

徳島大学 正員 杉尾 捨三郎
徳島大学 正員 岡部 健士

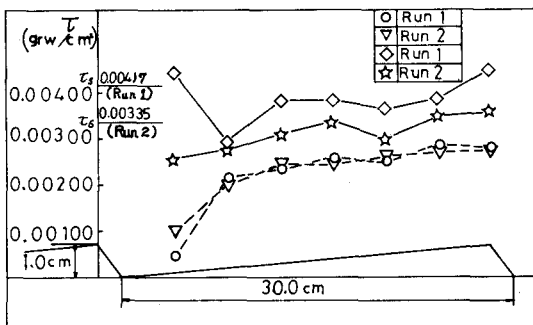
1. まえがき 河床波上の流れの抵抗を形状抵抗と表面抵抗とに分けて評価する試みのうち、Yalinの方法が注目されている。これに関する検証研究は、形状抵抗の評価法に若干不合理な点があることを指摘している。著者らは、2次元河床波モデルによる実験資料を詳細に解析した後、結果としてYalin式の形状抵抗に関する項を修正した形の抵抗式を導き、その有用性を検討した。

2. 実験的考察 波長30cm、波高1.0cmのベンチ板張三角形粗度を幅60cm、勾配1/805の水路床に敷設して河床波モデルとした。測定事項は、流量、水深、流速分布、波面上の圧力分布などである。主たる水理量は表-1の通りである。ここに、 f_d は波面上圧力分布から求められた単位幅当りの形状抵抗力である。図-1は波面近傍の剪断応力分布を推定したもので、破線がHuang・Larsenの方法に準じて計算した粘性応力であり、実線はこれにReynolds応力を上乗せしたものである。本図はあくまで推定図の域を出ないので言明できないが、波面上の剪断応力はあらかじめ測定された $R_0 (=0.4 \text{ mm})$ を用いて次式で計算されたものと一致している。

$$\frac{V_m}{\sqrt{\tau_s}} = 6.0 + 5.75 \log (A_m/R_0) \quad (1)$$

Run.	平均水深 $A_m(\text{cm})$	平均流速 $V_m(\%)$	摩擦速度 $u_{*0}(\%)$	f_d (grw/cm^2)	F_r
1	5.16	36.20	2.5/1	0.1862	0.51
2	4.37	31.70	2.3/1	0.1540	0.49

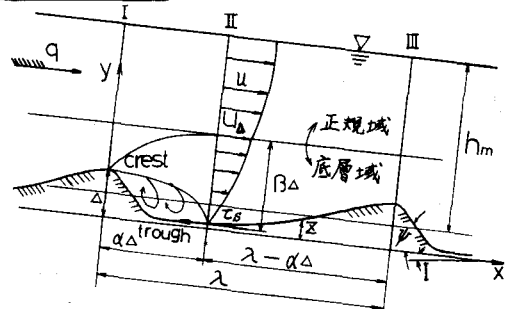
(表-1)モデル実験における水理量



(図-1)三角粗度要素面上の剪断応力分布

一方、片対数紙上に水深方向の流速分布を描くと、平均河床面から波高の1~2倍程度の高さに折曲点が見られる。これはwake flowとshear flowとの境界高さを意味し、流況による変化はさほどないようである。また、この高さにおける流速の流れ方向における変化も小さい。さらに、その流速と波高で決定される形状抵抗力係数 C_0 は0.3~2.4である。

3. 抵抗式の誘導



q : 単位中割流量, A_m : 平均水深, I : 河床勾配,
 u : 流速, U_Δ : 2領域の境界における流速,
 λ : 河床波長, Δ : 河床波高, α : 斜面勾配,
 τ_s : 表面マッッ応力, α, β : 係数

(図-2) 流れの模式図

河床波上の流れを模式化したのが図-2である。流れは平均河床面から波高の β 倍上方で2領域に区分されている。図に示した“底層域”は河床波の直接的な影響を受ける部分であり、“正規域”は対数型速度分布則が成立する部分である。以下において re-attachment point 付近の流れを考える。流れは自由乱流に極めて近い性質を保っており、波面上の剪断応力 τ_s は R_0 によって決定される大きさである——との仮定は十分妥当である。波面上を原点として水深方向にとった y 軸上の剪断応力を τ_y とし、その分布を直線的と仮定すれば、 τ_y は次式で表わされる。

$$\tau_y = \tau_s \left(1 - \frac{y}{A_m + \frac{\lambda}{2} - z}\right) = \tau_s \left(1 - \frac{y}{A'}\right) \quad (2)$$

ここに、 $A' \equiv A_m + \frac{\lambda}{2} - z$

近似的には $A' \approx A_m + \frac{\lambda}{2}$

ここで混合距離を一定とした運動量輸送理論を用いて高さ y における流速 u を表わせば、

$$u_y = u_s \left(1 - \frac{y}{\ell_0}\right) = \beta \ell_0^2 \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \quad (3)$$

ℓ_0 : 混合距離(y に無関係)

上式を $y=0$ にて $u=0$ なる条件で解けば、

$$u = \frac{2\ell_0}{3} \sqrt{\frac{u_s}{\beta}} \left\{1 - \left(1 - \frac{y}{\ell_0}\right)^{3/2}\right\} \quad (4)$$

(4)を $y=\beta\Delta$ における流速 u_Δ で書き直して

$$\frac{u}{u_\Delta} = \left\{1 - \left(1 - \frac{y}{\ell_0}\right)^{3/2}\right\} / \left\{1 - \left(1 - \frac{\beta\Delta}{\ell_0}\right)^{3/2}\right\} \quad (5)$$

を得、これを $0 \sim \beta\Delta$ の範囲で積分すると、底層域単位幅当りの流量 q_0 を得る。

$$q_0 = \frac{u_\Delta}{1 - \left(1 - \frac{\beta\Delta}{\ell_0}\right)^{3/2}} \left[\beta\Delta - \frac{2}{5} \left\{1 - \left(1 - \frac{\beta\Delta}{\ell_0}\right)^{5/2}\right\} \ell_0' \right] \quad (6)$$

一方、正規域の流速分布は次式で表わされる。

$$\frac{u}{u_{*0}} = A + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\kappa_0} \quad (7)$$

A と κ_0 は y に關しては一定、かつ $\kappa=0.4$ 。また、

$$u_{*0} = \sqrt{\frac{u_s}{f}} \left(1 - \frac{\beta\Delta}{\ell_0}\right) \quad (8)$$

(7)式を u_Δ を導入して書き直し、 $\beta\Delta \sim \ell_0'$ の範囲で積分すれば、正規域単位幅当りの流量 q_N を得る。すなわち、

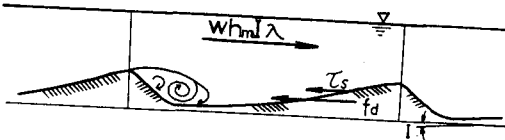
$$q_N = (u_\Delta - \frac{1}{\kappa} u_{*0}) (\ell_0' - \beta\Delta) + \frac{1}{\kappa} u_{*0} \ell_0' \ln \frac{\ell_0'}{\beta\Delta} \quad (9)$$

(6), (9)式中の u_Δ は次のつり合条件式から決定される。

$$w \ell_m I \lambda = f_d + (\lambda - \alpha \Delta) \tau_s \quad (10)$$

$\langle w \rangle$: 水の単位重量

τ_s を(1)で f_d を抗力係数で表わせば、(11)を得る。



(図-3) 流れ方向の力のつり合

$$u_\Delta = \left[\frac{2}{C_0 \Delta} \left\{ g \ell_m I \lambda - (\lambda - \alpha \Delta) \frac{u_s^2}{\phi_0^2} \right\} \right]^{1/2} \quad (11)$$

$$\text{ただし、} \phi_0 = 6.0 + 5.75 \log \left(\frac{\ell_m}{R_s} \right) \quad (12)$$

(11)および(6), (10) 各式により断面平均流速を求める

$$V_m = \frac{\ell_0'}{\ell_m} u_{*0} \left[\frac{(1 - \alpha \Delta / \lambda) \ell_0'^2}{\phi_0^2 \ell_m^2} + \frac{C_0 \Delta}{2 \lambda} \left\{ \frac{1 - \ell_0' f_1(\eta) / \phi_0 \ell_m^2}{f_1(\eta)} \right\} \right]^{-1/2} \quad (13)$$

$$\text{ここに、} u_{*0} = \sqrt{g \ell_m I} \quad (14)$$

$$\eta = \frac{\beta \Delta}{\ell_m + \eta_0} \div \frac{\beta \Delta}{\ell_m + \Delta/2} \quad (15)$$

$$f_1(\eta) = (1 - \eta) + \frac{\eta - \frac{2}{5} \{1 - (1 - \eta)^{5/2}\}}{1 - (1 - \eta)^{3/2}} \quad (16)$$

$$f_2(\eta) = \sqrt{1 - \eta} \left\{ 5.75 \log \frac{1}{\eta} - 2.5 (1 - \eta) \right\} \quad (17)$$

ところで、 Y_{alim} による平均流速式は次式である。

$$(Y_{alim}) V_m = u_{*0} \left\{ \frac{\lambda - \alpha \Delta}{\lambda \phi_0^2} + \frac{\Delta^2}{2 \lambda \ell_m} \right\}^{-1/2} \quad (18)$$

$(\alpha' = \cot \varphi)$

結果として、(13)は Y_{alim} 式においては考慮されていない形状損失係数の変化を $C_0, \Delta, \lambda, \ell_m, \ell_0'$ などで表現したことになる。

Simonsらの実験資料を利用して(13)と Y_{alim} 式とを比較検討したが表-2である。(13)式による計算値 V_{mc} は $\alpha=10.0$, $\beta=1.5$, $C_0=0.35$ とした値である。また、 R_s としては砂の平均粒径をあて、 η は近似式による値を採用した。 V_{mc} はかなり良好な精度を有し、土質が指摘した Y_{alim} 式の欠点も十分補なわれている。

4. あとがき 河床波上の reattachment point 付近の流速分布を推定し、流れの平均流速を求めることを試した。実測資料と比較した結果、本法の有用性が確認された。より広い範囲に及ぶ検討結果については、講演時に報告するつもりである。

Run NO.	d_m (mm)	I ($\times 10^2$)	ℓ_m (cm)	λ (cm)	Δ (cm)	V_m (cm/s)	V_{mc} (cm/s)	V_{mY} (cm/s)	V_m/V_{mc}	V_m/V_{mY}	Δ/ℓ_m	Bed Conf.
28	0.19	0.079	16.46	16.46	1.22	31.68	34.86	54.91	0.91	0.58	0.73	R
31	"	0.043	31.09	18.29	1.22	39.66	39.53	70.39	1.00	0.56	0.59	R
32	"	0.066	28.96	121.92	3.05	54.70	61.19	80.34	0.89	0.68	2.09	D
35	"	0.147	15.85	137.16	3.96	55.10	58.79	65.01	0.94	0.85	4.16	D
52	0.27	0.065	28.65	51.82	1.83	49.65	56.09	81.09	0.89	0.61	1.08	R
53	"	0.108	31.09	182.88	8.53	58.20	58.48	64.35	1.00	0.91	3.53	D
6	0.45	0.088	14.02	48.77	3.48	32.30	31.87	33.55	1.01	0.96	2.72	R
23	"	0.247	19.81	201.17	12.50	78.20	56.48	46.32	1.39	1.69	10.08	D
25	"	0.189	12.80	192.02	7.92	44.55	47.55	40.11	0.94	1.11	6.54	D
4	0.32	0.086	16.46	21.34	2.13	36.97	30.04	41.69	1.23	0.89	1.67	R
27	"	0.147	17.68	124.97	6.40	59.90	59.21	97.14	1.02	0.62	6.99	D
11	0.19	0.099	33.22	353.60	11.89	71.56	64.58	65.58	1.11	1.10	7.12	D

(表-2)

計算例

ここで、 V_{mY} に
おける λ は30。

(参考文献)

- 1) Yalin, S.: On the velocity of the flow over a movable bed, La Houille Blanche, No.1, 1964.
- 2) 橋・渡辺: Sand Wave 状の粗度における流れと乱れ, 第29回年報, 昭49.
- 3) 足立: 粗面開水路流れの速度分布, 木曽三川流域の水文学的的特性に関する基礎的総合研究, 昭45.
- 4) Hwang・Laursen: Shear measurement technique for rough surfaces, Jour. of H.D., A.S.C.E., vol.89, 1963.