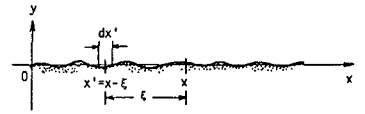


京都大学工学部 正員 辻本哲郎
京都大学工学部 正員 中川 博次

1. まえがき lower regime における小規模河床形態の形成機構は粒子の運動の不規則性、離散性に負うところが大きいと考えられ、また step length を介して流砂に遅れ機構が内在していることにより流れの場と流砂量の縦断方向の変化との間に位相差を生じ、砂面が不安定になり得るものと考えられる。移動床に対する不安定性解析は河床波の発生機構解明に大きな鍵を与えたものと言えるが、初期擾乱の発生及びその性状、不安定性を出現させる要因としての遅れ距離が明らかにされないままであり、この点の最近ではこのよう議論に背を向ける研究者も少なくない。しかし、掃流砂れきの個々の挙動とその統合としての流砂過程を検討すると、上述の問題点のいくつかは比較的明瞭なものとなり、河床波発生メカニズムもより際立ってくる。本報では砂れきの運動をその本質を損わないで記述し得る stochastic model によってこうした問題点を検討することとする。

2. 流砂モデル stochastic model を Euler 的に解釈すると、次のような非平衡流砂式及び砂面高さの時間的变化を与える式が得られる。



$$\begin{aligned} q_B(x) &= (A_3/A_2)d \int_{x_0}^x p_3(x') \int_{x-x'}^{\infty} f_x(\xi) d\xi dx' \quad \text{--- (1)} \\ \partial y(x)/\partial t &= \{p_d(x) - p_3(x)\} A_1 d \quad \text{--- (2)} \\ p_d(x) &= \int_{x_0}^x p_3(x-\xi) f_x(\xi) d\xi \quad \text{--- (3)} \end{aligned}$$

p_3 : 砂れきの単位時間当りの離脱確率密度 = pick-up rate, p_d : deposit rate であり、 x_0 : 流砂の始点, $f_x(\xi)$: step length の確率密度関数である。

上式において砂の挙動を表す諸量の把持により、流砂過程は異なったものとなる。なお平均 step length を Λ とする。

初期移動	p_3 の理解	砂れきの離脱状況	モデル
	$\mu_3 = \text{const.} \equiv p_3$	一定時間間隔 or 連続的	a
	$E[\mu_3] = p_3$	離散的かつ random	b

step length	$f_x(\xi)$	遅れ機構	砂れきの離脱	モデル
	$f_x(\xi) = \delta(0) \text{ or } \delta(\infty)$	含まない	無相関	A
	$f_x(\xi) = \delta(\Lambda)$	含む、但し決定的	相関	B
	$f_x(\xi) = \frac{1}{\Lambda} \exp(-\xi/\Lambda)$ **	不規則性考慮を含む	相関	C

* μ_3 : 砂粒 1個の占める面積における単位時間当りの砂の離脱回数

** 極めて非平衡状態では step length の分布性は平衡河床のものから若干偏倚している(同一相度の固定床と移動床の接合部における掃流砂れきの挙動の16mmフィルム解析による検討結果¹⁾より)。

流砂モデルとしては上表の C-b の組み合わせであることが理想的で、この時初期擾乱の初生とその性状、流砂挙動にもとづく遅れ距離(流砂の relaxation distance)を明らかにすることができる。

3. 初期砂面擾乱の初生

流砂モデルに対して上表の C-b の理解にたつと、

式(2)をもとに線型系の性質を利用して次のように、河床高のポワースペクトル密度 $S_{yy}(k)$ と μ_3 の場所的変動のそれ $S_{\mu\mu}(k)$ とが関連づけられる²⁾

$$S_{yy}(k) = S_{\mu\mu}(k) \cdot [k^2 / \{ (1/\Lambda)^2 + k^2 \}] \cdot (A_1 d)^2 \cdot t \quad \text{--- (4)}$$

砂れ運動は不規則系ものである($S_{\mu\mu}(k)$ が有限), 上式より砂面高の標準偏差(σ_y)が時間の平方根に比例して成長してくることがわかり、このように現象に忠実なモデル(確率的、離散的であるという性質を備えている)では必然的に初期擾乱となるべき砂面の不規則性が出現する。 $S_{\mu\mu}(k)$ の決定については現在不明点が多く決定し得ないが、何らかの縦断方向に相関を有しているこの擾乱は、振幅が微小な間では正弦波 α として表現することができると考えられ、従来の不安定性解析(線型)へと議論を進めることができる。図-21に $S_{\mu\mu}(k)$ を指数型相関関数に対応する様に仮定して求めた結果を実測結果と比較して示にある。このとき指数型相関関数のいわゆる緩和距離(α_0^{-1})を平均 step length に一致させてある。 $S_{yy}(k) = 4\alpha_0 p_3 (A_1 d)^2 \cdot [k^2 / (k^2 + \alpha_0^2)] \cdot [k^2 + (1/\Lambda)^2] \cdot t \quad \text{--- (5)}$

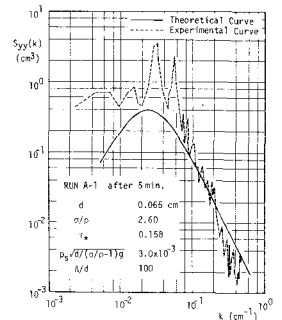


図-2 初期砂面擾乱のスペクトル性状とモデルの比較

なおこのような初期砂面擾乱は砂れきの離脱・落下の不規則な繰り返しによるもので「遅れ機構」はその初生に対して本質的要素ではない(但しスペクトル性状に影響を与える)。

4. 移動床砂面の不安定性解析と流砂の遷移距離

さて安定理論によると y と $\partial y / \partial t$ との間の位相差を φ とするとき、この

φ の大きさを右表のように石面擾乱の挙動を推定できる。これは Kennedy³⁾ の業績による。但し U_b : 石面擾乱の進行速度、 a : 砂面

石面擾乱	河床波上の水理量		拾流現象		石面変動変化
	$u(x)$	$w(x)$	pick-up rate	流砂量	
	$y(x)$	$z(x)$	$p(x)$	$q(x)$	$\partial y(x)/\partial t$
	y_{cy}	y_{cy}	δp	δq	y_{ga}
	流水の位相差 φ_{cy}		流砂の遷移距離 δp		

波の振幅、 y_{ij} は i に対する振幅の比を表わす。ところでこの位相差は左に

模式的に示したものを構成している。すなわちこの φ は河床形状 y と断面せん断応力の位相差 φ_{cy} 、流砂の遷移距離に於ける $K\delta p$ 及び $\partial y / \partial t$ と流砂量との位相差 $\varphi_{ga} = \pi/2$ (流砂の連続式により決定される) とから成る。 φ_{cy} は波状路床上の流水のモデル、 δp は流砂モデルによって決定されるもので、こゝでは後者について検討する。これは C のモデルを式(1)に適用することによって得られる。すなわち $x_0 \rightarrow -\infty$ とし、 p と w の間の位相差は(ほとんど)ない(と考えられる)ので、

$$p(x) = p_0 [1 + \gamma_{cy} a \sin\{K(x - U_b t) - \varphi_{cy}\}] \quad \text{----- (7)} \quad \text{と、} f_x(x) \text{ (指数分布の密度関数) を式(1)に代入し積分}$$

$$\text{を行ない次式を得る。} \quad q(x) = q_0 [1 + \frac{\gamma_{cy}}{A} \frac{1}{(1/A)^2 + K^2} \{ \frac{1}{A} \sin\{K(x - U_b t) - \varphi_{cy}\} - K \cos\{K(x - U_b t) - \varphi_{cy}\} \}] \quad \text{----- (8)}$$

この右辺を $q_0 [1 + \gamma_{bc} a \sin\{K(x - U_b t - \delta p) - \varphi_{cy}\}]$ と等置し結局 $\sin K\delta p = K / \sqrt{(1/A)^2 + K^2} > 0$,

$$\cos K\delta p = 1 / \sqrt{1 + (KA)^2}, \quad \gamma_{bc} = 1 / \sqrt{1 + (KA)^2} \quad \text{----- (9)} \quad \text{が得られる。これによると、} 0 < K\delta p < \frac{\pi}{2}$$

である。モデル A では位相差は出現しない、モデル B では位相差を決定することはできない。

このとき、位相差 φ を見ると、 $\varphi = \varphi_{cy} + (\frac{\pi}{2} \sim \pi)$ となる。すなわち右上表を参照すると lower regime で河床波が発達する(下流へ伝播する波)時には φ の位相差が $-\frac{\pi}{2}$ である(これは石面波である)。すなわち $x = 2n\pi$ (n : 整数)の位置に断面せん断応力の最大値が出現するときである。lower regime においては、波状路床上の流水の収縮・拡大の効果等によりこのような状況が出現し得る。一方 upper regime では上流方向へ遷上する河床波が出現する場合があることが知られているから、この形成条件としては φ_{cy} が π であれば確実である。upper regime では水面波と砂面波は同位相となり、砂面波のトラフ付近で断面せん断応力が大きくなるような状況は十分に期待し得る。

著者の研究の現段階では波状路床上の水流のモデルとしてどのようなものが最も良いか判断し得ないが、ポテンシャル流理論を代用しハーフ・タ γ_1, γ_2 を導入し、 $A = \gamma_1 a$, $\tau = \beta \gamma_2 U^2 (1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{\partial y}{\partial x})$ と置いて行なう計算結果²⁾は図3、図4に示すように、従来の仮定を用いて得られている結果と類似のものになり、少なくとも流砂の挙動に対する不安定定を用いずに良好な結果の得られることが示された。

5. あとがき 結論として、少なくとも lower regime の河床波は掃流砂の不安定かつ非線形的な挙動の結果として現れる石面擾乱の発達にともなうと考える。擾乱の発達、

step length と共に流砂の挙動に固有な遷移機構に依存する。

移動床砂面の不安定主原因としての step length の役割は著者の他にも若干の研究者^{5) 6)} によって示唆されてはいるが、step length は次の条件を満足しなければならぬ。① p との関連で q_0 を与える ② 非平衡状態の出現を説明し得る ③ 砂面形状の合理的な評価と成っている。著者の用いたものは Euler 的に解釈した stochastic model と対応し、上記の条件を満足している(16mm 珪丸解析での確認¹⁾)。今後流砂挙動の観測にもっと検討を河床変形に伴うその変化過程について行ない、現状では平坦河床からわずかに不安定な状況までしか扱えない著者の粒子運動を根拠にした詳細な取り扱いの適用性を高めたことを考える。

<参考文献> 1) 中川・辻本・自由: 関西工部学講, 1979, 2) 中川・辻本: 林学会論文報告集投稿中, 3) Kennedy: J. F. M., 1963, 4) 中川・辻本: 3) 財団土木学会年報, 1976, 5) Engelund & Hansen: Acta Polytech. Scand., 1966, 6) 林・大西: 水理講演会論文集, 1979.