

重複波による浮遊粒子の挙動について

岩 垣 雄 一*・平 山 秀 夫**

1. 緒 言

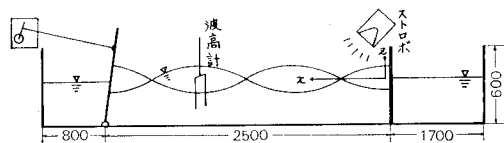
漂砂に起因する諸現象、たとえば海浜変形、港湾埋没、海岸構造物底脚の洗掘や河口閉塞、あるいは市民のリクリエーションの場の一つである砂浜海岸の消失などは、われわれの社会生活に直接あるいは間接に各種の災害を与えている。これらの諸現象はいずれも波動運動の場で、底質がいろいろな形式で輸送されることに起因するのであって、このような底質の運動機構を論ずる場合には、その運動を支配する波浪内部の流体運動の機構を十分に把握する必要がある。しかしながら、波浪の非定常性による複雑な流体運動のために、その内部構造については十分な研究がなされておらず、底質の運動機構に関して十分満足すべき結果が得られているとは言いがたい。

従来、波浪による底質の浮遊に関する研究としては、実際に室内実験あるいは現地観測を行なって、漂砂の鉛直濃度分布と波の特性や底質特性との関係を明らかにしようとするもの^{1),2),3),4),5)}、あるいは、浮遊現象の主な要因は乱れであるという観点から、波による乱れの特性を把握して底質の浮遊機構を明らかにしようとするもの^{6),7)}など理論的にも実験的にもある程度の研究がなされてきている。

本研究は、重複波による浮遊機構を解明するため、重複波内部において底質の浮遊をひき起こす乱れ、あるいは乱れに類似するもの、たとえば重複波内部における質量輸送の時間的場所的変動を調べ、その特性と底質の浮遊との関係を明らかにすることを目的とするものである。ここでは、その第1段階として、底面が滑面の場合と粗面の場合について浮遊粒子の挙動をストロボ写真撮影し、特に重複波の節近傍における浮遊粒子の水平および鉛直方向速度と運動の軌跡とを実験的に調べ、滑面と粗面の場合の相違を明らかにするとともに、微小振幅波理論を用いて、どの程度浮遊粒子の挙動を説明できるかを示す。さらに、浮遊粒子の一周期平均の質量輸送速度について、微小振幅波理論を用いて若干の理論的考察を加えた。

2. 実験装置および実験方法

実験は、図—1に示すような、長さ5m、高さ60cm、幅50cmの片面ガラス張りの鋼製水槽を用いて行なっ



図—1 実験装置および座標系 (単位: mm)

た。造波板はフラッター型で反射板の位置は任意に変えられるようになっている。中央部より左右1mにわたり、ガラス面に糸を張って1cm×1cmのメッシュをつくり、これを利用して、中立粒子およびカメラの位置を決定した。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可能にした。用いたストロボスコープは、高強度で閃光時間が短く、閃光周波数は連続的に可変である。本実験中に使用した照射周期は0.05~0.086secで、閃光時間は20~22μsecと非常に短い。

実験の方法は次のとおりである。すなわち、底面が滑面および粗面の場合について、ほぼ完全な重複波を発生させ、定常状態になってから浮遊粒子をスポイト状にしたガラス管で表面から水中に静かに落下させ、カメラをガラス面から約50cm離れた位置に設置し、ストロボを照射して一定時間間隔ごとに浮遊粒子の挙動を撮影した。なお浮遊粒子の投入位置は側壁の影響がないと考えられるガラス面から内側10cmの位置を選んだ。実験に使用した波の波長は常に一定で、節の数が3となるように水深30cmで周期1.14secとし、波高だけを適当に変えた。なお周期は微小振幅波理論から水槽長さを与えて得られる理論値と一致した。

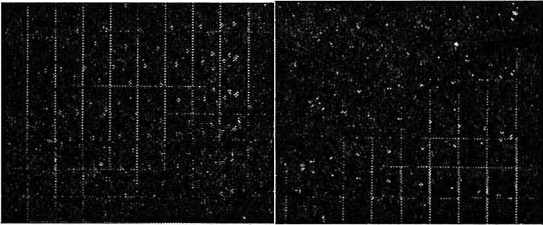
粗面としては、長さ1.5m、厚さ0.5cmの鋼板に直径1cmのガラス棒を5cm間隔に接着剤で張りつけ、それを測定点を中心にして水槽底面に設置した。一方、滑面としては50cm×50cmの鏡面を使用し、これを利用して浮遊粒子が同一鉛直面内で運動しているかどうかを調べ、この面からはずれた場合は解析の対象としなかった。実験条件は表—1に示すとおりである。表中解析始点の節からの距離はx軸正方向(造波板側)にとつてい

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 工修 京都大学大学院 工学研究科

表—1 実 験 条 件

実験番号 Run	粗・滑	粒 径 D(mm)	水 深 h(cm)	波 高 H(cm)	周 期 T(sec)	照射周期 Δt(sec)	静水中の 沈降速度 w _f (cm/sec)	運動中の沈降 速度(実験値) w _e (cm/sec)	運動中の沈降 速度(理論値) w _t (cm/sec)	解析始点の静 水面からの位 置 (cm)	解析始点の浮 遊粒子からの位 置 (cm)
1—13	粗	2.3	30	11.44	1.15	0.05	0.47	2.82	0.82	−10.66	− 7.68
1—18	〃	1.6	〃	12.32	〃	〃	0.67	2.02	1.03	− 3.39	− 7.14
2— 5	滑	1.9	〃	6.25	〃	0.086	0.90	0.89	1.02	− 0.6	− 8.92
2—11	粗	1.8	〃	8.58	〃	〃	0.89	1.93	1.16	− 4.34	− 9.17
3— 7	滑	2.0	〃	8.65	〃	0.067	0.81	0.94	0.93	− 4.49	−14.59
3—14	〃	〃	〃	7.30	〃	0.06	〃	0.87	0.89	− 0.8	−12.73
3—15	〃	〃	〃	9.50	〃	〃	〃	1.20	0.96	− 4.35	−12.96
3—16	〃	〃	〃	9.30	〃	〃	〃	1.38	0.98	−11.71	−13.55
3—17	〃	〃	〃	8.33	〃	〃	〃	1.03	0.90	− 2.32	−15.87
3—29	粗	〃	〃	6.08	〃	0.086	1.05	1.05	1.13	1.42	−10.72
3—32	〃	〃	〃	6.71	〃	〃	〃	1.70	1.19	− 4.78	− 9.82
3—36	〃	〃	〃	9.91	〃	0.06	〃	2.17	1.17	− 5.27	−16.34



(a) 滑面 (Run 3-15) (b) 粗面 (Run 3-36)
写真—1 ストロボ写真の実例

る。なお、写真—1 に実験で得られたストロボ写真の実例を示す。

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、フィルムモーションアナライザーを用いて浮遊粒子の位置の座標を読みとった。読みとりは、浮遊粒子の運動が定常的になった後の $u=w=0$ と考えられるところから始め、2.5 周期までとした。フィルム上の倍率は浮遊粒子の投入位置にスケールを入れて撮影し決定した。実際の座標および速度は読みとり開始点 (X_0, Z_0) を原点として、 $x_i=(X_i-X_0)/A$ および $z_i=(Z_i-Z_0)/A$ と $u_i=(X_{i+1}-X_i)/A \cdot \Delta t$ および $w_i=(Z_{i+1}-Z_i)/B \cdot \Delta t$ から求めた。ここに A : 倍率、 X_i, Z_i : i 番目の x および z の読み、 Δt : ストロボ照射間隔、である。

なお実験結果における読みとり誤差はストロボの照射時間間隔によって異なり、0.086, 0.067, 0.06 および 0.05 sec でおそれぞれ 0.11 cm/sec, 0.14 cm/sec, 0.16 cm/sec および 0.19 cm/sec である。また浮遊粒子が水槽の内方向に ± 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 0.016 cm/sec である。

(2) 微小振幅波理論による計算法

座標軸は図—1 に示すように、反射板の位置を原点と

して、静水面に沿って造波板に向かい x 軸の正を、静水面から鉛直上方に z 軸の正をとる。ここで浮遊粒子は 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 と仮定する。微小振幅波理論によれば、すでによく知られているように、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、それぞれ次式で表わされる。

$$\eta=(H/2) \cos kx \cdot \sin \sigma t \cdots \cdots \cdots (1)$$

$$u=(H\sigma/2) \cdot (\cosh k(z+h) / \sinh kh) \cdot \sin kx \cdot \sin \sigma t \cdots \cdots \cdots (2)$$

$$w=(-H\sigma/2) \cdot (\sinh k(z+h) / \sinh kh) \cdot \cos kx \cdot \sin \sigma t \cdots \cdots \cdots (3)$$

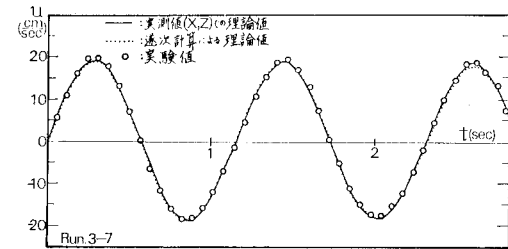
ここで、 H は重複波の波高、 h は水深、 $k=2\pi/L$ 、 $\sigma=2\pi/T$ 、 L は波長、 T は周期である。

これらの式を使って浮遊粒子の速度および軌跡を計算するのであるが、その方法に2通りが考えられる。第1の方法は次のとおりである。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)。次に、この (x_1, z_1) を用いて式 (2)、(3) より u_1, w_1 を求め $t_1=2 \cdot \Delta t$ での位置 $x_2=x_1+\Delta t \cdot u_1$ 、 $z_2=z_1+\Delta t \cdot (w_1+w_f)$ を求める。以下同様にしてくり返し計算する。他の方法は、式 (2) および (3) の x, z 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 u_i および鉛直流速から静水中の沈降速度 w_f を差し引いたもの w_i を算出する方法である。両者による計算結果は、後述する実験結果とともに示してある。ただし軌跡の計算では、2つの計算法のうち最初の計算法による。

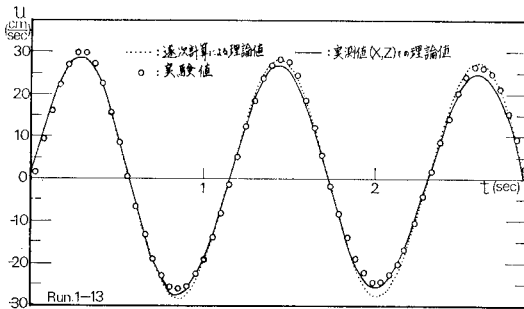
4. 実験結果および考察

(1) 浮遊粒子の水平および鉛直速度

3.(1) で述べた方法によって求めた浮遊粒子の水平速度成分の実験結果のうち代表的なものを、横軸に経過時間(場所的変位を示す)、縦軸に流速をとり、理論値とともに示したのが 図-2(a), (b) である。(a) は滑面の場合であり、(b) は粗面の場合である。図-2(a) から明



(a) 滑 面

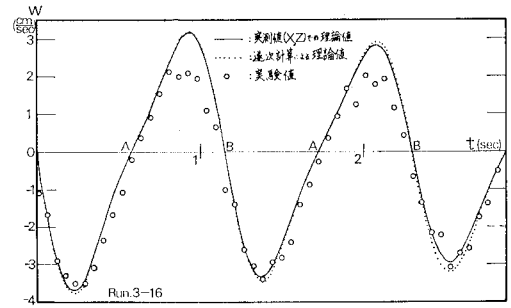


(b) 粗 面

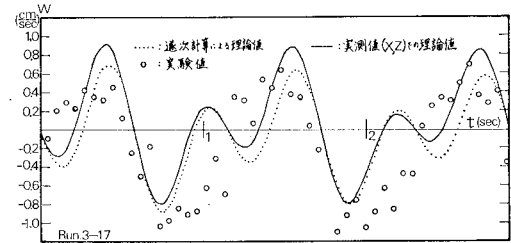
図-2 浮遊粒子の水平速度

らかなように、滑面の場合には、3.(2) で述べた2つの方法のうち最初の方法(以後方法1と呼ぶ)による理論値(図中点線)と第2の方法すなわち実際の測定結果による座標 (X, Z) を用いる方法(以後方法2と呼ぶ)による理論値(実線)はほぼ完全に一致する。また、これらの曲線と実験値も全体的にほぼ一致するが、流速の正の最大値付近では理論値よりやや大きく、負の最大値付近では逆にやや小さい。このことは、実験では実際に x 軸の正の方向に微小な流れの存在していることを示唆するものとも考えられる。一方、粗面の場合には、図-2(b) から明らかなように、計算手法の違いによる差異が少しみられる一方、絶対値の最大付近での理論値との差異がかなり大きく、滑面の場合に比較してさらに若干大きな流れが x 軸の正の方向に存在していることが推察できる。

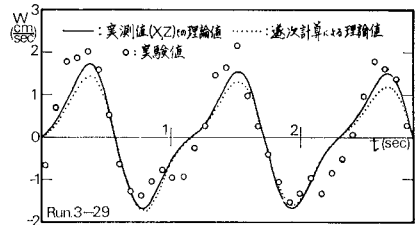
次に鉛直速度成分(ただし、静水中の沈降速度 w_f を差し引いたもの)についてその代表的なものを図示したのが 図-3(a), (b), (c), (d) であるが、水平速度と同様に2手法による理論値と実験値を比較している。(a) と (b) は滑面の場合であり、(c) と (d) は粗面の場合である。また (a) および (d) は浮遊粒子が節から x の負の側(節よりも反射板側)だけを運動し、(b) は節を中



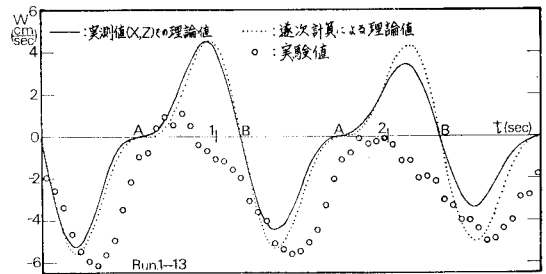
(a) 滑面 (節の右側)



(b) 滑面 (節)



(c) 粗面 (節の左側)



(d) 粗面 (節の右側)

図-3 浮遊粒子の鉛直速度

心に x の正負両側を交互に運動する場合で、また (c) は節から x の正の側(節より造波板側)だけを運動する場合である。全体として、鉛直速度成分の場合には、その大きさは水平成分より1けたオーダーが小さい。しかし、2つの理論値の差異および実験値と理論値との差異は、水平成分の場合と同様1 cm/sec のオーダーであるので、相対的には差異が大きく見える。そこでそれぞれについてさらに詳しく検討してみる。

(a) は滑面の場合であり、節からだんだん離れるにし

たがって(図中Aの位相が節にもっとも近く、Bの位相がもっとも遠い)実験値の方が小さくなり、 w の正の最大付近でもっとも差異が大きくなる。また、(d)は粗面の場合であるが、滑面の場合と同様に節近傍ではかなり理論値に近い値を示しているが、全体として負側に大きく、やはり節から離れるにしたがって実験値は理論値よりかなり小さくなり、正の最大値付近で最大の相違を示している。一方、(c)は浮遊粒子が節から正側で運動する場合であるが、(a)および(d)の場合と比較して逆に全体として実験値は理論値より正側に大きい。以上の結果から推察すると、流速の正の最大値付近で最大の差異を示すことから、慣性効果の影響が考えられるが、慣性効果だけによるものとするれば、当然負の最大値付近でも最大の差異が生じるはずである。しかしながら以上の結果からはそのような傾向は見られない。したがって、むしろ一方向の流れが存在する方と考える方が妥当であるように思われる。すなわち、節の左側では上向き(z 軸正方向)の流れが存在し、右側では下向きの流れが存在して場所的に変動していると考えられる。そしてちょうど節近傍ではそのような流れは存在しないと推察される。しかしながら、後述するように(表-2参照)粗面の場合には波の特性によって、節の両側とも下向きの流れだけが存在すると考えられる場合もあったので、粗面の場合にはさらに検討する余地がある。また滑面の場合でも節を中心に左右両側を運動する場合は、(b)から明らかなように流速の大きさが1 cm/sec以下であるので、読みとり誤差(0.16 cm/sec)などを考慮すると不確定であるが、節近傍でも流れが存在すると考えられる場合もあった(表-2参照)。

以上総合して、滑面の場合には、鉛直速度成分の実験値と理論値との間に若干の差異が存在するとしても、水平速度成分が2手法による理論値とかなりよく一致することから、この程度の波($H/L=1/20$)であれば、十分微小振幅波理論が適用できると考えられる。また滑面でも粗面でも、節の両側で鉛直方向の流れが存在し、特に滑面の場合には節の両側で流れの方向が異なることが推察できる。

(2) 浮遊粒子の軌跡

前節で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分)を取扱ったが、実験値は、あくまで浮遊粒子の運動軌跡から算出されたものであり、計算誤差などを考慮すると、浮遊粒子の挙動を調べるには粒子速度ではなく実際の運動軌跡で調べる方がより好ましいと考えられる。また、浮遊粒子が静水中での沈降速度と水粒子速度の和によって表わされると仮定した結果によって得られる理論軌跡と実際の軌跡を比較することは、波動の速度場での実際の浮遊粒子の運動の

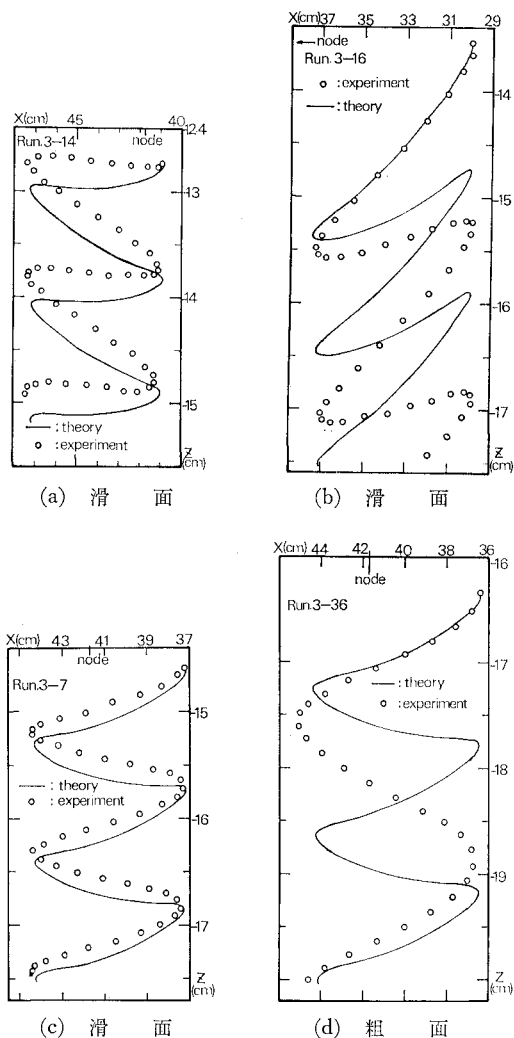


図-4 浮遊粒子の軌跡

特性を検討することを可能にするものと考えられる。そこで軌跡の代表的なものとして図-4(a)~(d)を示す。なお、実線は3.(2)で述べた第1の方法による理論曲線である。図の横軸は反射板からの距離で $x=41.7$ cmの地点が第1番目の節を示し、縦軸は静水面からの距離を示す。(a),(b),(c)は滑面の場合であるが、浮遊粒子は節の両側で異なった挙動をする。すなわち、節の左側では、(a)から明らかなように、鉛直方向には節から離れるにしたがって実験値は理論値より上方に移動し、水平方向には全体的に x 軸の正方向に移動している。一方、節の右側では、逆に鉛直方向には下方に移動し節から離れるにしたがってその傾向が大であり、水平方向には、 x 軸の負の方向に移動していることが(b)で明らかであろう。また(c)はほぼ節を中心に両側を運動する場合である。この場合は(a)および(b)の傾向ほど明らかなではないが、鉛直方向にはほぼ同じ傾向(すなわち、節より

左側では実験の軌跡は理論軌跡より上側に逆に右側では下側)にあり、水平方向にはほとんど移動がないように思われる。一方、粗面の場合には、(d) から明かなように、滑面の場合と相違して節の両側で鉛直下方に移動し、その移動量はより大きい。また水平方向には、この実験ケースを含めて一般的には節の左側では x の正方向に、右側では x の負方向に移動するが、中には途中で方向が変化するものなど、その挙動は複雑である。以上の結果から推察すると、滑面の場合、節の両側で水平、鉛直両方向とも何らかの現象（たとえば流れ）が発生し、浮遊粒子の挙動を支配していることが明らかであろう。一方、粗面の場合には、その傾向は節の両側で明確でないが、鉛直方向にはより大きな流れが発生するものと考えられる。なお以後は浮遊粒子の運動のうち鉛直方向のみに注目することにする。

(3) 浮遊粒子の鉛直速度の変化

(1)および(2)で浮遊粒子の鉛直速度が粗面でも滑面でも変化することを指摘した。ここで注意すべきことは、図-3(a)~(d) から明かなように、実験値に関してはもちろんのこと理論による鉛直速度は浮遊粒子の運動する位置(節の右側か左側か)によってしかも時間経過(すなわち落下)とともに変動するので、理論による浮遊粒子の鉛直速度の値の1周期平均をとっても0にならない。したがって軌跡の理論曲線から1周期にわたる平均沈降速度 w_e を求めた場合、必ずしも静水中の沈降速度 w_f に等しくはならない。このことは詳しく(4)で後述するように、進行波でも Stokes 波理論で示されているように⁸⁾、1つの水粒子に注目してその運動軌跡を逐次計算するとき、1周期後に元に戻らないで若干進行する現象に相当する。これは、浮遊粒子が場所的に変動する水粒子の速度場を運動するために生じる浮遊粒子の質量輸送によるものであると考えられる。したがってここでは、浮遊粒子が実際の波動の場で運動する場合に、その沈降速度が実質的にどの程度変化し、またどのような特性を有するかを調べるために、実際の浮遊粒子の波動中の沈降速度 w_e から前述の場所的変動による理論上の浮遊粒子の質量輸送の影響も差引いた沈降速度の実質的変化率 $(w_e - w_e)/w_f$ を用いて(1)、(2)で述べた実験結果を整理して定量的に示す。

表-2 は、底面の状態、浮遊粒子の運動の中心位置および波形勾配によって、 w_e/w_f 、 w_i/w_f 、 $(w_e - w_i)/w_f$ がどのように変化しているかを示したものである。この表から明かなように、滑面の場合、節近傍での議論は別として、節の両側では沈降速度の実質的変化率が変化する。すなわち、節の位置を中心として、 $(w_e - w_i)/w_f$ の値が x の正側で負、負側で正の値をとっているが、これは、正側では浮遊粒子を浮上させるものが、逆に負側ではより早く沈降させるもの（たとえば流れ）が存在して

表-2 底面の状態、浮遊粒子の運動の中心位置および波形勾配と鉛直速度の変化

Run.	底面の 状　　態	運動の中心の節 から位置 (cm)	$\frac{H}{L}$	$\frac{w_e}{w_f}$	$\frac{w_t}{w_f}$	$\frac{w_e - w_t}{w_f}$	
3-16	滑　面	$x(-)$	-8.0	0.056	1.70	1.21	0.49
3-7	〃	$\uparrow$	-0.9	0.052	1.16	1.15	0.01
3-15	〃	(node)	-0.2	0.057	1.48	1.19	0.29
3-17	〃	$\downarrow$	1.1	0.050	1.27	1.11	0.16
2-5	〃		2.4	0.037	0.99	1.13	-0.14
3-14	〃	$x(+)$	2.48	0.044	1.07	1.10	-0.83
1-13	粗　面	$x(-)$	-5.3	0.069	6.0	1.74	4.26
3-32	〃		-1.3	0.040	1.62	1.13	0.49
3-36	〃		-0.9	0.059	2.07	1.11	0.96
2-11	〃	(node)	-0.6	0.051	2.17	1.30	0.87
1-18	〃	$\downarrow$	2.0	0.074	3.01	1.54	1.47
3-29	〃	$x(+)$	4.4	0.036	1.0	1.08	-0.08

いることを意味していると考えられる。一方、粗面の場合には、データ数が不足しているので確かなことはいえないが、Run 1-18 の場合に節からかなり正側にあるにもかかわらず、かなりの沈降速度の増加率を示すこと、また Run 3-29 は粗面であっても、波高が非常に小さく、しかも水表面に近い所での運動であるので、むしろ滑面的要素が強いことから、鉛直下向きの強い流れが存在することが推察される。

図-5 は表-2 の結果を用いて、浮遊粒子の運動の中心位置によって、 $(w_e - w_i)/w_f$ と H/L の関係がどのようになるかを滑面の場合と粗面の場合に分けて示したものである。実験数が少ないので断定はできないが、この図からは波形勾配の増加とともに、実質的増加率

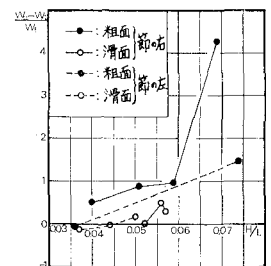


図-5 沈降速度の実質変化率と波形勾配の関係

は粗面でも滑面でも増大する傾向にあり、この増大率は粗面の場合がはるかに大きい。いいかえると、節の左側にあっても、ある波形勾配以上になると静水中での沈降速度よりもより速い速度で落下するということを示している。このように波動の場では、実質的浮遊粒子の沈降速度が節の左側と右側では異なり、しかもそれは波形勾配と若干関係があること、また、その大きさも滑面に比して粗面の場合ほど大であることを示したが、そのような現象をひき起こす要因は不確定であるが、沈降速度の実質的変化率がかなり大きいことを考えると、重複波内部に新たに流れが存在するものと推察されるが、それが果たして何物であるかに関しては今後さらに実験数を増

し、その一般的特性をもっと正確に把握する必要があると思われる。

次に前述したように、沈降速度を有する物体が微小振幅波理論で表現できる重複波動中を運動する場合の浮遊粒子の運動への沈降速度の影響について若干の考察を行なう。

(4) 重複波動中の浮遊粒子の運動への沈降速度の影響

波による質量輸送の研究は古くは Stokes⁹⁾ にはじまり、Longuet-Higgins¹⁰⁾ による粘性を考慮した境界層内の質量輸送に関する理論的研究ならびに進行波による Bagnold¹¹⁾ や Russel および Osorio¹²⁾ などの実験的研究があげられる。その後野田¹³⁾は浅海重複波による層流および乱流境界層における質量輸送を理論的に算出し、さらに実験的にも興味ある結果を示した。

一般に、浅海重複波の場合非回転波動理論では、水粒子速度の Taylor 展開のうち2次項のみにとどめる範囲では質量輸送は存在しない。しかしながら、ここで沈降速度を有する浮遊粒子が、微小振幅波理論で表現される波動流体中を運動する場合、 x 方向にはその水粒子速度と同じ速度で、 z 軸方向には水粒子速度と静水中の沈降速度の和の速度で運動すると仮定するならば、浮遊粒子の1周期平均の鉛直方向速度が、静水中の沈降速度に等しくならないこと、すなわち、浮遊粒子が鉛直方向に静水中での沈降速度以外に質量輸送速度に相当する量を有することを示す。

本来、流体中での物質の運動を取り扱う場合、その物体の運動に着目してその物体の運動方程式をたて、それを解くべきであるが、非定常流での速度場での運動方程式はいわゆる Basset¹⁴⁾ の項などが加わり複雑であり、

また抗力係数および質量係数に問題が残っている今日では、厳密に満足すべき解を得ることができないと考えられる。したがって、ここでは、厳密ではないが、上記の仮定の下に理論を展開する。

いま、浮遊粒子が上記の仮定の下に重複波内部を運動している場合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挙動を表わす浮遊粒子の速度 $u(\bar{x}, \bar{z}, t)$ および $w(\bar{x}, \bar{z}, t)$ は式 (2), (3) を考慮して次のように表わされる。

$$u(\bar{x}, \bar{z}, t) = (H\sigma/2) \cdot (\cosh k(\bar{z}+h)/\sinh kh) \cdot \sin k\bar{x} \cdot \sin \sigma t \dots\dots\dots (4)$$

$$w(\bar{x}, \bar{z}, t) = (-H\sigma/2) \cdot (\sinh k(\bar{z}+h)/\sinh kh) \cdot \cos k\bar{x} \cdot \sin \sigma t - w_f \dots\dots\dots (5)$$

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, ζ の1次の項までとると次式のようにになる。

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

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

第1近似では式(6)および式(7)の第2項以下を省略して t で積分すると、 ξ, ζ は次のようになる(この場合任意の積分定数がでるが結果的には0とおいてさしつかえない)。

$$\xi = (-H/2) \cdot (\cosh k(\bar{z}+h)/\sinh kh) \cdot \sin k\bar{x} \cdot \cos \sigma t \dots\dots\dots (8)$$

$$\zeta = (H/2) \cdot (\cosh k(\bar{z}+h)/\sinh kh) \cdot \cos k\bar{x} \cdot \cos \sigma t - w_f \cdot t \dots\dots\dots (9)$$

この第1近似における ξ, ζ を式(6)および(7)右辺に代入すると、 $d\xi/dt$ および $d\zeta/dt$ は次式のようにになる。

$$d\xi/dt = (H\sigma/2) \cdot (\cosh k(\bar{z}+h)/\sinh kh) \cdot \sin k\bar{x} \cdot \sin \sigma t - \{ (H^2\sigma k)/(16 \sinh^2 kh) \} \sin 2k\bar{x} \cdot \sin 2\sigma t - \{ H \cdot \sigma \cdot k \cdot w_f \cdot \sinh k(\bar{z}+h)/(2 \sinh kh) \} \cdot \sin k\bar{x} \cdot \sin \sigma t \cdot t \dots\dots\dots (10)$$

$$d\zeta/dt = (-H\sigma/2) \cdot (\sinh k(\bar{z}+h)/\sinh kh) \cdot \cos k\bar{x} \cdot \sin \sigma t - \{ H^2\sigma k \cdot \sinh 2k(\bar{z}+h)/(16 \sinh^2 kh) \} \cdot \sin 2\sigma t + \{ H \sigma k \cdot w_f \cdot \cosh k(\bar{z}+h)/(2 \sinh kh) \} \cdot \cos k\bar{x} \cdot \sin \sigma t \cdot t - w_f \dots\dots\dots (11)$$

$d\xi/dt$ および $d\zeta/dt$ は浮遊粒子の速度を表わすから、これらの値の1周期平均をとれば、それぞれ x 方向、 z 方向の浮遊粒子の重複波動中の1周期平均の沈降速度(すなわち浮遊粒子の質量輸送)を表わすことより、それぞれ $\bar{U}$ および $\bar{W}$ とすれば、式(10)および式(11)から次のようになる。

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\xi}{dt} dt = \frac{\pi H w_f}{L} \cdot \frac{\sinh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \cdot \sin k\bar{x} \dots\dots\dots (12)$$

$$\bar{W} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\zeta}{dt} dt = -w_f - \frac{\pi H w_f}{L} \cdot \frac{\cosh k(\bar{z}+h)}{\sinh kh} \cdot \cos k\bar{x} \dots\dots\dots (13)$$

一方、野田¹³⁾によれば、Longuet-Higgins¹⁰⁾の方法で求めた境界層外縁の質量輸送速度 U_∞ は、次のように表わされる。

$$\bar{U}_\infty = (-3/8) \cdot \{ H^2/(L \cdot T \sinh^2 kh) \} \cdot \sin 2k\bar{x} \dots\dots (14)$$

したがって、水平方向には $(\bar{U}_\infty + \bar{U})$ の浮遊粒子の質量輸送速度が存在することになる。以上の $\bar{U}, \bar{U}_\infty, \bar{W}$ の性質について若干まとめると次のようである。

(a) $\bar{U}$ および $\bar{W}$ とも $w_f=0$ のときは0である。す

なわち、完全中立粒子の水中での運動の場合は、式(14)で表わされる質量輸送しか存在しないということになる。

(b) $\bar{U}$, $(\bar{W}+w_f)$ および $\bar{U}_\infty$ を $k\bar{x}$ の値によって模式図で示すと 図-6 のようになり、 $\bar{U}_\infty$ は節では 0 であるが、 $\bar{U}$ は最大の絶対値を示す。また反射板から第 1 および第 2 番目の節の両側では $\bar{U}$ と $\bar{U}_\infty$ の値が同符号および異符号になる。

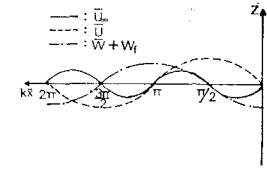


図-6 質量輸送速度 ($\bar{U}$, $\bar{U}_\infty$, $\bar{W}+w_f$) の模式図 (縦軸の大きさは任意)

(c) $(\bar{W}+w_f)$ は節では 0 で第 1 番目の節の右側 (反射板側) では負、左側では正の値を示し、腹の位置でその絶対値が最大になる。

(d) $\bar{U}/w_f$ および $(\bar{W}+w_f)/w_f$ は波形勾配に比例する。

(e) ($k\bar{x}$ = 一定) の場所では、 $\bar{U}$ および $(\bar{W}+w_f)$ は z 軸方向に変化し、表面に近いほど絶対値が大きくなる。また $\bar{U}$ は底面では 0 であるが $(\bar{W}+w_f)$ は 0 にはならない。

以上の結果を、特に鉛直速度の変化に限定して実験結果を比較してみると、すでに (3) で示した理論の軌跡と実験の軌跡の差を説明するものとして推察した何らかの流れは、滑面の場合のある波形勾配以下の場合には、ほぼ性質 (c) および (d) を満足しているものと考えられる。しかしながら、実験データが少なく、しかも節近傍では鉛直速度が非常に小さく読み取り誤差を考慮すると、十分一般的傾向を示した実験結果だとは言え切れないので、そのことに関しては今後さらに、実験を試み、十分な資料を得た段階で検討したいと考えている。

以上のように式 (13) と (3) で示した実験結果の 1 周期平均の鉛直速度の実質増加率の傾向が定性的にはかなり合致することを示したが、その因果関係についてはよくわからない。今後さらに定量的にも検討し、浮遊粒子の挙動の特性を明らかにしたいと考えている。

5. 結 語

以上、重複波において、底面が滑面の場合と粗面の場合の特に重複波の節近傍における浮遊粒子の挙動について、その水平速度、鉛直速度ならびに運動軌跡を実験的に検討し、若干の考察を行なった。その結果、滑面の場合でも粗面の場合でも浮遊粒子の沈降速度を変化させる何かが発生し、特に粗面の場合に著しいことを明らかにした。その原因として、流れの発生が推察できるが、そ

の実態については言及できなかった。

しかしながら、浮遊粒子が微小振幅波理論で表わされる波動の場を運動するとき、その沈降速度のために、質量輸送が発生することを示し、その特性と実験結果の鉛直速度の変化特性 (すなわち何かの流れ) が若干関係がありそうであることを示した。しかしながら、資料不足であることから、さらにその因果関係について調べるために、広範囲にわたる実験を行なうとともに、定量的にも検討すべきであると考えている。

最後に、本研究を行なうにあたり、酒井助教授から熱心な討議をいただき、また海岸研究室の諸氏からも有益な助言をいただいた。ここに深く感謝の意を表する。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、謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 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.
- 2) 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.
- 3) 岸 力・榎 国夫・山崎貞元: 波動による底質の浮遊, 第21回年次学術講演会講演集第II部, 土木学会, p. II-85, 1966.
- 4) 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.
- 5) 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.
- 6) 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.
- 7) 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.
- 8) Skjelbreia, L.: Gravity Waves, Stokes' Third Order Approximation, Table of Functions, Council on Wave Research, The Engineering Foundation, pp. 1~337, 1959.
- 9) たとえば, Wiegell, R. L.: Oceanographical Engineering, Prentice-Hall Inc., p. 32, 1964.
- 10) Longuet-Higgins, M.S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Royal Soc. London, Series A, No. 903, Vol. 245, pp. 535~581, 1953.
- 11) Bagnold, R.A.: Sand movement by waves, Some small scale experiments with sand of very low density, Jour. ICE, No. 4, p. 447, 1946.
- 12) Russel, R. C. H. and J. D. C. Osorio: An experimental investigation of drift profiles in a closed channel, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., pp. 171~183, 1958.
- 13) 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.
- 14) Basset, A. B.: A Treatise on Hydrodynamics, Vol. 2, Chapter 22, Dover Publications, Inc., New York, 1961.