

段落水流の水理現象に関する実験的考察

正員 岩崎 敏 夫*

AN EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON HYDRAULICS OF THE FREE OVERFALL

(JSCE June 1953)

Toshio Iwasaki, C. E. Member

Synopsis Measuring velocity and pressure distributions of the curved flow near the crest of the free overfall, the author compared these values with those calculated from his new derived differential equations. Then he obtained the discharge coefficient and the expression of the shape of nappe when the upstream slope of the channel was gentle and the crest was a true critical section.

要旨 段落水流の落水点附近の曲つた流れにおける流速と圧力の分布について、ヘッドと遠心力の分布を仮定して理論式を誘導し、実測値と比較したところよく一致する結果を得た。また限界水深が生ずる場合の流量係数とナップの形を測定した。

1. 緒言

河床高が段階的に変化して滝のように水が落下する場合、これを段落水流 (Free Overfall) ということにする。この現象は砂防堰堤や調整池用堰堤の貯水池が、堰堤天端まで埋没した時に起る。落水点附近の曲つた流れでは漸変流の場合と比べて流速分布、圧力分布は、きわめて異なってくるのでその理由を定量的に明らかにしようと試みた。また落水点における水深と限界水深との関係、したがって流量公式、また落下水脈の形状を実験的にもとめた。

2. 実験装置

本実験に用いた量水堰は高さ 80 cm, 巾 80 cm, 長さ 130 cm, 堰板は厚 0.4 mm, 欠巾巾 50 cm の真鍮製直角三角堰で、検定範囲 4.5~18 l/sec, 水深測定箇所は堰口より上流 50 cm の点で流量公式は次式で示された。

$$Q = \left(1.444 - \frac{0.0092}{H} \right) H^{5/2} \quad (\text{m-sec 単位}) \dots \dots \dots (1)$$

検定結果の平均自乗誤差 0.071 l/sec。

水路は全長 5.208 m, 高さ 30 cm, 巾 40 cm の矩形断面で、片側壁硝子張、他側壁および底は木製鉋仕上げペンキ塗で、全装置が鉄製枠に乗せられ可動勾配である。水深は Point Gage, 流速および圧力は内径 0.8 mm のピトー管を傾斜拡大式 Manometer に通じて測定した。

3. 段落水流の水理的性質

下流側水路の水位によって段落水流もまた完全溢

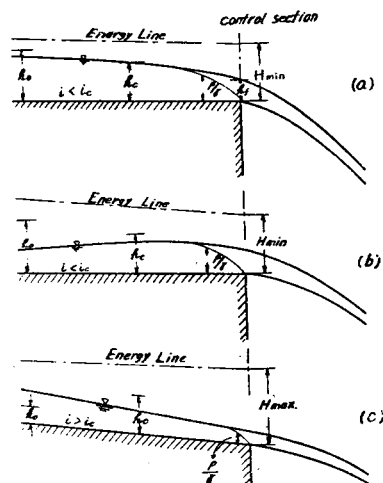
流、不完全溢流に分けられる¹⁾。完全溢流の場合でも段落高さが低いときは、ナップは back water effect をうけて S カーブを画くようであるが¹⁾、本実験は下流水位が十分に低くてナップの形状がこれに影響されない場合に限り、また non-contracted suppressed overfall すなわち 2 次元の場合とする。この場合、Rouse が明らかにしたように水路勾配と上流側の条件によつて次の 3 種類の場合が起る²⁾。

a) 底勾配が限界勾配以下の長い水路で上流から常流で流下してきた水が落下する場合——この時落水点のやや上流に漸変流の限界水深 $h_c = (\alpha' q^2/g)^{1/3}$ が生じ、落水点の水深 h_f はこれより低く比エネルギーは水路中で最小となり、かくて流量一定の関係がある完全な限界水深流量形となる (図-1-a)。

b) 上と同様な勾配であるが、射流で流下して落下する場合——この時落水点で比エネルギーはやはり最小となるが限界水深は実現せず、流量と落水点水位との関係は一定でない (図-1-b)。

c) 底勾配が限界勾配以上の場合——この時水流は

図-1

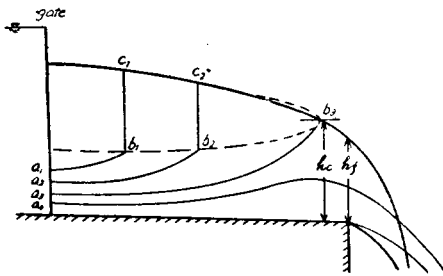


* 東北大学講師, 工学部土木教室

射流であつて比エネルギーは落水点で最小とならない(図-1-c)。

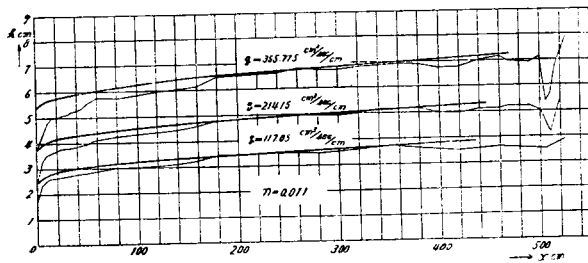
図-2は a) b) の生じる条件を 図解したものである。上流に水門等の Control section がない時、例えば広頂堰のような時は、太い実線のような場合 a) の水面曲線があらわれるが、水門等で上流断面の水位を a_1 のようにおさえたると、その 流出曲線が太い実線の水面曲線に対応する共軌水深曲線(図中の破線)と交わる点 b_1 で跳水を起こして、その以後は c_1 に達した場合 a) の水面曲線に一致する。ただし実際はこの曲線の周囲に停止波を生ずる。水門の開きが次第に狭くなると跳水点は b_2, b_3 と次第に下流に下がる。限界状態 a_3 で理論的には跳水点は h_c の位置 b_3 に達するが、 b_3 以下の太黒線の領域は射流であるので跳水点はこの点以下には下らない。開きが a_4 の位置で水路が射流に蔽われた場合 b) となる。従つて a_3 よりも広い開きの時は、跳水後の水面曲線は上流の条件に影響されず流量によつて unique に定まつてしまう。この場合の Control section は跳水点からは定められないが、 h_c の点から h_f の点までにエネルギー損失があること、 h_c の位置は流量によつてことなることから、 h_f の位置こそ水流のエネルギーを規定する Control section であつてここでは最小エネルギーの法則が成立つことが結論できると思われる。

図-2



(a) の場合の水面計算は落水点に通常の限界水深 h_c を仮定して普通の背水計算を行うと、落水点附近の曲つた流れの部分を除いて実際的に有効な計算ができ

図-3 水面曲線の計算値と実測値の比較



る³⁾。

図-3 の太い実線はそのようにして得た水面曲線で細い実線は実測曲線である。いづれも Manning の粗度 $n=0.011$ であつた。図で明らかなように落水点附近では漸変流の考えにのらないのでこの領域について以下に考察しよう。

4. 曲つた流れにおけるエネルギーの分布

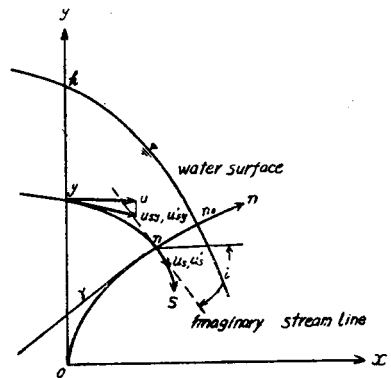
曲つた流れは普通ポテンシャル流れとして取扱われるが、堰や水門とちがつて段落水流は長い水路の末端に起つて速度水頭が大きいため、それまでに境界層は完全に発達しつくして水面にまで達し、しかも層内は乱れている。開水路等流の場合には一般に、また不等流でも漸変流の場合は著者がかつて⁴⁾、流速分布は Prandtl が管水路等断面の場合に提唱した対数法則が成立つことが認められている。それで対数分布をした速度より計算できるエネルギーの分布(圧力は静水圧分布)は乱れた境界層の場合共通のものであつて流線が曲つていると否とにかかわらないと考えてよいと思われる。いま、図-4 において水路底にそつて x 軸、これに垂直に y 軸をとり水深を h とする。 y 軸を通する流線の切線方向に流れる曲らない仮想の流線を考え、もし実際の流線と同じ点を同じヘッドで曲らないで流過したとき流速がどのようになるかをしらべよう。切線方向の流速を実際の場合 u_{sy} 、仮想の場合 u_{sy}' とすると、仮想の流線では遠心力が働かないから圧力は静水圧分布をなし、そのヘッドは

$$H = h + \frac{u_{sy}'^2}{2g} \dots\dots\dots(2)$$

であらわされ、 u_{sy}' は対数分布をなすのではあるまいか。この予想の下にこれを実測値と比較する。 y を通る流線が $y=y_1(x)$ とあらわされるとする時、仮定して、

$$u = u_{sy} / \sqrt{1 + \left(\frac{dy_1}{dx}\right)^2} \dots\dots\dots(3)$$

図-4

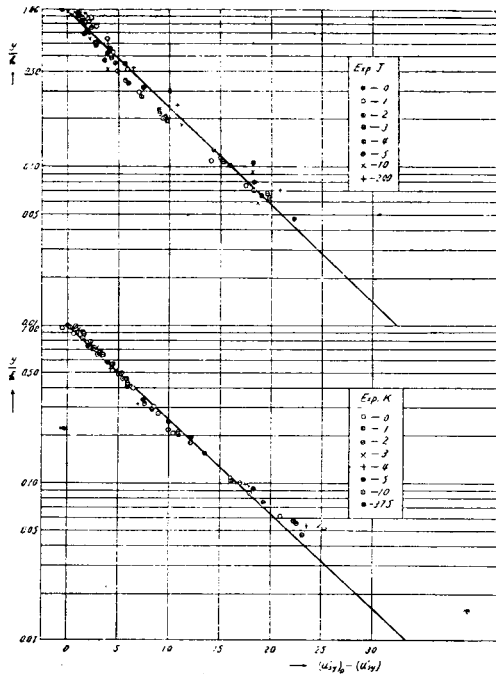


$$u_{sy}' \doteq \sqrt{2g(H_x - h) \left\{ 1 + \left(\frac{dy_1}{dx} \right)^2 \right\}} \dots\dots(4)$$

$$\frac{dy_1}{dx} \doteq \frac{y}{h} \frac{dh}{dx} \dots\dots\dots(5)$$

H_x : ビト管を x 軸方向にむけて測つた全水頭
 $h, dh/dx, H_x$ の実測値より (4) (5) を利用して u_{sy}'
 を求め、その表面の値 $(u_{sy}')_0$ として、 $(u_{sy}')_0 - (u_{sy}')$
 を横軸、 y/h を対数縦軸にとつた 図-5 より明らかに
 u_{sy}' は対数分布であることがわかる。

図-5 仮想流線の流速分布
 (数字は落水点より上流へはかつた距離 cm)



すなわち

$$u_{sy}' = (u_{sy}')_0 + \frac{V_*}{K} \ln \frac{y}{h} \dots\dots\dots(6)$$

$$H = h + \left[(u_{sy}')_0 + \frac{V_*}{K} \ln \frac{y}{h} \right]^2 \dots\dots\dots(7)$$

ただし V_* は摩擦速度、 K は比例混合距離係数である。

5. 流速分布と圧力分布

流線方向を s , 曲率半径方向を n , s 方向の流速 u_s ,
 曲率半径 r , 流線と水平方向のなす角を i とすると 2
 次元の場合の運動方程式は (図-4)。

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} = g \sin i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial n} \dots\dots(8)$$

$$\frac{u_s^2}{r} = -g \cos i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial s} \dots\dots(9)$$

(8) の右辺第 3 項は他の項にくらべて小さい場合を考

えて無視する。(9) の両辺より $\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u_s^2}{2} \right)$ を引き、
 水路底を基準としたヘッド $H = p/\rho + y + u_s^2/2g$ を考慮
 し、なお $\partial y/\partial n = 1$ とすると (9) は

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u_s^2}{2g} \right) - \frac{1}{g} \frac{u_s^2}{r} = \frac{\partial H}{\partial n} \dots\dots\dots(10)$$

ポテンシャル流れであれば (10) の右辺は 0 になつて
 $u_s = C \exp dn/r$ となる。いま近似的に (10) がなお y
 方向にも成立つものとし、かつ $1/r = 1/r_0 \times y/h$ (r_0 は
 表面の曲率半径) と仮定すると、(10) より、(7) を参
 照して、

$$\frac{du_{sy}^2}{dy} = -2a_1 y u_{sy}^2 + \frac{h_1}{y} + C_1 \frac{\ln y}{y} \dots\dots\dots(11)$$

$$a_1 = -\frac{1}{hr_0}, \quad b_1 = 2 \frac{V_*}{K} \left\{ (u_{sy}')_0 - \frac{V_*}{K} \ln h \right\},$$

$$c_1 = 2 \left(\frac{V_*}{K} \right)^2 \dots\dots\dots(12)$$

これを積分してもとの記号になおし、 $y=h$ で $u_{sy} =$
 $(u_{sy})_0$ とおくと

$$u_{sy}^2 = (u_{sy})_0^2 e^{b_1 y - K} - \left(ab - \frac{b^2}{2} \ln h_1 \right) e^{-K} \\ \times \int_K^{h_1} \frac{e^K}{K} dK - \frac{b^2}{2} e^{-K} \int_K^{h_1} \frac{e^K \ln K}{K} dK \dots\dots(13)$$

ただし、 $K = h_1 \eta_1^2$, $\eta_1 = \frac{y}{h}$, $h_1 = \frac{h}{r_0}$

曲線は上に凸であるから $r < 0$ である。 u_{sy} は無次元
 量 K の函数としてあらわされる。

つぎに y におけるヘッドは

$$H = \frac{p}{\rho} + y + \frac{u_{sy}^2}{2g} \dots\dots\dots(14)$$

これと (2) とは同じであるから圧力は

$$\frac{p}{\rho} = h - y + \frac{u_{sy}^2}{2g} - \frac{u_{sy}^2}{2g} \dots\dots\dots(15)$$

これに (4) と (13) を代入すると 圧力分布の表示式
 がえられる。

さて実験では x 方向の流速 u を測つているので、
 (11) または (13) は u についても成立つものとする。
 まず (6) を利用して、 $(u_{sy}')_0$ および V_*/K を最小
 2乗法により求め、 r_0 を trial に定めて (11) を Kutta
 の第 3 近似法および、Levy-Pagott の進行積分に
 より数値積分して u を求め、さらに (15) によつて
 p/ρ を計算して実験値と比較した (図-6)。結果は落
 水点より 2 cm の点より上流はよく一致している。し
 かし落水点およびこれより 1 cm 上流では以上の近似
 化 (ことに n 軸上の式 (10) が y 軸上にも成立する
 という仮定は曲率が大きいほど成立たなくなる) が成
 立せず、かえつて曲率半径 r は全断面にわたつて一定
 (これは断面 0 で $r = r_0 + y = r_0 \left(1 + \frac{y}{r_0} \right) \doteq r_0$ —

図-6-a 段落水流の曲つた流れにおける流速分布と圧力分布
(数字は落水点より上流へはかつた距離 cm)

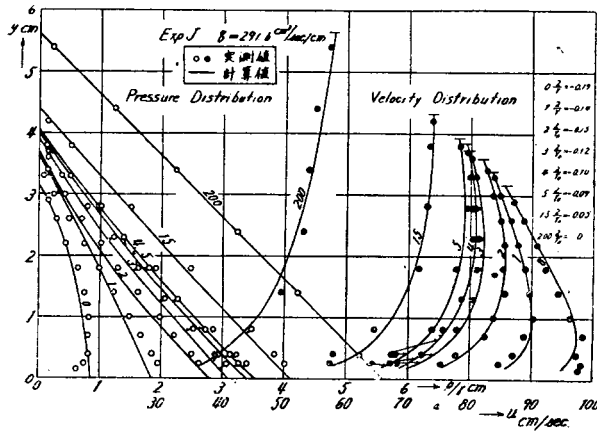
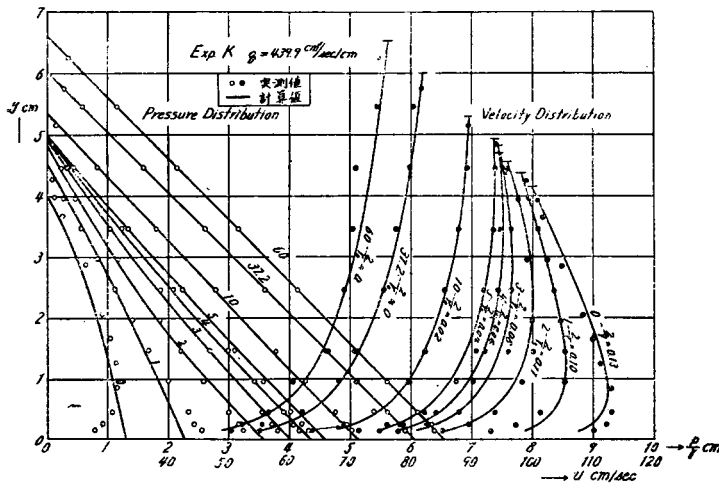


図-6-b



r_0 は底部流線の曲率半径(なる近似化が合理的なることを示す)とした時、よく実測値とあうようであり、図-6にはその時の計算値が示されている。この時微分方程式は(11)の代りに

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_{sy}^2}{dy} &= -2a_2 u_{sy}^2 + \frac{b_1}{y} + c_1 \frac{\ln y}{y} \\ a_2 &= -\frac{1}{r} \quad b_1, c_1 \text{ は (12) と同じ} \end{aligned} \right\} \dots (11)'$$

となり、その解は

$$u^2 = u_0^2 e^{2h_1 - K'} - 2b_1 [a_2 - b_1 \ln(2h_1) e]^{-K'} \times \int_{K'}^{2h_1} \frac{e^{K'}}{K'} dK - 2b_1^2 e^{-K'} \int_{K'}^{2h_1} \frac{e^{K'} \ln K'}{K'} dK'$$

ただし $K' = 2\eta_1 h_1$, $u_0 = (y=h \text{ における } u \text{ の値})$, $h_1 = -h/r_0$, $\eta_1 = y/h$ である。

また h_c の位置は exp. J で $x = -27 \text{ cm}$, exp K で $x = -37.2 \text{ cm}$ のところに生じたのであるが、図-6に明らかなように圧力はこの点で静水圧分布になつ

ているのは注目すべきことである。

6. 落水点における水深と流量公式

3節 a) の場合は落水点において最小エネルギーの法則が成立つ。y 断面を単位時間に通過する流体の全エネルギー E_f は(2)を参照して

$$E_f = r \int_0^{h_f} \left(h + \frac{u_{sy}^2}{2g} \right) u dy$$

故に平均ヘッド H_{mf} は、u の平均値を u_m とすると、

$$H_{mf} = h_f + \alpha_1 \frac{u_m^2}{2g}$$

$$\alpha_1 = \int_0^1 \left(\frac{u}{u_m} \right) \left(\frac{u_{sy}}{u_m} \right)^2 d\eta_1$$

.....(16)

(6), (13)' を考慮すると、 α_1 は V_*K , h_1 の函数であることとなるが、 V_*K は粗度によつてほぼ一定し、また h/r は $F_r = (q^2/g h_f^3)^{1/2} = (h_c/h_f)^{3/2}$ の函数である⁷⁾(本節では $h_c = (q^2/g)^{1/3}$ と定義する)。(16)はこの時

$$H_{mf} = h_c \left(F_r^{-2/3} + \frac{\alpha_1}{2} F_r^{4/3} \right)$$

.....(17)

とかき直せるから、 $dH_m/dF_r = 0$ の条件より落水点が、Control section であるときの F_r 数、 $(F_r)_f$ は

$$\frac{d\alpha}{dF_r} F_r^3 + 2\alpha_1 F_r^2 - 2 = 0 \dots (18)$$

の解である。この式から $(F_r)_f$ は粗度によつてことなることがわかる。しかしこの式を直接利用することはできないので、速度の計算値より(16)の α_1 の計算式を利用して α_1 をもとめ、 h_f/h_c をもとめてみる。5種の流量に対して $\alpha_1 = 0.795 \pm 0.004$ 。よつて $\alpha_1 = 0.795$ とし、また $H_{mf} = 3/2 h_c$ と仮定すると

$$\left(\frac{h_f}{h_c} \right)^3 - 1.5 \left(\frac{h_f}{h_c} \right)^2 + 0.398 = 0 \dots (19)$$

ゆえに $h_f/h_c = 0.715$ となり、H. Rouse の値と同じになる⁷⁾。しかし h_c の実現した断面で圧力は静水圧分布であるのでこの断面で $H_{mc} = 3/2 (\alpha')^{1/3} h_c$ (α' は Bélanger の常数)であり、この点より落水点までは損失があるから、 $H_{mf} = 3/2 \beta h_c$ としてやると、(19)は

$$\left(\frac{h_f}{h_c} \right)^3 - 1.5 \beta \left(\frac{h_f}{h_c} \right)^2 + 0.398 = 0 \dots (20)$$

β は $h_c \sim h_f$ 間の損失が大きいほど小さくなる。すな

わち粗度がふえると小さくなり、流量がふえると大きくなる。しかるに $0 < \beta < 1$ の時は (20) の解は 0.715 より大きくなる。従つて h_f/h_c の値は粗度がふえるほど 0.715 より大きくなり、流量がふえるほど減少の傾向を示すこととなる。表一は $n=0.011$ の水路における実験範囲 $115 \sim 450 \text{ cm}^3/\text{sec}/\text{cm}$ における著者の実験値と、在来発表せられた諸家の理論値実測値を示した。著者は勾配を $0 \sim 1/400$ の4段階にかえて測定したのであるが、実験範囲内において h_f/h_c の値は流量がふえるほど、やや減少の傾向を示したが、その差異は棄却検定にたえられないほど大きくなく、また勾配による有意な差異も認められなかつたので、少なくともこの範囲では流量または勾配にかかわらず一定と考えてよいようであつた。表一により以上の推論が実証できると思われる。

表一 h_f/h_c の値

実験値				発 表 者	h_f/h_c	註
勾 配	個 数	最大値	最小値			
0	19	0.739	0.711	著 者	0.724	平均値: $n=0.011$
$\frac{1}{1000}$	10	0.732	0.711	Rouse ⁷⁾	0.715	
$\frac{1}{800}$	6	0.727	0.722	今 野 ⁸⁾	0.716	コンクリート 層上げ仕上げ
$\frac{1}{400}$	7	0.731	0.712	大 坪 ¹⁾	0.657	コンクリート 床圧力0の仮定
				Büss ⁹⁾	0.656	床圧力0の仮定
				Tison ³⁾	0.721	Baginの $r=0.41$

標準偏差 $\mu = 0.0012$, 平均誤差 $\sigma = 0.0010$
 $\mu = -1.20$ で正規分布の値 $\sqrt{\frac{\pi}{2}}$ に近い

なお、 $h_f/h_c = 0.724$, $\alpha_1 = 0.795$ として (16) より H_{mf} を計算すると、 $1.482 h_c$ となり普通の限界ヘッド $1.5 h_c$ に比べて 1.2% だけ小さくなつた。

つぎに流量係数 C を、 $Q = CB\sqrt{2g} h_f^{3/2}$ (B : 水路巾) で定義すると、 $C = (h_f/h_c)^{-3/2}$ であるから上の値より、 $C = 1.149$ 。従つて $n = 0.011$ に対して

$$Q = 1.149 B\sqrt{2g} h_f^{3/2} \dots\dots\dots (21)$$

$$h_f/h_c = 0.724 \pm 0.0008 \dots\dots\dots (22)$$

ただし、0.0008 は測定値の確率誤差となる。図一7 は (21) と実測値を比較したものである。1/200, 1/100 の勾配のとき式の値から外れているのは、もちろん3節 c) の場合であるからである。

7. 段落水流におけるナップの形

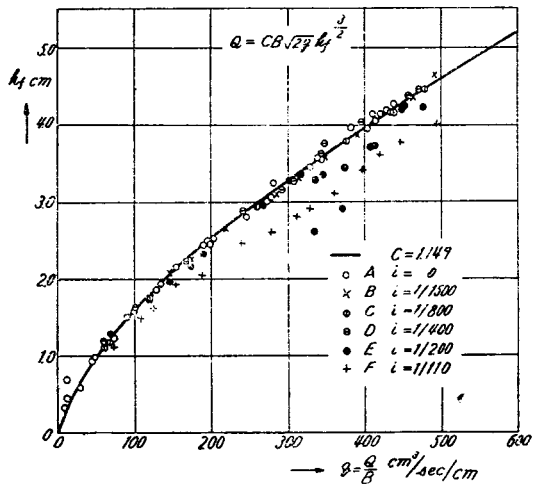
上側 ナップ

$$1 < \frac{y}{h_f} < 3; \quad \frac{x_1}{h_f} = \left(1 + \frac{y}{h_f}\right)^{1/2} \left(3.50 + 0.30 \frac{y}{h_f}\right)^{1/2}$$

$$3 < \frac{y}{h_f} < 9; \quad \frac{x_1}{h_f} = \left(1 + \frac{y}{h_f}\right)^{1/2} \left(4.10 + 0.10 \frac{y}{h_f}\right)^{1/2}$$

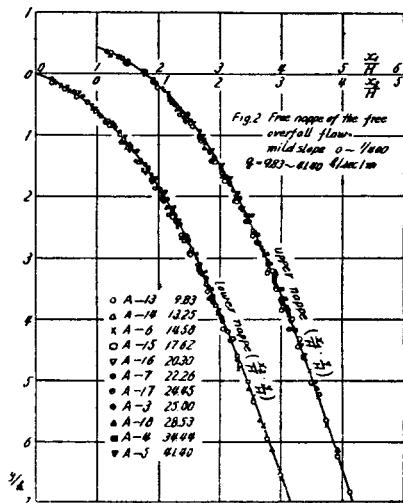
$$9 < \frac{y}{h_f}; \quad \frac{x_1}{h_f} = \sqrt{5} \left(1 + \frac{y}{h_f}\right)^{1/2}$$

図一7



ナップを硝子壁を通して撮影し落水点河床位置を原点、河床に沿つて下流方向に x 軸、これに垂直下方に y 軸をとり、 $H = 3/2(\alpha' q^2/g)^{1/3}$ によつてこれを無次元化するとナップの形は図一8に示すように流量によつて変動しないで一定曲線上にのる。鷲尾蟠龍教授は本実測値に対して、

図一8 段落水流の自由流線



下側 ナップ

$$\frac{x_2}{h_f} = \left(\frac{y}{h_f}\right)^{1/2} \left(3.50 + 0.30 \frac{y}{h_f}\right)^{1/2}$$

$$\frac{x_2}{h_f} = \left(\frac{y}{h_f}\right)^{1/2} \left(4.10 + 0.10 \frac{y}{h_f}\right)^{1/2}$$

$$\frac{x_2}{h_f} = \sqrt{5} \left(\frac{y}{h_f}\right)^{1/2}$$

にて表わされるといわれている¹⁰⁾。著者は全領域に対して近似式として

$$\left. \begin{aligned} \text{上側ナップ} \quad \frac{z_1}{H} &= 1.316 \left(\frac{y}{H} + 0.467 \right)^{0.5593} \\ \text{下側ナップ} \quad \frac{z_2}{H} &= 1.309 \left(\frac{y}{H} \right)^{0.6074} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

なる式を導いた。

ナップ内の圧力は下の方でほとんど0になる。この断面でのナップの垂直高さ h_2 と、段落水流の静水圧分布をなす場所の水深 h_1 との間には、 $h_2/h_1 = 2 F_r / (1 + 2 F_r)$, ($F_r^2 = q^2 / gh_1^3$) なる関係が成立するといわれている⁶⁾。さらに Rouse は F_r 数によるナップの形状の変化を明らかにしているが^{7),8)}, y/h_1 の値の小さい範囲に限られているので、ナップの到達距離の設計にはやや資料が少ない憾みがあつて今後の研究をまたねばならない。

8. むすび

本報告は昭和 27 年度文部省総合科学研究費による「水路床の水理学的性質に関する研究」の一部の中間報告であつて、終始御指導を賜わつている東大本間仁博士、東北大鷲尾鰲龍教授に厚く御礼申上げるとともに、実験に協力して戴いた東北大江間昭、学生高橋準

一、伊藤秀夫、沼田淳の諸君に深甚なる謝意を表するものである。

参 考 文 献

- 1) 大坪喜久太郎：“段落箇所における流体運動” 河川, 昭.17. 7~11.
- 2) Hunter Rouse: Fluid Mechanics for Hydraulic Engineers.
- 3) L. J. Tison: “Le Déversoir à seuil épais.” La Houille Blanche, Juillet-Aout 1950.
- 4) 岩崎敏夫：“射流の流体抵抗に関する一実験” 水理研究会, 昭.26. 3.
- 5) H. Rouse: Engineering Hydraulics. p.533.
- 6) H. Rouse: Discussion to “Energy Loss at the Base of a tree overfall. (Water L. Moore, Nov. 1941)”, ASCE. June. 1942.
- 7) H. Rouse: “Discharge Characteristics of the Free Overfall.” Civ. Eng., April 1936.
- 8) 今野彦貞：“溢流堰上の水深について” 土木学会誌第 25 巻第 4 号
- 9) Böss: “Berechnung der Abflussmengen und der Wasserspiegellage bei Abstürzen und Schwellen unter besonderer Berücksichtigung der dabei auftretenden Zusatzspannungen,” W. u. W., 1929.
- 10) 鷲尾鰲竜：“急流河川の施工について” 建設技術新書, 第 10 号

(昭.28.2.10)

UDC 532.546 : 532.517.4

遷移点を越えた非線型滲透流

正 員 工学博士 内 田 茂 男*

ON THE NON-LINEAR PERCOLATION AT HIGH REYNOLDS NUMBER

(JSCE June 1953)

Dr. Eng., Shigeo Uchida, C. E. Member

Synopsis The erosion of porous media has often been caused by the high velocity percolation near the singular point. When the Reynolds' number exceeds a critical value, a transition from viscous to turbulent state occurs. In the present paper, characteristics of such super-transition flows are investigated by solving the non-linear equations derived from a new percolation law. Exact solutions of the source of sink and the flow around a-corner of the flat plate are obtained through the general expressions of the solution. Results of the model experiments are also reported in comparison with the calculation.

要旨 侵蝕等において特に重要と考えられる高速滲透流の基礎として、乱流領域まで含んだレイノルズ数の広い範囲に適用できる抵抗法則の実験式を求めた。これを用いて高速滲透に対する非線型の微分方程式を導き、吸源や湧源及び平板の角をまわる流れについて解析を行い、高レイノルズ数滲透の特性を調べた。

1. 乱流領域をも含む滲透法則

平均粒径 d_p の粒子よりなる滲透体の Δs なる長さ(その垂直成分 Δy) について圧力降下 Δp により、密度 ρ 、動粘性係数 ν なる液体が平均速度 U で滲透している場合を考える。レイノルズ数 $R = d_p U / \nu$ のほかに滲透流の抵抗係数 $\zeta = \Delta(p + \rho g y) / \Delta s \cdot 2 d_p / \rho U^2$ を定義する。層流状態では Darcy の法則が成立し、これは

$$R\zeta = G \dots\dots\dots(1)$$

* 東京大学講師, 工学部土木教室