

砂面の波数スペクトルの時間的変化からみた河床波の形成機構
Sand Wave Formation as Spectral Evolution

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

1. ま え が き

小規模河床波の発生・発達においては不規則な砂粒運動、比較的規則正しい初期の河床波、発達に伴って波のスケールの分布が広がり不規則波の性状を呈するものの、個々の波ごとに着目するとその上では比較的規則正しい砂粒運動が見られるなど、規則性と不規則性の混ざり合った興味深い過程を観察することができる。河床波の形成機構はこうした規則性と不規則性の微妙なバランスと移行過程にその本質があるものと考えられ、そのしくみを考察するのに平坦河床から河床波が発達するプロセスを砂面の波数スペクトルの時間的変化としてとらえ、その特性を探ることが有力な手段と考えられる。こうした点に着目し、本論文では実験水路において平坦河床から河床波が発達する過程で短い時間間隔で砂面波数スペクトルを測定した結果にもとづいてその特性を検討するとともに、その変化過程を掃流過程に対する確率モデルから説明しようとするものである。

2. 実験的考察

実験は長さ9m、幅33cmの鋼製可変勾配水路で、中央粒径0.42mm、0.5mmの2種の砂を用いて行い、初期平坦河床に通水後短い時間間隔で自走式超音波測深器を用いて河床縦断形状の時間的変化を調べた。実験条件は表-1に示す通りで、表に示す水理条件は通水後約10分の測定にもとづく。各時刻の河床縦断形記録よりM.E.M.によって砂面の波数スペクトル $S(k)$ (k :波数)を計算、また別に河床高の分散 σ_y^2 を求めた。河床高標準偏差 $\sigma_y(\sigma_y^2 = \int_0^\infty S(k) dk)$ の時間的変化においては図-1に示すようにほぼ時間の平方根に比例する増加過程が認められる。波数スペクトル $S(k)$ の時間的変化の一例は図-2に示される。図-2(a)は通水後10分までを詳しく調べたものであり、図-2(b)によって

いわゆる河床波の平衡状態 (fully developed sand waves) に達するまでの砂面波数スペクトルの時間的変化の概略を知ることができる。図-2(b)によると、河床波の平衡状態ではいわゆる「3乗則」¹⁾の成立が認められるようである。また通水後2分程度の初期発達過程では顕著なスペクトルピークが認められ (すでにJain²⁾によっても指摘されている)、実際この段階での河床波は比較的規則正しい(写真-1参照)。なお図-2(a)を見ると通水後30秒程度(この時期の通水経過時間は通水開始時刻の設定の困難さから若干の誤差を含む)では、このスペクトルピークは顕著でなくなだらかなスペクトル形が描かれている。ということは発生期の砂面は相当ランダム

表-1 実験条件

RUN	i	d(cm)	h(cm)	U(cm/s)	Fr	τ_*	Re_*	h/d
A-2	0.0020	0.042	5.55	26.81	0.364	0.165	13.9	132.1
A-3	0.0020	0.042	8.76	32.75	0.353	0.261	17.4	208.6
A-5	0.0033	0.042	4.74	36.01	0.528	0.233	16.5	112.9
A-6	0.0033	0.042	7.32	39.33	0.464	0.359	20.5	174.3
A-7	0.0033	0.042	9.50	43.40	0.480	0.467	23.3	226.2
B-1	0.0020	0.050	4.97	35.81	0.513	0.128	14.2	99.4
B-2	0.0020	0.050	5.88	42.05	0.554	0.152	15.4	117.6
B-3	0.0020	0.050	10.50	50.29	0.496	0.271	20.6	210.0

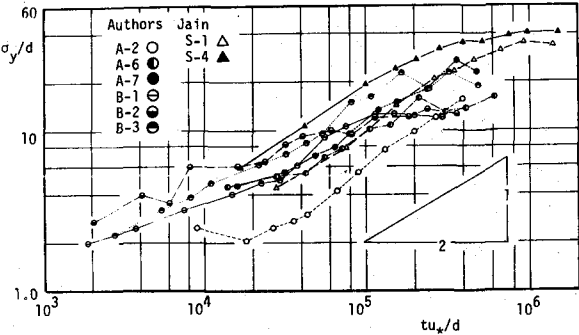


図-1 河床高標準偏差の時間的変化

ないいわゆる擾乱でしかないことを示している。こうした擾乱は著者らがかつて河床面で砂粒のランダムな離脱・落下の繰り返しを確率過程としてモデル化して砂面高の不規則性の増加を説明し、これが河床波の萌芽であると予想した³⁾ものに対応しているのであろう。図-2を見てわかるように通水後5分程度までのスペクトル形はピークを除外すると波数による減衰性状は $-1 \sim -2$ 乗程度で平衡状態のそれ(-3 乗)に比べると緩やかで、特異な波数の波の急激な成長(スペクトルピークに対応している)はあってもその他

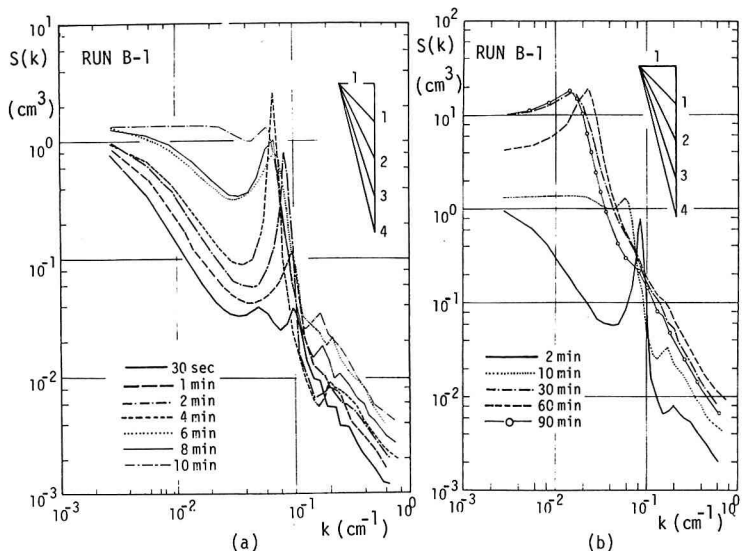


図-2 砂面波数スペクトルの時間的変化

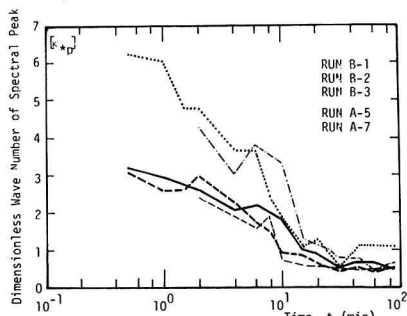


図-3 スペクトルピーク波数の時間的変化

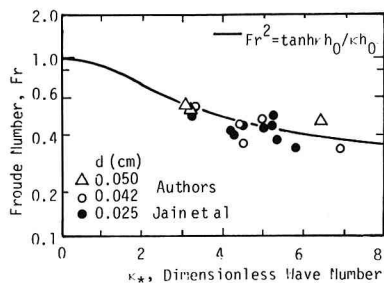


図-4 初期スペクトルピーク対応波数

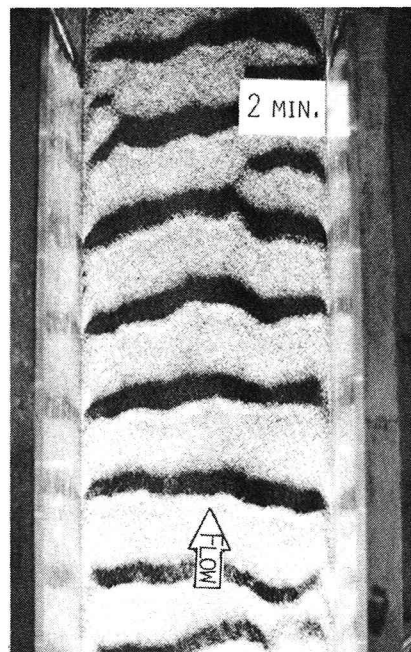


写真-1 通水2分後の河床波

の波数では概ね全波数域に亘って一様に増幅しているようである。

次に着目される点は、発達初期にみられるスペクトルピーク(とくに通水後2分程度で顕著)が時間とともに低波数側に移行してゆき、ピークそのものも鈍くなってゆくことである。ピークに対応する波数の時間的変化を示したのが図-3で、図ではピークに対応する角波数を水深で無次元化($k_{*p} = 2\pi k_p h$, h : 水深)して示している。このピークに対応する波数は、いわゆる平衡状態の河床波スペクトルの「 -3 乗則」の限界波数 k_0 ($k_0 h \doteq 0.15^{1), 4)}$ に収束するように減少してゆくようである ($\lim_{t \rightarrow \infty} k_{*p} \doteq 0.3\pi$)。この限界波数に対応する波長が平衡状態の河床波の平均波長 ($\bar{\lambda} \doteq 6h$) にほぼ等しいこと^{1), 4)}、波数スペクトルのピークに対応する波長がほぼ卓越波長と見なせ

ることを考慮すると、こうしたピーク波数の時間的変化で河床波の発達過程における波長の時間的変化を近似できると思われ、河床波の発達過程の大筋はこうした低波数側へのスペクトル成分の移行過程に支配されていると考えて良いだろう。さて先に述べたように河床波の発生時にはランダムな擾乱であっても、その後相当早い時期に初期卓越波長が見られるようである。図-3に示されるような図をもとに $t=0$ に外挿したスペクトルピーク対応波数と Froude 数との間には図-4に示すような関係が認められる。図中実線で示す Froude 数とこの初期スペクトルピーク対応波数の関係については後述する。

3. 理論的考察

砂粒の運動 (bed load motion) に伴う砂面の変化を表わす基礎式は次のようである。

$$\partial y(x)/\partial t = \{\mu_d(x) - \mu_s(x)\} A_1 d \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 μ_s , μ_d は砂粒一個の占める面積の砂面上での単位時間当りの砂粒の離脱及び落下個数であり、また A_1 は砂粒の1次元形状係数、 d は砂粒径である*)。ところで $\mu_s(x)$ と $\mu_d(x)$ は step length の確率密度関数 $f_X(\xi)$ を用いて次のように関係づけられる。

$$\mu_d(x) = \int_0^{x-x_0} \mu_s(x-\xi) f_X(\xi) d\xi \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで x_0 は流砂の原点である。河床波の問題では $x_0 \rightarrow -\infty$ としてよい。 $\{\mu_s\}$, $\{\mu_d\}$ が「確率変数」であること、それに応答して変化する砂面もまた「確率過程」であることを考慮し、式(1)(式(2)を代入)を変数 x について Fourier 変換すると次式が得られる。

$$\frac{\partial Y(\kappa, t)}{\partial t} = A_1 d \{\mathcal{F}[f_X] - 1\} \cdot \mathcal{F}[\mu_s(x)] \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで $\mathcal{F}[\cdot]$ は x についての Fourier 変換 ($x \rightarrow \kappa$) を表わし、とくに $Y(\kappa, t) \equiv \mathcal{F}[y(x, t)]$ である。ここでは式(3)を解いて $Y(\kappa, t)$ を求め、さらに、

$$Y(\kappa, t) \cdot Y^*(\kappa, t) = S(\kappa, t) \quad \dots\dots\dots (4)$$

の関係をj用いて砂面の波数スペクトルの時間的変化を求めることを意図している。上式で上付の*は共役複素数、 $\overline{\cdot}$ はアンサンブル平均を表わす。

底面せん断応力の変動 $\{\tau(x)\}$ 及びそれに伴う砂粒の砂面からの離脱過程の変動 $\{\mu_s\}$ が微小で、しかも $\{\mu_s(x)\}$ が $\{\tau(x)\}$ に充分に追従して応答するならば、

$$\tau(x)/\tau_0 = 1 + r_\tau \psi_\tau \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\hat{r}_p \equiv (\partial p_{s*}/\partial \tau_*)|_{\tau_0} \quad \dots\dots\dots (6)$$

とおいて式(3)は次のように書ける。

$$\partial Y/\partial t = A_1 d \hat{r}_p p_{s0} \mathcal{F}[r_\tau \psi_\tau(x)] \cdot \{\mathcal{F}[f_X] - 1\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで添字0は平均値に対応するものでまた、

$$p_{s*} \equiv p_s \sqrt{d/(\sigma/\rho - 1)g} ; \tau_* \equiv \tau/[(\sigma/\rho)gd] \quad \dots\dots\dots (8)$$

σ : 砂粒の密度, ρ : 水の密度, g : 重力加速度である。

平坦河床時の乱れによる底面せん断応力の変動を考えた場合、 $\{\tau(x)\}$ は時間的に変化する。いま $t=0$ での $\{\tau(x)\}$ が単に速度 U_c で下流へ流されると考えると、

$$\mathcal{F}[\psi_\tau]_t = \mathcal{F}[\psi_\tau]_0 \exp(-i\kappa U_c t) \quad \dots\dots\dots (9)$$

と表わされ(添字 $t, 0$ は時刻を表わす), これを式(7)に代入して $Y(\kappa, t)$ を求め式(4)の関係をj用いると

$$S(\kappa, t) = (A_1 d \hat{r}_p p_{s0})^2 \cdot \overline{\{\mathcal{F}[f_X] - 1\} \{\mathcal{F}^*[f_X] - 1\}} \cdot \frac{2(1 - \cos \kappa U_c t)}{(\kappa U_c)^2} S_{\tau\tau}(\kappa) \quad \dots\dots\dots (10)$$

が得られる。ここで $S_{\tau\tau}(\kappa)$ はある瞬間での底面せん断応力の波数スペクトルであり(時間的に変化しない), 上式によると各波数のスペクトル密度は $2\pi/\kappa U_c$ を周期として増幅・減衰を繰り返すことになる。この場合にも増幅した擾乱が河床波形成の「きっかけ」になり得ることは充分考えられる。ところが、掃流砂の挙動は必ずし

*) $\{\mu_s(x)\}$, $\{\mu_d(x)\}$ のアンサンブル平均が pick up rate $p_s(x)$, deposit rate $p_d(x)$ である。

も乱れによる変動に素直にตอบสนองしておらず、上述のモデルのように「乱れ」を直接「初期砂面擾乱」に結びつけるのは無理があるように思われる。したがって掃流砂運動の stochastic model の研究⁵⁾によって明らかにされた砂粒の挙動の不規則性にもとづいた議論をするのが良いと思われる。

さて、 $t \leq 0$ において全く砂が動いていないとき、 $N_s(x, t)$ を地点 x 近傍の砂粒 1 個の占める面積から時間 $(0, t)$ の間に離脱した砂粒の累積個数とすると、式 (1), (2) から次式が書ける。

$$y(x, t) = \left\{ \int_0^\infty N_s(x - \xi, t) f_X(\xi) d\xi - N_s(x, t) \right\} A_1 d \quad \dots\dots\dots (11)$$

上式を変数 x について Fourier 変換した上で、式 (4) の関係を用いると、

$$S(\kappa, t) = (A_1 d)^2 \{ \mathcal{F}[f_X] - 1 \} \{ \mathcal{F}^*[f_X] - 1 \} \cdot S_{NN}(\kappa, t) \quad \dots\dots\dots (12)$$

が得られる。ここで $S_{NN}(\kappa, t)$ は $\{N_s(x, t)\}$ の場所的相関に関係した波数スペクトル密度である。上式の右辺のいずれの量も砂粒の不規則運動に関連した量であり、初期平坦河床からの擾乱発生を論じる場合、平坦河床でのその特性を使える。たとえば step length については A を平均 step length として

$$f_X(\xi) = (1/A) \cdot \exp(-\xi/A) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\mathcal{F}[f_X] = (1 + i\kappa A)^{-1} \quad \dots\dots\dots (14)$$

である。また 充分明らかでない $\{N_s(x)\}$ の場所的变化についても便宜的に指数型の相関関数を仮定すると $S_{NN}(\kappa, t)$ は次式の Fourier 変換で与えられる ($R_{NN}(\xi, t)$ を $\{N_s(x)\}$ の自己相関関数とする)。

$$R_{NN}(\xi, t) = \text{Var}[N_s(t)] \cdot \exp(-\alpha_0 \xi) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで α_0^{-1} は $\{N_s(x)\}$ の場所的相関の緩和距離であり、 $\text{Var}[N_s(t)]$ は stochastic model に関する研究成果⁵⁾より rest period の分布性状と次のように関係づけられる。

$$\text{Var}[N_s(t)] = E[\{N_s(t)\}^2] - \{E[N_s(t)]\}^2 \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$E[\{N_s(t)\}^k] = \int_0^t \mathcal{F}^{-1}[(1 - \phi_T) \sum_{n=0}^{\infty} n^k \phi_T^n] d\tau \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\phi_T(u) = \mathcal{F}[f_T(\tau)] \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここでの Fourier 変換は $\tau \rightarrow u$ についてであり、 $\mathcal{F}^{-1}$ はその逆変換である。また $f_T(\tau)$ は rest period の確率密度関数で、指数分布を仮定すると、

$$\text{Var}[N_s(t)] = p_s t \quad \dots\dots\dots (19)$$

である。このときに求められる砂面擾乱スペクトルは著者らが先に求めたもの⁶⁾と同じで、

$$S(\kappa, t) = 4 \alpha_0 p_s (A_1 d)^2 [\kappa^2 / \{(\kappa^2 + \alpha_0^2)(\kappa^2 + 1/A^2)\}] \cdot t \quad \dots\dots\dots (20)$$

となる。これによると全波数域に亘って時間に比例した増幅がみられ、また $\kappa \rightarrow \infty$ では $S(\kappa) \rightarrow \kappa^{-2}$ の性状を示す。なお上式より、

$$\sigma_y/d = A_1 \sqrt{2 \alpha_0 p_s t / \{ \alpha_0 + (1/A) \}} \quad \dots\dots\dots (21)$$

が得られる。こうした解析結果は前章で述べた水路実験結果に認められる性状と良く合致しており、初期砂面擾乱はここに説明したように乱れによる底面せん断応力の変動によって直接引き起こされるというよりも掃流過程に固有の不規則性に起因する不規則性と考えることができる。

以上のようにして河床面に波形の雛型ができると、その砂面形に応じた流れ場が形成され底面せん断応力の場所的变化 $\{\tau(x)\}$ が出現する。平坦河床時の乱れによる底面せん断応力は各点でのアンサンブル平均は場所に変化していないものであったのに対し、ここで考える $\{\tau(x)\}$ は各点でのアンサンブル平均が砂面形状 $\{y(x)\}$ に応じて x 方向に変化しているのであり、変動(確率過程)としては本質的に異なる。こうした状況では流砂挙動についてもアンサンブル的な意味での平均を考えればよく式 (7) の適用が充分可能である。さて、このような変形路床上の流れについてここでは著者らが先に規則波について砂面不安定性解析^{3), 7)}を行った際に導入した次の抵抗則を用い、水深 h 及び流速 U の場所的变化はポテンシャル流理論で与えられるものとする。

$$\tau(x) = \beta \rho U^2 \left(1 - \alpha \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad \dots\dots\dots (22)$$

このとき線型化して次式が得られる。

$$\mathcal{J}[r_t \psi_t] = \{2F_* - i\alpha(R_* - 1)\} \kappa Y \quad \dots\dots\dots (23)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} F_* &= (1 - F_r^2 \kappa h_0 \tanh \kappa h_0) / (\tanh \kappa h_0 - F_r^2 \kappa h_0) \\ R_* &= F_r^2 \kappa h_0 \operatorname{sech} \kappa h_0 / (F_r^2 \kappa h_0 - \tanh \kappa h_0) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

であり、 F_r : Froude 数、 h_0 : 非擾乱時の水深である。式(23)を式(14)とともに式(7)に代入すると結局

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = -A_1 d \hat{r}_p p_{s0} \underbrace{\frac{\kappa A(\kappa A + i)}{1 + (\kappa A)^2}}_{\text{④}} \{2F_* - i\alpha(R_* - 1)\} \kappa Y \quad \dots\dots\dots (25)$$

となる。上式の④は流砂モデルから、⑤は流れモデルから出てきたもので、ここでは流れ特性が河床形状と直接結びついているのに対し、流砂の方は基本的にその仕組は不変であるとしている。したがって河床変形が大きくなり流砂挙動が砂面形に強く規制されてくると上式はもはや適用できないが、こうした状況ではすでに線型化の仮定も崩れている。

さて式(25)を解くと

$$Y(\kappa, t) = Y(\kappa, 0) \exp \left[-A_1 d \hat{r}_p p_{s0} \{2F_* - i\alpha(R_* - 1)\} \frac{\kappa^2 A(\kappa A + i)}{1 + (\kappa A)^2} t \right] \quad \dots\dots\dots (26)$$

となり、式(4)の関係を用いて結局次式を得る。

$$S(\kappa, t) = S(\kappa, 0) \exp \{2B_* \Gamma^*(\kappa h_0) t\} \quad \dots\dots\dots (27)$$

ただし、

$$B_* = A_1 d \hat{r}_p p_{s0} A / h_0^2 \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\Gamma^*(\kappa h_0) \equiv -[(\kappa A)^2 / \{1 + (\kappa A)^2\}] \cdot \{\alpha(R_* - 1) + 2\kappa A F_*\} \quad \dots\dots\dots (29)$$

で $\Gamma^*(\kappa h_0)$ は無次元化されたスペクトル増幅率を与える。なお上式と式(24)より、

$$F_r^2 = \tanh \kappa h_0 / \kappa h_0 \quad \dots\dots\dots (30)$$

が成立するとき $\Gamma^*(\kappa h_0)$ は $\pm\infty$ となり、ある Froude 数の条件のもとで上式を満足する波数の波がきわめて急激に発達する可能性があることが示される。すなわち前章で述べた河床波発達初期にみられる鋭いスペクトルピークがこれに相当するものと類推される。式(30)で与えられる関係を図-4の初期のスペクトルピークの対応波数と Froude 数の関係についての実験値 (Jain²⁾ による結果を含む) に比較して示した。この結果上述の類推がほぼ認められるものと判断される。なお式(30)に示されるような関係は一次元不等流モデルなどでは求められないが必ずしもポテンシャル流理論固有のものではない。さて式(29)において、

$$r_1 \equiv A / h_0 = 1.0 ; \quad r_2 \equiv \alpha F_r^2 = 1.2 \quad \dots\dots\dots (31)$$

(これらのパラメータ r_1 , r_2 は著者らの先の論文^{3), 7)} で導入されたもので、上式のようにパラメータの値を選ぶと従来行われているような規則波に対する

不安定性解析の結果、林⁸⁾ によるものと類似の河床波の領域区分図が得られる) と置いた場合の $\Gamma^*(\kappa h_0) \sim \kappa h_0$ の関係を図-5に示した。さらに、実験結果の数例について式(27), (29)を検討してみることにする。とここでこうした初期発達過程ではなお砂粒のランダムな離脱・落下に伴う河床高の分散増加のプロセスも併存しておりそれとここに述べたプロセスの効果を分離するのは難しい。しかしながら、先のプロセスは全波数域に亘って一様に増幅するものである(分散増幅過程または variance production

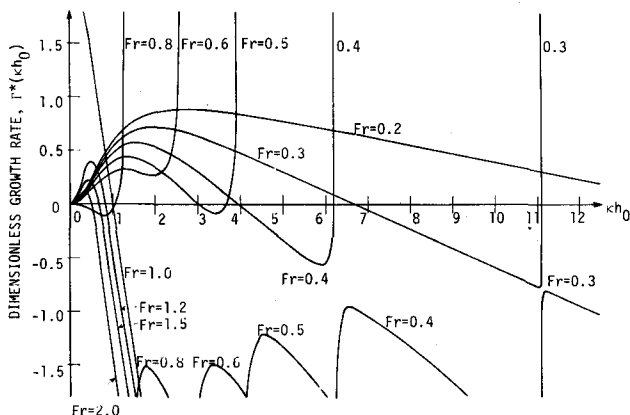


図-5 不安定機構にもとづくスペクトル増幅率

と呼べるだろう)のに対し、ここに述べたプロセスでは波数によっては減衰するものもあり、いわば波数選択的増幅で全体の砂面高分散を増す機構というよりむしろ波数淘汰機構としてとらえられる。実際式(21)のみで砂面高分散の増加過程を充分記述できる⁶⁾。そこで実験によって得られた各時刻の波数スペクトルを規格化し、これによって先のプロセスの効果は除去できるものと考え。規格化された波数スペクトルの時間的変化の例は図-6に示される。ここで $S_*(k_*)$ は次のように無次元化されたものである。

$$S_*(k_*) \equiv S(k)/\sigma_y^2 h_0, \quad k_* = k h_0 \quad (32)$$

図-6をもとに各波数成分のスペクトル $\bar{S}_*(k_*) \equiv S_*(k_*) \Delta k_*$ の時間的変化を調べたものが図-7である。図中の折線が実測値で、式(27)による理論値は矢印で示される。なお理論値の計算に当っては著者らが以前に示したpick-up rateの推定式⁹⁾を用いた。図-7によると定量的な精度の点でなお問題も残されているが、ここに示したようなFourier変換された砂面を対象とする線型不安定性解析によって河床波発達初期における波数淘汰機構がかなりうまく説明される(図-8参照)。

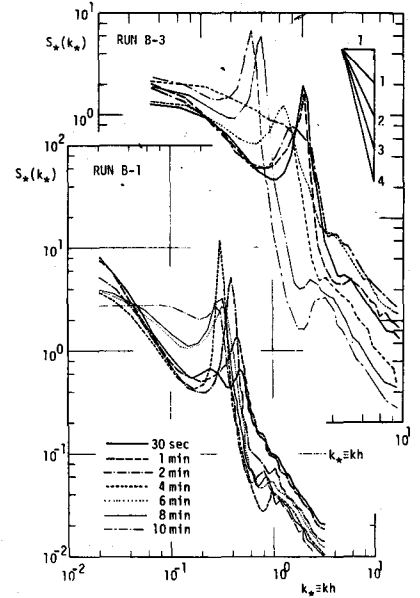


図-6 規格化された波数スペクトルの時間的変化

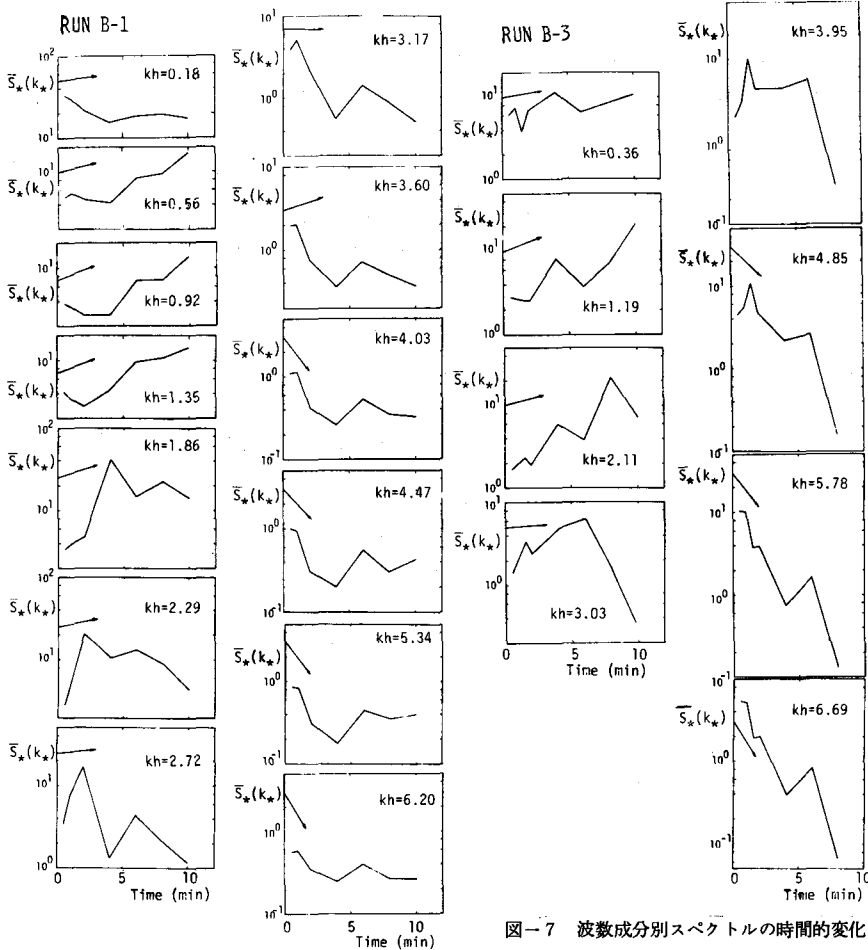


図-7 波数成分別スペクトルの時間的変化

また逆に、従来の不安定性解析の実験的検証が不合理にも単に平衡状態の河床波の領域区分で済まされていたのが今回の解析と実験で時間的変化過程そのものに対する積極的検証といった形でなされるようになった点も注目されるべき成果と言えよう。

さて上述の線型解析による不安定機構（波数淘汰機構）のモデルの適用は河床波の発達過程のかなり初期にしか適用されない。その理由の第一は微小振幅の仮定であるが、もう一つ、波相互の干渉作用の問題（これも非線型効果）がある。すなわち上述の不安定解析では不規則波形を対象とはしているが個々の波を独立して扱っていることになっており、実際にはスペクトルの変化は波長の変化によってもたらされているにもかかわらず、このモデルではスペクトルの変化は純粋に各波数の成分の波の増幅に依る。こうした機構に依る河床波の発達においては波形勾配が増加しているはずで、図-9に示す実験によって得られた各時刻の平均波長、平均波高から求められた波形勾配の時間的変化例からわかるように、通水後数分程度までは波形勾配の増加が認められる過程が存在し、河床波の発達初期に上述の機構の卓越が予想される。

さて、図-9の例からわかるように通水後10分程度以降では波形勾配一定の過程が認められ、この過程では波長・波高とも増加する。すなわちこの過程での砂粒運動は河床形状に強く規制され、個々の砂粒の運動よりむしろ個々の波の挙動が現象の素過程となっている。河床波の個々の波に着目するとそのスケールは広く分布しており、かつスケールによって波速に違いがあるため随所に追いつき合体事象が見られる。この時期における河床波の平均スケールの増加はこうした局所的に確率的に生じる追いつき合体の統計的平均として与えられる¹⁰⁾ものと考えられる。こうした形式での河床波の発達は波数スペクトルの時間的変化としてみると、スペクトル成分の低波数側への移行という形で表わされる。スペクトル成分の波数移行速度を $c(\kappa)$ とすると、この機構にもとづく波数スペクトルの増加率はほぼ次式で与えられるものと期待される²⁾。

$$C(\kappa) = \frac{\partial}{\partial \kappa} \int_0^\infty S(\kappa') \kappa' c(\kappa') d\kappa' \quad \dots\dots (33)$$

上式はこの波数移行過程（variance cascade process²⁾）による波数 κ 成分への出入の差である。ところで $c(\kappa)$ を波数スペクトルの時間的変化の測定例から評価することは一般に困難であるが、その概略をスペクトルピーク対応波数 κ_p に着目して調べてみた。図-10には $|d\kappa_{*p}/dt|$ と κ_* の関係を示したが $c(\kappa)$ が $d\kappa_p/dt$ で近似されると考えるとほぼ $c \sim \kappa$ の関係が認められるようである。式(33)の物理的意味及び c を評価する物理モデルについては個々の波の挙動に着目した立場からの検討が必要と思われる、現在別に研究を進めている。

4. あとがき

一般に河床波の形成過程における波数スペクトルの発達は前章で説明した3つの機構に依っている。すなわち砂粒運動の不規則さにもとづいて砂面高のランダムネスが増加するいわば砂面高の「分散生成過程」（これによ

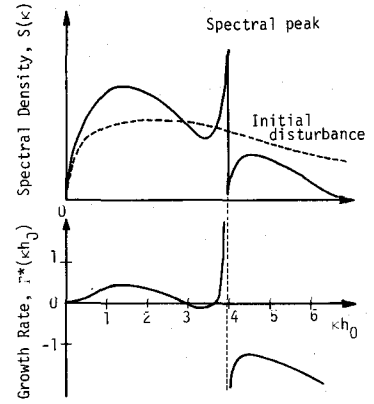


図-8 波数選択的増幅機構

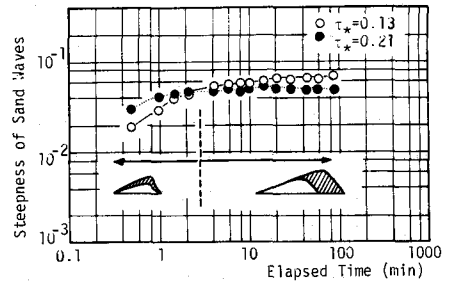


図-9 波形勾配の時間的変化

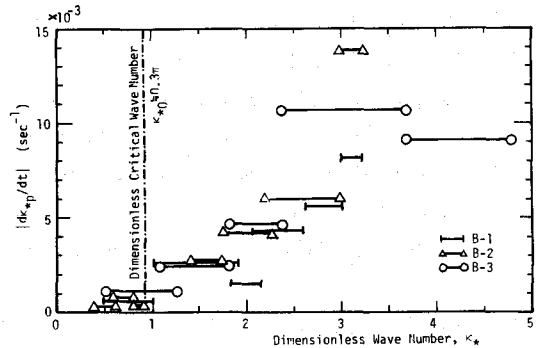


図-10 スペクトルピークの移行速度と波数の関係

るスペクトルの増幅率を $P(\kappa)$ とすると、とくに初期においては式(20)の時間微分で与えられる、擾乱路床上で変化した流れとの相互作用にもとづくいわゆる不安定機構によるいわば「波数淘汰機構」(これによるスペクトル増幅率 $I(\kappa)$ は河床波発達の比較的初期では式(27)の時間微分で与えられる)及び個々の波の挙動(波速と波のスケールの関係)と砂面波固有の性質(追いぬきは出来ず合体する)にもとづくスペクトルの低波数側への「移行過程」である。これを模式的に示したのが図-11で、形式的に

$$dS(\kappa)/dt = P(\kappa) + I(\kappa) + C(\kappa) \quad \dots\dots\dots (34)$$

と書ける。とくに平坦河床に通水した初期ではこのうち $P(\kappa)$ が、ついで

$I(\kappa)$ が卓越する。河床形状がはっきりしてくるとともに非線型性の卓越とともにこれらの寄与に代って $C(\kappa)$ が卓越してくる(図-12参照)。本論文では主として発達初期における $P(\kappa)$ と $I(\kappa)$ の評価を掃流砂のstochastic modelをもとに行い、実験結果とも比較的良く適合することを示した。今後、個々の波の挙動に着目したアプローチから波数間の相互干渉について検討して $C(\kappa)$ の評価を試みるとともに、上述の3つの機構の遷移、接続を明らかにして河床波の発生・発達過程を総合的に説明し得るよう努めたい。

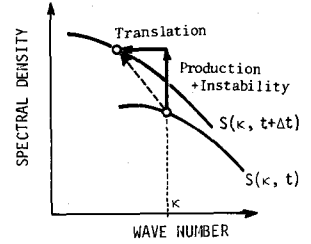


図-11 説明図

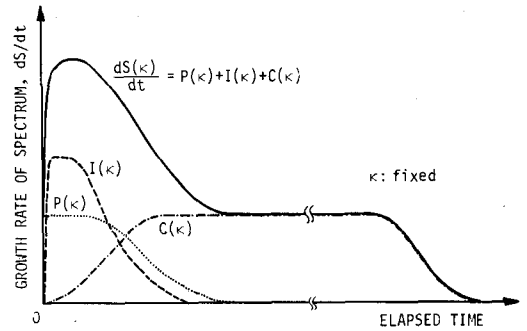


図-12 スペクトル発達の機構の遷移

参 考 文 献

- 1) Hino, M.: Equilibrium Range Spectra of Sand Waves by Flowing Water. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 34, Part 3, 1968,
- 2) Jain, S. C.: Evolution of Sand Wave Spectra. Ph. D. Thesis, The University of Iowa, 1971.
- 3) 中川博次・辻本哲郎: 砂礫の運動に伴う移動床砂面の擾乱発生過程, 土木学会論文報告集, 第291号, 1979.
- 4) 中川博次・辻本哲郎: 河床波の統計モデルに関する研究, 土木学会論文報告集, 第290号, 1979.
- 5) 中川博次・辻本哲郎: 掃流過程の確率モデルとその一般化, 土木学会論文報告集, 第291号, 1979.
- 6) Nakagawa, H. and T. Tsujimoto: Stochastic Study on Origin of Small Scale Bed Forms Related to Probabilistic Characteristics of Bed Load Movements. Proc. 3rd International Symposium on Stochastic Hydraulics, Tokyo, Japan, 1980.
- 7) Nakagawa, H. and T. Tsujimoto: Sand Bed Instability Due to Bed Load Motion. Proc. ASCE, Vol. 106, HY12, 1980.
- 8) Hayashi, T.: Formation of Dunes and Antidunes in Open Channels. Proc. ASCE, Vol. 96, HY2, 1970.
- 9) 中川博次・辻本哲郎: 水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第244号, 1975.
- 10) 中川博次・辻本哲郎: 河床波の発達性状に関する実験的考察, 京大防災研年報, 第19号B-2, 1976.