

北海道大学工学部 正員 〇長谷川 和義
日本工管K. K. 正員 盛 信博
北海道大学工学部 正員 山岡 勲

§. はじめに

著者らは、昭和43年以来、アーチダムの放水や中央越流式洪水吐から自由落下する水脈を複数に分離した場合に静水池における減勢効果がいかなるものとなるかについて実験的研究を続けてきた。今年度は、空気混入がおこらないように、二本のスリットを静水池中に直接潜らせた場合の噴流の相互干渉について実験をおこなってきたのでその報告をおこなうとともに、複数噴流の解析の試みとして、Reichardtの運動量輸送式を用いて運動量の重ね合わせから流速分布式を導き考察を加えた。

§1. 実験の概要

実験装置の概略を図・1に示す。装置は鋼製であり、下部水槽は、拡散がおこなわれる静水池であって、この水槽からの流出水は、噴流スリットの長手方向に面する水槽面壁の上部から越流させ、樋によつて三角堰に導かれ、流量測定される。また、上部水槽は、スリットの長手方向の片側から給水し、反対側から越流させて、水深を一定に保つようにしてある。上部水槽底には、 $30\text{cm} \times 30\text{cm}$ の矩形孔があげられていて、種々の間隔をもった塩ビ製の噴流スリットのアタッチメントが取り付けられる。今回は、スリット間隔 $2\lambda_0 = 7.5\text{cm}$, 10.0cm , 13.0cm , 18.5cm の4種の実験をおこなった。スリットは幅 $1.1\text{cm} \times$ 長 20cm の矩形として下部水槽の水面下 0.2cm まで潜らせてある。上下水槽の水面差は、 88cm であつて

これより得られた初期流速は、約 330cm/sec であつた。流速の測定は、フランドル型ピトー管を用い、スリットからの距離 $x = 2, 4, 8$,

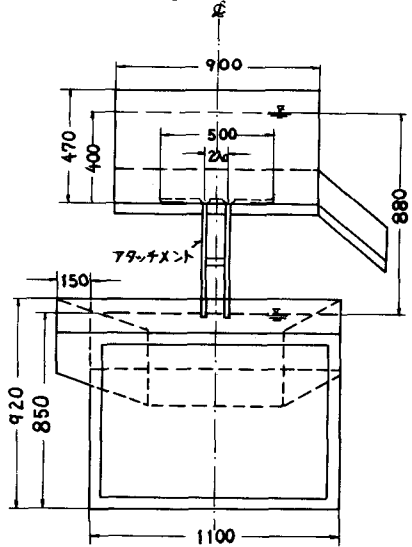
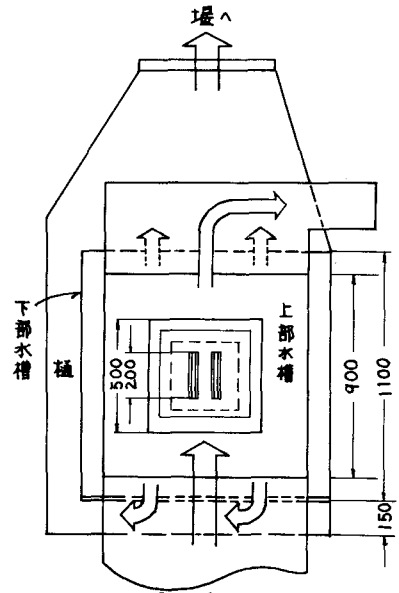
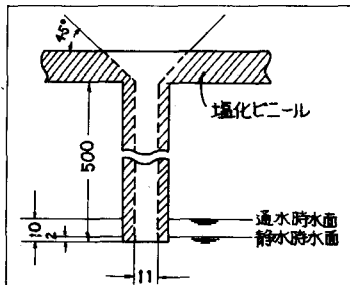


fig.1

← スリット 断面図 装置平・立面図 単位mm.

10, 12, 15, 18, 21, 24, 29, 34, 39 cm の13の水深において、スリットの長径の中央を横断し適当な間隔(噴流中心の近くで0.5 cm, 離れたところで1 cm)で行い、マノメーターの変動値の最小値を得て算定した。

§2. 実験結果

今回の流速測定では、いずれの水深においても明かに nominal boundary をはずれていると思われる点において、20 cm 程度の流速が観測された。これが回流によるものかどうか不明な点が多いが、解析にあたっては、各水深ごとのこれらの値 U_b を除くことにした。

い) 流速分布および噴流軸の移動

測定結果をそのまま連ねた流速分布の一例は、図-2に示すとおりである。これは、 $2\lambda_0 = 10$ cm のケースであるが、他のケースについても類似の結果が得られている。図から、二つの噴流軸(流速分布の曲頂位置を連ねた線)が次第に接近していく様子が見えてくる。この傾向は、面軸が一本になるまで続くが、 λ_0 が大になるに従って接近のしかたが緩くなる。二つの噴流の中面に位置する沿直線を x 軸として、これから各流速分布の曲頂までの水平距離を λ_x として、図4に軸の

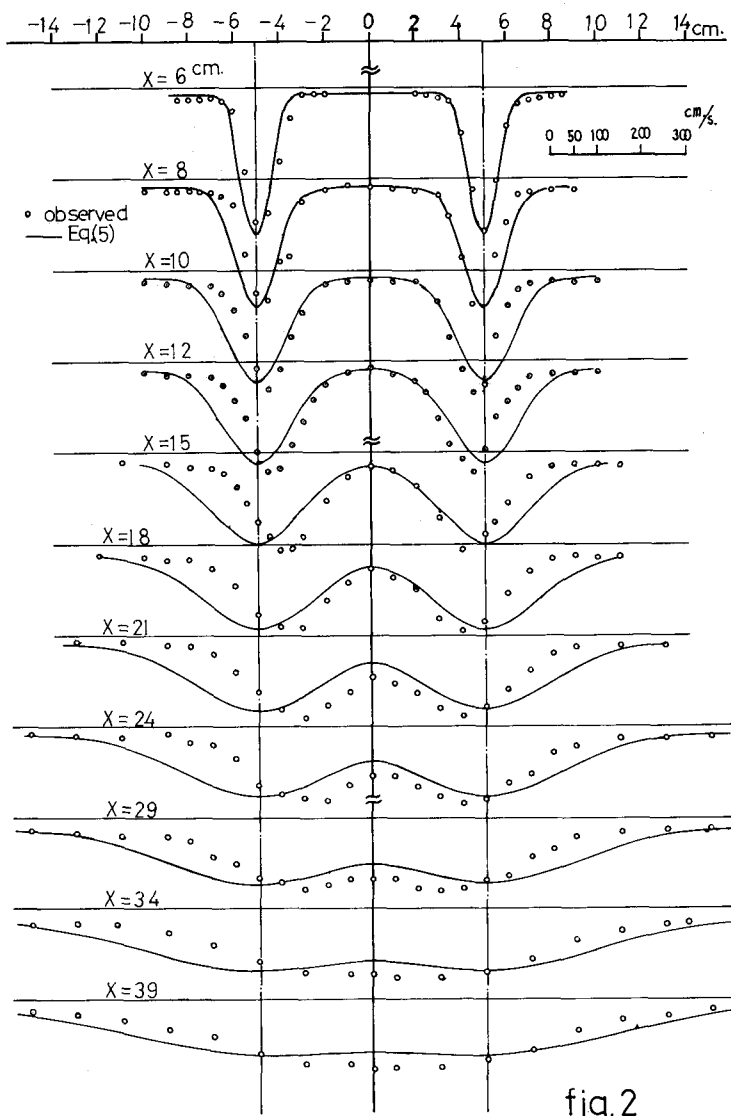


fig.2

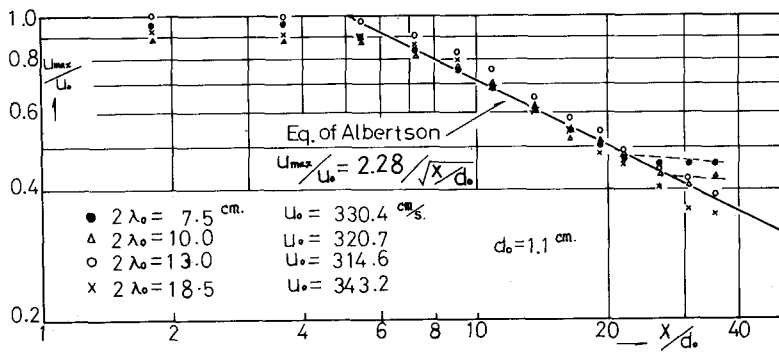


fig.3

変化の様子を示す。

二本の噴流が同時に入りこむ場合の流速分布は、相似律に新しい要素 λ_0/x を加えなければならないので、単一の理想噴流における相似律は、本来適用できなくなるが、軸の接近の現象が λ_0/x の違いにもとづく運動量の重り具合から説明できなければ、さらに新しい要素の導入が要求されることになる。今、各ケースにおける二つの噴流の nominal boundary が x 軸で交わる時の x の値 x_{cx} 、および一つの噴流の nominal boundary が他の噴流のスリット幅の中心線に交わる時の x の値 x_{cs} を、それぞれ、Albertson らの $\theta = 14^\circ 04'$ を用いて求めると、

$\lambda_0/x_{cx} = \tan \theta$ および $x_{cs} = 2x_{cx}$ から次表のようになる。

	x_{cx}/d_0 (do:スリット幅)	x_{cs}/d_0
$2\lambda_0 = 7.5$ cm	13.61	27.22
10.0	18.14	36.28
13.0	23.58	47.17
18.5	33.56	67.12

一般的に考えて $x < x_{cx}$ の範囲では、二つの噴流は直接干渉することがなく、また $x_{cx} < x < x_{cs}$ の範囲

は、それぞれの噴流の内側半分のみが干渉を受けると見なされる。したがって、少なくとも $x < x_{cx}$ の範囲は、それぞれ独立した噴流として扱い得るはずであるが、図-4に見られるように、噴流軸の接近は、この範囲内にも表れており、軸の接近が単なる運動量の重ね合わせのみに

よるものではないことがうかがわれ、流速分布形は、 λ_0/x の導入のみによって整理できない。

直接二軸の内側の干渉がはじまる $x > x_{cx}$ の範囲の、二軸に挟まれた部分の流速分布は、かなり不規則な形状を呈し、絶対値も急に大きくなる。この範囲では明かに運動量の重ね合わせがきいていると見られる。ただ、実際には x_{cx} を境にするというよりも、これより小さい x を境にして上記の傾向が見られるが、これは、軸の接近によって、二つの噴流の nominal boundary の交点が上にあるためと考えられる。図-4に、二軸に挟まれた部分の代表点として x 軸上の流速 u_c を並記する。

また、二軸の外側にまで干渉がはじまる $x > x_{cs}$ の範囲では、外側の部分にやはり流速分布の乱れが表われるが、もともと大きな運動量を加えるわけではないので、分布形は大きな変化を受けないようである。実際に干渉を受ける範囲が x_{cs} より小さなどころからであることは、 x_{cx} の場合と同様である。

ii) 最大流速の減衰

互に接近する噴流軸上の流速の平均値から u_b を差し引いて u_{max} とし、 $u_{max}/u_0 \sim x/d_0$ の関係を慣用的な方法でプロットしたものが図-3である。資料が足りず、またかなりの幅があるが、一つの軸と他の nominal boundary の交点 x_{ca} 近傍より x の小さい範囲で Albertson らの関係式を満たしている。

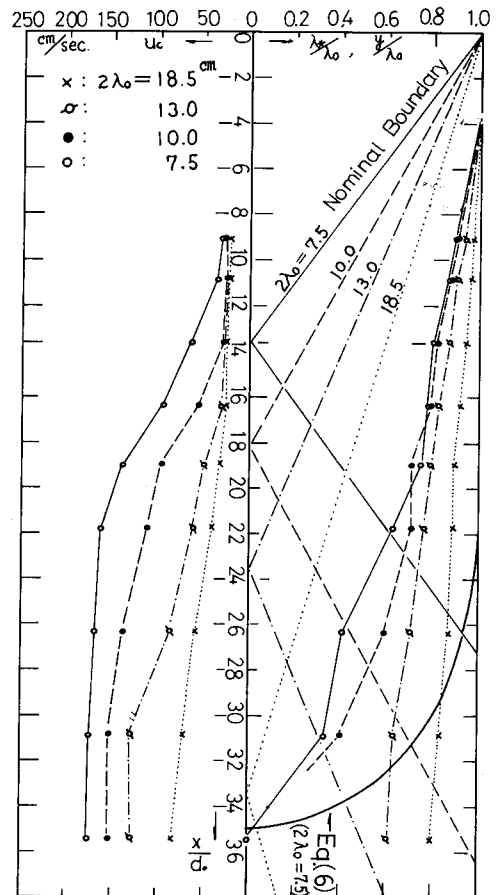


fig.4

うである。このことは、一つの噴流軸が他の噴流の nominal boundary 内に入るまでは、少くともその噴流軸の外側が、他の噴流による運動量増加の寄与をあまり受けていないこと、したがって、軸の接近が運動量の重ね合わせによらないことを再び明らかにしていると考えられる。また、 $x > x_{ca}$ においては、 $2\lambda_0 = 7.5 \text{ cm}$ のケースでも3点の資料しかないが、 U_{max} の減衰がほとんど見られなく、興味深い。

§3. 運動量の重ね合わせ および噴流軸の接近に関する考察

前述のように、二本の噴流が干渉をおこなっている場合の流速分布は、もはや単一噴流における相似性を前程に解析するわけにはいかない。したがってここでは、Reichardt の運動量輸送の式を用いて、考察を加える。いま、両スリットを中心に沿直下方に x 軸を、水面に沿って y 軸をとり、 x 方向の平均流速を $\bar{u}$ 、 y 方向のそれを $\bar{v}$ とすると、運動式、連続式は、

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (1) \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$\bar{u}\bar{v}$ を書きなおして、 $\bar{u}\bar{v} = \overline{uv}$ とし、 $\bar{p}$ に静水圧分布を仮定、(2)式を用いると(1)式は、

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{uv})}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1')$$

ここで、 $\overline{uv} = -\Lambda(x) \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial y}$ $\dots\dots\dots (3)$ と仮定すると(1')から

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} = \Lambda(x) \frac{\partial^2 \bar{u}^2}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (4) \quad \text{が得られる。}$$

(3)式は、Reichardt らが、実験的に見出したものであり、 y 方向に輸送される運動量の x 方向成分の平均が、 x 方向運動量のこう配に比例する関係を示している。(4)式は、 $\bar{u}^2$ に関して線形であり、運動量の重ね合わせを解析するには、好都合である。さて、問題を簡単にするため、無限水域を仮定すると、境界条件は、

$$x=0 \text{ において、} \bar{u}^2 = U_0^2 \quad (-\lambda_0 - \frac{d_0}{2} < y < -\lambda_0 + \frac{d_0}{2} \text{ および } \lambda_0 - \frac{d_0}{2} < y < \lambda_0 + \frac{d_0}{2})$$

これより $\bar{u}^2$ を求めると、

$$\bar{u}^2 = \frac{U_0^2}{\sqrt{4\pi \left\{ \int \Lambda(x) dx - C_3 \right\}}} \left[\int_{-\lambda_0 - d_0/2}^{-\lambda_0 + d_0/2} \exp \left\{ -\left(\frac{y - \lambda}{\sqrt{4 \left\{ \int \Lambda(x) dx - C_3 \right\}}} \right)^2 \right\} d\lambda + \int_{\lambda_0 - d_0/2}^{\lambda_0 + d_0/2} \exp \left\{ -\left(\frac{y - \lambda}{\sqrt{4 \left\{ \int \Lambda(x) dx - C_3 \right\}}} \right)^2 \right\} d\lambda \right] \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで $C_3 = \int \Lambda(x) dx|_{x=0}$ 、 U_0 は初期流速である。

$\Lambda(x) = c_1 (x-d)$ を仮定すると(5)式のルートの中は、 $2c_1 x(x-d)$ となる。これを用いて、実測値との残差平方和を最小にするような、 c_1 、 d を求めると、各ケースにより異なるが、 $c_1 = 0.01 \sim 0.013$ 、 $d = 1.4 \sim 2.5$ であった。この係数による計算結果のうち、 $2\lambda_0 = 10 \text{ cm}$ のケースを、図-2 に並記する。図より明かなように、運動量を重ね合わせることを内容とした(5)式は、実際の流速分布の傾向をよく表してはいるが、分布の曲頂位置にかなりのずれが見られ、軸の接近に関する §2 の考察を裏づけている。しかし、(5)式を y で微分して 0 とおき、 x と曲頂位置の関係を求めると、

$$\tanh Y - \tanh C \cdot \tanh \beta Y = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

なる関係式が得られる。ただし $Y = \frac{d_0 y}{2c_1 x(x-d)}$ 、 $C = \frac{d_0 \lambda_0}{2c_1 x(x-d)}$ 、 $\beta = \frac{2\lambda_0}{d}$ この式から(5)で示される $\bar{u}$ の噴流軸を求めると図-4 に示す曲線が得られる。これは $2\lambda_0 = 7.5 \text{ cm}$ のケースであるが、他のケースについてもこれと似た形状が得られる。したがって、運動量の重ね合わせによっても軸は接近するのであるが、実際現象とは、かなり離れるということである。

軸接近の真因として、有限水域による影響、とりわけ回流の影響、噴流境界の非対称による圧力変化などが考えられるが、今後の課題としたい。