

正弦振動流中の境界に接しておかれた円柱に作用する流体力

池田 駿介*・中村 広昭**・山本 吉道***

1. 序

海底に置かれたパイプやケーブルに作用する流体力は重要な研究課題であるにもかかわらず系統的な研究は比較的少ないようである。長崎・尾形⁶⁾は造波水路を用いて境界上に置かれた円柱に関する付加質量、抗力および揚力係数を測定し、水深/波長および波高/波長を用いて整理を行っている。振動流中に置かれた円柱に作用する流体力を支配するパラメータは KC 数であることが Keulegan・Carpenter⁵⁾ の先駆的研究以来明らかにされているが、Sarpkaya^{7),8)} はこれらの係数を U 字型振動管を用いて調べ、 KC 数および円柱と境界の間隔/円柱の直径の 2 つのパラメータによってよく整理されうことを示している。Yamamoto 等⁹⁾、Wright・Yamamoto¹⁰⁾ は KC 数が小さい場合には流体力はポテンシャル理論によってよく表わされることが、境界上に置かれた円柱に働く揚力は、無限流体中に置かれている場合と比較してかなり大きく、しかも一方向のみに作用することを明らかにしている。これらの研究によって流体力が次第に明らかにされつつあるが、データの集積は未だ充分ではなく、揚力の発生機構、剝離や渦の発生と流体力の関係、あるいは流体の加速度と流体力の関係等未解明の点も多く残されている。

本研究では正弦振動流発生装置を用いて流体力を詳細に測定するとともに可視化法を用いてこれらの流体力の発生機構についても考察を行ったのでここに報告するものである。

2. 次元解析と係数の定義

U 字管内の振動流、または波動下の振動流中に置かれた円柱に働く流体力を支配しているパラメータとして次の変量が挙げられる：円柱の直径 D 、正弦振動流速の片振幅 U_m 、振動流の周期 T 、流体の密度 ρ 、粘性係数 μ 、重力 g 、および流体力測定の為に円柱が弾性的に取り付けられた場合にはその水中個有振動数 f_n 。即ちそ

の一般的表現は

$$F = \Psi(D, U_m, \rho, \mu, T, g, f_n) \dots \dots \dots (1)$$

である。ここに Ψ は関数関係を表す。これらの変量に対する独立な組み合わせは

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D} = \phi_1 \left(\frac{U_m}{D}, \frac{U_m T}{g T}, \frac{\sqrt{\nu T}}{D}, f_n T \right) \dots (2)$$

又は

$$\frac{F}{\rho D^2 U_m / T} = \phi_2 \left(\frac{U_m T}{D}, \frac{U_m}{g T}, \frac{\sqrt{\nu T}}{D}, f_n T \right) \dots \dots \dots (3)$$

である。これらのパラメータの内、 $KC = U_m T / D$ 、 $U_m / g T$ は流体の無次元加速度、 $\sqrt{\nu T} / D$ は振動流境界層厚と直径の比、又は渦の減衰を表す無次元パラメータ¹¹⁾であり、無限流体中に円柱が置かれている場合には KC 数とともに流体力を支配する重要なパラメータであることが示されている。更に、 $f_n T$ は $1/f_n$ が T に較べて充分小さければ共振や円柱の大きな変位をおこさないで無視できる。

Morison 等⁴⁾によれば流れ方向の流体力 F_X は次のように表現できる。

$$F_X = F_M + F_D = \rho C_M \frac{\pi}{4} D^2 \frac{dU}{dt} + \frac{1}{2} \rho C_D DU |U| \dots \dots \dots (4)$$

ここに C_M = 慣性係数、 C_D = 抗力係数である。Keulegan・Carpenter⁵⁾ は Fourier 平均を用いて係数を次のように定義している。

$$\left. \begin{aligned} C_M &= \frac{2}{\pi^2} \frac{U_m T}{D} \int_0^{2\pi} \frac{F_X \sin \omega t}{\rho U_m^2 D} d(\omega t) \\ C_D &= -\frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{F_X \cos \omega t}{\rho U_m^2 D} d(\omega t) \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

本研究においても式 (5) の定義を用いて C_M 、 C_D を求めるものとする。

揚力については、特に円柱が境界から離れて置かれている場合には KC 数の変化とともに振動流 1 周期内の揚力変動数が異ってくる為に式 (5) のような定義はできず、次のような定義が一般に行なわれている^{11),12)}。

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho D U_m^2} \dots \dots \dots (6)$$

* 正会員 工博 埼玉大学助教授 工学部建設基礎工学科

** 正会員 埼玉大学助手 工学部建設基礎工学科

*** 正会員 工修 INA 新土木研究所(株)

ここに C_L =揚力係数であり, F_L =振動流 1 周期中の最大揚力である. 式 (4) において $(\pi/4) \frac{dU}{dt}$ を U_m/T , $U|U|/2$ を U_m^2 に置きかえれば, 式 (2), (3) の定義と一致し, 式 (6) において $U_m^2/2$ を U_m^2 におきかえれば式 (2) の定義と一致する. 従ってこれらの係数は以上の考察により, KC , U_m/gT , $\sqrt{\nu T}/D$ の関数となることが予想される.

3. 実験装置と手順

実験は 30×30 cm の正方形断面を有する長さ 14 m の U 字型振動水路を用いて行なわれた. 流体はピストンによって駆動され, 振動流の最大片振幅は 35 cm, 周期は 1 秒から 20 秒の間で連続的に変化させることが可能である.

流体力の測定には表-1 に示す三種類の円柱が用いられ, これらの円柱はストレインゲージを取り付けた片持

表-1 測定用円柱の諸元

Cylinder	直径 (cm)	重量 (gr)	水中固有振動数		カンチレバー断面 (mm)
			水平方向 (Hz)	鉛直方向 (Hz)	
A	3.2	105	43.9	47.1	10.9×10.9
B	6.0	190	16.0	18.5	10.1×10.1
C	6.0	195	23.8	25.5	10.9×10.9

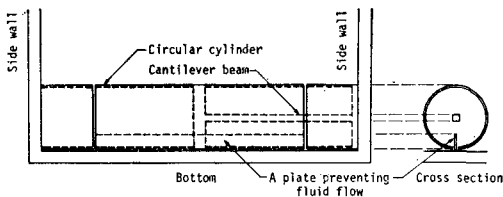


図-1 測定用円柱の取り付け

ち梁によって側壁に取り付けられている (図-1). 円柱と底板の間に流れが発生しないように円柱の底部に幅 2 mm のスリットをスパン方向に開け, このスリットに底板に取り付けた薄板を接触しないように挿入させた. ストレインゲージは正方形断面を持つ片持梁に 4 枚はりつけ, この出力はミニコンピューターにオンライン入力させ, 処理した.

実験に際しては測定精度を良好に保つ為にストレインゲージの歪みは 10^{-5} 以上, 渦と円柱が共振するのを防ぐ為に円柱の水中固有振動数が渦の発生振動数の 10 倍以上となる条件を付した. 測定は振動流 50 周期に対して連続測定を行った.

円柱近傍の流れは中央粒径が 0.45 mm であるポリスチレン粒子 (比重 1.04) を混入させ, 上方からスリット光線をあてて可視化した. 流れの様子は 16 mm シネカメラを用いて毎秒 12 コマの割合で記録した.

4. 諸係数の測定結果

式 (5) で定義された慣性係数, 抗力係数を振動流 50 周期についてアンサンブル平均した値, $\bar{C}_M$, $\bar{C}_D$ を図-2, 3 に示す. 図-2 は a_m/g をパラメータとして KC 数に対してプロットされた $\bar{C}_M$ である. a_m は振動流の片加速度振幅であり, 式 (3) の右辺において U_m/T に対応するものである. 流体粒子の変位が $x = A \sin 2\pi t/T$ で表わされる場合には $a_m = (2\pi)^2 A/T^2$ である. $\bar{C}_M$ は KC 数が小さい領域 (<10) では a_m/g の値にかかわらず, ほぼ 2 程度の値となり, ポテンシャル理論による値と概ね一致する. KC 数が増大するにつれて $\bar{C}_M$ の値も単調に増加するが, 同時に a_m/g の値によってもグループ分けされるようになり, 流体の持つ加速度 (又は圧力勾配) にも支配されることが知られる. この理由は後で考察する.

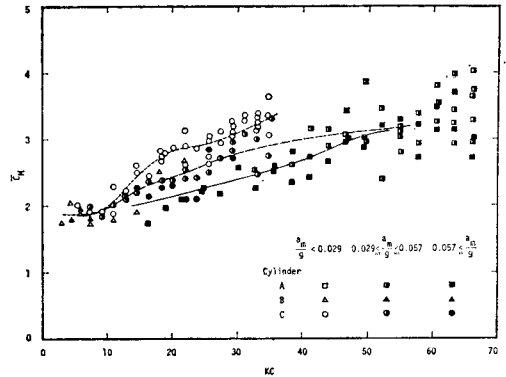


図-2 慣性係数

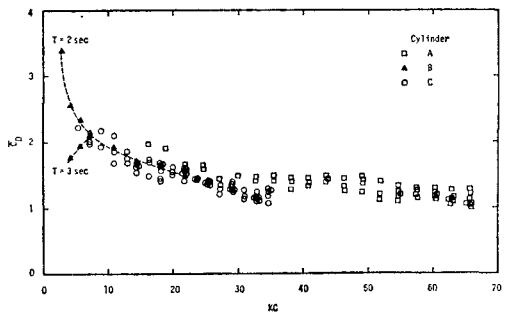


図-3 抗力係数

図-3 は KC 数に対してプロットされた $\bar{C}_D$ である. $\bar{C}_D$ は a_m/g の値の影響をほとんど受けず, KC 数のユニークな関数と考えてよい. 但し $KC < 7$ では Cylinder B については周期によって分岐する傾向が認められる. Keulegan・Carpenter が円柱を底から充分離して置いて測定した結果では $KC=10$ 近傍で明確なピークが報告されており, 今回の測定と異っている. $KC > 20$ について

は彼等の測定とほぼ同じ値となっており、又 KC 数が充分大きい領域では $\bar{C}_D \approx 1.2$ となり、一方向流中の場合とほぼ一致することが知られる。

図-4 は前と同様に 50 周期についてアンサンブル平均した揚力係数 $\bar{C}_L$ を示したものである。 $\bar{C}_M$ の場合と同様に a_m/g の値によってよく分類することができる。無限流体中に置かれた場合には渦発生安定・不安定性によって揚力係数はいくつかの明瞭なピークを示したが¹⁾、今回の場合はそのようなことはなく、 KC 数の増加とともに単調減少している。又、その値は無限流体中に置かれた場合と比較して KC 数の全ての領域にわたって大きい値をとっていることが知られる。

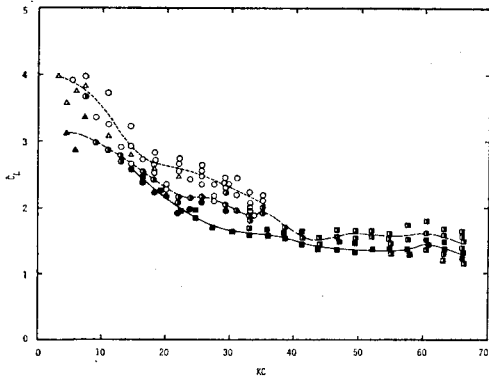


図-4 揚力係数 (記号は図-2と同じ)

以上の各係数について $\sqrt{vT}/D$ を用いてプロットしたが、有意なグループ分けは見られなかった。無限流体中に置かれた場合には $\sqrt{vT}/D$ によってよく区分できたが¹⁾、この差異は後に述べるように流体力、特に揚力、の発生機構の違いによると考えられる。

図-5 は流れ方向の力 $F_x = F_M + F_D$ と揚力 F_L の振動流 1 周期内の時間変化を示したものである。無限流体中に置かれた場合には KC 数の変化とともに渦の発生個数が変化し、それとともに振動流 1 周期内の揚力波形は変化した。今回の場合はそのようなことはなく、 KC 数に無関係にほぼ相似形が保たれ、しかも揚力は常に一方の値をとることが知られる。図-6 は最大揚力が発生する位相 θ_{max} を調べたものであるが、 KC 数がほぼ 0 に近い領域では π と 2π に最大揚力が見られるが、 KC 数が 10 程度以上では KC 数に無関係に $2\pi/3$ と $5\pi/3$ において最大揚力が発生しており、上記の記述を裏付けている。更に無限流体中に置かれた場合には渦の発生個数の不安定性の為に揚力波形に大きなうねりが発生する KC 数の領域が存在したが、壁に接して置かれた場合にはうねりはほとんどみられず、50 周期中で観測された最大揚力係数と平均された揚力係数 $\bar{C}_L$ の比が 1.2 を越えることは稀であった (詳しくは文献 2 を参照)。

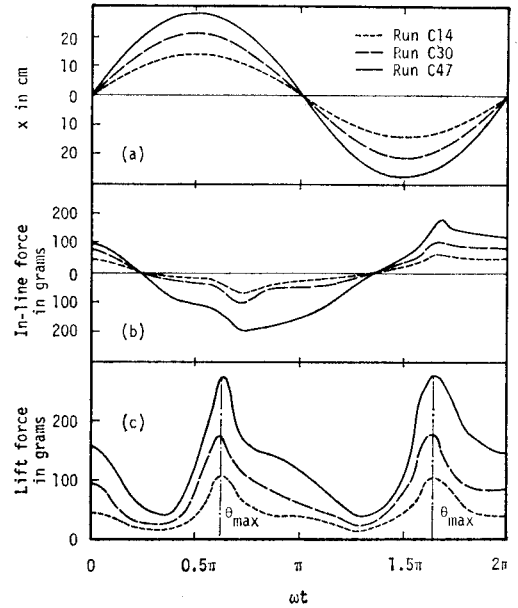


図-5 各方向力の 1 周期内時間変化

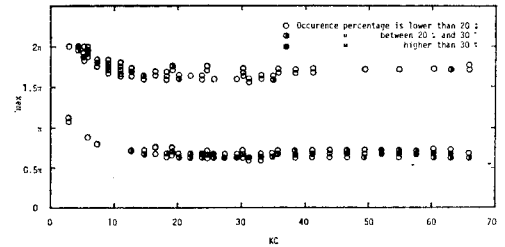
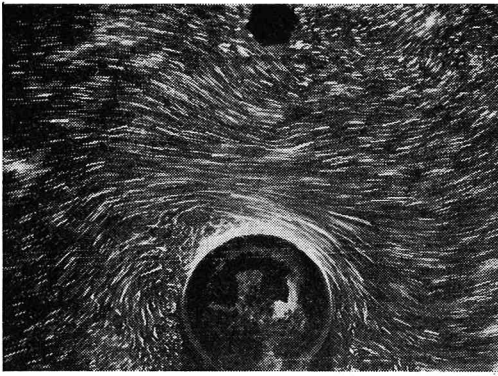
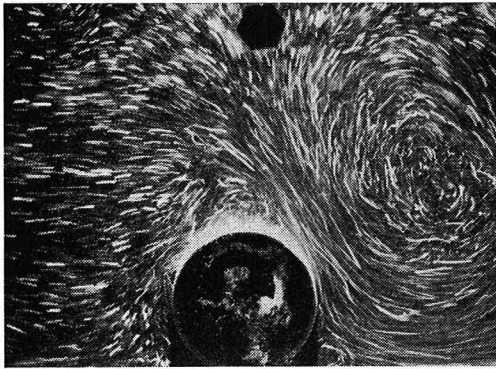
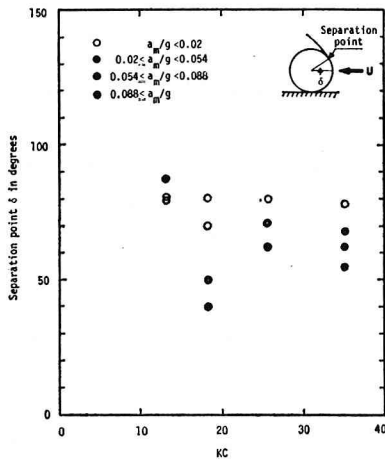


図-6 最大揚力の発生する位相

以上のことから壁に接して置かれた場合には揚力の発生は渦よりもむしろ平均流によって強く支配されていると考えられる。

5. 流れの可視化

以上述べたようにもし平均流が各々の力の発生に大きく寄与しているならば、流れの剝離点の位置が (特に揚力については) 重要となってくる。前述のように θ_{max} は $KC > 10$ の場合には $2\pi/3$ 又は $5\pi/3$ であった。従ってここでは最大揚力が発生していると考えられる $2\pi/3$ の位相における流れの様子を詳しく調べることにする。写真-1, 2 は夫々その 1 例であって、同じ KC 数 18.3 であるが流れの周期が異っている (即ち流体の加速度が異っている) 場合を示している。これから明らかなように同じ KC 数であっても周期が短い (即ち加速度が大きい) 程円柱前面で剝離することが知られる。図-7 はこれらの剝離点の位置に関する観測結果を示したものであり、 KC 数が同一であっても a_m/g の値によって剝離点が系統的に変化することが明らかにされている。

写真-1 位相 $2\pi/3$ における流線 ($KC=18.3$, $T=9$ sec)写真-2 位相 $2\pi/3$ における流線 ($KC=18.3$, $T=3$ sec)図-7 θ_{max} における剥離点

以上の観測によって 図-4 において C_L が a_m/g の値によってグループ分けされる理由を合理的に説明できる。即ち、 a_m/g が大きい程円柱前面で剥離する為揚力が小さくなると考えられる。図-2 の慣性係数につい

ても同様な説明が可能である。Milne-Thomson⁹⁾ は円柱近傍の流れから慣性係数を議論しているが、剥離点が前面に移動すれば、円柱背後へ回り込む流体が供給される位置が異ってくる為 a_m/g の値によって慣性係数が変化すると考えられる。

6. 結 語

以上の実験と考察により次のことが明らかとなった。(1) 慣性係数は KC 数および a_m/g の値によって決定される。(2) 抗力係数は $KC > 7$ に対しては KC 数のユニークな関数であり、 KC 数の増加とともに単調減少し、最終的には 1.2 程度の値をとる。(3) 揚力係数は KC 数の増加とともに単調減少し、 a_m/g の値が大きい程値が小さくなる。揚力は渦よりもむしろ平均流によってその発生が支配されており、慣性力や抗力よりもかなり大きい値をとる。(4) 可視化によって剥離点を観察し、その結果その位置は a_m/g の値によって大きく異なっていることが示され、慣性係数や揚力係数が a_m/g によってグループ分けされる理由を合理的に説明できた。

本研究に際して菅野義信君(当時埼玉大学四年生)に実験を手伝って頂いた。記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Ikeda, S. and Y. Yamamoto: Lift force on cylinders in oscillating flows, Tech. Rept. of Foundation Engrg., Saitama Univ., Vol. 10, 1981.
- 2) Ikeda, S. and Y. Yamamoto: Oscillatory flow forces on cylinders near boundary (submitted to WW Div., ASCE).
- 3) Milne-Thomson, L. M.: Theoretical hydrodynamics, Macmillan, 1968.
- 4) Morison, J. R., et al.: The forces exerted by surface waves on piles, Petroleum Trans., Amer. Inst. on Mining Eng., Vol. 189, 1950.
- 5) Keulegan, G. H. and L. H. Carpenter: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, Jour. of Res., NBS, Vol. 60, 1958.
- 6) 長崎作治・尾形 賢: 海底パイプラインに作用する波力について, 第 18 回海岸工学講演会論文集, 1971.
- 7) Sarpkaya, T.: Forces on cylinders and spheres in a sinusoidally oscillating fluid, Jour. of Appl. Mech., ASME, Vol. 42, 1975.
- 8) Sarpkaya, T.: Forces on cylinders near a plane boundary in a sinusoidally oscillating fluid, Jour. of Fluid Engrg., ASME, Vol. 98, 1976.
- 9) Yamamoto, T., J. H. Nath and L. S. Slotka: Wave forces on cylinders near plane boundary, ASCE, Vol. 100, No. WW4, 1974.
- 10) Wright, J. C. and T. Yamamoto: Waves forces on cylinders near plane boundaries, ASCE, Vol. 105, No. WW1, 1979.