

直線流路の側岸侵食機構

藤 田 裕 一 郎

STUDY ON THE PROCESS OF BANK EROSION IN STRAIGHT STREAM CHANNELES

By Yuichiro FUJITA

Synopsis

According to the observation of experiments in lateral erodible straight channels, the process and mechanism of bank erosion is investigated by the way of following procedure. First, condition of collapse of upper part of eroded bank is clarified by the moment balance and a experimental result of the distribution of sand included in collapsed part is shown. Then, representative profile of wetted perimeter of side slope region and its hydraulic characteristics are derived from abundance of dimensionless cross-sectional shapes in straight channels, and this profile determines the scour zone, where bed degradation is most effective to bank erosion or collapse. Consideration of the movement of sand grains in this zone leads to the conclusion that degradation rate is mainly controlled by stationary lateral migration of the amount of sand estimated by Bagnold's consideration introduced side slope effect. Finally, the expression of the bank erosion rate at constant water level is obtained and the erosion rate evaluated by this equation agrees fairly well with observed one. Moreover it is pointed out that accuracy of this expression is improved if the coefficient is adequately varied according to flow resistance.

1. 概 説

側岸侵食は流路変動過程を支配する主要機構の一つであって、その解明は河道の変遷、河岸段丘の形成など水成地形の形成過程の定量的把握を進めるだけでなく、河川の安全性を考慮する上でも重要な意義をもっている。さらに、側岸侵食は山地流域における土砂生産の一端を担い、近年問題となっているダム貯水池の堆砂あるいは濁水の長期化現象を予測する場合の入力条件の推定についても密接な関係がある。

このような側岸侵食の機構に関連した研究は、後述するように従来主として安定な人工水路の設計基準の確立を目的として側岸の侵食限界とその形状の解明について行われてきたが、最近では平面的な流路変動過程に対して水理学的な解析の試みが開始され、側岸上の砂礫の動的な挙動あるいは側岸侵食量に関する考察が行われ始めていて、本研究はその延長上に位置するものである。

最初に、実験観察によって把握された側岸侵食過程^{1,2)}を要約するとつぎのようである。

- ① 側岸潤辺の洗掘が進み、水際が後退して側岸の水面上の部分がオーバーハングの状態になる。
- ② 側岸天端面上に円弧状のテンションクラックが入り、このクラック下部と水際を結ぶ線より上の部分が流水中に崩落する。
- ③ 崩落土砂が流送され、それが完了して①の過程が再開される。

この1サイクルの所要時間は、水位上昇時には短く、また低下時には長くなり、さらに他の水理条件によっても異なるが芦田・村木・奈良井²⁾の実験では1～10数分であって、そのうち②の過程は10数秒程度で完了している。また崩落によって水面幅は一時的に狭められるため、振幅は間歇的に振動しながら進行する

ことが指摘されている。

以上のような側岸侵食過程の定量化のために明らかにされておかねばならない点としてはつぎのものが挙げられよう。

- ① 洗掘の生じている側岸潤辺の斜面形状
- ② その潤辺上の掃流力分布
- ③ 斜面上の土砂に働く力の釣合いと移動状況
- ④ 洗掘と水位変動による側岸の崩落条件とその量
- ⑤ 崩落土砂による側岸付近の流況の擾乱の影響

これらのうち、②および③に関しては、前述の安定流路設計基準を確立するために比較的早い時期から研究が開始されており、最近の側岸侵食機構を取扱った研究の重点もこれらにおかれていてかなり明らかにされている。すなわち、側岸潤辺に働く掃流力について Leighly³⁾ や Lane⁴⁾ は運動量の釣合い条件から推定を試み、その後 Lundgren & Jonsson⁵⁾ は曲線状潤辺の法線に沿う流速分布に対数則が適用できるとして掃流力分布を明らかにし、他の簡便な推定法と比較検討している。また、掃流力分布の実験的な把握も行われていて、潤辺に隅角部のある場合^{6,7)} には側壁部に極大値の生ずる分布が生じるが、円弧状の潤辺では滑かに変化する分布⁸⁾ となることが明らかにされている。これらの実験結果と算定法とを比較すれば、②に関してはほぼ推定できると考えられる。

一方、斜面上の砂粒に働く力の釣合いに関しては、Lane & Carlson⁹⁾ の行った静止状態の考察によって限界掃流力が明らかにされており、一方、移動状態の検討は平野¹⁰⁾ によって行われ、結果の側岸侵食量式への適用が図られている。また長谷川¹¹⁻¹³⁾ は平野の考察をさらに進め、潤辺の洗掘過程を非平衡な掃流砂流送過程と考えて、移動量に関する支配方程式を誘導し、掃流力分布を考慮しない場合¹¹⁾ とした場合¹²⁾ について検討するとともに、適当な初期形状に対して数値解析を行い流路横断形状の変化の追跡¹³⁾ を行っている。平野および長谷川の研究は側岸侵食機構の解明を試みたものであるが④および⑤についてはほとんど考慮が払われておらず、また④についても充分な考察が行われているとは言い難い。しかし、側岸の崩落によって大量の土砂が短時間に流水内に供給され、その洪水時の土砂生産あるいは流路変動に及ぼす影響は大きいと思われるので、この崩落条件を把握しておく必要性は高いと考えられる。

したがって、以下では側岸侵食現象は、側岸潤辺のうちの崩落に直接的に影響する領域の洗掘過程に支配されると考え、崩落過程・洗掘過程を含めてその機構を単純化し、その各部について考察して側岸侵食量式を導く。すなわち、最初に側岸の崩落について潤辺の洗掘低下と水位変動との関係を簡単に考察し、侵食過程1サイクルの侵食体積を示す。つぎに、側岸の潤辺形状と掃流力分布について詳細に検討し、侵食過程の支配領域(洗掘領域)を定め、砂粒の運動機構に関する考察からこの領域の洗掘速度を明らかにする。最後にこれらの結果に基づいて、水位変化のない場合について、侵食過程1サイクルの所要時間を示すとともに、側岸侵食量式を誘導して実験値と比較検討する。

2. 側岸の崩落に関する考察

2. 1 側岸斜面の洗掘と水位の変化

側岸侵食過程の第①段階の開始時すなわち前回の崩落堆積土砂がすべて流送されてしまった時点の側岸形状を単純化すれば Fig. 1 の実線のようにあって、側岸斜面を上からつぎの5領域に分けて考えることができる。すなわち、間隙水の表面張力によって見かけの粘着力が働き鉛直に近い崖状を呈する崩落域 (Fig. 1 A)、毛管上昇水によって間隙が飽和され見かけの粘着力が消失し水中静止摩擦角 ϕ にほぼ等しい傾斜角を持つ(毛管)飽和域 (B)、水面下で ϕ に近い傾斜角 ϕ' を持ち滑落土砂の卓越する水際に接する滑落域 (C)、掃流力が比較的大きく洗掘低下の著しい洗掘域 (D) および側岸土砂の通過量が多いが洗掘量の少い緩かな傾斜の流送域 (E) の5領域である。

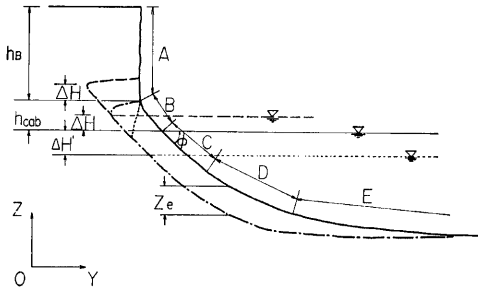


Fig. 1 Schematic sketch of the side bank slope and its erosion process (A:collapse zone, B:capillary saturated zone, C:sliding zone, D:scour zone, E:transport zone).

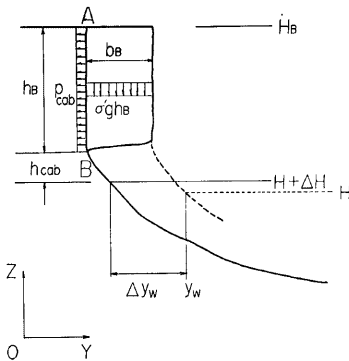


Fig. 2 Schematic sketch of collapse condition of the upper part of eroded bank.

$$\int_{H+\Delta H+h_{cap}}^{H_B} p_{cap} dz = \{H_B - (H + \Delta H + h_{cap})\} \int_{y_w+h_{cap}/\tan\phi'+\Delta y_w}^{y_w+h_{cap}/\tan\phi'} \sigma' g dy \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 H_B は側岸天端高、 p_{cap} は見かけの粘着応力、 Δy_w は水際の後退量で $\Delta y_w = (\Delta H + \Delta z_e)/\tan \phi'$ 、 σ' は崩落域の見かけの密度、 g は重力加速度、 h_{cap} は毛管上昇高および y_w は水際の位置である。 p_{cap} および σ' は主に間隙比、含水比、粒度構成などによって決定され、崩落域内部でも変化しているが、その変化幅が大きくなってほぼ一様に分布しているとみなせば(1)式から次式が得られる。

$$\Delta H + \Delta z_e = b_B \tan \phi' = \sqrt{(p_{cap}/\sigma' g) h_B} \tan \phi' \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 b_B および h_B はそれぞれオーバーハング部の幅および高さであって、 $b_B = \Delta y_w$ および $h_B = H_B - (H + \Delta H + h_{cap})$ となる。(2)式には水面上の側岸高が h_{cap} 以下では崩落が生じないことおよび水位上昇時には崩落が生じやすくなることが示されている。また、同式は水位低下によって水際が前進する場合にも潤辺形状に合せて $\tan \phi'$ を変化させれば成立する。

(1)、(2)式に含まれる実験定数のうち h_{cap} は次式で推定されることが知られている¹⁴⁾。

いま、Fig. 1 の実線の状態から Δt 時間後に洗掘域の河床が Δz_e だけ低下すれば、滑落域および飽和域の土砂が滑落して同量の低下が生じ、両領域の位置が $\Delta z_e/\tan \phi'$ だけ後退して、側岸形状は一点鎖線のようにオーバーハング状態になると考えられる。この間に同時に水位が ΔH 上昇しておれば両領域はさらに $\Delta H/\tan \phi'$ 後退して破線ようになってオーバーハング部は大きくなり、逆に $\Delta H'$ 低下した場合は $\Delta H'/\tan \phi'$ 前進して(点線)、洗掘低下の効果は減殺される。

このように水位の変化は側岸潤辺の洗掘・堆積と同じ効果を持ち、水位上昇あるいは潤辺の洗掘によって増大したオーバーハング部は、ある限界を越えれば流路内に崩落する。

2. 2 側岸の崩落条件

側岸の崩落はオーバーハング部の支持部に生じる引張破壊およびすべり破壊の競合の結果と思われるが、これを内部応力解析から解明することは極めて困難であるので、ここでは崩落域の形状が鉛直の崖状を呈することから引張破壊が支配的であると考え、最も単純に Fig. 2 に示したようにオーバーハング部の付根 A-B にテンションクラックが入って崩落すると仮定する。この場合の崩落限界条件はB点に関するモーメントの釣り合いから図中の座標系に対して次式で近似的に与えられる。

$$h_{cap} = C_{cap}/ed_{10} \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここに、 d_{10} は側岸材料の10%粒径 (有効粒径)、 e は間隙比および C_{cap} は経験定数で $C_{cap}=0.1\sim0.5\text{ cm}^2$ の範囲にある。これまでに行った側岸侵食性流路実験では、 $e\approx 0.8$ 、 $d_{10}=0.03\sim0.04\text{ cm}$ であって、 $C_{cap}=0.1\text{ cm}^2$ とすると $h_{cap}=3\sim4\text{ cm}$ となり、崩落状態の観察から推定される $h_{cap}=2\sim3\text{ cm}$ よりもやや大きくなる。これは毛管上昇高の定義が不明確なことや砂では C_{cap} がさらに小さくなる可能性のあることによると思われるが、差は大きくないので h_{cap} は (3) 式で概算することができる。

一方、 $p_{cap}/\sigma'g$ については (2) 式の関係を経験的な実験¹⁵⁾ の結果によって検討して求める。すなわち、側岸侵食性流路実験に用いた平均粒径 $d_m=0.42\text{ mm}$ のほぼ一様な砂を容器に入れて適当な含水比で高さ約 25 cm の鉛直壁が生じるように容器の片側半分に盛り上げ、残りの空の部分に静かに水を注いで静水位を徐々に上昇させて崩落を起こした。この崩落についてその幅および水位と天端高との差を測定し、 $h_{cap}=3\text{ cm}$ として h_B を求め b_B との関係を検討すれば Fig. 3 のようであって、実験値は散在するが全体的につぎの関係が認められる。

$$b_B^2 = 1.3h_B \quad \dots\dots(4)$$

実験の代表性には検討の余地は多いが類似の粒径については $p_{cap}/\sigma'g=1.3\text{ cm}$ が成り立つと思われる。

2. 3 崩落砂の堆積分布

側岸からの崩落土砂は流路内にある分布で堆積して潤溜を被覆するが、側岸侵食過程に最も影響するのは洗掘域を埋め戻すものであって、それを把握するためには堆積分布を明らかにする必要がある。しかしながらこの堆積分布に関しては理論的研究はもとより実験的研究もほとんど行われておらず、測定結果は著者らの一例¹⁵⁾に限られているようであって、ここではそれについて検討し、実験条件の異なる場合にもその結果が適用可能と考える。

著者らの実験条件は Fig. 4 に示したとおりであって、側岸の一部を着色砂粒で置換し、侵食流送された着色砂の個数分布が内径 6 mm のコアサンプラーで測定されている。崩落は通水後27分に生じ、堆積砂は直後に進行してきた Dune に覆われたので崩落時の分布状態が維持されていると考え、約13分後に河床面下約 3～5 cm の深さまでのサンプリングを行っている。流下方向 3 断面について測定結果の累積分布関数 F および分布密度関数 f を横断形状とともに示せば Fig. 4 のようである。 f のピーク位置は水深で無次元化された流下方向距離 $x/\bar{h}$ の増加とともに右方向に移動して、崩落砂が流送されるにつれて流路中央に向うことを示しているが、崩落位置直下流の $x/\bar{h}=1.0$ でもピーク位置は $y/\bar{h}=2\sim3$ にあって、本実験のように水面上の側岸高が約 2.5 cm と崩落の生じる限界程度に低い場合でも、崩落砂は横断方向にかなり移動して堆積している。

崩落土砂量のうち洗掘域に堆積するものの割合を α_d 、洗掘域の水平長と平均水深の比を α_s とすれば平均の埋め戻し厚さ Δz_d は次式で表される。

$$\Delta z_d = \alpha_d h_B b_B / \alpha_s \bar{h} \quad \dots\dots\dots(5)$$

側岸の崩落を支配する洗掘域の位置と水平長が後の検討によって明らかになれば Fig. 4 の F の値によって α_d を推定することが可能となる。

2. 4 侵食過程とそれに及ぼす崩落土砂の影響

崩落過程は大体瞬時に完了するので、1 サイクルの側岸侵食過程の所要時間は、崩落が生じるまでの Δz_s

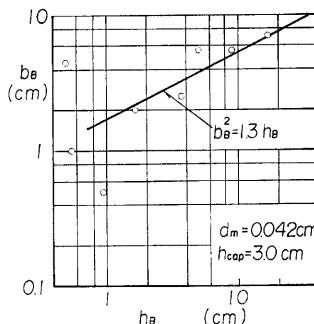


Fig. 3 Relation between width and height of collapsed part of side bank.

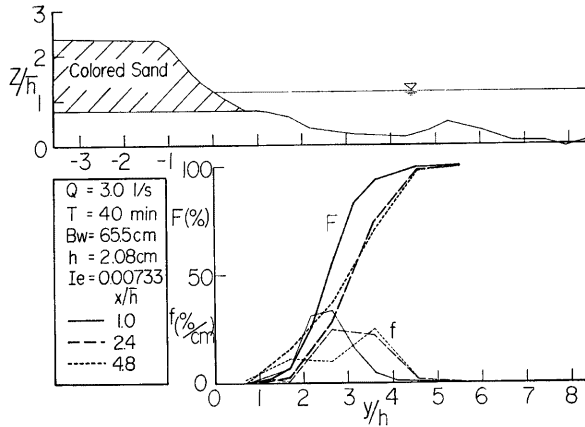


Fig. 4 The distribution of sand included in collapsed part over wetted perimeter of side slope region.

の洗掘に要する時間 Δt_e と崩落による埋戻し厚さ Δz_d の流送に要する時間 Δt_d の和となり、この間の侵食体積 ΔQ_s は近似的に水面下で $\bar{h} \cdot \Delta y_w$ および水面上で $b_B(h_B + h_{cap})$ であって両岸でつぎようになる。

$$\Delta Q_s = 2\Delta y_w(\bar{h} + h_B + h_{cap}) = \Delta B_w(H_B - Z) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 ΔB_w は侵食過程 1 サイクルで増加した水面幅であり、 Z は平均河床高である。

以上より、 Δt_e および Δt_d を明らかにすれば側岸侵食量の予測が可能となり、そのためには水位の変動と側岸潤辺の洗掘現象を明確にする必要がある。前者は上下流区間の条件および流路形状の変化から決定されるので一般的な取扱いはできないが、後者は水際近傍の形状変化に支配的な影響を及ぼす洗掘域での現象に着目すれば良い。

この場合、崩落土砂塊によって洗掘域に生じる局所擾乱の影響の強いことが考えられる。しかし、2.3 で明らかにしたように、崩落土砂は比較的流路中央寄りの緩かな斜面上に主として堆積するようであり、さらに見かけの粘着力が失われるため比較的速かに平坦化するので、その影響時間はかなり短いことが考えられる。したがって、以下では単純化のために、 Δt_e および Δt_d に対してこの影響時間を無視し、1 サイクル平均の掃流力に対する崩落土砂の影響はないと仮定する。これより Δz_e と Δz_d の洗掘過程は同一の機構に支配されるとみなすことができる。

3. 側岸の水理条件に関する検討

3. 1 側岸潤辺の横断形状

拡幅過程にある流路の横断面形状全体が相似形を保って変化することは直線流路の場合であっても期待できない¹⁶⁾のでその一般的な表示は求められないが、側岸付近では比較的相似な形状が保持されて拡幅が進行すると考えて実験的にその相似形状の抽出を試みた。すなわち、これまで行った側岸侵食性流路実験^{2,15-18)}で測定された横断面形状のうちから拡幅過程にある直線流路状態のものをできるだけ多く集め、その形状を鉛直方向および横断方向とも平均水深 $\bar{h}$ で無次元化して、Fig. 5 に例示したように水際ほど密な間隔で水際から $5\bar{h}$ までの間の12点について無次元水深 $h/\bar{h}$ および傾斜角 θ を算定し、断面間の差異の比較検討を行った。その結果、検討された断面に侵食過程の様々の段階のものが含まれていることを考慮すれば、流路規

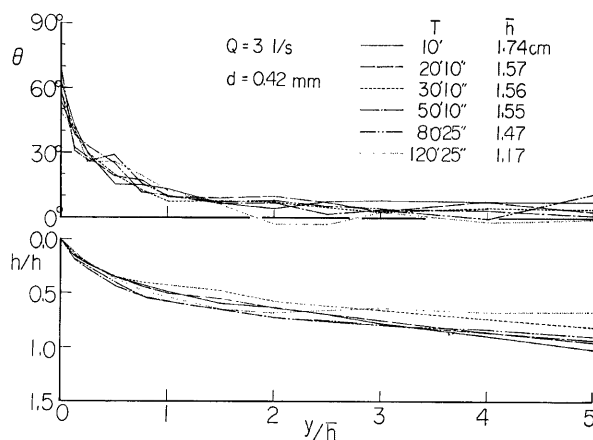


Fig. 5 Example of the dimensionless profile of wetted perimeter of side slope region.

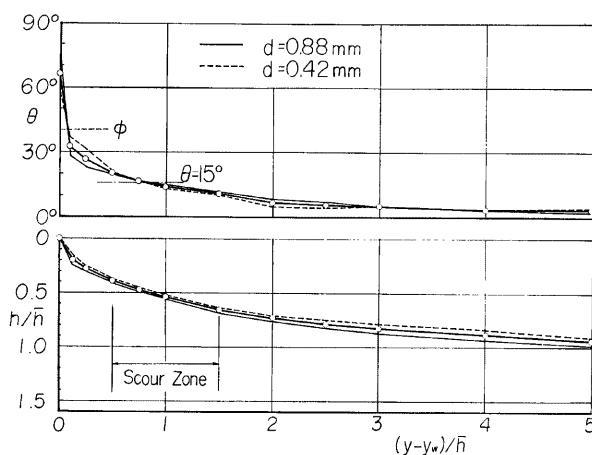


Fig. 6 Representative profile of wetted perimeter of side slope region.

横，給砂条件，流量条件などにかかわらずほぼ相似な形状が保たれることが判明した。

Fig. 6 は以上の平均形状を図示したものであって，これが側岸潤辺の代表形状であると考えられる。同図では水際の傾斜角は静止摩擦角 ϕ (約40度) よりも大きくなっているが，横断形状はポイントゲージで鉛直下方に測定されているので，これは側岸の多くがオーバーハングの状態にあることを示している。

また，同図よれば水際 ($y=0$) から $y=\frac{1}{2}h$ までの領域は θ の平均値が約38°であって，それに引き続く $y=\frac{1}{2}h \sim \frac{3}{4}h$ の領域で数粒径までの洗掘低下が生じて θ は容易に ϕ を越え，頻繁な砂粒の滑落の生じる傾

域と考えられ、これは観察結果とも一致している。さらに、 $y=\frac{1}{2}\bar{h}\sim\frac{3}{2}\bar{h}$ の領域で掃流力が振幅あるいは水位低下によって減少し、洗掘低下が停止すれば、水際付近の滑落は生ぜず側岸は安定化する。一方、 $y>\frac{3}{2}\bar{h}$ の領域では $\theta\leq 10^\circ$ かつ $h\geq 0.7\bar{h}$ であって、横断方向の土砂輸送の不均衡に基因する洗掘低下速度はかなり小さいと推定される。したがって、洗掘が卓越し、水際の後退に支配的な影響を与える洗掘域には $y=\frac{1}{2}\bar{h}\sim\frac{3}{2}\bar{h}$ の領域が対応し、滑落域および流送域にはそれぞれ $y=0\sim\frac{1}{2}\bar{h}$ および $y>\frac{3}{2}\bar{h}$ の領域が対応するとしても妥当と思われ、以下では側岸侵食機構の水理学的な側面はすべてこの $y=\frac{1}{2}\bar{h}\sim\frac{3}{2}\bar{h}$ の洗掘域に代表させて取扱うことにする。

この洗掘域の平均傾斜角は 15° 、平均の $h/\bar{h}$ は 0.55 であって、水際から 0.95 $\bar{h}$ の位置の値にほぼ一致している。

3. 2 側岸潤辺に働く掃流力

長方形あるいは台形断面水路での掃流力の実測分布^{6,7)} には側壁上に顕著なピーク値が現われるが、Fig. 6 に示されるような実際の側岸潤辺では Replogle & Chow⁸⁾ による円弧状潤辺の場合と同様に滑に変化する掃流力分布が形成されている。後者の場合の掃流力分布の推定法としては、Lundgren & Jonsson⁵⁾ による各算定法間の比較例および沢井¹⁹⁾ の行った面積法による推定分布と Replogle & Chow の実測分布との比較結果から判定すると、Lundgren & Jonsson が示した次式を潤辺に沿って数値解析する方法が最もすぐれていると判断される。

$$h_e = h_n \left(1 - \frac{j}{2} \right) + \frac{d}{ds} \left\{ (b h_n^2 F(i, \bar{h}_n) \frac{dh_n}{ds} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$F(i, \bar{h}_n) = \frac{1}{2} \int_0^1 \zeta (1 - \zeta) \frac{1 - \frac{j}{2} (1 + r)}{(1 - \frac{j}{2})(1 - jr)} l_n(\bar{h}_n \zeta) d\zeta \approx \frac{4 + j}{24(2 - j)} l_n \bar{h}_n - \frac{5}{36(2 - j)} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 h_e は掃流力に関する有効水深であって $h_e = \tau / \rho g I_e$ 、 h_n は潤辺の法線方向に測った水深、 i は潤辺の曲率 C_k の無次元量であって $i = C_k h_n$ 、 s は水際から測った潤辺に沿う距離、 b は鉛直方向の渦動粘性係数 ϵ_{zz} と水平方向のそれ ϵ_{yx} との比であって $b = \epsilon_{zz} / \epsilon_{yx} = 1 + 1 / (2 l_n H_m - 17/3)$ 、 $\bar{h}_n$ は粗度高 k_r で無次元化された水深で $\bar{h}_n = 30 h_n / k_r$ 、 ζ は潤辺からの距離 r の無次元量であって $\zeta = r / h_m$ 、 τ は潤辺に働く掃流力、 ρ は水の密度、 I_e はエネルギーこう配および H_m は最大水深 h_m の無次元量であって $H_m = 30 h_m / k_r$ である。なお、(7) 式の右辺第 1 項は面積法による有効水深の推定値を表している。

Fig. 6 の潤辺形状を平滑化し間隔 $\Delta s = 0.1\bar{h}$ で読み取った値に対し、(7) および (8) 式を用いて掃流力分布を推定すれば Fig. 7 の太い実線のようにあって、同図には h 、 h_n 、 $h_n(1 - \frac{j}{2})$ および $h \cos \theta$ の変化

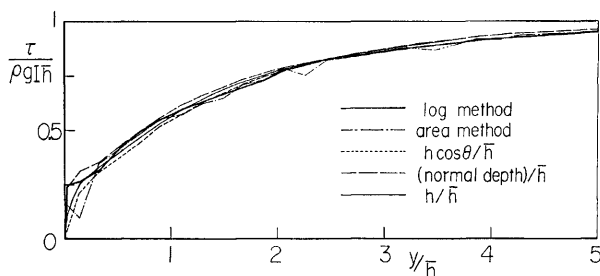


Fig. 7 Calculation of the shear stress distribution over wetted perimeter of side slope region.

も比較して示してある。それらの特徴としては、 $\theta > 15^\circ$ である $y < 1.2\bar{h}$ では $h \cos \theta$ の値は小さくなり、面積法による算定値は曲率の変化を敏感に反映して値が変動すること、および $0 < y < 1.2\bar{h}$ では (7), (8) 式による h_e を h_n が良く近似することが挙げられる。

洗掘域 ($\frac{1}{2}\bar{h} \leq y \leq \frac{3}{2}\bar{h}$) ではいずれの推定法の間にも際立った差はないが、(7), (8) 式による掃流力の推定値は $h_e/\bar{h} \approx \tau_s/\bar{\tau} = 0.42 \sim 0.67$, 平均で $\tau_s = 0.57\bar{\tau}$ (τ_s は側岸の掃流力, $\bar{\tau}$ は断面平均の掃流力) であって、この値を側岸侵食に関する掃流力の代表値とみなす。

4. 側岸潤辺上の砂粒の洗掘過程

4.1 側岸潤辺上の砂粒の運動

洗掘される砂粒の平均的な挙動は、移動開始、離脱、加速、ほぼ定常な移動であって、このような砂粒の運動の基礎式は上の状態によって種々の実験定数は異なるが、Fig. 8 に示した砂粒に働く力の釣合い条件からつぎようになる。

$$\left. \begin{aligned} M \frac{du_g}{dt} &= D \cos \delta - F \cos \tau + W \sin i \\ M \frac{dv_g}{dt} &= D \sin \delta - F \sin \tau + (W \cos i - J) \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

$$M = \rho(\sigma/\rho + C_M)\alpha_2\pi d^3, \quad D = (\epsilon C_D/2)\rho\{(u_d - u_g)^2 + (v_d - v_g)^2\}\alpha_1\pi d^2,$$

$$F = \mu\{(W \cos i - J) \cos \theta - L\}, \quad W = \sigma g \alpha_2 \pi d^3, \quad J = \rho g \alpha_2 \pi d^3,$$

$$L = (\epsilon C_L/2)\rho\{(u_d - u_g)^2 + (v_g - v_d)^2\}\alpha_1\pi d^2 = kD, \quad k = C_L/C_D$$

ここに、 u_g および v_g はそれぞれ砂粒の移動速度の流下 (x) 方向および横断 (y) 方向成分、 u_d および v_d はそれぞれ砂粒の位置の流速の x および y 方向成分、 δ は抗力の方向と x 軸とのなす角であって $\tan \delta = (v_d - v_g)/(u_d - u_g)$, τ は砂粒の移動しようとする方向あるいは摩擦力の方向と x 軸とのなす角、 C_M は仮想質量係数、 C_D は抗力係数、 C_L は揚力係数、 μ は摩擦係数、 ϵ は遮蔽係数、 α_1 , α_2 および d はそれぞれ砂粒の面積係数、体積係数および直径、 i および θ はそれぞれ側岸斜面の x および y 方向の傾斜角である。

Fig. 6 のような隅角部の無い断面形状では二次流はほとんど存在せず、また対象としている現象では i の影響は小さいので、これらを無視し $W - J$ で割って (9) 式を無次元化すれば次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} M_* \tilde{u}_g &= D_* \cos \delta - \mu \{\cos \theta - k D_*\} \cos \tau \\ M_* \tilde{v}_g &= D_* \sin \delta - \mu \{\cos \theta - k D_*\} \sin \tau + \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

$$M_* = (\sigma/\rho + C_M)/(\sigma/\rho - 1), \quad D_* = (\epsilon C_D/2)(\alpha_1/\alpha_2)c^2 U_g'^2 \tau_{*S}$$

$$\tilde{u}_g = \frac{1}{g} \frac{du_g}{dt}, \quad \tilde{v}_g = \frac{1}{g} \frac{dv_g}{dt}, \quad c = \frac{u_d}{u_{*S}}, \quad U_g'^2 = (1 - u_g'^2) + v_g'^2,$$

$$u_g' = u_g/u_d, \quad v_g' = v_g/u_d$$

ここに、 τ_{*S} および u_{*S} はそれぞれ側岸斜面上の無次元掃流力および摩擦速度である。(10) 式は非線形であって一般的に解くことはできないので、以下では前述の砂粒の洗掘過程の状態に関連して検討を行なう。

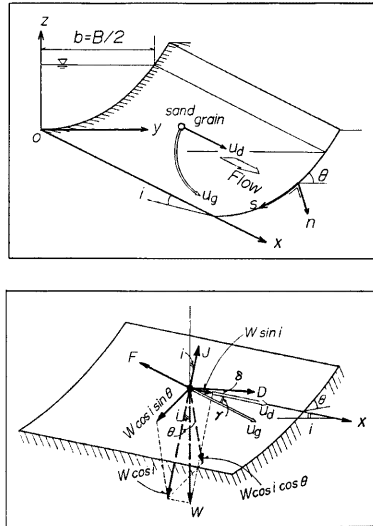


Fig. 8 Schematic sketch of movement of sand grain and forces acting on it.

(1) 限界掃流力

限界掃流状態では $\tilde{u}_g = \tilde{v}_g = u_g' = v_g' = 0$ かつ $\mu = \tan \phi$ であるので、この状態を添字 (c) で表すと

$$D_{*c} = \tan \phi \cos \theta \{ \sqrt{1 + \tan^2 \theta (k_c^2 - \cot^2 \phi)} - k_c \tan \phi \} / (1 - k_c^2 \tan^2 \phi) \dots \dots \dots (11)$$

が得られ、各実験定数が淵辺上で変化しないと仮定できれば上式は水平河床上の無次元限界掃流力 τ_{*cL} を用いてつぎのように変形される。

$$\tau_{*cL} / \tau_{*cL} = \cos \theta \{ \sqrt{1 + \tan^2 \theta (k_c^2 - \cot^2 \phi)} - k_c \tan \phi \} / (1 - k_c^2 \tan^2 \phi) \dots \dots \dots (12)$$

$$\text{および} \quad \tau_{*cL} = \tan \phi / \{ (\varepsilon_c C_D / 2) (\alpha_1 / \alpha_2) c^2 (1 + k_c \tan \phi) \} \dots \dots \dots (13)$$

ただし、 τ_{*cS} は斜面上の無次元限界掃流力である。

(2) 初期加速度

砂粒の初期加速度は、 $u_g' = v_g' = 0$, $\mu = \tan \phi$, $\tan \gamma = \tilde{u}_g / \tilde{v}_g$ および (10) 式から、移動開始状態を添字 (0) で表して

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{g0} &= (D_{*0} / M_*) \{ 1 - \tan \phi (\cos \theta - k_0 D_{*0}) / \sqrt{\sin^2 \theta + D_{*0}^2} \} \\ \tilde{v}_{g0} &= (\sin \theta / M_*) \{ 1 - \tan \phi (\cos \theta - k_0 D_{*0}) / \sqrt{\sin^2 \theta + D_{*0}^2} \} \end{aligned} \dots \dots \dots (14)$$

この場合の各係数が (13) 式の場合と同様であるなら $k_0 = k_c$ かつ

$$D_{*0} = \{ \tan \phi / (1 + k_c \tan \phi) \} (\tau_{*S} / \tau_{*cL}) \dots \dots \dots (15)$$

となる。

(3) 定常移動速度

この場合は、 $\tilde{u}_g = \tilde{v}_g = 0$, $\tan \gamma = v_g' / u_g'$, $\mu = \mu_k$ (μ_k : 動摩擦係数) および (10) 式から定常運動状態を添字 (k) で表せばつぎの関係が導びかれる (ただし砂粒速度の添字 (k) は省略する)。

$$\begin{aligned} T_*^2 U_g'^4 (1 - \mu_k^2 k_k^2) + 2 T_* U_g'^2 \mu_k k_k \cos \theta + 2 T_* U_g' v_g' \sin \theta + \sin^2 \theta - \mu_k^2 \cos^2 \theta &= 0 \\ v_g' &= \sin \theta U_g' / T_* \end{aligned} \dots \dots \dots (16)$$

ここに、 $T_* = D_* / U_g'^2 = (\varepsilon_k C_D / 2) (\alpha_1 / \alpha_2) c^2 \tau_{*S}$ であって、上の第2式から

$$v_g'^2 = \{ \sqrt{(1 - u_g')^4 + 4 \sin^2 \theta u_g'^2 / T_*^2} - (1 - u_g')^2 \} / 2 \dots \dots \dots (17)$$

が得られる。移動中の砂粒に働く揚力を見無視し、(17) 式を (16) 式の第1式に代入整理すれば次式が導びかれる。

$$\begin{aligned} 2 \sin^2 \theta (1 - u_g')^5 + \left(\frac{\sin^4 \theta}{T_*^2} - \sin^2 \theta - \mu_k^2 \cos^2 \theta \right) (1 - u_g')^4 - 2 \frac{\mu_k^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{T_*^2} \\ (1 - u_g')^2 + \frac{\mu_k^4 \cos^4 \theta}{T_*^2} = 0 \end{aligned} \dots \dots \dots (18)$$

(18) 式から u_g' は数値的に求められるが、 θ が余り大きくない場合には簡単な order の検討から卓越する第2項の後半と第4項を残してつぎの近似式が得られる。

$$(1 - u_g')^2 = \mu_k^2 \cos^2 \theta / T_* \sqrt{\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta} \dots \dots \dots (19)$$

Fig. 9 および **Fig. 10** は $\mu_k = 0.8 \tan \phi$ ($\phi = 40^\circ$) とした場合のそれぞれ u_g' および v_g' の (17), (18) 式による計算例であって、 $\theta = 15^\circ$ および 30° については点線で (19) 式に基く近似値も示してある。 $\theta = 15^\circ$ の場合には (19) 式による計算値と (18) 式の計算値とに差はほとんど無く、**3.1** で示した洗掘域では (19) 式が成立し、(18) 式による収束計算は行わなくて良いことがわかる。また、**Fig. 9** では $\theta = 15^\circ$ 以上から $\theta = 0^\circ$ との差が明確になり始めるが、同様の傾向は先に検討した (1) および (2) の場合についても認められており、洗掘域の代表値である $\theta = 15^\circ$ 程度から砂粒移動に斜面の効果が顕著に現われてくるようである。

(4) 移動限界掃流力と停止限界掃流力

定常移動状態であっても ε と k 以外の実験定数は静止状態の場合からあまり変化しないとすると、(13) 式を用いて T_* はつぎのように表される。

$$T_* = \{ \tan \phi (\varepsilon_k / \varepsilon_c) / (1 + k_c \tan \phi) \} (\tau_{*S} / \tau_{*cL}) \dots \dots \dots (20)$$

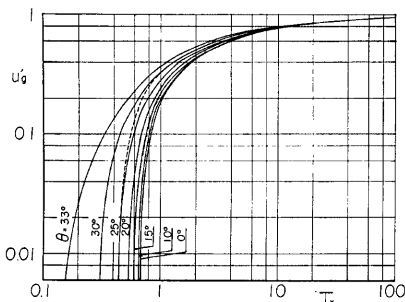


Fig. 9 Dimensionless relation between longitudinal velocity of sand grain (u_g') and modified shear stress (T_*).

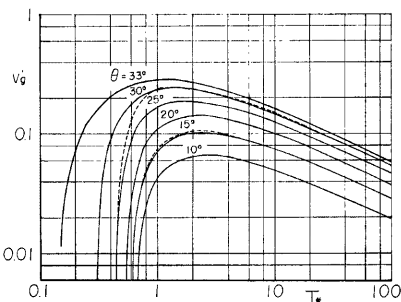


Fig. 10 Dimensionless relation between lateral velocity of sand grain (v_g') and modified shear stress (T_*).

一方、砂粒の無次元停止限界掃流力 τ_{*kS} は(18)式に $u_g' = 0$ を代入して得られる関係 $T_{*k} = \sqrt{\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta}$ と (20) 式から

$$\tau_{*kS} / \tau_{*cL} = \cos \theta \sqrt{\mu_k^2 - \tan^2 \theta} (1 + k_c \tan \phi) (\varepsilon_c / \varepsilon_k) / \tan \phi \quad \dots\dots\dots (21)$$

のように求められる。

混合粒径では移動限界掃流力と停止限界掃流力との間に積極的に相違を認めていく立場²⁰⁾もあるが、従来実験的に判定されている砂粒に僅かの移動を許した移動限界状態から推測すると両者の間には明確な差異はないと判断できよう。したがって、ここでは両状態間の摩擦係数および揚力係数の変化に基づく摩擦力の差が主に遮蔽状態の相違による抗力の変化によって相殺されて両者の限界掃流力が等しくなると考える。これより (12) 式と (21) 式とを等値すると遮蔽係数比に関する次式が誘導される。

$$\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_c} = \frac{\sqrt{\mu_k^2 - \tan^2 \theta} (1 - k_c^2 \tan \phi)}{\{ \sqrt{1 + \tan^2 \theta} (k_c^2 - \cot^2 \phi) - k_c \tan \phi \} \tan \phi} \quad \dots\dots\dots (22)$$

上式では遮蔽状態が θ によって変化することが示されている点に疑問の余地が残るが、この関係を $k_c = 1$, $\phi = 40^\circ$ かつ $\mu_k = 0.8 \tan \phi$ を与えて示せば Fig. 11 のようであって $\varepsilon_k / \varepsilon_c$ の θ による変化は $\tan \theta$ が μ_k に近い $\theta > 30^\circ$ の範囲に限られており、とくに $\theta < 27^\circ$ では $\varepsilon_k / \varepsilon_c = 1.47 \sim 1.50$ であって十分一定とみなせ、上の推測の妥当性の高いことが示される。

(5) 離脱直後の加速度

初期加速度で周囲の砂粒間のくぼみから離脱した砂粒は露出状態が定常移動時と同様となるので揚力は無視され、また移動速度も小さいので添字₁で示したこのときの加速度はつぎのように表される。

$$\left. \begin{aligned} \ddot{u}_{g1} &= (T_* / M_*) (1 - \mu_k \cos \theta / \sqrt{T_*^2 + \sin^2 \theta}) \\ \ddot{v}_{g1} &= (\sin \theta / M_*) (1 - \mu_k \cos \theta / \sqrt{T_*^2 + \sin^2 \theta}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

これらの加速度によって離脱直後の砂粒が定常速度に向けて加速される状態が推定される。

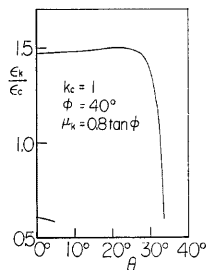


Fig. 11 Variation of the ratio of sheltering coefficient at stationary movement to that at rest ($\varepsilon_k / \varepsilon_c$) with side slope angle (θ).

4. 2 砂粒の洗掘時間

洗掘域内に静止していた 1 個の砂粒が域外に流送されてしまう所要時間すなわち洗掘時間は、静止位置からの離脱に要する時間、定常速度への加速時間および定常に近い速度で域外まで移動する時間の和である。

最初に、離脱時間について中川・辻本²¹⁾の離脱過程に関する考察に斜面効果を導入し、流体力の変動は無視して検討する。すなわち、静止状態の砂粒が流体力と重力の作用によって β_0 だけ回転して前方の砂粒を乗越え離脱すると考えれば、その所要時間 t_r はつぎのように表される。

$$t_r = \beta_0 d' \left[\frac{g \alpha_r \{ (k_0 D_{*0} - \cos \theta) \sin \beta_0 + (D_{*0} \cos \theta + \sin \theta \sin \tau) \cos \beta_0 \}}{M_k \left(1 + \frac{4r^2}{d'^2} \right)} \right] \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 d' は砂粒が転動する場合の有効径、 α_r は平均の角加速度と初期角加速度との比および r は砂粒の重心に関する回転半径である。近似的に $d' = d$ とし、さらに砂粒のころがり摩擦を含めて考えると β_0 は静止摩擦角と同等の性質を持つとみなせるので $\beta_0 = \phi$ とおけば、(24) 式から無次元離脱時間 t_{rs} は次式のようになる。

$$t_{rs} = \frac{u_{*s} t_r}{d} = \left\{ \frac{\phi (\sigma/\rho - 1) (1 + 4r^2/d^2) \tau_{*s}}{\alpha_r \cos \phi \tilde{U}_g} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (25)$$

つぎに、加速時間 t_a について、上とほぼ同様に t_a が定常移動速度と離脱直後の加速度との比に比例し、さらにこの比がそれぞれの x 方向成分の比で表されると考えると (19) および (23) 式を用いて無次元加速時間 t_{as} は

$$t_{as} = \frac{u_{*s} t_a}{d} = \frac{c}{\alpha_a} \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \tau_{*s} \left(1 - \frac{\mu_k \cos \theta}{\sqrt{T_*} \sqrt{\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta}} \right) \left(1 - \frac{\mu_k \cos \theta}{\sqrt{T_*} \sqrt{\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta}} \right) \quad \dots\dots\dots (26)$$

と表され、ここに α_a は平均の加速度と離脱直後の加速度との比である。

最後に、砂粒が定常速度で域外まで通過する時間 t_o は、砂粒の移動開始位置の分布と洗掘域内の掃流力変化による移動速度の分布状態によって支配されるが、これらを 1 点で代表させればこれまでと同様の無次元化によってつぎのようになる。

$$t_{os} = \frac{u_{*s} t_o}{d} = \frac{\alpha_o \alpha_c}{2} \frac{\bar{h}}{d} v_g'^{-1} \quad \dots\dots\dots (27)$$

ここに、 α_o は上述の砂粒の移動特性を 1 点で代表させたことに関する補正係数および α_c は洗掘域の幅と平均水深との比であって、3. で示した洗掘域の代表値を用いれば $\alpha_c \approx 1$ であり、 $\alpha_c = 1$ である。

以上より、(25)～(27) 式の関係をつぎの定数値

$$\theta = 15^\circ, \quad \phi = 40^\circ, \quad \sigma/\rho = 2.65, \quad C_M = 0.5,$$

$$g = 980 \text{ cm/sec}^2, \quad c = 8.5, \quad \mu_k = 0.8 \tan \phi,$$

$$\tau_{*cL} = 0.034, \quad \bar{h}/d = 50 \quad \dots\dots\dots (28)$$

およびつぎの係数値

$$\alpha_r = \alpha_a = 0.5, \quad \alpha_o = 1, \quad \alpha_c = 1 \quad \dots\dots\dots (29)$$

を用いて示せば Fig. 12 のようである。同図からわかるように、従来の実験条件に対しては t_{os} が t_{rs} および t_{as} よりも 1 order 以上大きく、砂粒の洗掘域からの侵食流送には定常状態の砂粒移動のみ考慮すれば良いことがわかる。

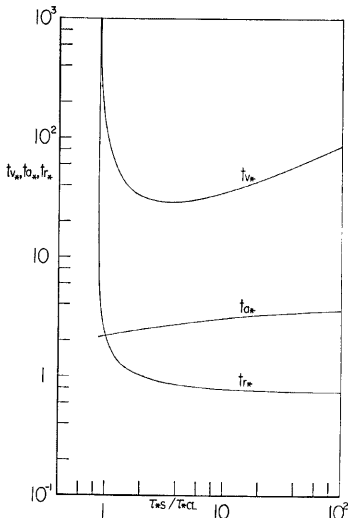


Fig. 12 Dimensionless relation of migrating, accelerating and departing time (t_{os} , t_{as} and t_{rs} respectively) to the ratio of shear stress to critical one (τ_{*s}/τ_{*cL}).

5. 側岸侵食量に関する考察

5.1 側岸侵食過程の所要時間

前述のように、洗掘域の低下時には滑落域および飽和域でも土砂の滑落によって洗掘域と同量の低下が生じると考えられるので、洗掘域ではそれ自体の領域からの土砂と滑落してきた土砂の流送が行われている。したがって、つぎの崩落が生じるまでにはこれら全部の領域が Δz_e 低下している必要があるのでつぎのように考える。流下方向単位長の洗掘域について表層から n_s 個の砂粒が流出して河床が $\beta_s d$ (β_s : 係数) だけ低下すれば、滑落域および飽和域に滑落が起きて洗掘域を元の高さまですなわち $\beta_s d$ だけ埋め戻し、滑落域および洗掘域の低下量が $\beta_s d$ に達するまで埋め戻しが生じる。3 領域の低下量が Δz_e になるまでこれが繰返されるとすると、その所要時間 Δt_e は 4.2 の結果を用いてつぎのように表される。

$$\Delta t_e = (N_c + N_s) t_e / n_s \quad \dots\dots\dots (30)$$

ここに、 N_c および N_s はそれぞれ流下方向単位長当りの洗掘域および滑落・飽和域の厚さ Δz_e 内に含まれる砂粒の個数であってつぎようになる。

$$N_c = (1 - \lambda) \alpha_c \bar{h} \Delta z_e / \alpha_s \pi d^3, \quad N_s = (1 - \lambda) \alpha_s \bar{h} \Delta z_e / \alpha_s \pi d^3 \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここに、 λ は間隙率の 1/100 および α_s は滑落・飽和域の幅と平均水との比であって、これまでの検討から

$$\alpha_s = 0.5 + h_{cap} / \bar{h} \tan \phi \quad \dots\dots\dots (32)$$

となる。

つぎに、 n_s は流下方向単位長の洗掘域の表層で同時に移動している砂粒の個数であって、4.2 で述べたようにに定常移動状態のみに着目すれば、Bagnold の研究に基く芦田・道上²²⁾の考察に斜面効果を導入した次式で表されよう。

$$n_s = \frac{\alpha_c \bar{h}}{\alpha_s \pi d^2} (\tau_{*S} - \tau_{*cS}) / \sqrt{\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta} \quad \dots\dots\dots (33)$$

(31)～(33) 式から (30) 式は無次元化されてつぎようになる。

$$\Delta t_e = \frac{u_{*c} \Delta t_e}{d} = (1 - \lambda) \left(1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_c} \right) \sqrt{\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta} \frac{\Delta z_e}{d} \frac{t_{e*}}{\tau_{*S} - \tau_{*cS}} \quad \dots\dots\dots (34)$$

一方、(5) 式で推定される崩落砂の埋戻し厚さ Δz_d が滑落・飽和域でも同程度であるとするならば、その洗掘過程も上と同様に考えられて、その無次元流送時間 Δt_{d*} はつぎようになる。

$$\Delta t_{d*} = \frac{u_{*S} \Delta t_d}{d} = (1 - \lambda) \left(1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_c} \right) \sqrt{(\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)} \frac{\Delta z_d}{d} \frac{t_{e*}}{\tau_{*S} - \tau_{*cS}} \quad \dots\dots\dots (35)$$

以上より、側岸侵食過程 1 サイクルの無次元所要時間 Δt_k は (2) および (5) 式の関係を用いて次式で示される。

$$\Delta t_k = \frac{u_{*c} \Delta t}{d} = (1 - \lambda) \left(1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_c} \right) \sqrt{(\mu_k^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)} \frac{\rho_{cap} h_B}{\sigma' g d^2} \left(\tan \phi' + \frac{\alpha_d h_B}{\alpha_c \bar{h}} \right) \frac{t_{e*}}{\tau_{*S} - \tau_{*cS}} \quad \dots\dots\dots (36)$$

いま、2.2 から $\rho_{cap} / \sigma' g = 1.3 \text{ cm}$, 3.1 および Fig. 4 から $\alpha_d = 0.1$ また $\tan \phi' = \tan \phi$, $\lambda = 0.4$ とし、河川総合河道部で行われた実験²⁾の通水初期に対応する条件 $\bar{h} = 3 \text{ cm}$, $h_{cap} = 3 \text{ cm}$, $h_B = 3 \text{ cm}$, $d = 0.88 \text{ mm}$, $u_{*S} = 3 \text{ cm/sec}$ および (28), (29) 式の値と Fig. 12 を用いて (36) 式から Δt を求めれば約 5.4 分となる。ここでは水位変化を考慮していないので冒頭に引用した所要時間の観察値 1～10 数分との対応は良いと判断される。また、これらの条件の場合、崩落砂の埋戻しに関する項 $\frac{\alpha_d h_B}{\alpha_c \bar{h}}$ の値は 0.1 であって $\tan \phi' \approx 0.84$ に比してかなり小さく、崩落高さが余程大きくないかぎりこの埋戻しの影響が支配的になりえないことがわかる。

5.2 側岸侵食量に関する検討

流路変動過程の解明が目的とされる比較的に長い区間では、側岸の崩落が一斉に生ぜず各々の断面では侵食過程の種々の段階がランダムに現われているので、このような目的にとっては平均的な側岸侵食量の把握が

必要である。この平均の側岸侵食量を表す式は (6) 式を dt で除して得られ、それを無次元化して整理するとつぎようになる。

$$q_{s*} = \frac{q_s}{u_* d} = \alpha_* v_g' \left(\frac{\tau_{*s}}{\tau_{*cL}} - \frac{\tau_{*cS}}{\tau_{*cL}} \right) \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$\alpha_* = \frac{4c}{\alpha_p \alpha_c} \frac{H_B - Z}{h} \tau_{*cL} \left[\left(1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_c} \right) \left(\tan \phi' + \frac{\alpha_d h_B}{\alpha_c h} \right) \sqrt{\mu_*^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta} \right] \quad \dots\dots\dots (38)$$

ここに、 q_s は単位長単位時間当りの実質の側岸侵食量であって、 $q_s = (1 - \lambda) d Q_s / dt$ である。

5.1 の実験条件から $(H_B - Z)/h \approx 3$ 、 $h_B/h \approx 1$ とし、これまでと同様の定数値および係数値を用いれば、 $\alpha_* \approx 2.3$ となる。Fig. 13 は (37) 式の関係を青野²³⁾、Burgi & Karaki²⁴⁾ および著者らの実験値によって検討したものであって、青野の実験値は実験区間長約 14 m の中央部の断面について水面幅の実測値から一様拡幅状態すなわち側岸侵食量が河床堆積量に等しいと仮定して算定してあり、一方 Burgi & Karaki の実測値は一方の側岸のみで行われているので、それを 2 倍し側岸に浸透水のないもののみ用いている。 $\alpha_* = 2.3$ の場合の (37) 式は実験値の上辺に位置しており、実験値はこの式の下側を 1 order 余りの幅で平行に変化している。このように実験値が比較的広い幅を示す主な理由としては、係数 α_* が実験条件（とくに $(H_B - Z)/h$ の値）によって変化することおよび河床波の形成によって掃流力分布が変化して側岸に働く掃流力が低下していることが挙げられよう。

これらの実験では $(H_B - Z)/h$ の変化幅は 3 倍以内であり、この比以上に α_* の変化に直接的な影響を与える定数は (38) 式には含まれていないので、これによる α_* の減少は 1/3 程度にすぎず、前者の理由のみでは 1 order 余りの実験値の拡がりを説明できない。つぎに、後者の理由について考える。この拡がり幅の下方に存在する著者らの実験値の場合、河床には顕著に発達した小規模河床波が形成されていて、平均の流速係数 $\bar{U}/U_*$ も 8 前後と極めて小さくなっており、また、青野および Burgi & Karaki の実験の場合でも Fig. 13 の下方に図示される実験値の $\bar{U}/U_*$ は 9 ~ 10 であって著者らの実験と類似の傾向を示す。これより、側岸侵食量の算定についても河床砂流量の場合と同様に有効掃流力を評価することが必要であると思われる。

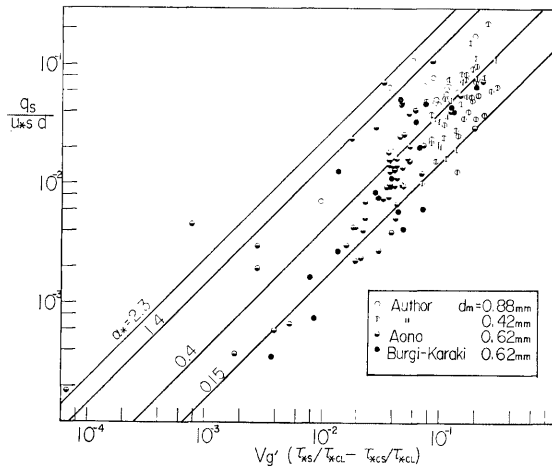


Fig. 13 Lateral bank erosion rate as a function of $v_g' (\tau_{*s}/\tau_{*cL} - \tau_{*cS}/\tau_{*cL})$.

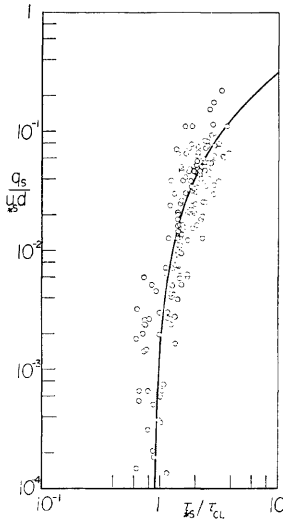


Fig. 14 The expression of lateral bank erosion rate and observed values.

この点に関して、有効掃流力を芦田・道上²²⁾の有効摩擦速度算定式によって求め、それが3.2で示した分布に従うと仮定して(37)式の検討を試みた結果では、Fig. 13で下方に図示されるほとんどの実験値において有効掃流力が斜面上の限界掃流力よりも小さくなり、側岸侵食量の算定が不可能となった。他の有効掃流力の算定法の場合も同様の結果が予想され、有効掃流力を考慮することによって実験値の拡がる理由の説明が可能となるが、上述のように従来の方法では(37)式に適用できないので、ここでは実験値の傾向に基づき、係数の補正によって処理し、 α_* をつぎのように与える。すなわち、

$$\left. \begin{array}{ll} \bar{U}/\bar{U}_* > 13 & \text{のとき } \alpha_* = 1.4 \\ 13 \geq \bar{U}/\bar{U}_* > 10 & \text{のとき } \alpha_* = 0.4 \\ 10 \geq \bar{U}/\bar{U}_* & \text{のとき } \alpha_* = 0.15 \end{array} \right\} \cdots (39)$$

Fig. 13には(39)式の係数に対応した(37)式の関係が示されており、 $\alpha_* = 0.4$ の場合は実験値の範囲のほぼ中央に図示されて、側岸侵食量の全体的な変化傾向を代表することがわかる。Fig. 14はこのときの関係を移動限界掃流力付近の様子も含めて検討したものであって、実験値の存在する $\tau_{*s}/\tau_{*cl} < 4$

の範囲で $\alpha_* = 0.4$ の場合の(37)式は実験値の傾向に良く対応していることがわかる。しかしながら、限界掃流力をかなり下まわる掃流力に対して比較的大きい側岸侵食量を示す実験値もあって、今後このような限界掃流力付近の側岸侵食状態についても検討する必要がある。また、掃流力の大きい場合の実験値は入手できなかったが、この点に関する実験資料の集積も図らねばならない。

6. 要約と結論

本文では、直線流路における側岸侵食過程の観察結果に基づき、その主要現象である側岸上部の崩落過程と同時に潤辺の洗掘過程について考察を加え、水位変化の無い場合の側岸侵食量式を誘導した。取扱いを単純化するために導入した仮定は多かったにもかかわらず、侵食過程の所要時間および側岸侵食量に関する予測式と実験値との対応は良好であって、行った単純化の妥当性の高いことが認められた。それらの仮定ならびにそれらから導かれた結果を要約して挙るとつぎのとおりである。

1) 側岸は上部からつぎの5領域、すなわち水面上の崩落域、(毛管)飽和域および水面下の滑落域、洗掘域、流送域に区分され、側岸の侵食および崩落の進行に支配的な影響を与えるのは洗掘域の洗掘低下であると考えられる。

2) 崩落域の形状から崩落は飽和域の後退に伴って現われるオーバーハング部の付根部の引張破壊が主要因であると考えて、飽和域の上端に関するモーメントの釣合から崩落条件式(2)を導いた。つぎに、崩落土砂の堆積分布の実験結果を示すととも崩落土砂塊の流れに与える影響について考察し、その影響時間は短いと考え無視できるとした。

3) 側岸潤辺形状の詳細な検討によって、洗掘域は水際から $\frac{1}{2}h$ ~ $\frac{1}{3}h$ の距離にある領域と判断した。その領域の幅は $\bar{h}$ 、傾斜角および水深の代表値はそれぞれ 15° および $\frac{1}{2}h$ であって、掃流力の代表値は Lundgren

& Jonsson の方法に従って $\tau_s = 0.57\tau$ と推定し、側岸潤辺上の水理現象はこの洗掘域において代表され、これらの値に支配されると考えた。

4) 斜面上の砂粒運動について一般的な考察を加え、その種々の状態に関する基礎式を示すとともに、従来の限界掃流力の判定基準から移動限界と停止限界の掃流力が等しいと考え、その理由として揚力係数、摩擦係数および遮蔽係数が互いに相殺し合うように変化することをあげて、移動状態と静止状態の遮蔽係数比を表す (22) 式を誘導し、傾斜角が $0^\circ \sim 27^\circ$ ではこの比が約 1.48 であってほとんど変化しないことを示した。

5) 上述の基礎式に基いて洗掘域の砂粒の離脱時間、加速時間および流送時間を検討した結果、洗掘域から砂粒が洗掘されてしまう時間は、流送時間すなわち移動を開始した砂粒が定常速度で洗掘域を通過してしまう時間にはほぼ等しいことが判明し、洗掘域の洗掘現象は砂粒の横断方向の定常移動状態に支配されるものと考えられる。

6) 水位一定の場合では、洗掘域が低下すると、その量に等しい低下量が飽和域および滑落域でも生じるように両領域で滑落が起こり、その土砂が洗掘域に供給されてそこから流送される。流送後さらに洗掘が進めば再び滑落が生じて土砂が供給され、これが崩落が起きるまで繰返される。さらに、崩落による埋戻しがこれら 3 領域で平均的にほぼ等しく生じるとすれば、その流送過程も上述の場合と同様の過程を繰返して進行すると考えられる。

7) 洗掘域の洗掘・流送過程では 6) で述べたように定常流送状態が重要であって、この状態の流送量は Bagnold の考察に斜面効果を導入して得られる移動状態の土砂体積に横断方向定常移動速度を乗じて求められ、これによって側岸侵食過程 1 サイクルの所要時間および平均の側岸侵食量を表す式がそれぞれ (36) および (37) 式のように誘導される。

8) (36) 式から算定される侵食過程の所要時間は観察結果に対応し、また、(37) 式の側岸侵食量式は実験値の傾向を良く表すが、さらに係数を主に流速係数の関数として補正すれば実験値との一致が良好になることが期待される。この理由としては、小規模河床形態の形成に伴う側岸侵食に関する有効掃流力の減少が挙げられる。

以上の要約された仮定と結果に関して、今後崩落条件および崩落砂の堆積分布に関する詳細な検討を追加していくことの重要性はいうまでもないが、現在のところ、まず掃流力の大きい条件における実験資料の集積および小規模河床形態が生じた場合の側岸に働く掃流力の推定法の確立について研究を進めていくつもりである。さらに、流路変動の一次元解析に本研究で誘導した式を水位変化の影響も含めて適用したときの問題点の検討および砂粒運動に横断方向流速の効果を導入して、砂州の発生した場合の側岸侵食量あるいは蛇行彎曲部外岸の侵食量に関する考察を予定している。

最後に、本文をまとめるにあたり、終始熱心に適切な指導をして下さった村本嘉雄教授に謝意を表しますとともに、図面の整理に協力して頂いた中村行雄技官および本学大学院学生小池剛君に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 長谷川和義・工藤一磨・山岡 勲：水路蛇曲に関する一実験，土木学会第23回年次学術講演会講演概要集，Ⅰ-139，1968，pp. 385-388.
- 2) 芦田和男・村本嘉雄・奈良井修二：河道の変動に関する研究（2）——安定流路の形状と形成過程——，京都大学防災研究所年報，第14号 B，1971，pp. 275-297.
- 3) Leliavsky, S.: An introduction to fluvial hydraulics, Constable & Company Ltd, 1955, pp. 88-89.
- 4) Lane, E.W.: Design of stable channels, ASCE Transactions, Vol. 120, paper No. 2776, 1955, pp.

- 1234-1279.
- 5) Lundgren, H. and I.G. Jonsson: Shear and velocity distribution in shallow channels, Jour. of Hy. Div., Proc. of ASCE, Vol. 90, No HY1, 1964, pp. 1-21.
 - 6) Ghosh, S.N. and N. Roy: Boundary shear distribution in open channel flow, Jour. of Hy. Div., Proc. of ASCE, Vol. 96, No. HY 4, 1970, pp. 967-994.
 - 7) Kartha, V.C and H.J. Leutheusser: Distribution of tractive force in open channels, Jour. of Hy. Div., Proc. of ASCE, Vol. 96, No. HY 7, 1970, pp. 1469-1483.
 - 8) Replogle, J.A. and V.T. Chow: Tractive-force distribution in open channels, Jour. of Hy. Div., Proc. of ASCE, Vol. 92, No HY 2, 1966, pp. 169-191.
 - 9) Lane, E.W and E.J. Carlson: Some factor affecting the stability canals constructed in coarse granular materials, Proc. of IAHR, 1953.
 - 10) 平野宗夫：拡幅を伴う流路変動について，土木学会論文報告集，第210号，1973，pp.13-20.
 - 11) 長谷川和義・長田京司：直線状流路の側壁浸食機構に関する研究，第32回土木学会年次学術講演会講演概要集，Ⅰ-224，1977，pp.434-435.
 - 12) 長谷川和義：直線状流路の側壁浸食機構に関する研究（2），第33回土木学会年次学術講演会講演概要集，Ⅰ-273，1978，pp.525-526.
 - 13) 長谷川和義：流路の浸食過程に関する実験と解析，第14回自然災害科学総合シンポジウム講演論文集，1977，pp.101-102.
 - 14) 赤井浩一：土質力学，朝倉書店，1966，p.32.
 - 15) 村木嘉雄・藤田裕一郎：河岸の侵食機構について，第28回土木学会年次学術講演会講演概要集，Ⅰ-135，1973，pp.290-291.
 - 16) 村木嘉雄・藤田裕一郎・古藺昭雄：河床横断形状の形成機構について，昭和49年度関西支部年次講演会講演概要，土木学会関西支部，Ⅰ-20.
 - 17) 芦田和男・村木嘉雄・奈良井修二・塩入淑史：河道の変動に関する研究（1）——流路の変動過程に関する実験——，京都大学防災研究所年報，第13号 B，1970，pp.243-260.
 - 18) 村木嘉雄・藤田裕一郎：蛇行流路の形成過程に関する研究，京都大学防災研究所年報，第19号 B-2，1976，pp.167-185.
 - 19) 沢井健二：粘性流路床の変動機構に関する土砂水理学的研究，京都大学学位論文，1977，pp.20-23.
 - 20) 水山高久：山地河川の掃流砂に関する研究，京都大学学位論文，1977，pp.76-77.
 - 21) 中川博次・辻本哲郎：水流による砂礫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，pp.71-80.
 - 22) 芦田和男・道上正規：移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第206号，1972，pp.59-69.
 - 23) 青野 尚：河川の蛇行に関する実験的研究，京都大学修士卒業論文，1957.
 - 24) Burgi, P.H. and S. Karaki: Seepage effect on channel bank stability, Jour. of IR Div. Proc. of ASCE, Vol. 97, No. IR1, 1971, pp. 59-72.