

九州大学工学部

椿 東一郎

〇 浜 村 実

水資源公団

野 中 崇二

1. 流れが限界掃流力をこえて移動床になると、河床には sand wave が形成される。

これには形が非対称で流れの方向に進行するいわゆる dune とよばれるものと、形が対称に近く流れと逆方向に進む Anti-dune とよばれるものとの二種類があり、両者の遷移領域として sand wave の消滅した平滑河床があはれることはよく知られている。このように sand wave が形成されると砂粒の摩摺抵抗の他に凹凸による抵抗が加わり流れは顕著な影響を受ける。とくに sand wave は粗度として流れを規定すると同時にそれ自体が河床砂と水理学的な特性に規定されて発達或いは崩壊するために両者の相互作用は極めて複雑である。

従ってこのような問題を解明するためには (1) 各種 sand wave の発生範囲、(2) sand wave のスケール (波長、波高) と底質、水量との関係、(3) その粗度とスケールとの関係、などを順次明確にしてゆくことが必要とされる。このうち (1) については Albertson や杉尾教授が実験結果を整理して、dune, smooth, 及び Anti-dune の発生範囲が、Froud 数と掃流力の無次元表示  $U_b^2 / \gamma s d$  ( $U_b$ : 摩摺速度,  $\gamma$ : 底質の水中比重,  $d$ : 粒径) とによって規定されることを見出し、Garde 等はほぼ同様な関係  $I/s$  ( $I$ : 水面勾配) と  $R/d$  によって発生範囲がきめられることを示している。また Garde の criterion は著者の一人によって理論的な説明が加えられているのでほぼ解決に近ずいたと云えよう。(2) については最近 Yalini が波高  $H$  について次の実験式

$$\frac{H}{h} = \frac{1}{6} \left( 1 - \frac{h_{cr}}{h} \right) \quad h_{cr}: \text{移動限界水深} \quad (1)$$

を提案し、波長  $\lambda$  については ripple が  $\lambda = 1000d$ , dune については  $\lambda = 5h$  と云うきわめて簡単な実験式を提案しているにとどまる。しかしながら、上式の波高  $H$  は砂漣の発達過程について成立つにしても、重要な崩壊過程には全くふれていないし、波長についても再検討の要が残されている。

最近流砂実験に関連して sand wave の波高、波長の測定結果が特に米国に於て発表されたため、従来の資料とともに観測データがかなり豊富になったのでこの機会に前記 (2), (3) の問題と流速法則について若干の考査を加えてみたい。

## 2. Sand Wave のスケール

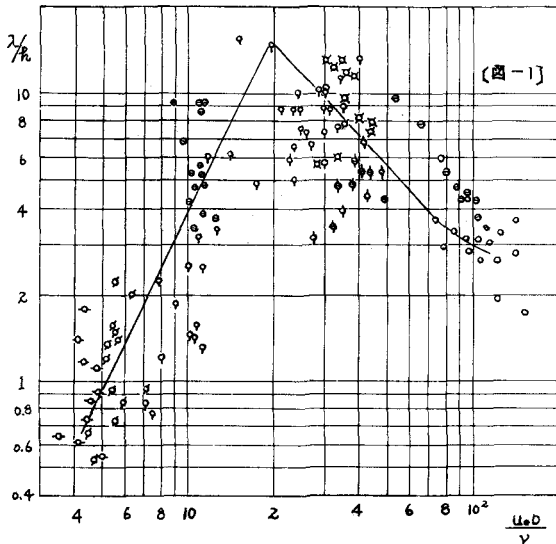
平滑にした砂面に水を流すと直ちに 2 次元的な sand wave が発生し、時間の経過とともに波高が増大する。この間 ripple の場合 2 次元的な wave が 3 次元的な魚鱗形に変形してゆくが波長入には大きな変化がみられない。従って波長入は移動床に於ても Plane bed と同様な水理条件に規定されると考えられるから、その関数形として次の式

$$\frac{\lambda}{k} \text{ or } \frac{\lambda}{d} = \phi \left( \frac{u_* d}{\nu}, \frac{k}{d} \right) \quad (2)$$

が予想される。ここに図-1は  $\lambda/k$  roughness Reynolds 数  $\frac{u_* d}{\nu}$  との関係を示したもので  $\frac{u_* d}{\nu} = 20$  に於て  $\lambda/k$  は極大値をもつ。また  $\frac{u_* d}{\nu} < 20$  の場合 sand wave の形は魚鱗形に近いいわゆる ripple とよばれるものであり  $\frac{u_* d}{\nu} > 20$  の場合には二次元的に連続した dune とよばれるもので、波長が水深  $k$  に関連づけられるのはこの範囲のものである。

つぎに ripple ( $\frac{u_* d}{\nu} < 20$ ) のみを取上げ  $\lambda/d$  と  $k/d$  の関係を求めると図-2のようになり Yalinski の  $\lambda = 1000d$  に近いが  $\lambda/d$  の値は  $k/d$  とともに若干大きくなる傾向がみられる。

つぎに sand wave の波高、波形勾配の無次元表示  $H/\lambda$  及び  $H/k$  に影響する無次元量には掃流力の無次元表示  $\psi = \frac{u_*^2}{g d}$ 、流れの Froude 数  $Fr = \frac{V}{\sqrt{g h}}$ 、roughness Reynolds 数などがあげられるが流砂量の強度が重要な役割を持つであろう。従って有効掃流力の無次元表示  $\psi_e = \psi \cdot \frac{q}{g}$  と  $H/\lambda$  との関係をプロットすると図-3が得られる。



(図-1)

(以下の図に使用する記号)

- 斐伊川及び人工水路 (橋東一郎)
- 橋東一郎
- ▽ D. B. Simons and E. V. Richardson (0.045)
- ◇ " (0.028)
- E. M. Laurenson (0.011)
- " (0.004)
- ◇ Liu (0.069)
- ◇ Lorenz G. Straub (0.069)
- 松梨 廣三郎 (0.077)
- ◇ Peter Achters (0.016)
- ◇ Barton and Liu (0.018)
- Norman H. Brooks (0.016)
- Vanoni and Brooks (0.0137)
- George N. Nomicos (0.0137)
- xx Richard A. Stein (0.04)

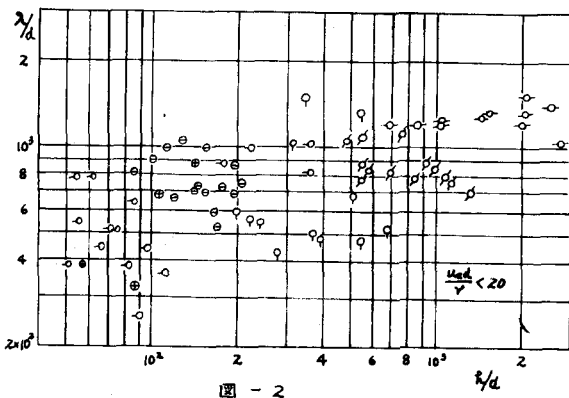


図-2

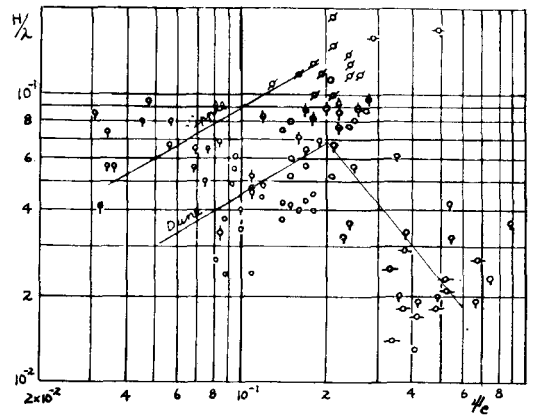


図-3

実験値のうちばりはきわめて著るしいが、まず  $\lambda/H = 0.2$  程度に  $H/\lambda$  の極値が認められる。

従つて限界掃流力をこえて河床に砂連が発生すると、流砂量の強度あるいは  $\lambda/H$  がますますともに波形勾配は増加して発達過程にある。更に  $\lambda/H$  が  $0.2$  をこえて、更に流砂量の強度が増加すると崩壊過程に入る。散らばりの原因は sand wave の波高、波長が極めて不規則でその平均値さえ正確に把握することが困難であるともう実験的な制約に加えて、流れの Froude 数や砂粒 Reynolds 数等の要素も影響をもつことに起因するようと思われる。實際発生領域に於ては ripple は dune に比べて約 2 倍の値をもち砂粒 Reynolds 数の影響を受け、崩壊領域では流れの Froude 数がさいてくるようと思われる。なほ  $H/\lambda$  については今のところ適当な表示法と見出していない。Yalinski の関係 (1) 式は  $H/\lambda$  を  $\lambda/H$  の関数とみなすことと同等であるが、発達領域に限つてもこのような簡単な関係は期待されない。

### 3. Sand wave による流体抵抗

$$\text{平均流速 } V \text{ を対数公式 } V/u_* = \varphi = 6.0 + 5.75 \log \frac{R_s}{k_s} \quad (3)$$

で表わすとき、相当粗度  $k_s$  は河床に形成された sand wave の波高  $H$ 、波長  $\lambda$  及び河床砂の粒径  $d$  の関数とみなされる。従つて次の関係を

$$\frac{R_s}{H} = f\left(\frac{\lambda}{H}, \frac{\lambda}{d}\right) \quad (4)$$

が期待される。(3) 式から  $R_s$  を逆算し、 $R_s/H$  と  $\lambda/H$  との関係プロットしたものが図-4 である。

砂粒による摩擦抵抗の効果を示す  $\lambda/d$  の影響が入る等のためにうらばりは著るしいけれども、 $R_s/H$  の値は  $\lambda/H$  とともに大きくなり  $\lambda/H \approx 16$  に於て極大値をとつた後  $\lambda/H$  の増加とともに減少してゆく。このような傾向は水路底に高さ  $H$  の矩形粗度をピッチ入で並べた 2 次元粗度の  $R_s/H$  の傾向と全く同一であり、 $R_s/H$  の極大の起る  $\lambda/H$  の値もほぼ一致している。

ただ sand wave の圧力抵抗係数が矩形粗度にくらべて小さいため  $R_s/H$  の最大値は後者の  $40 \sim 60$  の値にくらべ前者は  $15 \sim 20$  程度の値となる。

このようにして圧力抵抗が大きな役割りをもつことは明らかであるから一波長間の全抵抗  $\tau_0$  を

圧力抵抗  $\frac{1}{2} \rho C_x u^2 H$  ( $C_x$ : 抵抗係数,  $u$ :  $H$  の高さにおける流速) と sand wave の背面にそう境界層抵抗  $\tau$  とにわけ、さらに流速の対数分布式が適用されると仮定すると

$$\tau_0 = \tau + \frac{1}{2} \rho C_x \frac{H}{\lambda} V^2 \left[ 1 + \frac{u_*}{V} (2.5 + 5.75 \log \frac{H}{\lambda}) \right]^2 \quad (5)$$

sand wave の場合  $\frac{u_*}{V} (2.5 + 5.75 \log \frac{H}{\lambda})$  は 1 にくらべて無視出来る程度であるから、近似的に

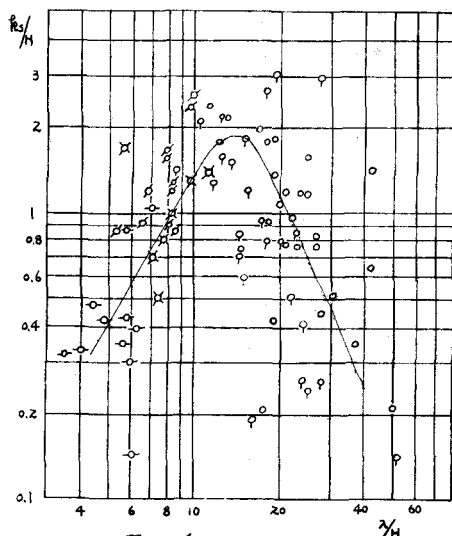


図-4

$$\tau_0 = \tau' + \frac{1}{2} \rho C_x \frac{H}{\lambda} V^2 \quad (5)$$

とあける。

$C_x$ は sand wave の形及び  $\lambda/H$  の関数である。又  $\tau'$  は砂の移動に寄与する有効掃流力であるから、著者の一人が流砂量式からきめた表現

$$\tau' = \tau_0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \quad \rho_0 = 6.0 + 5.75 \log \frac{H}{\lambda} \quad (6)$$

を用いると

$$\frac{1}{\rho} \sqrt{1 - \frac{\rho}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{1}{2} C_x \frac{H}{\lambda}} \quad (7)$$

となる。 $H/\lambda$  は図-3 に示したように主として  $\frac{u_*^2}{s g a} \cdot \frac{\rho}{\rho_0}$  によつて規定されるから  $\sqrt{\frac{1}{2} C_x \frac{H}{\lambda}}$  と  $\frac{1}{\rho} \sqrt{1 - \frac{\rho}{\rho_0}}$  の関係を図-5 に示す。

図-5

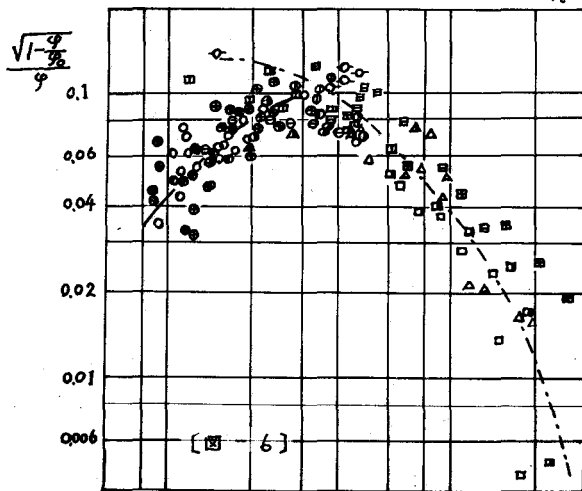
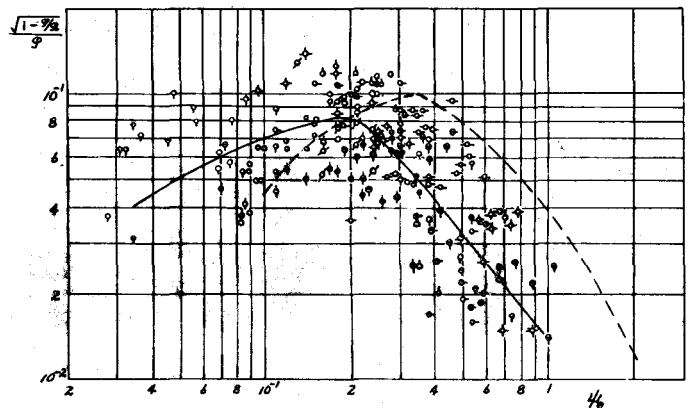
こちらは非常に著るしいが sand wave の抵抗を表わす

$\frac{1}{\rho} \sqrt{1 - \frac{\rho}{\rho_0}}$  は  $\frac{1}{\rho} = 0.2$  に於て極大をもち  $\frac{1}{\rho} < 0.2$  は sand wave の発達過程に、 $\frac{1}{\rho} > 0.2$  は崩壊過程に対応している。

流砂河川について同一の操作を行なつた結果を図-6 に示しその平均曲線は図-5 中に記してある。

傾向はほぼ同一であるが河川では  $\frac{1}{\rho} = 0.35$  に於て極大が起り河川の sand wave の方が崩壊過程に入り難くその度合も小さいことがわかる。

これはおそらく実験水路に於ける Froude 数が河川のそれより大きいことによると考えているが現在の資料では検討を加える事が出来ない。



[図-6]

Symbol : ○ : 大型水路    △ : 巨川  
● : 斐伊川(橋)    □ : Missouri河  
○ : " (音川)    ■ : Big Sioux River  
○ : 肝着川上小泉    ■ : Elkhorn River  
○ : " 湖の国    ○ : Salinas River