

II-157 複断面接合部における大規模水面渦とその構造

東京大学工学部 正員 玉井 信行
 東京大学工学部 正員 浅枝 隆
 東京大学工学部 正員 O 池田 裕一

1. はじめに

複断面流れでは低水路と高水敷との接合部において、規則的で大規模な水面渦¹⁾や、高水敷先端からの間欠的な上昇流²⁾などの際だった特徴が見られる。しかしながら、その詳細な構造・発生機構に関しては、未だに不明な点が多い。本研究は、水面渦と流れの安定性との関係ならびに水面渦と上昇流との関係について実験を行ない若干の考察を試みたものである。

2. 実験方法

実験には、長さ6m・幅40cm、塩ビ製の水路を使用した。高水敷も塩ビ製で(幅40cm, 高さ2cm)、右岸側のみ設置した。上流より3m~4.5mを測定区間とし、等流状態の確認に際しては、水深のみでなく区間両端における流速分布も比較した。平均流速分布は、プロベラ流速計で測定した。また、流下する渦の瞬間的面的な流速分布は、トレーサ(塩ビ粉)の軌跡を写真撮影して求めた。

3. 平均流速分布と水面渦の周期性

山崎ら³⁾にならい、平均流速分布を次のように定式化した。

$$u = \begin{cases} u_1 - A_1 \cdot \Delta u \cdot \exp(\alpha_1 y) & (y < 0) \\ u_2 + A_2 \cdot \Delta u \cdot \exp(-\alpha_2 y) & (y > 0) \end{cases} \quad (1)$$

ここに、

$$A_1 = \frac{1}{1 + \sqrt{\gamma_u}}, \quad A_2 = \frac{\sqrt{\gamma_u}}{1 + \sqrt{\gamma_u}}$$

$$\alpha_k = \sqrt{\frac{2g\lambda_0}{\nu_k U_k}} \quad (\lambda_0: \text{水路断面勾配})$$

$$\gamma_u = u_2 / u_1$$

(2)

である。 ν_k は渦動粘性係数であり、各ケースごとに、総流量が実験値と合うように定めた。式(1)の適合性は図1に見られるように良好なものである。

図2は α を用いた乱流Reynolds数と水面渦の無次元波数との関係を示したものである。ただし、 $\alpha = 2\pi L / \lambda$ 、 $R = \Delta U L / \nu_k$ (λ は水面渦の間隔、 L はせん断層の運動量厚さの2倍)である。乱流Reynolds数が増すにつれて、Michalke⁴⁾が示した非粘性での卓越modeに漸近する、明解な傾向をみせている。このことから、大規模な水面渦の周期性には、2次元的な不安定が支配的であることがわかる。また、渦自体の運動の記述に対しても、ここで求めた ν_k が有効であることがうかがえる。

4. 渦に伴う上昇流の評価

図3は、接合部の流れを水素気泡で可視化し、それを上方から撮

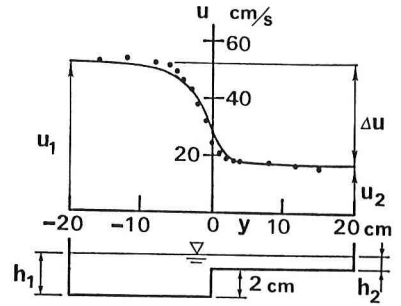


図1 平均流速分布

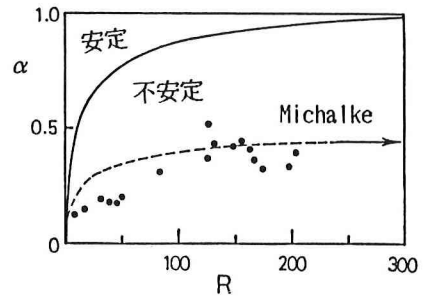


図2 水面渦の波数とReynolds数

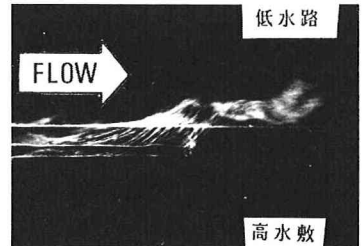


図3 伸びた渦軸

影したものである。水面渦のcoreがfilament状に長く伸び、その軸に沿って上昇流が生じているのが観察された。水深方向の流速分布により、この水面渦は不均等に引き伸ばされている。そのため、図4・図5に見られるように、core半径は上方で大きく下方で小さい。逆に鉛直方向の渦度は、循環が保存されているので、上方で小さく下方で大きい。この渦度勾配のため、渦軸に沿い、渦度の大きい方から小さい方へと、上昇流が発生するものと考えられる。

このような上昇流の発生機構を、非常に単純ではあるが、次のようにモデル化してみる。図6のような渦を考える。実際の渦軸は曲がっているが、ここではその効果は考慮せず、渦軸は単純に鉛直下方に伸びているとする。支配方程式としては、軸対称流れにおける、連続方程式と円周方向成分の運動方程式のみを用いることにする。すなわち、

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(rw)}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$ru \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + rw \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = v_r \left[r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) + r \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} \right] \quad (4)$$

ここに、 Γ は循環(=rv)であり、今回は渦軸のごく近傍のみを考えて、その分布を次のような剛体渦型と仮定する。

$$\Gamma(r, z) = \Omega(z) \cdot r^2 \quad (5)$$

ここに Ω は渦軸周りの角速度であり、 z の関数である。式(3),(4),(5)を境界条件

$$w = 0 (z = 0), \quad u = 0 (r = 0) \quad (6)$$

のもとに解いて、渦軸近傍の上昇流の分布

$$w(r, z) = -v_r \Omega \int_0^z \frac{\Omega''}{\Omega^2} dz \quad (7)$$

を得る。 Ω の関数形には、今回は、core断面積 πr_c^2 が水深方向にlinearに変化する時のものを与えた。その際、 $z = 0, h_2$ におけるcore断面積は、実験値から求めた。

実験においてトレーサーの軌跡から、渦軸に沿う上昇流の速度を高水敷の高さで求め、式(7)のもとと比較したのが図7である。core断面積は実際には、高水敷の高さで大きく変化するため、計算値が実験値を過小評価した結果になった。しかし、オーダーや傾向に関しては、良く一致し、基本的なメカニズムは表現できていると言える。

参考文献

- 1) Tamai, N. et al. (1986) Water Resources Research (in press)
- 2) 今本・石垣 (1985) 第29回水講, pp833
- 3) 山崎・石川・金丸 (1984) 第39回水講, pp473
- 4) Michalke, A. (1964) J.F.M., 19, pp543

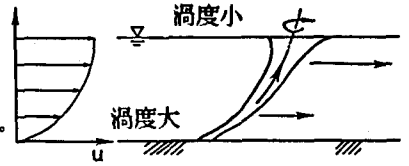


図4 渦の引き伸ばしと上昇流

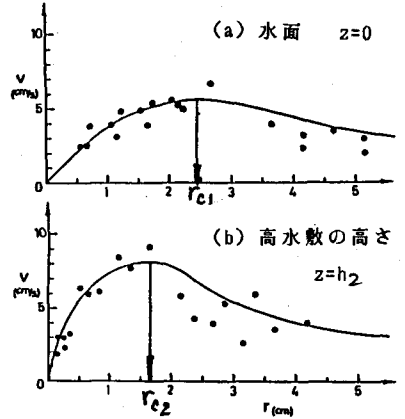


図5 渦の流速分布

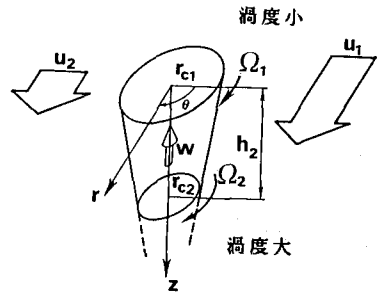


図6 渦のモデル化

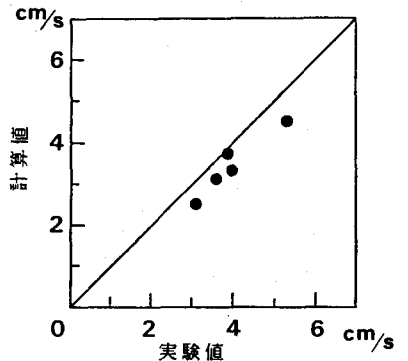


図7 実験値との比較