

旋回関数の定義と渦流の同定法への応用*

Definition of swirl function and its application to identification method of swirling motion

中山 雄行[†], 梅田 賢治[‡], 市川利郎[§], 西原幸夫[†], 高木 周[¶]

Katsuyuki NAKAYAMA, Kenji Umeda, Toshio ICHIKAWA, Yukio NISHIHARA, Shu TAKAGI

A method of identification of swirling motion, with swirl function defined in this paper, and its application are presented. Flow characteristic can be classified with eigenvalue of velocity gradient tensor, and complex eigenvalue indicates that flow is swirling motion. Here the imaginary part of the complex eigenvalue is defined as swirl function, and the local maximum point of swirling function is assumed to be the axis of swirling motion. The swirl function can be considered as a physical property which corresponds to angular velocity of swirling, which is invariant in transformation of coordinate. This method enables to identify the swirling motion hidden in complicated flow, which is difficult to identify with velocity field or streamline, and also estimate the intensity of swirling.

1. 緒 言

渦または旋回流に関する工学問題は、航空、流体機械、また風力発電等様々な分野に関わっている。(以下では、ある流れの領域で点または軸を中心に旋回する流れを総じて渦流と記述する。)それぞれの分野における流れについては、渦流に関する特性が重要な役割を果たしており、その設計にあたっては、流れの中の渦流の有無やその領域、強さを評価することが重要である。

この渦流の定義と同定法については、速度勾配テンソルの固有値による定義⁽¹⁾⁽²⁾、速度勾配テンソルの第2不変量⁽³⁾、圧力のヘシアンを用いたもの⁽⁵⁾⁽⁶⁾等が提案されているが、流体力学上まだ統一的なものではなく、各分野・工学問題への応用としてはそれぞれの特性を活かした適用が望ましい⁽⁷⁾。渦度による定義⁽⁸⁾も考えられるが、渦度の集積した領域が必ずしも渦流であるとはいえない。前述した速度勾配テ

ンソルの第2不変量による同定では、渦度テンソルと歪み速度テンソルのノルムの2乗の差を求めることにより、この懸案を補っているが、一方で直接的に旋回の強さを示す物理量とはならない。また、ヘリシティ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾も渦流の抽出に有効な方法であり、渦流と流れ(速度)方向との角度に関する情報が得られるが、旋回強さを直接的に示さない点では同様である。圧力による同定法では、実験データからの解析・評価は一般的に困難である。速度データのみから流れの中の渦流を抽出・評価する解析方法は、実験やフィールドデータにも適用することが容易であり、工学問題への応用に有利であると考えられる。

一方、Chong ら⁽¹⁾は、常微分方程式論の相空間(phase space)を応用した流れの3次元構造の分類を行い、速度勾配テンソルの複素固有値の条件から渦流を定めた。これは、速度勾配テンソルの固有値と固有ベクトルから流れの特性が分類できることを用い、固有値が(共役)複素数の場合に流れは渦流であるとしている。

この相空間の手法を用いた同定法は、Sujudi ら⁽²⁾やBerdahl ら⁽⁴⁾、また線形補間の四面体セル中の流れの方程式にこれを適用したSawada⁽¹¹⁾らの研究があり、航空分野や流体機械・タービン等⁽¹⁰⁾に適用さ

* 原稿作成: 2006年 12月

[†] 愛知工業大学 工学部 機械学科
(〒470-0392 豊田市八草町八千草 1247)

[‡] 三菱重工業 原子力技術センター

[§] エンジニアリング開発

[¶] 東京大学大学院 工学研究科

E-mail: nakayama@aitech.ac.jp

れている。例えば Sujudi ら⁽²⁾ は速度勾配テンソルの固有ベクトルが示す旋回平面で速度が0となる点(線)を渦軸として求めている。しかし、一般に渦流を含む周辺には一様流が存在し、この場合渦軸上で速度が0にはならず、渦軸の抽出は難しい。

本研究は、速度勾配テンソルの固有値において、この複素固有値の虚数部が渦流の旋回角速度を示すこと、かつ座標変換に対して不変であることから、これを一つの物理量として旋回関数 (swirl function) と定義した。また、この旋回関数の分布から渦軸を同定する方法を検討した。即ち、実在渦とされるバーガーズ渦において旋回関数の特性について調べ、渦軸において旋回関数が極大となることを示し、これを渦軸の同定方法として数値解析の速度データ、及び実験データの解析を行った⁽¹²⁾⁽¹³⁾。この方法によると、一様流や渦流の規模に関わらず渦軸を同定することができ、また明確な渦構造を有する渦流を抽出できることを確認した。

次章以降では、旋回関数と渦流(渦領域と渦軸)について定義を行い、実験データを含む解析について記述する。

2. 旋回関数の定義

ここでは、Chong ら⁽¹⁾ による速度勾配テンソルの固有値による流れの分類に基づき、移動座標系における速度の定式化を行い、旋回関数の定義を行う。

デカルト座標系 (Cartesian coordinate) (x_1, x_2, x_3) のある点 \tilde{x}_i において、この点の速度 $v_i(\tilde{x})$ と共に移動する座標系 \hat{x}_i を考える。このとき、座標系 \hat{x} における速度ベクトル $\hat{v}_i(\hat{x})$ と空間座標、即ち (固定) 座標系 x における速度テンソル $v_i(x)$ との間には

$$\hat{v}_i(\hat{x}) = v_i(x) - \tilde{v}_i \quad (1)$$

$$\tilde{v}_i = v_i(\tilde{x}) \quad (2)$$

また、

$$\hat{x}_i = x_i - \tilde{x}_i \quad (3)$$

の関係が成り立つ。このとき、座標系 \hat{x} は、固定座標系に対し一定速度で平行移動している座標系であるから、この座標系における速度の微分、即ち速度勾配と空間座標における速度勾配は等しいことに注意する。即ち、

$$\frac{\partial \hat{v}_i(\hat{x})}{\partial \hat{x}_j} = \frac{\partial v_i(x)}{\partial x_j} \quad (4)$$

ここで、座標系 \hat{x} の原点周りにおいて速度ベクトル

をテイラー展開し、2次以上の項を無視すると、

$$\begin{aligned} \hat{v}_i(\hat{x}) &= \hat{v}_i(0) + \frac{\partial \hat{v}_i}{\partial \hat{x}_j} \hat{x}_j + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{v}_i}{\partial \hat{x}_j \partial \hat{x}_k} \hat{x}_j \hat{x}_k + \dots \\ &\cong \hat{v}_i(0) + \frac{\partial \hat{v}_i}{\partial \hat{x}_j} \hat{x}_j \end{aligned} \quad (5)$$

となる (Einstein の総和規約を用いる)。ここで、

$$\hat{v}_i(0) = 0 \quad (6)$$

であり、また式 (4) より座標系 \hat{x} の原点の近傍では

$$\hat{v}_i(\hat{x}) = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \hat{x}_j \quad (7)$$

として速度を表すことができる。従って、

$$\frac{d\hat{x}_i}{dt} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \hat{x}_j \quad (8)$$

または

$$\frac{d}{dt} \hat{x} = A \hat{x} \quad (9)$$

$$A \equiv \left[\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right] \quad (10)$$

が得られる。これは、 \hat{x}_i に関する自励方程式系 (autonomous equation) である。この方程式の解 (解軌道) は、式 (8) の (速度勾配テンソルの) 固有方程式、即ち、

$$\det \left[\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \lambda \delta_{ij} \right] = 0 \quad (11)$$

を解くことにより得られる。このとき、解軌道は式 (11) の固有値 λ_j ($j = 1, 2, 3$) 並びに固有ベクトル $\xi^{(j)} = (\xi_1^{(j)}, \xi_2^{(j)}, \xi_3^{(j)}) = \xi_i^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3$) の線形結合により表される。

$$\hat{x}_i = c_j e^{\lambda_j t} \xi_i^{(j)} \quad (12)$$

$$c_j \in \mathbf{R} : \text{Const. } (j = 1, 2, 3)$$

ここで、この固有方程式は3次方程式であり、3つの固有値 (固有ベクトル) を有する。これらの固有値の組合せは

- (i) 3つの実数
- (ii) 1つの実数と2つの共役複素数

の2通りに分類できる。即ち、これらの内、後者の2つの複素数の固有値を有するとき、この複素固有値は互いに共役である。この共役な複素固有値を λ_1, λ_2 とし、 λ_3 を実数の固有値

$$\lambda_1, \lambda_2 = \lambda_R \pm i\phi \quad (\phi > 0) \quad (13)$$

$$\lambda_3 = \lambda_{axis} \quad (14)$$

$$\lambda_R, \lambda_{axis} \in \mathbf{R}$$

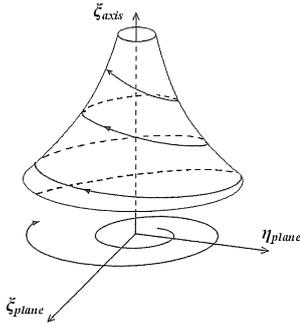


Fig.1 Trajectory of swirling motion

とおくと、共役な複素固有値 λ_1, λ_2 に対応する固有ベクトルは、

$$\xi^{(1)}, \xi^{(2)} = \xi_{plane} \pm i\eta_{plane} \quad (15)$$

の共役な複素固有ベクトルの形で表すことができる。また、 $\lambda_3 (= \lambda_{axis})$ の (実) 固有ベクトルを ξ_{axis} と表すと、式 (12) における解軌道は

$$\hat{x} = 2e^{\lambda_R t} (\xi_{plane} \cos \phi t - \eta_{plane} \sin \phi t) + e^{\lambda_{axis} t} \xi_{axis} \quad (16)$$

となる (ここで定数 $c_j = 1 (j = 1, 2, 3)$ とした)。

式 (16) は、ベクトル ξ_{plane} 及び η_{plane} で定義される平面上を旋回しつつ、またベクトル ξ_{axis} の方向に進む軌道 (流れ)、即ち渦流れであることを示す。 $\lambda_R < 0$ である場合、流れは図 1 に示す様な吸い込みの渦流となる。この流れの特性は、一様流の有無 (慣性座標系) によらない。

ここで、共役複素数の虚数部を旋回関数 $\phi(x)$ と定義する。即ち、

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi \\ 0 \end{cases} \quad (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \in \mathbf{R} \text{ のとき}) \quad (17)$$

旋回関数は速度場において定義され、その点の周りが渦流である場合のみ、その旋回の角速度を表す。渦流でない領域においては、旋回関数は 0 である。また、旋回関数は慣性座標系において不変量であり、一つの物理量として考えることができる。

3. バーガーズ渦における旋回関数

一般に観察される渦流は、有限領域・規模のものであり、また渦中心付近では渦糸の高密度領域であるとされている。ここでは、実在渦の速度構造とされるバーガーズ渦 (Burgers vortex) において、旋回関数の特性を調べる。

デカルト座標系 (x_1, x_2, x_3) において、 x_3 軸を渦軸とするバーガーズ渦の速度成分 (v_1, v_2, v_3) は、

$$v_1 = -\frac{\alpha}{2}x_1 - \frac{x_2}{r}v_c \quad (18)$$

$$v_2 = -\frac{\alpha}{2}x_2 + \frac{x_1}{r}v_c \quad (19)$$

$$v_3 = \alpha x_3 \quad (20)$$

α : 正定数

となる。ここで、

$$r = \sqrt{(x_1)^2 + (x_2)^2} \quad (21)$$

$$v_c = \frac{\Gamma}{2\pi r} (1 - e^{-\frac{\alpha r^2}{4\nu}}) = \frac{c}{r} (1 - e^{-\beta r^2}) \quad (22)$$

$$\beta \equiv \frac{\alpha}{4\nu} \quad (23)$$

$$c \equiv \frac{\Gamma}{2\pi} \quad (24)$$

であり、 Γ は循環を、また ν は動粘性係数をそれぞれ示す。

バーガーズ渦における固有方程式 (11) を展開すると

$$(\lambda - \alpha) \{ \lambda^2 + \alpha\lambda + (w_{11}w_{22} - w_{12}w_{21}) \} = 0 \quad (25)$$

$$w_{ij} \equiv \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \quad (26)$$

となる。ここで、非圧縮性流体における連続の式

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (27)$$

を用いて λ の 2 次の項を消去し、また式 (20) より

$$w_{33} = \alpha \quad (28)$$

とした。

式 (25) より、

$$\lambda = \alpha \quad (29)$$

が一つの実数解であることがわかる。 λ の解が複素固有値を有するときは、式 (25) の右辺の 2 次式

$$\lambda^2 + \alpha\lambda + (w_{11}w_{22} - w_{12}w_{21}) = 0 \quad (30)$$

が共役な複素解を持つときである。式 (30) の判別式を D とし、これを展開すると、

$$D \equiv \alpha^2 - 4(w_{11}w_{22} - w_{12}w_{21}) = -4\frac{v_c}{r} \left\{ -\frac{v_c}{r} + 2c\beta e^{-\beta r^2} \right\} \quad (31)$$

が得られる。ここで、

$$D < 0 \quad (32)$$

となる半径 r の領域において

$$\phi(r) \equiv \sqrt{\frac{v_c}{r} \left\{ -\frac{v_c}{r} + 2c\beta e^{-\beta r^2} \right\}} \quad (33)$$

を定義すると、このときの解 (固有値) は

$$\lambda = -\frac{\alpha}{2} \pm i\phi \quad (34)$$

となり、 $\phi(r)$ は旋回関数を示し、旋回の角速度を示す。

式(32)を満たす領域について、式(31)に式(22)を代入して $D = 0$ とすると

$$e^\gamma - 2\gamma - 1 = 0 \quad (35)$$

$$\gamma \equiv \beta r^2 \quad (36)$$

の方程式が得られる。これを数値的に解くと、

$$\gamma \approx 1.256 \quad (37)$$

$$\begin{aligned} r &\approx \frac{1.121}{\sqrt{\beta}} \\ &= 2.242 \sqrt{\frac{\nu}{\alpha}} \\ &\equiv r_c \end{aligned} \quad (38)$$

となる。

従って、旋回関数 ϕ が正 (速度勾配テンソルの固有値が複素数) となるのは、渦軸上だけではなく

$$0 \leq r < r_c \quad (39)$$

に示す有限領域である。

また、旋回関数 ϕ は $r = 0$ において特異性を有するため、 $r \rightarrow 0$ による極限操作により渦軸における値を評価する。L'Hopital の定理によりこの操作を行うと、渦軸中心における旋回関数 $\phi(0)$ は以下となる。即ち、

$$\begin{aligned} \phi(0) &= \lim_{r \rightarrow 0} \phi(r) \\ &= \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{\left\{ -\left(\frac{v_c}{r}\right)^2 + 2c\beta \frac{v_c}{r} e^{-\beta r^2} \right\}} \\ &= \frac{\alpha\Gamma}{8\pi\nu} \end{aligned} \quad (40)$$

となる。これらの結果から求めた旋回関数の分布を図2に示す。旋回関数は渦軸のみでなく、ある有限規模の範囲において値を有している。式(39)の領域内では、任意の点が(その近傍領域の)渦軸であると考えられる。従って、この連続領域を渦領域と定めると、式(39)に示す有限領域がその領域となる。

一方、図2は、渦領域の極大点が有限な規模の渦流の渦軸であることを示している。そこで、本稿では、

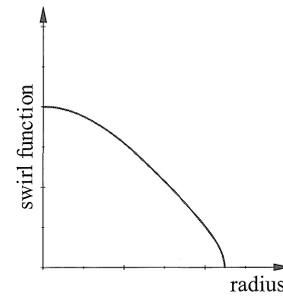


Fig.2 Swirl function $\phi(r)$ in Burgers vortex

旋回関数の極大点を渦軸として定義し、流れの中の渦流を同定する。

以下では、数値解析 (CFD)、並びに実験における渦流解析の例を示す。数値解析、実験のいずれも速度データから旋回関数を評価し、渦流の有無、並びに強さを評価する。

4. CFD における渦流解析

図3は、左側からの流れが物体 (白枠で示す四角形) に当たって剥離し、一方で下側から一様流が流れる場合の非定常解析において得られたある時刻の速度分布を示す。また、この流れにおける旋回関数の等値線図を図4に示す。これらの図では、速度または旋回関数の数値が大きい場合から小さい場合に向かって赤色~青色に変化させて表示している。図3では、下から上に流れる一様流が大きいため渦流 (剥離渦) の有無を確認することはできない。一方、図4によると、旋回関数の等値線に従って剥離渦が抽出・同定され、その位置と強さが示されている。また、物体の直後流 (上側) の剥離渦 (物体の右上部) において、旋回関数の極大値が示す渦軸の移動速度を除いた速度分布を求める (図5) と、この剥離渦 (の渦流れ) が抽出される。(図5では、物体周辺部の流れを拡大して表示した。)

また、参考までにこの解析 (図3の速度分布) における渦度分布 (等値線図) を図6に示す。渦度分布だけでは剥離渦が必ずしも明確ではなく、これだけでは渦流の抽出は難しい。

図7は、図の左側から流入して物体 (白抜き) の四角形) を通過する剥離流れと右側端部の上側からの流れとの合成により生成された渦流の流動解析 (定常解析) 例であり、3次元領域における上面の半分の (対称) 領域を示す。この速度分布における旋回関数の等値線図 (図8) によると、速度分布から確認できる大規模渦流の他、これと上部からの流れとの間 (即ち大

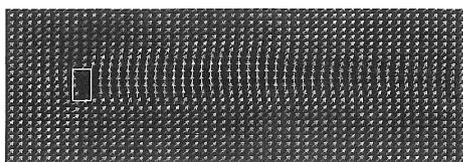


Fig.3 Velocity distribution of separation vortex with uniform flow

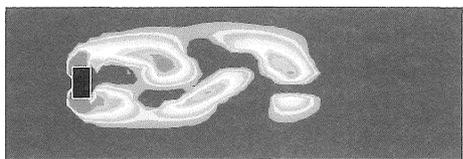


Fig.4 Swirl function distribution of separation vortex

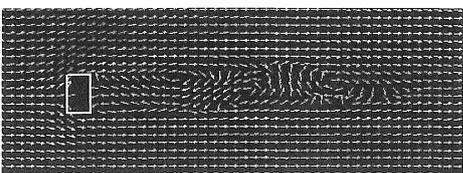


Fig.5 Modified velocity distribution of separation vortex (zoomed)

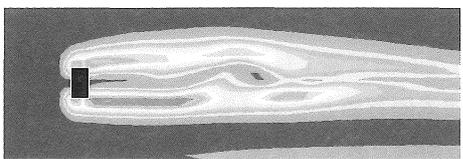


Fig.6 Vorticity distribution of separation vortex

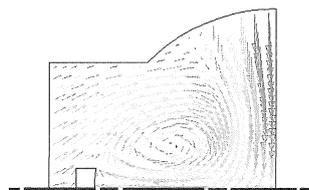


Fig.7 Velocity distribution of swirling motion

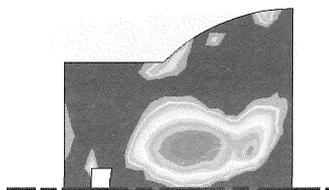


Fig.8 Swirl function distribution of swirling motion (big swirling motion in the middle and small one on the right side which is hidden in the velocity field)

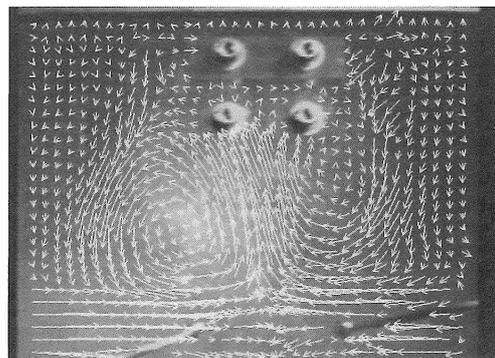


Fig.9 PIV instrumentation (raw data sample)

規模渦流の右側)に、小さい領域であるが大規模渦流と同程度の旋回強さを有する渦流を大規模渦流の右側に確認できる。これは速度ベクトル(図7)からは確認できない。

5. 実験データの渦流解析

渦流の実験において、PIV (Particle Image Velocimetry)にて測定した速度分布図の一例を図9に示す。実験では、図9の左右両側の下部から流れが入り込んで中央部で衝突し、上側に向かう。一方で、上部からは下方向に流れが入り込み、物体を通過して剥離流れを起こす。この剥離流れと左右から流れ込んだ衝突流れが重畳し、渦流が発生している。図10は、発生した渦流周辺の色度分布図を示す。この速度データにおける旋回関数の等値線図を図11に示す。図10では右上部に大規模渦流が確認できるが、一方で図11の旋回関数分布によると、複数の渦流が確認

できるものの右下に主要な渦流がある。即ち、可視化における速度分布(静止座標系の速度分布)が示す大規模渦流と旋回関数の極大値が示す大規模渦流の位置が異なっている。実験データの速度分布では一様流の影響により渦流の位置がずれていると考えられ、旋回関数の極大値(旋回関数が示す渦軸)における速度を一様流とみなし、これを除した補正速度分布を求めた。これを図12に示す。図12によると、旋回関数の示す渦軸を中心とした渦流を確認することができる。

本図10と図12におけるこれら2つの渦流の構造を調べるために、実験データ、並びに旋回関数が示す渦流のそれぞれについて円柱座標系による速度分布をまとめたものを図13、14にそれぞれ示す。これらの速度分布図では、各々の渦軸を中心として半径方向、周方向の速度を求めた。可視化データの速度分布が示す渦流において、図13は明確な渦流の速度構造

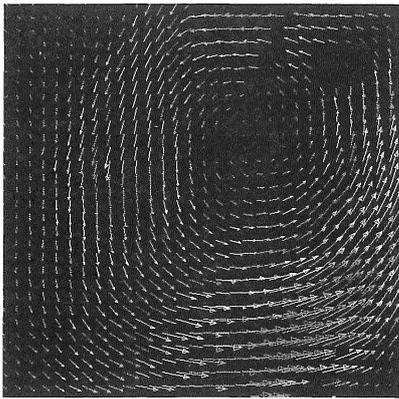


Fig.10 Velocity distribution obtained by PIV

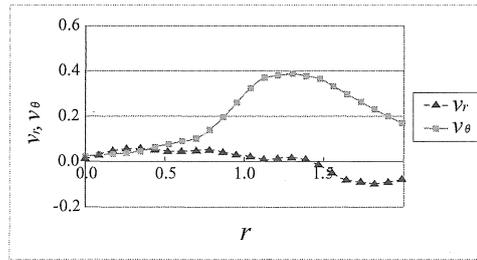


Fig.13 Velocity structure of swirling motion indicated by velocity distribution (corresponding to Fig.10)

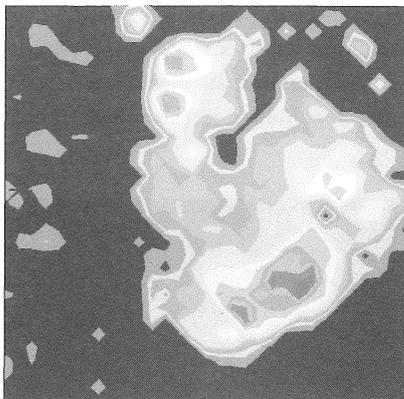


Fig.11 Swirl function distribution

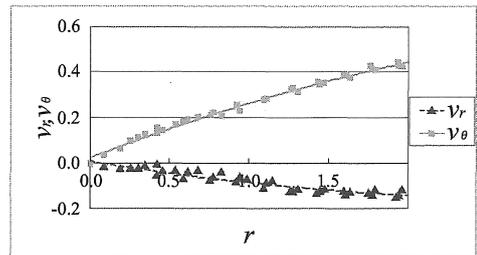


Fig.14 Velocity structure of swirling motion identified by swirl function (corresponding to Fig.12)

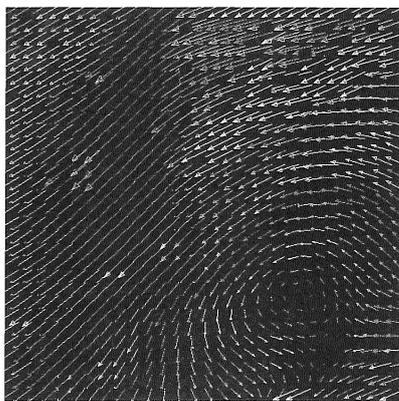


Fig.12 Modified velocity distribution

ではなく、これだけで渦流と判断するのは難しい。一方、旋回関数の分布が示す図 14 における速度構造は、半径方向、周方向の速度分布がいずれも渦軸を中心として拡がり、また半径方向の速度分布が負であるのは吸い込み渦であることを示しており、明確な渦流の速度構造である。

6. 考 察

これまでの解析例より、渦流において速度勾配テンソルが複素固有値となる（旋回関数が 0 でない）領域は有限領域であり、渦軸上（点または線）のみではないことがわかる。また、旋回関数（複素固有値の虚数部）の極大値を渦軸としてみなすことができる。即ち、旋回関数の極大値を渦軸とすることにより、その速度分布は明確な渦構造を示す。旋回関数の分布では、旋回関数の極大値を中心として、上に凸である領域が該当渦流の中心領域（コア領域）と考えられる。

一様流が存在、または（移動）慣性座標系から観測した場合、速度分布・流線にはこの一様流または移動速度成分が含まれる（加えられている）ため、例え渦流が存在したとしても、これら速度分布・流線がその有無や位置を示すとは限らない。しかし、この場合、この速度成分を除いた補正速度分布から渦流が抽出される。この成分は、旋回関数の極大値より渦軸を求め、この点の速度を除することにより得られる。渦軸以外の点の速度成分を除した場合、この渦軸とは異なる点を中心とした渦流が現れるので注意が必要である。

また、前述した流れの可視化実験データの解析によると、取得した速度分布（流線）のみによる渦流の確認は誤認の可能性があることを示している。これは、

流線がガリレイ変換に対して不変のものではないことによる。従って、流れ（速度分布）の可視化実験は有益な情報を与えてくれるが、渦流の有無の確認・評価についてはこれだけでは不十分であり、本研究の様に別途解析を行うことにより確認することが必要である。

他の渦流の定義・同定法において、バーガーズ渦を例にすると、渦度は無限に広がっており、式(39)に示す渦領域より外側でも0ではなく、渦流の抽出には巡回関数による解析がわかりやすい。

速度勾配テンソルの第2不変量 Q

$$Q = \frac{1}{2}(\omega_{ij}\omega_{ij} - s_{ij}s_{ij}) \quad (41)$$

ω_{ij} : 渦度テンソル
 s_{ij} : ひずみ速度テンソル

に関し、バーガーズ渦の場合、巡回関数が渦軸で極大となる特性は、この第2不変量 Q についても同様である。即ち、

$$\begin{aligned} Q &= \lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_3\lambda_1 \\ &= \phi(r)^2 - \frac{3}{4}\alpha^2 \end{aligned} \quad (42)$$

であり、 α が定数であることから、巡回関数と同じ特性を有する。但し、上式からもわかるように、第2不変量 Q は巡回の強さを直接的には示していない。第2不変量 Q は、渦度テンソルの歪み速度テンソルに対する大きさ・差を評価するには適しているが、渦流または巡回の強さを評価する場合には巡回関数が適していると考えられる。

速度勾配テンソルの固有値を用いた方法では、流れの粒子が1巡回する時間（巡回角速度の周波数） t_{orbit} と渦領域（巡回面上）を通過する時間 t_{conv} の比 τ

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{t_{conv}}{t_{orbit}} \\ &= \frac{\phi L}{2\pi V_{conv}} \end{aligned} \quad (43)$$

V_{conv} : 通過速度
 L : 渦領域の特性長さ

を一つのパラメータ (intrinsic swirl parameter) として渦流を同定する方法があるが⁽⁴⁾、この場合本パラメータは周りの速度に依存するため、渦流そのものの強さ（巡回の大きさ）を示すパラメータとするのは難しい。また、特性長さや通過速度を求めるためには工夫を要する。

速度勾配テンソルの固有ベクトルが示す巡回平面で速度が0となる点（線）を渦軸として求める方法⁽²⁾

では、渦流の周辺に一樣流が存在し、渦軸で速度が0にはならない場合は抽出が困難である。また、巡回領域内の各セル中で流線の方程式から渦軸を同定する方法⁽¹¹⁾では、大規模・有限規模の渦流の場合、渦流は複数のセル（数値解析または実験における速度データのメッシュ）にまたがるため、真の渦軸を抽出するには工夫を要する。

本解析では、一樣流の有無・渦流の規模に関わらず渦流の位置（渦軸）を同定できる。また、速度データのみで解析することができ、可視化の実験データから渦流を評価することが可能である⁽¹³⁾。

渦流、またこの渦流の位置と強さは、対象とする流れ（の領域）の特性や安定性にとって重要な役割を果たし、関連する機械の性能や構造物に与える負荷、振動、また音の対策等様々な技術領域に影響する。大規模・有限な渦流では、渦領域よりむしろ渦軸を明確にすることにより検討すべき流れの部分（領域）・ターゲットを絞り込むことができ、渦流の本質的な対策や流動制御、また、効率の良い設計に展開できる。このような場合、本同定法は有効であると考えられる。

7. 結 言

速度勾配テンソルの固有値における虚数部を巡回関数と定義した。巡回関数はガリレイ変換に依存しない物理量であり、渦流の角速度を示す。この巡回関数の極大値より渦流（渦軸）を同定する方法では、一樣流の有無や渦流の規模に関わらず渦流の同定が可能であり、渦軸を抽出することができる。剥離渦や渦流の存在が重要な流動設計では、これにより検討すべき流れの対象領域を明確にすることができ、また巡回の強さを併せて評価できるため有効である。また、速度場のみから同定できるため、実験データの解析においても特に有効となる。

8. 参考文献

- (1) Chong, M., Perry, A., et. al., A general classification of three-dimensional flow fields, *Phys. Fluids*, A2(5) (1990), pp.765-775
- (2) SujudiD., Haimes, R., Identification of swirling flow in 3-D vector fields, *AIAA*, (1995), pp.792-799
- (3) Hunt, J.C.R., Wray, A.A., & Moin, P., Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, *Center for Turbulence Research, CTR-*

- S88(1988), pp.193
- (4) Berdahl, C.H., Thompson, D.S., Eduction of swirling structure using the velocity gradient tensor, *AIAA*, 91-1823(1991)
 - (5) Jeong, J., & Hussain. F., On the identification of a vortex, *J. Fluid Mech.*, 285(1995), pp.69-94
 - (6) Kida, S., Miura, H., Identification and analysis of vortical structures, *E.J. Mech. B/Fluids*, 17(No.4) (1998), pp.471-488
 - (7) Cucitore, R., Quadrio, R., Baron, A., On the effectiveness and limitations of local criteria for the identifcaion of a vortex, *E.J. Mech. B/Fluids*, 18(No.2) (1999), pp.261-282
 - (8) Strawn, R.C., Kenwright, D.N., Ahmad, J., Computer visualization of vortex wake systems, *AIAA J.*,37 (No.4) (1999), pp.511-512
 - (9) Levy, Y., Degani, D., Seginer, A., Graphical visualization of vortical flows by means of helicity, *AIAA J.*, 28 (No.8) (1990), pp.1347-1352
 - (10) Jang, C.M., Furukawa, M., Inoue, M., Analysis of vortical flow field in a propeller fan by LDV measurements and LES - part I: three-dimensional vortical flow structures, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, 123 (No.4) (2001), pp.748-754
 - (11) Sawada, K., A convenient visualization method for identifying vortex centers, *Japan Soc. of Aero. Space Sci.*, 38 (No.120) (1995), pp.102-116
 - (12) Nakayama, K., Umeda, K., Application of identification of swirling motion with swirl function, *Proc. 12th Int. Conf. Nuclear Eng.*, vol.2(2004) pp.771-778(ICONE12-49184)
 - (13) Nakayama, K., Umeda, K., et. al., Visualization system of swirl motion, *Proc. 12th Int. Conf. Nuclear Eng.*, vol.3(2004) pp.499-504 (ICONE12-49189)