

比較的大きな振幅で振動する円柱の流れ模様について

本地, 弘之
九州大学応用力学研究所

種子田, 定俊
九州大学応用力学研究所

<https://doi.org/10.15017/4743453>

出版情報：応用力学研究所所報. 30, pp.1-11, 1968. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：



比較的大きな振幅で振動する円柱の 流れ模様について

本 地 弘 之
種 子 田 定 俊

概 要

一様な流れの中で比較的大きな振幅（全振幅/直径 >1 ）で流れと直角な方向に正弦波的な振動を行なう円柱の流れ模様について REYNOLDS 数 95~163 の範囲内で実験的に調べた。Condensed milk 法によって種々の振動数における円柱の流れ模様が得られた。振幅/直径比の値が大きくなると、円柱後方に形成される渦列はやはり2列の渦から構成されるが片方の渦は更に2つの逆の回転方向を持つ渦の対によって形成され、そのような渦の生成においても同期の現象が起ることが明らかにされた。

§ 1 は じ め に

一様な粘性流体の流れの中に置かれた円柱の後方には KÁRMÁN の渦列が形成されることはよく知られている。円柱を流れと直角な方向に一定の振幅と周期を保って強制的に振動させると円柱の後方にはやはり渦列が形成される。しかし、それは KÁRMÁN の渦列としてよく知られた流れ模様とはかなり異なったものとなる。我々は既に比較的小さな振幅（全振幅/直径 <1 ）で振動する円柱の後流渦について水素気泡法を用いた系統的研究を行ない、その結果を詳しく報告した¹⁾。そこでは、渦発生周期の円柱振動周期への同期 (locking-in) の現象が、pure KÁRMÁN range 内の REYNOLDS 数において、渦の自然発生振動数 (natural shedding frequency) の付近で調べられた。振幅/直径の値が更に大きくなった場合や、KÁRMÁN 振動数から甚だしく離れた振動数で加振した場合には先述の場合とはまた異なった興味ある流れ模様が見られるようになる。例えば、加振振動数が KÁRMÁN 振動数の約 $\frac{1}{2}$ の時に現われる対称渦列については以前に報告した²⁾。今回は更に広範囲に条件を変えた場合の実験結果について報告する。

§ 2 実験の方法

流れ模様の観察はいわゆる pure KÁRMÁN range において condensed milk 法を用いて行なわれた。実験装置の主要部は 30cm $\times$ 30cm $\times$ 200cm の小水槽と、円柱の曳航装置および加振装置、後流の照明装置および撮影装置である。それらの詳細は文献1)に述べられている。実験に使用された円柱の直径は 0.30cm, 0.50cm および 0.80cm で水面下の部分の長さはすべて約 20cm であった。加振器の全振幅（正弦波振動運動の振幅の peak-to-peak 値）は 0.20cm と 1.14cm であった。この報告では全振幅/直径の値が 0.40, 1.43, 2.28 および 3.80 の各場合について述べる。このうち全振幅/直径が 0.40 の場合は文献1)

で詳しく述べられているのであるが、ここでは他との比較の意味で改めて condensed milk 法による流れ模様を掲げることにした。Condensed milk 法は、円柱の表面にあらかじめ直接 milk を薄く塗りつけておいて数分間かわかしてから円柱を水中で曳航すると milk が溶け出して流脈 (streak line) を visualize する方法である。円柱を振動させるときには、塗布した milk の流出する割合が大きいので少し多めに塗布し、振動数の大小を勘案して適宜乾燥時間を長くとる必要があった。流れ模様はすべて水槽に対して静止したカメラによって撮影された。

§ 3 流 れ 模 様

本節に示す流れ模様の各写真に与えられるデータに関連してここで種々の記号とその意味について記しておく。

d : 円 柱 の 直 径

A : 全 振 幅

U_o : 一般流の速さ

T_c : 円柱の振動運動の周期

T_k : 定常な円柱から生ずる KÁRMÁN 渦の周期

T_v : 振動する円柱から生ずる渦列の周期

R : REYNOLDS 数 ($U_o d / \nu$, ν は流体の動粘性係数)

S_c : 円柱の無次元振動数 ($d / U_o T_c$)

S_v : 渦列の無次元振動数 ($d / U_o T_v$)

S_k : 定常円柱の KÁRMÁN 渦列の無次元振動数 ($d / U_o T_k$)

各写真に対しては無次元化された量 R , S_c , T_c/T_k , A/d の値とともに U_o , d , T_c の実測値が記入されている。振幅が大きい場合には実際には後流の乱れが大きく、発生周期の判読が困難な場合が多いが、規則的な場合には写真から渦の生成周期 T_v を読みとることができる。すなわち、渦列の前進速度を u , 流れ方向の相隣る渦と渦の間隔を l とすると

$$l = (U_o - u) T_v$$

の関係があるが、 $u \ll U_o$ であるから

$$T_v \approx l / U_o$$

と置くことができる。従って、写真から l を求めて T_v の大略の値を評価することができる。本報告で述べる T_v の値はすべてこのようにして求めたものである。円柱の振動運動の周期 T_c の、その REYNOLDS 数での定常な円柱による KÁRMÁN 渦生成の周期 T_k に対する比 T_c/T_k の値も各写真に対して与えられている。 T_k の値は ROSHKO³⁾ の実験式

$$S_k = 0.212 \left(1 - \frac{21.2}{R} \right)$$

および

$$S_k = d / U_o T_k$$

の関係をを用いて計算されたものである。なおこの実験の大部分は、2, 3 の例を除いて、ほぼ同じ REY-

NOLDS 数で行なわれている。以下に全振幅/直径の値の小さい方から順に流れ模様を示して行きたい。

振幅が比較的小さい場合には先に述べたように水素気泡法によって系統的な写真が得られたのであるが、ここでは condensed milk 法による流れ模様の例をあげる。写真1—写真4は $R=104$, $A/d=0.40$

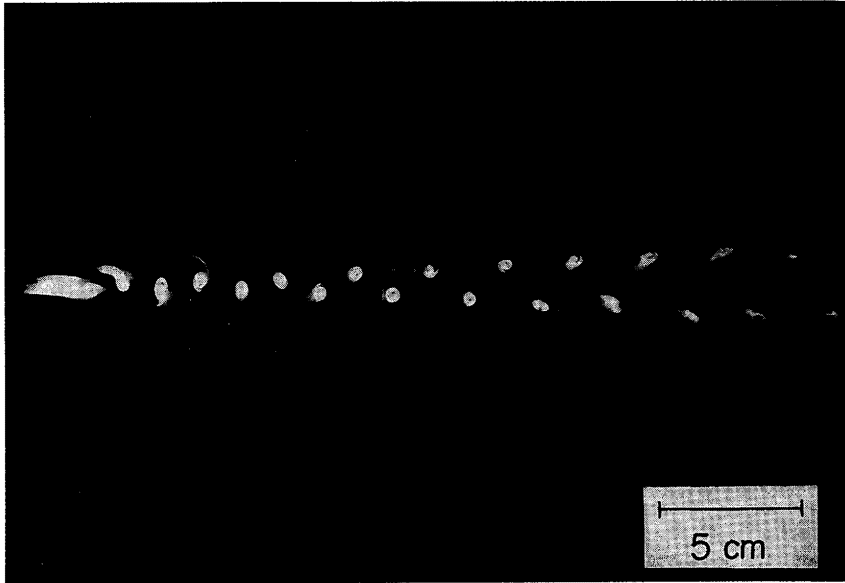


写真1 $R=104$, $S_c=0$, $T_c/T_k=\infty$, $A/d=0.40$, $U_0=2.08\text{cm/s}$, $d=0.50\text{cm}$

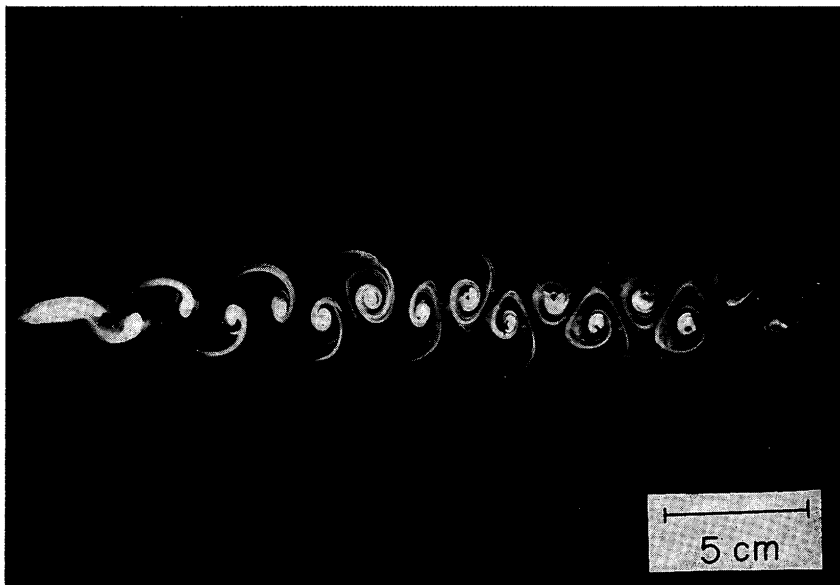


写真2 $R=104$, $S_c=0.144$, $T_c/T_k=1.17$, $A/d=0.40$, $U_0=2.08\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.66\text{s}$

における流れ模様である。この R および A/d の値は文献1)の中の一連の写真のものと一致している。写真1は振動しない定常な円柱の KÁRMÁN 渦列である。写真2, 3は渦の発生が円柱の振動運動と同じ周期で行なわれるいわゆる同期の領域 (locked-in region) での流れ模様の例である。写真4は

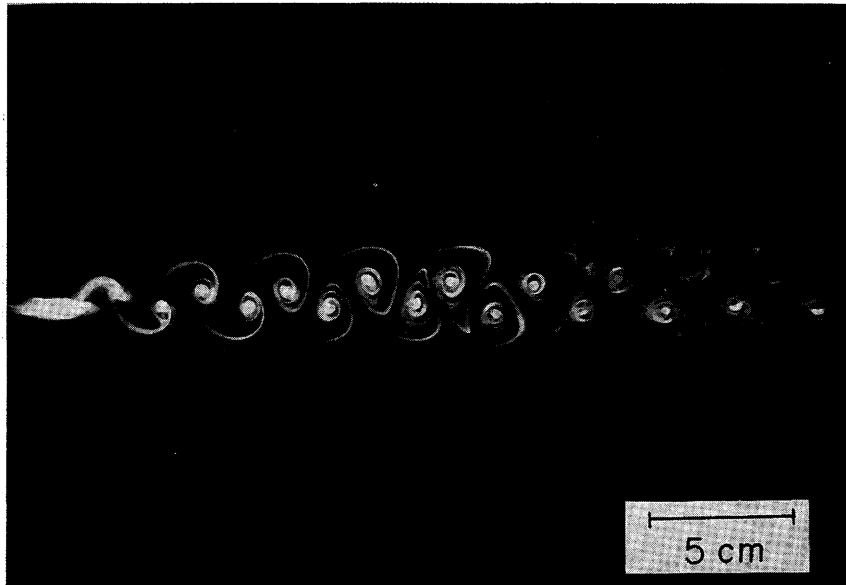


写真3 $R=104$, $S_c=0.153$, $T_c/T_k=1.10$, $A/d=0.40$, $U_0=2.08\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.57\text{s}$

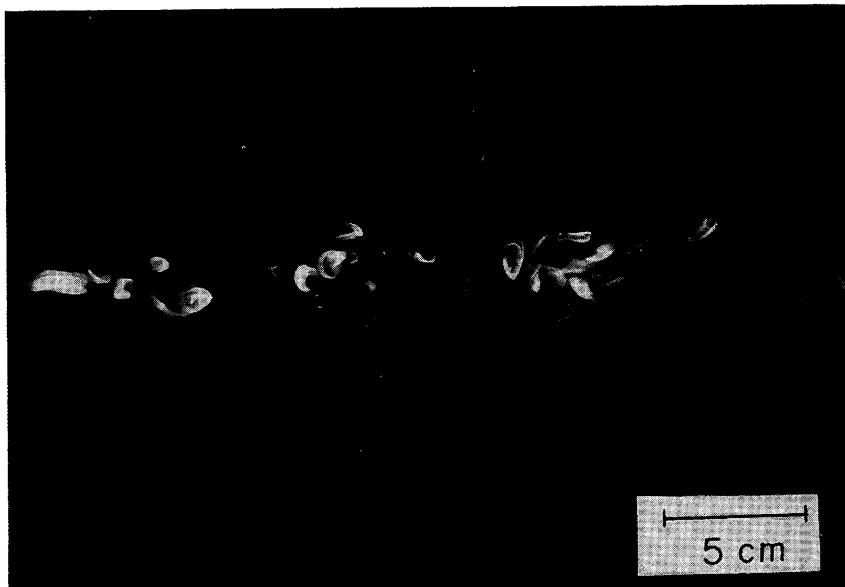


写真4 $R=104$, $S_c=0.191$, $T_c/T_k=0.89$, $A/d=0.40$, $U_0=2.14\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.22\text{s}$

円柱の振動数を大きくした場合で、渦の発生周期が振動運動のそれに同期できなくなつてついに渦列はブロック構造を呈するようになることを示している。文献1)によれば写真4の $S_o=0.191$ の値はちょうど同期の領域の上端の、後流がきわめて不安定な所に相当している。このようなはっきりとしたブロ

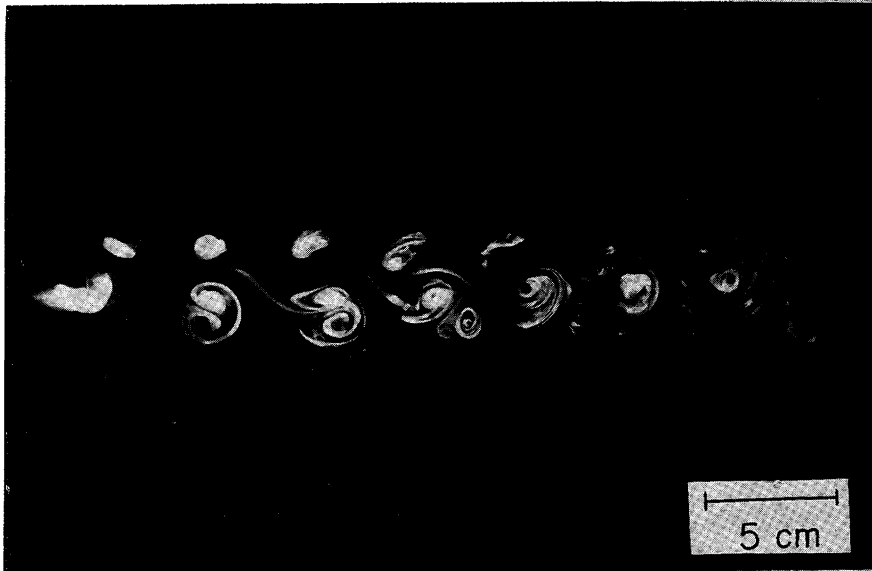


写真 5 $R=104$, $S_o=0.117$, $T_c/T_k=1.44$, $A/d=2.28$, $U_0=1.91\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=2.24\text{s}$

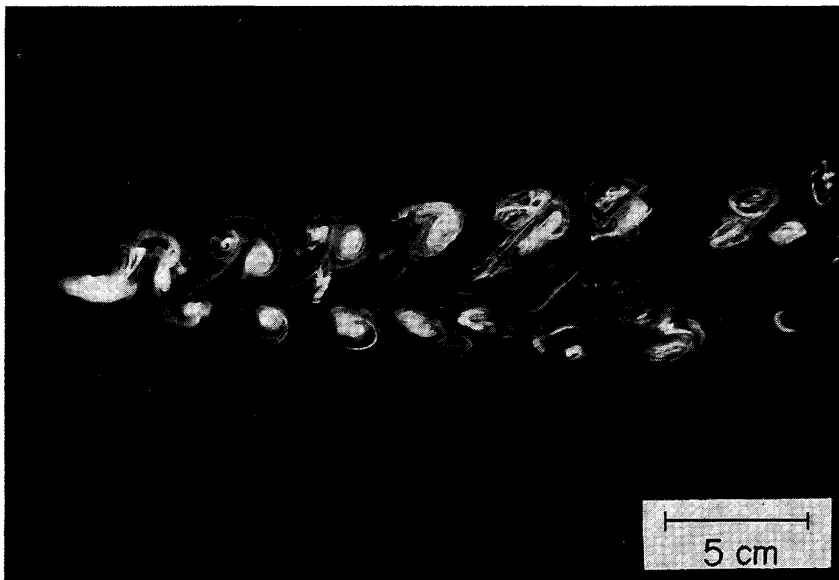
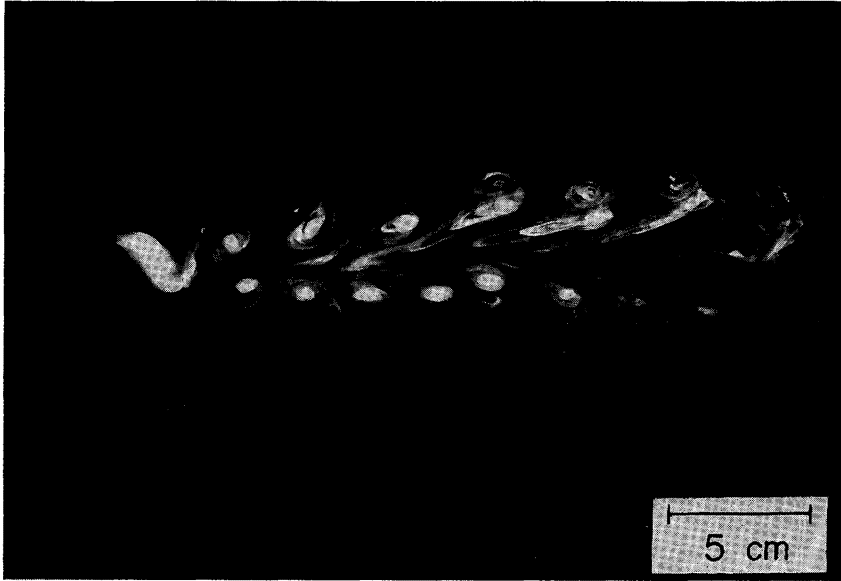


写真 6 $R=104$, $S_o=0.155$, $T_c/T_k=1.09$, $A/d=2.28$, $U_0=2.07\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.56\text{s}$

ック構造は全振幅/直径の値が大きい ($A/d > \text{約} 1.5$) 振動では現われない。

次に全振幅/直径の値が大きい場合について述べる。まず, REYNOLDS 数は同じ ($R=104$) で, $A/d=2.28$ (前の約5.7倍) の場合について述べる。このとき相当する KÁRMÁN 渦列はもちろん写真 1 と同じである。写真 5 は振動がまだあまり激しくないときの流れ模様を示す。 A/d 値が大きい場合に



写 真 7 $R=104$, $S_c=0.179$, $T_c/T_k=0.95$, $A/d=2.28$, $U_0=2.07\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.35\text{s}$



写 真 8 $R=104$, $S_c=0.250$, $T_c/T_k=0.68$, $A/d=2.28$, $U_0=1.89\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.06\text{s}$

は2つの渦列はもはや相似な形をとらず、片方の列の渦は他方の列の渦よりも形が大きい。このことは既に文献2)で注意したことであるが、更に興味あることはこの大きい方の渦列のそれぞれの渦糸は更に2つの互いに逆の回転方向を持つ渦に分かれていることである。細かくみると内側に近い方が外側の渦より強いように見える。すなわち、2つに分裂している渦ではそれぞれの渦糸の循環 (circulation) が異なっているように思われる。先に述べた方法によって渦の発生周期 T_v を求めてみると約2.1sとなり、これは渦の前進速度を無視したことを考えると円柱の振動周期 T_c の実測値とほぼ一致しているので、同期していることを示していると思われる。振幅/直径の値が小さい場合には同期の領域で見られる流れ模様は KÁRMÁN 渦列から連続的変形によって移れるようなパターンであった。(写真2, 3参照) ここに述べる写真5は全振幅/直径の値が大きいために流れ模様はまったく新しい形態に移っているにもかかわらず渦列の円柱振動への同期が起こることを示している。写真6は $S_0=0.155$ の場合を示す。写真3とは REYNOLDS 数は等しく STROUHAL 数もほぼ等しいが全振幅/直径の値だけが異なっている。この場合も全振幅/直径の値の相違によって流れ模様はまったく異なったものとなっていることがわかる。一般に渦の発生周期が一定な間は、振動数が小さい方が2列の渦の平行性は良く、振動数が大きくなると渦列の後方では流れに直角な方向の間隔が大きくなる傾向がある。写真6のような流れ模様は、渦列の構成が周期的でかつ全振幅/直径の値が1の程度より大きいときの典型的なものである。写真7および写真8は更に S_0 を大きくしたときの流れ模様である。流れ方向の渦と渦の中心間の間隔はかなり圧縮されている。写真6および写真7においても、写真5と同様、流れ模様の新しい形態での同期が起こっていることがわかる。すなわち写真6からは $T_v \approx 1.4s$ 、写真7からは $T_v \approx 1.2s$ と計算され、それぞれの場合の T_c の実測値にほぼ等しい。

REYNOLDS 数が少し増しても全振幅/直径比が同じならば、pure KÁRMÁN range に留まる限り、

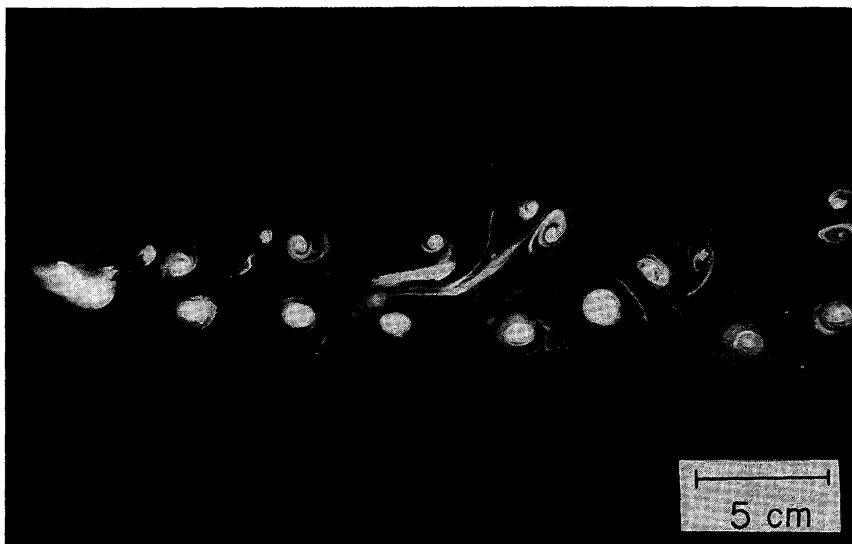
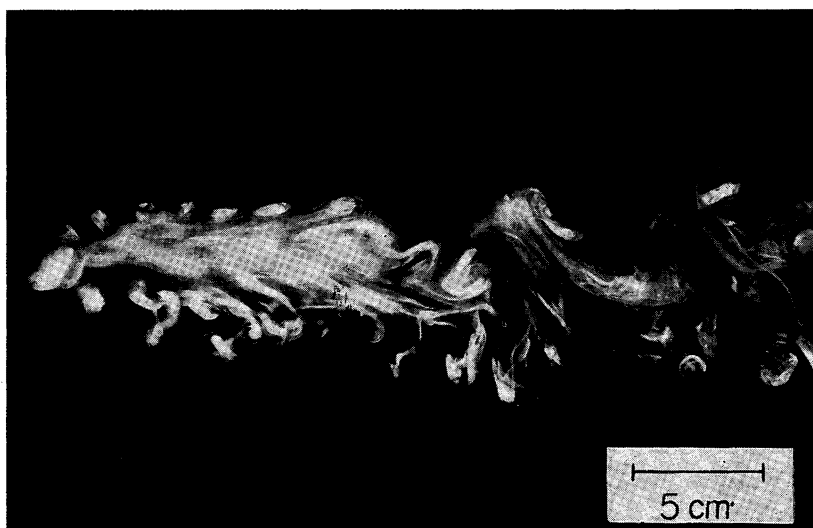
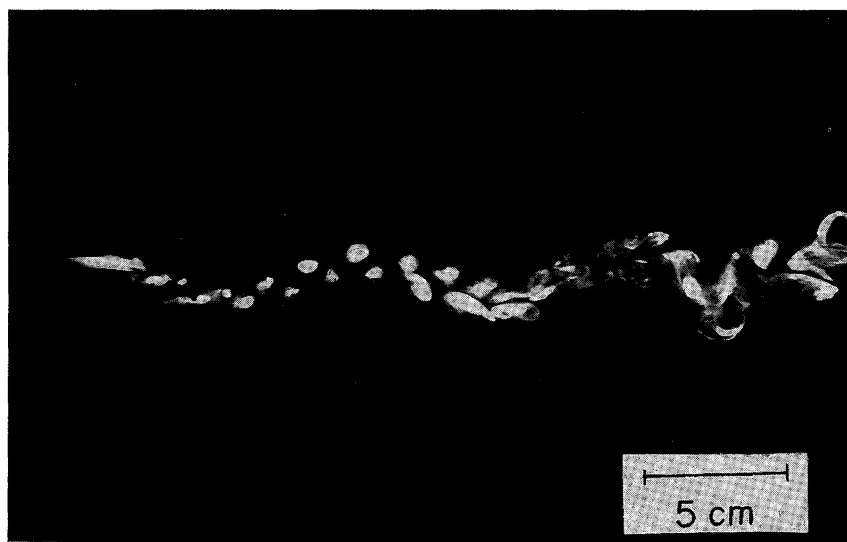


写真9 $R=136$, $S_0=0.111$, $T_c/T_k=1.61$, $A/d=2.28$, $U_0=2.47\text{cm/s}$,
 $d=0.50\text{cm}$, $T_c=1.82s$

流れ模様に本質的な差は現われない。写真9は $R=136$ における比較的ゆるやかな振動をする円柱の後の流れ模様である。この場合も S_c の値を増すと左右の渦列の非対称性はますます強調され写真6と同じようなパターンとなる。REYNOLDS 数が pure KÁRMÁN range の中ではかなり大きく全振幅/直径の値が1を越えている流れ模様の1例を写真10に示す。写真8でも見られることであるが、振動数が非



写 真 10 $R=163$, $S_c=0.394$, $T_c/T_k=0.47$, $A/d=1.43$, $U_0=1.85\text{cm/s}$,
 $d=0.80\text{cm}$, $T_c=1.10\text{s}$



写 真 11 $R=95$, $S_c=0.032$, $T_c/T_k=5.09$, $A/d=3.80$, $U_0=2.85\text{cm/s}$,
 $d=0.30\text{cm}$, $T_c=3.25\text{s}$

常に大きくなると渦は *turbulent wake* の外側に向かってはじき出されるようにして発生する。写真10はそのありさまを良く表わしている。

本節の終わりに全振幅/直径の値が最も大きな場合 ($A/d=3.80$) について述べる。関連する流れ模様は写真11—写真15である。全振幅/直径の値が大きく、 T_c/T_v が大きいときには渦列の蛇行運動が認め

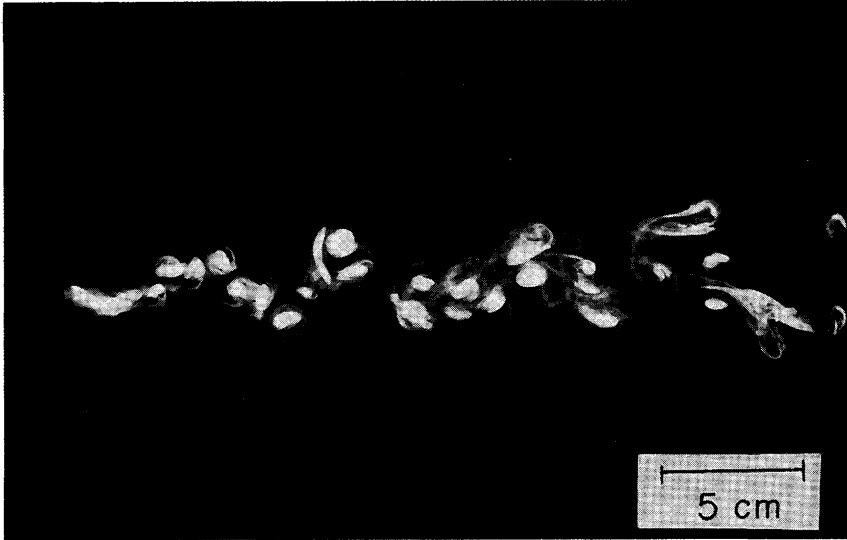
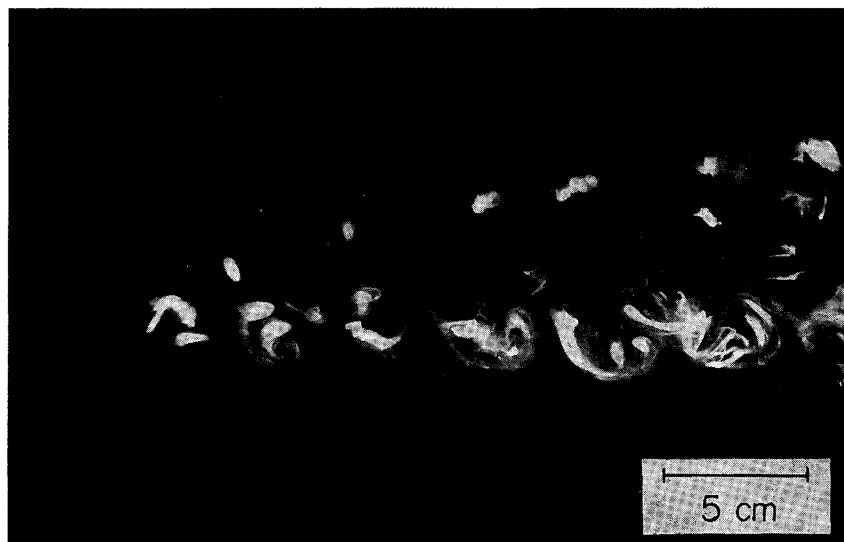


写真 12 $R=95$, $S_c=0.049$, $T_c/T_k=3.37$, $A/d=3.80$, $U_0=2.85\text{cm/s}$,
 $d=0.30\text{cm}$, $T_c=2.15\text{s}$

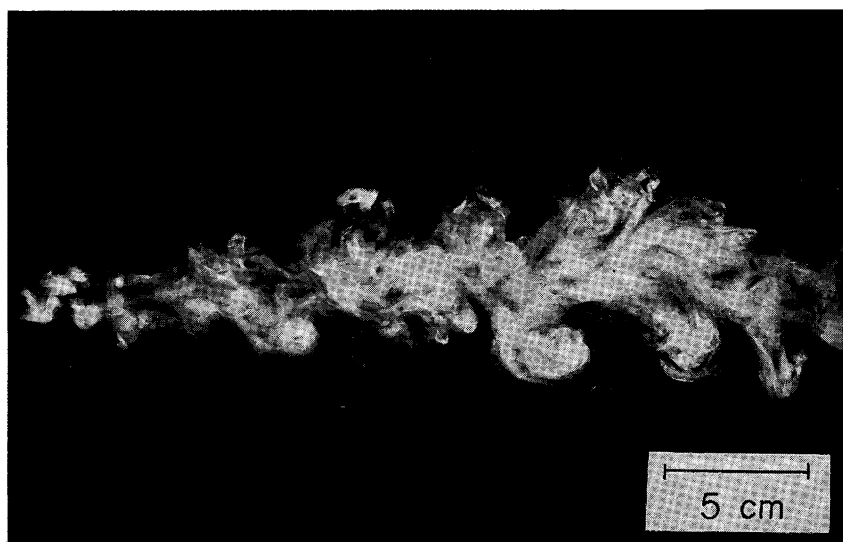


写真 13 $R=95$, $S_c=0.049$, $T_c/T_k=3.37$, $A/d=3.80$, $U_0=2.85\text{cm/s}$,
 $d=0.30\text{cm}$, $T_c=2.15\text{s}$

られることは文献1), 2)でも指摘したが, それをより明瞭に示す例として写真11を掲げる。円柱のゆるやかな振動につれて渦列が形成されていくことがわかる。写真12と写真13は S_c の値が少し増した場合を数10秒の間隔をおいて引き続いて撮影したものである。蛇行運動のパターンはかなり崩れかけている。写真13は円柱から離れたところでの流れ模様を示しているわけであるが, 渦管が相互に影響しあ



写 真 14 $R=95$, $S_c=0.144$, $T_c/T_k=1.15$, $A/d=3.80$, $U_0=2.98\text{cm/s}$,
 $d=0.30\text{cm}$, $T_c=0.70\text{s}$



写 真 15 $R=95$, $S_c=0.200$, $T_c/T_k=0.82$, $A/d=3.80$, $U_0=2.98\text{cm/s}$,
 $d=0.30\text{cm}$, $T_c=0.50\text{s}$

って渦の配列転換が行なわれ、規模の大きい KÁRMÁN 渦列状の模様が形作られつつあることがわかる。このように KÁRMÁN 渦列はその固有周期よりも長い周期の外乱を増幅する性質を有し²⁾、円柱からかなり離れた後方ではこの長周期の外乱の方が最初の KÁRMÁN 渦列よりも安定であるので、そこでは KÁRMÁN 渦列は崩壊して結局長周期の外乱に対応する渦列のみが支配的となる。外乱を加えなくともこのような 2 次的 KÁRMÁN 渦列が自然に発生することは前に報告したところであるが⁴⁾、今回の実験によりその発生の理由を更に明瞭にすることができたわけである。もっともこれらの 2 次的な渦列は定常な円柱の背部に形成される KÁRMÁN 渦列のような明確な形をとる前に渦度が逸散して崩壊してしまう場合が多い。このように円柱から遠い下流で KÁRMÁN 渦列の模様が再編成される現象は写真 8 および写真 10 からわかる。写真 14 は更に S_0 を大きくしたときの非対称な渦列を示す。先に $A/d=2.28$ の場合に流れ模様は KÁRMÁN のそれとはまったく異なったものとなっているにもかかわらず $T_v \approx T_0$ となり同期の現象が現われていることを述べた。写真 14 から T_v を求めると $T_v \approx 1.4s$ となり、これは T_0 の 2 倍に相当する。このことは渦列の同期の現象が振幅-直径比の影響を受けることを意味している。写真 15 は激しい振動をする円柱の後の fully turbulent wake である。

§ 4 む す び

比較的大きな振幅で振動する円柱の流れ模様を condensed milk 法で観測した。円柱の全振幅が直径の 1.5 倍の程度を越えると 2 つの渦列の片方が強められその渦は更に互いに逆の回転方向をもつ 2 つの渦に分かれる。そのような新しい形の流れにおいても渦列が円柱の振動運動へ同期される場合が多いことが明らかにされた。また、全振幅/直径の値が小さい場合に同期の領域の両端で見られたブロック渦構造が見られなくなることがわかった。円柱から遠い下流の流れでは渦の並びかえが行なわれ再び KÁRMÁN 渦列に類似のパターンが形成される現象が見られた。小さい振幅での同期を示す流れ模様、および大きい振幅での渦列の蛇行運動を示す流れ模様の写真が得られた。振幅/直径の値が渦列の周期に与える影響についてもっと一般的知識を得るためには更に定量的実験を試みる必要がある。

この研究について、御協力いただいた流体部の諸氏に深く感謝する。なお、この研究は文部省機関研究「フロービジュアル化の系統的研究」の一部として文部省科学研究費の援助を受けて行なわれた。

参 考 文 献

- 1) 種子田定俊・本地弘之：応用力学研究所所報第 29 号 (1968) 17-39
- 2) S. TANEDA : J. Phys. Soc. Japan 20 (1965) 1714-1721
- 3) A. ROSHKO : NACA Report 1191 (1954)
- 4) S. TANEDA : J. Phys. Soc. Japan 14 (1959) 843-848

(昭和 43 年 9 月 9 日 受理)