

高速水流の限界点に関する一考察

神戸大学工学部 正員 笹 源亮
 神戸大学工学部 正員 梅田真三郎
 飛島建設 正員 福永陽一

(1) まえがき

急勾配水路の流れは高速水流と呼ばれ、極端な射流であり、しばしば空気混入現象がみられる。これは乱流境界層が水面に達することによって生じる乱流に起因するものとされているが、その力学的機構はいまだ説明されていないのが実情であろう。

本研究は、急勾配の水路を用いて空気混入流の実験をおこなひ高速水流の流下距離における水面変形と空気混入の関係を底面粗度を变化させて考察し検討を行ったものである。

(2) 理論式の検討

急勾配をもつ開水路の流れを考える。水路上流端に水深 h_0 、等流速分布 U_0 と与え境界層外流速 U_s は重力加速度の影響で流下方向に増加していく。流れを非圧縮定常流と考えると運動の式、連続の式は

$$-\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} U^2 dy + U_s \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} U dy + g \delta \sin \theta = \frac{\tau}{\rho} = U_s^2 \quad \text{--- (1)}$$

$$\int_0^{\delta} U dy + U_s (h - \delta) = \text{const} = Q \quad \text{--- (2)}$$

で与えられる。境界層流における流速分布として Power Law を適用し、流速分布を

$$U/U_s = \eta^{1/4}, \quad \eta = (y/\delta)$$

と仮定する。また主流の流速はベルヌーイの定理を応用し、急勾配であるので

$$U_s = (U_0^2 + 2gX \sin \theta)^{1/2} \quad \text{--- (3)}$$

となる。ここで運動の式の右辺摩擦項を

$$U_s^2 = \left(\frac{U_m}{5.75 \log \frac{h}{\epsilon} + 4.73} \right)^2 = \frac{U_s^2}{m} \quad \text{--- (4)}$$

とおく。 α は主流の流速より平均流速を概算する係数で $\alpha = 1 - 0.8/h$ で表わされ、 $1 \geq \alpha \geq 2/3$ 、ここではこの平均値 $2/3$ を用いた。 m はクラークの実験結果を使用したもので、 α を一定とすることによって、粗度に応じた定数となる。

以上の式を解くと、境界層厚、水面形、限界点の流下距離は

$$\delta = \frac{0.72 U_0^2}{mg \sin \theta} \left(\xi^2 - \xi^{-2/3} \right) \quad \text{--- (6)} \quad h = \frac{0.09 U_0^2}{mg \sin \theta} \left(\xi^2 - \xi^{-2/3} \right) + \frac{h_0}{3} \quad \text{--- (7)}$$

$$\frac{h}{h_0} = \frac{Fr^2}{2 \sin \theta} \left[\left(\frac{100 m g h_0 \sin \theta}{63 Fr^2} \right)^{3/2} - 1 \right] \quad \text{--- (8)} \quad \text{ただし } \xi = \left(1 + 2gX \sin \theta / U_0^2 \right)^{1/2} \\ Fr = U_0 / \sqrt{g h_0}$$

となる。(6)(7)式は δ と h の範囲において適用できるものである。(8)式の解は(7)式との繰り返し計算によって求められる。また(6)(7)式より次のように求められる。

$$\frac{h}{\delta} = \frac{0.77 m g h_0 \sin \theta}{U_0^2 \xi \left(\xi^2 - \xi^{-2/3} \right)} \quad \text{--- (9)} \quad \left(\frac{h}{\delta} \geq 1 \right)$$

(3) 実験

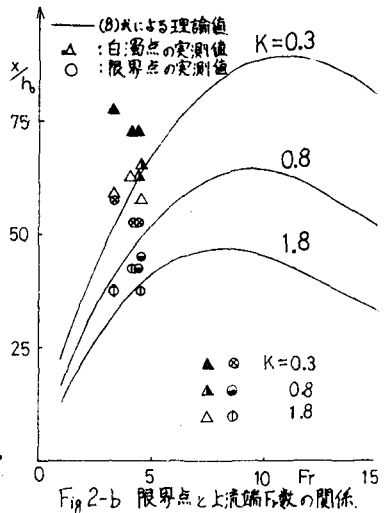
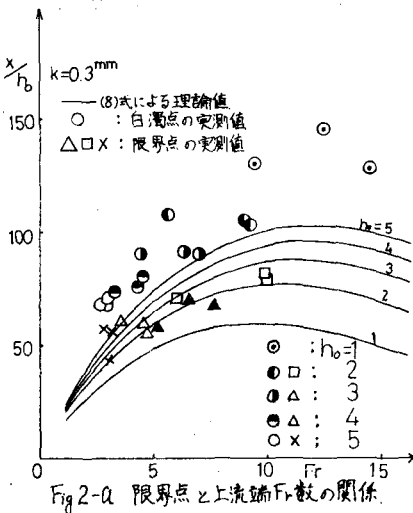
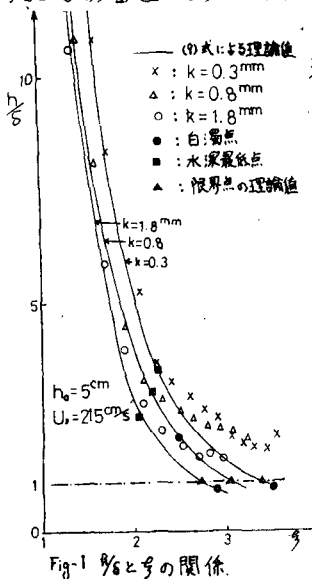
実験は断面 $6 \times 10^{\text{cm}}$ のアクリル板水路を約 80° に固定し、水路床に $0.3^{\text{mm}}, 0.8^{\text{mm}}, 1.8^{\text{mm}}$ の平均粒径をもつ砂粒子をはりつけ粗度とした。また水路上流端を矩形断面の管路によるオリフィス型のゲートによって初期水深を $1^{\text{cm}} \sim 5^{\text{cm}}$ の5種類に変えて実験をおこなった。空気混入点は流水が白く泡立つ点(白濁点)をもって始点とし、その流下距離を測定した。

(4) 実験結果と考察

同一初期水深、初期流速における η/δ と Fr の関係を Fig 1 に示す。理論値と実験値は Fr が小さいところにおいてよく近似しているが、限界点である水深最低点付近では理論値と実験値の差が大きい。これは限界点付近の水路床にキャビテーションが発生し空気泡が泡立つのが観測されたこと、なほ Fr に実験水路に管水路の助走路があり、境界層の開始点の取り方が適当でなかった事等によるものでないかと思われる。

実測結果によると、境界層が水面に達する水深最低点である限界点より、はるか下流において空気混入が開始され白濁することを確認された。

Fig-1 の結果にもとずき境界層開始点に補正をほどこした限界点の距離と上流端フルード数との関係を Fig-2 に示す。なお同図には実測した限界点、空気混入点もあわせて示す。この図より空気混入点、限界点が粗度によって大きな影響を受けることがわかる。また、限界点の理論値と実測値とが比較的よく一致する。しかし空気混入点は限界点より下流側となり一致していない。これは、水面変動が限界点まではほとんど観測されず単調減少し、限界点の下流側からその変動がはじまり、この水面変動が流下距離に従って激しくなった点において、空気混入がはじまることによる。少量の空気混入はキャビテーション、なほ Fr に限界点付近の水面変動が断続的に開始されるが、白濁点付近で急激にその量が増大し、流れ全体が白濁する。空気混入点(白濁点)は水面に達した境界層による水面変動に大きな影響を受けていることが明らかとなった。



参考文献; Boundary Layer Growth of Open Channel Flows on a Smooth Bed and its Contribution to Practical Application to Channel Design YOSHIAKI IWASA (Memoris of Fac of Eng Kyoto Univ. Vol.19, No.3. 1957)