

防衛大学校 土木工学教室 正員 山田 正
防衛大学校 土木工学教室 正員 石井 文雄
防衛大学校 学生 村上 良宏

1. はじめに

正弦波形や不規則な波形をした固定床水路、あるいは移動床上の流れにおいては、通常の常流、射流のほか部分的なジャンプを伴ういわゆるシュート&フールと呼ばれる流れ方が存在することが知られている。著者らは文献(1)において正弦波形および不規則波形をした固定床開水路流れを実験室内に作り、上記三つの流れの発生領域を実験により明らかにしている。山地小流域の流出解析を行う上でもこのような開水路における水面形および抵抗則は解明すべき重要な問題として残っているように思われる。さらに水理学の基本的な問題としても考えられる。このような観点から本研究は一般的に水路床形状と有する開水路流れに発生する常流、射流、シュート&フールのそれぞれの発生領域を理論的に明らかにすることを目的としたものである。

2. 理論的考察

本研究で対象とする流れの概要と記号は図1に示されている。このとき基本式は連続式として、

$$U_0 h_0 = U(h_0 + \zeta - S) \quad \text{----- (1)}$$

次に水表面に対して Bernoulli の定理を適用すると、

$$\frac{1}{2g} \cdot U_0^2 = \frac{1}{2} U^2 + \zeta \quad \text{----- (2)}$$

を得る。ここで(1)、(2)式より、 U を消去すると、

$$U_0^2 \left[1 + \frac{\zeta - S}{h_0} \right]^{-2} + 2g\zeta = U_0^2 \quad \text{(3)}$$

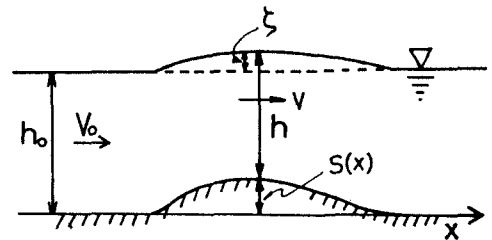


図1 流れの概要と記号の定義

(i) 微小振幅波形の場合: この場合は $|\zeta - S|/h_0 \ll 1$ ---- (4) が成立し、(3)式は通常の水面形の方程式、

(5)式となる。ここに $F_r = U_0/\sqrt{gh_0}$ である。(5)

$$\zeta = \frac{S(x)}{1 - F_r^2} \quad \text{----- (5)}$$

式からわかるように水路床の波形が微小振幅の場合にはフルード数 F_r が上より小さいか大きいかによって常流と射流の二通りの流れ方が存在することがわかる。

$$\left(1 + \frac{\zeta - S(x)}{h_0} \right)^{-2} + 2 \cdot \frac{gh_0}{U_0^2} \cdot \frac{\zeta}{h_0} = 1 \quad \text{--- (6)}$$

(ii) 有限振幅波形の場合: この場合には圧力および流速分布は断面内で分布を有するようになり、一次元解析を行う限りいわゆるエネルギー補正係数を考慮しなければならぬが、本研究ではこれらの補正は一切行わず解析を行なっている。このとき(3)式の両辺を U_0^2 で割ると(6)式が得られ、さらに(7)式に示す無次元表示を用い、無次元水深に関して整理すると(8)式が得られる。

$$(h_0 + \zeta - S)/h_0 = y, \quad S/h_0 = \eta \quad \text{--- (7)}$$

$$f(y) = y^3 - \left(1 + \frac{1}{2} F_r^2 - \eta \right) y^2 + \frac{1}{2} F_r^2 = 0 \quad \text{--- (8)}$$

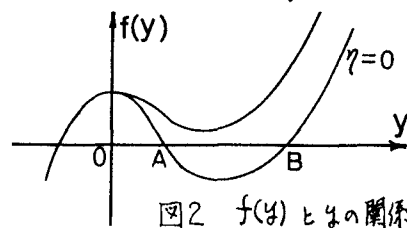


図2 $f(y)$ と y の関係

(8)式は y に関して3次式であることから $f(y)$ は一般的に図2に示すようになる。 $\eta=0$ の場合には A, B 2点は

必ず存在し、これが常流と射流の水深に相当している。しかし河床の波形がある値を越えるようになると、A, B 2 点は存在しなくなる。即ち常流でも射流でもない水面形が存在するようになる。この場合がいわゆるシュートプール
の水面形になっているものとみなし得る。シュートプールが発生した場合には部分的な跳水にもなるエネルギー
損失が存在するが、本解析ではエネルギー損失を考慮していないため、このときの水深がどのようになるのかは、
予測することができない。しかし与えられたフルード数に対しては A, B の 2 根が存在しなくなる河床波の波高を
求めることは可能であり、図 3 はこのときの常流・射流
およびシュートプールの発生領域を示すものである。この
図より河床波の波高が大きくなるにつれてシュートプールの
領域がしだいに広がって行くのがわかる。本解析は固
定床のものであるが、これを移動床の場合に適用すると *dune, antidune* の他シュートプール
が発生する波高の領域が存在することがわかる。またフル
ード数が与えられればそれは発生した河床波の成長する
上限の波高を与えて図としても読み取ることが出来る。

次に河床波の波高 q が与えられれば、流量 q が配
いによってこの領域区分図を表わし得るが、図 4 であ
る。このとき $q = v h_0$, $v = \sqrt{2g/f'} \cdot \sqrt{h_0 i}$ の 2 式
を變形し、 $i = Fr^2 f' / 2$, $q = h_0^{3/2} Fr \sqrt{f'}$ の関係を用い
て図 3 の $Fr - S/h_0$ 関係を図 4 に示すように $i - q$ 関係
の形で表示してみた。このとき流れの抵抗係数 f' の値によ
って図は多少違ってくるが、ここでは図中の上段の $f' = 0.13$
下段の $f' = 0.07$ の値を用いた場合を示している。
このようにして実験において変える制御変数 (q)
によって流れの領域区分図を作成することが出来る。次
に抵抗係数として上記の様な一定値ではなく、粗面上
の流れに適用する対数則を用いて計算したものが図 5 であ
る。図中には著者らの行った実験¹⁾ によって得られた流
れの形態の遷移を示す実験値も同時にプロットされてい
る。この図より抵抗係数として粗面としての対数則を用
いた場合には十分な精度で常流、射流およびシュートプールの
遷移境界を表わすことが出来ることがわかる。

おわりに 本研究は一般的に底面形状を有する固定床開
水路流れにおいては、常流・射流およびシュートプールと
呼ばれる三つの流れの形態が存在するを物理的に明
らかにし、その遷移境界を導き出したものである。本研
究によると、従来の常流、射流の二つの区分は河床波の
波高が無限に小さい平坦河床においてのみ成立するもの
であることが明らかになった。

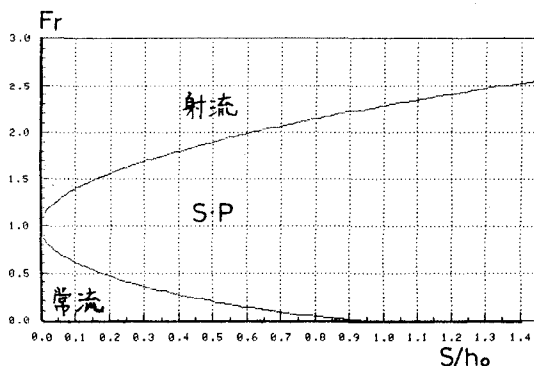


図 3. 常流・射流およびシュートプールの発生領域図

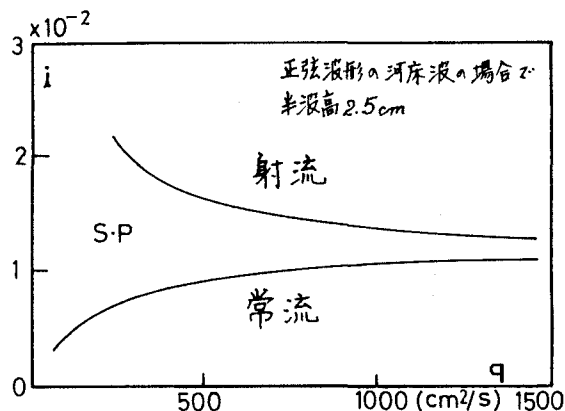


図 4. 単位幅流量と水路床勾配を用いた領域区分図
(f' はそれぞれ一定値を用いている)

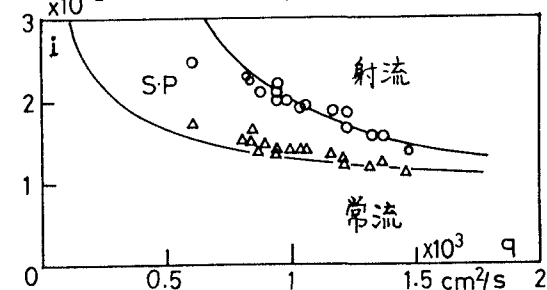


図 5. 単位幅流量と水路床勾配を用いた領域区分図
(f' に粗面の対数則を用いた場合)

参考文献 (1) 山田正・池内正幸・堀江良徳：不規則
底面をもつ開水路流れに関する研究，土木学会水理
講演会論文集，pp. 149~155, 1984.