

重複波による浮遊粒子の挙動について(2)

京都大学工学部 正員 岩垣雄一
京都大学大学院 学生員 〇平山秀夫
運輸省 中尾成邦

①はしがき：底質の浮遊機構を解明する第一段階として、重複波内部に底質を浮遊させる乱れあるいは乱れに類似なものが存在するかどうかを調べるため、その最初としてすでに前報¹⁾に、浮遊粒子が静止状態から徐々に波高が増大する波動中と運動する場合の挙動を、実験的に示した。ここでは波高が定常状態の場合の浮遊粒子の挙動を実験的に調べ、微小振幅波および有限振幅波理論と比較して、その特性をさらに詳しく把握しようとするものである。

②実験装置および方法：実験装置は前報と全く同様であるのでここでは省略する。実験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を所定の位置に投入し、ストロボを用いて中立粒子の挙動を撮影した。発生させた重複波は前報¹⁾の場合と同様に水深 $h=30\text{ cm}$ で節の数が3つとなるように周期 1.14 sec 、波長 166.7 cm とし、波高と測定点を適宜に変化させた。なお、ストロボ写真の実例を写真-1に示す。

③解析方法：(1)実験結果の解析法：実験結果の解析法は前報と全く同様であるので、省略する。

(2)微小振幅波および有限振幅理論による計算法：微小振幅波理論による計算法はすでに示した³⁾ので、ここでは有限振幅波理論による計算法について略述する。

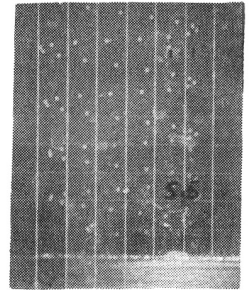


写真-1 ストロボ写真の実例

座標軸、とり方は前報と同様であり、また浮遊粒子は x 軸方向にはその方向の水粒子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。

Tadjbakhsh と Keller の3次近似解によれば、重複波の水粒子速度の各成分は次式で表わされる。

$$U = kaC \cdot \left\{ \cosh k(h+z) / \sinh kh \right\} \cdot \sin \alpha t \cdot \sin kx \\ - 1.5 \left(\frac{\pi a}{L} \right)^2 \cdot C \cdot \left\{ \cosh 2k(h+z) / \cosh kh \right\} \cdot (1 - \coth^4 kh) \\ \times \sin 2\alpha t \cdot \sin 2kx + (ka)^3 (\beta/k)^{1/2} \cdot \left\{ 3\beta_3 \sin \alpha t \cdot \sin 3kx \right. \\ \times \cosh 3k(h+z) + \beta_1 \sin 3\alpha t \cdot \sin kx \cdot \cosh k(h+z) \\ \left. + 3\beta_3 \sin 3\alpha t \cdot \sin 3kx \cdot \cosh 3k(h+z) \right\} \cdots \cdots (1)$$

$$W = -kaC \left\{ \sinh k(h+z) / \sinh kh \right\} \cdot \sin \alpha t \cdot \cos kx \\ + 1.5 \left(\frac{\pi a}{L} \right)^2 \cdot C \cdot \left\{ \sinh 2k(h+z) / \cosh kh \right\} \cdot (1 - \coth^4 kh) \\ \times \sin 2\alpha t \cdot \cos 2kx - (ka)^3 (\beta/k)^{1/2} \cdot \left\{ 3\beta_3 \sin \alpha t \cdot \cos 3kx \right. \\ \times \sinh 3k(h+z) + \beta_1 \sin 3\alpha t \cdot \cos kx \cdot \sinh k(h+z) \\ \left. + 3\beta_3 \sin 3\alpha t \cdot \cos 3kx \cdot \sinh 3k(h+z) \right\} \cdots \cdots (2)$$

$$r: \beta_1 L, C = \left(\frac{g}{2\pi} \cdot \tanh \frac{2\pi h}{L} \right)^{1/2}, \beta_3 = \left\{ (1+3 \tanh^2 kh) / (28 \cosh 3kh) \right\} \\ \times (3 \coth^{3/2} kh - 5 \coth^{1/2} kh + 2 \tanh^{3/2} kh), \beta_1 = (9 \coth^{3/2} kh + 62 \coth^{1/2} kh \\ + 31 \coth^{1/2} kh) / (128 \coth kh), \beta_3 = \left\{ (1+3 \tanh^2 kh) / (28 \cosh 3kh) \right\}$$

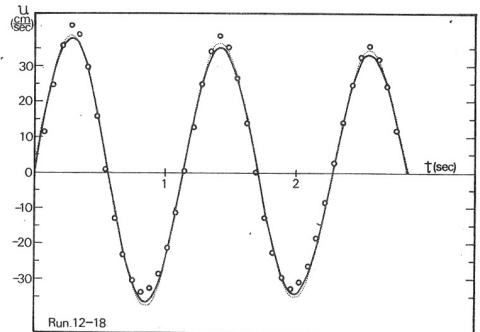


図-1 浮遊粒子の水平速度

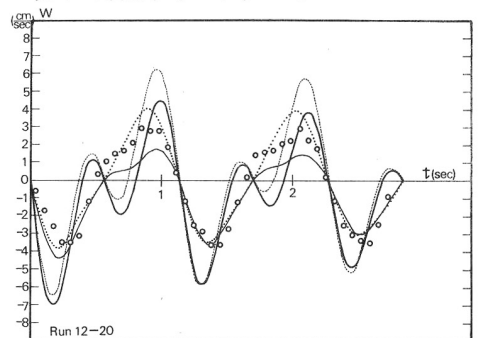


図-2 浮遊粒子の鉛直速度

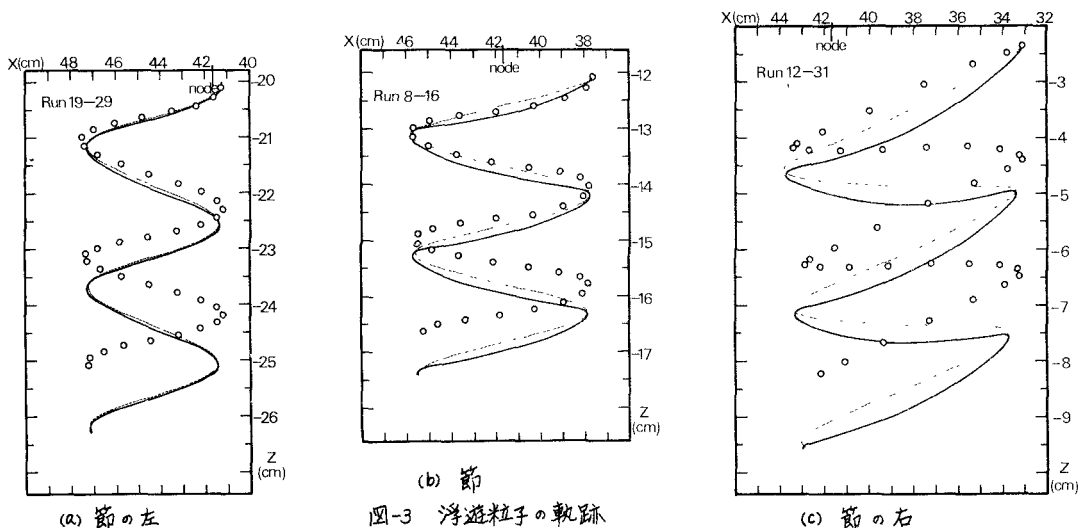


図-3 浮遊粒子の軌跡

$x\{-9 \coth^2 kh + 22 \coth^4 kh - 13 \coth^6 kh\}$, H は重複波の波高, h は水深, $k = 2\pi/L$, $\omega = 2\pi/T$, L は波長, T は周期である。
また a は次式で表現される。 $a = H/2 - 1/32 \cdot (\pi/L)^2 H^3 \{27 \coth^4 kh + 27 \coth^6 kh + 96 \coth^8 kh - 63 + 11 \tanh^2 kh + 6 \tanh^4 kh\}$

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、2通りの方法が考えられる。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) を両式に代入して (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 $t_1 (=0+\Delta t)$ 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。②の方法は式(1)および(2)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、浮遊粒子の水平流速 u_i および実際の鉛直流速から w_f を引いた W_i を算出する方法である。ただし軌跡の計算は①の方法によった。

④実験結果および考察: 図-1 および 図-2 は経過時間 t と横軸に、縦軸にそれぞれ速度成分 u および w ととり理論曲線と実験値を示したものである。図-1 の実験値および点線はそれぞれ微小振幅波理論を用いた①および②の方法による理論曲線であり、○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、微小振幅波理論とほとんど同じなので、図示しなかった。図-2 の太い実験値、破線、細い実験値、および点線は、それぞれ微小振幅波理論による①の方法、②の方法、有限振幅波理論による①および②の方法による理論曲線である。これらの図から明らかなように、水平速度の場合には、両理論曲線と実験値は極大値付近を除いてほとんど一致している。鉛直速度の場合には、有限振幅波理論を用いた①の方法による理論曲線が実験値の傾向とよく合致しているが、全体的には実験値が正側に大きいようである。図-3 (a)~(c) は、浮遊粒子の軌跡の理論曲線と実験値を示したもので、それぞれ浮遊粒子の運動の中心位置が節の左側、ほぼ節、および節の右側を運動する場合である。また図中の実験値は微小振幅波理論、点線は有限振幅波理論を用いた①の方法による理論曲線を示す。この図から明らかなように、波高が増大するにつれて、運動の中心位置には無関係に理論値と実験値の差異はかなり大きくなり、全体的に実験値の方が沈降速度が小さい。この原因として浮遊粒子の質量輸送や波動中を運動する浮遊粒子の流体力の変化などが考えられるが、今後さらに詳しく調べる必要がある。

最後に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) 岩垣・平山・藤田: 重複波による浮遊粒子の挙動について, 昭和47年度関西文部講演概要, 1972.
- 2) Tadjbakhsh, I and J.B. Keller: Standing surface wave of finite amplitude, Jour. Fluid Mechanics, 1960.
- 3) 岩垣・平山: 重複波による浮遊粒子の挙動について, 第19回解学講演会論文集, 1972.