一様流中で回転する円柱の後流構造*

(第2報、乱流構造およびエネルギー分布)

谷口 清一^{*1}, 松村 昌典^{*1}
山内 達也^{*2}, 堂田 誠治^{*1}Wake Structure of a Spinning Cylinder in a Uniform Flow
(2nd Report, Turbulent Structure and Energy Distribution)Seiichi TANIGUCHI, Masanori MATSUMURA,
Tatsuya YAMAUCHI, and Seiji DOHDA

This paper describes the structure of the energy, Reynolds stress and intermittency in the wake of the spinning cylinder. The energy of the fluctuating velocity was decomposed into the regular fluctuating component associated with the fundamental vortical structure and random fluctuating one contributed to the random fluctuating velocity. The level of each energy rapidly decreases when the spin parameter s exceeds 0.8 and becomes negligibly small over $s \approx 1.7$; the s values are well correlated with the trend of the vortical structure described in the former paper. The difference between the energy levels of the shedding vortices from both sides of the spinning cylinder suggests that the amount of the turbulent production at the saddle points depends on the strength of the rib between two consecutive vortex rolls.

Key Words: Turbulence, Wake, Spinning Cylinder, Phase Average, Energy, Reynolds Stress, Intermittency, Karman Vortex Street

1. 緒 言

前報⁽¹⁾ではスピンパラメータ s (円柱周速度と主流速度との比) の増加にともなう、回転円柱から放出されるカルマン渦列のストローハル数が $s \approx 0.8$ を境に二分され、このことに関連して回転円柱の後流構造がこれら二領域で異なることがわかった。すなわち、 $s \leq 0.8$ では回転が後流に与える影響は小さいが、 $s > 0.8$ になると s の増加とともに渦度、循環量などは急激に減少して組織的構造 (カルマン渦列にともなう構造) は不明瞭になってくる。さらに、 s が 1.7 を越えると組織的構造は消滅し、後流の乱れ割合も減少する。このスピンパラメータの影響は上述した組織的構造 (基本構造) に重畳する不規則変動速度にも及び、上記 s の分岐点を境にして乱流構造も異なってくることが予想される。

本論文では、円柱の回転が後流構造に与える影響について、前報で示した基本構造およびそれに重畳する不規則変動速度のエネルギー分布、レイノルズせん断応力、乱流間欠係数の分布などについて調べ、後流のミ

クロ的構造を明らかにした。解析手法は位相平均法であり、実験手法、条件は前報と同一である。なお、記号の詳細な説明は前報に示してある。

2. 速度成分およびエネルギー成分

前報⁽¹⁾で説明したように、座標系 x, y, z 方向の瞬時速度 U, V, W はそれぞれ

$$U = \bar{U} + \tilde{u}$$

$$V = \bar{V} + \tilde{v} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$W = \bar{W} + \tilde{w}$$

表される。ここに、 $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ は時間平均速度、 $\tilde{}$ は全変動速度である。全変動速度は

$$\tilde{u} = \langle u \rangle + u'$$

$$\tilde{v} = \langle v \rangle + v' \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\tilde{w} = \langle w \rangle + w'$$

に分解することができる。ここに、 $\langle \rangle$ は位相平均速度 (基本変動速度という)、 $'$ は不規則変動速度である。 $\tilde{u}$ などに位相平均化を行うと、 $\langle \tilde{u} \rangle = \langle \langle u \rangle \rangle + \langle u' \rangle = \langle u \rangle$ となり不規則変動速度 u' などは消去される。したがって不規則変動速度は全変動速度から基本変動速度を差し引くことによって求められる。

一方、変動速度のエネルギーを簡単に速度の二乗で表すことにすれば、

* 昭和63年10月2日 北海道支部第29回講演会において講演、原稿受付 昭和63年1月25日。

^{*1} 正員、北見工業大学 (〒090 北見市公園町165)。

^{*2} 学生員、北見工業大学大学院。

全変動エネルギー；

$$\bar{q}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2$$

基本変動エネルギー；

$$\langle q \rangle^2 = \langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2 + \langle w \rangle^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

不規則変動エネルギー；

$$q'^2 = u'^2 + v'^2 + w'^2$$

となり、これら諸量の位相平均化後の関係は

$$\begin{aligned} \langle \bar{u}^2 \rangle &= \langle u \rangle^2 + \langle u'^2 \rangle \\ \langle \bar{v}^2 \rangle &= \langle v \rangle^2 + \langle v'^2 \rangle \\ \langle \bar{w}^2 \rangle &= \langle w \rangle^2 + \langle w'^2 \rangle \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4)$$

と表される。

実験装置、測定方法および座標の定義は前報⁽¹⁾と同じなので省略する。なお、実験条件を再記すると、測定断面は回転円柱の中心軸から円柱直径 d の 7.5 倍下流、主流速度 $U_0 (=8 \text{ m/s})$ と円柱直径 $d (=30 \text{ mm})$ に基づくレイノルズ数 $Re (=U_0 d / \nu, \nu$ は流体の動粘性係数) は 1.6×10^4 である。

3. 乱流間欠係数および乱流境界線

乱流の定義にはいまだに確立したものがなく、ただ乱流状態の有無を識別する方法として、乱流間欠係数が採用されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。本研究では乱流間欠係数 I を次のように定める。

$$I = \begin{cases} 0 & (Q \geq \varepsilon) \\ 1 & (Q < \varepsilon) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 Q は不規則変動速度 u_h を時間 t で微分して得られる $(du_h/dt)^2$ の短時間平均値、 ε はしきい値である。実際には Q を次のようにして求めた。瞬時速度 U をカルマン周波数 f_k の 2 倍のカットオフ周

波数をもつハイパスフィルタを通し u_h を得る。次に A-D 変換器のサンプリング時間 ($\approx 1/5000 \text{ sec.}$) を $\Delta \tau$ として、 du_h/dt

$$(du_h/dt)_i = (u_{hi,i} - u_{hi,i-1}) / (2 \Delta \tau) \quad \dots\dots\dots (6)$$

から求める。ここに、 i は時系列データの任意点を示す。 Q はこのようにして得られる $(du_h/dt)_i^2$ の短時間平均値である。 Q の平均化時間およびしきい値 ε の設定には任意性があり、直接 u_h と I との比較対応によって決定しなければならない。その一例を図 1 に示す。この場合、 Q の平均化時間はカルマン渦列の変動周期 $1/f_k$ の約 $1/10$ 、 ε は全測定点における $(du_h/dt)^2$ の全平均値の 8% を選んであり、これらの値は本研究において変化させなかった。図から明らかに、 I は u_h の乱流、非乱流を適切に判別していることがわかる。

木谷、松村⁽²⁾⁽⁴⁾は、乱流間欠係数 I が 0 から 1 に立ち上がる頻度および 1 から 0 に立ち下がる頻度を計算して、これらの位相平均量から作られるそれぞれの等高線の稜線を求め、乱流境界線と定義して基本構造の外線を定めるために用いている。本論文においても、次章に示すすべての分布図にこの乱流境界線を記入して、エネルギー分布状態との比較対応を行った。

4. 実験結果および考察

4.1 乱流間欠係数の分布

図 2 は乱流間欠係数 I の位相平均量 $\langle I \rangle$ を等高線分布で示したものである。スピンパラメータ $s = 0.4$ の分布状態は木谷、松村⁽⁴⁾の静止円柱の結果とほぼ同一の性状であり、乱流境界線は $\langle I \rangle = 0.5$ の曲線に一致する。このことは、前報⁽¹⁾でも指摘したように $s \leq 0.8$ の範囲でのスピンパラメータが後流構造に与える影響の小さいことを示している。 s が増加すると乱流領域の y 方向の幅が狭まる。この性質は渦度領域の減少⁽¹⁾に対応する。さらに、 $s = 1.6$ の例が示すように s が大きくなると、カルマン渦列によって誘起される $\langle I \rangle$ 曲線の振幅は減少し、その等高線は主流と平行になっていく。また、これらの図に示される乱流境界線は s の変化にもかかわらず $\langle I \rangle = 0.5$ の曲線とほぼ一致することは興味深い。

4.2 変動エネルギーの時間平均量

図 3 は第 2 章で説明した各エネルギー成分の時間平均値を y 座標について示したものである。 $s = 0.4$ に関しては、各エネルギーの大きさおよび分布形状は静止円柱⁽⁴⁾、2次元平板⁽²⁾の場合に類似している。特に、基本変動エネルギー $\langle w \rangle^2$ が y 座標のすべてにわたってほぼ零になっている。このことは後で検討する。スピンパラメータ s が

図 1 乱流間欠係数の算出法

0.8を越え、たとえば図3(b)に示す $s=1.2$ になると、各エネルギー量は全体的に低下するが、その分布形状には変化がない。Diazら⁽⁶⁾は回転円柱後流の速度分布を測定して、 $s \geq 1.0$ になると前方よどみ点の移動および円柱表面上に形成される回転流体層の増加などのカルマン渦列の形成を支配するプロセスに本質的な変化の

あることを指摘している。しかし、円柱の回転が時間平均変動エネルギーに与える影響としては、前述したエネルギーレベルの低下とその最大値の減速側への移動のみである。 $s=1.6$ では、各エネルギー量はさらに小さくなり、特に基本構造の中心的役割をになう $\langle u \rangle^2$ 、 $\langle v \rangle^2$ の減少が著しい。このスピンパラメータを越えると、カルマン渦列およびそれにとまなう組織的構造が消滅していく。事実、 $s > 1.7$ では本解析法による基本構造の抽出は困難であった。

(a) $s=0.4$, 等高線間隔; $0 \leq \langle I \rangle \leq 0.9$ では0.1, $0.9 \leq \langle I \rangle \leq 1.0$ では0.025

(b) $s=1.2$, 等高線間隔; $0 \leq \langle I \rangle \leq 0.9$ では0.1, $0.9 \leq \langle I \rangle \leq 1.0$ では0.025

(c) $s=1.6$, 等高線間隔; $0 \leq \langle I \rangle \leq 0.9$ では0.1, $0.9 \leq \langle I \rangle \leq 1.0$ では0.02

図2 乱流強度係数 $\langle I \rangle$ の分布。---: 乱流境界線

(a) $s=0.4$

(b) $s=1.2$

(c) $s=1.6$

図3 変動エネルギーの時間平均量(各エネルギーは横軸の値に1/100を乗じたものである)

4.3 変動エネルギーの位相平均量 この節では変動エネルギーの位相平均量を基本変動エネルギー, 不規則変動エネルギーおよび全変動エネルギーの順に検討する。

図4は基本変動エネルギーの位相平均量 $\langle q \rangle^2$ を示したものである。基本変動エネルギーの最大値が隣り合う渦の間にあり, その主要な寄与が $\langle u \rangle^2$ によることは静止円柱の場合⁽⁴⁾と同じである。 $s=1.2$ になると,

(a) $s=0.4$, 等高線間隔=0.01

(b) $s=1.2$, 等高線間隔=0.007

(c) $s=1.6$, 等高線間隔=0.001

図4 基本変動エネルギー $\langle q \rangle^2/U_0$ の分布, ○: 渦中心, ●: サドル点, ---: 乱流境界線

前報⁽¹⁾では増速側放出渦の渦度が減速側の渦度と比較して大きくなることを明らかにした。しかし, 両放出渦に関与する基本変動エネルギーには大差が認められない。また, エネルギーの主要部分が乱流境界線内に含まれ, 境界線外の量は無視し得る程小さくなる。図5は基本変動エネルギーを $\langle u \rangle^2$, $\langle v \rangle^2$, $\langle w \rangle^2$ に分解して, それぞれの最大値をスピンパラメータ s について示したものである。すべての s に関して, $\langle u \rangle^2_{\max}$ は $\langle u \rangle^2_{\max}$ および $\langle w \rangle^2_{\max}$ と比較すると卓越して大きく, 特に $\langle w \rangle^2_{\max}$ は著しく小さくなっている。 $s=1.7$ では, 各基本変動エネルギーは静止円柱の値の1/10以下に減少している。なお, $s \approx 0.8$ に $\langle u \rangle^2_{\max}$ の極大値が存在しているが, 現在その詳細は不明である。

図6に示す不規則変動エネルギーは渦中心にその最大値があり, この性質はスピンパラメータ s が増加しても変わらない。 $s=1.2$ および1.6の例が示すように, $s > 0.8$ の範囲になると円柱増速側から放出される渦中心での不規則変動エネルギーが減速側の値よりも大きくなっていることがわかる。渦内部における不規則変動成分の実体ははまだ明らかにされてはいないが, このことに関連して次の二通りの要因が考えられる。まず, 第一に, 渦中心に輸送される不規則変動エネルギーの大きさが増速側と減速側との各渦で異なることである。図7は不規則変動成分 u', v' から作られるレイノルズせん断応力 $u'v'$ の位相平均量 $\langle u'v' \rangle$ を等高線分布で示したものである。 $\langle u'v' \rangle$ は図7(a)からわかるように基本構造⁽¹⁾から得られたあん部点(図中●印)付近で大きな値になる⁽²⁾⁽⁴⁾。隣り合う渦にはこれらを結ぶようにして縦渦が存在し, あん部点付近で伸長を受け不規則変動成分 u', v' の発生と強化がある⁽¹⁾⁽²⁾と考えられている。このようにして生成された

図5 基本変動エネルギーの最大値とスピンパラメータとの関係

乱流エネルギーは図7に示す矢印の方向に移動する。特に、あん部点に隣接する渦の内部に多くの量を取り込まれる(図中一で示す)。図7(b), (c)のようにスピンパラメータ s が増加すると、増速側放出渦に対応するあん部点A付近のレイノルズせん断応力が減速側のa付近の値よりも大きくなる。その結果、図6(b), (c)に認められるような渦中心部における不規則変動

エネルギーの相違が発生する。この場合、 u' , v' の生成をあずかる縦渦の強さは、カルマン渦列の渦度と密接な関連性のあることが推測されるが、縦渦の定量的測定、縦渦とカルマン渦列との関係を調べることは実現されていない。第二に、渦内部の不規則変動成分が、増速側と減速側とでは渦形成時においてすでに差があるものと考えられる。渦は円柱からはく離せん断層

(a) $s=0.4$, 等高線間隔=0.02

(b) $s=1.2$, 等高線間隔=0.01

(c) $s=1.6$, 等高線間隔=0.004

図6 不規則変動エネルギー<ltmath>\langle q'^2 \rangle / U_\infty</math>の分布
(記号は図4参照)

(a) $s=0.4$, 等高線間隔=0.003

(b) $s=1.2$, 等高線間隔=0.002

(c) $s=1.6$, 等高線間隔=0.0009

図7 レイノルズせん断応力<ltmath>\langle q'^2 \rangle / U_\infty</math>の分布,
———, - - - - - : 乱流エネルギーの流れ方向
(その他の記号は図4参照)

が巻き込み、渦度の集中が起こることによって形成される。このような渦度の集中とともに、はく離せん断層内に生じた乱れも渦内部に取り込まれる。したがって、せん断層内の乱れおよび渦度集中の強さが異なれば渦内部の不規則変動エネルギーに差が生じるものと考えられる。渦度の集中は減速側よりも増速側の方が強い⁽¹⁾ことから、不規則変動エネルギーも増速側から放出された渦の方が大きいものと解釈することができる。

図8は、不規則変動エネルギーを $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ の三成分に分解して、それぞれの最大値をスピンパラメータ s について調べたものである。 $s \leq 0.8$ の範囲では $\langle u'^2 \rangle_{\max}$ が最も大きく、 $\langle v'^2 \rangle_{\max}$ と $\langle w'^2 \rangle_{\max}$ はほぼ同じ値になっており、 $\langle u'^2 \rangle_{\max}$ の約60%であることがわかる。しかし、 s の増加とともにこれらのエネルギー量は減少するが、その差は漸減して $s > 1.5$ になると各成分はほぼ等しくなる。前述した基本変動エネルギーの特徴と異なる点は、 z 方向(円柱スパン方向)のエネルギー成分 $\langle w'^2 \rangle_{\max}$ が大きく、他の二つのエネルギー成分に比べて無視し得ない量になっていることである。

図9は全変動エネルギーを位相平均量 $\langle \bar{q}^2 \rangle$ で表したものである。この分布はすでに説明した図4の基本変動エネルギーおよび図6の不規則変動エネルギーの和である。全変動エネルギーの分布状態は不規則変動エネルギーの場合に類似しており、渦中心で高いエネルギー値になっていることがわかる。特に、 $s = 1.2, 1.6$ の例が示すように増速側放出渦中心付近の値が大きい。これは、不規則変動エネルギーの分布に関して説明した性質に基づく。また、全変動エネルギーの主要部分、つまり最大変動エネルギーの約20%以上の大きさを持つ領域が乱流境界線内に含まれており、この境界線が回転円柱後流

域における乱流、非乱流を区別する曲線として妥当な基準になるものと考えられる。図10は全変動エネルギーの三成分のそれぞれの最大値をスピンパラメータ s について示したものである。各エネルギー成分の s に関する変化傾向は基本変動エネルギー、不規則変動エネルギーの場合と類似しているが、 $s < 1.5$ の範囲における大きさはほぼ $\langle \bar{v}^2 \rangle_{\max} : \langle \bar{u}^2 \rangle_{\max} : \langle \bar{w}^2 \rangle_{\max} = 2.5 : 2 : 1$ の関係にある。

(a) $s = 0.4$, 等高線間隔 = 0.02

(b) $s = 1.2$, 等高線間隔 = 0.01

(c) $s = 1.6$, 等高線間隔 = 0.004

図8 不規則変動エネルギーの最大値とスピンパラメータ s との関係

図9 全変動エネルギー $\langle \bar{q}^2 \rangle / U_0^2$ の分布(記号は図4参照)

図10 全変動エネルギーの最大値とスピンパラメータ s との関係

5. 結 論

一様流中で回転する二次元円柱後流の組織的構造に関して、乱流間欠係数、エネルギー分布およびレイノルズせん断応力などを調べ次に示す結論を得た。ただし、実験条件はスピンパラメータ $s = 0 \sim 1.7$ 、レイノルズ数 $Re = 1.6 \times 10^4$ 、測定断面は円柱中心軸から下流に $x/d = 7.5$ である。

(1) スピンパラメータ s が 0.8 を越えると、乱流境界線で囲まれる乱流領域は減少する。この性質は後流幅の縮小と一致する。

(2) 基本変動エネルギーは、スピンパラメータ s が 0.8

以上になると急速に低下して、 $s = 1.7$ においては静止円柱の値の1/10以下になる。特に、 s の変化にかかわらず円柱スパン方向 (z 方向) のエネルギー成分は著しく小さい。

(3) 不規則変動エネルギーのスピンパラメータ s に関する変化傾向は基本変動エネルギーの場合に類似している。 $s \leq 0.8$ の範囲では $\langle \omega'^2 \rangle_{\max}$ と $\langle v'^2 \rangle_{\max}$ とはほぼ同じ大きさであり $\langle u'^2 \rangle_{\max}$ の約60%に達している。

(4) 回転円柱の増速側および減速側からの放出渦の強さ(渦度、エネルギー量)の差は、スピンパラメータ s が 0.8 を越えると顕著になり、特に増速側放出渦中心付近において不規則変動エネルギーが減速側よりも大きくなる。

本研究の遂行にあたり北見工業大学 宮越勝美氏およびホンダ技研工業(株) 青山英明氏の協力をいただいた。ここに厚くお礼申し上げる。

文 献

- (1) 谷口・ほか3名, 機論, No.88-0066.
- (2) 木谷・松村, 機論, 50-458, B (1984), 2563-2570.
- (3) 松村・木谷, 機論, 53-488, B (1987), 1190-1198.
- (4) 木谷・松村, 機論, 51-463, B (1982), 775-782.
- (5) Boisson, H. C., ほか2名, Phys Fluids, 26-3 (1983), 653-658.
- (6) Diaz, F., ほか4名, Phys Fluids, 26-12 (1983), 3454-3460.
- (7) Hussain, A. K. M. F., J. Fluid Mech., 173 (1986), 303-356.
- (8) 松村・木谷, 第19回乱流シンポジウム講演論文集, 6 (1987), 62-67.