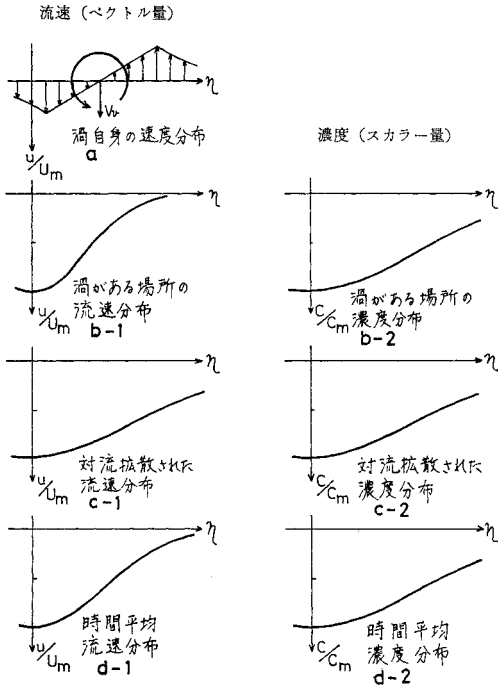


図-24 運動量と混入物質の拡散特性の比較

して組織的渦と渦の間に集中し、周囲水がまわり道しながら混合層の中に入ってくると考えてもよいことを示している。噴流中に組織的渦がある場合には後者が実際の現象により即していると考えられる。

6. 拡散と組織的渦

流体中における運動量や混入物の拡散に関する従来の研究によれば、混入物（溶解性物質もしくは熱）の方が運動量に比べて拡散されやすいことが知られている。図-24 は、著者らが 図-1 に示した実験装置を用い、粒径 0.65 mm の中立浮遊粒子、ローダミン溶液についてそれぞれ濃度分布を測定したものである。これからも、運動量に比べて混入物質の方が拡散されやすいことがわかる。谷²⁰⁾はこの輸送特性の違いを次のように推論した。噴流の乱流運動の中に輸送されるものの勾配に比例する小規模の速い運動と、その中の輸送が対流的な大規模の遅い運動が存在する。運動量の輸送は主として小規模の運動に、エネルギーの輸送は大規模の運動に、熱量の輸送は両者の中間形式の運動による。この輸送形式の違いのために、輸送量が勾配に比例する形を仮定すると物質（熱）の拡散係数が運動量の拡散係数よりも大きくなる。Hinze²⁷⁾も同様な指摘を行っている。しかし、谷と Hinze の説明は拡散係数の差の原因について定性的な説明を与えたにすぎない。混入物と運動量の輸送特性の違いを説明するには、両者の分布形状の違い、および周囲流体との相互作用の違いから説明する必要がある。ここでは、組織的渦と関連づけて輸送特性の違いの説明を行う。組織的渦は二つの様式で流速分布（運動量の拡がり）と濃度分布（混入量の拡がり）に影響を与える。第一は渦自身のもつ速度分布であり、第二は渦によってもたらされる混入水の働きである。図-25 に示すように、渦自身の速度分布は a のようである。したがって、渦がある場所での流速分布は b-1 に示すような急な速度勾配をもった分布となる。これに対し、渦がある場所での濃度分布は b-2 に示すように流速分布に比べて緩やかな分布となる。これは渦の回転運動が、噴流中心軸付近の高い混入物濃度をもった流体を噴流外縁に運び、外縁付近の低い濃度の流体を中心軸付近に運ぶ働きをするため、噴流内の混入物濃度が一様化するためである。一方、組織的渦のために誘起される周囲からの混入水は、運動量と混入物をともに対流的に拡散させ、その結果、c-1、c-2 に示すようにともに一様化する傾向がある。このような渦の二つの作用が考えている物理量（運動量と混入物質）を一様化するか、そうでないかによって時間平均された流速分布 (d-1) と混入物濃度分布 (d-2) に違いが現われる。この結果、図-24 に示すよ



図一五 運動量と混入物質の拡がりに果たす組織的渦の役割

うに、中心軸上流速および濃度でそれぞれ無次元化した分布形は、混入物の方が運動量よりも上方にふくまれた分布形となり、通常行われる最大流速または最大濃度の半値半幅 $b_{1,2}$ で運動量と混入物の拡がりを比較すると、混入物の方がより拡がるように観測される。

また、次のことも分布形と無関係に物質が運動量よりも拡がって観測される理由である。噴流外縁付近の流体の流速はベクトル量のため周囲の静止流体のために急速に速度を失い、流速はほとんど測定することはできない。しかし、混入物の濃度はスカラー量であるため速度をもたなくとも、そこに存在することだけで測定され得る。従来からなされている拡がりの測定法では、このことによっても混入物は運動量に比べて、より外縁まで拡がって観測されることになる。

7. 結 論

本研究は二次元鉛直噴流中に観察される組織的渦に着目し、組織的渦の存在のもとで流れの乱れ特性、渦の特性、渦の合体機構、周囲流体への影響および組織的渦と拡散について明らかにしようとしたものである。組織的渦は平均流からエネルギーを受け発達するが、本文では渦の発生原因の考察は行っていない。しかし、前述のスリットのほかに、噴出口までのアプローチの長さを 1.5 倍 (75 cm) とした装置で同様な実験を行っても、組織

的渦の特性に変化はなかった。このことから、アプローチ内の境界層に渦の発生原因を求めることは適切でなく、むしろ、せん断層の不安定性によるものか、 $K-H$ 波の不安定性によるもののいずれかと考えられる。

本文で得られた主要な結論は次のとおりである。

(1) 噴流中に組織的渦が存在しても、時間平均された流速分布形にはほとんど影響を及ぼさず、平均流速分布の self-preserving はほぼ成立する。しかし、乱れは組織的渦の影響を強く受け、乱れの self-preserving は成立しない。

(2) jet と plume では、乱れ強度の分布形が明確に異なることに着目し、噴流の乱れ強度分布を調べた。これより、噴流が乱れの構造から三つの領域に分けられることを知った。すなわち、potential core のある領域、jet-like な領域、plume-like な領域である。jet-like な特性をもつ領域と plume-like な特性をもつ領域は、 Re_o と Re_x を知れば分離できることを示した。

(3) 乱れの構造の変化 (jet-like から plume-like) から、Kotsovinos が指摘した大きな距離での噴流幅の非線形的増加の説明を試みた。この点はさらに検討を要する。

(4) 可視化法とホットフィルム流速計によるポイント測定を併用して、組織的渦の合体機構を明らかにした。

(5) 実測に基づく渦の特性を用いて、組織的渦による周囲水の混入モデルを考え、混入量を計算した結果、二次元噴流理論による混入量とよい一致を示した。これより、組織的渦が混入に果たす役割りを明確にした。

(6) 運動量と混入物質の拡散特性の違いを、組織的渦が果たす二つの役割りを考慮に入れて説明を行った。

本研究で得られた二次元乱流混合層のオーガナイズド・モーションの知識を乱流境界層中の複雑なオーガナイズド・モーション (bursts 現象, boiling 現象など) の理解に役立たせる努力が必要である。

参 考 文 献

- 1) Laufer, J. : New trend in experimental turbulence research, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 7, 1975.
- 2) 乱流と情報, 乱流の情報解析研究会, 1976.
- 3) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows, J. Fluid Mech. Vol. 80, Part 1, 1977.
- 4) 中川博次・祿津家久 : 開水路乱流場のレイノルズ応力の挙動, 第 20 回水理講演会論文集, 1976.
- 5) 宇民 正・上野鉄夫 : 可視化法による大スケール乱れに関する研究, 京大防災研年報, 第 19 号 B, 1976.
- 6) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, その乱流構造と表面の流れかたの特性について, 写真測量, Vol. 6, No. 1, 1967.
- 7) Winant, C.D. and Browand, F.K. : Vortex pairing; the mechanism of turbulent mixing layer growth at

- moderate Reynolds number, J. Fluid Mech., Vol. 63, Part 2, 1974.
- 8) Brown, G.L. and Roshko, A. : On density effects and large structure in turbulent mixing layers, J. Fluid Mech., Vol. 64, Part 4, 1974.
 - 9) Freymouth, P. : On transition in a separated laminar boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 26, 1966.
 - 10) Browand, F.K. : An experimental investigation of the instability of an incompressible separated shear layer, J. Fluid Mech., Vol. 26, 1966.
 - 11) Miksad, R.W. : Experiments on the nonlinear stages of free-shear-layer transitions, J. Fluid Mech., Vol. 56, 1972.
 - 12) Becker, H.A. and Massaro, T.A. : Vortex evolution in a round jet, J. Fluid Mech., Vol. 31, Part 3, 1968.
 - 13) 福岡捷二・吉川勝秀・佐藤郁太郎 : 静水中に流入する固液混相の水平噴流について, 第 21 回水理講演会論文集, 1977.
 - 14) 吉川秀夫・福岡捷二・吉川勝秀 : 流体と固体粒子の相互作用に関する研究, 土木学会論文報告集, 第 260 号, 1977.
 - 15) Bradbury, L.J. : The structure of a self-preserving turbulent plane jet, J. Fluid Mech., Vol. 23, Part 1, 1965.
 - 16) Heskestad, G. : Hot-wire measurements in a plane turbulent jet, J. Applied Mech., ASME, 1965.
 - 17) Mih, W.C. and Hoopes, J.A. : Mean and turbulent velocities for plane jet, J. Hydraulics Div., Proc. ASCE, HY. 7, 1972.
 - 18) Zijnen, V.D.H. : Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air, Appl. Sci. Res. A, Vol. 7, 1958.
 - 19) Kotsovinos, N.E. : Plane turbulent buoyant jets, Part 2, Turbulence structure, J. Fluid Mech., Vol. 81, Part 1, 1977.
 - 20) 土木学会水理委員会密度流研究小委員会 : 成層密度流の界面現象 (2), 土木学会論文報告集, No. 243, 1975.
 - 21) Kotsovinos, N.E. : A note on the spreading rate and virtual origin of a plane turbulent jet, J. Fluid Mech., Vol. 77, Part 2, 1976.
 - 22) Bradshaw, P. : Effect of external disturbances on the spreading rate of a plane turbulent jet, J. Fluid Mech., Vol. 80, Part 4, 1977.
 - 23) Rouse, H., Yih, C. and Humphreys, H. : Gravitational convection from a boundary source, Tellus, Vol. 4, 1952.
 - 24) Morton, B.R. : Forced plume, J. Fluid Mech., Vol 5, 1959.
 - 25) Schlichting, H. : Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, 4th edition, 1960.
 - 26) 谷 一郎 : 流れ学, 岩波書店, 1977.
 - 27) Hinze, J.O. : Turbulence, McGraw-Hill, 2nd edition, 1975.
 - 28) 福岡捷二・佐藤郁太郎 : 周囲水の混入及び物質の拡散と組織的渦の関係について, 第 9 回乱流シンポジウム, 1977.

(1977.11.21・受付)