

矩形管水路における河床波の発生と発達

京都大学工学部 正員 中川 博次
 京都大学工学部 正員 辻本 哲郎
 建設省 正員 ○ 富田 邦裕

河床波の形成についてかつては水面波の影響が注目されたこともあったが、管水路においても河床波 (anti dunes を除く) の形成されることが実験によっても示され、最近では河床波の形成要因として水面波が考慮されることはほとんど無いようである (antidunes を除く)。しかしながら、著者が平坦河床から発生・発達する河床波のスペクトルの時間的変化を調べた結果、初期において Ainy 波に相当する波数でスペクトルにピークが現れ、河床波のスペクトルの発達過程にあるのはこのピークの低波数側への移行と持続づけられることが指摘された¹⁾。そこで Ainy 波の出現と産む水面波の果たす役割の重要性が知られた。そこで本研究では管水路移動床実験を行うこととそれを開水路移動床実験と比較することによって水面波の果たす役割を検討することにした。

1. 実験 長さ $9m$ 、幅 $33cm$ の可変勾配水路において、図-1 に示すように移動床初期平坦河床面から $D_0 = 7.5cm$ 上方にアクリル製上壁を設け、移動床管水路 (矩形断面) 実験を行った。実験砂は中央粒径 (d) $0.074mm$ の河内砂 ($\phi = 2.61$) を用いた。

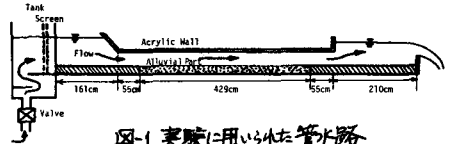


図-1 実験に用いた管水路

水路中央線に沿って上壁アクリル板に $20cm$ 間隔で圧力タップを設け、 $M \times T$ により圧力勾配を測定、次の方法で移動床面せん断応力 τ を求めた。 $\tau = \rho g R_b I$ ①, $R_b = D_0 - \frac{B + 2D_0}{B} \left(\frac{N_w U}{\sqrt{I}} \right)^{1/2}$ [m-sec 単位] ③
 ただし、 U : 平均流速、 B : 水路幅、 N_w : アクリル樹脂面のマニング粗度係数 ($N_w = 0.0098$) である。なお上述のアクリル製上壁を取りはずすと開水路移動床実験が可能で同じ河床材料についての実験をも実施した。開水路では $R_b = h \left\{ 1 - \frac{2}{B} \left(\frac{N_w U}{\sqrt{I}} \right)^{1/2} \right\} \approx h$ ② (h : 水深) である。実験水路には下流部固定床部に流量測定用の確砂箱が設けられているが、管水路の場合この形式での測定は不可能で流量測定は行っていない。砂面縦断面形状は自走式超音波測深器で測定されたが、管水路の実験の場合は所定の時刻ごとに通水を一旦停止してアクリル板を除去して (但し充分な水深のほぼ静水状態) 測深記録を得た。なお、開水路移動床実験では接触式砂面測深器を応用した水位計と超音波測深器と同時に自走させ、水面形状記録も得た。

2. 開水路移動床での実験結果 まず、今回の対象である管水路実験の結果と比較すべき開水路実験結果の一

例を示す。図-2 が石堀波数スペクトルの時間的変化で初期に鋭いピークが見られ、時間とともに低波数側へ移行してピークが鈍化するという前報¹⁾が明らかにされた過程が今回の実験でも確認された。

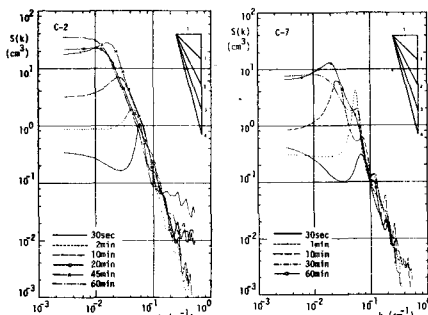


図-2 開水路での砂面波数スペクトルの発達

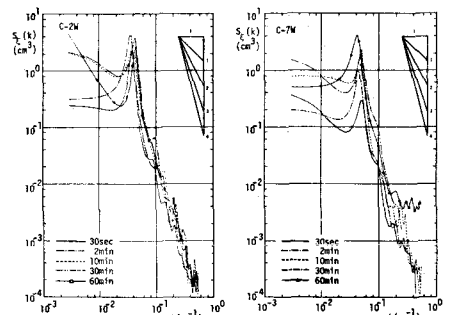


図-3 河床波の発達に伴う水面波数スペクトル

図-3 は 同 じ 実 験 で 測

* Hiroji NAKAGAWA, Tetsuro TSUJIMOTO and Kunihiro TOMITA

定された水面の波数スペクトルで、Airy波相当波数の波が底波数へ移行することも鈍化することもほとんど無い。
すなわち、前報で述べたように¹⁾水面波の効果はごく初期に限って不安定機構を通して砂面に傷んでいるように考えられる。
そしてこれが初期にみられる規則正しい河床波に相当し、これが底波数側へ分散しゆくことで河床波が形成する。

3. 管水路実験結果 管水路の場合に得られた砂面波数スペクトルの時間的変化の例は図-4に示す通りで、開水路に比べると明らかに卓越するスペクトルピークの存在は認められず Airy波としての水面の影響が当然存在しない。逆にここに示した結果より、開水路の場合には独自の機構(水面の反射)の存在することが明らかにされた。

4. 管水路内移動床砂面の不安定性 著者は前報で河床波スペクトルの発達過程が次の3つの機構から成っているものと推定した¹⁾
(a)ランダムな砂粒の離脱・落下を起因とする河床分散の生成過程、
(b)不安定機構、(c)個々の波の性質による追いつき合車に伴う波数移行過程。

このうち(a)、(c)は管路と開水路で本質的に変わりないので、(b)のみを検討する。不安定解析の方法は著者が開水路に対して行った^{1),2)}それに準拠し、砂粒運動にstochastic model、流れモデルに抵抗係数を別途考慮したポテンシャル流理論を用いると、ポテンシャル流理論の部分だけが開水路と異なる。このとき、波数 k ($=2\pi/L$)の波の増幅率の無次元表示(波数 k の波数スペクトル成分の増幅率とも解釈される) $\Gamma^*(kD_0)$ は、次式のようになる。

$\Gamma^*(kD_0) = [-kL/2 \{1 + (kL)^2\}] \cdot \{2F_* kL + \alpha(R_* - 1)\} \dots \textcircled{4}$ (これは開水路とも共通、但し開水路の場合 $D_0 \rightarrow h_0$)
ここで F_* , R_* は振動流速、水面波に相当するもので、管路の場合には、
 $F_* = \coth D_0$, $R_* = 0 \dots \textcircled{5}$ となる(開水路の場合 $F_* = \frac{1 - Fr^2 \coth^2 k h_0}{\tanh k h_0 - Fr^2 \coth k h_0}$, $R_* = Fr^2 \coth^2 k h_0 / (Fr^2 \coth k h_0 - \tanh k h_0)$ となり、この分母 $\rightarrow 0$ が Airy の条件と与える)。また α は

水脈の拡大・収縮の効果を表わすもので(開水路では $\alpha = Y_0 / Fr^2$ とおいたが、管路では Froude 数が存在しない)であるが、ここでは実験数とした。開水路の場合と同様、河床波発達の初期には上述の3つのサブプロセスのうち(c)は末だ小さいと考えられ、スペクトルの増幅率によって(a)の効果が見えてくる(図-5)と推定、不安定機構に起因するスペクトルの波数増幅率を調べたのが図-6である。これより $\alpha \approx 6$ と定め(開水路実験での Froude 数の範囲を考えると $Y_0 / Fr^2 = 5 \sim 7$ 程度となり同程度の値とある)理論結果(図-7)と比較すると、図-6の議論が認められる。なお、従来の研究と同様、不安定解析を河床波形成の領域区分に役立てるに図-8が得られた。

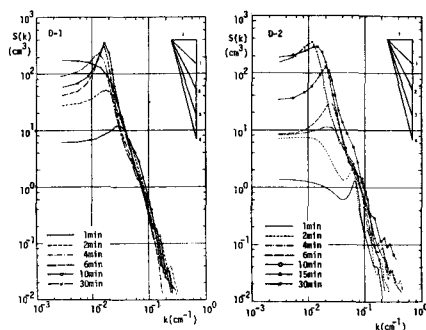


図-4 管水路での砂面波数スペクトルの発達

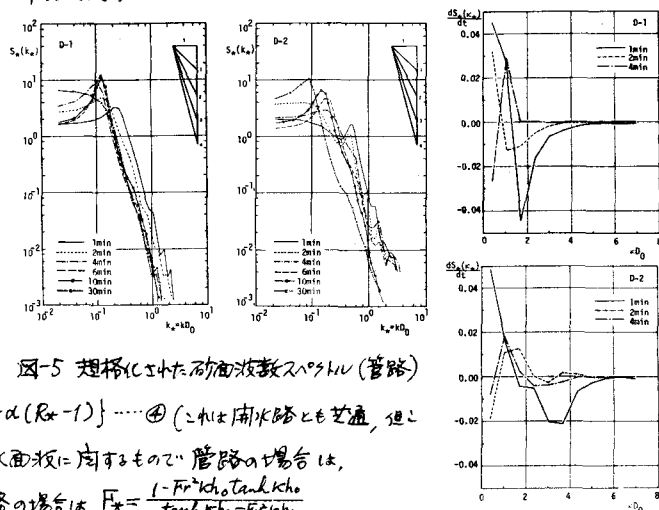


図-5 増幅化した砂面波数スペクトル(管路)

図-6 波数別スペクトル増幅率

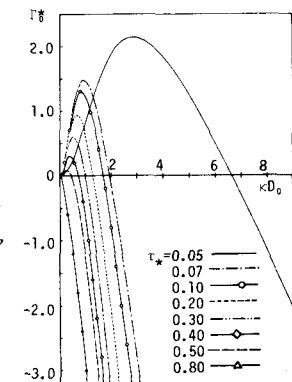


図-7 不安定解析による得られた理論的スペクトル増幅率

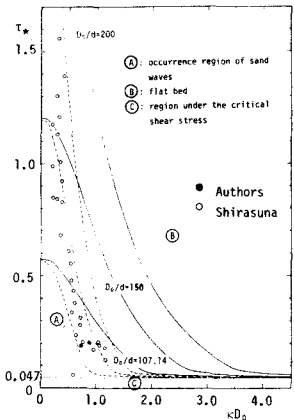


図-8 不安定解析による領域区分(管水路実験)

参考文献: 1) 中川・辻本; 第26回水理, 1982.
2) Nakagawa, Tsujimoto; Proc. ASCE, HY12, 1980.