波と流れが共存する場における流体力について (1)

堀川 清司*・水口 優**・北沢 修***・柳本 泰伴****

1. はじめに

波と流れが共存する場において，物体に作用する流体力を算定する場合，流体力を抗力と質量力の和と考えると，抗力項に波と流れの水粒子速度の相乗効果の項が現われ，単純に波の力と流れの力を加えたものよりも大きな力を生じると考えられる。本研究では，波と流れが共存する場合の流体力を Morison 式に準じた推算式に基づいて計算し，その結果について実験的な検討を加え，波と流れが共存する場合の流体力の把え方を論じる。あわせて，波と流れが共存する場合の抗力係数，質量係数，波のみによる抗力係数，質量係数，および流れのみによる抗力係数の個々の特性，ならびにそれら相互の関連性についても検討を加える。

なお，本研究では計算および実験ともに，進行波中を一定速度で物体（円柱）を曳航した場合を扱う。

2. Morison 式に準じた波力の推算

円柱に作用する波力の推算の基本式としては，波力を抗力と質量力の和であるとした Morison-Johnson-O'Brien[1] の式がある。これは次のように表わされる。

$$F_T=F_D+F_M=\int_{-h}^{\zeta}\frac{\rho D}{2}C_D u|u|dz+\int_{-h}^{\zeta}\frac{\rho\pi D^2}{4}C_M\frac{du}{dt}dz \qquad (1)$$

ここに，F_T: 全波力，F_D: 抗力，F_M: 質量力，D: 円柱の直径，ρ: 水の密度，u: 波の水粒子水平速度，du/dt: 水粒子水平加速度，C_D: 抗力係数，C_M: 質量係数，ζ: 静水面よりの水位変動，h: 水深，z: 静水面より上向。

本研究では，上式 (1) に流れの効果を考えたものを用いる。ただし，この場合波と流れの相互干渉を無視し，水粒子速度は流れがないとしたときの波の水粒子速度と流れの速度のベクトル和により与えられるものとする。波は流れが無いと仮定した場合の波高 $H(=2a)$，周期 T の微小振幅波を考え，流れは流速 U の一様定常流を考える。円柱に作用する全波力は，円柱の位置を $x=0$ にとれば次のように表わせる。

$$F_T=F_D+F_M=\int_{-h}^{\zeta}\frac{\rho D}{2}C_D(u+U)|u+U|dz+\int_{-h}^{\zeta}\frac{\rho\pi D^2}{4}C_M\frac{d(u+U)}{dt}dz \qquad (2)$$

$$u=a\sigma\frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}\cos\sigma_0 t,\quad \zeta=a\cos\sigma_0 t,$$

$$\sigma_0=kU+\sigma,\quad \sigma=2\pi/T,\quad \sigma^2=gk\tanh kh,$$

k: 波数，g: 重力加速度

(1) 抗力 F_D について

抗力 F_D は，定常流速 U と水深 h，波の性質（周期と波高）の関係により次の3つの場合に分けられる。

a) Pattern 1 ―定常流速 U が支配的な場合―

流速 U が十分に大きければ，どの位相 $\sigma_0 t$ においても全水深に渡って $u+U$ が同符号となる。水面における波の水粒子速度を u_ζ としてその条件を式で表わすと，

$$\left.\begin{array}{l} U>0 \text{ のとき} \\ |U|>|(u_\zeta)_{\sigma_0 t=\pi}|=a\sigma\dfrac{\cosh k(h-a)}{\sinh kh} \\ U<0 \text{ のとき} \\ |U|>|(u_\zeta)_{\sigma_0 t=0}|=a\sigma\dfrac{\cosh k(h+a)}{\sinh kh} \end{array}\right\} \qquad (4)$$

この条件を満たすならば $(u+U)|u+U|=\mathrm{sign}(U)(u+U)^2$ となり，F_D は以下のようになる。ただし $\mathrm{sign}(U)$ は U の符号を表わす。

$$F_D=\mathrm{sign}(U)\frac{\rho DC_D}{2}[I_1+2I_2U+U^2(h+\zeta)] \qquad (5)$$

$$\left.\begin{array}{l} I_1=\displaystyle\int_{-h}^{\zeta}u^2dz\doteqdot ga^2n\cos^2\sigma_0 t \\ I_2=\displaystyle\int_{-h}^{\zeta}udz\doteqdot\frac{a\sigma}{k}\cos\sigma_0 t \\ \text{ただし，}n=\dfrac{1}{2}\left(1+\dfrac{2kh}{\sinh 2kh}\right) \end{array}\right\} \qquad (6)$$

ここで，I_1, I_2 の項では微小項を無視した。

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科
** 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科
*** 学生会員 東京大学大学院 工学系研究科
**** 正会員 住友金属工業株式会社

b) Pattern 2

定常流速 U がそれほど大きくないと，$u+U|_{z=\zeta}$ と $u+U|_{z=-h}$ が符号を異にすることが起こるが，その場合，底面における波の流速 u_B の最大値が U よりも小さい場合，すなわち

$$\left.\begin{aligned}&U>0\ のとき\\&a\sigma\frac{\cosh k(h-a)}{\sinh kh}>|U|>|(u_B)_{\sigma_0 t=\pi}|=\frac{a\sigma}{\sinh kh}\\&U<0\ のとき\\&a\sigma\frac{\cosh k(h+a)}{\sinh kh}>|U|>|(u_B)_{\sigma_0 t=0}|=\frac{a\sigma}{\sinh kh}\end{aligned}\right\} \quad\cdots\cdots(7)$$

の場合は，ある位相 $\sigma_0 t$ においては，水深方向で流れの向きが逆転しており，その位置は $z+h=s$ とおけば次の式で与えられる。

$$s=\frac{1}{k}\ln\{f(t)+\sqrt{f^2(t)-1}\}\quad\cdots\cdots(8)$$

$$f(t)=-\frac{U\sinh kh}{a\sigma\cos\sigma_0 t}$$

また，水面において $U+u_\zeta=0$ となる位相を θ_ζ とすると，θ_ζ は次の式の解となっている。

$$\begin{aligned}&U+(u_\zeta)_{\sigma_0 t=\theta_\zeta}\\&=U+a\sigma\frac{\cosh k(h+a\cos\theta_\zeta)}{\sinh kh}\cos\theta_\zeta=0\\&\qquad(0<\theta_\zeta<\pi)\quad\cdots\cdots(9)\end{aligned}$$

抗力 F_D は，式 (2)，(3) からもわかるように $\sigma_0 t=\pi$ に対して対称，すなわち $F_D(\theta)=F_D(2\pi-\theta)$ であるので，以下では $0\leq\sigma_0 t\leq\pi$ の範囲で考える。

(i) $\mathrm{sign}(U)(\theta_\zeta-\sigma_0 t)\geq 0$，$0\leq\sigma_0 t\leq\pi$ という条件を満たす位相 $\sigma_0 t$ の場合，抗力 F_D は Pattern 1 と同じ式 (5) で表わされる。

(ii) $\mathrm{sign}(U)(\theta_\zeta-\sigma_0 t)<0$，$0\leq\sigma_0 t\leq\pi$ を満足する位相 $\sigma_0 t$ のときは次のようになる。

$$\begin{aligned}F_D=&\mathrm{sign}(U)\frac{\rho D}{2}C_D[2(K_1+2K_2U+U^2S)\\&-\{I_1+2I_2U+U^2(h+\zeta)\}]\quad\cdots\cdots(10)\end{aligned}$$

$$\left.\begin{aligned}K_1&=\int_{-h}^{s-h}u^2dz=\frac{ga^2}{2\sinh 2kh}\\&\times(\sinh 2ks+2ks)\cos^2\sigma_0 t\\K_2&=\int_{-h}^{s-h}udz=\frac{a\sigma}{k}\frac{\sinh ks}{\sinh kh}\cos\sigma_0 t\end{aligned}\right\}\quad\cdots(11)$$

c) Pattern 3

定常流速 U が小さく，ある位相においては水深方向全域で流れが逆転する場合，すなわち

$$|U|<\frac{a\sigma}{\sinh kh}\quad\cdots\cdots(12)$$

の場合。底面において，$U+u_B=0$ となる位相を θ_B とすると，θ_B は次のように表わせる。

$$U+\frac{a\sigma}{\sinh kh}\cos\theta_B=0,\ 0\leq\theta_B\leq\pi$$

$$\therefore\ \theta_B=\cos^{-1}\left(\frac{U\sinh kh}{a\sigma}\right)\quad\cdots\cdots(13)$$

θ_B と Pattern 2 で求めた θ_ζ を位相の境界として次の3つの場合が起こる。

(i) $\mathrm{sign}(U)(\theta_\zeta-\sigma_0 t)\geq 0$，$0\leq\sigma_0 t\leq\pi$ のとき
Pattern 2 の (i) と同じ

(ii) $\left.\begin{aligned}&U>0,\ \theta_B\leq\sigma_0 t<\theta_\zeta\\&U<0,\ \theta_B>\sigma_0 t>\theta_\zeta\end{aligned}\right\}$ のとき
Pattern 2 の (ii) と同じ

(iii) $\mathrm{sign}(U)(\theta_B-\sigma_0 t)<0$，$0\leq\sigma_0 t\leq\pi$ のとき

$$F_D=-\mathrm{sign}(U)\frac{\rho D}{2}C_D[I_1+2I_2U+U^2(h+\zeta)]\quad\cdots\cdots(14)$$

(2) 慣性力 F_M について

この場合の加速度項は Lagrange 的に考えて，次のように表わせる。

$$\frac{d(u+U)}{dt}=\frac{\partial u}{\partial t}+(u+U)\frac{\partial u}{\partial x}+w\frac{\partial u}{\partial z}\quad\cdots(15)$$

波形勾配の2次以下の項を無視すると次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{d(u+U)}{dt}&\fallingdotseq\frac{\partial u}{\partial t}+U\frac{\partial u}{\partial x}\\&=-a\sigma^2\frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}\sin\sigma_0 t\quad\cdots(16)\end{aligned}$$

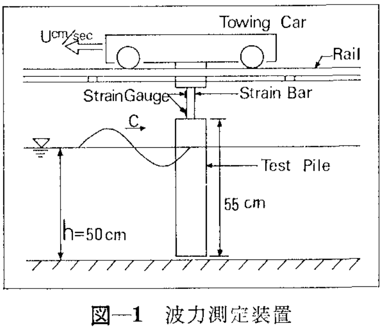
したがって，慣性力 F_M は，

$$\begin{aligned}F_M&=\frac{\rho\pi D^2}{4}C_M\int_{-h}^{\zeta}\frac{d(u+U)}{dt}dz\\&=-\frac{\rho\pi D^2}{4k}C_Ma\sigma^2\sin\sigma_0 t\quad\cdots\cdots(17)\end{aligned}$$

と表わせる。

3. 実験方法および実験条件

実験は全長 23 m，幅 80 cm，高さ 1 m の2次元造波水路で行った。図―1 に示すように，水路上縁に取り付けてあるレール上を自走する台車にアクリル製の円柱を取り付け，それに作用する全流体力を測定した。実験条件は，水深 h=50 cm で一定とし，円柱の直径 D=15.9，30.0，60.5 mm の3ケース，流速（以下，円柱の曳航速



図―1 波力測定装置

度を流速と記す）$U=0$, ± 10, ± 20, ± 30, ± 40, ± 50 cm/sec の計 11 ケースであり，波の条件は **表—1** に示す通りである。1つの波の条件に対し上記のように流速を変化させ計 500 ケースの実験を行った。

表—1　実験条件

H cm ＼ T sec	0.6	0.8	1.0	1.3	1.7
2.0	1—A	2—A	3—A	4—A	5—A
4.0		2—B	3—B	4—B	5—B
6.0			3—C	4—C	5—C
8.0				4—D	5—D

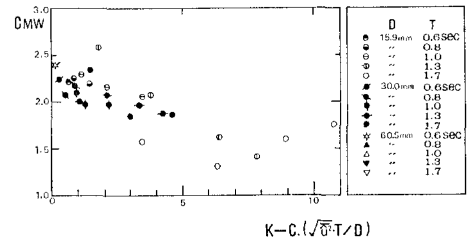
4.　実験結果ならびに考察

(1)　波のみによる質量係数 C_{MW}，抗力係数 C_{DW}

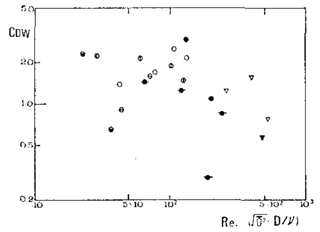
まず，予備的な考察として波のみによる質量係数と抗力係数を求めた。波の峰および谷に対応する点の波力から抗力係数を，$\zeta=0$ となる点に対応する波力から質量係数を算出した。図—2 は横軸に K-C 数をとり質量係数を整理したものであり，図—3 は横軸に R_e 数をとって抗力係数を整理したものである。なお，代表流速の値としては次の値を用いた。

$$\hat{\bar{u}}^2=\frac{1}{T}\int_0^T\frac{1}{h}\int_{-h}^0 u^2dzdt=\frac{ga^2}{2h}n \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

質量係数 C_{MW} は K-C 数の増加と共に減少していく傾向が見られる。図—3 は，比較的抗力が卓越する場合（K-C 数 $\geqq 2$）の点をプロットしたものであるが，非常にばらついている。強いて平均すれば $C_{DW}=1.6$ 程度であり，定常流における C_D よりもかなり大きな値になっている。また，C_{DW} はこの実験の測定範囲において R_e 数によらないものとみなせる。



図—2　波による質量係数



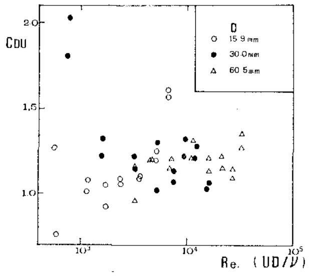
図—3　波による抗力係数

(2)　一様流による抗力係数 C_{DU}

円柱を一定速度で動かした場合，円柱に作用する力は一様流中に置かれた円柱に作用する力と等しいと考えることができる。一様流中に置かれた円柱に作用する力は次のように表わされる。

$$F_U=\frac{\rho D}{2}C_{DU}U^2h\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(19)$$

実測値より逆算して抗力係数を求め，R_e 数で整理した結果を **図—4** に示す。本実験における R_e 数の範囲内では C_{DU} は一定で，その値は 1.15 程度であり従来の一様流中に置かれた円柱に対する抗力係数と一致している。



図—4　一様流による抗力係数

(3)　波と流れが共存する場合の抗力係数 C_{Dm}

上記 **2.** の推算式による全波力を一周期にわたり平均すると，慣性力項は 0 となり抗力項のみが残る。

$$\bar{F}_{TC}=\bar{F}_{DC}+\bar{F}_{MC}=\bar{F}_{DC}$$

なお，$-$ は位相平均を，添字 C は計算値を表わす。測定した波力から平均値 $\bar{F}_{Tm}$（添字 m は測定値を表わす）を求め，$C_D=1.0$ として推算式から求めた抗力の位相平均 $\bar{F}_{DC}$ との比を求めると，抗力係数 C_{Dm} となる。すなわち，

$$C_{Dm}=\bar{F}_{Tm}/\bar{F}_{TC}|_{C_D=1.0}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(20)$$

$\bar{F}_{TC}$ は Pattern 1 のときは次式のようになる。

$$\bar{F}_{TC}=\text{sign}\,(U)\frac{\rho DC_D}{2}\left[\frac{ga^2n}{2}+U^2h\right],$$

$$\text{ただし}\ T_0=\frac{2\pi}{\sigma_0}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(21)$$

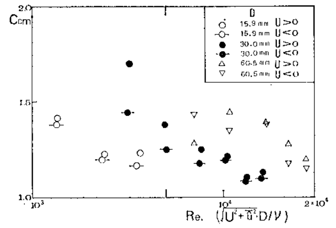
しかし，Pattern 2 と Pattern 3 では $\bar{F}_{TC}$ を解析的に求めることが困難なので数値計算より求めた。

以上のようにして求めた C_{Dm} を円柱の径別に R_e 数の近いものを平均して R_e 数で整理した図が **図—5** である。なお，このとき代表流速 U_* としては次の値を用いた。

$$U_*^2=\frac{1}{T_0}\int_0^{T_0}\frac{1}{h}\int_{-h}^0(u+U)^2dzdt=U^2+\hat{\bar{u}}^2$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(22)$$

結果は，円柱の径の同じものは右下がりの直線に乗り，その直線は直径分だけずれを生じている。

一方，本節の (1)，(2) における抗力係数の測定値から，波の C_{DW}，流れの C_{DU} は共に R_e 数によらずほぼ



図—5 波と流れによる平均的な抗力係数

一定であり，しかも波の C_{DW} が流れの C_{DU} よりも大きいことが言える。以上のことを考慮して次のように考えた。実測値は，

$$F_{Tm} \fallingdotseq \frac{\rho D}{2}(C_{DW}\bar{I}_1 + C_{DU}U^2h)$$

$$\bar{I}_1 = \frac{1}{T_0}\int_0^{T_0} I_1 dt = \frac{ga^2}{2}n \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(23)$$

と表わされるのに対し，計算値は抗力係数を定数としているため次のように表わされる。

$$\bar{F}_{TC} = \frac{\rho D}{2}C_D(\bar{I}_1 + U^2h) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(24)$$

ゆえに，波と流れが共存する場合の抗力係数は次のように表わすことができる。

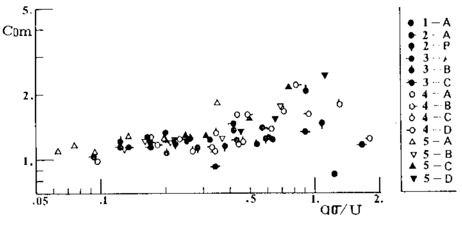
$$C_{Dm} = \frac{\bar{F}_{Tm}}{\bar{F}_{TC}} \doteqdot \frac{C_{DW}\bar{I}_1 + C_{DU}U^2h}{C_D(\bar{I}_1 + U^2h)|_{C_D=1.0}}$$

$$= C_{DU} + A(C_{DW} - C_{DU}) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(25)$$

ここに，$A = \left(\frac{a\sigma}{U}\right)^2 n \Big/ \left\{\left(\frac{a\sigma}{U}\right)^2 n + 2kh\tanh kh\right\}$

したがって，C_{DU}, C_{DW} が R_e 数によらず一定であるならば，C_{Dm} は波と流れの強さの比を表わす $a\sigma/U$ と相対水深 kh の関数となるはずである。そこで，$a\sigma/U$ を横軸にとり C_{Dm} をプロットした1つの例を図—6に示す。

図—6を見ると，R_e 数で整理した場合に比べてまとまりが良くなり，$a\sigma/U$ が小さいとき（流れが支配的なとき）C_D=1.0~1.3 という流れのみの抗力係数に近い値で一定値に漸近し，$a\sigma/U$ が大きくなるにつれて，ばらつきながらも右上がりになり，波のみによる抗力係数の特性と一致している。



図—6 波と流れによる抗力係数
(D=30.0 mm, U>0)

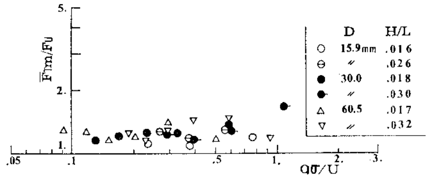
(4) 波と流れによる力の平均値

ここでは，力の平均値が波の存在により流れのみによる抗力 F_D に比べてどの程度増加するかという観点から扱う。その比は，上記の推算式より，Pattern 1 の場合は，

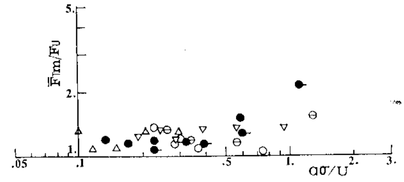
$$\bar{F}_{TC}/F_U = \bar{I}_1/U^2h + 1 = \left(\frac{a\sigma}{U}\right)^2 \frac{n}{2kh}\coth kh + 1$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(26)$$

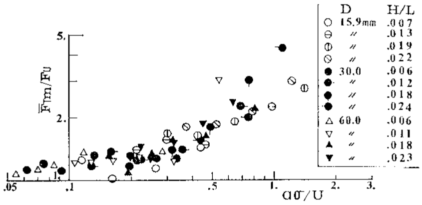
となり，$a\sigma/U$ と kh の関数となっていることがわかる。Pattern 1 と Pattern 2 の場合も，式 (26) とは若干異なるが，同じく $a\sigma/U$ と kh の関数となる。そこで kh をパラメーターとして $a\sigma/U$ を横軸にとって整理したグラフが 図—7 (a), (b), 図—8 (a), (b) である。一方，微小振幅波理論による推算式によって計算したものが図—9 である。実測，計算値共に $a\sigma/U$ が小さいときは流



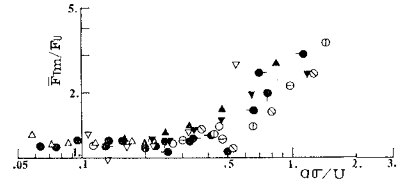
図—7 (a) 波と流れによる力の平均値
(kh=3.16, U>0)



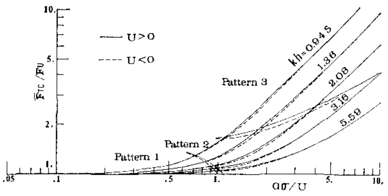
図—7 (b) 波と流れによる力の平均値
(kh=3.16, U<0)



図—8 (a) 波と流れによる力の平均値
(kh=0.945, U>0)



図—8 (b) 波と流れによる力の平均値
(kh=0.945, U<0)

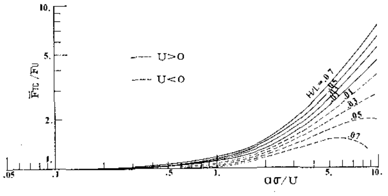


図—9 波と流れによる力の平均値
—微小振幅波理論—

れのみによる力を平均値として十分であるが，$a\sigma/U$ が増加していくと平均的な力も流れのみによる場合に比べて大きくなっていく。$a\sigma/U$ が大きくなると，実測値 $\bar{F}_{Tm}/F_U$ が計算値 $\bar{F}_{TC}/F_U$ よりも早く立ち上がる。これは，(3) で述べたように，抗力係数 C_{Dm} が $a\sigma/U$ の増加につれ，大きくなっていること，および波の有限振幅性の影響が考えられる。そこで，その影響を調べるために，**2.** の推算式に Stokes 波第2近似解を適用して平均値の計算を行った[2)]。微小振幅波論の場合と同様に3つの Pattern に分けて計算を行い，上記の場合と同様にその位相平均値を流れによる抗力と比べると $a\sigma/U$, kh, ak の関数となる。たとえば，Pattern 1 の場合には次のように表わせる。

$$\frac{\bar{F}_{TDS}}{F_U}=\left(\frac{a\sigma}{U}\right)^2\frac{n}{2kh}\coth kh+\left(\frac{a\sigma}{U}\right)\frac{ak}{2kh}\coth kh+1\cdots\cdots\cdots(27)$$

そこで，$a\sigma/U$ を横軸にとり，kh を個定し，ak をパラメーターとして求めた曲線が **図—10** である。**図—10** によると，$U>0$ のときは波形勾配が大きいほど微小振幅波理論によるものから離れて，立ち上がりが早くなっている。逆に $U<0$ のときは波形勾配が大きいほど平均値の増分は小さくなり，極値を生じる場合もある。



図—10 波と流れによる力の平均値
—Stokes 波第2近似—(kh=3.16)

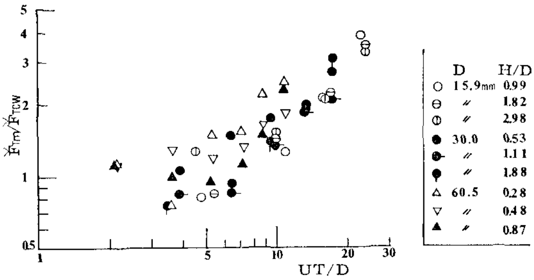
実測値 $\bar{F}_{Tm}/F_U$ の **図—7** (a), (b), **図—8** (a), (b) を見ると，波形勾配による違いは実験範囲内 ($H/L\leq 0.04$) では実測値のばらつきの範囲にはいってしまう。また，$a\sigma/U\to$ 大のときの立ち上がりの傾向は微小振幅波理論と変わらず，Stokes 波第2近似解を用いることの有効性はほとんどない。ただし，U が正の場合，負の場合よりもやや大きな平均値をとるという傾向をよく説明している。

(5) 波と流れが共存する場合の力の変動振幅

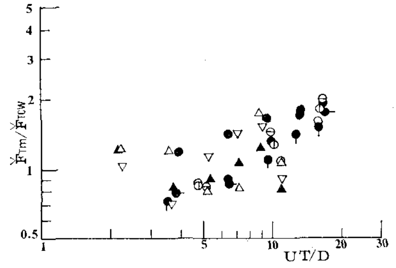
流れの存在により，波のみが作用する場合に比べてどの程度変動成分を生じるかという観点から整理する。ただし，それに寄与する要因は複雑なため，まず微小振幅波理論による Pattern 1 の場合について，関係するパラメーターを検討する。式 (5), (17) より

$$\frac{\check{F}_{TC}}{\check{F}_{TCW}}=\left\{\frac{D}{2}C_D(2I_2U+U^2\zeta)\right\}\Big/\left\{\frac{D}{2}C_DI_1+\frac{\pi D^2}{4}C_MI_M\right\}+1\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(28)$$

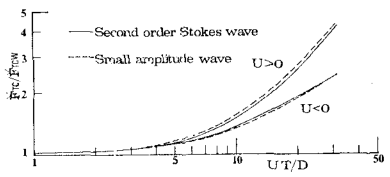
となる。ただし，$I_M=-(a\sigma/k)\sin\sigma_0t$, ˇ は位相振幅を表わす。各項間の大きさの比は $U^2\zeta/I_2U\sim U/C$, $DI_2U/D^2I_M\sim UT/D$ となる。一方で Pattern の分類が $a\sigma/U$, kh で定まることを考え合わせて，関与するパラメーターは U/C, UT/D, $a\sigma/U$, kh の4つとなる。振幅に影響する項の中でも，最も大きく効いてくるのは，流れが支配的 ($a\sigma/U\ll 1$) な場合，抗力項の I_2 の項と慣性力の項であるので，4つのパラメーターの中でも UT/D が最も効いてくると思われる。よって横軸に UT/D を用いて実測値を整理したものが **図—11** (a), (b) である。一方，微小振幅波理論および Stokes 波第2近似解を用いて計算した結果を **図—12** に示すが，有意な差は認められない。図に示していないが kh および H/D の違いによる有意な差も認められない。これは実測値にも言えることであり，kh の違い，H/D の違いによらずよく点がまとまっている。これは，流れによる振



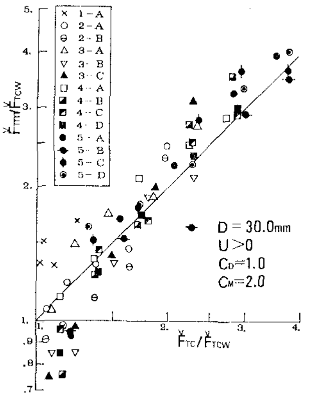
図—11 (a) 波と流れによる力の変動振幅
(kh=2.1, $U>0$)



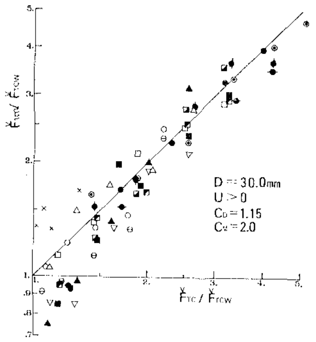
図—11 (b) 波と流れによる力の変動振幅
(kh=2.1, $U<0$)



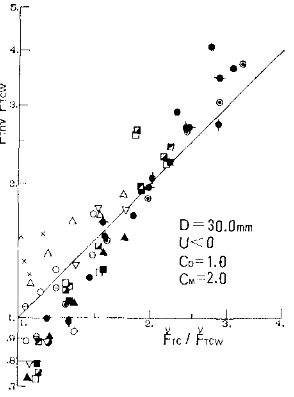
図—12 波と流れによる力の変動振幅—計算値—
(kh=2.1, H/L=0.04, H/D=2.0)



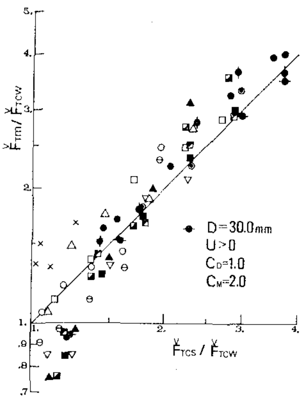
図—13 (a) 波と流れによる力の変動振幅



図—13 (c) 波と流れによる力の変動振幅



図—13 (b) 波と流れによる力の変動振幅



図—13 (d) 波と流れによる力の変動振幅—Stokes波—

幅の増分がほとんど UT/D だけで決まってしまうことを意味する。関与するパラメーターが多いため，以下ではもっと直接的に計算値と実験値の比較を試みる。図—13 (a), (b) は C_D=1.0, C_M=2.0 とした場合の計算値を微小振幅波理論による波だけのときの振幅の計算値で割ったものを横軸に，縦軸には，測定値を同様に基準化したものをとって整理したものである。傾き1の直線に点が良く乗っているが，U が負の場合，正の場合に比べて変動振幅がやや小さい傾向がある。全体としては，振幅の増分が小さいところでは，計算値が実測値よりも大きく，増分が大きくなるにしたがって実測値が計算値よりも大きくなっている。その原因の1つとしては，計算値はすべて C_D=1.0 として行ってきたことがあげられる。そこで，U が十分に大きい場合の値である C_D=1.15 を用いて計算したのが図—13 (c) であり，絶対値の大きい所で両者は良く一致しているが，波の周期が長いほどまた波高が大きいほど，点が直線より下にくる傾向がある。これは C_M=2.0 としたことが原因であると思われる。すなわち前述したように C_M は K-C 数が大きくなるほど小さくなる傾向がある。そのために周期が長く波高の大きいものほど点が下がってくる。なお，前記と同様に有限振幅性の影響をみるために，Stokes 波第2近似解を用いて計算を行った。図—13 (d) にその結果を示すが，ほとんど改善されない。C_D, C_M の値の誤差を考えるとその必要性はないと判断される。

5. 結　論

(1) 抗力係数 C_{Dm} は $a\sigma/U$ により良くまとまり，$a\sigma/U$ が小さいときは一様流による抗力係数とほぼ等しく，$a\sigma/U$ の増加とともに増える傾向がある。これは波の抗力係数が，流れの抗力係数より大きいためであろう。

(2) 流れによる振幅の増加には UT/D が支配的なパラメーターである。

(3) 流れの存在下の波力を推算する場合，波の力と流れの力の線型和でなく，Morison 式に波と流れの水粒子速度をベクトル和したものを用いて計算して十分な精度を得る。

本研究は本州四国連絡橋公団よりの委託により行われたものであることを付記し，関係各位に謝意を表する。

参 考 文 献

1) Morison, J.R., J.W. Johnson, and M.P. O'Brien: Experimental Studies of Forces on Piles, Proc. 4th Conf. Coastal Eng., pp. 340～370, 1954.
2) 堀川清司：海岸工学，東大出版会，317 p., 1973.