

京都大学 工学部 正員 祢津家久
 京都大学 工学部 正員 中川博次
 京都大学 大学院 学生員 中川雅夫

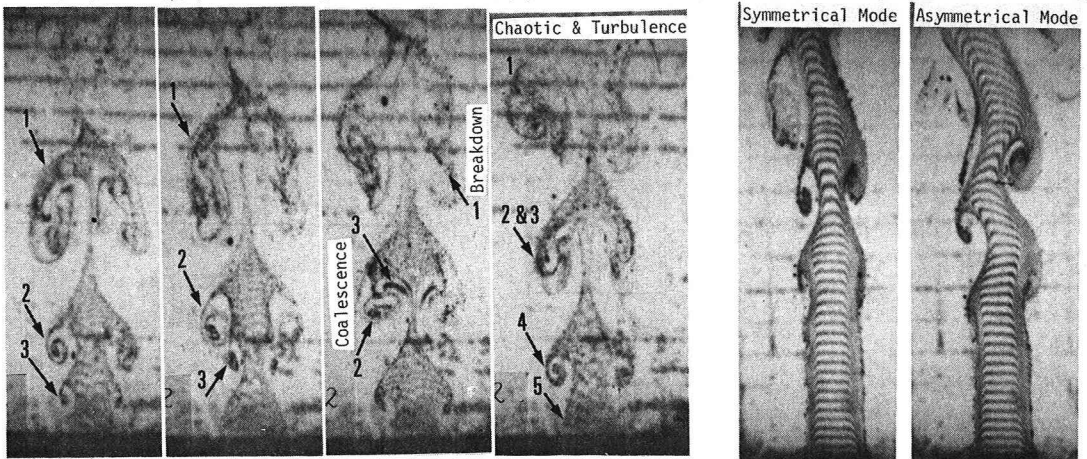
1. まえがき

噴流出口からポテンシャルコア端までの発達途上領域に組織立った渦運動が存在し、それが噴流下流での乱流拡散や連行機構に支配的な現象であることが従来の研究で指摘された¹⁾。前報に引続いて²⁾、本報告は、水素気泡による可視化実験からこの渦運動の発生・発達・合体・崩壊機構を検討しようとするものである。

2. 実験方法 長さ280cm、奥行20cm、深さ80cmの拡散水槽を有する2次元鉛直噴流発生装置を用い、幅 $B=2\text{cm}$ のノズル出口に白金線を水平に張り、水素気泡を発生させて可視化実験を行った。可視化された流れは噴流出口から下流方向(鉛直上方)に距離 $x=15\text{cm}$ まで16mm高速度カメラで連続撮影され、これをフィルム解析器でコマごとに解析した。ノズル内壁面で発達する初期境界層の影響を検討するために¹⁾、噴流整流箱からのノズル長さ L を $L=0, 4, 12\text{cm}$ 、また各ケースにつき初期放流速度 $U_0=2, 4, 8, 12\text{cm/s}$ の計12通り設定した。

3. 定性的考察 写真(A)の①~④は $Re = \frac{BU_0}{\nu} = 770$ での連続写真の1例を示したものであり、かなり大規模で組織的な渦運動の存在が認められる。写真①の矢印で示した渦(3)は発生直後のものであり、環境水との境界部に生じる強いせん断層のため流速の速い噴流中心部に追従できず、剝離して形成された渦である。渦(2)は成長段階での渦であり、写真①では約2回転、写真②では約3回転と環境水を取り込みながら発達し、この部分の噴流幅が狭くなっている。一方、写真①で発生した渦(3)は下流側の渦(2)の運動に抑制されて環境水の連行を伴った発達ができず、その部分の噴流幅は徐々に狭くなり(写真②)、やがて写真③で示すように発達した渦(2)の内側に巻き込まれるようにして合体する。合体した2つの渦はなおも一体となって回転を続けるが(写真④)、やがて渦(1)と同様に噴流中心部に再び引き込まれ、その後放射状に崩壊して(写真③)、chaoticな状態をなす乱れが発生する(写真④)。渦(2)、(3)の上流では渦(4)、(5)が新たに発生・発達し、上述の合体機構を経て渦崩壊をくり返す。円形噴流でも渦輪の合体に同様なプロセスが観察され³⁾、発達途上領域での噴流拡散はとくにこの組織立った渦運動に支配され、これが崩壊したのち流れは完全に発達した乱流域に移行すると考えられる。

写真(A)の例は渦列が軸対称に発生し、噴流幅が膨張・収縮をくり返す脈動性変動を示すが、同じ Re 数でもノズルが長くなると写真(B)のように渦発生位置が下流に移り、また(b)のような非対称な波状変動が観察されることあり、



① $t=0\text{ sec.}$ ② $t=0.47\text{ sec.}$ ③ $t=0.94\text{ sec.}$ ④ $t=1.4\text{ sec.}$

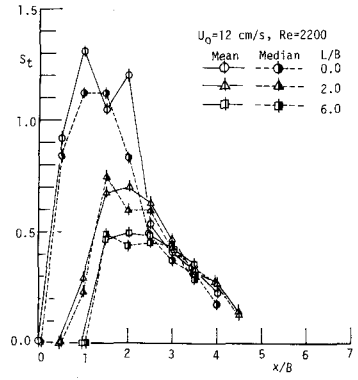
写真(A) 対称な組織的渦運動プロセス($Re=770, L/B=0$).

(a) 対称モード (b) 非対称モード
 写真(B) $Re=710, L/B=6$

渦列モードは初期境界層厚 θ (ノズル出口でのせん断層の厚さ)に強く影響されると考えられ、このことは佐藤の研究でも指摘されている⁴⁾。対称・非対称モードの発生機構は現在でも不明であるが、 Re 数が増加すると環境水との両境界で発生する渦の合体が左右で位相が異なり、非対称モードが卓越する傾向が得られ、これはRockwellらの観察と一致する。

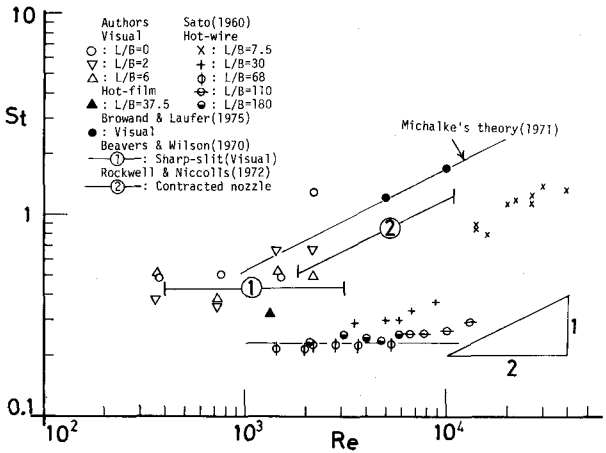
4. 定量的考察 噴流出口からの流下方向距離 $x=1\sim 12\text{cm}$ に 1cm 間隔に検査面を設け、各検査面での渦の通過周波数や移流速度 U_c を求め、組織的な渦の発生・発達・合体機構に定量的検討を加えた。各検査面でのStrouhal数 $St = fB/U_0$ の頻度分布を検討した結果、渦の発生領域では分散の小さな凸形分布を示し、渦がかなり規則的に発生するが、合体領域では隣接渦の間隔が大小となり凹形分布を示すことが明らかとなった。

図・1は、 St の頻度分布の統計量として平均値及び中央値を選び、 x/B に対する変化を示している。 St の増加部は渦の発生領域、減少部は合体・崩壊領域に相当し、ピーク部に見られる平均値と中央値との差は渦合体による凹形の頻度分布のためである²⁾。ノズルが長くなると渦発生や合体位置は下



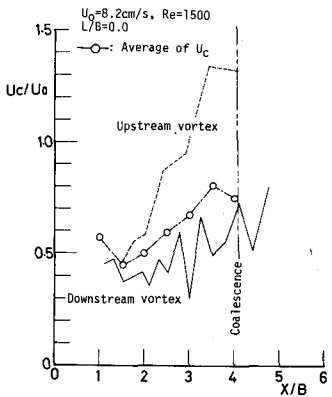
図・1 St の流下方向の変化特性

流にずれ、また渦発生個数も減少し、より不活発な運動となるが(写真A,Bを参照)、崩壊領域では顕著な差はなく、self-preservingな噴流へ移行すると示唆される。 St に反し Re 数やノズル長 L の影響を検討するために、各ケースの St の最大値を図示したものが図・2である。本実験では Re 数が限られ、明確なことは言いえないが、図中の従来の可視化結果とはほぼ一致する。佐藤やMichalke³⁾によると、初期運動量厚 θ を用いた $S_0 = f\theta/U_0$ は幅広い Re や L/B に無関係に一定となる。したがって、 Re が大きくまた L/B が小さいと $\theta/B \propto Re^{-1/2} < 1$ (層流解)となり St の $Re^{1/2}$ となるが、逆の場合には初期流速分布は十分発達して $\theta/B \sim 1$

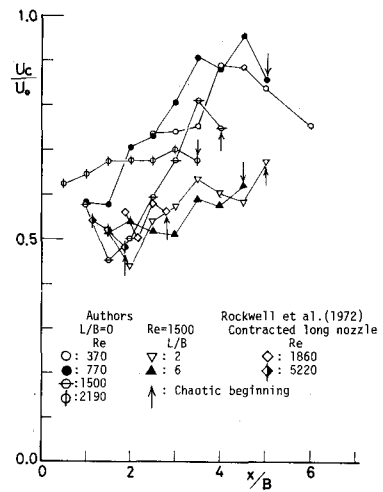


図・2 St のReynolds数に対する変化特性

すなわち St はほぼ一定となり、図・2の傾向をよく説明する。図・3は渦合体を起す可2つの渦の移流速度を示す1例であり、発生渦全体での平均値も併示した。上流側の未発達な渦は合体時に急激に加速され(写真A)、一方下流側の渦は渦平均値より減速されるがほぼ同じ傾向を示し、この渦の方が支配的であることがわかる。図・4は各ケースの移流速度 U_c であり、ノズルが短いほど U_c は x/B に対して増加し、写真Aの脈動性モードが卓越して渦運動は活発になることがわかる。



図・3 渦合体時での移流速度



図・4 各ケースの渦の平均移流速度

参考文献 1) 中川S(1979), 京大防災研年報, 第22号. 2) 中川S(1980), 関西支部年報, 8. 3) Browand S(1995), 4-th Symp. Turbulence, p.333. 4) Sato, H. (1960), J. F. M. vol. 7, 53. 5) Rockwell S(1972), ASME, J. Basic Eng. p.720.