

II-93 断面急拡部における開水路流れの研究

秋田大学 正員 石井 千万太郎

1) まえがき

断面急拡部における開水路流れの研究で、急拡部直傍の局所的な水面形の挙動と不写流計算との結びつけへの考慮がされたものとして、石原・志方らの研究がある。石原・志方らは開水路急拡部の遷移現象と詳細に検討し、緩勾配水路においては、下流のTail waterによって、常流遷移、射流遷移の遷移形態があり、さらに常流遷移と射流遷移との間に不安定遷移の存在を確認した。著者は、石原・志方の研究をもとに、開水路直角急拡部の射流遷移の局所水面形状に注目し、その一次的解析を目指すものである。

2) 遷移現象とその分類

著者の実験の範囲はFig. 1に示されるように、上流側緩勾配水路から下流側勾配水路への遷移で、マクロ的には常流から常流への遷移である。石原・志方らも示したように、下流側のTail waterを上昇させることにより、射流遷移→不安定遷移→常流遷移と遷移形態が変化する。各々の遷移形態の模式図をFig. 2に示した。

3) 射流遷移と不安定遷移

射流遷移において、急拡部直傍に2つの支配断面が存在する。即ちFig. 2-(a)に示すように、上流側出口(急拡直)において、せきおよび段落水流と同様に、Belangerの最小エネルギーの法則が成立し、支配断面となる。また下流側急拡直から L_e の位置で最小水深を持ち、この点で下流側射流部に対する支配断面となる。また下流側射流部は衝撃波を生じ、複雑な水面形を示すが、やがて跳水を生じ、下流のTail waterに接続する。下流のTail waterが上昇するにつれ、跳水は上流側に移動し、ついには下流側支配断面水深の共役水深以上になると、submergeし、著り跳水の形に限り不安定遷移への遷移形態が変化し、さらにJetの拡散の形をとる不安定遷移となる。

4) 急拡部出口水深 h_e について

前述したように、急拡直断面では最小エネルギー法則が成立している。しかしながら、急拡部直傍では流線は二次元的に著しく曲るため、 h_e 分布・流速分布がFig. 3-(a)(b)の例に示すように等流状態とは異なっている。従って急拡部の水深 h_e は $h_c = \sqrt[3]{\alpha Q^2 / g B^2}$ より小さくなっている。流速分布・ h_e 分布が変化しないとときの水面形を考え、エネルギー損失に比し、流線の曲りによる影響が大きいと考え、それと現水面形が同じエネルギー勾配で

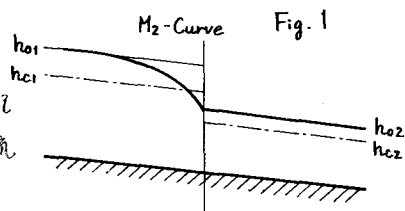
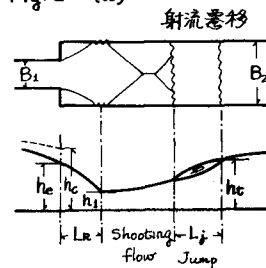
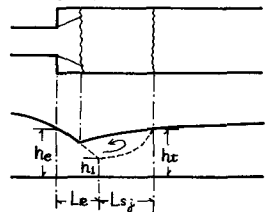


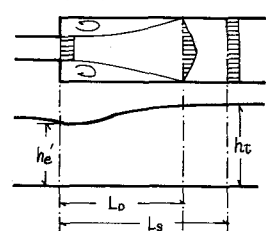
Fig. 2 -(a)



(b) 不安定遷移



(c) 常流遷移



流れていると考え、急拡変において次式が成立するであろう。

$$E_{min} = \frac{\alpha' Q^2}{2g B^2} \left(\frac{1}{h_c^2} \right) + h_c + S = \frac{\alpha Q^2}{2g B^2} \left(\frac{1}{h_c^2} \right) + \beta h_c + S \quad (1)$$

$$h_c = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{g B^2}}, \quad \alpha = \frac{1}{Q} \int \left(\frac{u}{u_m} \right)^2 u dA, \quad \beta = \frac{1}{Q h_c \cos \theta} \int \left(\frac{p}{w} + y \cos \theta \right) u dA$$

$$\text{上式を整理すると} \quad 2\beta (h_e/h_c)^3 - 3(h_e/h_c)^2 + \alpha = 0 \quad (2)$$

Fig. 5 は上流側水路中央部の水深方向の圧力分布と流速分布の測定例であるが、仮に横断方向には一様と仮定して、 α 、 β と計算し、さらに(1)式から (h_e/h_c) の計算を試みた結果と実測値をTableに示す。

α 、 β の値については、今後系統的に検討していく予定である。

5) L_R について

Rouse, Bhoota, and Hsu によると無限中急拡部と通過する射流の等速線は次の式で無次元化されるとしている。

$$y/y_1 = f \left(\frac{x}{B_1 Fr_e}, \frac{z}{B_1} \right) \quad (3)$$

著者の実験もFig. 4に示さるうに同じ結果が得られた。従って

$L_e = g(\beta_*, Fr_e)$ とすることができるであろう。 $\beta_* = B_2/B_1$ 、 $\beta_* = 3.0$ での実験結果をFig. 5に示したが、 $L_e \propto Fr_e$ を示している。

6) h_1 について

Fig. 2-(a)の急拡変断面で、4)で仮定した等流速分布、静水圧分布を考え、それと L_e の位置の断面で運動量式を適用する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} B_1 w h_c^2 + \frac{1}{2} (B_2 - B_1) w h_1^2 + \rho B_1 h_c u^2 \\ = \frac{1}{2} B_2 w h_1^2 + \rho B_2 h_1 u^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$B_2 u h_1 = B_1 u h_c \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} Fr_e^2 = \frac{\phi(1-\phi^2)}{2(\frac{1}{\beta_*} - \phi)} \quad Fr_e^2 = u^2/g h_c = 1 \\ h_1/h_c = \phi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\text{従って} \quad \phi - 3\phi + 2\left(\frac{1}{\beta_*}\right) = 0 \quad (7)$$

(1)式の有意な解を ϕ_0 とすると、

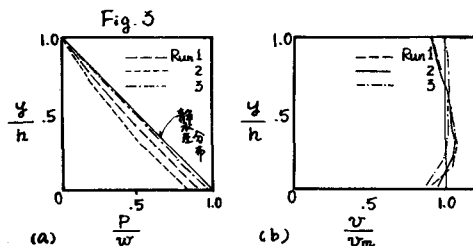
$h_1 = \phi_0 h_c$ となり、また h_1 に対する共役水深 h_2 と h_1 の関係を通常の次式で表わすとすれば、

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{1 + 8 Fr_1^2} - 1 \right\} \quad (8)$$

$$\text{これに} h_1 = \phi_0 h_c \text{ と代入すると} \quad Fr_2^2 = \left(\frac{1}{\beta_*} \right)^2 / \left\{ \frac{\phi_0}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{2}{\phi_0} \right)^2 \left(\frac{1}{\beta_*} \right)^2} - 1 \right) \right\}^3 \quad (9) \quad \text{となる。}$$

これが急拡部直下流に跳水が存在する条件、即ち射流遷移と不安定遷移の境界を示す。

Fig. 6 にこれを示す。



Run	$Q/\frac{g}{\text{sec}^2}$	i	Fr_e	$(h_e/h_c)_{\text{算}}$	$(h_e/h_c)_{\text{計}}$
1	0.985	$\frac{1}{100}$	1.44	0.784	0.855
2	1.356	$\frac{1}{100}$	1.46	0.777	0.798
3	0.553	$\frac{1}{500}$	1.25	0.897	0.895

