

流体中で旋回運動する円柱に働く流体力

—— 第2報 定常旋回する円柱からの離渦 ——

石 綿 良 三*・川 口 隆 史*

Fluid Forces on a Swinging Cylinder in a Fluid

—— 2nd. Report, Vortex Shedding from a
Swinging Cylinder ——

Ryozo ISHIWATA and Takashi KAWAGUCHI

Abstract

It is known that manipulators of marine robots are oscillated by Karman-vortex shed from themselves when they move in a water. To analyze fundamentally this, flows around a circular cylinder turned round its end have been visualized by means of hydrogen-bubble method in this study.

The separation vortices generated in the neighborhood of the other end of cylinder were periodically shed from it. The vortex shedding made continuously progress toward the center of rotation, and vortex filaments like ox-horn were formed. They were not continued to the center of rotation but broken off in the middle of the cylinder. The locations of breakaway point were scattered in every vortex shedding. Therefore the shedding frequency was higher in outer region than in inner.

1. 結 言

近い将来、水中ロボット等の水中作業機械が軽量化、高速化されていくことが予測される。これに伴って、作業時にマニピュレータに作用する流体力が本体重量に比べ相対的に大きくなり、カルマン渦によるマニピュレータの振動、あるいは位置決め制御に対する流体力の影響などの問題が生じてきた^{1,2)}。本研究では基礎研究として、マニピュレータを模擬した有限長円柱を水中でその一端を旋回中心として旋回させ、そのとき円柱に作用する流体力および流れの状態について研究する。第1報¹⁾では定常旋回する円柱に作用する流体トルクを明らかにした。本報では定常旋回時の円柱まわりの流れを可視化し、特に発生するカルマン渦の構造に着目し、検討を行った。この場合の流れは円柱軸方

向の遠心流れを伴い、さらに周速が旋回半径に比例して変化するので完全な三次元流れとなる。仮に半径方向にストローハル数が一定と考えると、渦発生周波数は半径に比例して変わることになるが、実現象としてこのようなことは起こり得ないと考えられる。むしろ、半径方向にある一定領域ごとに同一の周波数で渦が発生するようなセル構造をとると考える方が自然である。本研究では、このような流れの構造を明らかにすることを目的とした。

2. 実験装置・方法

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。供試円柱（直径 $d = 30$ mm, 長さ $l = 300$ mm, アスペクト比 $l/d = 10$ ）はステッピング・モータによって定常旋回させられる。円柱駆動軸の途中にはトルク変換器とロータリ・エンコーダがあり、それぞれトルクと回転角が検出できるようになっている。水槽は $1,200 \times 1,200 \times 900$ mm³ で

平成2年9月28日受理

* 機械システム工学科

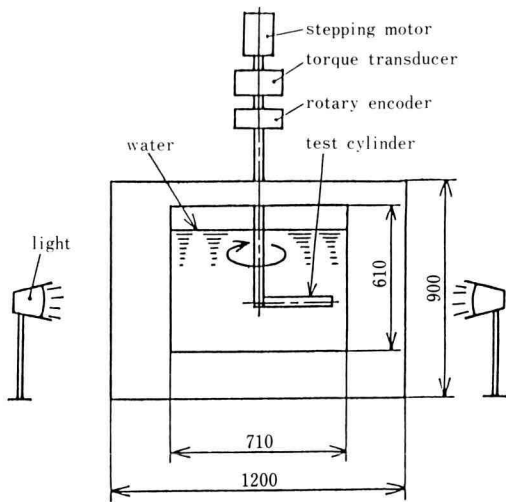


Fig. 1. Schematic view of experimental apparatus (unit: mm)

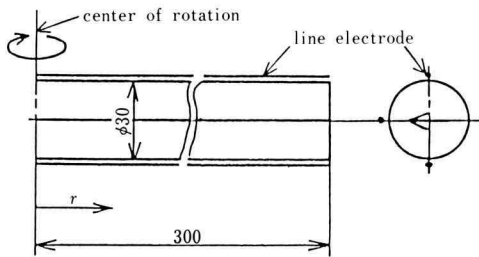


Fig. 2. Test cylinder (unit: mm)

あり、4方向に $710 \times 610 \text{ mm}^2$ の観測窓がついている。水は深さ 700 mm とし、そのほぼ中央の水平面内で円柱を回転させた。照明は 500 W の写真用アイランプ（デイトライトカラー用）または 500 W のビデオ用ライト（ハロゲンランプ）を用い、左右から当てた。照明光は円柱と直交するスリット光（幅 20～30 mm 程度）か、あるいは流れ場全体の照明とした。可視化法として水素気泡法を用い、Fig. 2 のように巡回円柱の近傍に円柱から 1～2 mm の距離に電極線を張り、円柱とともに回転させた。撮影は水平方向からと上方からの 2 種類で、それぞれ写真撮影とビデオ撮影の両方を行った。なお、角速度は $\Omega = 0.12 \sim 0.14 \text{ rad/s}$ ($1.14 \sim 1.32 \text{ rpm}$)、先端速度に基づくレイノルズ数は $Re = d\Omega/\nu = 760 \sim 1,020$ の範囲である。

3. 実験結果

水平方向からの可視化写真の例を Fig. 3 と Fig. 4 に示す。いずれも、角速度 $\Omega = 0.14 \text{ rad/s}$ の場合であり、Fig. 3 は先端付近 ($r/l \approx 0.7$) だけをスリット光で照らしたもの、Fig. 4 は全体を照らしたものである。Fig. 3 ではカルマン渦が形成されていることが確認できる。Fig. 4 では形成されているカルマン渦が半径方向で重なり合って見え、カルマン渦は明確ではない。したがって発生するカルマン渦は二次元的ではないと考えられる。

このことは上方からの観測から明らかとなる。Fig. 5 はこの流れを上方から撮影した例である。円柱背後に形成されたはく離渦は円柱先端付近から離脱が始ま

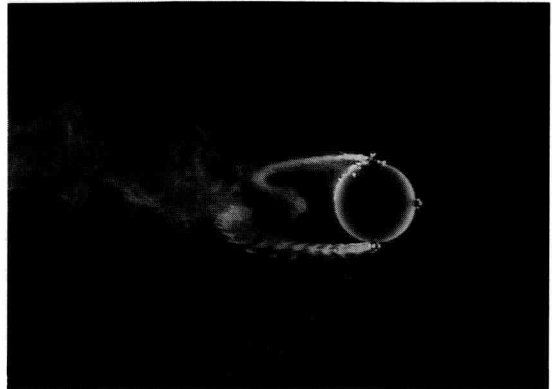


Fig. 3. Wake of swinging cylinder.
($\Omega = 0.14 \text{ rad/s}$, illuminated by slit lights)

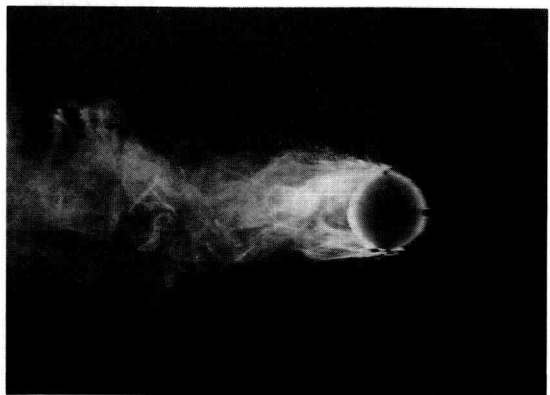


Fig. 4. Wake of swinging cylinder.
($\Omega = 0.14 \text{ rad/s}$, illuminated over all)

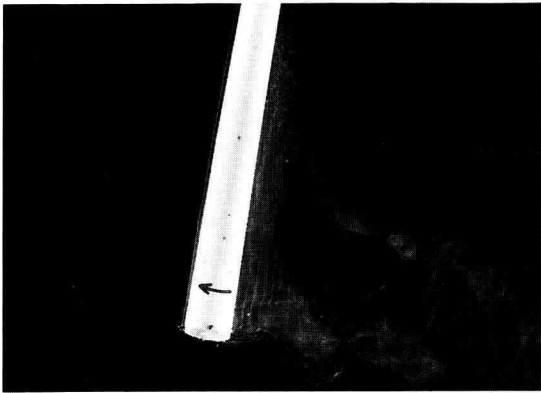


Fig. 5. Vortex shedding from cylinder.
($\Omega=0.13$ rad/s, clockwise rotation)

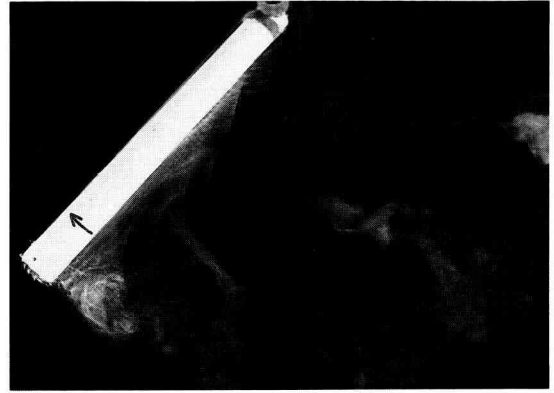


Fig. 6. Vortex shedding from cylinder.
($\Omega=0.13$ rad/s, clockwise rotation)

り、渦糸状に連なって順に内周側へと伝わっている。先端付近の渦の離脱はほぼ周期的であり（先端付近のストローハル数は円柱まわりの二次元流れの場合と同程度）、カルマン渦の特徴が現れている。Fig. 6 もやはり上方からの撮影例である。円柱から離脱した渦糸が数本見られる。白く鮮明に見えている渦糸は手前側にあるものであり、それらの間に薄く見える渦糸は奥にあるものである。渦の離脱は旋回中心付近まで伝わるのではなく、途中の半径位置で渦糸は切れて円柱から離れている。

ビデオ撮影と直接観察からさらに以下のことが明らかとなった。半径方向の遠心流れは、内周側($r/l < 0.5$)では比較的速度が大きく、先端付近($r/l \approx 1$)では遠心流れはそれほど顕著ではない。先端部では円柱背後への三次元的な流れの回り込みと渦の離脱を繰り返しているようである。

4. 渦離脱のモデル

以上の可視化結果から、はく離渦の離脱に関する簡単なモデルを考えた。円柱まわりの境界層内せん断流れによってはく離渦が成長し、これがある一定値より大きくなると離脱すると考えた。主な仮定は次の通りである。

① 各半径位置で円柱背後に形成されるはく離渦の成長速度 $d\Gamma/dt$ はその位置における周速 $r\Omega$ に比例する。ただし、 Γ ははく離渦の循環の大きさを表している。

② はく離渦の循環 Γ がある一定値 Γ_s 以上に

なったときその点から渦の離脱が始まる。

③ ある点で渦の離脱が起こったとき、その近傍の点に離脱が伝わるか、渦糸は途切れるかは近傍の点の循環がある一定値 $a \cdot \Gamma_s$ (定数 a は、 $0 < a < 1$) より大きいのか、小さいかで判断する。

④ 離脱の伝播速度 v_s は半径方向に一定とし、角速度 Ω に比例する。

⑤ 渦の離脱が起こった直後、その点の循環はゼロになる。

⑥ 回転方向の異なる渦どうしの干渉はなく、それぞれ独立に成長、離脱する。また、離脱した渦の干渉もないものとする。

⑦ 離脱した渦は周速 $kr\Omega$ (定数 k は、 $0 \leq k < 1$) の強制渦状に運動する。

⑧ 半径流 v_r は、 $v_r/l\Omega = cr^* \cdot (1-r^*)(1/2)^{r^*}$ と仮定する。 c は定数、 $r^* = r/l$ である。

以上の仮定に基づき定式化を行う。仮定 ① における比例定数を η とおけば、

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \eta r \Omega \quad (1)$$

ここで、代表長さを l 、代表時間を $(1/\Omega)$ として次のように無次元化する。

$$\frac{d\Gamma^*}{dt^*} = r^* \quad (2)$$

ただし、 $\Gamma^* = \Gamma/l\eta$ 、 $r^* = r/l$ 、 $t^* = \Omega t$ である。 $t^* = 0$ のとき $\Gamma^* = 0$ の初期条件の下に式 (2) を積分すると、

$$\Gamma^* = r^* t^* \quad (3)$$

この Γ^* がある定数 Γ_s^* より大きくなったときに渦が円柱から離脱するものとする (仮定②)。円柱先端 ($r=l$) において渦の離脱周波数を f , ストローハル数を S とすれば,

$$S = \frac{fd}{lQ} \quad (4)$$

片方の渦が成長し, 離脱するまでの時間は $t=1/f$ である。この間に成長する渦の循環は $\Gamma^* = \Gamma_s^*$ であるから, 式 (3), (4) において $r=l$ ($r^*=1$), $\Gamma^* = \Gamma_s^*$ として,

$$\Gamma_s^* = \frac{d}{Sl} \quad (5)$$

したがって, 離脱開始の条件は次のようになる。

$$\Gamma^* \geq \frac{d}{Sl} \quad (6)$$

後述の計算例では円柱先端 ($r=l$) において $S=0.20$ (円柱まわりの二次元流の場合の値) とした。

次に離脱の伝播について考える。仮定③により, 離脱が伝播するための条件は次のようになる。

$$\Gamma^* \geq a \cdot \Gamma_s^* = \frac{ad}{Sl} \quad (7)$$

ただし, $0 < a < 1$ である。離脱が円柱に沿って伝播する速度 v_s については, 次の無次元パラメータ v_s^* を指定することにした (仮定④)。

$$v_s^* = \frac{v_s}{lQ} \quad (8)$$

v_s^* の指定にあたっては, 今回は定量的な実測データがないので得られる結果が可視化結果に近くなるよう定めた。

半径方向速度 v_r については, 円柱先端でほとんどゼロ, 内周側でやや大きいという傾向が可視化から得られたので, 試みに次の関数形で半径流を表すことにした (仮定⑧)。

$$v_r^* = \frac{v_r}{lQ} = cr^*(1-r^*)\left(\frac{1}{2}\right)^{r^*} \quad (9)$$

この関数形の妥当性については今後定量的な計測により検討しなければならないが, 今回は定性的に半径流の影響をみるために式 (9) を仮定した。

次に, 渦発生シミュレーションを行った例を Fig. 7~11 に示す。各図の右側の図は円柱から離脱した渦糸を表している。記号○と●はそれぞれ回転方向が逆の渦を表し, 記号の大きさはその渦の循環の大きさに対応している。図中の左側は横軸は無次元半径 r^* , 上段は無次元半径速度 v_r^* , 下段に渦発生日数分布を表している。外周ほどはく離渦の成長が速いため, ほとんどの場合, 外周から渦の離脱が始まり, それが内周へと伝わっていくという可視化結果に一致していることは各図で共通している。外周では規則的に離脱が起こっているが, その渦糸が途切れる半径位置は毎回異

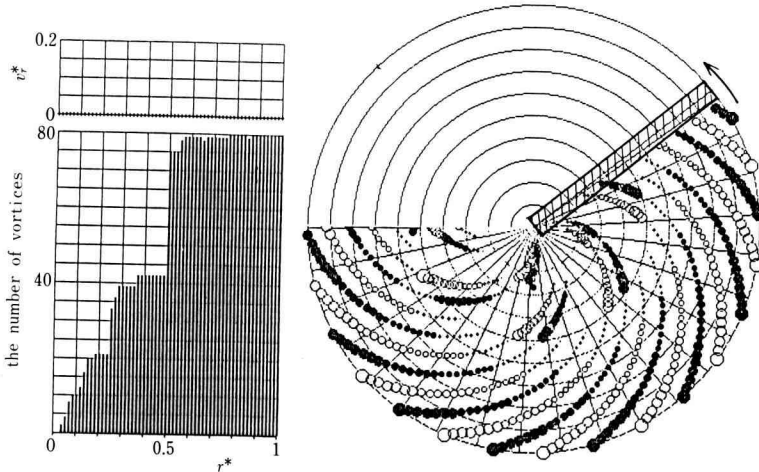


Fig. 7. Simulation of vortex shedding
($l/d=10$, $k=0.1$, $a=0.5$, $v_s^*=0.5$, $v_{r\max}^*=0$)

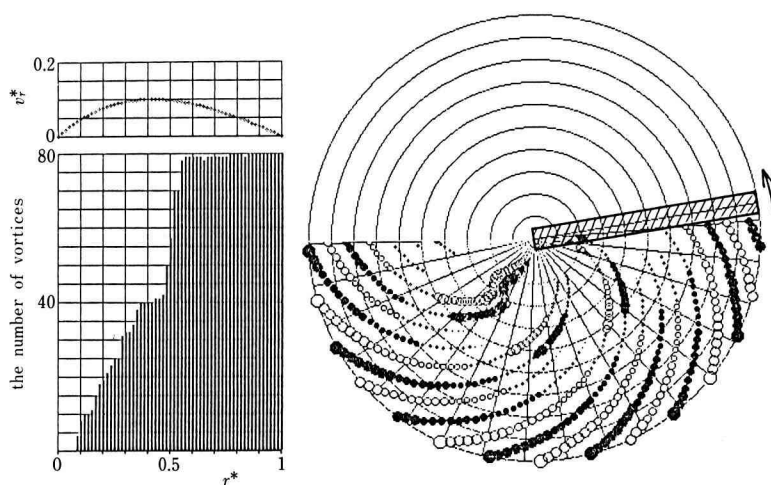


Fig. 8. Simulation of vortex shedding
($l/d=10$, $k=0.1$, $a=0.5$, $v_s^*=0.5$, $v_{r\max}^*=0.1$)

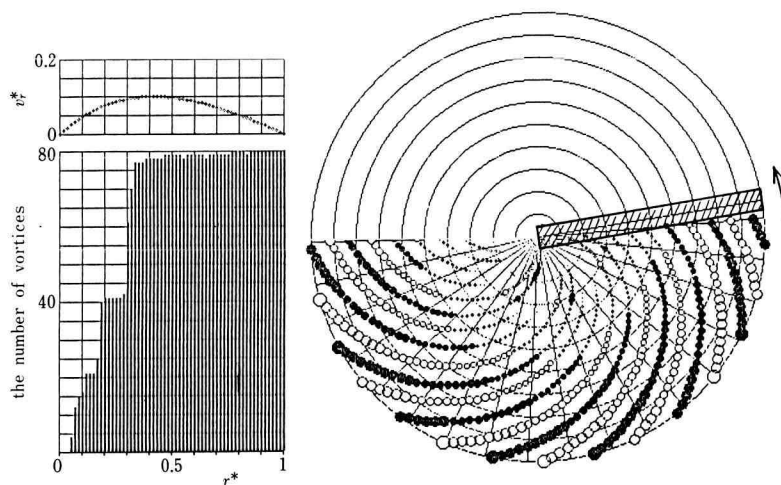


Fig. 9. Simulation of vortex shedding
($l/d=10$, $k=0.1$, $a=0.3$, $v_s^*=0.5$, $v_{r\max}^*=0.1$)

なっている。

Fig. 7 は半径流をゼロと仮定した場合であり、他のパラメータは可視化結果に比較的近くなるように設定した。 $r^*>0.5$ ではほぼ周期的に、 $0.3<r^*<0.5$ ではその半分程度の頻度で渦が発生しており、セル構造がみられる。この場合、内周でははく離渦の成長が遅いため、外周からの離脱がおよそ 2 回につき 1 回の割りで伝わる領域が存在することを表している。

Fig. 8 は $v_{r\max}^*=0.1$ と半径流が存在する場合であり、他のパラメータは Fig. 7 と同じである。半径流によって前述のセル構造が乱されていることがわかる。ただし、外周側の周波数一定の領域はそれほど変化していない。実際の流れでは、どこで渦糸が途切れるかということは非常に不安定なことであるので Fig. 7 のようなセル構造は実現しにくいと考えられる。

Fig. 9 は Fig. 8 に比べて $a=0.3$ という点が異なる。

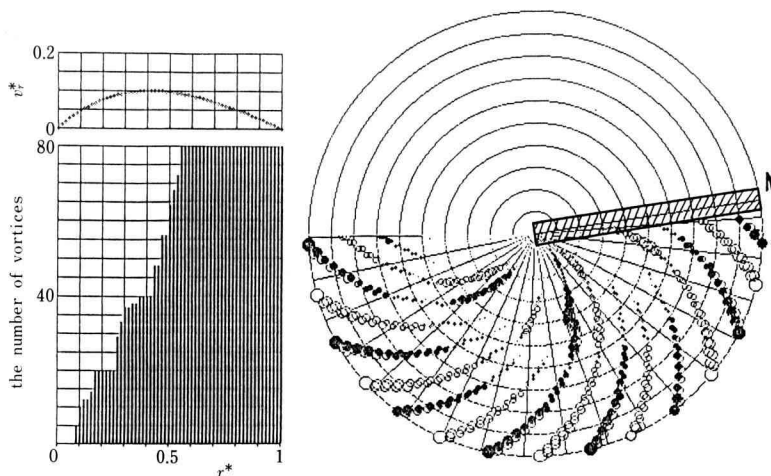


Fig. 10. Simulation of vortex shedding
($l/d=10$, $k=0.1$, $a=0.5$, $v_s^*=0.7$, $v_{rmax}^*=0.1$)

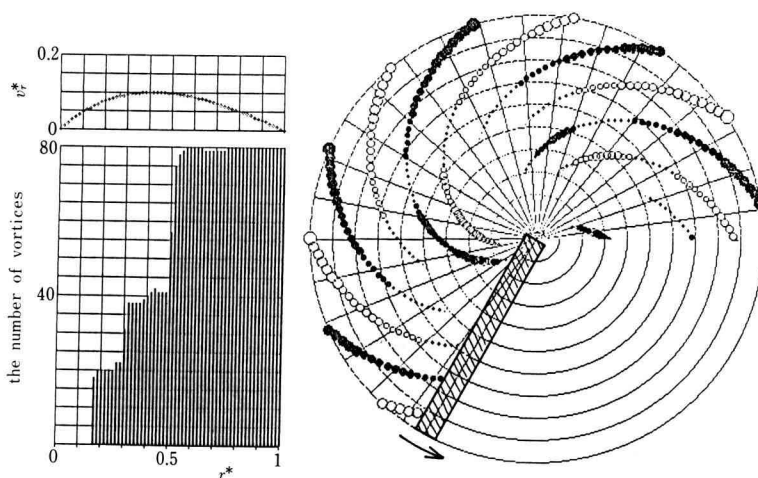


Fig. 11. Simulation of vortex shedding
($l/d=5$, $k=0.1$, $a=0.5$, $v_s^*=0.5$, $v_{rmax}^*=0.1$)

a が小さくなっているため、渦糸は切れにくくなり、外周から離脱した渦が $r^*=0.3$ 付近まで連なっている。このようにパラメータ a は外周側の周波数一定領域の広さに影響を与える。

Fig. 10 は Fig. 8 に比べて $v_s^*=0.7$ という点異なる。 v_s^* は離脱の伝播速度であるから、離脱した渦糸の形状に影響を及ぼす。 v_s^* が大きいほど渦糸は円柱に平行になり、小さいほど円柱に直角になる。

Fig. 11 は Fig. 8 に比べてアスペクト比 $l/d=5$ という点異なる。式 (4) からわかるように、アスペクト比は渦発生ピッチ（無次元周波数 f/Q ）に比例するので、Fig. 11 では渦糸の間隔が大きくなっている。

以上、本モデル計算では与えるべきパラメータが多く今後実験的検証が必要ではあるが、はく離渦の離脱の形態を定性的に表せるものとする。

5. 結 言

定常旋回する円柱からの離渦はほぼ規則的に外周から離脱を始め、順に内周へと伝わっていく。このとき離脱が終わる半径位置は毎回異なり、結果的に外周ほど渦発生の頻度が高くなることがわかった。本研究は平成元年度文部省科学研究費（奨励研究 A）の補助を受けたので、ここに謝意を表する。また、可視化実験にご協力いただいた当時本学学生の三村知久君に

感謝の意を表する。

文 献

- 1) 石綿, 川口, 神奈川工科大学研究報告 B 編, 第 13 号 (1989), p. 19.
- 2) 石綿, 川口, 機械学会講演概要集, No. 880-4 (1988), p. 7.