

個別要素法による rolling grain ripple の発生過程の 数値シミュレーション

後藤 仁志*・原田 英治**・酒井 哲郎***

1. 緒 言

沖浜帯における漂砂の輸送やそれに伴う海底地形の変化は海浜変形予測における重要な因子であるが、沖浜帯の底面に形成される砂漣は、波浪伝播に起因する底面付近の流れ場に対して形状抵抗を及ぼす要素であると同時に、砂漣自体も局所的な流れの影響で変形・移動する。いわゆる sand wave の研究は、流れに対する砂面の抵抗の適正評価という工学的要請と波状砂面の発生機構に対する研究者の好奇心とに支えられて発展を続けてきた。特に一方向流場では Kennedy (1963) により砂面不安定解析が提唱されて以来、流れと砂漣(河床波)との共鳴現象に着目した砂漣の卓越波長の理論が広く受け入れられている。波浪場における半周期平均の漂砂移動についても、Kennedy and Falcon (1965) をはじめとして、一方向流におけるフレームワークを適用した研究が見られる。

Kennedy のフレームワークでは、河床形状と底面せん断力の位相差にのみ注目し、平衡流砂量式を用いた解析が行われる。これに対して、Nakagawa and Tsujimoto (1980) は非平衡流砂量式を導入し、底面せん断力と流砂量の位相差をも考慮できる砂面不安定解析を提案した。沢本ら (1984) は同種のフレームワークを半周期平均漂砂量に適用した解析を実施し、振動流下の砂漣の卓越波長が半周期平均移動距離(掃流漂砂における step length)と高い相関を示すことを明らかにしている。これらの研究は、砂粒子運動が砂漣形成に果たす役割の重要性を明確にしている点で注目に値する。

ところで、砂面不安定解析は微小な波状砂面を初期条件として波状凹凸の増幅の発生を議論するものであり、砂粒子スケール以下の凹凸のみが許容される程度のほぼ完全な平坦床から微小な波状砂面が出現する機構に関しては何らの説明を与えない。この問題について、中川・辻本 (1979) は、一方向流場において掃流砂の確率モデルを用い、砂粒子のランダムな離脱と停止の反復が砂面

擾乱を生み出すプロセスを砂面波数スペクトルの構造変化として抽出できることを示している。しかし、中川らの研究以降、初期擾乱発生機構に焦点をあてた研究は見られない。

本研究では、このような初期砂面擾乱の発生機構を、これまで注目されることのなかった移動床の粒状体的特性の面から再検討する。対象は、rolling grain ripple とし、振動流による表層砂粒子の往復運動の繰返しにより、砂粒子配列の僅かな不規則性が有意な凸部形成に至るまでの過程を個別要素法 (Cundall, 1971) に基づく粒状体型のシミュレーションで再現する。先に述べた中川・辻本の解析では、砂粒子は個々に独立した不規則運動するとして取り扱われたが、本研究では粒子間相互干渉を考慮する。一連のシミュレーションを通じて、振動流場での砂漣発生トリガーが何であるかという本質的疑問の一端が明らかにされる。

2. 個別要素法型数値移動床の概要

砂粒子の運動は、個別要素法でモデル化される。砂粒子 i の並進および回転の運動方程式は、

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{du_{pi}}{dt} \\ = \sum_j \{ -f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij} \}_j \\ + \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (U - u_{pi}) A_2 d^2 \\ \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

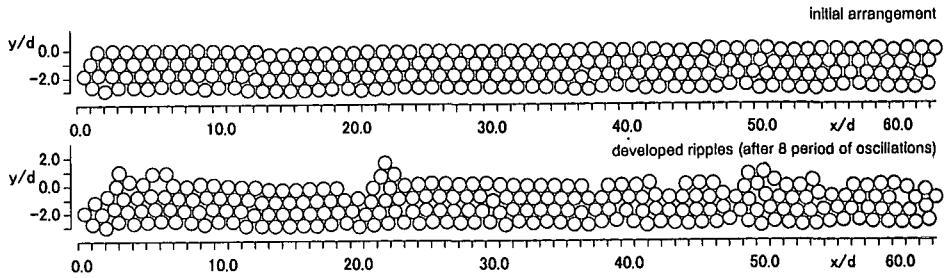
$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{dv_{pi}}{dt} \\ = \sum_j \{ -f_n \sin \alpha_{ij} + f_s \cos \alpha_{ij} \}_j \\ + \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (V - v_{pi}) A_2 d^2 \\ - \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) A_3 d^3 g \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\frac{\pi d^5}{32} \frac{d\omega_{pi}}{dt} = \frac{d}{2} \cdot \sum_j \{ f_s \}_j \dots\dots\dots (3)$$

$$C_D = C_{D\infty} + \frac{24\nu}{d \cdot \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2}} \dots\dots\dots (4)$$

と書ける (例えば、後藤ら, 1995)。ここに、 ρ : 水の密

* 正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
** 学生会員 工修 京都大学大学院博士後期課程土木工学専攻
*** フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻



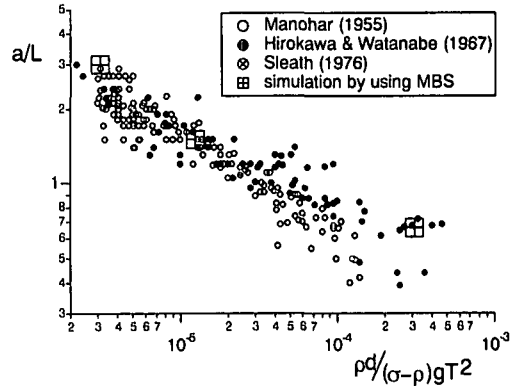
図一 完全発達時の砂漣形状の例

度, σ : 砂の密度, U, V : 水平方向(x), 鉛直方向(y)の平均流速成分, g : 重力加速度, u_p, v_p : 粒子の水平方向および鉛直方向の速度成分, ω_p : 粒子の回転速度, f_n, f_s : 砂粒子 i, j 間の法線(n)および接線(s)方向の作用力, α_{ij} : 砂粒子 i, j の接触角, C_M : 付加質量係数 ($C_M = 0.5$), C_D : 抗力係数 ($C_D = 0.4$), A_2, A_3 : 砂の2次元および3次元形状係数 ($A_2 = \pi/4$; $A_3 = \pi/6$), d : 砂粒径, ν : 動粘性係数である。

計算ステップの更新の度に個々の砂粒子の接触状況が検査され, 接触状態にある粒子間については, 法線方向および接線方向に弾性スプリング (バネ定数 k_n, k_s) および粘性ダッシュポット (粘性定数 η_n, η_s) を配置して粒子間の相互作用力 f_n, f_s が計算される。また, 非粘着性材料を対象とすることから, 法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントを, 接線方向には一定の限界を越える力が作用すると滑動するジョイント (動摩擦係数 $\mu = 0.577$) をそれぞれ配置する。また, 粒子間相互作用に関するモデル定数については, i) 1自由度振動系の差分分解の収束性と安定性, ii) 縦弾性係数とせん断弾性係数の関係, iii) Voigt モデル 1 自由度振動系の臨界減衰の条件を基準に既存の流砂量の実験結果とモデルの予測が一致することを目標に最適化設定した (後藤ら, 2000)。

流れの平均流速成分 U, V については, 計算対象粒子を粗度として有する粗面乱流場を非定常 Reynolds 方程式 (流速の時間微分項が振動流の作用による周期的変動成分を表現する形式) を $k-\epsilon$ モデルで完結させて計算した。この計算では, 単相流モデルを用いているので, 粒子の存在が流れに与える影響は無視されている。今回の計算対象は底面せん断力が最大でも移動限界の2倍前後の表層粒子の散発的移動が見られる程度の状態であるので, シートフロー状態と比較すると単相流モデルでも流れ場のよい近似となると判断できる。

以上のような設定の計算コードを, 本稿では数値移動床 (Movable Bed Simulator; MBS) と呼ぶこととする。なお, 数値移動床では砂粒子配列の不規則性を表現するために, 最下層に計算対象粒子と同一粒径の壁粒子の高さを一様乱数 (標準偏差 $d/3$) を発生させて決定する方法



図二 完全発達時の砂漣波長

を用いている。

3. 完全発達時の砂漣の特性

シミュレーション結果の一例を図一に示す。砂粒径 $d = 0.5 \text{ mm}$, 比重 $\sigma/\rho = 2.65$ の均一粒子を4層にわたって敷き詰め, 粒子層の左右は周期境界としてパッキングした状態を計算の初期配列とした。初期配列と伴に, 周期 $T = 1.0 \text{ s}$, Shields 数 $\Phi = 0.12$ の振動流を8周期作用させた後の粒子層の状態を示したのが図一である。初期配列では, 表層には顕著な凹凸は存在せず, 砂面はほぼ平坦である。これに対して, 振動流を8周期作用させた後の粒子層では; $x/d = 5.0, 20.0, 45.0$ 付近に3ヶ所の顕著な ridge が見られる。ridge の間には小規模な凹凸はあるものの大略的には平坦で, 小規模な ridge と平坦な trough の反復という rolling grain ripple の形状特性が良好に再現されている。

完全発達状態に出現する砂漣波長 L について, シミュレーション結果を既往の実験 (Manohar, 1955; Hirokawa and Watanabe, 1967; Sleath, 1976) との比較したのが, 図二である。図中の記号は, a : 底面近傍の水粒子軌道直径である。なお, シミュレーションの砂漣波長は, 計算領域内に生じる顕著な凸部間の距離を計測し平均化して求めたものである。本シミュレーションの結果

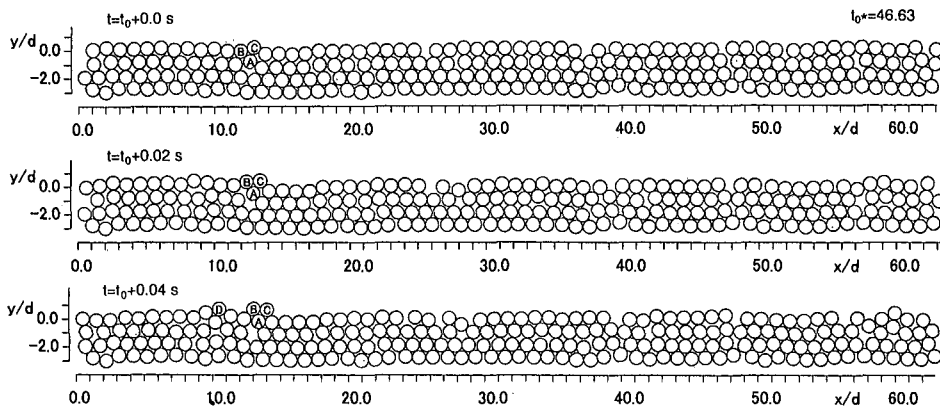


図-3 初期砂面擾乱の形成過程

は実験値の存在域全域で実験値と良好に一致しており、砂漣波長に関しては十分な再現性を有していることが確認できた。

4. 砂漣の発生・発達過程

4.1 初期砂面擾乱の生成

数値移動床では最下層に計算対象粒子と同一粒径の壁粒子をランダムに配置しているが、壁粒子の上に粒子層を敷き重ねるにしたがって、最下層の壁粒子で見られる凹凸が弱まって表層（最上層）が平坦に近づいていく。このような状態の表層では顕著な突起は存在せず、表層構成粒子は相互に拘束しあって相互の活発な移動を抑制しあう状態が生じる。比較的小さい底面せん断力の作用の下では個々の砂粒子が独立して運動する各個運搬が支配的であることはよく知られているが、先のような粒子間相互拘束が存在する表層の状態から単一の粒子がどのように離脱し、離脱の結果どの程度の砂面凹凸が形成されるかは、興味深い。

この問題に関連するシミュレーションの結果を図-3に示す。図中に示された砂粒子配置の瞬間像は、振動流周期 $T=1.0$ s のケースで、振動流の作用後暫く経過した時刻 t_0 から連続する 0.04 秒間のものである。このケースでは、振動流の作用後に表層の全粒子がほぼ一斉に運動を開始する。表層粒子群の直下第 2 層の粒子はほぼ静止状態にあり、第 2 層の粒子群の上で表層の粒子群が流れ方向には相互に拘束しあいながら粒径の数倍の振幅で左右に運動する。暫くすると主流方向に粗密が生じ、表層に窪みが散見されるようになる ($t=t_0+0.0$ s の $x/d=24, 35, 44$ 付近)。この状態ではまだ顕著な凹凸は存在していないが、主流方向の表層粒子の粗密の存在は初期配列（図-1 参照）と比較すると明らかである。この粗密の形成に第 2 層の粒子の微妙な凹凸が関与していることは想像に難くない。すなわち、第 2 層を構成する粒

子の凹凸の不規則性が第 1 層の粒子に対して見かけ上の滑動抵抗の相違をもたらし、その結果として粗密が生じることは容易に推測できる。表層の密な部分では粒子が相互に接触・反発を繰り返す一種の緊張状態が生じている。この部分に第 2 層の小突起との接触に起因する鉛直力が作用すると表層粒子の一部が上方に押し出されて粒子間相互の緊張状態が解放される。

図-3 では、このような粒子の抜け出し現象が見られる。時刻 $t=t_0+0.0$ s では第 2 層の小突起・粒子 A と接触する第 1 層の粒子 B, C が、A を乗り越えす際に A 自体を離脱させようとしている。時刻 $t=t_0+0.02$ s では粒子 A が表層に上昇し、粒子 B, C はさらに上方に押し出されつつある。これらの一連の運動でそれより下手側の表層粒子の運動が拘束され、直ぐ下手の粒子 D が押し出されようとしている様子が、時刻 $t=t_0+0.04$ s に見られる。同様の粒子の押し出し現象は、 $x/d=53-58$ 付近でも見られ、僅か 0.04 秒間に、表層の凹凸の程度が一変する様子が理解できる。以上の事実は、表層粒子の粗密の増幅が表層粒子群の運動を不安定化させ、それを安定化するために一部の粒子の押し出しが必然的に生じるというプロセスの存在を示唆している。

4.2 砂面擾乱の成長過程

初期の砂面擾乱の生成については前節で述べたが、図-1 の発達形状には、粒径の 2 倍程度の高さを有するピークが見られ、表層の凹凸のみでは説明が付かない。このようなピークの形成プロセスの典型的な例を図-4 に示す。図中に示された砂粒子配置の瞬間像は、振動流周期 $T=10.0$ s のケースで、砂漣が十分に発達した時刻 t_0 から 0.3 秒間のものである。時刻 $t=t_0+0.0$ s には、 $x/d=23-38$ 付近（図面の中央部）に 8 個の粒子が（一部に 2 粒子間接触はあるが）個別に移動している様子が示されている。時刻 $t=t_0+0.1$ s には、後方の 3 つの粒子が接触して集団化し、さらに時刻 $t=t_0+0.2$ s には、中間部

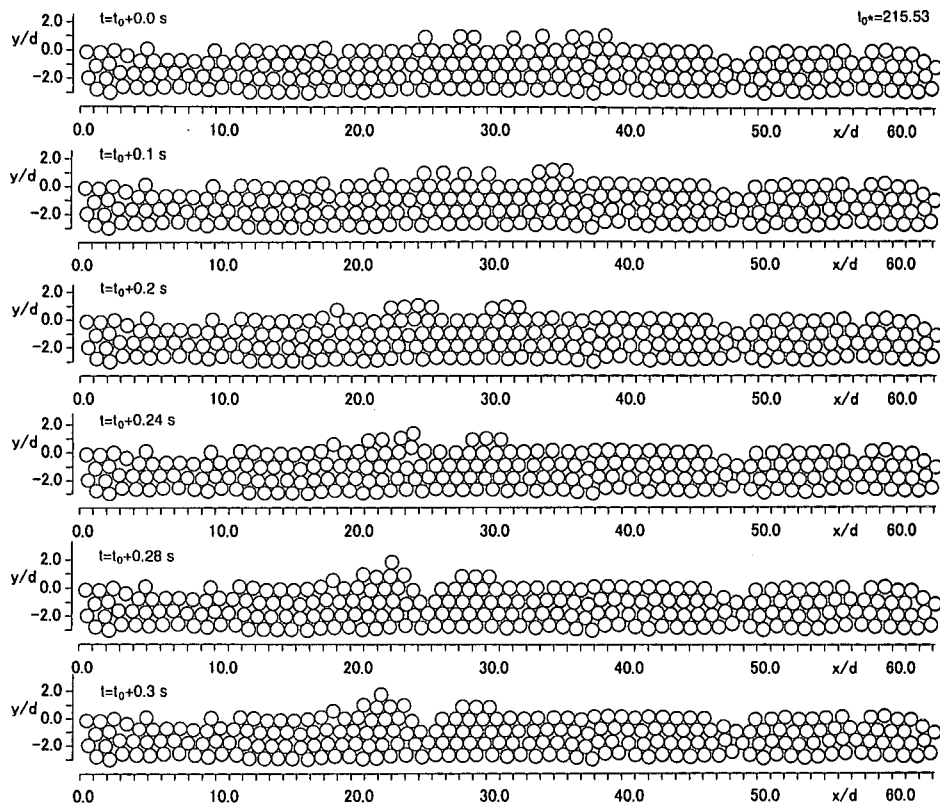


図-4 砂面凹凸の発達過程

の4つの粒子が別の集団を形成する。この4粒子集団が $x/d=23$ 付近を通過する際に表層の小突起を形成する粒子を引き抜き(時刻 $t=t_0+0.24$ s), 同時にこの4粒子集団が表層の凸部と衝突して集団の前方の粒子が減速され, 後方の粒子が減速した前方の粒子に乗り上げるようにして粒径の2倍程度の高さまで上昇する ($t=t_0+0.28$ s の $x/d=22$ 付近)。4粒子集団による表層粒子の引き上げは, 結果として凹部 ($t=t_0+0.28$ s の $x/d=24$ 付近) を形成し, ピークを顕在化させる。

個別の砂粒子運動が集団化することにより粒子の過密化が活発に移動する粒子間に生じて, 過密化の解消のためにその層より上方に1つの粒子が押し上げられるという, 初期擾乱の形成と同一の機構が関与している様子が理解できる。初期擾乱の形成に関わる砂粒子の粗密構造は, 表層全域で生じたのに対して, ピーク形成に関わる砂粒子の過密化は局所的である。それ故に無尽蔵なピークの増大はあり得ず, この種の砂粒子の過密化解消に起因する砂漣の波高は砂粒径の数倍程度に制限されるものと推論できる。

それでは, このようにして形成されたピークは定常的に安定なものであろうか。計算結果を動画化して時間変化を観察すると, 顕著なピークが消長を繰り返すことが

理解できる。このような特性を定量的に把握するため, 底面壁粒子を除く全粒子の重心の鉛直座標の時間変化を示したのが, 図-5である。底面近傍の流速の最大振幅は同一で, 周期の異なる振動流を作用させた場合の3ケースを示している。周期の短い $T=1.0$ s の場合には, 振動流の作用直後に重心の顕著な上昇が見られる。このケースでは流速変動が短周期であり加速度が大きいので, 表層の粒子が一斉に移動を開始して第2層の粒子に乗り上げて生じる体積増加(dilatancy)が顕在化する。振動流の作用直後の顕著な重心の上昇はこのことの影響であると考えられる。表層の凹凸が形成され, 初期の一斉乗り上げで生じた空隙がある程度埋められる過程では, 粒子の重心は数周期にわたって変動しつつも減少する。その後周期的な増減を繰り返すようになるが, ピークの高さは一定せず, いったん明確化した周期的変動も時間の経過とともに不明瞭化する。振動周期が長くなると, 流速変動による加速度は相対的に小さくなり, 振動流の作用直後に第2層の粒子に乗り上げに伴って生じる体積増加もあまり明確ではなくなる。これは, 周期が短い場合と比較して粒子が個々の配列状況に応じて順に移動限界を超え, 一斉移動が抑制されることに関連しているものと考えられる。周期が長くなっても重心の上昇・降下には

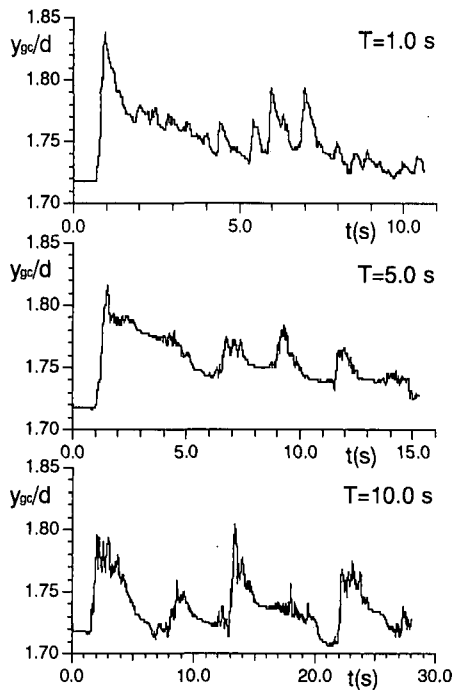


図-5 砂粒子重心の時系列

不規則性が見られるが、個々のピークの高さは、短周期の場合ほど変動せず、短周期の場合より安定した凹凸の存在が示唆される。

以上の結果が示すように、砂粒子初期配列の僅かな不規則性の存在下に粒状体的な砂粒子間相互干渉を伴った砂粒子輸送が行われると、粒径の数倍程度の凹凸が必然的に形成される。この凹凸は定常的に存在するものではなく、流速場の周期的変化に同期して発達・減衰を反復する。

5. 結 語

本稿で示された rolling grain ripple の形成過程には、流れ場の空間的变化はいっさい関与していない。すなわち、局所的な凹凸の影響で局所的な流速場の変化が生じることはないフレームワークとなっている。したがって、ここで見られた砂漣の形成は純粹に粒子運動のみによっている。言い換えると、僅かな不規則性を伴って配列された粒子群が相互干渉しつつ移動すると表層には粒径の数倍の凹凸がある程度規則的に発生し、その発生間隔が砂漣波長に対応しているということとなる。

本稿では、これまでの砂面不安定解析の前提条件でありながら、その形成機構に関しては十分な検討がなされ

てこなかった周期的な微小凹凸の存在が、粒状体的な移動床の性質の面から説明された。本稿の成果は、これまでの砂面不安定解析を否定するものではなく、砂面不安定解析の弱点であった微小凹凸の存在の必然性を示したという意味で、砂面不安定解析の妥当性を示すものと言える。移動床の粒状体的性質により生じた微小砂漣が、波高を増大させて発達するには、砂漣の形成する微地形を境界条件とした流れ場の構造が砂粒子の砂漣ピークへの集積を促進するという流れ場を含めた別の機構が不可欠なことは言うまでもない。この面では、依然として砂面不安定解析が有効である。

ただし、砂面不安定解析には、波数選択機構に現実の物理現象との対応面での疑問が残る、この面の改善は未解決の課題である。解決の一案は、数値移動床による直接計算である。砂漣形成に伴う微地形の変化の影響を流れ場の解にフィードバックするフレームワークで計算対象粒子数をさらに増大させた大規模計算を実施すると、流れとの相互作用に起因する砂漣の発達過程まで包含したモデルの構築が原理的には可能であるが、計算負荷の制約から現時点では容易に実行できない。

参 考 文 献

- 後藤仁志・酒井哲郎 (1995): 表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp. 101-112.
- 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎 (2000): 数値移動床による混合粒径流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第44巻, pp. 665-670.
- 沢本正樹・山下俊彦・秋山義信 (1984): 流れおよび砂移動の物理機構を考慮した波による砂漣の安定理論解析, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 376-380.
- 中川博次・辻本哲郎 (1979): 砂礫の運動に伴う移動床砂面の攪乱発生過程, 土木学会論文報告集, 第291号, pp. 53-62.
- Cundall, P. A. (1971): A computer model for simulating progressive large scale movements in blocky rock systems, Symp. ISRM, Nancy, France, Proc. Vol. 2, pp. 129-136.
- Horikawa, K. and A. Watanabe (1967): A study on sand movement due to wave action, Coastal Eng. Japan, Vol. 10, pp. 39-57.
- Kennedy, J. F. (1963): The mechanism of dunes and antidunes in erodible-bed channels, Journal of Fluid Mech., 16-4, pp. 521-544.
- Kennedy, J. F. and M. Falcon (1965): Wave-Generated Sediment Ripples, M. I.T., Hydrodynamics Lab. Rept., No. 86.
- Manohar, M. (1955): Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, Beach Erosion Board. Tech. Memo 75.
- Nakagawa, H. and T. Tsujimoto (1980): Sand bed instability due to bed load motion, Proc. ASCE, 106, HY12, pp. 2029-2051.
- Sleath, J. F. A. (1976): On rolling-grain ripples, J. Hydraul. Res., Vol. 14, No. 1, pp. 69-81.