

防衛大学校 土木工学教室 正会員 池 内 正 幸
 防衛大学校 土木工学教室 正会員 山 田 正
 防衛大学校 土木工学教室 村 上 良 宏
 防衛大学校 土木工学教室 正会員 重 村 利 幸

1. はじめに

正弦波形の不規則な波形を有する固定床水路、あるいは河床波を伴う移動床上の流れるにおいては通常の常流射流のほかに部分的にシュートとプールを伴ういわゆるシュートとプールと呼ばれる流れが存在するこゝが知られている。著者らは文献(1)において正弦波および不規則な波形を有する固定床水路流れを実験室に作り、上記3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である。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水路床形状を有する開水路流れに発生する常流射流およびシュートとプールのそれぞれの発生領域と抵抗則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 本研究の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 $U_0 h_0 = U(h_0 + \zeta - S)$ --- (1) 次に水面に対して Bernoulli の定理を適用すると、 $\frac{1}{2} g U_0^2 = \frac{1}{2} g U^2 + g(\zeta - S)$ --- (2) を得る。

こゝに(1)、(2)式より U を消去すると、 $U_0^2 [1 + (\zeta - S)/h_0]^2 + 2g\zeta = U^2$ --- (3) となる。

(i) 微小振幅波形の場合 この場合は $|\zeta - S|/h_0 \ll 1$ --- (4) より(3)式は(5)式のように書き改められる。

ここに $Fr = U_0 / \sqrt{gh_0}$ とあり、上流一様部の水深、流速を用いて定義されるフルード数である。(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 $Fr \geq 1$ に応じて常流と射流の二通りの流れのみが存在するこゝがわかる。

(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水深方向に分布を有するようになる。

エネルギー補正係数等も導入しなければならないが、これらの効果は極端な河床波形を除いて通常非常に小さいため、本研究ではこれらの効果を一切無視して取り扱う。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)式で示す無次元量を用いると無次元水深 y に関する3次式(8)式が得られる。

このとき $f(y)$ は一般的に図2に示すようになる。 $\eta = 0$ の場合は図中の A, B 2点のみが存在し、これが射流と常流の水深に相当している。しかし上流一様部のフルード数 Fr が同一でも η が異なる値より大きくなると A, B 2点は存在しなくなる。すなわち常流射流とは異なる水面形が存在するようになる(この場合には抵抗を考慮しないと実際の水深は決まらない)。この場合がシュートとプールの水面形に相当している。なお限界水深 y_c は条件式(9)より求められ、(10)式で与えられる。

次に C_p の発生限界は(8)式が3実根をもつ条件(カルダノ公式)より与えられ、(11)式の様子が得られる(11)式のものほ他の研究者らによる多少異なる方法で導かれているが(文献(2))、シュートとプールの発生限界として扱った研究はない。なお(11)式と実験値を比較すると Fr と

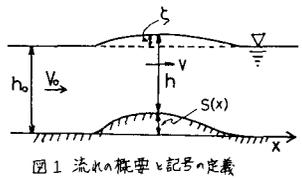


図1 流れの概要と記号の定義

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

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

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

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

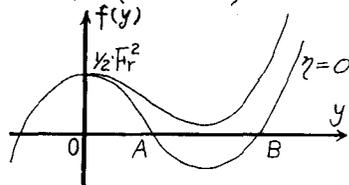


図2 $f(y)$ と y との関係

$$\frac{\partial f}{\partial y} = 3y^2 - 2\left(1 + \frac{1}{2} Fr^2 - \eta\right) = 0 \quad (9)$$

$$y_c = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{1}{2} Fr^2 - \eta\right) \quad (10)$$

$$\eta < 1 + \frac{1}{2} Fr^2 - \frac{3}{2} Fr^{-2/3} \quad (11)$$

$$U_0 = \sqrt{2gh_0 i_0 / f'}, \quad Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gh_0}} \quad (12)$$

$$i_0 = Fr^2 \frac{f'}{2}, \quad g_0 = U_0 h_0 = \sqrt{g h_0^3} \frac{1}{2} Fr_0 \quad (13)$$

h を与えなければならぬが、これを実験で測定する水路勾配と単位幅流量 q を用いて表わすときは(12)式より得られる(13)式の関係式を用いる。なお図3は(8)式と解いて得られる $y - Fr$ の関係といくつかの河床高 z について表わしたものである。上記の解析は河床の凸部を越える前には跳水が発生していない場合であるが、発生している場合には(2)式の右辺に跳水によるエネルギー損失 Δh を加えなければならぬ。以下同様の解析を行うと(11)式のかわりに次式を得る。

$$\eta < 1 + \frac{1}{2} Fr^2 - \frac{3}{2} Fr^{2/3} - \frac{\left\{ \frac{1}{2} (\sqrt{1+8Fr^2} - 1) - 1 \right\}^3}{2(\sqrt{1+8Fr^2} - 1)} \quad (14)$$

図4は(11)、(14)式を与えらるる常流・射流・シュートプール水面形遷移の臨界曲線の他に各種の水面形遷移の臨界曲線とそのときの水面形のスケッチを加えたものである。(11)式は射流 \rightarrow CRP、(14)式はCRP \rightarrow 射流への遷移限界を表わす式となっている。図5は $Fr - \eta$ の関係から q - h の関係に書き直したものである。図中の \circ, Δ は実験値と 70 ロットしたものである。この図より(11)、(14)式は水面形遷移の履歴効果をよく表現していることがわかる。図6は図4と本質的に同じ図であるが、与えられた河床波の波高 a も z の水深の効果を表わす図として解釈される。この図より河床波の波高に對して水深が十分に大きくなるときのみ流は常流と射流に二分される。このとき河床波は単に粗度としての役割を果しているのみである。一方水深が比較的浅い場合にはCRPの発生領域は十分に広く、山地河道等と与えられ際り持つに重要になると考えられる。

次にシュートプール時の抵抗と考察してみ。本研究ではこのときの抵抗は主に跳水に起因するエネルギー損失として扱っている(河床形状による圧力抵抗、摩擦抵抗は運動量の定理を用いるとオーダー的に小さい値をとりは容易に示される)。このときCRP時の抵抗係数 f' は次式で与えられる。

$$(15) f' = \left\{ 1 - \left[\frac{1}{2} (\sqrt{1+8Fr^2} - 1) \right]^3 \right\} \cdot \frac{h_0}{l}$$

ことに(15)式中の l はシュートプールが1個存在する平均区間長である。図7は文献(1)に示す著者が行った正弦波形式の水路床上の流れの抵抗と(15)式による与えられた抵抗(図中では Δ の n で表示)とを比較(\circ がCRP、 Δ は射流時の n であり対照的に理論値として用いている)とを比較する。さらに得られた値との比較も山地河道の n 値と合理的な値とを比較する。今後上記の(15)式で得られた抵抗特性と組み合わせて山地河道と有る山地流域の流出解析を行う予定である。

参考文献(1) 山田正、池内正幸、堀江良徳：不規則断面を有る開水路流れに関する研究、第28回水理講演会論文集、pp.149~155、1984。(2) 芦田和男：開水路断面急流部の水理に関する研究(2)一段落ち部の水理、土木研究所報告105号、pp.133~156、1960。

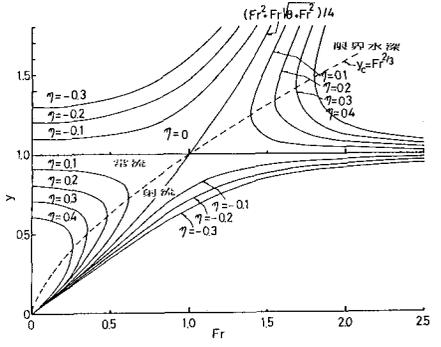


図3 η をパラメータとした $y - Fr$ 関係

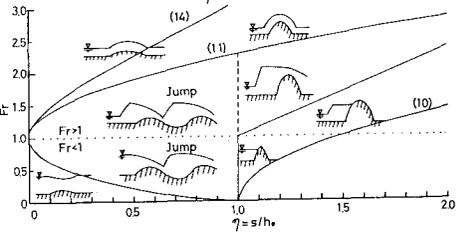


図4 各種水面形の出現領域

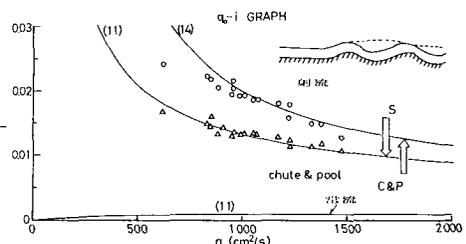


図5 水面形遷移の履歴効果と示す $q - h$ 関係

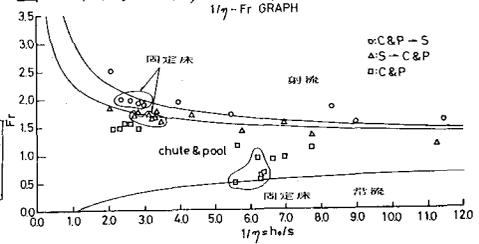


図6 水面形遷移の履歴効果と示す $1/\eta - Fr$ 関係

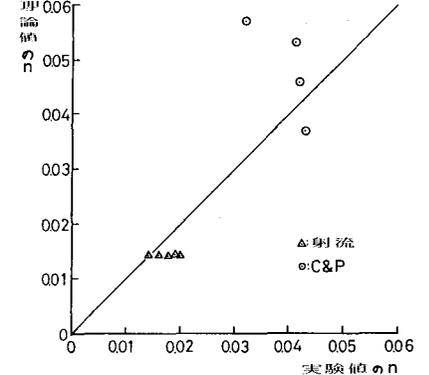


図7 実験値の n と理論より求まる n の比較