

II-99 管路内跳水に関する基礎的研究

京都大学 工学部 正員 中川博次

京都大学 工学部 学生員 ○ 祢津家久

1 まえがき

最近、良好な基礎岩盤地点の乏しさからフルタイプダムを採用が注目されており、より合理的な永水吐や放水工の設計法の展開が要請されつつある。トンネル型の放水設備の水理諸特性やゲートの操作条件の研究も重要な課題であり、本論文ではその基礎的研究として管路内ゲートによって生ずる跳水を雨水路の場合と比較し、さらに平均流としてのその内部機構を論じ、あわせて断面が $12 \times 12^{\text{cm}}$ のトンネル型管路の途中に 45° 標準型リップをもつゲートをそのスキンプレートが上流側になるように設置した装置で実験的に検証を行なったものである。

2 管路内跳水の一次元解析

図1に示すように管路内におかれたゲートを半開操作したときのエアー・ポケット内の圧力 P はゲート角度 $\lambda = \alpha/D$, $\mu = \alpha/S$, 有効水頭 H_e , 下流ピエゾ水頭 h_2 とすれば, 断面①と②との間の運動量保存式および連続式から,

$$(1) \frac{P}{\rho g D} = \frac{2(\lambda-1)\lambda\{(\frac{H_e}{D}) - (\gamma\mu)\} - \frac{1}{2}\{(\frac{\gamma\mu}{\lambda})^2 - 1\} + \{(\frac{H_e}{D}) - 1\}}{(\lambda-1)^2 + \lambda^2}$$

与えられた H_e, h_2 に対して十分に給気した場合は, ゲート角度を増すとともにゲート直下の流況は, もぐり跳水 $\Rightarrow$ 自由跳水 $\Rightarrow$ 露出射流 $\Rightarrow$ 自由跳水 $\Rightarrow$ もぐり跳水へと遷移することがわかる。(例, 図2参照) ここで, 放水設備で特に問題となる自由跳水および給気を行なわぬ場合のもぐり跳水の水理特性を論ずる。

まず, 自由跳水の共役水深関係は次式で与えられ, h_2/a と $F_1 = \frac{v_1}{\sqrt{ga}}$ との関係を入をパラメータとして示したのが図3である。

$$(2) \frac{h_2}{a} = \frac{(1+\lambda^2)}{2\lambda} + \lambda(1-\lambda)F_1^2$$

角度 50% のとき, F_1 に対して h_2/a は最大となり, 他の角度では同じ F_1 で角度が2通りまわる。また, 雨水路の跳水に比べ, F_1 が小さいときは, h_2/a は小さいが, F_1 が大きくなるとこの関係は逆転する。

実験値との適合は, かなり良いことが認められる。

次に, エネルギー損失は次式で与えられ, その関係は図4に示される。

$$(3) \frac{h_2}{a} = \{(\lambda-1)^2/2\lambda\} \{ \lambda F_1^2 - 1 \}$$

もぐり跳水のときは, Borda-Carnot の式と一致する。

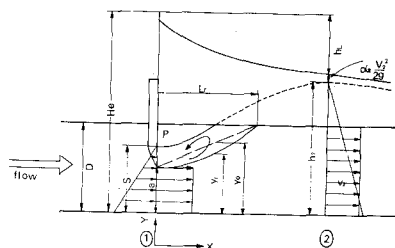


図1 管路内跳水の一次元モデル

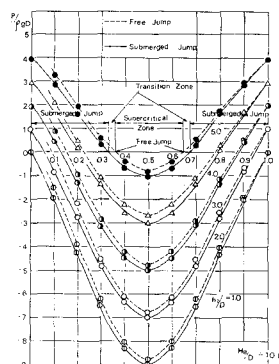


図2 角度に対する流況変化例

図4から、むぐり跳水の方が自由跳水に比べて損失水頭は大きい、 F_1 および 角度の増大と共に両者の値は漸近してくる。

また、南水路跳水に比べ、管路自由跳水の方がその損失は小さい。実験値は計算値より過大に求まり、またむぐり、自由跳水の損失関係は逆の結果が得られた。この原因として主に、初期フルード数 F_1 はゲート刃先直下の縮流効果を無視して求めたから、実際より過小に与えられているためである。縮流係数を C_c とすれば、縮流部のフルード数 $(F_1)_c$ は $(F_1)_c = F_1/C_c$ である。

いま、 $C_c \approx 0.65$ とすれば、 $(F_1)_c \approx 1.9 F_1$ となり、計算曲線にかなり乗るようになる。

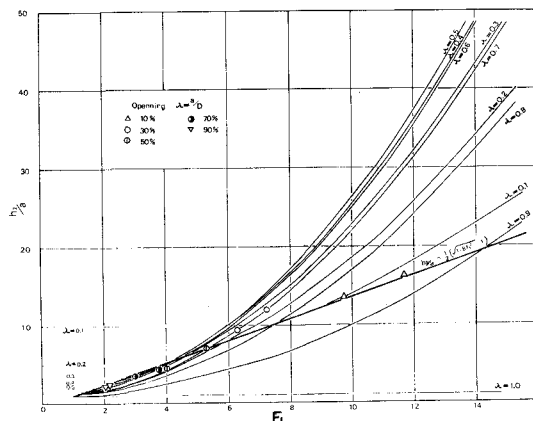


図3 管路内跳水の共役水深関係

3 管路内跳水の内部機構

平均流速パターンを図5のように分類する。

$x \leq x_0$ は最大速度で減速がない Zone of Flow Establishment であり、 $x \geq x_0$ では $x^{-1/2}$ に比例して減速して行く Zone of Established Flow である。

I, IV 領域は境界層領域で Blasius の $1/7$ 則が成立するとする。II, V の混合領域では、噴流理論を適用し、流速は相似であると仮定して、 $Q(\zeta) = u/u_m$, $\zeta = (y-y_0)/b$ とおく。

IV は逆流領域であるが、不明な点が多く、ここでは触れない。

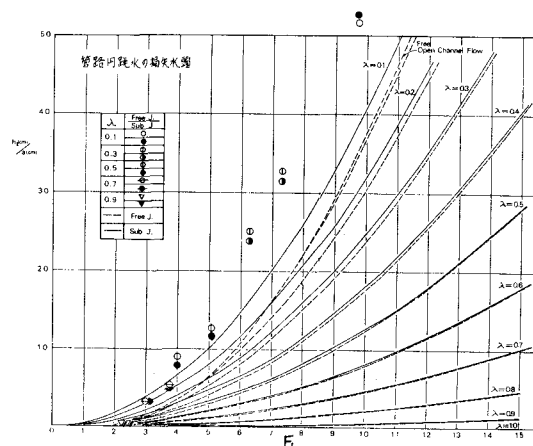


図4 管路内跳水の損失水頭

以上の仮定から運動量式と連続式により次式を得る。

ただし、 π, A は定数であり、 δ_w は境界層厚、 b は混合領域幅、 π は水頭分布は対称的、また $u_0/u_m \ll 1$, u_0 は逆流流速、 u_m は最大流速とする。

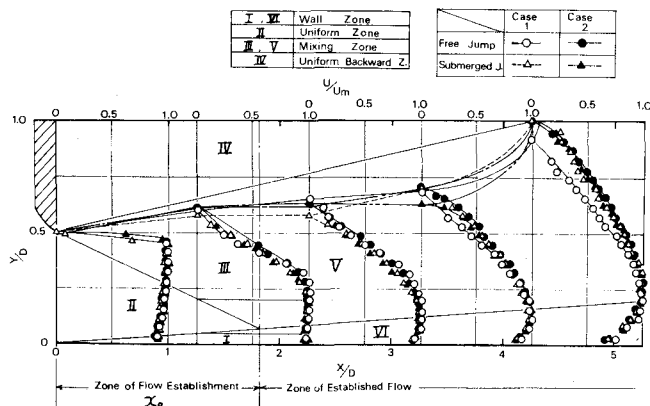


図5 管路内跳水の平均流速パターン

$$x \leq x_0 \text{ 時}$$

$$(4) \begin{cases} b = \alpha x, & \alpha \equiv \frac{2K \int_0^1 (\Omega'(\xi))^2 d\xi}{[\int_0^1 \Omega^2(\xi) d\xi - \int_0^1 \Omega'(\xi) d\xi]} \\ (1 - \frac{y}{a}) + \frac{1}{8} (\frac{d^2 u}{a^2}) = \frac{b}{a} \int_0^1 \Omega d\xi \\ (1 - \frac{y}{a}) + \frac{2}{9} (\frac{d^2 u}{a^2}) = \frac{b}{a} \frac{A}{a F_1^2} \log(\frac{x}{a} + 1) + \frac{b}{a} \int_0^1 \Omega^2 d\xi \\ \frac{d^2 u}{a^2} = 0.37 (\frac{U_m a}{U})^{-1/2} (x/a)^{1/2} \end{cases}$$

また, $x \geq x_0$ でも同様な関係が導かれる。

$\Omega(\xi)$ は Prandtl の混合距離理論から,

$\tau = -\rho \bar{u}'v' = \rho K (u_m + u_b) b \frac{\partial u}{\partial y}$ の関係を用い, 運動方程式から,

$$(i) x \leq x_0 \text{ のとき, } \frac{u}{u_m} = \Omega = F(\eta) \quad \eta = \frac{2y}{b} \text{ とおくと,}$$

$$(5) FF' + \frac{8Kx}{\alpha} F'' = \frac{Ag}{U} \frac{x}{x+a} \approx \frac{Ag}{U^2} \equiv \frac{1}{F_1^2}$$

$$x \equiv \frac{u_m + u_b}{u_m - u_b}, \quad U = \frac{u_m - u_b}{2}$$

境界条件は $F'(-1) = 0, F'(1) = 1 - x, F'(-1) = 1 + x$ であり, x の 1 次近似のみを取れば, 2 次式を得る。

$$(6) \frac{u}{u_m} = \left(1 - \frac{\int_m^{\xi} e^{-\xi^2} d\xi}{\int_m^1 e^{-\xi^2} d\xi}\right), \quad \xi = m \cdot \eta, \quad m = \frac{\alpha}{16K}$$

$$(ii) x > x_0 \text{ のとき, } u_m \text{ のてい減性に注意すれば,}$$

$$(7) \frac{1}{2} F'^2 + \frac{1}{2} (2\varepsilon - 1) FF' + \frac{Kx_0}{b_0} \varepsilon F'' = 0$$

$$\varepsilon = \left(\frac{x}{x+s}\right) \left(\frac{x_0+s}{x_0}\right) \quad s: \text{定数,}$$

b_0 は $x = x_0$ の位置の混合領域幅 である。

よって, (7) 式は相似解となす, ε の関数であり, それは角度 λ に関係する。いま, $\lambda = 0.5$ のときは, 実験より,

$1 \leq \varepsilon < 2$ であり, x が大きくなると,

(7) 式は有効でなくなる。(4)~(6) より $K = 0.011$ を得た。

この値を使て, (i), (ii) (iii) の場合は $\varepsilon = 1/\varepsilon(2)$ の $\Omega(\xi)$ を

図 6, 7 に求めた。roller の近傍の流速測定精度は, あまり良くなく, 従って混合領域幅 b の決定には正確さを欠き, 実験値は若干のバラつきが見られるが, 近似的には相似解の妥当性が認められる。

なお, 実用的には, (i), (ii) の場合共に $\Omega(\xi) = (1 - \xi^2)^{1/2}$ の実験関係式で代用しても良く, このとき (4) の計算は容易になる。自由跳水ともぐり跳水の各場合の流速パターンの差異は顕著でないが, 前者の方が垂直方向に対する速度の減度は大きい傾向があるが, IV の領域が不明な現在では, 明確な結論を得るまでには至っていない。

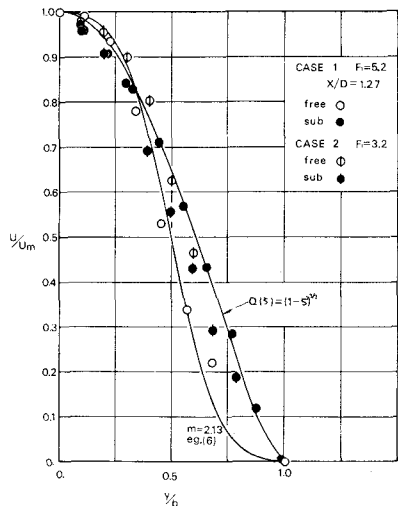


図 6. $\lambda = 0.5$ のときの $x \leq x_0$ 領域での平均流速パターン (Ⅲ領域)

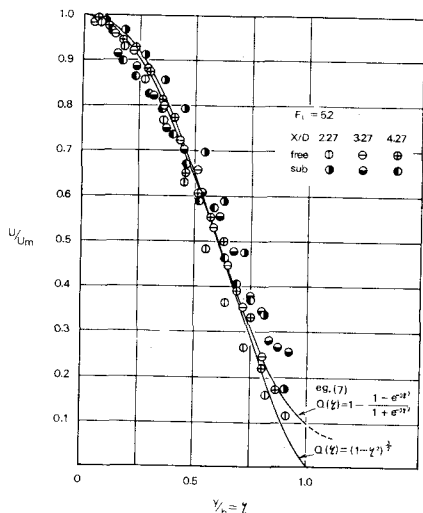


図 7. $x \geq x_0$ 領域での平均流速パターン (Ⅳ領域)

4 管路内跳水の乱れ変動について

計測器が不備なため、正確さは欠けるが図8に速度変動分布を、図9に管路底部の圧力変動分布を示す。
 図8は、H. Rouseの空気流跳水モデル²⁾での実測値と定性的によく一致する。
 $\sqrt{P}/u$ は y の増加と共に、(I) (IV) 領域では減少し、(III) (V) 領域内では増加する傾向がある。

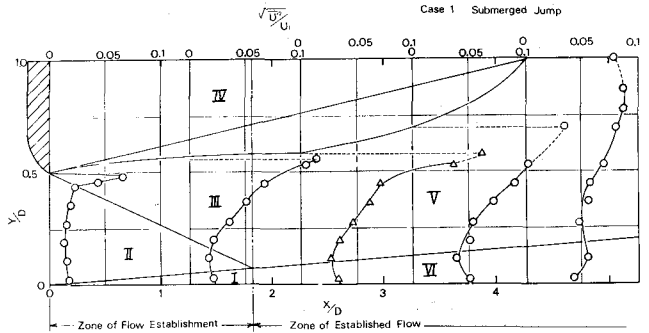


図8 速度変動分布

Chaturvediの危流実験の結果から判断すると、これはrollerのマクロな変動による乱れエネルギーの発生に依存するものと思われる。

$\sqrt{P}/u$ は rollerの後半で最大となり、その後減衰して行くが、フルード数 F よりむしろ角度に大きく依存する。H. Rouseの円危流実験の結果より、大きな値を示し、円管水路跳水の底部圧力変動値よりかなり大きい、減衰率は逆に大きい。

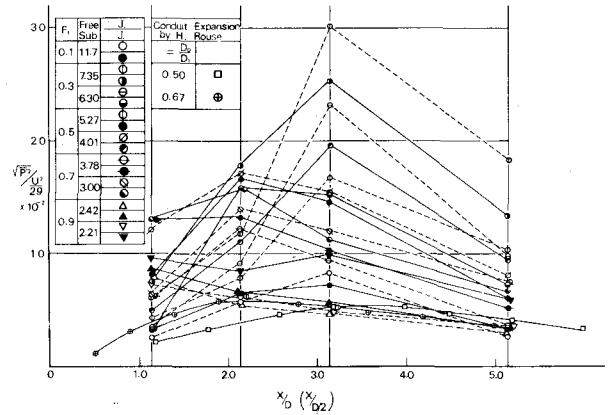


図9 圧力変動分布

図10は $\lambda=0.5$ のときの管路底部のスペクトル分布を示したものである。この図から卓越周期は約5Hzであり、円管水路跳水の値と同程度であるが、乱れの発達減衰機構などは不明な点が多く、今後の研究に待てることが大きい。

5 参考文献

- 1) H. Schlichting; Boundary Layer Theory, Mc. Hill 1968
- 2) H. Rouse 他; Turbulence Characteristics of Hydraulic Jump, ASCE Proc, 1958 HY
- 3) Chaturvedi; Flow Characteristic of Axisymmetric Expansion, ASCE Proc, 1963 HY
- 4) H. Rouse, 他; Fluctuation of Pressure in Conduit Expansion, ASCE Proc, 1966 HY
- 5) O.F. Vasiliev; Statistical Characteristics of Pressure Fluctuations in the Region of Hydraulic Jump, 1967 IAHR Fort Collins.

図10

圧力変動パワースペクトル分布

