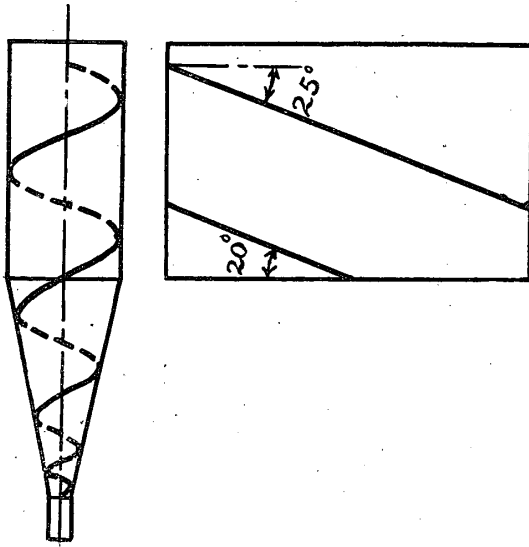


の水滴を混入してから送気を止め、しばらく放置すると水滴の触れた部分だけさびを生じ鮮明な流線が表れて来る。これを測定すれば容易に、しかも正確に壁面に沿つての流線を求めることができる。第7図に示したのはその一例で



第7図 サイクロン壁面に沿つてのら旋流の流線

ある。この例においてみると円とう部では1.5回転程度であるが円すい部では3回転しており、池森氏⁽⁸⁾も指摘しておられる通り円すい部での分離作用の重要さがうかがえる。また円と

う部でのら旋角は相当大であつて村上氏⁽²⁾の測定値とほぼ一致している。

3. 結 論

特定の粉体試料を用いたきわめて狭い範囲の実験ではあるが試作したミゼットサイクロンの捕集効率はや想通り優秀であることを確認することができた。従つて緒言において述べた目的に充分役立つ以外に、おそらく将来は特殊サイクロンとして各方面に用途が開けるものと期待される。しかしその性能については一般のサイクロンと同様な傾向もあるが、同時に小型であるための独自の現象も起つているようであり、興味深い問題も多々包蔵されているので引続き研究を進め不明の点を解明し、性能の改善に資したい。

本研究は文部省科学試験研究費による研究の一部であり、種々便宜を与えられた宇部鉄工所および実験に協力された衛藤重治、和田清吾の両君に感謝する。

(注)

- (1) Linden, Engg. 1949-2-18. p165
- (2) 村上、福永、機械学会論文集 18巻73号56頁 (昭27)
- (3) 池森、機械学会誌 55巻404号570頁 (昭27)

流砂河川の粗度に就いて (II)

椿 東 一 郎

1. 緒 言

固定床河川と流砂河川の流れの相異は前者では河床の粗度の大きさが流れの条件に無関係にきまつているのに反して、後者では河床に砂漣が発生して大きな粗度を形成し、而も河床を構成する砂礫の性質と流れの条件によつて砂漣が発達或いは崩潰することに起因する。この様な見地から著者は前報⁽¹⁾に於て、流れの速度分布は流砂の影響を受けないとして Kármán の対数分布式を使用し、更に相当粗度は砂漣の scale を表わすものと考え、主として満洲の河川の実測値⁽²⁾より粗度が掃流力と共に増大する

ことを表わす無次元関係式を得た。然し乍ら実測値は関係式のまわりはかなり散らばつて居り、更に重大な難点として、最近発表された H. A. Einstein⁽³⁾の公式と全く相反する傾向を示すことを知つた。これは両式が共に複雑な砂漣現象の一面のみをとらえて居るにすぎないことに起因すると思われるから、その物理的性質の究明と多くの資料による検討が望まれる。

扱て流砂河川の粗度を調べるためには、河床に発生する砂漣が流れによつてどの様に発達するかと云うことと、逆に砂漣がその上の流れに対して及ぼす影響を評価し、砂漣と粗度との関

聯を明にしなければならない。然し乍ら砂漣の性質が理論的にも実験的にも殆んど知られて居ないので、著者は昭和27年夏河角鶴夫氏、安富毅氏と共に斐伊川河畔の大型人工水路に於て、斐伊川に見られると同種の砂漣を中心とする流砂観測を行い、砂漣が流砂現象に対して占める重要な役割を指摘した⁽⁴⁾。又最近土木研究所の佐藤研究室等に於て流砂河川の研究、測定が行なわれ、かなり豊富な実測資料を検討することが出来る様になった。

本文は先ず人工水路に於ける吾々の研究の一部を要約して、砂漣の性質と粗度との関係を求め、次いでこれらの知識を河川資料に適用してみた。未解決の問題や更に検討を必要とする点が多いけれども、一応公表して御批判を得たいと思う。

2. 河床に発生する砂漣と相当粗度との関係

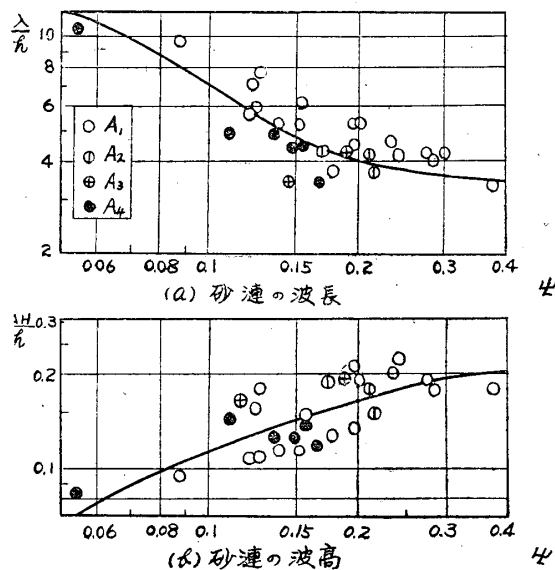
流砂河川に発生する砂漣の性質を明にするためには、砂漣の定量的観測と併行して、次元解析の助けをかりてそのscaleを河床砂礫と流れの性質に関係づけて、普遍的な函数形を求めることから初めねばならない。今水深 h 、水面勾配 S なる等流状態の流れに発生する砂漣のscaleを考えよう。先ず砂漣は河床砂の性質と河床附近の流れによつてきめられるから、砂漣の波長 λ 、波高 ΔH に影響を及ぼす物理量として次のものが挙げられる。即ち重力の加速度 g 、水中に於ける砂の比重 σ 、砂径 D 、砂の混合状態を表わす無次元量 β 、動粘性係数 ν 、摩擦速度 $u_* = \sqrt{ghS}$ 、及び流れの攪乱のscale L である。次に個々の砂漣に沿つては流れは不等流であり、小型の実験水路では河床の砂漣に対応して水表面に波動を生じたりする。このような場合には水路に定常的に存在し得る表面波や Froude 数の影響も予想される。更に流れの攪乱のscale L として水路に卓越する乱れの波長や長面波の波長が考えられ、水深 h に比例するであろう。従つて次元考察により次式が得られる

$$\lambda/h, \Delta H/h = f\left(\frac{u_*^2}{\sigma g D}, \frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}}, \frac{u_* D}{\nu}, \frac{h}{D}, \beta.\right) \quad (1)$$

流砂河川の議論に入るに先立ち、上式を吾々の実測結果に適用してみよう。(測定範囲は表1に示す) 先ず Froude 数 $\frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}}$ は水表面が波状でなく、その変域も狭いから大きな役割をもたないと考えられる。更に砂粒についての Reynolds 数は $u_* D/\nu = u_* / \sqrt{\sigma g D} \cdot \sqrt{\sigma g D^3/\nu}$ 、 h/D は $h/D = u_*^2/\sigma g D \cdot \sigma/S$ と書きかえられ、各水路の粒径、水面勾配には大きい差異はないから、 $u_* D/\nu$ 及び h/D の影響は $u_*^2/\sigma g D$ に含まれていると見做される。又河床砂の混合状態を示す無次元量 β (例えば Kramer の M) も殆んど同一である。従つて基本的な役割を果すものは掃流力の無次元表示 $u_*^2/\sigma g D$ であろう。以下では簡単に粒径として篩分曲線に於ける50%直径 D_{50} を使用して、 $\Psi = u_*^2/\sigma g D_{50} = hS/\sigma \cdot D_{50}$ とおくと吾々の実測結果に次の関係が期待される：

$$\lambda/h, \Delta H/h = f(\Psi). \quad (2)$$

今 $\lambda/h, \Delta H/h$ を Ψ に対してプロットすると第一図 (a), (b) が得られる。尚この水路の限界掃流力 Ψ_c は $\Psi_c \approx 0.05$ の程度である。波長 λ/h の値は Ψ_c の附近では凡そ10の程度であるが、掃流力 Ψ の増加と共に小さくなる。波高 $\Delta H/h$ は Ψ_c に於ける値零より Ψ と共に増大する。亦 wave steepness $\Delta H/\lambda$ も Ψ と共に大きくなる。



第一図 砂漣のscale

然しこれらの減少又は増加の割合いは Ψ がます

と共に小さくなる筈で、実際に λ/h , $\Delta H/h$ は $\Psi = 0.3 - 0.4$ では夫々略々一定値 4 及び 0.2 程度の値をとると見做してよい位になる。

吾々は砂漣の scale の測定と共に、その上の流れの性質及び粗度について調べてみた。ピト一管で測定した流速分布 u/u_* と $\log_{10} y$ (y は河床よりの距離で砂漣の山と谷との中点から測られた) との関係を求めると、両者は勾配 5.75 をもつ直線関係で結ばれる。これは砂漣上の流速分布も固定床水路に於てよく確認されている Prandtl Kármán の分布：

$$u/u_* = 8.5 + 5.75 \log_{10} y/k_s \quad (3)$$

に従うことを示すものである。茲に k_s は河底の粗度の大きさを表わし、相当粗度と呼ばれる。この様に流速分布の形は砂漣の有無に無関係であるけれども、 k_s に就いては事情が一変してくる。即ち勾配 S が与えられているとするとある固定床水路では k_s の大きさはきまつているから、水深が変化しても測定点は同図に於ける一つの直線上にある筈である。然し乍ら流砂水路に於て河床に砂漣を生じている時には、水路の増加と共に上式の k_s は大きくなり、各水深ごとに平行にずれた直線となる。これは Ψ_c を超えると砂漣が発生し、且つ掃流力と共に発達するため、 k_s が砂漣の scale に規定され Ψ と共に大きくなることを示している。

平均流速は (3) 式を積分して、Keulegan の補正係数を導入し

$$\bar{u}/u_* = 6.25 + 5.75 \log_{10} h/k_s \quad (4)$$

となる。前述の議論から明らかな様に流砂河川の流れの問題は結局この k_s を求めることに帰着する。

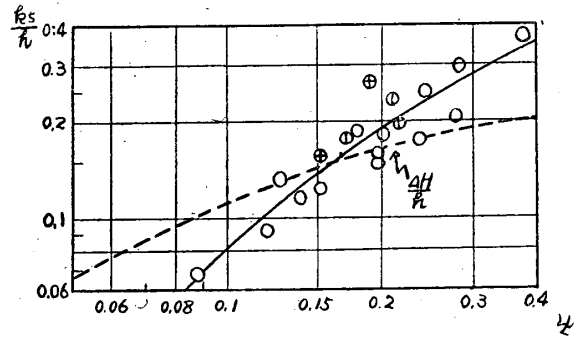
さて Ψ_c 以下の掃流力では k_s は河床を構成する砂粒の大きさの程度であるが、水路床に砂漣が発生すると、砂漣により作られた乱れが大きな役割をもつ様になる。

次元解析によれば相当粗度 k_s は次の形

$$k_s/\Delta H = f(\Delta H/\lambda, \Delta H/D) \quad (5)$$

で表わされる。従つて前と同様な考察により k_s/h は Ψ の函数となり、結果は第二図に示されている。同図に砂漣の波高 $\Delta H/h$ の平均値

を記入してみると興味深い結果が得られる。即ち Ψ が小さい時には $k_s/\Delta H < 1$ で、 Ψ が大きくなると $k_s/\Delta H > 1$ となつている。この様に砂漣の wave steepness が 2 次的な影響を及ぼしているが、大雑把には k_s は波高 ΔH に略々等しいと云える様である。



第二図 砂漣の scale と相当粗度との関係

3. 流砂河川の相当粗度

河川の流れは等流状態とはかぎらず、その他副流や彎曲等の局部的不規則性が流れを複雑にしているであろうが、流砂河川の粗度に最も大きな効果を及ぼすものとして砂漣だけを考えると、(1), (4), (5) 式よりその函数形は次の様になる：

$$k_s/D = f(\Psi, h/D, \bar{u}/\sqrt{gh}, \nu, h/D, \beta) \quad (6)$$

茲に (6) 式は $\Psi = \Psi_c$ に於て $k_s/D = 1$ の条件を満たさねばならない。(6) 式は複雑にすぎるから河川資料の調査に便利な様に変形すると

$$\frac{k_s}{D} = f\left(\Psi, \frac{S}{\sigma}, S, D \left\{ \frac{g/980 \cdot \sigma/1.65}{(100\nu)^2} \right\}^{\frac{1}{3}}, \beta\right) \quad (7)$$

となる。上式で $\frac{S}{\sigma}$, S , $D \left\{ \frac{g/980 \cdot \sigma/1.65}{(100\nu)^2} \right\}^{\frac{1}{3}}$ は夫々 h/D , Froude 数, Reynolds 数の影響を表わしている。尚著者が前報に於て次元解析から導いた式は、流れの攪乱の scale L と Froude 数を重視しなかつた為に、上式に於て S/σ , S の要素を欠いたことにあたる。次に平衡状態の河川に於ては河床砂の篩分曲線の形は略々似て居り、又その形を考慮するに足る知識も観測資料も持たないので、以下では β の影響は考えないことにする。更に (7) 式に於て g, ν は物理常数であつて変化は少なく、砂の比重 σ にも大きな相異はな

い。従つて上式は著るしく簡単になる。即ち

$$k_s/D = f(\Psi, S, D_n) \quad (8)$$

上式の D_n は cm 単位で測れば、普通の状態でそのまゝ無次元化された粒径 D を意味する。

さて (8) 式の函数形を吾々の水路実測及び流砂河川の資料より求めてみよう。河川については吉川技官⁽⁵⁾による斐伊川、荒木技官⁽⁶⁾による肝属川、安芸博士⁽⁷⁾による鬼怒川、満洲の流砂河川⁽²⁾に於て河床砂の粒度曲線が単純な揮河筋奉天、窪渾沐の実測及び Vistule 河⁽⁸⁾の資料を

借用する。

これらの河川の測定精度や個数はまちまちであるが、こゝでは各測定点に於ける資料はすべて同一の値をもつと仮定する。又資料の整理にあつては一つの観測点より5個程度の資料を得ることを標準にした。そのためにある範囲の水深の平均値を求め、同時に各水深の勾配及び流速の平均値をその水深に於ける観測資料と見做すことにした。資料の要目は表1に示されている。

表 1 人工水路実験及び流砂河川の要目

記号	河川 水路名	D35 (cm)	D50 (cm)	D65 (cm)	平均勾配 S × 103	hの変域 (cm)
A ₁	人工水路	0.095	0.126	0.168	1.66	11—47
A ₂	〃	0.109	0.146	0.196	1.41	30—36
A ₃	〃	0.080	0.103	0.137	0.84	31—36
A ₄	〃	0.165	0.228	0.295	1.91	11—33
B ₁	肝属川	0.053	0.080	0.157	0.621	112—154
B ₂	〃	0.057	0.072	0.101	0.203	101—282
C	斐伊川	0.069	0.099	0.146	0.99	25—86
D	鬼怒川	0.031	0.033	0.035	0.456	93—209
E	揮河奉天	0.0208	0.024	0.0292	0.536	32—119
F	〃窪渾沐	0.085	0.131	0.360	1.25	37—105
G ₁	Vistule河		0.046		0.314	92—186
G ₂	〃		0.045		0.26	83—215
G ₃	〃		0.039		0.216	124—356
G ₄	〃		0.047		0.243	98—450
G ₅	〃		0.043		0.193	137—407
G ₆	〃		0.045		0.174	149—794

さて (8) 式より明らかな様に、ある測定点に於ては D_n 及び S は略々一定であるから k_s/D は Ψ の函数として表わされる。計算の結果を第三図に示す。同図に於て k_s/D は単調に大きくなつて居り、特に注意すべきことは測定誤差の範囲内で $\log_{10} k_s/D$ は測定点の粒径 D_n や勾配 S に無関係と見做し得ることである。人工水路に於ける吾々の実測は Ψ の小さい場合にあたり、 k_s は Ψ_c に於ける粒径程度の大きさから Ψ が増すと共に急激に大きくなることを示している。又 $\log_{10} k_s/D$ の増加の割合は Ψ と共に減少してゆく様にみえる。これらの傾向は新

らしい多くの資料が追加されているにかゝらず、前報のものとよく一致して居り、 Ψ_c より $\Psi \leq 2$ に於いて次の実験式：

$$\log_{10} k_s/D = 3.7 (1 - 0.24\Psi^{-2}) \quad (9)$$

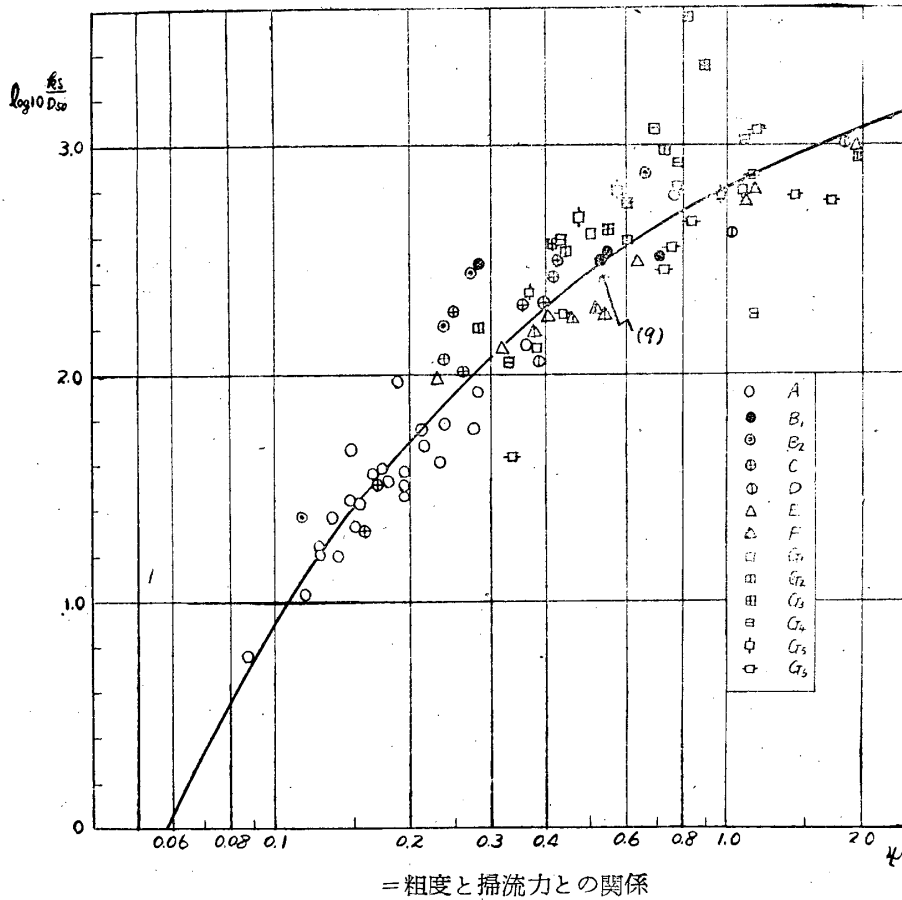
が適当であらう。上式は限界値 $\Psi_c = 0.0576$ に於て k_s は D の程度になることを表わしている。

平均流速は (9) 式を (4) 式に代入して、

$$\bar{u}/u_* = 6.25 + 5.75 \log_{10} h/D - 21.3 (1 - 0.24\Psi^{-2}) \quad (10)$$

となる。尚上記二式は前報のものと大差ないから、流速公式の性質や Manning の粗度係数との関係は前報にゆづりこゝではふれない。

第 3 図



4. 他公式との比較及び結果の検討

(9) 及び (10) 式を他公式とを比較してみたい。満州の河川の実測結果を基とした永井博士⁽²⁾の指数公式： $\bar{u} = \frac{1}{n} R^{0.55} S^{0.2}$ は前報にのべた様に (10) 式の挿間式と見做されるから、こゝでは H. A. Einstein, N. L. Barbarossa⁽³⁾ の研究をとりあげる。

Einstein は河床に於ける剪断応力 τ は砂粒自身による摩擦損失 τ' と砂連による圧力損失 τ'' でよりなると考え、 τ' は砂礫上の流れについての Kármán の速度公式よりきまると仮定して、米国の流砂河川の資料を用い

$$\bar{u} / \sqrt{\tau'' / \rho} = f(\sigma g D_{50} / \tau' / \rho) \quad (11)$$

なる関係を見出した。(8) 或いは (9) 式と比較するために、この関係は次の様に変形される。

今

$$\bar{u} / \sqrt{\tau / \rho} = \varphi, \quad \bar{u} / \sqrt{\tau' / \rho} = \varphi'$$

とおくと (11) 式は

$$\varphi' / \sqrt{\frac{\varphi^{12}}{\varphi^2} - 1} = f\left(\frac{\sigma g D_{50}}{u_*^2} \cdot \frac{\varphi^2}{\varphi^2}\right)$$

となり、 φ' は仮定によつて次式で定められる。

$$\varphi' = 5.75 \log_{10} \left(12.2 \frac{\varphi^2}{\varphi'^2} \cdot \frac{R x}{D_{50}} \right)$$

茲に R は径深、 x は 1 に近い補正項である。従つて両式より φ' を消去し、4) 式を考慮すると相当粗度 k_s/D は次式、

$$\frac{x k_s}{D_{50}} = f\left(\frac{D_{50}}{D_{50}} \frac{\sigma}{S} \psi, \frac{D_{50}}{D_{50}} \psi\right) \quad (12)$$

で与えられる。茲にの x 影響は極めて小さく $x=1$ とおいて差支えない。従つて (12) 式は (7) 或いは (8) 式で Reynolds 数を無視した場合にあたる。換言すれば粒度分布の影響を考慮しない限り、(11) 式が成り立てば k_s/D は ψ と S の函数として表わされるから、その性質は (8) 式に含まれる筈である。

今 (11) 式の関係式より数値的に (12) 式の関係式を求めると奇妙なことがあらわれてくる。即ち S = 一定とすれば k_s/D は ψ と共に減少し且つ普通の河川ではこの減少は ψ が 1 附近より著るしく、 $\psi=1.5$ では k_s は殆んど 2D 程度の値になる。又同一の ψ に対しては S が小さい程大

きな k_s/D を与える。これは(9)式とは全く逆の結果であつて、ある測定点($S \equiv$ 一定)について云えば、掃流力が増すと共に(9)式は砂漣が発達するのに反して、(11)式は砂漣が崩潰してゆくことを示している。この矛盾から両式は共に一般的な法則とは云えないけれども、相当数の河川観測を説明し得ることから、各々は複雑な砂漣現象の一面をとらえていて限られた範囲に於ては正当さを失なわないと考えられる。

こゝで両式について簡単な注意をつけ加えよう。上述の考察から明らかな様に、(11)は限界掃流力に達すると砂漣が発生し少なくともある間は掃流力と共に発達すると云う物理的条件を欠いている。従つて Ψ_s に近いところでは(11)式は実際と合わなくなり、(9)式の方が妥当であろう。次に(9)式は粗度 k_s/D が勾配 S に関係せず掃流力 Ψ のみであらわされ、小型実験水路の粗度に較べて著しく簡単である。これは流砂河川に於ては Froude 数の影響が小さいことその他に、河床勾配と Ψ との間に相関関係が存在することにもよる様である。

さて(9)及び(11)式の背馳の原因は明らかでないが、最もらしい説明として著者は流砂の輸送型式の相異を考えてみたい。河床砂或いは掃流される砂が乱れに捕えられて浮流するためには、河床附近に於ける鉛直方向の乱れ速度の root mean square v' が砂粒の沈降速度 v_s と等しくなることが重要な基準となる。栗原教授⁽⁹⁾の論文を参照して、 v' は u_* と次の関係で結ばれる：

$$v' = \sqrt{\frac{2}{0.256(1+\alpha^2+\beta^2)}} u_* \quad (13)$$

平行板間の乱れの測定結果を参照して、流れ方向と垂直方向の乱れ速度の root mean square と v' との比 α , β を夫々 2.4, 1.5 ととると

$$v' = 0.93u_*$$

となる。更に v_s を $v_s/\sqrt{\sigma g D} = F$ であらわせば、 $v'/v_s = 1$ を与える掃流力 Ψ_s は次式で与えられる。

$$\Psi_s = (F/0.93)^2 \quad (14)$$

上式に於て F は D_n の函数で Rubey の公式を使

うと $D_n = 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.1 \text{ cm}$ として、夫々 $F = 0.205, 0.46, 0.6, 0.69, 0.76$ の程度である。今 $F = 0.7$ とすると $\Psi_s = 0.567$ となる。従つて河床が $D = 0.5 \text{ mm}$ の砂で構成されている時には、 Ψ_s が 0.5 を超えると河床砂は浮流を初め、 Ψ が 1 を超えると河床とその上の乱れの場合との砂粒の交換が活潑になるから、砂漣はその形を維持し難くなるであろう。Einstein の論文にあげられている河床砂の粒径は微細なものが多く、この現象はより小さい Ψ に於て起り、 $\Psi = 1$ 附近では砂漣は急激に崩潰しつゝあるのではあるまいか。以上の考察は前節の次元解析に於て Reynolds 数或いは D_n の影響を考慮することにあたる。

以上を総括して流砂河川の粗度は非常に複雑で多くの疑点が残されているが、著者は次の様に考える。掃流力が限界値 ($\Psi = 0.04 \sim 0.06$) を超えて河床の平衡が破れると、河床を構成する砂礫は掃流されて砂漣が発生し、掃流力 Ψ が増すと共に発達してくる。而して砂漣の波高と相当粗度の大きさは略々等しく、 $\log_{10} k_s/D$ は Ψ のますと共に Ψ に於ける値零より急激に大きくなつて来る。更に掃流力が大きくなり(14)式の Ψ_s 附近より河床の砂は乱れによつて浮流し初め、砂漣の発達割合は緩やかになる。この領域迄は(9)式は多くの流砂河川に適合するであろう。

掃流力が $2\Psi_s$ 程度になり、河床と乱れの場合との砂粒の交換が活潑に行なわれる様になると、砂漣は急激に崩潰を初め、米国の河川にみられる様に k_s/D は砂漣に対応して急激に減少するであろう。然し乍ら以上の見解特に砂漣の安定性については、更に広範な資料による検討が望ましい。

終りに御指導を賜つた九州大学応用力学研究所栗原、篠原両教授と斐伊川河畔の水路実測を共にした河角、安富両氏に厚く感謝の意を表したい。

引用文献

- (1) 椿 東一郎：九大流研報告，7巻4号（昭和26年）
- (2) 永井荘七郎：土木学会誌，28巻6号及び7号

- (昭和17年)
- (3) H. A. Einstein and N. L. Barborossa: Proc. A. S. C. E. vol. 77. (1951)
- (4) T. Tsubaki, T. Kawasumi and T. Yasutomi: 九大応研報告, vol. 2, No. 8. (1953)
- (5) 吉川秀夫: 土木研究所報告, 85号の3, (昭和27年)
- (6) 荒木正夫: 土木研究所速報, (昭和27年)
- (7) 安芸俊一: 河相論
- (8) K. Debski: Association Internationale d'Hydrologie Scientifique Assemblée Générale D'Oslo, (1948)
- (9) 栗原道徳: 九大流研報告 3巻1号 (1946)

山口縣西部に於ける河川の地學的研究

鈴木 倉 次

目 次

1. 緒 言 2. 分水界 3. 河 系
4. 流 域 5. 河川の蛇行 6. 河床断面
7. 水系の流向分析 8. 侵 蝕 9. 結 言
5万分の1船木、宇部、安岡、小串、仙崎、西市
参照

1. 緒 言

山口県の西部厚狭川と深川線以西に於ては中国山地も漸く高度を減じて山塊状化し、このため地形は却て複雑となり諸川は迂余曲折して流れ、南北両側の外西側にも注いでいる。主な河川は有帆、厚狭、綾羅木、川棚、粟野、掛淵及び深川の諸川である。

2. 分水界

主分水界はほぼ北東—南西の方向を示しており東部の花尾山(670.2m)より西方へ天井岳(681.1m)、華山(713.3m)、鬼ヶ城山(619.6m)を経て龍王山(613.0m)に終つている。而しこれ等の山地は連続的のものではなく分裂して著しく山塊化しており又各山間の分水界は甚だしく陵夷されて低くなり厚狭川、深川間の大峠では高度301m、吉田川深川間の大寧寺峠では221m、吉田川、粟野川間では110mに低下し、何れも貫通谷をなしている。更に西方吉田川の支流田部川と川棚川間では120mに過ぎない。又この分水界は著しく日本海側に偏り、仙崎南

部と川棚温泉南部とでは海岸線を距ること4—5kに過ぎない。第2次以下の分水界も亦甚だしく屈曲に富み、そのため地形は更に複雑している。

3. 河 系

水系の密度は他の地域に比べて大であるが殊に大なる所は吉田川下流の東部、木屋川(吉田川中流以北の名称)支流の日野川と厚狭川上流間の地域及び粟野川西側地域であり、水系密度の小なる所は田部川(吉田川支流)以南の半島部、深川下流地域、掛淵川流域及び厚狭川上流地域等である。又水系の流向と一般傾斜との関係を見れば木屋川、厚狭川、粟野川、掛淵川の諸支流、深川及び川棚川は consequent valley、田部、綾羅木、掛淵の3川は insequent valley、粟野川上流、田部川南側の支流、深川上流、厚狭川上流伊佐町南側の支流、粟野川上流及び田部川下流等は Resequent valley で粟野上流と木屋上流及び下関北部等には Subsequent valley が発達し組織に適応している。河型は一般に樹枝状のものが多いが華山を中心とする地域、粟野川西側の城山地域、厚狭、木屋両川間の江船山地域、深川上流地域及び木屋川上流地域等には放射状のものが発達し又深川上流と川棚川上流地域には直角状の河型も見られる。