

多孔式整流壁による水流の整流機構について

京都大学工学部 末 石 富太郎

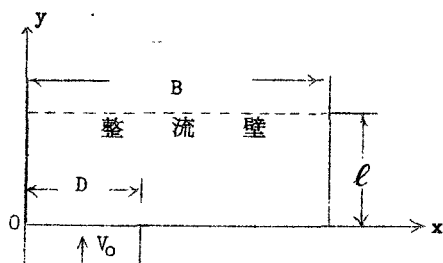
1. 緒 論

横流式沈殿池の沈殿効率上昇のためには、水平、鉛直方向ともに池内水流の均等化をはかることが必要であり、このため流れに直角方向に多孔式の整流壁を設置したり、流れに平行な導流壁を併用したりする。多くの経験的、実験的結果によれば、後者は池幅の大小に関連した風の影響に対するものであり、まず流入部整流壁によつて水流の性状が最も支配され、ついで池の長さに応じて設けられた中間整流壁によつて均等性を維持するという考え方がとられるようになって来た。

従来整流壁の計画にあたっては、多くは模型実験によって池内の流状を観察し、その位置および整流孔の開け比などを決定していたが、単に幾何学的関係だけを考へても、池幅、整流壁位置、流入部の大きさ、開け比などに多くの組みあわせがあり、ある限られた実験条件下における数個の型式の比較が行なわれているに過ぎない。一方多孔式あるいはその他の型式の整流壁の整流機構については、開け比の小さい整流孔に水流を通過させることによつて、流入部から不均等に分布した energy の局所的変化よりはるかに大きな損失水頭を水流に与え、その結果全般的に流速が均一になると考えられ、一種の energy distributor であるといつてよい。このような整流機構を数値的に把握し、適確な模型実験を行なうためには、流入部と整流壁間の流状を理論的に明らかにすることが必要であるが、現在のところほとんど成果がえられていない。著者はこの目的に対する一試みとして、平面的な二次元流を考えた整流区域内の流れに関し、横から流出入のある流れの考え方を応用して若干の考察を行なつてみた。

2. 二次元整流区域内流れの基本式

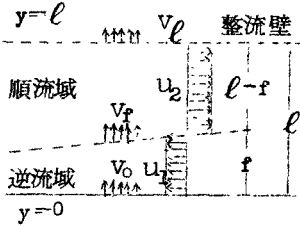
図一 1 に示すような整流区域を考えるものとし、幅 D の流入口から入った流れが、任意の開口比の整流壁を通過する際の流速分布、あるいは逆に流速を均等にするための開口比の分布を求めよう。一般に池内の水深変化はごくわずかであるから、高さ一



☒ - 1

定の pressure chamber を考える。図一1のような領域内での流速の変化に応じた圧力の変化を考えれば、死水領域あるいは逆流領域の

あることがわかる。そこで図一2のごとく $y=0\sim f$, $f\sim \ell$ をそれぞれ逆流域、順流域として添字1, 2をつけて示す。X方向の流速 u_1, u_2 はそれぞれ均等と考え、両領域の境界線上ではX方向の流出入はないものと仮定すると、整流壁より手前 ℓ の距離にある直線上の y 方向の流速 v_0 が $y=f$ における v_f まで直線的に変化し、これがふたたび整流壁通過直前の v_ℓ まで直線的に変化することになる。すなわち



図一2

v_f まで直線的に変化し、これがふたたび整流壁通過直前の v_ℓ まで直線的に変化することになる。すなわち

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0 \tag{1}$$

から

$$du_1/dx = (v_0 - v_f)/f, \quad du_2/dx = (v_f - v_\ell)/(\ell - f), \tag{2}$$

および

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= -(v_0 - v_f) y/f + v_0, \\ v_2 &= \{ v_f (\ell - y) + v_\ell (y - f) \} / (\ell - f). \end{aligned} \right\} \tag{3}$$

を得る。さらに実際には流速は極めて小さいので粘性を無視すると、 y 方向の圧力分布 p_1, p_2 は ρ を密度として、

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{du}{dx} = -\frac{\partial p}{\partial y} \tag{4}$$

によつて求められる。 $y=f$ の圧力を p_f とし、 p_1, p_2 を(2), (3), (4) 式から求め、これらを各領域ごとに平均した $\bar{p}_1, \bar{p}_2$ は

$$\left. \begin{aligned} \bar{p}_1/\rho &= p_f/\rho + u_1 \left\{ \frac{f}{3} \cdot \frac{dv_f}{dx} + \frac{f}{6} \cdot \frac{dv_0}{dx} + (v_0 - v_f) \frac{df}{dx} \right\} \\ &\quad - (v_0 - v_f) \left(\frac{v_0}{6} + \frac{v_f}{3} \right), \\ \bar{p}_2/\rho &= p_f/\rho - u_2 \left\{ \frac{(\ell - f)}{3} \cdot \frac{dv_f}{dx} + \frac{(\ell - f)}{6} \cdot \frac{dv_\ell}{dx} + (v_f - v_\ell) \frac{df}{dx} \right\} \\ &\quad + (v_f - v_\ell) \left(\frac{v_\ell}{6} + \frac{v_f}{3} \right), \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

となる。次に逆流域，順流域の平均流について運動量の関係から求めた運動方程式は

$$du_1^2 f / dx + f / \rho \cdot \frac{dp_1}{dx} = 0, \quad du_2^2 (\ell - f) / dx + (\ell - f) / \rho \cdot \frac{dp_2}{dx} = 0. \quad (6)$$

整流壁の開口面積比 e をかなり小さいものとし，整流壁前後の圧力を p_ℓ, p'_ℓ とすると，

$$(p_\ell - p'_\ell) / \rho = (f_e + f_o) \cdot v_\ell^2 / 2e^2, \quad (7)$$

ただし f_e, f_o はそれぞれ流入，流出の損失係数である。(4) 式の積分を $y = f$ から ℓ まで行なえば， p_ℓ と p_f の関係は次のようになる。

$$(p_f - p'_\ell) / \rho = (f_e + f_o) \cdot v_\ell^2 / 2e^2 + u_2^2 \{ (\ell - f) \frac{dv_f}{dx} + \frac{dv_\ell}{dx} \} + (v_f - v_\ell) \frac{df}{dx} / 2 - (v_f^2 - v_\ell^2) / 2 \quad (8)$$

(2), (5), (6), (8) 式を解けば， f_e, f_o, e, v_o, p'_o を既知として， $u_1, u_2, v_f, v_\ell, p_1, p_2, p_f, f$ を求めることができる。

3. 近 似 法

v_o, f を一定とし， v_ℓ を一定にするための e の変化を求めることに限定すれば，図-1 のように $v_o = V_o$ となる $x = 0 \sim D$ の区間に対しては，(2), (3), (5) 式を(6)式に代入し $x = 0$ から x まで積分し， $(p_f / \rho)_{x=0} - p_\ell / \rho$ を消去した後無次元表示すれば，

$$\frac{d^2 s}{d\xi^2} - \frac{1}{2\xi} \frac{ds}{d\xi} - \frac{6\{w(1-\varphi)^2 - \varphi^2\}}{\lambda^2 \varphi^2 (1-\varphi)^2 (w-1)} s + \frac{3(1-2\varphi)s^2}{\lambda^2 \varphi^2 (1-\varphi)^2 (w-1)\xi} = \frac{r_o}{2\xi} - \frac{3\{w^2(1-\varphi)^2 - \varphi^2\}\xi}{\lambda^2 \varphi^2 (1-\varphi)^2 (w-1)} \quad (9)$$

を得る。ただし $\xi = x/B, \lambda = \ell/B, \varphi = f/\ell, w = V_o/v_\ell = B/D, r = v_f/v_\ell, r_o = (r)_{\xi=0}, s = \int_0^\xi r d\xi$ である。

$r = \{w(1-\varphi) - \varphi\} / (1-2\varphi) + \Delta r$ とおき， $(\int_0^\xi \Delta r d\xi)^2$ を省略すると，(9) 式の解は

$$r = r_o + \{r_o - \{w(1-\varphi) - \varphi\} / (1-2\varphi)\} F_{2m-1}(\xi),$$

$$dr/d\xi = \{r_o - \{w(1-\varphi) - \varphi\} / (1-2\varphi)\} F_{2m}(\xi) / \xi,$$

$$\int_0^\xi r d\xi = r_o \xi + \{r_o - \{w(1-\varphi) - \varphi\} / (1-2\varphi)\} F_{2m+1}(\xi) \cdot \xi,$$

$$F_{2m-1}(\xi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (K\xi^2)^m / 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2m-1) \cdot 3 \cdot 7 \cdot 11 \cdots (4m-1),$$

$$F_{2m}(\xi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m 2m (K\xi^2)^m / 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2m-1) \cdot 3 \cdot 7 \cdot 11 \cdots (4m-1)$$

(10)

$$E_{2m+1}(\xi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (K \xi^2)^m / 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2m+1) \cdot 3 \cdot 7 \cdot 11 \cdots (4m-1)$$

$$K = 12 / \lambda^2 \varphi (1 - \varphi)$$

$v_0 = 0$ となる $X = D \sim B$ に対しては, (9), (10) 式において $W = 0$ とし, r_0 , ξ のかわりにそれぞれ r_B , $-(1-\xi)$ とおけばよい。

これらの値を上述の各式に代入すると, 各点の圧力が r_0 (または r_B) と φ の関数として求められる, $\int_0^B v_f dx = v_\ell B$ すなわち $\int_0^1 r d\xi = 1$, $\bar{p}_{1D}(r_0, \varphi) = \bar{p}_{1D}(r_B, \varphi)$, $\bar{p}_{2D}(r_0, \varphi) = \bar{p}_{2D}(r_B, \varphi)$, $p_{fD}(r_0, \varphi) = p_{fD}(r_B, \varphi)$ の条件によつて, r_0 , r_B , φ を決定できる。計算の結果は近似解の誤差が $y = 0 \sim f$ の逆流域に集まるが, $W = 3$, $\lambda = 1/3$, $f_0 +$

$f_0 = 1.5$ の場合を示した図-3のよう、実験結果と比較してかなりの相似性のある解が得られる。図-3の

v_ℓ は $\xi = 0 \sim 1$ に対し e を 6.37 ~ 7.95% に直線変化させた場合のものである。

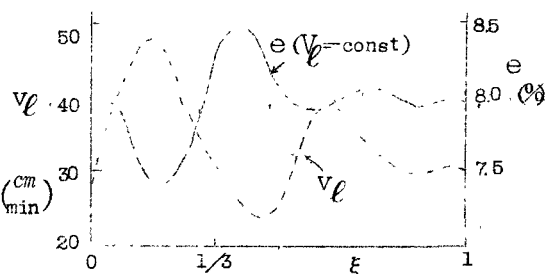


図 - 3