

II-1 微小振巾波の波頂附近の流速分布について

北見工業大学工学部 正員 ○佐藤 幸雄
正員 鯉 目 淑 範

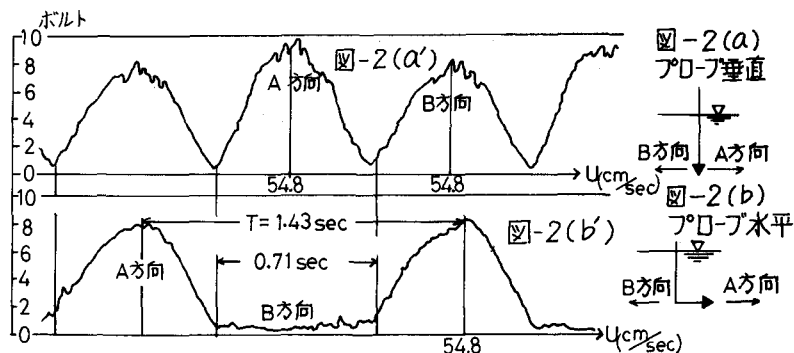
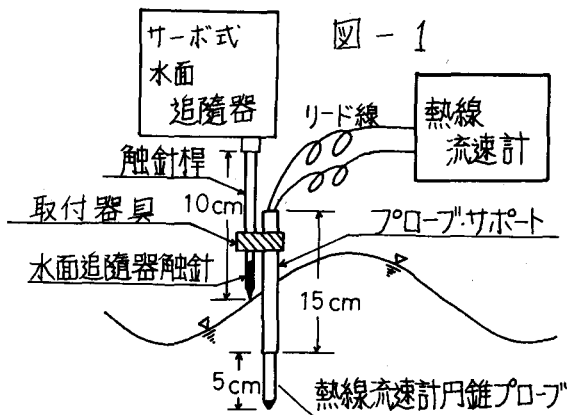
I. まえがき

波の波頂附近の流速については水平床の場合では微小振巾波、有限振巾波あるいは直立波など各波動理論を用いて各位相における流速値の分布を計算することが可能であるが、これらの理論の適用を考える上では実験による種々の波についての流速分布の測定が必要である。しかし、波動現象は水位の変動が激しく、特に波頂附近の流速は容易には測定できないのが現状である。たとえば、プロベラ式では非定常な振動流速に対しては応答性が悪く、また羽根軸に糸くづがからみ易く同一流速でも出力が異なる。熱線流速計の場合は本来の使用法で用いると波谷通過時に加熱されたセンサーが空中に露出して焼切れる。さらに、水素気泡式ならびに浮遊粒子、導子などの場合は Lagrange 風の流速値が得られ、水粒子の軌道などの様相を調べるためには適しているが流速値の換算が面倒であり、また流速値の精度も悪いなどの測定上の困難さが多い。したがって、波頂附近の流速については様相が不明のまま、では近似的に理論式による値が用いられて来た。実際には、海中に設置された鋼管杭、その他各種構造物に作用する抗力を見積る上で波頂附近の流速値は重要であり、従来行われて来た微小振巾波理論の適用性について検討する必要があると考えられる。本研究は熱線流速計と水面追隨器(サーボ式)を併用した型で波頂附近の流速を測定し、微小振巾波、有限振巾波の各理論値と若干の比較検討を行ったものである。

II. 実験装置ならびに方法

i) 流速測定器械

図-1のようにサーボ式水面追隨器の触針桿に熱線流速計の円錐形プローブを取付けサポートを固定し、波動による水面動揺に即応して触針が上下運動するに伴ってプローブが上下動するようにしたものである。この方法では、たとえば静水時に水面下1cmに固定されたセンサーは水面動揺が起きても常時水面下1cmの位置にあり空中に露出することがない。ただし、水面動揺に対する触針の応答性が悪くならないよう取付固定具ならびにサポートは極力軽量にする必要がある。取付固定具はプレートおよびビス、ナットをプラスチック製とした。またサポートは15cm程度にし途中は細いリード線を用いることとし、重量は35gr程度である。触針が正常に反応できる限度は、取付重量が60grまでである。



ii) プローブの検定

水面追隨器に取付けられたプローブは水面動程に伴って同一断面内で上下に運動するためプローブの検定はプローブが水面に対して垂直な場合と平行な場合の2通りについて行ってみた。用いたトロックは円盤回転式の往復運動のものである。

水面に垂直の場合には図-2(a)のような移動方向でA方向B方向の場合のリニア出力はそれぞれ図-2(a)のような記録である。また、水面に平行に置いた場合は図-2(b)のようにL型アングルサポートを用いてトロックに取付けA,B方向に移動させる方法を用いた。この場合は図-2(b)の記録よりわかるようにB方向の移動についてはリニア出力はほとんど0ボルトに近い値を示し流速値は現われないと云える。すなわち、水面追隨器にプローブを取付けて測定する場合と想定すると水位の上昇に伴ってプローブが上方に動いているときは鉛直方向の速度成分はほとんど記録されず、水平方向の速度成分のみが記録されることになる。また、反対に水位の下降に伴ってプローブが下方に動くときは、図-2(b)の記録のA方向の場合に相当し鉛直方向の速度成分が含まれることが予想される。しかし、実際の実験波の流速値の記録の一例を示すと図-3のようであり、鉛直方向速度成分が最大となるdの位相にあっても流速値はほとんど0ボルトを示し鉛直方向速度成分が記録の上に現われないことがわかる。このことは、鉛直方向の速度成分が大きい場合でもそれに相当した速度でしかも同方向にプローブが下降しているため、その相対速度は小さくなっていくためと考えられる。同様のことはbの位相でも云えることである。

また、a, cの位相では鉛直方向速度成分が0であり、水平方向速度成分のみが記録されているものと考えられる。以上のことから水面追隨器にプローブを取付けた場合の測定ではほとんどが水平方向速度成分が記録され、鉛直方向速度成分は含まれる量が僅かであると考えられる。本報告は鉛直方向速度成分については取扱わず、また水平方向速度成分のうちでも特に波頂通過時のcの位相における水平方向の最大流速 U_{max} の値のみを調べることとした。

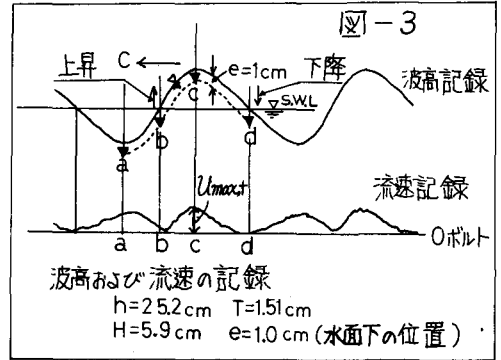
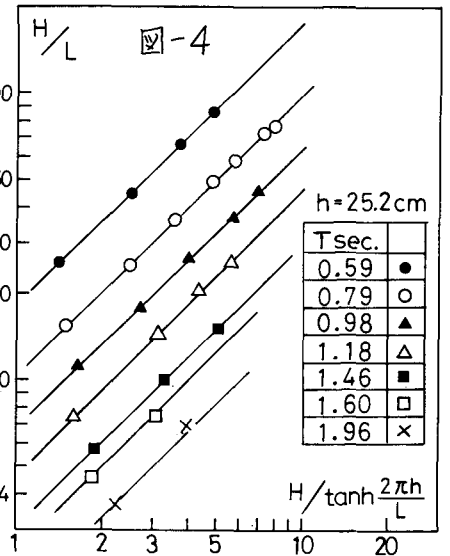


表-1 実験波の諸元 水深 $h = 25.2 \text{ cm}$

周期 T sec.	波高 H cm	比水深 h/L	波長 L cm	波形勾配 H/L	記号
1.67	2.3	0.102	247.7	0.0091	●
	5.6	0.102	247.6	0.0224	○
	5.9	0.103	245.5	0.0240	△
1.50	2.7	0.116	216.5	0.0125	●
	5.4	0.116	217.8	0.0248	○
	5.9	0.115	219.3	0.0269	△



iii) 実験方法

片面ガラス張りの2次元造波水槽を用い(巾25cm, 深さ50cm, 長さ20m), 水槽他端には反射波の発生を極力防ぐため砂利を用いて緩勾配の消波浜を設置した。

抵抗線式波高計と水面追隨器の融針、熱線流速計プローブを同一断面内に設置し、測定区間は水平床の滑面で水深 $h = 25.2 \text{ cm}$ である。実験に用いた波の種類を表-1に示した。測定は反射波の影響が入らないよう起波後の15波~20波目を使用した。流速分布

の測定は、波の波頂から波谷までは水深方向に1cm間隔で測り、それより水深は4cm間隔とし、静水面と底面の中間付近ぐらいまで測定した。

Ⅲ. 実験結果ならびに考察

i) 波長の測定

流速測定に先立ち造波水槽の特性を調べるため、水深 $h=25.2\text{ cm}$ の場合の周期 T 、波高 H に対する波長 L を測定した。波長の測定法はゲージ間隔507.3cmの2本の抵抗線式波高計間を伝播する平均波速 C を測定し、波長 L は $L=CT$ より求めた。さらに、波高が変化した場合の影響を調べるために、微小振巾波の式に波高 H を導入した形の式により測定値を整理してみると図-4のようになり、グラフよりわかるように波高変化による影響はほとんどなく、発生波の波長は微小振巾波理論によく一致していると云える。

図中の実線は式で計算した値である。

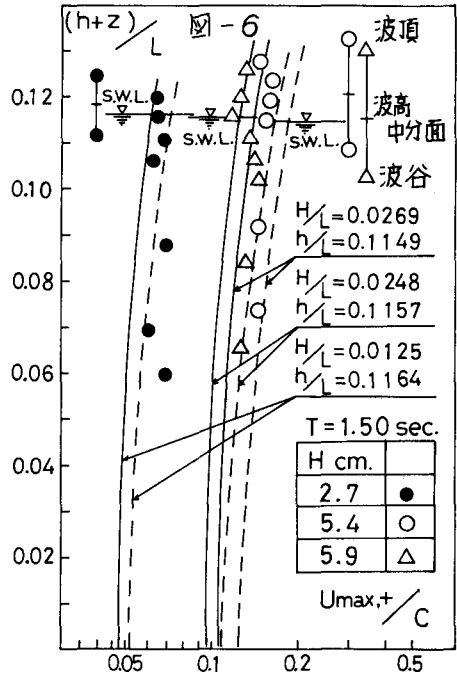
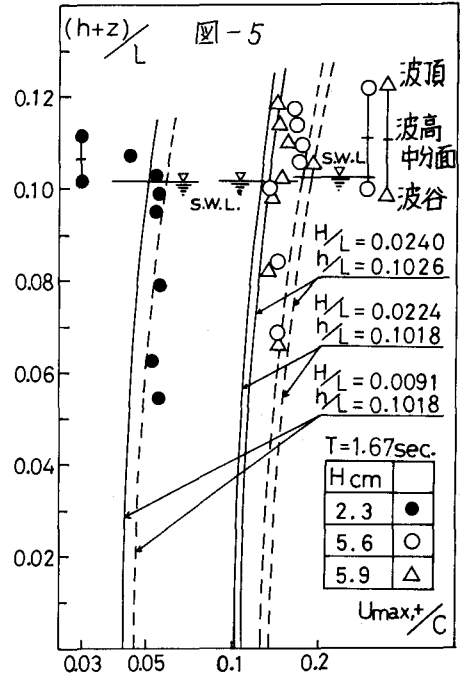
$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L} \quad \text{より} \quad \frac{H}{L} = \frac{2\pi}{gT^2} \frac{H}{\tanh \frac{2\pi h}{L}}$$

ii) 流速分布の測定

微小振巾波理論の適用範囲は $H^2/h^3 < 2.63$, $H/L = 0.008$ であり、Iversenの緩勾配斜面上で波高変化を伴う場合は $h/L \geq 0.5(H/L)^{0.424}$, また大抵では $3/10 < h/L < 1/2$ で微小振巾波理論が適用される。さらに、カ2次のストークス波では $H^2/h^3 < 26.3$, $H/L = 0.0795$ である。したがって本実験波は表-1より $h/L = 0.102 \sim 0.116$, $0.5(H/L)^{0.424} = 0.068 \sim 0.108$ となり、大抵では微小振巾波理論が適用可能と考えられるが、 H^2/h^3 の値は8~23となるため、波高を考慮した場合ではむしろ、カ2次のストークス波の適用範囲と考えられる。しかし、本来の微小振巾波を考えると、波高が非常に小さく、発生流速もかなり小さい値となり、実験波としては通常存在する程度の波を使用することとした。

測定結果は周期別に図-5、図-6に示した。それぞれ、波形勾配 H/L 別に流速分布の状況を示し、縦軸には $(h+z)/L$ の値をとり、横軸は水平方向の最大流速 $U_{max,+}$ を波速 C で無次元化した $U_{max,+}/C$ の値を用いた。また、その値は静水面上で $z=0$ でそれより上方に向って正の値とした。

図中に示した実線ならびに破線はそれぞれ微小振巾浅水波およびカ2次のストークス波の式を用いて、実験波の H/L , h/L の値をパラメータとして式で計



算した値を示したものである。

微小振巾波の水平方向最大流速 $U_{max,+}$ は、

$$u_{max,+} = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh \frac{2\pi(h+z)/L}{\sinh \frac{2\pi h}{L}}$$

$$\frac{u_{max,+}}{C} = \pi \left(\frac{H}{L} \right) \frac{\cosh \frac{2\pi(h+z)/L}{\sinh \frac{2\pi h}{L}}$$

また、ストークスの第3次の場合の水平方向最大流速を波速で無次元化した式は、

$$\frac{u_{max,+}}{C} = \frac{1}{2} F_1^2 \cosh \frac{4\pi(h+z)}{L} + F_1 \cosh \frac{2\pi(h+z)}{L} + F_2 \cosh \frac{4\pi(h+z)}{L} + F_3 \cosh \frac{6\pi(h+z)}{L}$$

$$\text{ここに、} F_1 = \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{1}{\sinh(2\pi h/L)},$$

$$F_2 = \frac{3}{4} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 \frac{1}{(\sinh 2\pi h/L)^4}, F_3 = \frac{3}{64} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^3 \frac{1 - 2 \cosh 4\pi h/L}{(\sinh 2\pi h/L)^7}$$

である。

図-5, 6の測定値については、周期が1.67, 1.50 secの場合共に波高Hが2.3, 2.7 cmの小さい場合は、波頂附近が特に流速が大きいと云うことはなく水深方向には一様な分布を示し長波的性格を示しているといえる。計算値との比較では微小振中波理論より大きくむしろ有限振中波に近い値を示し、微小振中波理論の適用性とは反対の傾向を示していると云える。一方、波高が5.4~5.9 cmの大きい値の場合にはやはり静水面から波頂に達するに従って流速値は次第に大きくなる傾向を示すが、しかし、極端に大きくなることはない様に見受けられ、全体としては微小振中波ならびに有限振中波の分布状況と類似していると云える。計算値との

比較では、周期1.67 secの波形勾配 η/L が0.0224, 0.0240で小さい場合の測定値は微小振中波と有限振中波の中間的な値を示し、周期が1.50 secで $\eta/L = 0.248, 0.269$ の若干大きい波形勾配の場合は全体的に有限振中波に近い値を示すようである。この傾向は岩垣・酒井らが水素気泡を用いて静水面以下の流速分布について調べた場合の底面附近で微小振中波理論に近づく静水面附近で第3次のストークス波に近づく傾向とほぼ類似した結果となっている。

また、測定値の中で特に波頂部分の値が小さく現われているが、この点に就いては、本来はもう少し大きな値を示す筈であると考えられるが、プローブの振動等が原因で追従性が悪くなっていることが予想される。この点については今後測定時に振動を極力抑制するよう測定法に改善を加える必要があると考える。

IV. あとがき

今後は、測定回数を増し底面より波頂までの流速分布に就いて微小振中波、有限振中波、その他の各種波動理論の適用限界を求めることが必要であると考える。終りに、本実験を遂行するに当り、水面追隨器を用いた測定法等に関してご指導を賜りました北大工学部 佐伯助教授、ならびに実験等にご協力を頂いた本学4年目学生諸君に対し深く謝意を表します。

参考文献

- 1) 佐藤幸雄 “熱線流速計の非定常的検定法について” 土木学会北海道支部論文報告集 第32号, 1976.
- 2) 佐々木 “水理公式集” 土木学会編 昭和38年増補改訂版, 昭和46年改訂版など
- 3) 岩垣雄一・酒井哲郎 “有限振中波の水粒子速度に関する実験” 第16回海岸工学講演会講演集 1969.