

平面衝突噴流の三次元渦構造

筑波大構造 榊原 潤 (Jun Sakakibara)

はじめに 二次元噴流を壁面に衝突させると、壁面流れ方向と平行な軸を持つ渦対が組織的な構造として壁面近傍に発生し、壁面・流体間の熱物質輸送を活発にする⁽¹⁾⁽²⁾。本研究では、二次元衝突噴流を励起して位相平均場における渦の三次元的分布とその時間的発達を実験的に求め、励起された二次元衝突噴流における渦対の生成過程を明らかにすることを目的とする。

実験方法 実験は二次元衝突噴流流路系(図1)を用いて行った。作動流体としての水は矩形ノズル(幅 $B=14.5$ mm, 奥行き 150 mm)を経てノズル出口で矩形速度分布をもつ層流二次元噴流として流出し、透明なアクリル製衝突板(ノズル衝突板間距離 $H=8B$)に衝突する。 $Re = V_0 B / \nu = 2000$ (出口流速 $V_0 = 122$ mm/s)とし、周囲流速を噴流出口速度の $1/20$ に設定した。流路の側壁に取り付けられたオーディオ用スピーカの振動板はノズル上流のダクト側壁に金属棒を介して直結され、左右のスピーカに同位相の電圧変動を加えることでノズル出口速度に流れ方向の変動を与えた。電圧変動 s は $s(t) = A_1 \sin(2\pi f_1 t) + A_2 \sin(2\pi f_2 t + \Delta\phi)$ で表さ

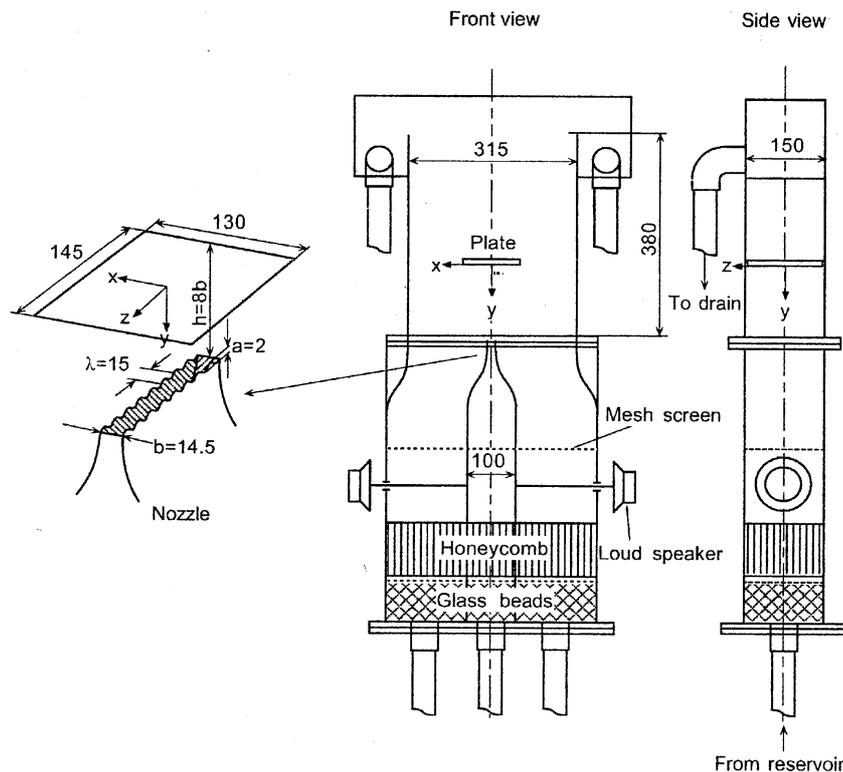


図1 実験装置

れ、励起周波数 f_1 と f_2 は噴流を励起しない場合のせん断渦のロールアップ周波数およびペアリング周期にそれぞれ等しくなるよう $f_1 = 3.02\text{Hz}$, $f_2 = f_1/2$ とした. このときの噴流ストローハル数は $St=0.36$ であり, 振幅比 $A_1/A_2=1$, 位相差 $\Delta\phi=3/4\pi$ とした. この条件下でノズル出口における変動速度 $V_0^{\text{rms}}=0.009V_0$ であった. ノズルの先端は波長 $\lambda=15\text{mm}$, 振幅 2mm の正弦波形状に加工し(図1左), スパン方向に周期的な擾乱を噴流初期せん断層に与えた. これにより空間的な速度変動の周期と位相を固定し, 渦構造のスパン方向への移動を低減した. Pierrhumbert & Widnall⁽³⁾は, 二次元せん断層の初期発達過程における最も不安

定なスパン方向波数がせん断渦中心間距離 L のおおよそ $2/3$ 倍であることを示している。一方、本実験におけるせん断渦の移流速度を $V_0/2$ と仮定し $L=V_0/2f_1$ とすれば $\lambda/L=0.74 \div 2/3$ であり、 λ が最も不安定なスパン方向波数であると考えられる。

座標原点は衝突板と噴流中心軸の交点に位置し、壁面流れ方向を x 、壁面と垂直に y 、スパン方向を z とした。速度計測法としてはPIVを用いた⁽⁴⁾。PIVはレーザシート平面内の速度二成分を面的に計測するため、シート平面に垂直な渦度成分を求めることができる。本研究では渦度の三成分を三次元的に得るために、 x - y 面、 y - z 面、 x - z 面を合計85の領域に分割して計測した。得られた速度、渦度データから位相平均を求めるにあたっては、位相角度を $\phi=2\pi f_2 t + \Delta\phi$ として1周期を 22.5° ずつ16領域にわけ、各領域の平均を位相平均値として求めた。

結果と考察 図2は位相平均渦度場を各渦度成分の絶対値の等渦度面によって表したもので⁽⁶⁾、各図(a)～(d)は $\phi=3/2\pi, 0, 1/2\pi, \pi$ にそれぞれ対応する。格子平面は壁面 ($y=0$) をあらわし、 y および z 軸は $x=0$ に位置しており座標軸目盛りは $0.5B$ 間隔に付してある。ライトグレーは $\langle \omega_x \rangle = 1.5S$ 、ダークグレーは $\langle \omega_y \rangle = 1.5S$ 、ワイヤフレームは $\langle \omega_z \rangle = 1.5S$ の等値面である。ただし、 $\langle \rangle$ は位相平均を表し、 $S=V_0/B$ である。せん断渦 ($\langle \omega_z \rangle$ 等値面) は、(a)測定領域に進入し、(b)壁面に近づいた後、(c)よど

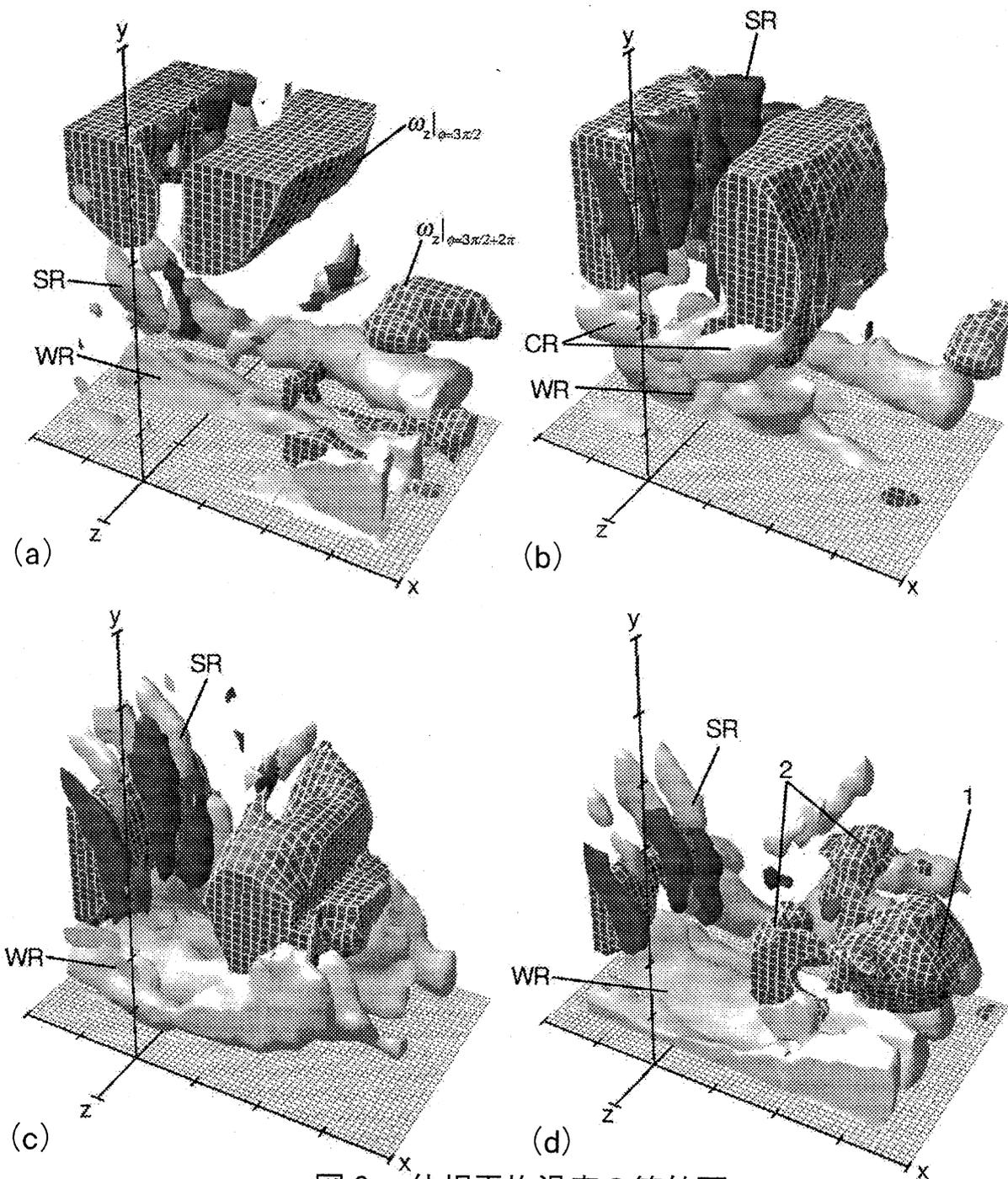


図2 位相平均渦度の等値面

み域で移流方向を変化させ、(d) 壁面に沿って流下する。図中(a)では、せん断渦がスパン方向に折れ曲がり、その度合いはせん断渦が壁面に近づくにつれて (b) (c) さらに顕著なものとなる。せ

ん断渦のよどみ域通過後 (d) に至っては x 友向に進んだ領域1と遅れた領域2に分かれる. 壁面上には x 軸に平行な渦対構造 ($\langle \omega_x \rangle$ 等値面) がよどみ線を横切る形で x 方向に伸びており (WR), 横堀ら⁽¹⁾ による可視化結果と同様の形態を成している. (b) において左右のせん断渦の中間下側には $\langle \omega_x \rangle$ の渦塊が存在し (CR), これがせん断渦の流下に伴って x 軸方向に伸張し, せん断渦のよどみ域通過と共に壁面の渦対に合体する (c). この渦塊とは別に, せん断渦に絡みつくように $\langle \omega_x \rangle$ および $\langle \omega_y \rangle$ 成分で成るいわゆるリブ構造 (SR) が観察される.

図3は図2の断面図であり、 $z/B = -0.3$ における $\langle \omega_x \rangle / S$ と $\langle \omega_z \rangle / S$ をそれぞれ細線と太線の等値線で示す. グレーは $|\langle \omega_x \rangle|$

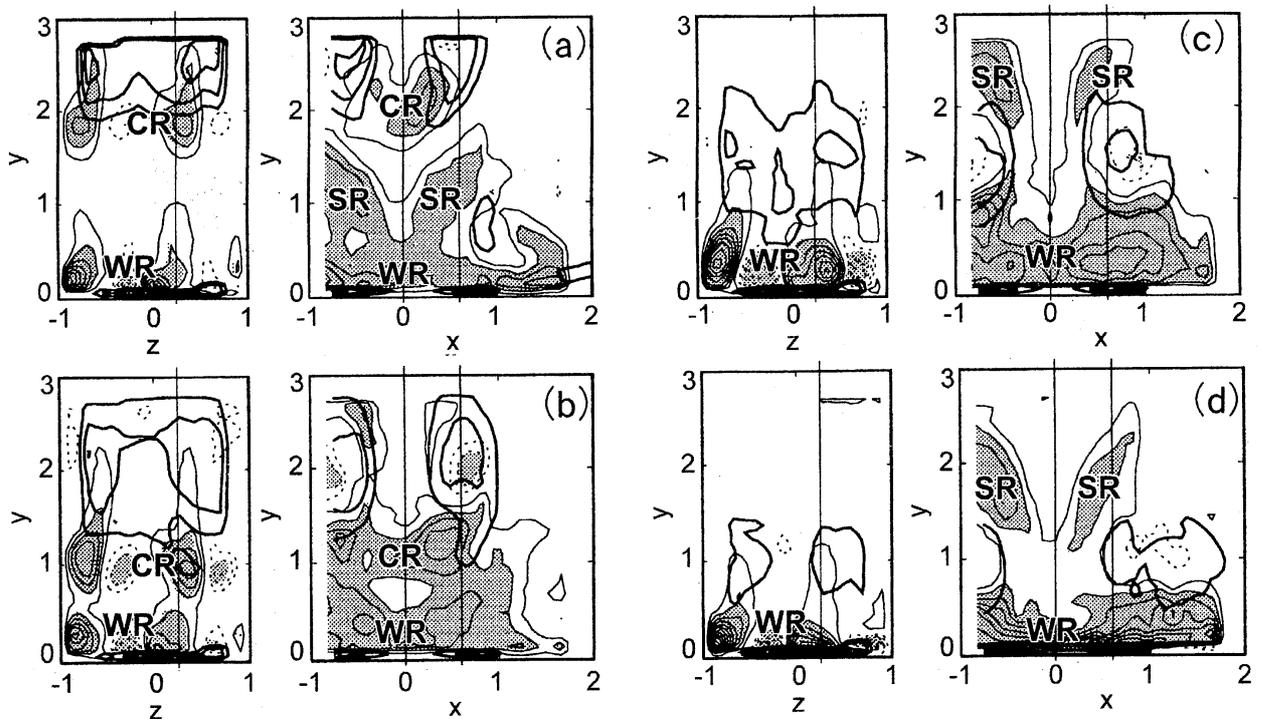


図3 図2の断面図

$S|>0.6$ の領域を表しており、前述の渦塊とリブに対応する部分にはそれぞれ (CR) 及び (SR) を記した。図 3 (a) では $y/B=2$ 付近に渦塊 (CR) が左右せん断渦の下端を連結するように、また、 $y/B=1$ 付近にリブ (SR) が存在する。リブは壁面に対しておおむね 60° の角度をなして流下する。(b) ではリブが壁面に到達して渦対 (WR) に合体し、(c) においては渦塊 (CR) が渦対 (WR) に合体する。このとき、渦対 (WR) の断面積は増大する。(d) では渦対が伸張されることでその渦度が増加する一方で渦の断面積は減少している。以上のことから、二次元噴流せん断層のリブ構造とせん断渦下流側の $\langle \omega_x \rangle$ 渦塊が壁面の渦対に周期的に合体し、渦度を供給するために、渦対が定常的に存在し得ることが明らかになった。

渦対の渦度成分である $\langle \omega_x \rangle$ の輸送方程式の生成項 P_x を $P_x = P_{xx} + P_{xy} + P_{xz}$ とおく。ただし、

$$P_{xx} = \langle \omega_x \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x}, P_{xy} = \langle \omega_y \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}, P_{xz} = \langle \omega_z \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z}$$

である。ここで、 P_{xx} は $\langle \omega_x \rangle$ の X 方向への伸張による生成、 P_{xy} と P_{xz} は $\langle \omega_y \rangle$ および $\langle \omega_z \rangle$ が速度勾配によってその渦の軸方向を変化させることによる生成である。図 4 は $z/B=-0.3$ における P_x の各項の分布を示す。グレー部分と太線の等値線は図 3 と同様に $\langle \omega_x \rangle$ と $\langle \omega_z \rangle$ をそれぞれ表す。 $\phi=7/4\pi$ では渦塊の P_{xx} とせん断渦中心の P_{xz} が大きな値を示している。すなわち、渦塊は x 方向へ

の渦の伸張によって $\langle \omega_x \rangle$ が生成されるが、せん断渦中心ではせん断渦の軸方向の変化によって $\langle \omega_x \rangle$ が生成されている。図2で示したようにせん断渦はスパン方向に折り曲がるため、せん断渦が本来持つ $\langle \omega_z \rangle$ 成分が $\langle \omega_x \rangle$ や $\langle \omega_y \rangle$ に分配される。このことは Rogers & Moser⁽⁵⁾

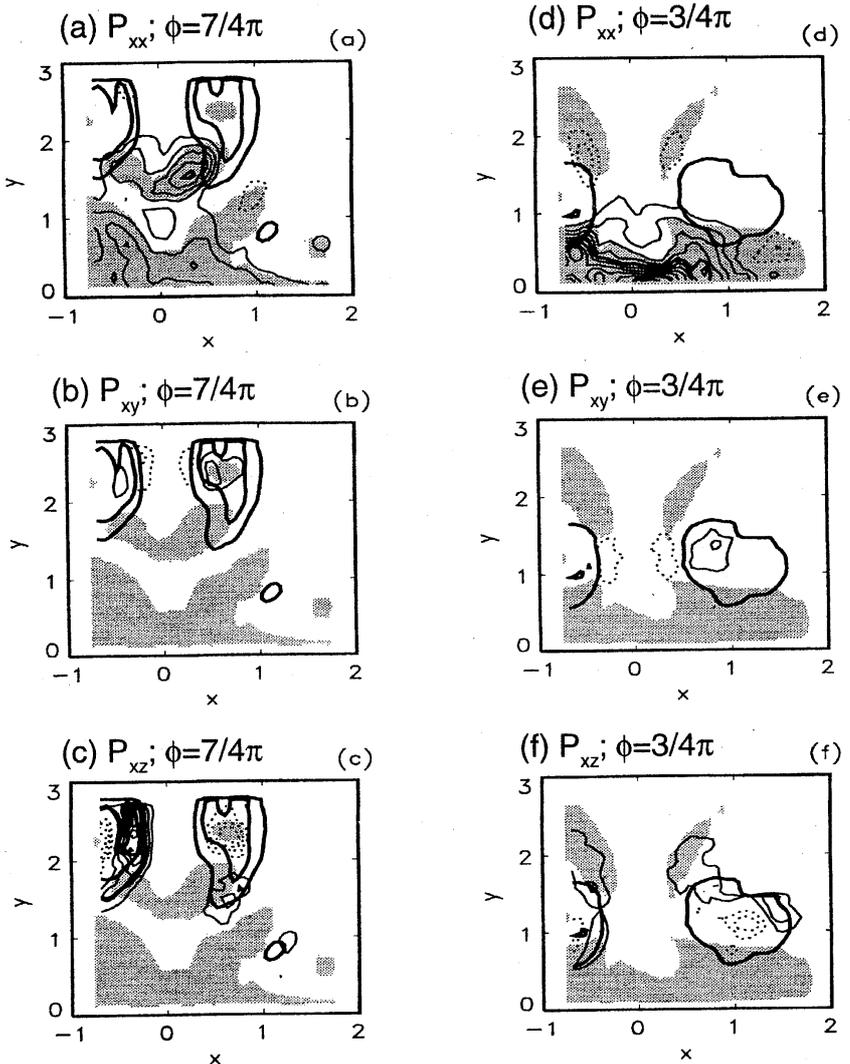


図4 渦度生成率分布

による二次元せん断層のDNSによっても明らかにされている。 $\phi=3/4\pi$ で渦対は高い P_{xx} を有するが同時に P_{xy} と P_{xz} はゼロに近く、 x 方向の伸張によってのみ渦対の渦度が生成される。一方、リブにおける生成は比較的小さく、図3においてリブの流下に伴う $\langle \omega_x \rangle$ の時間的な変化が少ないことが理解できる。

まとめ 二次元衝突噴流を周期的擾乱によって励起し、位相を固定することにより、位相平均渦度場の3次元的構造を詳細に調べ

て、以下の結論を得た。

(1) 正弦波ノズルによってせん断渦の折れ曲がり誘起され、折れ曲がりの波長と位相を固定することができる。

(2) 二次元衝突噴流のせん断層は二次元せん断層と同様にせん断渦間のブレード領域でリブ構造を有し、また、せん断渦下流側に $\langle \omega_x \rangle$ の渦塊が存在し、これらが壁面へ直接流下して渦対に合体することで渦対断面積を増し、よどみ流れによって渦対が伸張されることでその渦度が上昇する。

(3) 渦度輸送方程式の生成項を評価した結果、せん断渦下流側では常に x 方向への伸張が起きており、 $\langle \omega_x \rangle$ 渦塊は常に増幅されながらせん断渦と共に壁面へ到達する。

参考文献

- (1) 横堀ら, 機論(B), 49-441, pp.1029-1039, 1983
- (2) 榊原ら, 機論(B), 60,573, pp.1538-1545, 1994
- (3) Pierrehumbert, R.T., Widnall, S.E., JFM, 114, pp.59-82, 1982
- (4) 榊原ら, 機論(B), 62,596, pp.1369-1376, 1996
- (5) Rogers, M.M., Moser, R.D., JFM, 243, pp.183-226, 1992
- (6) <http://www.kz.tsukuba.ac.jp/~sakakiba/vortex.html>