

II—8 波による底質の初期移動について

北見工業大学工学部 正員 佐藤 幸雄
北見工業大学工学部 正員 鯨 目 淑 範

I. まえがき

波による底質の移動を考えると、底質が砂粒の場合には、従来より移動限界流速 u_c は Lamb の境界層理論を用いて層流状態の値として求められている。そして、この場合の移動限界流速は周期の $1/2$ 乗および粒径の $1/4$ 乗に比例するとされている。また、このときの摩擦係数は $\tan \varphi = 1.0$ とする場合が多い。しかし、砂粒の移動限界を実験により求めると、砂面が表層移動、全面移動など種々の移動状態が考えられるが、概して、移動限界流速には周期の影響が理論値より大きく現われることが以前行った実験において見受けられた。すなわち、周期が $T = 1.7 \text{ sec}$ ぐらいに長くなると、移動限界流速は理論値より次第に大きくなることである。この原因には種々の粒径により砂の摩擦係数、遮へい係数が異なること、非定常流に基づく仮想質量力さらに鉛直方向の揚力などが影響を及ぼしているものと考えられる。

また、移動限界流速を求めるもう一つの理論として、砂粒を1ヶの球に想定し、この球に加わる抗力と仮想質量力との合力より求める方法があるが、本研究では、この理論の合成力などの程度周期の影響と表現し得るかを調べることとした。そして、砂粒の移動機構を解明する前段として砂粒より比較的粒径、重量などが明確なガラス球を用いて2・3の検討を行なった。結果は以下の通りである。

II. 摩擦係数の値

ガラス球の直径は表-1に示すような平均粒径 1.67 cm , 1.25 cm , 0.68 cm の3種類を使用した。静止摩擦係数の測定方法は図-2に示すように板の面にガラス球を動かさないよう整然と張り付け、その上に2〜3ヶの移動用のガラス球をのせる。つぎに、ジャッキにより徐々に板の傾斜を急にして行き、移動用ガラス球のいずれか1ヶが落下したときの α , θ の値をスケールで測り、 $f = \tan \varphi = \theta / \alpha$ より求めた。この場合、ガラス球を張り付けたベースを3種類作り、移動用ガラス球の3種類と組合せて全部で9ケースについて測定を行った。

表-1 ガラス球の値

平均粒径 cm	1ヶの空中 重量 W_0 (gr)	単位体積 重量 W_s (gr)
1.67	6.09	2.50
1.25	2.51	2.45
0.68	0.39	2.36

図-1

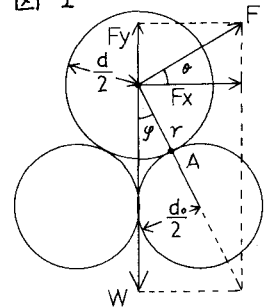
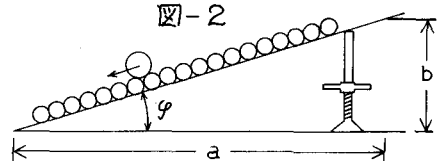


図-2



一方、図-1のようにベースのガラス球と移動用ガラス球の径とそれぞれ、 d_0 および d とすると、 $\sin \varphi = d_0 / (d + d_0) = 1 / (\frac{d}{d_0} + 1)$ であるから

$$\varphi = \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{\frac{d}{d_0} + 1} \right\}, \quad f = \tan \varphi = \tan \left\{ \sin^{-1} \frac{1}{\frac{d}{d_0} + 1} \right\} \quad \dots (1)$$

となり、静止摩擦係数はベースと移動用のガラス球の径の比 d/d_0 により変化することになる。測定により得られた $\tan \varphi$ の値は図-3に示すように d/d_0 が小さくなる程 $\tan \varphi$ の値は大きくなるのがわかる。また、図中に実線で式(1)の値を示した。傾向は測定値と類似しているが、測定値の方が若干小さい値を示している。すなわち、測定値の方が動き易いと云える。この事は、測定値の場合の移動用ガラス球はベースの凹部に沿って立体的に落下するためと考えられる。

したがって、本研究では測定値の平均的な値を用いることと

し、図中に破線と示すと、 $f = 0.8 \tan \varphi$ となる。

Ⅲ. 定常流の抗力係数 $C_{d,s}$ の値

波による移動限界流速を求める前に定常流中のガラス球の移動限界流速を調べ、これより抗力係数を求めることにした。実験には木製の小型南水路(中20cm, 深さ15cm, 長さ5.5m, 矩形断面)を作り、水路底勾配と $I = 1/500$ に設置した。つぎに、水路の全長に渡ってベース用のガラス球を敷きつめ、水路の中間奥付近で、また、流速が速い水路のセンター部に、縦断方向にある程度の間隔を取って移動用ガラス球をさるゝ置いた。初め、流量を小さく流し、ガラス球が移動しない場合はバルブにより段階的に流量を増しガラス球が移動した時奥で、流量 Q , 水深 h , さらに、センター部分の水深方向についての流速 U の分布をプロベラ式流速計により測定した。実験 CASE はベースと移動用ガラス球の組合せて 9 CASE 行った。

ガラス球の移動に関係深いガラス球位置の流速 U_d についてはプロベラ流速計の測定値では十分信頼されないことが考えられるため、つぎのようにして求めることにした。まず、プロベラ流速計による流速分布の測定値より平均流速 U_m を求め、この U_m とその時の各水理量の測定値と次式の対数分布型の平均流速式に代入し、相当粗度 k_s を逆算した。

$$\log k_s = \log h - \frac{1}{5.75} \left(\frac{U_m}{\sqrt{g R I}} - 6.0 \right) \quad \text{.....(2)}$$

その結果は、同一ベースについての k_s の値には多少差異があるが、それらの平均値と求めると表-2 に示す値となった。つぎに、これらの各ベースについての k_s の値を使用して各移動用ガラス球位置の流速 U_d の値と次式により推定した。 U_d の値を表-2 に示した。

$$U_d = \sqrt{g R I} (8.5 + 5.75 \log \frac{d}{k_s}) \quad \text{..... (3)}$$

一方、図-1 における W および F_x の値とそれぞれ

$$W = (w_s - w_0) \frac{\pi}{6} d^3$$

$F_x = \frac{w_0 \pi}{8 g} C_{d,s} \cdot d^3 U_d^2$, w_0 : 水の単位体積重量とあくと、ガラス球の移動限界時では、

$$W \cdot f = F_x, \quad f = 0.8 \tan \varphi$$

である。これより、

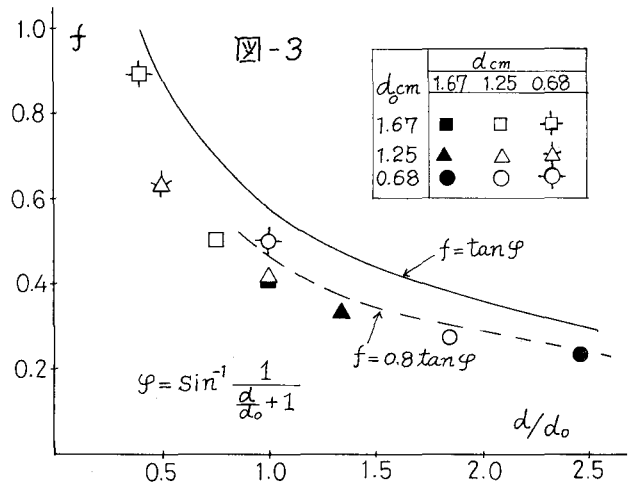
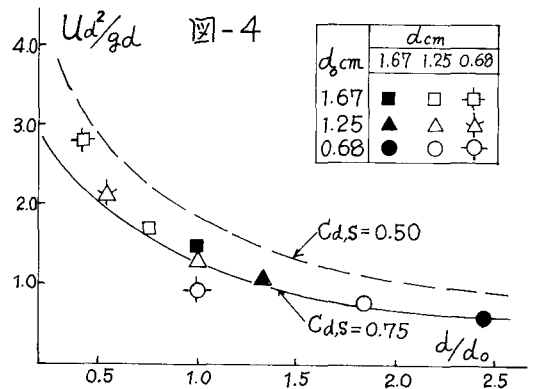


表-2

$\nu = 0.0131 \text{ (cm}^2\text{/sec)}$

d_{cm}	d_{cm}	d/d_0	$k_s \text{ cm}$	$U_d \text{ cm/sec}$	U_d^2/gd	$Re = \frac{U_d d}{\nu}$
1.67	1.67	1.000	0.057	48.7	1.45	6204
	1.25	0.749		45.9	1.72	4379
	0.68	0.407		43.3	2.81	2247
1.25	1.67	1.336	0.090	41.6	1.05	5297
	1.25	1.000		39.7	1.29	3789
	0.68	0.544		37.7	2.13	1956
0.68	1.67	2.456	0.560	31.7	0.61	4044
	1.25	1.840		30.1	0.74	2869
	0.68	1.000		24.9	0.93	1294



$$(w_s - w_0) \cdot \frac{\pi}{6} d^3 \times 0.8 \tan \varphi = \frac{w_0 \pi}{8 g} C_{d,s} d^3 U_d^2$$

$$\frac{U_d^2}{g d} = \frac{4}{3} \left(\frac{w_s}{w_0} - 1 \right) \times 0.8 \tan \varphi / C_{d,s} \quad \text{..... (4)}$$

表-2 に示した U_d^2/gd と d/d_0 の値を図に示すと図-4 のようになる。また、一般に球に対する抗力係数 $C_{d,s}$ の値は本実験の $Re = \frac{U_d d}{\nu}$ が 1000 ~ 6000 の場

合は $C_{ds} = 0.5$ とされる。したがって、 $C_{ds} = 0.5$ の場合、 d/d_0 に対する Ud/gd の値を式(4)により求めると図-4の破線のようになる。計算値は測定値より若干大きい値を示している。そこで、測定値の平均的な値を与える曲線を実線で示したが、この場合の C_{ds} は 0.75 である。

IV. 波による移動限界流速

図-1に従って、鉛直方向の垂直力 W 、 F_y ならびに水平力 F_x のA点のまわりのモーメントを考えると、ガラス球の移動限界時においては $(W - F_y) \cdot f = F_x$ の関係が成立つ。

水平方向、鉛直方向流速をそれぞれ u , v とすると、水平、鉛直方向の流体力はそれぞれ、

$$F_x = \frac{\omega_0 \pi}{8g} C_{ds} d^2 |u| u + \frac{\omega_0 \pi}{6g} C_M d^3 \frac{du}{dt} \quad \dots (5)$$

$$F_y = \frac{\omega_0 \pi}{8g} C_{ds} d^2 |v| v + \frac{\omega_0 \pi}{6g} C_M d^3 \frac{dv}{dt}$$

で表わされ、また、 W は、

$$W = (\omega_s - \omega_0) \frac{\pi}{6} d^3 \quad \dots (6)$$

である。ここで、水平、鉛直方向の抗力係数はIII.に述べた定常流の場合の値を使用するものとし $C_{ds} = C_{ds}' = 0.75$ とする。

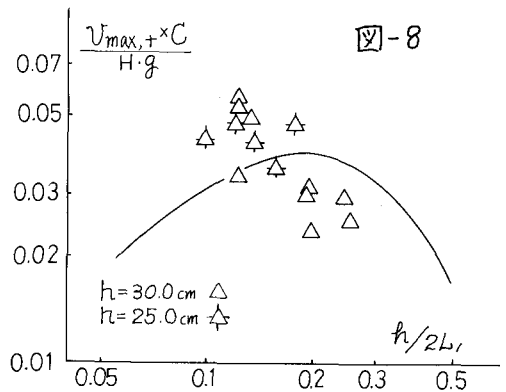
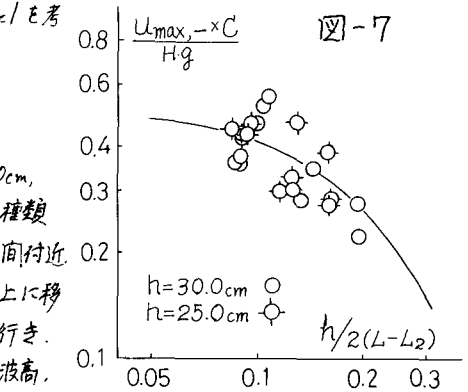
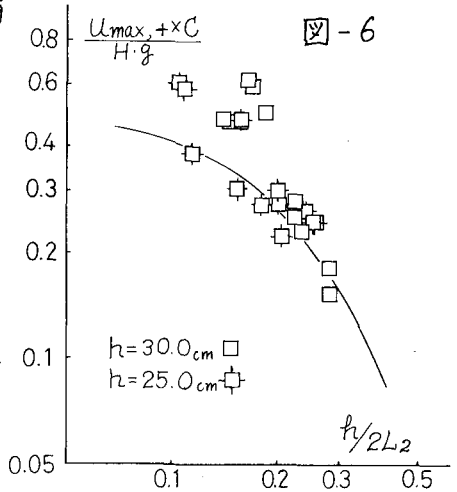
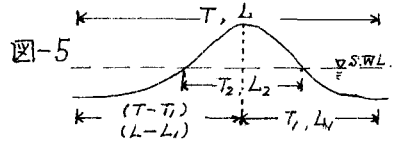
また、仮想質量係数、摩擦係数はそれぞれ $C_M = 1.5$,

$f = 0.8 \tan \varphi$ を使用する。さらに、ガラス球が負の水平力により波の進行方向と反対方向に移動する場合も考慮して、 $|F_x|$ を考え、
 $(W - F_y) f = |F_x| \quad \dots (7)$

とする。

波による移動限界流速の測定は2次元造波水槽(巾25cm, 深250cm, 長さ22m)を使用し、周期は $T = 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.7 \text{ sec}$ の5種類水深は $h = 30.0, 25.0 \text{ cm}$ の2通りである。また、水槽の測定区間付近の2mぐらいの長さの範囲にベース用ガラス球を取っつけ、その上に移動用ガラス球を5ヶ程度おく。そこで、波高と徐々に大きくして行き、ガラス球のうち1ヶが移動(Rocking状態は除く)したときの波高、流速ならびにガラス球頂部付近の水平・鉛直方向の流速を測定した。流速測定には熱線流速計を使用した。測定の過程において、ベースのガラス球が $d_0 = 1.25, 1.67 \text{ cm}$ の場合は図-3でもわかるよう ϕ の値が大きくなり、実験波程度ではほとんど移動せず、したがって、測定ではベースは $d_0 = 0.68$ の1種類、移動用ガラス球は $d = 1.67, 1.25, 0.68$ の3CASEについて測定を行った。

つぎに、波形の記録より図-5に示すような T, T_1, T_2 の各時間を読みとり、流速 U の測定値を使用して L, L_1, L_2 の値を求めた。これらの値を用いて、ガラス球の移動時の流速値について、その最大流速を $U_{\max, +} C / Hg \sim h/2L_2$,



$U_{max,-} \sim C/Hg \sim h/2(L-L_2)$, $V_{max,+} \sim C/Hg \sim h/2L_1$ の関係でそれぞれ図示したものが図-6, 7, 8 である。図中の実線は微小振巾波理論による式により計算した値である。

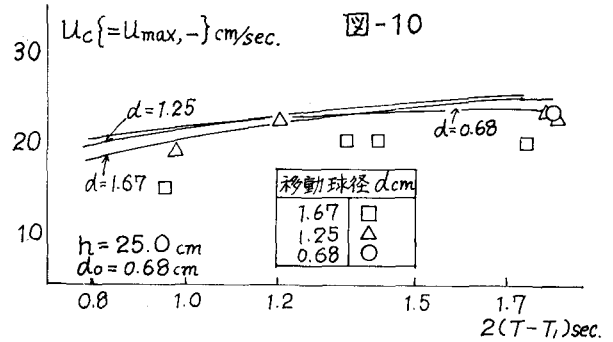
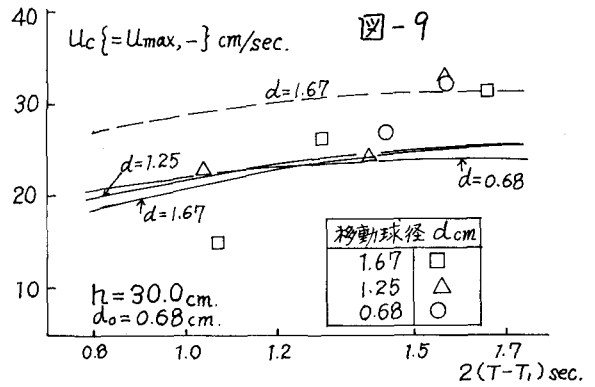
$$\left. \begin{aligned} U_{max,\pm} &= \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh 2\pi(h+y)/L}{\sinh 2\pi h/L} \\ V_{max,\pm} &= \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh 2\pi(h+y)/L}{\sinh 2\pi h/L} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

y の値はブロー位置で水深 $h=30, 25\text{cm}$ のときそれぞれ $y=-26.7, -21.7\text{cm}$ とした。図-8 のガラス球移動時の V_{max} の値は式(8)と異なった値を示しているが、これは V_{max} の値が非常に小さいため測定誤差が多分に含まれていることが考えられる。しかし、図-6, 7 の U_{max} に関しては式(8)に適合した値を示していると云える。

つぎに、本研究では使用した周期が $T=0.8 \sim 1.7\text{sec}$ であり境界層厚 δ の値は $\delta=5\sqrt{\nu T/\pi}$ が $0.29\text{cm} \sim 0.42\text{cm}$ でガラス球の径の方が大きい。ため、 U, V の値には微小振巾波の式(8), (9) を使用することとした。 ($\sigma=2\pi/T$)

$$u = U_{max} \sin(\sigma x), \quad v = V_{max} \cos(\sigma x) \quad \dots (9)$$

式(5)(6)(7)を用いて流速を式(9)で与えに場合の計算では式(7)を満足するときの位相は各粒径共に周期 $T=1.0\text{sec}$ で $0.66T$, $T=1.7\text{sec}$ で $0.70T$ では周期の 0.7 ぐらいの時間でガラス球は移動することになる。この場合の U, V の値は負の値となっている。また、この波の水平最大流速 $U_{max,-}$ は U より当然大きく、この $U_{max,-}$ の値を $d=1.67\text{cm}$ の場合について図示すると図-9 の破線のようなものである。一方ガラス球の初期移動方向が正負いずれの方向かは一定せず両方の場合が存在する。そのため図上にプロットした値は一方向移動時の負の最大流速である。計算値と測定値と比較すると計算値がかなり大きな値を示している。この事は、ガラス球が $0.7T$ の位相で移動しなくても最大流速では移動すること、また、この標本ときでも測定では移動と見なしていることにより計算値の方が大きく現われることになる。以上のことから、移動限界流速を水平流速が最大となる時の位相で計算してみると各粒径について図-9 の実線の値のようになり測定値に近い値を示すようになる。同様のことを水深 25cm



の場合について行なったのが図-10 である。

図-9, 10 より各ガラス球の U_c の値による移動限界流速 U_c の差異は $h=25.0\text{cm}$ の場合に U_c が小さい $d=1.67\text{cm}$ が若干動き易いがその他では明確な差異は見られない。また、周期性については $h=30.0\text{cm}$ の場合の計算値は測定値ほど周期の影響が現われなく、これは計算値の中に占める鉛直流速による抗力、仮想質量力が非常に小さく、値のほとんどは水平流速の抗力によるものでこの部分の周期性が現われていると考えられる。この真水深 $h=25.0\text{cm}$ で浅い場合、測定値にあまり周期性が現われず計算値に近い傾向となっている。すなわち平行流に近くなるほど周期性も小さくなると考えられる。したがって、水深が深い場合の周期性の影響はやはり鉛直流速による揚力があるいは樋口が指摘している非定常流の場合の抗力係数が定常流の場合の $1.3 \sim 1.8$ 倍の値が現れるものと考えられ、今後はこれらの真水平流速の場合の抗力係数の非定常流の場合の値について検討を行うこととする。