

重複波による浮遊粒子の挙動の特性について

岩 垣 雄 一*・平 山 秀 夫**

1. 緒 言

漂砂および漂砂に起因する諸現象は、われわれの社会生活に対し直接あるいは間接に大きな影響を及ぼし、場合によってはわれわれに著しい災害を与えている。このような自然災害を防止軽減しようとする防災上の観点から、漂砂問題は工学的にも重要な課題の一つとして取り上げられ、積極的に研究も進められてきている。しかしながら、漂砂に関する最も基本的な事項である、なぜ周期運動である波浪によって底質が浮遊し、あるいは輸送されるかということに関しては、従来より種々の観点から検討されてきているが^{1)~7)}、波浪の非定常性による複雑な流体運動のために十分な満足すべき結果が得られているとはいえない。むしろこの方面の研究は、何か壁につきあたっているように思われ、古くて新しい研究課題として提起されている。

著者らも、このような波による浮遊機構を解明するためには、まず波浪内部の流体運動の機構を調べるとともに、それに支配される浮遊物質の挙動の特性を把握する必要があるという観点から、昨年の海岸工学講演会⁸⁾で重複波の運動下における浮遊粒子の挙動を主として実験的に調べ、微小振幅波理論を用いてどの程度その粒子の挙動を説明できるかを示し、さらに浮遊粒子の1周期平均の付加残留速度(浮遊粒子の質量輸送と呼んだ)について論じた。この研究では、これらの研究成果をふまえ、さらに詳しく浮遊粒子の挙動の特性を明らかにするため、微小振幅波理論のみでなく、有限振幅波理論をも用いて検討するとともに、底面が滑面と粗面の場合、特に底面付近における浮遊粒子の挙動特性の相違を実験的に調べる。次いで、前報⁹⁾の場合と同様に浮遊粒子の沈降速度によって生じる1周期平均の付加残留速度を説明するため、有限振幅波理論を用いて理論的に考察し、実験的にも若干の検討を行なう。また1個の浮遊粒子の1周期後における位置の分散特性から、潮流などによる混合拡散と類似の考え方で、浮遊物質の拡散係数を導く問題についても若干の検討を加える。

2. 実験装置および実験方法

実験装置および実験の方法は前報⁹⁾の場合と全く同じであるので概略だけを示す。すなわち、図-1に示すように、用いた水槽は長さ5m、幅50cm、高さ60cmの鋼製片面ガラス張りのものである。撮影には接写用レンズを用い、ひずみの少ない近接撮影を採用した。用いたストロボスコープは高照度で閃光時間が短く、閃光周波数は連続的に変えることができる。本実験に使用した照射時間間隔は0.075secと0.086secで、静水中の沈降速度の測定の場合には0.6secとした。

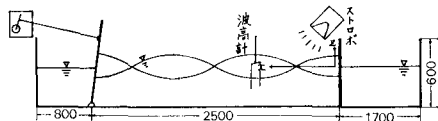


図-1 実験装置および座標系 (単位 mm)

実験の方法は、ほぼ完全な重複波を発生させ、定常状態になったと思われる時点から浮遊粒子(スチロール樹脂、比重1.02、粒径約2mm)を所定の位置に投入し、ストロボスコープを用いて浮遊粒子の挙動を撮影した。実験に用いた重複波の波長は常に一定で、節の数が3つとなるように水深30cmで周期1.14secとし、波高と測定点を適当に変えた。波高および波形は図-1に示すように、重複波の腹の位置に設置した電気抵抗式波高計を用いて測定し、ペン書オシログラフに記録させた。実験は滑面と粗面の両方の場合について、それぞれ底面から5, 10, 15, 20, 25cmの位置で各約20ケースずつ行ない、浮遊粒子がほぼ同一鉛直面内で運動している場合のみを解析の対象とした。なお、ここでは粗面の場合については、底面近傍のみしか解析しなかった。実験条件として代表的なものを表-1に示す。

3. 解析方法

(1) 実験結果の解析法

ストロボ写真によって得られたネガフィルムから、モーションアナライザーを用い、前報⁹⁾の場合と全く同様にして浮遊粒子の運動の軌跡を読み取り、それからまた速度を求めた。読取りは、 $u=w=0$ と考えられるとこ

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

** 学生会員 工修 京都大学大学院工学研究科博士課程

表-1 実 験 条 件

実験番号 Run.	粗・滑	水 深 h (cm)	周 期 T (sec)	波 高 H (cm)	照射周期 Δt (sec)	粒 径 D (mm)	静 水 中 の 沈 降 速 度 w_f (cm/sec)	測 定 点 $-z$ (cm)
8-18	滑	30	1.14	9.37	0.075	1.95	1.70	15
8-23	"	"	"	12.13	"	"	"	"
8-29	"	"	"	13.63	"	"	"	"
12-10	"	"	"	13.82	0.067	1.80	1.80	5
12-24	"	"	"	7.35	0.075	"	"	"
12-31	"	"	"	9.76	"	"	"	"
18-20	粗	"	"	8.37	"	1.87	2.08	25
18-29	"	"	"	7.01	"	1.84	2.15	"
18-33	"	"	"	6.82	"	"	"	"
19- 9	滑	"	"	8.72	0.075	1.87	2.15	"
19-29	"	"	"	7.96	"	"	"	"
19-32	"	"	"	7.95	"	"	"	"

ろから始め、2.5 周期までとしたが、特に底面近傍では 3.5 周期まで読み取った場合もあった。

浮遊粒子の付加残留速度の水平成分 $\bar{U}$ および鉛直成分 $\bar{W}$ は、図-2 に示すように浮遊粒子の運動の軌跡の座標からそれぞれ $\bar{U} = \{(x_3 + x_4)/2 - (x_1 + x_2)/2\}/T$, $\bar{W} = (z_3 - z_1)/T$, (T は周期) として求めた。なお、実験結果における読み取り誤差はストロボスコープの照射周期によって異なり、0.086 sec および 0.075 sec でそれぞれ 0.06 cm/sec および 0.07 cm/sec 程度である。また浮遊粒子が運動する面と直角方向に ± 1 cm 移動した場合にもほぼ同程度の誤差が生じる。なお、静水中での沈降速度の測定誤差は約 0.01 cm/sec である。

(2) 有限振幅波理論による速度および軌跡の計算法
微小振幅波理論による計算法はすでに示した⁹⁾ ので、ここでは全く同様にして Tadjbakhsh-Keller の有限振幅波理論⁹⁾ の第 3 次近似による計算法について略述する¹⁰⁾。座標軸のとり方は図-1 に示すとおりである。いま、浮遊粒子は z 軸方向にはその方向の水粒子の速度成分と

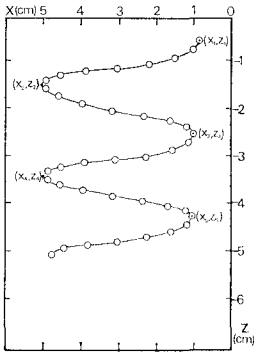


図-2 浮遊粒子の運動軌跡と座標

浮遊粒子の静水中での沈降速度の和に等しい速度で動くとして仮定する。

Tadjbakhsh-Keller の第 3 次近似によれば、重複波の水面形 η , 水粒子速度の x 成分 u および z 成分 w は、それぞれ次式で表現される。

$$\eta = a \cdot \sin \sigma t \cdot \cos kx + \pi a^2 / 4 L \{ \tanh kh + \coth kh + (\coth kh - 3 \coth^3 kh) \cos 2\sigma t \} \cos 2kx + k^2 a^3 \{ b_{11} \sin \sigma t \cos kx + b_{13} \sin \sigma t \cdot \cos 3 kx + b_{31} \sin 3 \sigma t \cdot \cos kx + b_{33} \sin 3 \sigma t \cdot \cos 3 kx \} \dots\dots\dots (1)$$

$$u = kac \{ \cosh k(h+z) / \sinh kh \} \sin \sigma t \cdot \sin kx - 1.5 (\pi a / L)^2 \cdot c \times \{ \cosh 2 k(h+z) / \cosh 2 kh \} (1 - \coth^4 kh) \sin 2 \sigma t \cdot \sin 2 kx + (ka)^3 (g/k)^{1/2} \{ 3 \beta_{13} \sin \sigma t \cdot \sin 3 kx \cdot \cosh 3 k(h+z) - \beta_{31} \sin 3 \sigma t \times \sin kx \cdot \cosh k(h+z) - 3 \beta_{33} \cdot \sin 3 \sigma t \cdot \sin 3 kx \cdot \cosh 3 k(h+z) \} \dots\dots\dots (2)$$

$$w = - kac \{ \sinh k(h+z) / \sinh kh \} \sin \sigma t \cdot \cos kx + 1.5 (\pi a / L)^2 \cdot c \times \{ \sinh 2 k(h+z) / \cosh 2 kh \} (1 - \coth^4 kh) \sin 2 \sigma t \cdot \cos 2 kx - (ka)^3 (g/k)^{1/2} \{ 3 \beta_{13} \sin \sigma t \cdot \cos 3 kx \cdot \sinh 3 k(h+z) - \beta_{31} \sin 3 \sigma t \times \cos kx \cdot \sinh k(h+z) - 3 \beta_{33} \cdot \sin 3 \sigma t \cdot \cos 3 kx \cdot \sinh 3 k(h+z) \} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $c = (gL/2\pi \cdot \tanh 2\pi h/L)^{1/2}$, $a = H/2 - 1/_{1024} \cdot (\pi/L)^2 \cdot H^3 (27 \coth^6 kh + 27 \coth^4 kh + 96 \coth^2 kh - 63 + 11 \cdot \tanh^2 kh + 6 \tanh^4 kh)$, b_{11} , b_{13} , b_{31} , b_{33} , β_{13} , β_{31} および β_{33} は kh の関数, H は重複波の波高, h は水深, $k =$

$2\pi/L$, $\sigma = 2\pi/T$, L は波長, T は周期である。
これらの式を使って浮遊粒子の速度および軌跡を算出するのであるが、その方法に 2 通りが考えられる。第 1 の方法は、まず初期条件 $t=0$ で浮遊粒子の位置 $(x_0,$

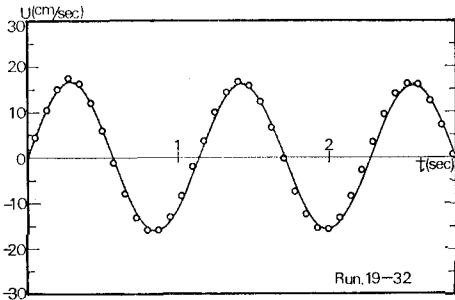
z_0) を式 (2) および式 (3) に代入して (u_0, w_0) を求め、次に (x_0, z_0) および (u_0, w_0) を用いて Δt 時間後の時刻 $t_1 (= \Delta t)$ での位置 (x_1, z_1) を $x_1 = x_0 + \Delta t \cdot u_0$, $z_1 = z_0 + \Delta t \cdot (w_0 + w_f)$ より求める (w_f : 浮遊粒子の静水中での沈降速度)。以下同様にして、順次 (x_i, z_i) および (u_i, w_i) を計算する。第2の方法は式 (2) および式 (3) に実際に測定した浮遊粒子の Δt 時間ごとの位置を用いて、順次各測定点での浮遊粒子の水平流速 w_i および実際の鉛直流速から静水中の沈降速度 w_f を差し引いた w_i を算出する方法である。両者による計算結果は、微小振幅波理論による計算結果とともに後述する図中に示してある。ただし軌跡の計算は第1の方法によった。

4. 実験結果および考察

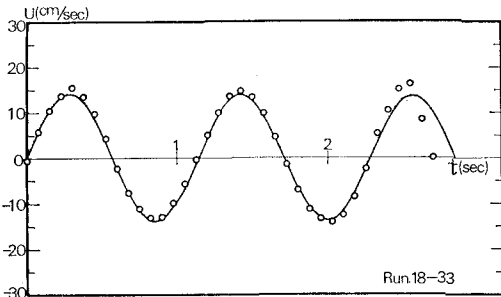
(1) 底面付近での浮遊粒子の速度および軌跡

著者らは、すでに底面が滑面の場合について、3. (1)、(2) で述べた方法によって得られた実験結果と理論曲線の2~3の例を示し、それらの鉛直方向の場所的变化について説明を加えた¹⁰⁾が、ここでは底質の浮遊との関連において最も重要であると思われる底面付近の浮遊粒子の速度および軌跡を、底面が滑面と粗面の場合に分けて調べてみる。

図-3 (a), (b) はそれぞれ底面が滑面 および粗面の場合の浮遊粒子の水平速度の例を示したもので、横軸は経過時間、縦軸は流速である。図中の実線と点線はそれ



(a) 滑面

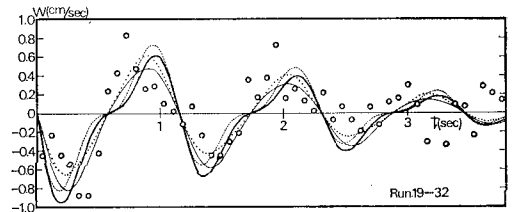


(b) 粗面

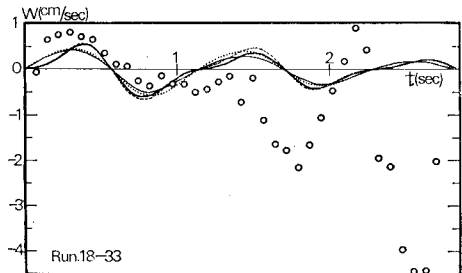
図-3 浮遊粒子の水平速度

ぞれ微小振幅波理論による第1と第2の方法による理論曲線で、○印は実験値を示す。なお、有限振幅波理論による理論曲線は、波形勾配が小さく $H/L \approx 1/20$ であるから微小振幅波の理論曲線とほとんど重なってしまうので図示していない。これらの図から明らかなように、滑面の場合には理論値と実験値は全般的に著しい差異はなくなりよく対応しているが、粗面の場合には滑面に比してややその差異が大きく、特に $t=2$ sec 以上の底面近傍ではそれが顕著である。

一方、鉛直速度についてその代表的な例を図示したので図-4 (a), (b) で、(a) は滑面、(b) は粗面の場合である。図中太い実線と破線はそれぞれ微小振幅波理論による第1と第2の方法による理論曲線で、細い実線と点線はそれぞれ有限振幅波理論による第1と第2の方法による理論曲線である。また○印は実験値を示す。これらの図から明らかなように、節近傍であるので鉛直速度成分は水平成分と比較して order が1桁小さく、全体的には微小振幅波と有限振幅波の理論値の差異や計算手法 (第1と第2の方法) の差異が見られ、また、これらの理論曲線と実験値の差異もかなり著しい。ここで最も注目すべきことは、滑面の場合には図-4 (a) から明らかなように、実験値と理論値の傾向は全体的には底面のごく近傍までかなり合致しているが、底面近くになると、両者には位相の反転が見られるなど理論値と実験値の対応が不確定になる。一方、粗面の場合には図-4 (b) から明らかなように、底からかなり離れた所でも理論値と実験値はほとんど対応しなくなり、しかも理論曲線は底面に近づくに従って徐々に小さくなる傾向にあるにもかか



(a) 滑面

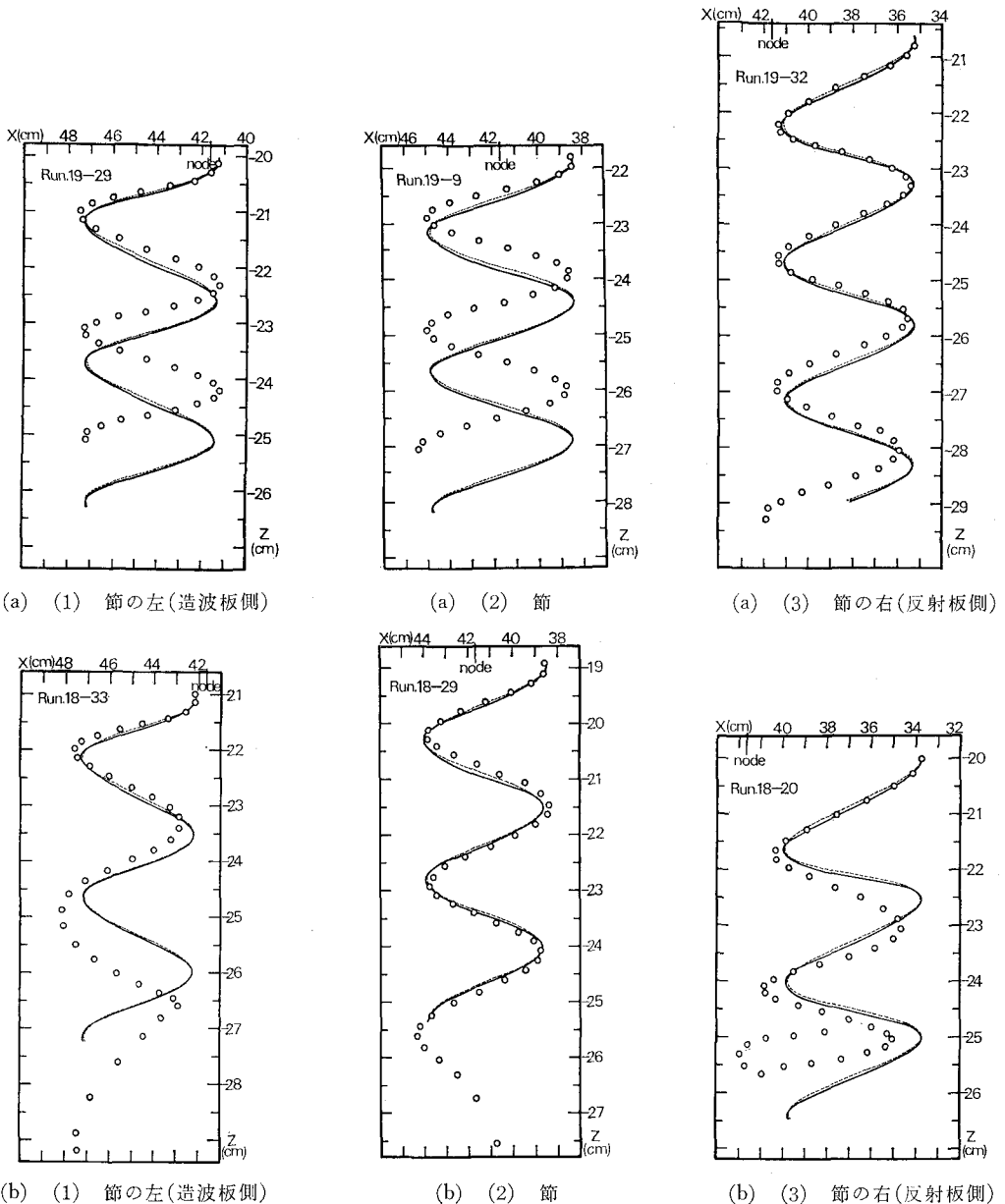


(b) 粗面

図-4 浮遊粒子の鉛直速度

ならず、実験値は逆に大きくなっている。このことは後述するように、浮遊粒子の1周期平均の沈降速度が鉛直方向に変化することや、特に底面付近における滑面と粗面の場合における沈降速度の変化特性の相違と密接に関連して非常に興味深いところである。以上、浮遊粒子の水平および鉛直速度（ただし、静水中の沈降速度を差し引いた量）の特性を示したが、浮遊粒子の挙動を全般的に把握するためには、むしろ軌跡で調べたほうがわかりやすい。そこで軌跡の代表例として、滑面の場合を図一(a)に、粗面の場合を図一5(b)に示した。横軸は反射板からの距離、縦軸は静水面からの距離である。図中

$x=41.7\text{ cm}$ の地点が重複波の第1番目の節で、実線および破線はそれぞれ微小振幅波および有限振幅波理論による理論曲線である。また図一5(a)、(b)の各(1)、(2)、(3)は浮遊粒子がそれぞれ節の左側(造波機側)、ほぼ節、および節の右側(反射板側)を運動する場合である。これらの図から明らかなように、 $H/L \approx 1/20$ 程度の波であるから、両理論の差異はほとんどない。前述した水平・鉛直速度と同様、軌跡もやはり粗面の場合はもちろん滑面の場合でも、実験値と理論値は運動する水平位置に無関係に底面に近づくに従って、だんだん合致しなくなる。それは粗面の場合特に顕著であるが、このことは図一4



図一5 浮遊粒子の軌跡 ((a) 滑面, (b) 粗面)

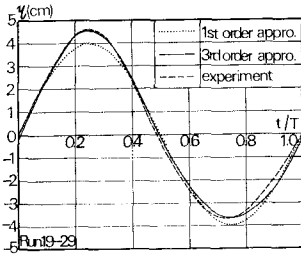


図-6 重複波の時間変形

(b) からも明らかである。滑面の場合でも、中には図-5(a)に示すように、理論値と実験値がかなり対応しない場合があり、浮遊粒子の挙動はかなり複雑で一定してない。このような原因の一つとして波形の影響が考えられるので、図-1に示すように、腹の位置で測定された時間記録波形と式(1)で示される有限振幅波理論による波形とを比較したものが図-6である。図中の点線、実線および破線はそれぞれ微小振幅波および有限振幅波による理論曲線と実験波形である。この図から明らかに、実験波は、有限振幅波の理論波形と非常によく合致していることから、以上述べた浮遊粒子の挙動のランダム性の原因として、表面波形の影響を考えることは妥当でないように思われる。粗面の近傍では、それによって強制

的にひき起こされた乱れのために、浮遊粒子の運動がそれに支配され複雑な運動をすることは理解できるとしても、滑面の場合も浮遊粒子の鉛直速度の1周期の平均値が静水中の沈降速度に等しくならないで、それより大きくなったり小さくなったりするという現象は、波動下における浮遊粒子の運動が何か複雑な要因に支配されているものと考えられるが、次にそのランダム性を考えるために浮遊粒子の付加残留速度を調べることにする。

(2) 有限振幅波理論による浮遊粒子の付加残留速度

一般に、非回転の浅海重複波理論では、水粒子速度のTaylor展開を2次の項のみにとどめる範囲では、1周期平均の残留速度によって定義される質量輸送は存在しない。しかし前報⁹⁾で、波動流体中を浮遊粒子が運動する場合に、その沈降速度のために新たに付加残留速度が存在することを微小振幅の重複波理論によって示した。ここでは、微小振幅波の代わりに有限振幅波理論を用い浮遊粒子の付加残留速度について論じる¹¹⁾。

いま、浮子が x 方向には水粒子速度 u で、 z 方向には水粒子速度と静水中の沈降速度の和 w で運動するという仮定のもとに、重複波内部での微小運動を考えて、その1周期における平均の位置を $(\bar{x}, \bar{z})$ とすると、その地点での浮遊粒子の速度 $u(\bar{x}, \bar{z}, t)$ および $w(\bar{x}, \bar{z}, t)$ は、式(2)および式(3)を考慮して次のように表わされる。

$$u = kac \{ \cos k(h + \bar{z}) / \sinh kh \} \sin \sigma t \cdot \sin k\bar{x} - 1.5(\pi a/L)^2 \cdot c \times \{ \cosh 2k(h + \bar{z}) / \cosh 2kh \} (1 - \coth^4 kh) \cdot \sin 2\sigma t \cdot \sin 2k\bar{x} + (ka)^3 (g/k)^{1/2} \{ 3\beta_{13} \sin \sigma t \cdot \sin 3k\bar{x} \cdot \cosh 3k(h + \bar{z}) - \beta_{31} \cdot \sin 3\sigma t \times \sin k\bar{x} \cdot \cosh k(h + \bar{z}) - 3\beta_{33} \sin 3\sigma t \cdot \sin 3k\bar{x} \cdot \cosh 3k(h + \bar{z}) \} \dots (4)$$

$$w = -kac \{ \sinh k(h + \bar{z}) / \sinh kh \} \cdot \sin \sigma t \cdot \cos k\bar{x} + 1.5(\pi a/L)^2 \cdot c \times \{ \sinh 2k(h + \bar{z}) / \cosh 2kh \} (1 - \coth^4 kh) \cdot \sin 2\sigma t \cdot \cos 2k\bar{x} - (ka)^3 (g/k)^{1/2} \{ 3\beta_{13} \sin \sigma t \cdot \cos 3k\bar{x} \cdot \sinh 3k(h + \bar{z}) - \beta_{31} \sin 3\sigma t \times \cos k\bar{x} \cdot \sinh k(h + \bar{z}) - 3\beta_{33} \sin 3\sigma t \cdot \cos 3k\bar{x} \cdot \sinh k(h + \bar{z}) \} - w_f \dots (5)$$

次に任意時刻 t における浮遊粒子の位置を $(\bar{x} + \xi, \bar{z} + \zeta)$ とすると、その地点での浮遊粒子の速度 $d\xi/dt$ および $d\zeta/dt$ は、Taylor展開して ξ および ζ の1次の項までをとると、次式ようになる。

$$d\xi/dt = u(\bar{x} + \xi, \bar{z} + \zeta, t) = u|_{\bar{x}, \bar{z}} + \xi \partial u / \partial x|_{\bar{x}, \bar{z}} + \zeta \partial u / \partial z|_{\bar{x}, \bar{z}} \dots (6)$$

$$d\zeta/dt = w(\bar{x} + \xi, \bar{z} + \zeta, t) = w|_{\bar{x}, \bar{z}} + \xi \partial w / \partial x|_{\bar{x}, \bar{z}} + \zeta \partial w / \partial z|_{\bar{x}, \bar{z}} \dots (7)$$

第1近似では $d\xi/dt = u|_{\bar{x}, \bar{z}}$ 、 $d\zeta/dt = w|_{\bar{x}, \bar{z}}$ より ξ 、 ζ を求め、これを式(6)および式(7)に代入して $d\xi/dt$ および $d\zeta/dt$ の第2近似を求め1周期の平均をとれば、それぞれ x および z 方向の浮遊粒子の付加残留速度を表わすことになり、水平方向のそれを $\bar{U}$ 、鉛直方向のそれを $\bar{W}$ とすれば、若干の計算の結果、次のように表現される。

$$\bar{U} / w_f = \pi H / L \{ \sinh k(\bar{z} + h) \} \sin k\bar{x} - (3k/2\sigma) \cdot (\pi a/L)^2 \cdot c \cdot \{ \sinh 2k(h + \bar{z}) / \cosh 2kh \} \times (1 - \coth^4 kh) \cdot \sin 2k\bar{x} - (ka)^3 (g/k)^{1/2} \{ -9k/\sigma \cdot \beta_{13} \cdot \sin 3k\bar{x} \cdot \sinh 3k(h + \bar{z}) + k/3\sigma \cdot \beta_{31} \cdot \sin k\bar{x} \cdot \sinh k(h + \bar{z}) + (3k/\sigma) \cdot \beta_{33} \cdot \sin 3k\bar{x} \cdot \sinh 3k(h + \bar{z}) \} \dots (8)$$

$$\bar{W} / w_f = -\pi H / L \cdot \{ \cosh k(h + \bar{z}) / \sinh kh \} \cdot \cos k\bar{x} - (3k/2\sigma) \cdot (\pi a/L)^2 \cdot c \cdot \{ \cosh 2k(h + \bar{z}) / \cosh 2kh \} \times (1 - \coth^4 kh) \cos 2k\bar{x} + (ka)^3 (g/k)^{1/2} \{ -9k/\sigma \cdot \beta_{13} \cdot \cos 3k\bar{x} \cdot \cosh 3k(h + \bar{z}) + k/3\sigma \cdot \beta_{31} \cdot \cos k\bar{x} \cdot \cosh k(h + \bar{z}) + (3k/\sigma) \cdot \beta_{33} \cdot \cos 3k\bar{x} \cdot \cosh 3k(h + \bar{z}) \} - 1 \dots (9)$$

上式中の一線部分が微小振幅波理論による結果である。一方、野田¹²⁾がLonguet-Higginsの方法¹³⁾で求め

た境界層外縁の質量輸送速度 $\bar{U}_\infty$ は次のように表現される。

$$\bar{U}_{\infty} = -(3/8) \cdot \{H^2 / (L \cdot T \cdot \sinh^2 kh)\} \cdot \sin 2kx \quad \dots\dots\dots (10)$$

この式はあくまで層流境界層内で粘性を考慮して算出された結果であり、一方、境界層外ではポテンシャル重複波の場合には質量輸送速度は存在しないことを考えると、式(10)を境界層外まで拡張して適用することには若干の問題があるように思われる。

滑面の場合における浮遊粒子の沈降速度の変化特性については、土木学会年次学術講演会ですでに発表した¹¹⁾ので、ここでは主として水平方向の浮遊粒子の付加残留速度を調べ、鉛直方向のそれについては、底面の粗滑の状態によって、底面近傍でどのような変化があるかを実験的に示すだけにとどめる。

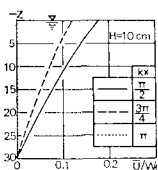


図-7 $\bar{U}/w_f$ の鉛直分布(理論値)

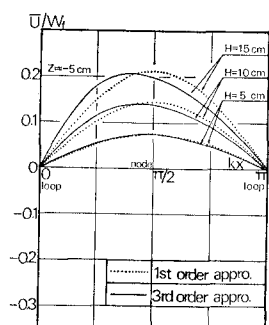


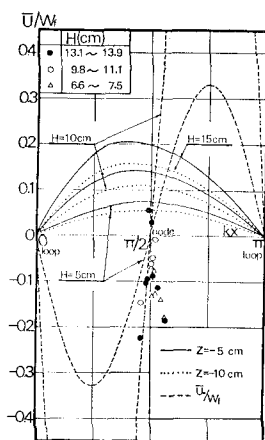
図-8 微小振幅波と有限振幅波理論による $\bar{U}/w_f$ の比較(理論値)

図-7 は式(8)に基づいて、 $H=10$ cm の場合の $kx = \pi/2, 3\pi/4, \pi$ の場所での $\bar{U}/w_f$ の鉛直分布を示したものである。この図から残留速度は水表面に近いほど大きくなることが推測される。図-8 は $z=-5$ cm($kz=-0.19$) の深さでの $\bar{U}/w_f$ の値を、微小振幅波理論および

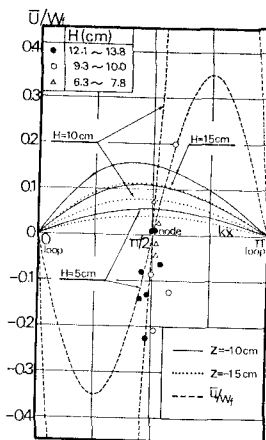
式(8)に基づいて波高別に比較したもので、横軸に反射板からの距離がとってある。この図から、両者は最大値を与える kx の値がやや異なるが、全体的にはあまり差がないことがわかる。

図-9 (1), (2), (3), (4) は浮遊粒子の水平方向付加残留速度について理論結果と実験結果を比較したもので、横軸に反射板からの距離を kx で、縦軸には $\bar{U}/w_f$ をとって示したものである。図中、実線と点線が式(8)の理論曲線、破線が式(10)の理論曲線であるが、実験値は波高別に3種類に分類して示してある。このように深さ z の2種類について式(8)の理論値を示したのは、実験データの z の値がこれらの間にはさまれるからである。図の(1), (2) および (3) は滑面の場合で、それぞれ $z \approx -5, -15, -25$ cm の場合における結果であり、(4) は粗面で $z \approx -25$ cm の場合を示す。これらの図から明らかなことは、まず実験値は節近傍のみしかなく、おおよかなり散乱していることである。第2に、底近傍におけるこの散乱の分布の程度が、滑面と粗面の場合とで異なり、粗面の場合にかなり顕著であること。第3は、滑面の場合の $\bar{U}/w_f$ の実験結果の分布特性は鉛直方向の位置によって変化し、これらの各位置での平均値が水面近傍と底面近傍では正負逆の値をとり、節の所で正の最大値を示す式(8)の理論結果と相反する場合があるということである。

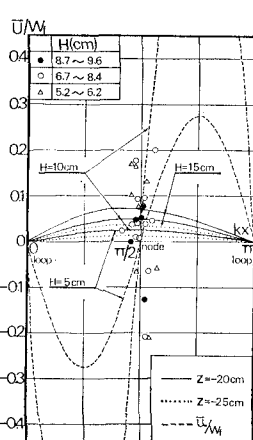
次に、図-10 (a), (b) はそれぞれ滑面と粗面に対する $z \approx -25$ cm のところでの鉛直付加残留速度 $\bar{W}'/w_f$ ($\bar{W}'$ は $\bar{W}$ から沈降速度を差し引いた量) の水平方向の分布を示したものである。この図から明かなように、滑面と粗面では散乱の程度が異なり、粗面の場合がかなり散乱がはなはだしい。また、滑面の場合は正側に多く散乱していて、それらの平均値は正であるが、粗面の場合



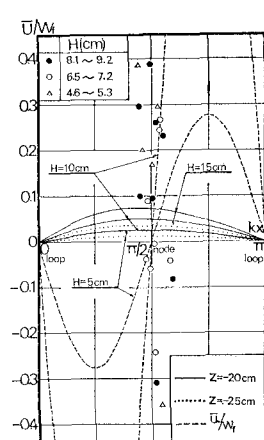
(1) $z \approx -5$ cm (滑面)



(2) $z \approx -15$ cm (滑面)

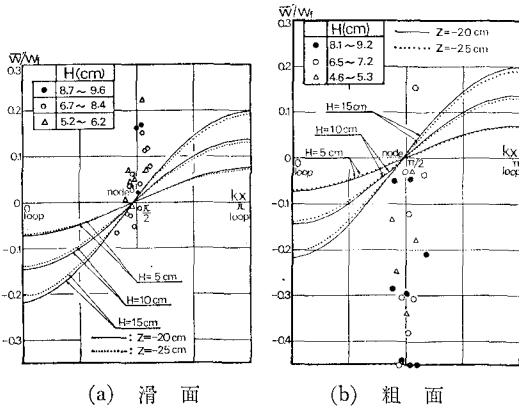


(3) $z \approx -25$ cm (滑面)



(4) $z \approx -25$ cm (粗面)

図-9 $\bar{U}/w_f$ の理論値と実験値の比較



図—10 $\bar{W}'/w_f$ の理論値と実験値の比較
($z \approx -25$ cm)

合は逆にほとんど全部負側に散乱し、それらの平均値の絶対値は滑面に比してかなり大きい。

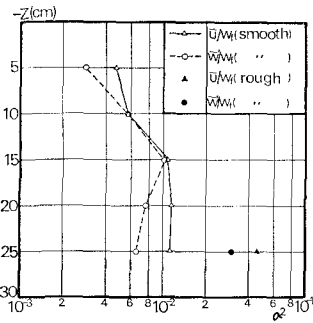
以上述べたように、浮遊粒子の残留速度が水平および鉛直方向とも場所的（鉛直および水平）に変化し、しかもその値が波高によらずランダムであり、かつ底面の粗滑の状態によって大きく変動する。これは浮遊粒子の挙動を支配する流体の運動が、波動の下で複雑であることによるものだと考えられるが、著者らはそれを乱れあるいは乱れに類似するものという表現を用いた¹⁰⁾。なお、散乱の原因の1つとして読取り誤差や測定誤差などが考えられるが、これらを合わせてもせいぜい5~10%程度であり、それに比べてばらつきの方がはるかに大きい。

そこで、次に以上のような挙動の特性をさらに詳しく調べるために、その分散特性を検討してみる。

(3) 浮遊粒子の挙動の分散特性

ここでまず最初に、前節の4.(2)で述べた水平および鉛直方向の浮遊粒子の残留速度の実験結果から、各深さでの分散をとり、底面の粗滑の状態によるそれらの相違について述べたあと、これらの分散を用いて、潮流の水平混合と類似の考え方¹⁴⁾で拡散係数を定義してみよう。

図—11は、重複波の節付近における浮遊粒子の、水平および鉛直方向の付加残留速度 $\bar{U}/w_f$ および $\bar{W}'/w_f$ の分散値 (σ^2) の鉛直分布を滑面と粗面の場合に分けて示したもので、縦軸に静水面からの深さをとっている。図中△印および○印は滑面の場合の分散値で、▲印および●印は粗面の場合の値を示す。この図から明らかなように、滑面の場合の $\bar{U}/w_f$ および $\bar{W}'/w_f$ の分散値は order は同じであるが、全般的に $\bar{U}/w_f$ が $\bar{W}'/w_f$ の分散値より大きく、特に表面および底面近傍では両者にはかなりの差異が見られる。一方、粗面の場合には、鉛直分布のデータがないのでわからないが、底面近傍ではその分散値は滑面に比して、order が1桁大きい。これは、



図—11 $\bar{U}/w_f$ と $\bar{W}'/w_f$ の分散値の鉛直分布

これらの実験結果がほぼ節近傍のもので、水平速度成分が支配的であることによるものと考えられる。このように分散値の分布が水平と鉛直とは若干異なり、また底面の粗滑によってその大きさの order が異なることは、流体内部に発生する乱れ、あるいは乱れに類似するものによると推察され、特に乱れ拡散との関連において興味深い。それは野田³⁾が、重複波の節近傍のところの濃度分布から鉛直方向の拡散係数を逆算して示した鉛直分布の傾向と $\bar{W}'/w_f$ の分散値のそれが類似していることから注目すべきである。

潮流の水平混合は一種の乱流拡散混合で、水粒子が1周期後に元の位置にもどらないで若干ずれるが、その変位量がいわゆる乱流理論による混合距離に相当し、それを周期で割ったものが変動速度に対応するとして拡散係数を定義している¹⁴⁾。いま、同様な考え方を浮遊粒子の鉛直方向の拡散に適用すると、この場合の混合距離および変動速度に相当する量 l および w' は、実験結果の分散値 (σ^2) を用いて次のように表現される。

$$l = w_f \cdot T \cdot \left\{ \frac{\sum_{i=1}^N (\bar{W}'_i / w_f - m)^2}{N} \right\}^{1/2} \\ = w_f \cdot T \cdot \sigma \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$w' = l / T = \sigma w_f \quad \dots \dots \dots (12)$$

したがって、鉛直方向の拡散係数 (k_z) は式 (11) および式 (12) を用いて次のように定義できる。

$$k_z = l w' = w_f^2 \cdot T \sum_{i=1}^N (\bar{W}'_i / w_f - m)^2 / N = T w_f^2 \sigma^2 \quad \dots \dots \dots (13)$$

ここで、 $\bar{W}'_i / w_f$ は各実験値で、 N はその個数、 $m = (\sum_{i=1}^N \bar{W}'_i / w_f) / N$ である。式 (13) から明らかなように、波の周期、沈降速度および $\bar{W}'/w_f$ の分散が与えられると、拡散係数が求まることになる。言い替えると波の周期と浮遊粒子の沈降速度がわかっている場合には、浮遊粒子の沈降速度の1周期平均の変化量の分散値を求めることによって拡散係数が求まり、その鉛直分布は σ^2 の分布と類似の傾向を示すことがわかる。

5. 結 言

以上重複波の節近傍における浮遊粒子の挙動を滑面と粗面の場合について主として実験的に調べ、その結果と波動理論を比較するとともに、浮遊粒子の水平および鉛直速度の残留速度を有限振幅波理論を用いて考察し、同時に実験結果のちらばりからその分散特性を明らかにしてきた。その結果、波動の場に乱れ、あるいは乱れに類似する特性をもつものが存在することがはっきりしてきたように思われる。しかし、実験結果は節近傍だけしかなく、しかもその分散値を求める個数にも若干の問題が残っているので、今後はさらに実験を行ない、波動の場での浮遊機構の解明に努力したい。

最後に本研究を行なうにあたり、助言をいただいた酒井助教ならびに実験に助力をいただいた当時工学部学生中尾成邦氏（現運輸省第4港湾建設局勤務）に対して心から謝意を表す。なお、本研究は文部省科学研究費による研究の一部であることを付記し謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第11回海岸工学講演会講演集，pp. 159~168, 1964.
- 2) 福島久雄：漂砂測定法，1965年度水工学に関する夏期研修会講義集 65-15，土木学会水理委員会，pp. 1~10, 1965-8.
- 3) 野田英明：波による底質の浮遊，第14回海岸工学講演会講演集，pp. 306~314, 1967.
- 4) 服部昌太郎：重複波による底質の浮遊機構，第16回海岸工学講演会講演集，pp. 147~152, 1969.
- 5) 堀川清司・渡辺晃：波運動に伴う乱れと底質の浮遊，第17回海岸工学講演会論文集，pp. 229~232, 1970.
- 6) 日野幹雄・大西亮一：浅水表面波の粗底上の乱流構造，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 83~91, 1971.
- 7) 浜田徳一：表面波の質量輸送について，第17回海岸工学講演会論文集，pp. 53~57, 1970.
- 8) 岩垣雄一・平山秀夫：重複波による浮遊粒子の挙動について，第19回海岸工学講演会論文集，pp. 165~171, 1972.
- 9) Tadjbakhsh, I. and J.B. Keller: Standing surface waves of finite amplitude, Jour. Fluid Mech., Vol. 10, pp. 1~11, 1967.
- 10) 岩垣雄一・平山秀夫・中尾成邦：重複波による浮遊粒子の挙動について(2)，昭和48年度関西支部年次学術講演概要，pp. II-49-1~2, 1973.
- 11) 岩垣雄一・平山秀夫：重複波の波動下における浮遊粒子の沈降速度の変化について，第28回年次学術講演会講演概要集第2部，土木学会，1973.
- 12) 野田英明：浅海重複波の質量輸送に関する研究，京都大学防災研究所年報，第11号B，pp. 411~427, 1968.
- 13) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans, Royal Soc. London, Series A, No. 903, Vol. 245, pp. 535~581, 1953.
- 14) Higuchi, H.: Hydraulic Model Experiment Involving Tidal Motion, Bull. DPRI, Kyoto Univ., 59, pp. 1~65, 1963.