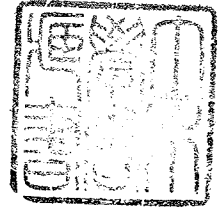


土 木 学 会 論 文 集

第 70 号・別冊 (1-1)

開水路分水工の研究

正 員 室 田 明



---

TRANSACTIONS  
OF  
THE JAPAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS  
No. 70, EXTRA PAPERS (1-1)

HYDRAULIC RESEARCHES ON THE  
BRANCHING WORKS OF OPEN CHANNELS

*By Akira Murota, C.E. Member*

Oct. 1960  
TOKYO JAPAN

---

昭和 35 年 10 月

土 木 学 会

## 開水路分水工の研究

正員 室田 明\*

HYDRAULIC RESEARCHES ON THE BRANCHING  
WORKS OF OPEN CHANNELS

By Akira Murota, C.E. Member

**Synopsis :** Some flow characteristics of the channel with a distributary are investigated analytically and experimentally in this report.

To research flow characteristics mainly in the main channel, pattern of these flows are finally reduced by means of the overlap principle to the "symmetrical out-flow", that is, the out-flow from an opening of a channel side-wall (an orifice of a tank with the finite width and infinite length) corresponding to the junction of a distributary. These flow patterns are fundamentally calculated by conformal representations and the critical condition of the occurrence of upstreamward back-flow and the stagnation point near the downstream corner of the opening were determined by these analyses.

The occurrence of the super-critical region near the upstream corner of the opening which is similar to the transonic problem in the aerodynamics is also investigated by the above-mentioned method and these characteristics are verified by our experiments.

We found experimentally interesting relations between the distribution ratio of tractive sand loads and of water discharge. It was recognized that tractive loads flowing into a distributary were nearly provided only by the distribution ratio of discharge and scarcely any other hydraulic quantities, and also that when about half part of total discharge (the distribution ratio:  $\kappa \cong 50\%$ ), almost all tractive loads flowed into a distributary (the distribution ratio of loads:  $\kappa_g \cong 100\%$ ). Our tentative experimental relations between  $\kappa$  and  $\kappa_g$  are as shown follows.

$$1 - \kappa_g = 4.510(0.530 - \kappa)^2, \quad \kappa > 0.11$$

Moreover, the situation and the type of jetties near the branching part are deliberated by our experiments and the detached type jetty with a submerged mole is proposed as the most suitable one.

In the last chapter of this report, our field and model studies for the improvement of the intake work of the hydraulic power station are briefly mentioned.

**要 旨** 本文は分水路をもつ開水路の二、三の流れ特性について解析と実験を行なったものである。

主として主水路内の流況を検討するために、水路分岐点付近の流況は、適当な仮定のもとで重ね合わせの原理により、図-3のごとき“非対称流出”から、最終的には図-4のごとき“対称流出”に還元される。筆者は、このような有限円、無限長水槽の流出孔からの流況を等角写像によって解き、これを再び水路分岐部の場合に還元して、分岐開口部下流端付近の、上流への戻り流れ、およびその付近に生ずる憩流点の存在限界についての解析を行なった。

また、航空力学でその解が得られている遷音速問題に対応する現象が分岐部流れにも現われる。すなわち、分岐開口部上流端に、ある条件のもとで局部的に射流領域が現われるのであるが、これに関しても前述の解析法を適用し、その発生限界等について実験的照合を行なった。

われわれは上流から輸送される掃流砂の配分に関しても実験的に、興味のある二、三の特性を見出した。すなわち、分水路に流入する掃流砂量はほとんど流量配分比のみによって規定され、他の水理量はほとんど関係せず、また、流量配分比(分水路流入流量と総流量の比)が50%のとき、掃流砂配分比(分水路流入砂量と総輸送砂量の比)がほぼ100%になることを認めた。流量比:  $\kappa$  と掃流砂量配分比:  $\kappa_g$  との関係は、われわれの実験においては次のごとくである。

$$1 - \kappa_g = 4.510(0.530 - \kappa)^2, \quad \kappa > 0.11$$

さらに、水路分岐部に設けられる導流堤の位置と、型式についても実験的検討を行ない、最も適当なものとして、部分的に潜堤をもつ平行離岸堤を提案する。

最終に、発電所取水口改良のために行なった実測と、模型実験について簡単に述べた。

\* 大阪大学助教授、工学部構築工学教室

目	次
第1章 概 説	第3節 水路分岐点付近の二次流についての考察
第1節 分水路に関する一般的な水理特性	第5章 流量配分と分岐損失
第2節 流況解析の基礎的考察	第1節 流量配分の計算と実験値との比較
第3節 実験装置, および実験方法	第2節 分岐部における損失
第2章 分水路への流入型式の分類, および対称流 出水束の計算	第6章 水路分岐点における導流堤についての実験 的考察
第1節 流量配分, および流入型式の分類	第1節 導流堤型式についての検討
第2節 対称流出水束の計算	第2節 実験方法, および実験結果の表示方法
第3章 分水点付近に現われる遷限界流	第3節 平行堤の実験
第1節 分水点付近に現われる遷限界流と, 遷音 速流との比較	第4節 傾斜堤の実験
第2節 開口部上流端付近の流況解析と実験	第7章 発電所取水工の水理模型実験
第3節 射流領域の発生限界	第1節 実験目的
第4章 掃流砂量の配分と, 分岐点付近の二次流	第2節 実物取入口付近の流況実測
第1節 掃流砂量の配分に関する実験	第3節 実験模型水路, 実験方法, および相似則
第2節 水路分岐点付近の洗掘と堆積	第4節 実験結果
	第5節 実験結果の検討

## 第1章 概 説

### 第1節 分水路に関する一般的な水理特性

#### (1) 流量配分の特徴

分水路への流量配分は, 主, 分水路双方の水理条件と, 分岐点付近の水路形状とによって定められる。いま, 問題を固定床水路に限って, 流量配分に影響する因子をあげると次のごとくである。

境界条件として

(a) 分岐前の主水路流量, または水位。および

(b) 常流の場合は分岐後の主, 分岐路における終端水位。支配断面が存在する場合はその位置と, 必要な水理条件(射流の場合は下流端条件が関連せぬので問題の取扱いがきわめて簡単になる)

さらに内部条件として,

(c) 分岐後の主, 分水路おのおのの摩擦抵抗等による各種損失

(d) 分岐点での分岐損失

例えば, 全域常流でしかも河口までの距離がかなり大きく分岐後両水路の摩擦抵抗, 断面変化の損失等が卓越する場合は, (d) の分岐損失は省略しうるので, 通常行なわれるような背水曲線の計算法によって流量配分を近似的に求めることができる。逆に, 射流水路では下流端条件は関係せず, 主水路の Froude 数のみが初期値として関連し, 解析的には流体力学の Prandtl-Meyer flow を若干修正することにより流量配分が単に分岐点付近の平面形状のみによってほぼ定められる<sup>3)</sup>。ただし, これら両極端の場合についてもその計算値の近似度を実験的に確かめた例はきわめて少ない。

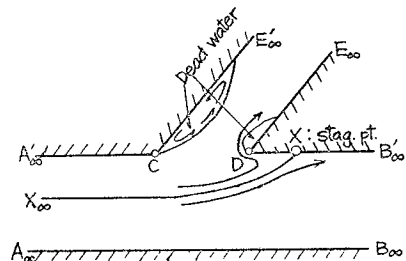
流量配分におよぼす (b) の水路抵抗の効果は背水曲線試算法によって十分, これを見積ることができるので問題はむしろ (d) の分岐点付近の損失効果を検討することである。しかるに分岐損失を解明するためには分岐点付近の流況を観察する必要がある。

#### (2) 分岐点付近の流況特性

開水路分岐点付近の流況はかなり複雑であって, そのおもな水理特性を列挙すれば次のごとくである。

(a) 流線特性 分岐先端付近で主水路内において微弱ながら上流に向う逆流現象が見られる。従って, 図一1 の主水路壁  $D-B_{\infty}$  上には理論上, 憩流点 (stagnation point) が存在する。さら

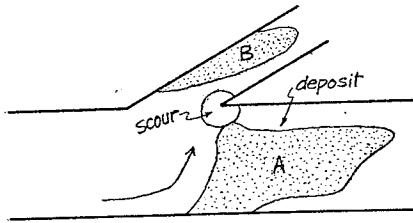
図一1 分岐点付近の流況



に一般に水路分岐点付近では表層流線と底層流線がいちじるしくねじれており、表層流線に比し、多数の底層流線が分水路側に流入する。憩流点の存在と逆流現象は実際面で導流堤設置等に当たってきわめて注目すべき現象であるのみならず、後述のごとく分水路への流入型式を分類するさい、重要な役割を果たすものである。また、表層と底層の流線のねじれは掃流砂配分特性に大きな影響をおよぼす。

(b) 水面特性 局所的な水位変化の特性としては分岐点付近の最大水深(従って最小流速)は分岐先端付近主水路内に、最小水深(従って最大流速)は開口部上流端付近に現われ特に図-1のCの近傍で大きな水面勾配が見られる。それである条件のもとではCの近傍で局部的に射流領域が発生しその領域の下流限界線で hydraulic jump が現われるというきわめて興味深い現象が期待されるはずであり、これは最近、航空力学で Kármán 等によって論ぜられている遷音速(transonic)の問題に対応する。かかる遷移領域の存在は流量配分、掃流砂の挙動と密接に関連するのみならず、同一断面での常流、射流領域の共存の問題として水理学的に注目すべき現象である。

図-2 分岐点付近の洗掘と堆積



(3) 掃流砂配分特性, および分岐点付近の洗掘, 堆積  
分岐点付近の洗掘, 堆積はほぼ図-2のごとくであり, 図の堆積域(B)は流出水束の死水領域によるものであり, また堆積域(A)は断面Cから断面Dに向う減速効果によるものであり, (A), (B) 両砂堆ともかなり安定しており特に分岐後の主水路側輸送砂は, ほとんど(A)域に堆積し, 微量の残量が下流に輸送される傾向がある。

次に上流より輸送される掃流砂の配分については, その大部分が分水路側に流入し, 猪名川, 揖保川等で特に顕著に見られるごとく開口部付近で流入砂礫の多量の堆積のため分水路を閉そくすることすらある。これは前項で述べた底層流の特異性によるものであり, 分水計画に当たって最も留意すべき重要な現象である。

第2節 流況解析の基礎的考察

特に分水点付近のみに着目すれば, 考える区間がかなり短かいので, 一般に河床勾配, および摩擦損失は無視し得て, 定常流の二次元運動方程式は次のごとくである。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial x} \dots\dots\dots(1.1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial y} \dots\dots\dots(1.2)$$

連続方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x}(uh) + \frac{\partial}{\partial y}(vh) = 0 \dots\dots\dots(1.3)$$

Potential flow を考え,

$$u \equiv -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad v \equiv -\frac{\partial \Phi}{\partial y} \dots\dots\dots(1.4)$$

(1.1), (1.2), (1.3) より次式を得る。

$$\left(1 - \frac{u^2}{gh}\right) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - 2 \frac{uv}{gh} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} + \left(1 - \frac{v^2}{gh}\right) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \dots\dots\dots(1.5)$$

(1.5) の型式判別式 D は

$$D = \frac{q^2}{gh} - 1, \quad \text{ただし } q^2 = u^2 + v^2 \dots\dots\dots(1.6)$$

$f_r^2 \equiv q^2/gh$  とすれば

$f_r < 1$  (ordinary flow のとき) (1.5) は楕円型,

$f_r > 1$  (shooting flow のとき) (1.5) は双曲型

の非線型偏微分方程式となるが, さいわい (1.5) は reducible であるから hodograph 変換により線型化される。

しかるに, 一般に hodograph 法では物理面 (x, y) と速度平面 (u, v) が先験的に 1対1の対応が予知される場合以外は一義的な解が得られず, 一般の分流問題のごとく上, 下流端の境界条件が相互に関連して変化しうる複雑な場合は hodograph 法は全く適当でない。

それで分岐点付近の流況を解析するさい, 次の順によって逐次近似解を求めるものとする。

1. 運動方程式において水深変化を考慮ぬ場合は、(1.5) は二次元 Laplace 方程式

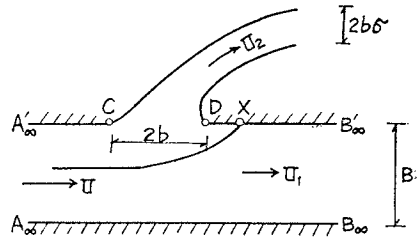
$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \dots\dots\dots (1.7)$$

となる。上式を解けば、水深変化を考慮しないときの分岐点付近の流速分布が得られる。

2. ただし分水路をもつこのポテンシャル解は 図-1 の点 C, D において流速無限大を与えることになり、後の解析において特にこの2点における特異性ははなはだ都合が悪い。

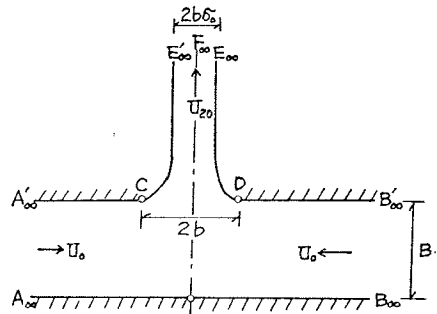
それで特にわれわれの解析を主として分岐点付近の主水路内の流況解析にしぼるという方針を採れば、図-3 のようにまず最初、分水路壁の存在を考えず水路開口部からの流水束について考えれば、分岐点付近主水路内での流速、流線形状についての第一近似が得られ、流水束の自由流線 C-E<sub>∞</sub>, D-E<sub>∞</sub> の連続性のために点 C, D における流速値の特異性は除かれるとともに、分水路内の渦領域に関してもその近似解を得ることができる。仮に 図-3 の流れを“非対称流出”と名づける(なお、憩流点が分岐先端にあるような特殊な場合を除けば、分水路をもつ水路の写像計算は不可能である)。

図-3 非対称流出



3. しかるにいま、水深変化を考えないので流れの重ね合わせが可能であるから、図-3 の非対称流出を計算するには 図-4 の主水路内に (U-U<sub>0</sub>) の流れを重ね合わせればよいから、結局、分岐点付近流況解析の最も基本的なものとして、有限幅、無限長水槽の片側壁開口部からの流出、すなわち 図-4 の場合について解析すればよいことになる。

図-4 対称流出



以下、仮に 図-4 の流れを“対称流出”と名づける。

以上のようにして流線、流速分布についての第一近似が得られるので、これらを用いて水面形状に関する第一近似を次のごとく定める。

4. まず開口部 C-D から流出がある場合の(横断面平均値としての)水深 H の一次元的変化をエネルギー式、あるいは運動量式により求める。

座標原点を D にとり、開口部単位幅当りから流量 q の流出があるものとすれば、

$$Q = Q_0(1-K) + \int_0^x q \cdot dx, \quad \text{ただし} \quad KQ_0 = \int_0^{2b} q \cdot dx$$

横から流出のある場合の背水曲線は

$$\text{エネルギー式によれば} \quad \frac{dH}{dx} = -\frac{q}{Q_0} \cdot \frac{H^3 \cdot H}{(H^3 - H_*^3)}$$

$$\text{運動量式によれば} \quad \frac{dH}{dx} = -\frac{2q}{Q_0} \cdot \frac{H^3 \cdot H}{(H^3 - H_*^3)}$$

ただし、H<sub>\*</sub> はその断面における流量に対応する限界水深。

上式による計算値と筆者の行なった実験値とを比較し、その一例を示

せば 図-6 のごとくである(ただし、計算では簡単のために q:const. とする)。

図-6 から判るようにエネルギー式による計算値の方が比較的实验値に近い。

5. 次に、上で求めた断面平均水深 H から断面各点での水深 h を次のごとく定める。すなわちいま potential flow を考えているので、渦なし条件

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} = 0$$

を満足し、従って運動方程式 (1.1), (1.2) はおのおの

図-5

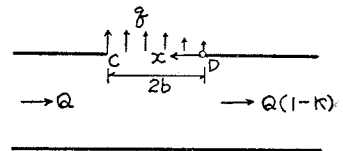
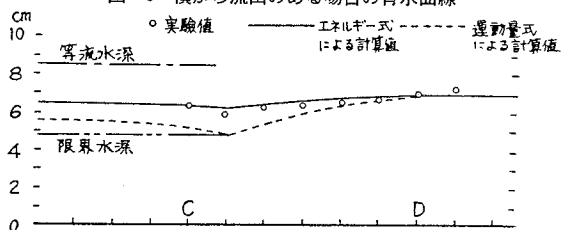


図-6 横から流出のある場合の背水曲線



$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q^2}{2g} + h \right) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{q^2}{2g} + h \right) = 0$$

となり、specific energy が一定の条件を示す。ゆえに

$$\frac{q^2}{2g} + h = \frac{U^2}{2g} + H, \quad q^2 = u^2 + v^2 \dots \dots \dots (1.8)$$

(1.8) の右辺は  $H$ : known であるから既知であり、 $u$ ,  $v$  は前述の第一近似値を用いればよく、かくして  $h$  の第一近似が得られ、二次元水面形の近似解が得られる。

6.  $u$ ,  $v$ , および  $h$  についての第二近似解は次のごとく求められる。第一近似に添字: 1, 第二近似に添字: 2 をつけるものとし、

$$u_2 \equiv u_1 + u', \quad v_2 \equiv v_1 + v', \quad \phi_2 \equiv \phi_1 + \phi', \quad h_2 \equiv h_1 + h'$$

連続方程式 (1.3) において、 $h \equiv h_1$  とし、 $u_2$ ,  $v_2$  を potential 表示により代入すると、連続条件から  $\phi'$  についての非同次楕円型 2 階偏微分方程式 (Poisson' equation) が得られ、その解として  $\phi'$ , 従って補正項  $u'$ ,  $v'$  が定まる。

次に、ここで得られた  $u_2$ ,  $v_2$  を (1.8) に代入して  $h$  についての第二近似:  $h_2$  を得る。

以下同様の手順をくり返してさらに高次の近似解を得る。

なお、具体的な計算は第 3 章で示す。

### 第 3 節 実験装置、および実験方法

(a) 実験水路 水路平面、および付属設備の概略は次のごとくである。すなわち

- コンクリート製モルタル面水路 (矩形断面直線水路)
- 断面: 主水路, 高さ 30 cm × 幅 57 cm, 有効長 16.5 m  
分水路, " 25 cm × " 20 cm, 有効長 4.9 m
- 水路床勾配: 両水路とも 1/700
- 分岐角度: 30°, 開口幅: 50 cm  
開口比:  $n = 2b/B = 0.877$
- 水路粗度係数: 0.012 (実測による)

なお、水路面からの攪乱波を防ぐためと、観測点表示のため 2 cm 方眼の刻線をもつガラス板を分岐点付近の水路床に敷く。水路内水位は両水路下流端の角落しせきで調節される。

(b) 流量 最大使用流量は約 50 l/sec, 流量測定は水路端の鋭縁三角ぜきによる。

(c) 流速, 水深測定 流速は特別に設計した直径 2 cm の回転プロペラ式流速計による。水位, 水深はポイント, およびフック ゲージにより 1/10 mm の精度で読み取る。

(d) 流線観測 表層, 底層流線とも, 短かい絹糸を流れに従わせ, これらを図上において接続して流線形状を画く。特に, 底層流の観測に当って, ガラス板に白ペイントをシンナーで若干干積して塗布し, 完全乾燥せぬ間に通水して明瞭な底層流線を描かせることができた。

## 第 2 章 分水路への流入型式の分類、および対称流出水束の計算

### 第 1 節 流量配分、および流入型式の分類

#### (1) 流量配分

第 1 章・第 2 節でのべた対称流出から非対称流出への変換から、流量配分について次の結果が導かれる。すなわち、非対称流出の場合の  $B_\infty - B'_\infty$  における流量は  $(U - 2U_0)B$  であるから、分水路流入流量は  $2U_0B$  であり、従って、流量配分比 (分水路流入量と総流量の比):  $\kappa$  は

$$\kappa = 2U_0B / UB = 2U_0/U$$

すなわち、流量配分比は対称流出の総流量と、非対称流出の総流量の比で与えられ、従って分水路への流入量は常に対称流出の総流量に等しいというきわめて簡明な、しかし注目すべき結果を得る。

以上の結論はもちろん、流れの重ね合わせが可能、すなわち水深変化を考慮しない場合についていえるのである。例えば主水路流積が非常に大きく、かつ分水路流入量がかなり小さい場合等では上の結果がほぼ適用できる。このような場合の実験、および解析については第 7 章で述べる。

(2) 流出水束の分類

本節では開口部 C-D からの流出水束（または分水路への流入水束）が、ある限界流量配分比： $\kappa_*$  を境として全く異なった様相を示し、この事実から流量配分比におよぼす分岐角度の効果、分水点での導流堤設置効果などに対しかなりの確な定性的予測が得られる事を示す。

以下、対称流出の諸量には添字：0 をつけるものとする。

対称流出から非対称流出への変換は次のごとくである。連続条件から

$$U_{20} = \frac{B}{2b\sigma_0} 2U_0 = \frac{2}{n\sigma_0} U_0, \quad \text{ただし } n = \frac{2b}{B} \dots\dots\dots (2.2.1)$$

自由流線の性質から、図-4 の C-E<sub>∞</sub>, D-E<sub>∞</sub> 上での流速の絶対値は一定で U<sub>20</sub> であるから、点 C, D における流速, u<sub>C0</sub>, u<sub>D0</sub> はおのおの次のごとくである。

$$u_{C0} = \frac{2}{n\sigma_0} U_0, \quad u_{D0} = -\frac{2}{n\sigma_0} U_0 \dots\dots\dots (2.2.2)$$

図-4 の主水路内で (U-U<sub>0</sub>) の流れを重ね合わせると 図-3 の各点の流速値：q は次のごとく定まる。

$$\begin{aligned} A_\infty - A'_\infty \text{ で } q &= U, \quad B_\infty - B'_\infty \text{ で } q = U_1 = (U - 2U_0), \\ \text{点 C で } q &= u_C = U + U_0 \left( \frac{2}{n\sigma_0} - 1 \right) = U \left\{ 1 + \frac{\kappa}{2} \left( \frac{2}{n\sigma_0} - 1 \right) \right\}, \\ \text{点 D で } q &= |u_D| = \left| U - U_0 \left( \frac{2}{n\sigma_0} + 1 \right) \right| = U \left| 1 - \frac{\kappa}{2} \left( \frac{2}{n\sigma_0} + 1 \right) \right|, \\ E_\infty - E'_\infty \text{ で } q &= U_2 = \frac{1}{2} \{ (U - U_0 + u_C) + |U - U_0 + u_D| \} \end{aligned}$$

また、連続条件から

$$UB = U_1 \cdot B + 2b\sigma U_2 \dots\dots\dots (2.2.3)$$

以上の変換式のうち、非対称流出の分岐先端 D における流速の正負によって、流出型式が次の二種に分けられる。

(a)  $u_D < 0$ , すなわち  $\kappa > 2 \left/ \left( \frac{2}{n\sigma_0} + 1 \right) \right.$  の場合 この場合、自由流線 D-E<sub>∞</sub> は壁 D-B'<sub>∞</sub> からはなれて 図-7 のごとくなり、

$$U_2 = \frac{1}{2} \{ (U - U_0) + u_C + |u_D| - (U - U_0) \} = \frac{2}{n\sigma_0} U_0 \dots\dots (2.2.4)$$

(2.2.3) と (2.2.4) より

$$UB = U_1 B + 2b\sigma U_2 = (U - 2U_0) B + 2b\sigma \frac{2}{n\sigma_0} U_0$$

従って、 $\sigma = \sigma_0$  となりこの場合はその縮流係数は対称流出のそれに等しい。

また、この流出型式に限り、憩流点：X が壁 D-B'<sub>∞</sub> 上に現われ、その位置は次の条件より定まる。すなわち

$$U - U_0 - |u_0(x)| = 0,$$

ただし、u<sub>0</sub>(x) は対称流出の場合の壁 D-B'<sub>∞</sub> に沿う流速分布を示し、次節で求められる。

さらに、この型式では渦領域が分水路壁両側に沿って現われるはずで、従って流量配分比は分岐角にほとんど影響されぬことが予想される。

なお、Bulle, H. の実験<sup>9)</sup>によれば分岐角の影響は通常、きわめて小さいことが確認されている(図-25 参照)。

(b)  $u_D \geq 0$ , すなわち  $\kappa \leq 2 \left/ \left( \frac{2}{n\sigma_0} + 1 \right) \right.$  の場合 この場合、自

由流線 D-E<sub>∞</sub> は壁 D-B'<sub>∞</sub> にくっついてしまい、

$$U_2 = \frac{1}{2} \{ (U - U_0) + u_C + (U - U_0) - |u_D| \} = (U - U_0) \dots\dots (2.2.5)$$

(2.2.5) と (2.2.3) より、この型式の縮流係数 σ は

$$\sigma = 2U_0/n(U - U_0) = \kappa/n \left( 1 - \frac{\kappa}{2} \right) \dots\dots\dots (2.2.6)$$

図-7 流出型式 a

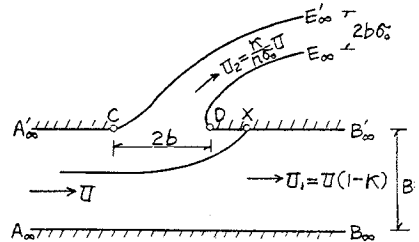


図-8 流出型式 b

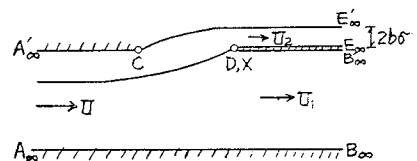


図-8 のごとく憩流点は分岐先端に一致し、従ってその付近で戻り流れは見られず、かつ分岐先端付近に渦領域が現われない。従ってこの場合は壁 D-E<sub>∞</sub> が流出に対し抵抗するので分岐角度の効果が流量配分比におよぶことが予想される。

なお, Thomson<sup>9)</sup> は stagnation point を常に点  $D$  に一致させて写像計算により流量配分比を求めているが, これは上述の流出型式 (b) に当る特殊な場合で一般に観測される分岐点付近の戻り流れの現象を説明し得ぬばかりでなく, その計算過程で complex potential 面の定数の取り方に誤りがあるため矛盾した結果が導かれる<sup>9)</sup>。

以上を要するに, 水路壁開口部からの流出に関して, 流量配分比についての限界値,

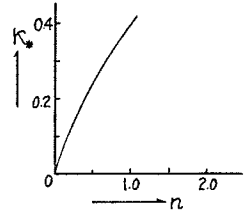
$$\kappa_* = 2 \left/ \left( \frac{2}{n\sigma_0} + 1 \right) \right.$$

が存在し,  $\kappa > \kappa_*$  の場合は  $\kappa$  は分岐角にほとんど影響されず, かつ憩流点が分岐先端下流に現われ, 従って戻り流れの現象が見られるが,  $\kappa < \kappa_*$  となれば  $\kappa$  は若干, 分岐角の影響を受け, かつ憩流点は分岐先端に一致して戻り流れは現われない。

以上の結果は, 第6章で述べる分岐点付近の導流堤設置計画に当って重要な示唆を与えるものである。

次節で計算される  $\sigma_0 = \sigma_0(n)$  を用い,  $\kappa_*$  と開口比:  $n$  との関係を示せば 図-9 のごとくである。

図-9 限界流量配分比  $\kappa_*$  と開口比  $n$  の関係



## 第2節 対称流出水束の計算

第1章・第2節の基礎的考察により, 主水路内の分岐点付近の流況を解析するには 図-10 の対称流出を最も基本的なものとして計算する必要がある。しかるに一般に  $B \rightarrow \infty$ , すなわち無限幅水槽の開口部 (orifice) からの流出の解は得られているが, 有限幅水槽の開口部からの流出水束についてはまだ計算されていない。それで以下に, この場合についての解析を行なう。

Potential flow で Laplace eq. を満足するので写像計算によることとする。

図-4 を  $z$ -plane とする。前述の自由流線の性質から,  $C-E'\infty$ ,  $D-E\infty$  上で速度ベクトル  $\mathbf{q}$  は

$$\mathbf{q} = \frac{2}{n\sigma_0} U_0 \cdot e^{-i\frac{\pi}{2}} \dots\dots\dots (2.3.1)$$

次に, 次式で定義される速度平面:  $Q$ -plane を考える。

$$Q = \log \left( -U_{z_0} \frac{dz}{dw} \right) = \log \left( \frac{|u_{D_0}|}{q} \right) + i\theta, \dots\dots\dots (2.3.2)$$

ただし,  $w = \varphi + i\psi$

(2.3.2) の表わす  $Q$ -plane は 図-10 のごとくである。Schwarz-Christoffel の変換により,  $Q$ -plane の内部を 図-11 の  $\zeta$ -plane の上半部に写像するため, その写像関数を求めると,

点  $C$  で  $Q=0$ , 点  $D$  で  $Q=0+i\pi$

なる条件を用いて

$$Q = i(\pi - \sec^{-1}\zeta) \dots\dots\dots (2.3.3)$$

いま, 特に  $D-B'\infty$  上で考えると

$$\zeta : \text{Real}, \quad \alpha \leq \zeta \leq 1$$

であるから

$$[\sec^{-1}\zeta]_{D-B'} = i \cdot \text{sech}^{-1}\zeta$$

従って

$$Q_{D-B'} = \text{sech}^{-1}\zeta + i\pi, \text{ または } \log \left( \frac{u_0}{u_{D_0}} \right) = \text{sech}^{-1}\zeta \dots\dots\dots (2.3.4)$$

$u_0/u_{D_0} \equiv \eta$  とすれば (2.3.4) から,

$$\zeta = 2\eta / (1 + \eta^2) \dots\dots\dots (2.3.5)$$

上式から, 図-11 の  $\zeta$ -plane における  $\alpha$  が定まり

$$\alpha = 2 \left| \frac{U_0}{u_{D_0}} \right| \left/ \left[ 1 + \left( \frac{U_0}{u_{D_0}} \right)^2 = 4n\sigma_0 / \{ (n\sigma_0)^2 + 4 \} \right] \right. \dots\dots\dots (2.3.6)$$

次に複素ポテンシャル面:  $w$ -plane を考えると 図-12 のごとくで,  $w$ -plane から  $\zeta$ -plane への変換は次式による。

$$w = U_0 B \left\{ -\frac{1}{\pi} \log(\zeta - \alpha) + 2i \right\} \dots\dots\dots (2.3.7)$$

図-10  $Q$ -plane

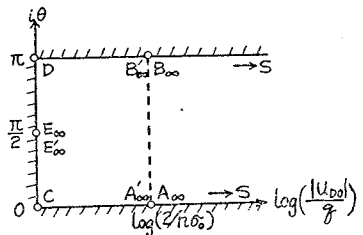
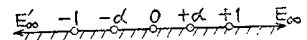


図-11  $\zeta$ -plane





$D-B'_\infty$  上で  $\zeta - \alpha > 0$ , 従って,

$$\varphi_{D-B'} = -\frac{U_0 B}{\pi} \log(\zeta - \alpha),$$

$$u_0 \text{ along } D-B'_\infty = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{U_0 B}{\pi} \cdot \frac{1}{\zeta - \alpha} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} \dots \dots (2.3.8)$$

(2.3.5) と (2.3.8) から  $\zeta$  を消去すると結局, 壁  $D-B_\infty'$  に沿う流速分布  $u_0(x)$  を定めるものとして次式を得る。

$$\frac{\pi}{n \sigma_0} \cdot \frac{dx}{B} = \frac{1 - \eta^2}{\eta(1 + \eta^2)(\alpha \eta^2 - 2\eta + \alpha)} \cdot d\eta$$

上式を解いて整頓すれば

$$\frac{\alpha \pi}{n \sigma_0} \cdot x' = \log \frac{\eta \sqrt{2(1-\alpha)}}{\sqrt{2\eta - \alpha \eta^2 - \alpha}} \left[ \frac{1 - \alpha \eta + \sqrt{1 - \alpha^2}}{1 - \alpha \eta - \sqrt{1 - \alpha^2}} \cdot \frac{1 - \alpha - \sqrt{1 - \alpha^2}}{1 - \alpha + \sqrt{1 - \alpha^2}} \right]^{\frac{\sqrt{1 - \alpha^2}}{2}} + \alpha \left( \tan^{-1} \eta - \frac{\pi}{4} \right) \dots (2.3.9)$$

ただし  $\eta \equiv u_0 / u_{D_0}$ ,  $u_{D_0} = \frac{2}{n \sigma_0} \cdot U_0$ ,  $x' \equiv \frac{x}{B}$ ,

$\alpha(n)$ ,  $\sigma_0(n)$  は後に定める。上式を用いて憩流点の位置が求められる。 $\eta = \eta(x')$  の計算値を 図-16 に示す。次に自由流線  $C-E'_\infty$  の式を求める。図-10 の  $C-E'_\infty$  の上で  $Q_{C-E'} = i\theta$  なることに注意して, (2.3.2) から  $C-E'_\infty$  上で

$$\left| -U_{20} \frac{dz}{dw} \right| = |e^{i\theta}| = 1$$

従って,

$$1 = \left| U_{20} \frac{dz}{dw} \right| = \left| \frac{dz}{d\zeta} \cdot U_{20} \frac{d\zeta}{dw} \right| = \left| e^{i\theta} \frac{ds}{d\zeta} \cdot U_{20} \frac{d\zeta}{dw} \right| = \pm \frac{ds}{d\zeta} \left| U_{20} \frac{d\zeta}{dw} \right| \dots \dots (2.3.10)$$

ただし,  $s$  は自由流線に沿う流線長 element とし, 複号のうち, + は  $d\zeta/ds > 0$  のときに対応するものとする。いま, 図-11 で,  $C-E_\infty$  上るとき  $d\zeta/ds < 0$ , また  $z$ -plane の  $F_\infty-S$  に関し左半分では

$$dw/dz = -\frac{U_0 B}{\pi} (\zeta + \alpha)$$

であるから, これらを (2.3.10) に代入すれば

$$1 = -\frac{ds}{d\zeta} \left| U_{20} \frac{d\zeta}{dw} \right| = -\pi \frac{U_{20}}{U_0} \cdot \frac{|\zeta + \alpha|}{B} \cdot \frac{ds}{d\zeta} = \frac{\pi}{2b\sigma_0} \cdot (\zeta + \alpha) \cdot \frac{ds}{d\zeta} \dots \dots (2.3.11)$$

さらに, (2.3.3) から  $C-E'_\infty$  上で

$$i\theta = i(\pi - \sec^{-1} \zeta), \text{ または } \zeta = -\frac{1}{\cos \theta} \dots \dots (2.3.12)$$

従って,

$$d\zeta/d\theta = -\sin \theta / \cos^2 \theta$$

$ds/d\theta = ds/d\zeta \cdot d\zeta/d\theta$  であるから (2.3.11) から

$$ds/d\zeta = 2b\sigma_0/\pi(\zeta + \alpha)$$

上式に (2.3.12) を代入すれば

$$\frac{ds}{d\theta} = \frac{2b\sigma_0}{\pi} \cdot \frac{\sin \theta}{\cos \theta (1 - \alpha \cos \theta)}$$

$dx = ds \cdot \cos \theta$ ,  $dy = ds \cdot \sin \theta$  なることに注意すれば上式より自由流線の式として次式を得る。

$$x = \frac{2b\sigma_0}{\alpha\pi} \log \frac{1 - \alpha \cos \theta}{1 - \alpha}$$

$$y = \frac{2b\sigma_0}{\pi} \left\{ \frac{\theta}{\alpha} + \log \cdot \tan \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2} \right) + \frac{2(\alpha^2 - 1)}{\alpha \sqrt{1 + \alpha}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 + \alpha}{1 - \alpha}} \cdot \tan \frac{\theta}{2} \right\} \dots \dots (2.3.13)$$

上式において,  $\theta = \frac{\pi}{2}$  のとき  $x = b(1 - \sigma_0)$  であるから

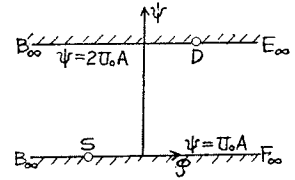
$$\frac{1 - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{2}{\alpha\pi} \log \frac{1}{1 - \alpha} \dots \dots (2.3.14)$$

上式と (2.3.6), すなわち

$$\alpha = 4n\sigma_0 / \{(n\sigma_0)^2 + 4\}$$

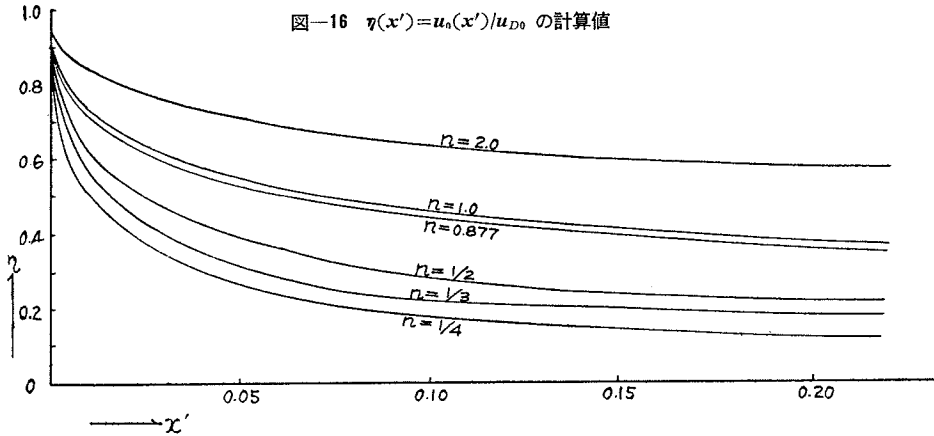
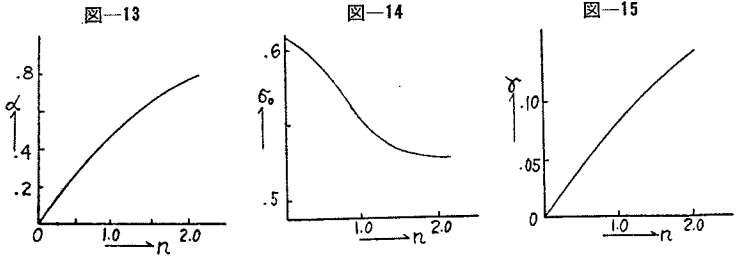
とを連立に解けば,  $\alpha$ , および対称流出の縮流係数  $\sigma_0$  を求めることができる。 $\alpha$ ,  $\sigma_0$ , および  $r \equiv n\sigma_0/2\pi$  (後にしばしば現われる parameter) の値を 図-13, 14 および 図-15 に示す。なお, 水路全域にわたるポテンシャル

図-12 w-plane



ル線等を解析的に表示すればはなはだ複雑な形となり、実用的でないので、(2.3.13)により流出水束を画いてからポテンシャル線と流線の直交性を利用して Flow-net を画けば、図式的に対称流出の等速度線を求めることができる。

もちろん、Flow-net を画くさい、壁  $D-B'_{\infty}$  に沿う流速分布をあらかじめ (2.3.9) によって計算しておけば、これによって作図の精度が check される。



### 第3章 分水点付近に現われる遷限界流

#### 第1節 分水点付近に現われる遷限界流 (Trans-critical Flow) と遷音速流 (Transonic Flow)

##### との比較

本章でいう“遷限界流”とは遷音速流の類推から仮称したもので、常流部分 (subcritical region) と射流部分 (supercritical region) とをふくむような流れをいう。

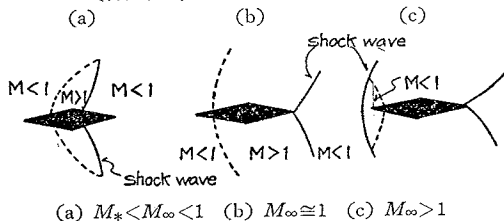
まず遷音速の問題について述べれば、transonic における小擾乱流の正しい微分方程式が Kármán によって導かれ(例えば Kármán : Journ. Math. Phys., 26 (1947), p. 182), 特殊な翼型に対し Cole が解を求め (Cole : Journ. Math. Phys., 30 (1951), p. 79) 実験的な検討を行なった。まず薄い翼を一樣流の中においた場合を考える。流れは翼面に沿って加速され、翼型の肩の所で流速最大となる。従って一樣流の Mach 数:  $M_{\infty}$  を逐次増加して行けば、 $M_{\infty} < 1$  の場合でも、肩の部分に  $M > 1$  の音速領域が現われる。このときの一樣流の Mach 数を臨界 Mach 数:  $M_*$  という。音速領域の下流側限界線は衝撃波によって境される。さらに  $M_{\infty}$  を増加して行くときの音速領域の発達過程は 図-17 に示すごとくである。

このような transonic flow の解析は次のごとく行なわれる (ただし、音速に対するものとして  $\sqrt{gh}$  を、密度の替りに水深:  $h$  を用いれば基礎方程式は空気と開水路流れでは全く同型になるので、水に対する基礎式 (1.5) を用いるものとする。二次元流の基礎方程式は (1.5) に示したごとくであり、その判別式は (1.6) であるから

Subcritical flow ( $f_r < 1$ ) のとき楕円型

Supercritical flow ( $f_r > 1$ ) のとき双曲線型

図-17 一樣流の Mach 数:  $M_{\infty}$  と音速領域の発達過程 (谷による)



(a)  $M_* < M_{\infty} < 1$  (b)  $M_{\infty} \cong 1$  (c)  $M_{\infty} > 1$

になることは前述の通りであるが、かかる両状態共存の遷移領域を統一的に表わす方程式は混合型方程式となることが予想される。いま、

$$\begin{aligned} \phi &= q_* \cdot x + \varphi(x, y), \quad \varphi \ll \phi, \quad q_* \equiv \sqrt{gh} \\ u &= q_* + \varphi_x, \quad v = \varphi_y \end{aligned}$$

とおき、 $\varphi$  の高次の微少項を省略すれば (1.5) は次のごとくなる。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \frac{2}{q_*} \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \right\} \dots\dots\dots (3.1)$$

いま、翼が非常に薄い、または分水路分岐角が非常に小さいものとすれば、 $\varphi_x \gg \varphi_y$  と考えられるから (3.1) より transcritical flow の基礎式として次式を得る。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \frac{2}{q_*} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \dots\dots\dots (3.2)$$

または、攪乱速度  $u' = \partial \varphi / \partial x$ ,  $v' = \partial \varphi / \partial y$  を用いて書き直せば

$$\frac{2}{q_*} u' \frac{\partial u'}{\partial x} - \frac{\partial v'}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (3.3)$$

上式は非線型であるが、reducible であり hodograph 法で線型式に帰着せしめうる。さらに、渦なし条件

$$\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (3.4)$$

を用い、(3.3), (3.4) から  $v'$  を消去すると、

$$\frac{2}{q_*} u' \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \dots\dots\dots (3.5)$$

上式は

$u' > 0$ , すなわち  $u > q_*$  (supercritical flow) のとき双曲線型、

$u' < 0$ , すなわち  $u < q_*$  (subcritical flow) のとき楕円型

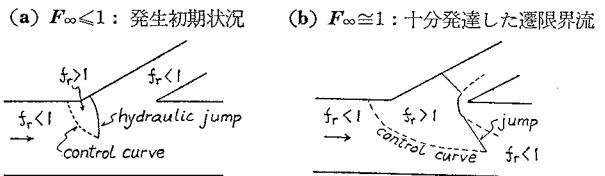
となり、始めに予想したように混合型の性格を保持している。

次に、分水路をもつ水路において、分岐点付近に現われる遷限界流について説明すれば次のごとくである。すなわち、第2章・第1節で述べたように、分岐点付近での最大流速は開口部上流端 C に現われ、その流速の第一近似値は

$$u_C = U \left\{ 1 + \frac{\epsilon}{2} \left( \frac{2}{n\sigma_0} - 1 \right) \right\}$$

で与えられる。いま、局所 Froude 数:  $q^2/gh$  を  $f_r^2$  で表わせば、 $f_r$  の最大値は点 C にあり、その最小値は点 D にある。それで断面平均値としての Froude 数:  $F^2 = U^2/gH$  が1より小さいが、かなり1に近い場合は点 C の近傍で局所的で射流域が発生することがありうる。かかる遷限界域の発達過程は、現象的には前述の transonic flow と全く類似しており、図-17 の薄翼の遷音速流に対応するものとして、分岐点での射流域の発達状況を示せば 図-18 のごとくである。図のごとく、射流域の上流側限界線、すなわち  $f_r = 1$  の曲線を、一次元流れの支配断面 (control section) の類推から“支配曲線” (control curve) と呼ぶことにし、射流域の下流側限界線は hydraulic jump で境される。

図-18 水路分岐点付近の遷限界流



以上のように、薄翼の transonic flow と、

分岐点付近の transcritical flow とは現象的に酷似しているが、transonic の類推から導かれる遷限界流の基礎方程式 (3.5) を、この場合にただちに適用することは次の理由によって不可能である。すなわち、

(1) (3.5) の混合 Toricomi 型方程式では、無限遠方一樣流に対する境界条件のほか、さらに射流域における条件をも必要とする。Cole は transonic の場合について、超音速領域がそれより上流におよぼす効果が小さいとして超音速領域の拡がりを無視して解を求めた。

しかるにわれわれの場合はその立場が異なり、射流域の存在効果、その発達過程を究明することが問題であり、上述のような近似は許されず、従ってたとえば control curve の形状が別に与えられるのでなければ、当然射流域における条件が不足するという不都合を来たす。

(2) 薄い翼形模型に沿う流速の加速の様相と、われわれの分水路開口部上流端近傍における加速とは全くその性格を異にしたものであり、前者は翼形状のみによって加速条件が定められるのに対し、分岐水路の場合は分

水路への吸込み効果, 従ってたとえば, 分水路下流端条件, 流量配分比等によって規定される。ゆえにtransonicの場合のごとき一樣流の仮定と, 微小変動の方法は本質的に許されず, あくまで  $q_* = q_*(x, y)$  であり, 従って基礎式の取扱いはきわめて複雑になる。

(3) transonic の場合, 下流限界を与える曲面衝撃波では一般に energy の消費は無視されるが, trans-critical flow の射流域下流限界を定める hydraulic jump では一般に跳水による energy loss を無視する事ができない。この意味で下流側境界条件がはなはだ面倒な形になる。すなわち, 上流側の source と下流側 sink との間に energy の逸散をふくむ系となり, 厳密にはポテンシャルの取扱いができない。

以上の理由から, 分水点付近の遷限界流を扱うために直接 (3.5) を用いることをやめて, 次節に示すごとく, 開口部上流端 C の近傍の二次元的水面形状の近似解を求めることから出発して, 射流領域の発生限界と, その発達過程を究明することにする。

### 第2節 開口部上流端付近の流況解析と実験

いま, 簡単のために, 主水路壁  $A_\infty - B_\infty$  の影響は省略しうるものとすれば

$$B \rightarrow \infty, \quad n = \frac{2b}{B} \rightarrow \infty, \quad \alpha = 4n\sigma_0 / \{(4n\sigma_0)^2 + 4\} \rightarrow 0$$

であり, このとき壁  $C - A'_\infty$  に沿う流速分布式 (2.3.9) は次のごとくである。

$$\frac{\pi}{n\sigma_0} x' = \frac{1}{2}(\eta - 1) + \left( \tan^{-1}\eta - \frac{\pi}{4} \right) \dots \dots \dots (3.6)$$

ただし,  $\eta = u_0 / u_{C_0} = u_0 / U_0 \cdot U_0 / U_{C_0} = \frac{n\sigma_0}{2} u_0 \equiv \pi r \cdot \bar{u}_0$

$\bar{u}_0 = u_0 / U_0, \quad x' = x/B, \quad r \equiv n\sigma_0 / 2\pi$  (図-15 参照)

さらに, 点 C の近傍 ( $\eta \rightarrow 1$ ) を考え, (3.6) を  $\eta = 1$  の近傍で展開すれば

$$\bar{u}_0 \approx \frac{1}{\pi r} \left\{ 1 - \left( \frac{2x'}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \dots \dots \dots (3.7)$$

非対称流の場合の  $\bar{u} (\equiv u/U)$  の第1近似解:  $\bar{u}_1$  は

$$\bar{u}_1 = 1 - \frac{\kappa}{2} + \frac{\kappa}{2\pi r} \left\{ 1 - \left( \frac{2x'}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \dots \dots \dots (3.8)$$

渦なし条件:  $\partial \bar{u}_1 / \partial y' - \partial \bar{v}_1 / \partial x' = 0$  より

$$\bar{v}_1 = f(y') \quad \text{or} \quad \text{const.} (=0) \dots \dots \dots (3.9)$$

energy 保存則:  $(u_1^2 + v_1^2) / 2g + h_1 = U^2 / 2g + H,$

またはこれを無次元化して

$$(\bar{u}_1^2 + \bar{v}_1^2) + \frac{2}{F^2} \bar{h}_1 = 1 + \frac{2}{F^2} \dots \dots \dots (3.10)$$

ただし,  $F^2 = U^2 / gH, \quad \bar{h}_1 = h_1 / H, \quad h_1$ : 水深についての第1近似。

(3.8), (3.9) を (3.10) に代入して水深の第1近似:  $\bar{h}_1$  が定まり,

$$\bar{h}_1 = 1 - \frac{F^2}{2} (\bar{u}_1^2 - 1) \dots \dots \dots (3.11)$$

以下, 第二近似等を求めるには, 第1章・第2節で述べたごとく, 運動方程式のかわりに渦なし条件と energy 保存式, および連続条件式を用いて逐次近似を求めればよい。すなわち流速の補正変動ポテンシャルを  $\varphi'$  とすれば, 連続条件から  $\varphi'$  に関する Poisson 型方程式が得られる。しかるに, いま, 第一近似として採用した解, (3.8), (3.9) は点 C のごく近傍のみについて考えているので, これを無限遠方に適用し得ず従って連続方程式から導かれる, 2階の方程式では境界条件が不足して水面変動のみによる補正解が得られない。すなわち, C の近傍を考える限りでは, 1階の微分方程式で処理する必要がある。それで第二近似以下を求めるのに次の方法によることとする。

連続条件  $\frac{\partial}{\partial x'} (\bar{u} \cdot \bar{h}) + \frac{\partial}{\partial y'} (\bar{v} \cdot \bar{h}) = 0 \dots \dots \dots (3.12)$

において  $u \approx u_1, \quad h \approx h_1$  とすれば,  $\bar{v}$  の第二近似:  $\bar{v}_2$  は (3.12) より

$$\bar{v}_2 \equiv - \frac{1}{h_1} \int \frac{d}{dx'} (\bar{u}_1 \cdot \bar{h}_1) dy' \equiv - \frac{y'}{h_1} \frac{d}{dx'} (\bar{u}_1 \cdot \bar{h}_1) \dots \dots \dots (3.13)$$

ただし, 壁面のごく近傍を考えるので  $y' \ll x'$ 。

次に, 渦なし条件

$$\partial \bar{u}_2 \partial y' = \partial \bar{v}_2 / \partial x'$$

より,  $\bar{u}$  の第二近似  $\bar{u}_2$  は

$$\bar{u}_2 \equiv \bar{u}_1 - \frac{y'^2}{2} \frac{d}{dx'} \left[ \frac{1}{\bar{h}_1} \cdot \frac{d}{dx'} (\bar{u}_1 \cdot \bar{h}_1) \right] \dots\dots\dots (3.14)$$

渦なし条件を満たすので, 運動方程式より energy 保存則が得られ, (3.10) より  $\bar{h}$  の第2近似  $\bar{h}_2$  は

$$\bar{h}_2 = 1 - \frac{F^2}{2} \{ (\bar{u}_2^2 + \bar{v}_2^2) - 1 \} \dots\dots\dots (3.15)$$

連続条件に (3.14) の  $\bar{u}_2$ , (3.15) の  $\bar{h}_2$  を代入し,

$$\bar{v}_3 = -\frac{1}{\bar{h}_2} \int \frac{\partial}{\partial x'} (\bar{u}_2 \cdot \bar{h}_2) dy' \dots\dots\dots (3.16)$$

渦なし条件から

$$\bar{u}_3 \equiv \bar{u}_1 - \int \frac{dy'}{\bar{h}_2} \int \frac{\partial}{\partial x'} (\bar{u}_2 \cdot \bar{h}_2) dy' \dots\dots\dots (3.17)$$

energy 保存則より

$$\bar{h}_3 = 1 - \frac{F^2}{2} \{ (\bar{u}_3^2 + \bar{v}_3^2) - 1 \} \dots\dots\dots (3.18)$$

以上の操作を逐次くり返せばさらに高次の近似解が得られる。いま, 第一近似として (3.8), (3.9) を用いれば第二近似は次のごとくである。

$$\bar{u}_2 = \bar{u}_1 - \frac{y'^2}{2} \cdot \frac{\kappa}{2\pi r^3} \left( \frac{2x'}{r} \right)^{-1} \left\{ \left( \frac{2x'}{r} \right)^{-1/2} \left( 3 - \frac{2+F^2}{\bar{h}_1} \right) - \bar{u}_1 \cdot \frac{\kappa F^2}{2\pi r} \cdot \frac{2+F^2}{\bar{h}_1^2} \right\} \dots\dots\dots (3.19)$$

$$\bar{v}_2 = \frac{\kappa y'}{2\pi r^2} \left( \frac{2x'}{r} \right)^{-1/2} \left( 3 - \frac{2+F^2}{\bar{h}_1} \right) \dots\dots\dots (3.20)$$

次に, 支配曲線は次の条件より定められる。

$$f_{r^2} = (u^2 + v^2) / gh = 1$$

いま,  $u, v$  および  $h$  について, おのおのの第二近似解を用いるものとすれば

$$f_{r^2}(x', y') = \frac{u_2^2 + v_2^2}{gh_2} = \frac{F^2 \bar{u}_2^2 + \bar{v}_2^2}{\bar{h}_2} = \frac{F^2 \bar{u}_2^2 + \bar{v}_2^2}{1 - \frac{F^2}{2} \{ (\bar{u}_2^2 + \bar{v}_2^2) - 1 \}} \dots\dots\dots (3.22)$$

支配曲線の上で  $u_2^2 + v_2^2 / gh_2 = 1$  が成立つので (3.22) より

$$\bar{u}_2^2 + \bar{v}_2^2 = \frac{2+F^2}{3F^2} \dots\dots\dots (3.23)$$

(3.23) に (3.19), (3.20) で与えられる  $\bar{u}_2, \bar{v}_2$  を代入すれば, 支配曲線の第二近似解として次式を得る。

$$A \cdot y'^4 - 2B \cdot y'^2 + C = 0 \dots\dots\dots (3.24)$$

ただし,

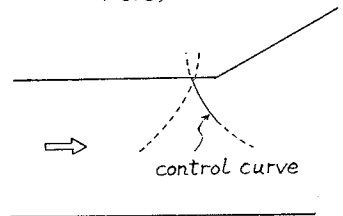
$$A \equiv \left[ \frac{\kappa}{8\pi r^2} \cdot \frac{1}{x'} \left\{ \left( \frac{r}{2x'} \right)^{1/2} \left( 3 - \frac{2+F^2}{\bar{h}_1} \right) - \frac{\kappa F^2 (2+F^2)}{2\pi r} \cdot \frac{\bar{u}_1}{\bar{h}_1^2} \right\} \right]^2$$

$$B \equiv \frac{\kappa}{8\pi r^2} \cdot \frac{\bar{u}_1}{x'} \left\{ \left( \frac{r}{2x'} \right)^{1/2} \left( 3 - \frac{2+F^2}{\bar{h}_1} \right) - \frac{\kappa F^2 (2+F^2)}{2\pi r} \cdot \frac{\bar{u}_1}{\bar{h}_1^2} \right\} - 8 \left\{ \frac{\kappa}{8\pi r^2} \left( \frac{r}{2x'} \right)^{1/2} \left( 3 - \frac{2+F^2}{\bar{h}_1} \right) \right\}^2$$

$$C \equiv \bar{u}_1^2 - \frac{2+F^2}{3F^2}$$

(3.24) によって与えられる支配曲線の概形は 図-19 のごとくである。以上で得られた第二近似解は  $y'$  のかなり小さい範囲のみで適用される。次に水路分岐点付近の水面形状の実測値を示せば次のごとくである。すなわち, 二次元的水面形を等水深線により示したものが 図-20 であり, 後述する射流域の発生限界を実験的に決定するため, 特に分岐開口部上流端  $C$  を通り主水路壁に直交する断面 ( $C-C$  断面) について水深を実測し,

図-19 支配曲線の概形 (3.24 式による)



実測水深:  $h$ , 断面平均水深:  $H$ , specific energy:  $E$  を示したものが 図-21 である。

なお, 図-21 のうち,  $C$  付近に射流域が現われた場合は (a) であり, ちょうど臨界状態にあると考えられる

図-20 分岐部付近の実測二次元水面形  
 $Q=18.5l/sec, \kappa=0.243$  (数字の単位: cm)

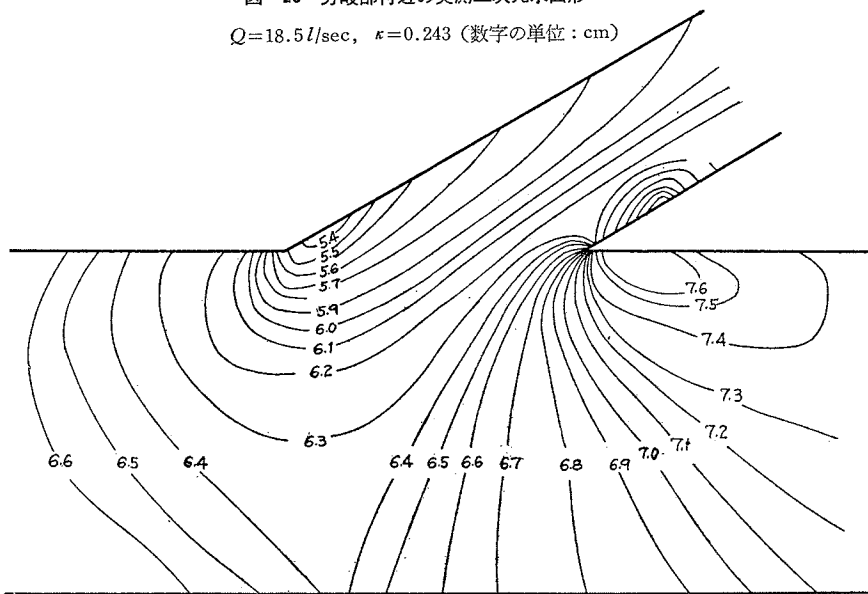
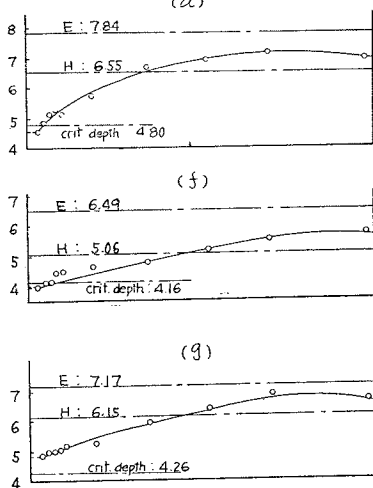


図-21 C-C断面の水面形(実験値)  
 各場合の流量, 平均流速表は表-1に示す  
 (a)



のが, (f), (g) は全域常流の場合の, おおの代表的なものを示す。

以上のごとく得られた実験値によって前述の水面形についての二次元解析の近似度を検討する。

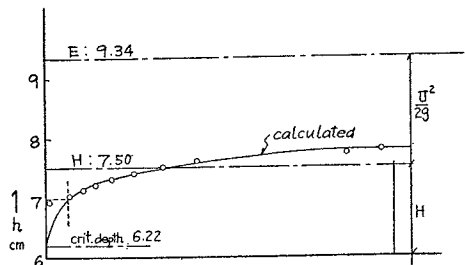
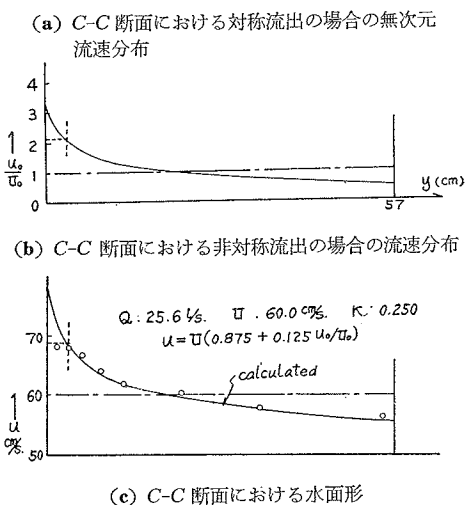
本節で述べた近似解は, C のごく近傍でのみ有効であるので, 主水路の全幅にわたる実験値と比較することができない。それで水面勾配の項を無視した第一近似解を用い, Flow net から C-C 断面の対称流出流速分布を求め,

$$u = U \left( 1 - \frac{\kappa}{2} + \frac{\kappa}{2} \frac{u_0}{U_0} \right)$$

によって非対称流出の場合の流速分布に変換し, さらに横断面について specific energy:  $E$  が一定なる条件から各点の水深:  $h$  を求める。

以上の計算過程と, 計算値, および実験値との比較の一例を 図-22 に示す。図に見られるごとく計算値と実

図-22 C-C断面水面形(実験値と計算値との比較)  
 ○: 実験値を示す。



験値との一致は、 $y$  が小さい範囲 ( $C$  の近傍) を除ききわめて良好である。すなわち、水面勾配のかなり大きい  $C, D$  のごく近傍を除けば第1章・第2節で述べた第一近似によって十分、分岐点付近の二次元水面形が表わされる。ただし、水面勾配の大きい領域では速度勾配： $\partial u/\partial x, \partial u/\partial y$  がきわめて大きく（第一近似では点  $C$  で  $\partial u/\partial x \rightarrow \infty$ ）そのため内部摩擦損失を省略することができず、いままで述べたとき potential 的取扱いができない。ただ、図-21, 22 から判断されるごとく、ほぼ

$$0 < y' (=y/B) < 0.05$$

程度の範囲では流速、水深ともにほぼ一定として差し支えない。

### 第3節 射流領域の発生限界

分岐開口部上流端  $C$  に射流領域が発生するときの ( $C$  断面の断面平均流速： $U_C$ 、断面平均水深： $H_C$ 、を用いて表示される) 臨界 Froude 数： $F_*$  を解析的に求め、かつその解を実験的に検討する。前節の計算より、 $C$  における流速： $u_C$ 、水深： $h_C$  は次のごとくである。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_{1C} = \bar{u}_{2C} &= 1 - \frac{\kappa}{2} + \frac{\kappa}{2\pi r} \\ \bar{h}_{1C} = \bar{h}_{2C} &= 1 - \frac{F^2}{2} \left\{ \left( 1 - \frac{\kappa}{2} + \frac{\kappa}{2\pi r} \right)^2 - 1 \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.25)$$

ただし、 $F^2 = U_C^2/gH_C$ 、 $r$ ：図-15 参照。

臨界 Froude 数： $F_*$  を求めるため

$$u_C^2/g h_C = 1 \dots\dots\dots (3.26)$$

とすれば、(3.25) を (3.26) に代入して次式を得る。

$$F_*^2 = 2 / \left\{ 3 \left( 1 - \frac{\kappa}{2} + \frac{\kappa}{2\pi r} \right)^2 - 1 \right\} \dots\dots\dots (3.27)$$

$r = n \sigma_0 / 2\pi$  であるから、 $F_* = F_*(n, \kappa)$  であり、 $n$  を parameter とし、 $F_*^2$  と  $\kappa$  の関係を示せば 図-23 のごとくである。

次に、前掲の実験値 (表-1 に示す) を用い、われわれの実験水路 ( $n=0.877, r=0.077$ ) における計算値と比較すれば 図-24 のごとくである (なお、 $C$  における実測流速値： $u_C$ 、局所 froude 数： $f_C$  等を 表-1 に示す)。

図-23 射流域発生の臨界 Froude 数： $F_*$  と流量配分比： $\kappa$  との関係

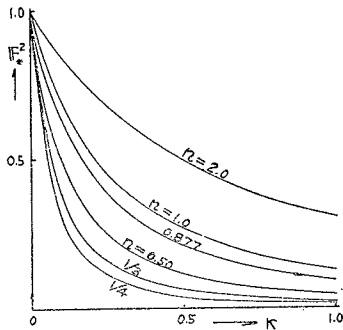


図-24 臨界 Froude 数に関する実験値と計算値の比較

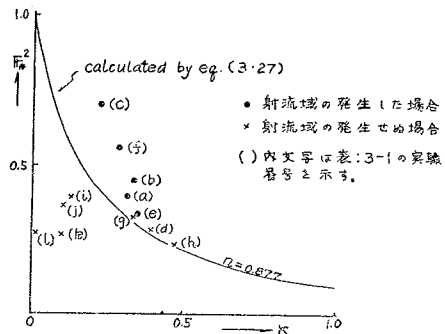


表-1

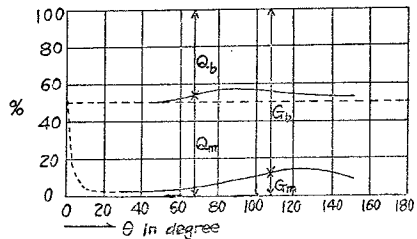
実験番号	$Q(l/sec)$	$Q_m(l/sec)$	$Q_0(l/sec)$	$\kappa$	$u_C$ (cm/sec)	$f_C$	$H_C$ (cm)	$U_C$ (cm/sec)	$F^2_C$	$E_C$ (cm)	$h_C$ (cm)
a	18.78	12.78	6.00	0.320	86.3	1.291	6.55	50.3	0.394	7.84	4.80
b	19.35	12.85	6.50	0.336	87.4	1.280	6.42	52.9	0.445	7.85	4.90
c	17.24	13.34	3.90	0.226	103.3	1.902	5.11	59.2	0.837	6.90	4.54
d	18.70	11.40	7.30	0.390	68.6	0.905	7.29	45.0	0.532	8.32	4.79
e	17.85	12.05	5.80	0.325	82.8	1.215	6.73	46.5	0.572	7.83	4.64
f	15.28	10.88	4.40	0.287	72.1	1.153	5.03	53.0	0.752	6.49	4.16
g	15.70	10.30	5.40	0.344	58.6	0.853	6.15	44.8	0.577	7.17	4.26
h	21.05	11.35	9.70	0.461	62.6	0.763	8.41	43.9	0.484	9.39	5.18
i	21.82	19.00	2.82	0.129	61.0	0.793	7.22	53.0	0.397	8.65	4.84
j	21.60	19.28	2.32	0.107	76.7	0.959	7.41	51.1	0.360	8.74	4.89
k	21.42	19.30	2.08	0.097	64.9	0.806	7.93	45.3	0.264	8.98	4.89
l	20.03	19.80	0.23	0.012	47.5	0.541	8.77	48.6	0.275	9.98	4.98

(3・27) として得られた臨界平均 Froude 数は、流速、水深に関しその第一近似を用いて導かれたものであるから、実験値との完全な一致はもとよりのぞめないが、図-24 に見られるごとく、傾向としてはかなりよい結果が得られている。

### 第4章 掃流砂量の配分と、分岐点付近の二次流

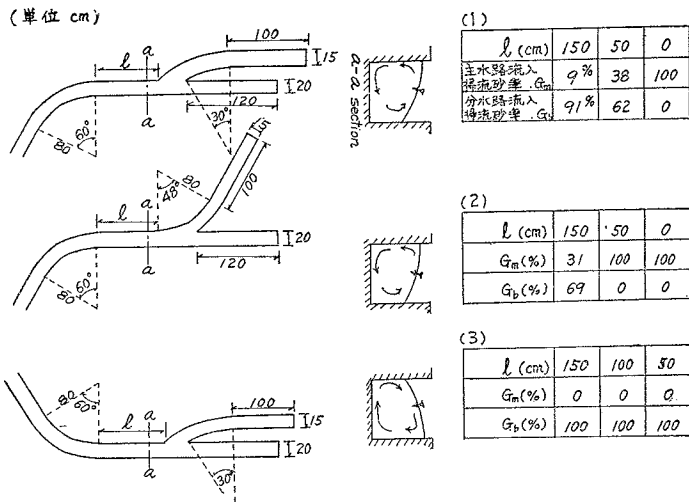
すでに、第1章・第1節・(3) で述べたごとく、上流から輸送される掃流砂は分水路側に流入しやすいという特性に着目して、二、三の実験的検討がなされている。すなわち、Bulle, H.<sup>7)</sup> は、種々の分岐角： $\theta$  について実験を行ない、分岐点付近の表層流線と底層流線のねじれに注意するとともに、流量配分、および輸送砂配分について図-25 のごとく実験結果を得た。また、Habermass, F.<sup>8)</sup> は、図-26 のごとく分岐前主水路軸線の曲りが輸送砂配分に大きく影響することを確かめた。Bulle の実験により、流量配分と同様、掃流砂配分も分岐角にほとんど影響されず、かつ流量配分比が50%の場合、流送土砂の97%程度が分水路に流入することが確認された。さらに、Habermass の実験は、掃流砂配分におよぼす二次流の効果を示唆している意味で極めて興味深い。すなわち、図-26 において、主水路弯曲の凸岸側に分水路がある場合(1)および(2)、主水路底面付近では図に示すごとく凸岸から凹岸に向かう二次流が分岐点付近まで保持されるので掃流砂は(3)に比し分水路に流入しが

図-25 分岐角： $\theta$  と流量： $Q$ 、および掃流砂量： $G$  の配分の関係 (Bulle, H. による)  $Q=5.0 \text{ l/sec}$



たい(水路の曲りによって発生した二次流の流れ方向の減衰は、おそらく拡散型方程式に支配されるはずであるので、弯曲終端から分岐点までの距離が大きいくほど、二次流効果、従って掃流砂が分水路に流入しやすい特性は顕著に現われなくはなはずであり、これが図-26 の距離： $l$  の効果として効いているものと考えられる。

図-26 主水路弯曲が掃流砂配分におよぼす効果 (Habermass, F.)



(1)

$l$ (cm)	150	50	0
主水路流入掃流砂量 $G_m$	9%	38	100
分水路流入掃流砂量 $G_b$	91%	62	0

(2)

$l$ (cm)	150	50	0
$G_m$ (%)	31	100	100
$G_b$ (%)	69	0	0

(3)

$l$ (cm)	150	100	50
$G_m$ (%)	0	0	0
$G_b$ (%)	100	100	100

逆に主水路弯曲の凹岸側(図-26の右岸側)に分水路がある場合(3)の場合)、主水路河床付近では左岸から右岸に向かう二次流が存在するので、前の場合に比しはるかに多量の掃流砂が分水路に流入するものと判断される。

従って、このような掃流砂配分の機構が、流線の曲りによる遠心力に起因する二次流に密接に関連しているという Einstein, H.A. and J.A. Hardar,<sup>9)</sup> の予想はほぼ正しい(ただし、後に示すごとく分岐点付近では卓越した二次流を生ずるほど、流線の曲りは大きくない)。従って、掃流砂配分比に関係する諸因子を検討することによってその原因である二次流に関して間接的な解明ができるものと期待される。

本章では、まず掃流砂配分におよぼす水理学的諸因子を究明し、前述の理由により、これから二次流特性の概念を得るとともに、分岐点付近の流線ねじれから実験的に二次流強度を概算し、若干の考察を加える。

#### 第1節 掃流砂量の配分に関する実験

局部的な洗掘の問題を除いて、移動床の場合と、固定床上を掃流型式で砂を輸送させた場合を比較して、堆積状況、および掃流砂配分比等は両者でほとんど変らぬことを二、三の予備的実験で確認したので、輸送砂の秤量の便宜のために、本実験では後者の方法によることにする。



すなわち、前述のわれわれの実験水路において固定床水路の上流端から30分間に(乾燥空中重量)約18kgの砂を均等に投入し、投入完了後20分で実験を終了し、主、分水路に流入した砂量を計量する。使用した砂は掃流力等を考慮し、粒径2mm以下のものとし、そのフルイ分け曲線を図-27に示す。以下、掃流砂量配分比は $\kappa_g$ で示し、流量配分比: $\kappa$ と同じく $\kappa_g$ は次式で与えられるものとする。すなわち、

$$\kappa_g = G_b/G,$$

ただし、 $G$ : 輸送砂総重量,  $G_b$ : 分水路へ流入した輸送砂重量。

掃流砂量配分比: $\kappa_g$ に関係すると考えられる無次元数は次のごとくである。

すなわち、

- (a) 流量配分比: $\kappa$
- (b) 分岐点付近の Froude 数 (例えば C-C 断面の  $F_C$ )
- (c) 掃流砂濃度

(なお、前述したごとく、 $\kappa_g$ に最も大きな影響をおよぼす二次流はもちろん水面勾配の関数であるが、その水面勾配は前述の解析、および水面勾配についての実験結果: 図-22 から判るように、 $\kappa$ , および  $F_C$  の関数である)。

以上の、考えられる3つの factor を種々変化せしめて実験を行なうが、われわれの実験ではすでに述べたように、実験砂総量がほぼ一定であるから、(c)の掃流砂濃度を变化せしめるためには、総流量: $Q$ を変えればよい。このような理由で、まず流量配分比 $\kappa$ をほぼ一定にし、 $Q$ と $\kappa_g$ との関連を実験的に求め、(c)の掃流砂濃度の影響を検討すれば図-28のごとくである。図-28に示す実験結果から、掃流砂量配分比は総流量、および輸送砂濃度にはほとんど影響されないことが判明した。かかる予備的実験のあと、 $\kappa_g, \kappa$ , および  $F_C$  の関係を検討する。

掃流砂量配分比 $\kappa_g$ と流量配分比: $\kappa$ の関連を示す実験結果は図-29のごとくである。なお、同図に図-23の Bulle, H. の実験値、および Harbermass, F. による実験値をも plot してある(ただし、いずれも分岐角: $\theta=30^\circ$ の場合のものを示す)。さらに、各実験値に対応する水理条件を示せば、表-2のごとくである。

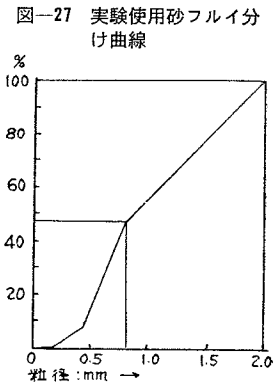


図-28 掃流砂量配分比: $\kappa_g$ と総流量: $Q$ , または掃流砂濃度: $M$ との関係

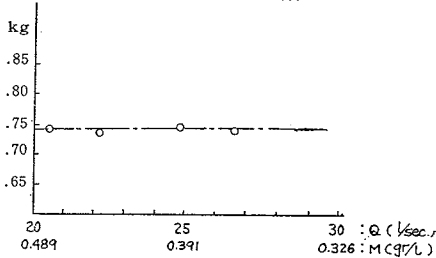


図-29 掃流砂量配分比: $\kappa_g$ と流量配分比: $\kappa$ との関係

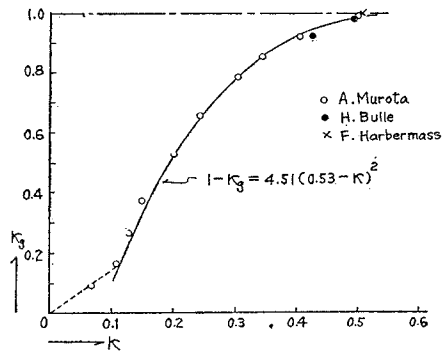


表-2 掃流砂量配分に関する実験値

実験番号	総流量 $Q: l/sec$	主水路流入流量 $Q_m: l/sec$	分水路流入流量 $Q_b: l/sec$	主水路終端せき高 $h_{um}: cm$	分水路終端せき高 $h_{ub}: cm$	投入砂総重量 $G: kg$	主水路流入砂重量 $G_m: kg$	分水路流入砂重量 $G_b: kg$	いずれの水路へも流入せぬ砂重量 kg	主、分水路流入砂重量合計 kg	流量配分比 $\kappa: Q_b/Q$	掃流砂量配分比 $\kappa_g: G_b/G$
1	22.2	20.7	1.5	0.0	5.7	17.640	16.083	1.557	0.0	17.640	0.068	0.088
2	33.2	29.6	3.6	0.0	5.7	17.640	14.885	2.755	0.0	14.885	0.108	0.156
3	30.1	26.3	3.8	0.0	4.1	"	12.940	4.700	0.0	12.940	0.126	0.266
4	21.9	18.6	3.3	0.0	3.2	"	11.050	6.590	0.0	11.050	0.151	0.373
5	23.8	19.0	4.8	1.2	3.2	"	8.290	9.350	0.0	9.350	0.202	0.530
6	26.5	20.0	6.5	2.2	2.1	"	6.190	11.450	0.0	11.450	0.245	0.650
7*	22.2	15.6	6.6	1.2	0.0	"	4.340	12.453	0.847	16.793	0.297	0.742
8*	26.6	18.6	8.0	2.2	2.1	"	4.413	12.633	0.594	17.046	0.301	0.741
9*	20.3	14.2	6.1	2.2	2.1	"	3.894	11.496	2.250	15.390	0.301	0.747
10*	24.5	17.1	7.4	2.2	2.1	"	4.134	12.762	0.774	16.896	0.302	0.755
11	27.4	19.0	8.4	2.2	0.0	"	3.536	13.390	0.714	16.926	0.306	0.789
12	32.4	21.2	11.2	2.2	0.0	"	2.570	14.410	0.660	16.980	0.346	0.849
13	26.6	15.8	10.8	4.2	0.0	"	1.310	14.670	1.660	15.980	0.406	0.917
14	28.6	14.3	14.3	6.4	0.0	"	0.195	15.745	1.700	15.940	0.500	0.988

\* 図-28に plot する。

以上のごとく得られた実験結果から、掃流砂量配分比に関し、次のようなきわめて興味ある結論が得られる。すなわち、

(1) 掃流砂量配分比は、ほとんど流量配分比のみの関数であって、他のいかなる水理条件もほとんど関係しない。

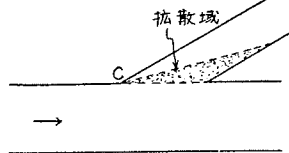
(2)  $\kappa_g = \kappa_g(\kappa)$  の関数形は実験によれば、次のごとくである。

$$\kappa > 0.11 \text{ の範囲で } 1 - \kappa_g = 4.510(0.530 - \kappa)^2 \dots \dots \dots (4 \cdot 1 \cdot 1)$$

(3) すなわち、流量配分比が50%のとき掃流型式で輸送される河床砂礫のほとんど全量が、分水路側に流入する。この結果は、Bulle, および Harbermass の実験と全く一致する。

(4)  $\kappa < 0.1$  程度の場合、すなわち分水路流入流量がきわめて小さい場合、掃流砂の分水路側への流入機構は  $\kappa$  が大きい場合と本質的に異なることが実験のさい、観測される。すなわち、この場合は 図-30 に示すように分水路への砂の流入機構は主流の C を始点とする拡散域によって構成され、分水路内では系統的な流れはほとんど認められない。従って分水路での堆積砂は 図中、点描した領域にわずかに堆積するのみで、下流には輸送されない。

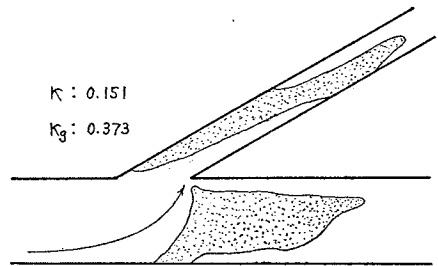
図-30 分水路流入量が小さいときの輸送砂流入状況



第2節 水路分岐点付近の洗掘、堆積の状況

分岐点付近の洗掘、堆積の特性は、すでに第1章・第1節(図-2)で述べたごとくであり、これに関する代表的なものを示せば、図-31のごとくである。堆積状況で、特に注目すべき特性は、分岐部よりわずかに上流側の主水路では堆積が全く見られずむしろ全面にわたる洗掘の傾向があり、逆に分岐直後の主水路内で流入砂の大部分が堆積して sand dune を形成し、主水路内流入砂に補給されてこの砂堆はもちろん、成長するがほとんど移動することがない。この現象はほぼ次のごとく説明される。すなわち、第1章の図-6に示すごとく、横から流出のある(常流状態の)主水路内の一次元背水曲線は、C断面より上流で顕著な低下背水、C断面からD断面に向かって水位上昇を示す。従ってこの場合、流れ方向にx軸をとればC断面より上流側では  $U \partial U / \partial x > 0$  の加速度が作用して輸送砂が加速され flush 効果がきき、逆に、C断面からD断面に向かって  $U \partial U / \partial x < 0$  となり輸送速度を低下せしめ、適当な位置で停止するに至るはずである。

図-31 分岐点付近の輸送砂堆積



第3節 水路分岐点付近の二次流についての考察

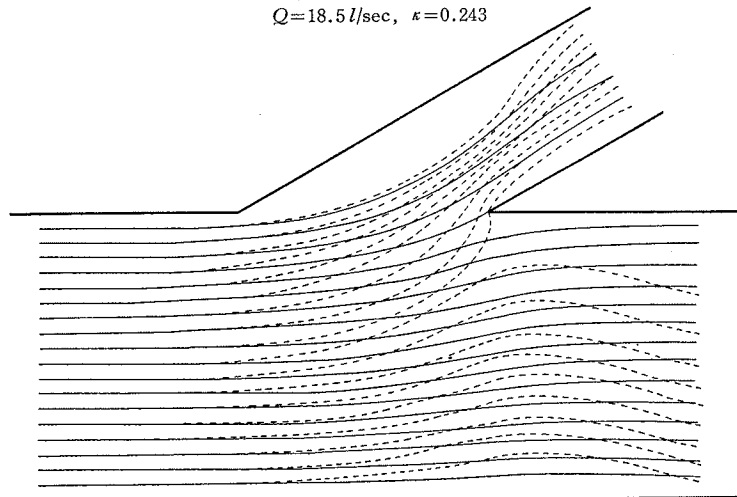
分岐点付近の二次流を検討するための基礎資料として

(1) 分岐点付近の表層、および底層流線の形状の一例を 図-32 に示し、

図-32 分岐部付近の実測流線形状  
Q=18.5 l/sec,  $\kappa=0.243$

(2) 分岐点付近の実測二次元水面形を 図-20 に示す。

図-32によれば、表層と底層の流線のねじれはきわめて顕著に現われ、これは純粋に二次流効果によるものと判断される。したがって、表・底層流線の分離開始点が実験上の二次流発生限界とされる。さらに、図-32を詳細に検討すれば図のD断面(開口部下流側主水路断面)をほぼ境として表・底層流線のねじれ方向が逆であることが判る。ゆえに、D断面



を境界として二次流の向きが逆転するものと想像される。以上の観測から、二次流発生の限界線、および二次流の方向を示せば、**図-33**のごとくである。ただし、分水路のある側の主水路壁（われわれの実験水路では左岸）に向かう二次流を正とし、逆方向二次流を負とする。

なお、**図-32**によれば、曲った水路の場合に比し流線の曲率は非常に小さく、この程度の流線曲率による遠心力によって、後述するとき卓越した二次流が発生するとは考えられない。すなわち、分岐水路における二次流は Einstein<sup>9)</sup> 等が取扱ったような流線の曲りによる遠心力に起因するのではなく、主水路横断面での（分水路吸込みによる）流速、従って水位変化によるものであることが判明する。すなわち、**図-21**のごとき顕著な水面勾配が生じ、これが直接、二次流強度に関係しているはずである。従って、例えばこれらの図に見られるごとく主水路内の  $D$  断面を境として横断方向水面勾配の符号が逆転するので前述のごとく、二次流の向きも当然、逆になるはずである。

次に、前述の表・底層流線のねじれから二次流流速を概算する。すなわち、表層と底層流線の偏ひずみ量を  $\epsilon$ 、二次流流速を  $v_s$  とすれば

$$\epsilon = \int_0^{\xi} v_s \cdot dt$$

ただし、 $\xi$ ：流線分離開始点（二次流発生限界点）から流線に沿って測った長さ。

しかるに、 $d\xi = u \cdot dt$ 、ゆえに  $\epsilon = \int_0^{\xi} \frac{v_s}{u} d\xi$

従って、二次流流速： $v_s$  は  $\epsilon(\xi)$  が実測より求めれば次式により定められる。

$$v_s = u \cdot d\epsilon / d\xi \dots\dots\dots (4.3.1)$$

分岐前の主水路の各流線について、表、底層流線の偏ひずみ量： $\epsilon$  と、流線分離開始点からの流線長： $\xi$  との関係 plot すれば **図-35**のごとくである。**図-35**によれば、いずれの流線についても非常によい一致をもって一つの曲線にのり、 $\epsilon$  と  $\xi$  の間に実験的に次式が成立することが見出された。すなわち、

$$\epsilon = k \cdot \xi^2 \dots\dots\dots (4.3.2)$$

ただし、 $k$  は総流量： $Q$ 、流量配分比： $\kappa$  等により変わる定数であって、われわれの実験範囲では次のごとくである。

$$k = 4 \times 10^{-3} \quad (Q = 25.6 \text{ l/sec}, \kappa = 0.250)$$

$$k = 2.7 \times 10^{-3} \quad (Q = 18.5 \text{ l/sec}, \kappa = 0.243)$$

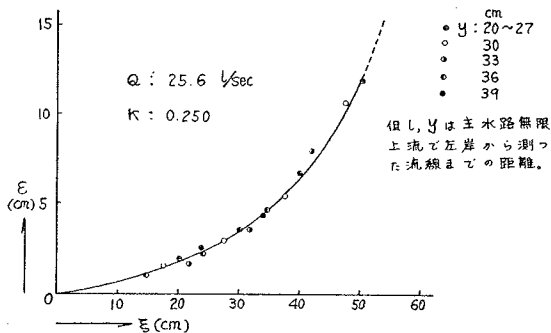
(4.3.2) を (4.3.1) に代入すれば、二次流流速： $v_s$  は次のごとくである。

$$v_s / u = k \cdot \xi \dots\dots\dots (4.3.3)$$

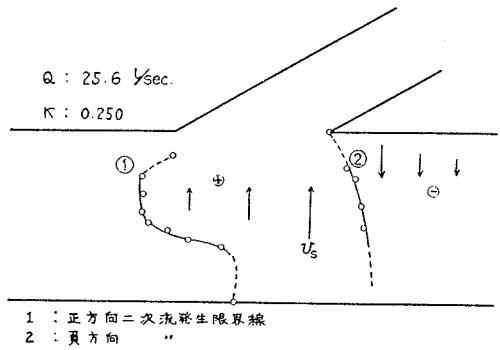
ただし、 $u$ ：流線の接線方向の流速。

上式によれば、水路分岐点に発生する二次流流速と主流速の比は、二次流発生点から測った流線長に比例することになり、以上の結論は **図-35**に見られるごとくきわめてよい精度で実験的に確認された。このようにして

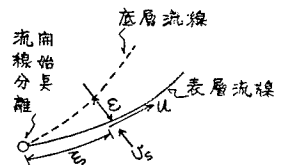
**図-35** 二次流による表、底層流線の偏ひずみ量： $\epsilon$  と二次流発生限界からの流線長： $\xi$  の関係



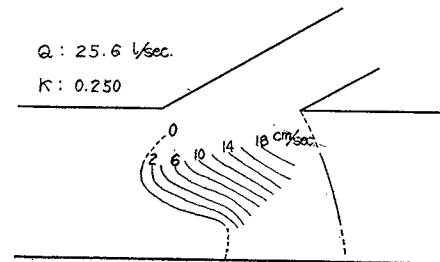
**図-33** 二次流発生限界と二次流の向き



**図-34**



**図-36** 正方向二次流の等流速度線



計算した二次流の流速分布の一例を **図-36** に示す。

## 第5章 流量配分と分岐損失

### 第1節 流量配分の計算と実験値との比較

すでに第1章で述べたごとく、流量配分を計算するさい、分水工型式を次の2つに大別するのが都合がよい。  
すなわち

(1) 分水後の主、分水路おのおのの流路延長が十分長く、分岐部形状効果、分岐損失よりは、分水後の両水路の抵抗の方が卓越し、前者についてはこれを省略し得る場合。

(2) たとえば、貯水池からの取水のごとく、両水路のいずれかの流路延長が短かいか、または主水路側の流水断面積が大きく、流量配分が主として分岐部河岸、河床形状、または分岐損失によって規定される場合。

以下、おのおの場合についての計算法、および計算結果と実験値との比較を示す。

#### (1) 流量配分が分岐後両水路の抵抗によって規定されると考えられる場合

計算は通常背水曲線計算法によればよい。このようにして求められた流量配分比の計算値と実験値の比較は、われわれの実験水路については、図-37のごとくであり、計算値がわずかに大きくなるが、この背水曲線法により実用上十分の精度で流量配分比を見積ることができるものと思われる。

#### (2) 流量配分が、主として分岐部水路形状、分岐損失によって規定されると考えられる場合

しばしば、前述したごとくこの場合の河岸、河床形状の効果ははなはだ複雑微妙で詳細な模型実験による検討を必要とするが、第1章で述べた流量配分に対する基本的な概念、すなわち、近似的に流れの重ね合わせが可能と考えられるこのような場合は、分水路流入量は常に対称流出の総流量に等しいという考え方は、この場合、かなり有効に問題の解明に役立てることができる。たとえば、分水路開口比： $n$ の効果は次のごとくにして概略の見通しを得ることができる。

簡単のために、斉正矩形断面水路を考え、主水路の無限上流、および下流の等流水深をおのおの、 $H_u, H_d$ とすれば分岐前後で水路幅、河床勾配が変化せず、かつ $\kappa$ がかなり小さい場合を考えるので、Manning式によれば、

$$H_d/H_u = (1-\kappa)^{3/5} \approx 1 - \frac{3}{5}\kappa \quad \dots\dots\dots (5.1.1)$$

対称流出の場合、主水路流積が大きいという仮定からその平均流速は小で摩擦損失は省略しうるので、

$$\frac{U_{ou}^2}{2g} + H_{ou} = \frac{q_{CD}^2}{2g} + H_{CD} \quad \dots\dots\dots (5.1.2)$$

ただし、 $U_{ou}, H_{ou}$ は対称流出の場合の主水路内平均流速、および水深とし、 $q_{CD}, H_{CD}$ はおのおの、断面C~Dにおける平均流速、および水深とする。

連続条件から

$$q_{CD} \cdot H_{CD} \cdot nB = 2 U_{ou} \cdot H_{ou} \cdot B$$

または

$$q_{CD} = U_{ou} \cdot \frac{2}{n} \cdot \frac{H_{ou}}{H_{CD}} \quad \dots\dots\dots (5.1.3)$$

これを(5.1.2)に代入し整理すれば

$$U_{ou} = \sqrt{2gH_{ou} \left\{ 1 - \left( \frac{H_{CD}}{H_{ou}} \right) \right\} \left/ 1 - \left( \frac{2H_{ou}}{nH_{CD}} \right)^2 \right.} \quad \dots\dots\dots (5.1.4)$$

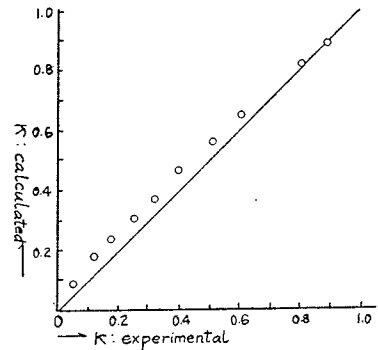
ゆえに、前述の流量配分比の定義により

$$\kappa = \frac{2 U_{ou}}{U_u} = \sqrt{\frac{2gH_{ou}}{U_u^2}} \cdot \sqrt{1 - \frac{H_{CD}}{H_{ou}}} \left/ 1 - \left( \frac{2H_{ou}}{nH_{CD}} \right)^2 \right.} \quad \dots\dots\dots (5.1.5)$$

いま、近似的に(対称流出と非対称流出の関連から)

$$H_{ou} \approx \frac{1}{2}(H_u + H_d) \quad \dots\dots\dots (5.1.6)$$

図-37 流量配分比に関する計算値と実験値との比較



とすれば、(5.1.1) を上式に代入し、

$$H_{ou} \cong H_u(1-0.3\kappa) \dots\dots\dots(5.1.7)$$

(5.1.7) を (5.1.5) に代入し整理すれば

$$\kappa \cong \frac{\sqrt{2}}{F_u}(1-0.15\kappa) \sqrt{1-(1+0.3\kappa)\frac{H_{CD}}{H_u}} \sqrt{1-(1-0.6\kappa)\left(\frac{2H_u}{nH_{CD}}\right)^2} \dots\dots\dots(5.1.8)$$

ただし、 $F_u \cong U_u / \sqrt{gH_u}$

一般に、 $H_{CD}$  は分水路内の背水曲線計算から定められるが、いま、特に分水路延長が十分長い場合を考えれば、分水路側水深は分岐点付近ではほぼ等流水深に近いと認められるので簡単のために、 $H_{CD}$  を流量： $\kappa Q$  に対応する等流水深とすれば

$$H_{CD}/H_u \cong (\kappa N_b/N_m)^{3/5} \dots\dots\dots(5.1.9)$$

ただし、 $\frac{N_m}{N_b} \cong \frac{n_b}{n_m} \cdot \frac{B_m}{B_b} \cdot \left(\frac{I_m}{I_b}\right)^{1/2}$ 、ただし、 $n_b, n_m$  はおのおの分、主水路の粗度係数。(5.1.9) を

(5.1.8) に代入すれば次式を得る。

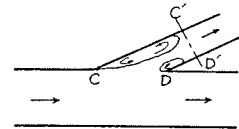
$$\kappa = \frac{\sqrt{2}}{F_u}(1-0.15\kappa) \sqrt{1-(1+0.3\kappa)\left(\kappa \frac{N_b}{N_m}\right)^{3/5}} \sqrt{1-(1-0.6\kappa)\left(\kappa \frac{2N_b}{nN_m}\right)^{-6/5}} \dots\dots\dots(5.1.10)$$

すなわち、貯水池等からの流出の場合は上式によって一義的に流量配分比を決定しうる。この方法による  $\kappa$  の計算値と実験値との比較は、第7章で示す。

第2節 分岐部における損失

図-32、および 図-54 の実測流線図に見られるごとく、分岐後の分水路内で常に大きな渦領域が存在するが主水路内では全く死水領域は認められない。この観測結果から、分岐部でのエネルギー損失はほとんどこの分水路内の渦動によるものと考えられる。従って分岐損失を実験的に求めるためには、図-38 の C~D 断面と C'~D' 断面間のエネルギー損失を計測すればよい。すなわち、分岐損失水頭を  $H_{la}$ 、断面 CD, C'D' における諸量におのおの添字 CD, C'D' をつければ、 $H_{la}$  は次式により求められる。

図-38



$$H_{la} \cong \left(H + \frac{U^2}{2g}\right)_{CD} - \left(H + \frac{U^2}{2g}\right)_{C'D'} \dots\dots\dots(5.2.1)$$

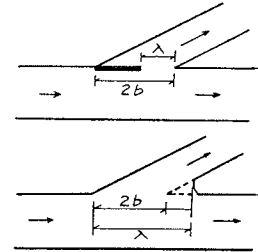
すなわち、分岐損失を実験的に求めるためには、分岐開口断面：C~D と、分水路内渦領域の下流端断面 C'~D' において横断方向水面形を精測し、これらから断面平均水深： $H$ 、断面平均流速： $U$  を求め、(5.2.1) によればよい。すでに第1章で述べたごとく、流量配分比がほぼ

$$\kappa > 2 \left/ \left( \frac{2}{n\sigma_0} + 1 \right) \right.$$

の範囲では、分水路の両側壁に沿って死水領域が存在しそのため流量、掃流砂配分には分岐角はほとんど影響しないという観測結果から類推して、分岐損失におよぼす分岐角の効果もまた微小であると予想されるので、ここでは特に開口幅と分岐損失との関連を実験的に検討する。

われわれの実験水路の開口幅  $2b=50\text{ cm}$  を縮小、または拡大せしめるには次の方法による。すなわち、開口幅を縮小せしめるときは、図-39 の上図のごとく堤長： $(2b-\lambda)$  なる導流壁を主水路壁に沿って出し、開口幅を拡大する場合は図-39 の下図に示すごとく分岐先端を（適当な曲率をつけて）削り取るものとする。

図-39



分岐損失を

$$f_a \cdot \frac{U_2^2}{2g} \quad (\text{ただし、} U_2 : \text{分水路内平均流速})$$

の形で表わし、 $f_a$  を分岐損失係数と名づける。この分岐損失係数： $f_a$  と無次元開口幅： $\lambda/2b$  との関連の実験結果を示せば 図-40 のごとくである。さらに、 $\lambda=2b$  のときの流量配分比を  $\kappa_0$ 、開口幅が  $\lambda$  なるときの流量配分比を  $\kappa_2$  とし、 $\kappa_2/\kappa_0$  と  $\lambda/2b$  との実験結果を示せば 図-41 のごとくである。

図-40 によれば、開口幅を縮小する場合 ( $\lambda/2b < 1$  の範囲) は分岐損失係数は  $\lambda/2b$  によって大きく変化するが、開口幅を拡大する場合は  $f_a$  の変化は前者ほど小さくなく、ほぼ ( $\lambda/2b > 1$ ) の範囲

$$\lambda/2b > 1.2$$

では  $f_d$  は一定値 ( $f_d \approx 0.014$ ) となる。

さらに、図-41 によれば、 $\lambda/2b < 1.0$  の場合は  $\kappa_2/\kappa_0$  は  $\lambda$  の増加につれて大きくなり、1.0 に近づくのは当然であるが、 $\lambda/2b > 1.0$  の場合、 $\kappa_2/\kappa_0$  は、はじめ開口幅の増加につれて増して行くが、ほぼ  $\lambda/2b \approx 1.35$  の付近で  $\kappa_2/\kappa_0$  が最大 ( $\approx 1.043$ ) となり、その後は開口幅を拡げてもかえって分水路流入量が減少するという、一見矛盾した実験結果が得られた。この事実は後に述べる第7章の模型実験によっても確認されたが、まだ明確な解決は得られていない。なお、われわれの実験水路では前節の (5.1.10) を導いた仮定が満足されず、むしろ第7章で述べる模型実験において (5.1.10) の式が適用しうるので、その詳細は第7章で述べる。この開口幅と分水路流入流量との関連における  $\lambda/2b = 1.35$  の近傍の特異性は、たとえば取水量増加のための分水口改良計画等に当たって特に注意すべき興味ある問題である。

図-40 分岐損失係数： $f_d$  と無次元開口幅： $\lambda/2b$  との関係

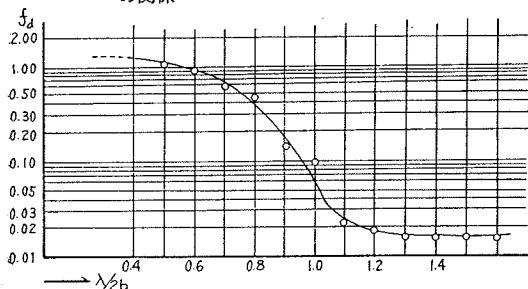
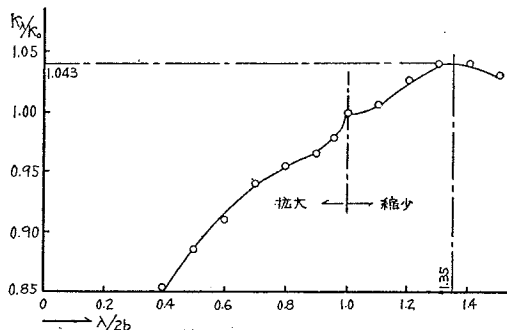


図-41 流量配分比： $\kappa_2/\kappa_0$  と無次元堤長  $\lambda/2b$  との関係



## 第6章 水路分岐点における導流堤についての実験的考察

### 第1節 導流堤型式についての検討

主として取水用分水工に付随して設けられる導流堤はその機能上から、所要流量を取水せしめるのはもちろん上流から輸送される掃流土砂が可及的、取水路に入らないことが要求される。このような目的をもつ導流堤としては大別して図-42 に示すごとく Jetty type と Detached type とが考えられる。

Tison, L.J.<sup>10)</sup>, Schoklitch, A.<sup>11)</sup> 等の実験によれば、上述2型式のうち、Jetty type のものは取水路に流入する掃流砂量を減少せしめる効果が顕著でなく、かつまた、流勢を大きく阻害して種々の障害をひき起こす原因となるので全く好ましくないと結論している。

掃流砂量の問題を一応除外して、流量配分機構として普通まず考えられるのは、図-43 のごとく分岐先端に設けられた可動扉である。われわれはこの type のものについて以下のごとき実験を行ないその流量配分機構としての適合性を検討する。

この場合の実験水路は図-44 に示すごとくである。分岐前の総流量： $Q$  を  $Q = 14.6 \text{ l/sec} : \text{const}$  とし gate 傾角： $\theta$  と、分水路流入量： $Q_b$  との関連を実験的に求めれば図-45 に示すごとくである。さらに、gate の上流先端(図-43 の D') に作用する力と、gate 傾角： $\theta$  との関係を示せば図-46 のごとくである。

図-45 によれば  $\theta < 15^\circ$  の範囲では分水路流入量はほとんど変化せず、 $\theta > 15^\circ$  の場合でも  $\theta$  の増加にともなう流量変化は予想外に小さい。しかるに図-46 によれば、扉の上流端に作用する合力は  $\theta$  の増加につれていちじるしく増加する(ただし、扉自体はその下流背面に発生する渦のためかなり大きな振動を起こすが、図-47

図-42 分水工における導流堤型式

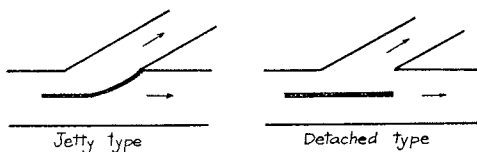


図-43 Movable-jetty type の導流扉

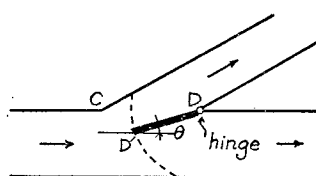


図-44 流量調節用可動扉のための実験水路平面図 (数字の単位: cm)

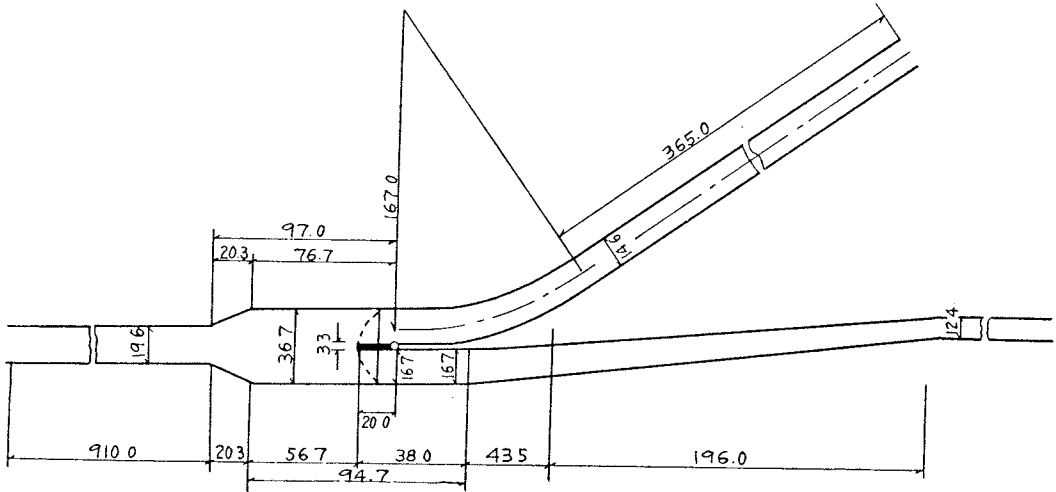


図-45 gate 傾角と分水路流入量との関係

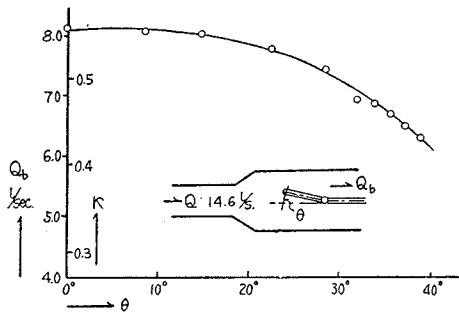
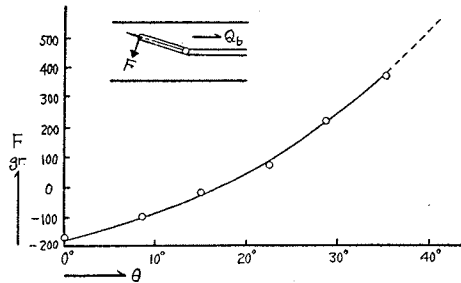


図-46 gate 傾角と gate 上流端に働く合力 F との関係



に示す測定合力は、このような変動する力の、かなり長時間にわたる時間的平均値を示す)。

以上のわれわれの実験結果によれば、Movable jetty type の流量調節扉は次の理由によりきわめて好ましくない。すなわち、

(a) かなり大きく取水量を変化させるためには、gate 傾角を少なくとも 15° 以上に大きくしなければならぬ。このため扉の傾きによって流勢が阻害され、扉上流面でかなりの水位上昇があり、これが back-water により上流に影響する。

(b) gate 傾度が大きい場合、扉の上、下流面の水位差は大きく(われわれの実験では  $\theta=37^\circ$  の場合、その水位差は約 3 cm 程度である)、そのため扉上流先端付近に非常に大きな流速が現われ、この部分で水路床が洗掘破壊するおそれがある。

(c) 前述した扉下流背面に生ずる渦に励起され、gate がかなり大きな振動を起こし、gate 運転、その維持管理等が困難である。

(d) さらに、gate 上流先端には、その上流面に作用する動水圧の合力としての力が作用するが、gate 傾角が大きい場合、この力はきわめて大きく gate 操作が困難となる(たとえば、われわれの実験水路を実物の 1/30 の模型とすれば、傾角:  $\theta=37^\circ$  のとき、扉先端に作用する力は約 11 t、回転軸まわりの moment は 66 t-m となる)。

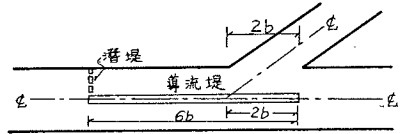
また、図-46 に見られるごとく、 $\theta=15^\circ$  を境として上述の合力の向きが反転するのも gate 運転上都合が悪い。

これを要するに、流量配分は、たとえばこの可動扉のごとき分岐点付近のみのきこ細な device によって大きく変化せしめることはできず、むしろ分岐後両水路の摩擦抵抗等によってほとんど規定されてしまう(ただし、分岐開口部に横越流ぜきのごとき支配構造物を設け水理的に主、分水路を絶縁すれば任意に流量配分を定めることができる)。

これはすでに第5章・第2節で述べたごとく、分岐によるエネルギー損失が(分岐後両水路の)摩擦損失に比し、一般にきわめて微少であることによる。

以上の結論から、導流堤設置によって取水量を大幅に増加せしめることは望まれず、むしろできる限り流れを乱さず、しかも分水路に掃流砂が流入することを抑制するのを主目的とし、できれば分水路流入流量も若干増加せしめるためには、どのような導流堤型式が適当であるかを考察する。

図-47 水路分岐部導流堤 (Tison による)



流れを乱さぬためには、図-42 に示したとき、主水路壁に平行した離岸堤が最も適切なのはいうまでもないが、Tison, L.J.<sup>12)</sup> はこの型式のうち、掃流砂流入を抑制する効果が最もよいものとして、図-47 のものを提案している。

以上のような考察にもとづき次節では主として Detached type で、しかもその軸線が主水路軸に平行な場合の導流堤について流量、および掃流砂配分と堤位置、および堤長との関連を実験的に検討するとともに堤の傾き効果についても実験を行なう (なお、以下堤軸線が主水路壁に平行なものを平行堤、傾くものを傾斜堤と呼ぶ)。

## 第2節 実験方法、および実験結果の表示方法

### (1) 実験方法

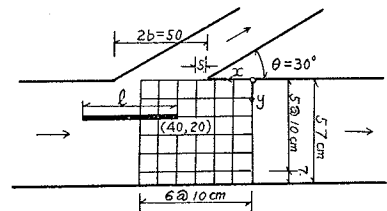
実験水路は第1章・第3節で述べたごとくである。導流堤は、厚さ 1.5 cm の木製とし、その長さ:  $l$  は 30, 40, 50, 100 cm の4種について行なう。なお、導流堤天端は常に水面上にあるごとく堤高を決定する。

すでに第3章で述べたごとく、開口部上流端付近に局部的射流域の発生するいわゆる遷限界流の場合と、全域常流の場合では流況がいちじるしく異なり、従って導流堤効果もこの流況に対応して変化するはずであるので、以下の実験では、導流堤を設けぬ場合に遷限界流となる場合、および全域常流となるはずの場合の二態について実験を行なう。

### (2) 実験結果の表示方法

堤の位置は次のようにして表示するものとする。すなわち、実験水路分岐部付近に、図-48 のごとく 10 cm mesh の格子を画き、この座標の原点、および座標軸を便宜上、図のようにとる。導流堤下流端を各格子点におき、その点は上記座標により表わされ、さらに堤長:  $l$ 、傾角:  $\theta$  をも示せば、導流堤に関する変数はすべてそろることになる。たとえば図-48 の導流堤位置は  $x=40$  cm,  $y=20$  cm として表わされる。なお、導流堤を設けぬときの流量、および掃流砂量配分比をおのおの  $\kappa_0$ ,  $\kappa_{g0}$  で示し、導流堤のあるときは添字: 0 をつけぬものとする。

図-48 導流堤の設置位置の表示法



## 第3節 平行堤の実験

### (1) 平行導流堤の流量配分におよぼす影響

平行堤を設けた場合の実験値を表示すれば表-4 のごとくである。ただし総流量は 25~30 l/sec の範囲である。この実験結果を整理して次の結論を得る。すなわち、

(1) 一般に、導流堤を設けぬ場合に遷限界流となるはずの流況の方が、全域常流の場合に比し堤設置による分水流量増加が大である。

(2) 分水流量を増加せしめるために最も有効な堤長は、われわれの実験によれば Tison の提案とは異なりほぼ開口幅に等しい長さ (50 cm) である。

(3) この最適の堤長について、さらに分水量増加のため最も有効な堤位置を決定するのに、表-4 の実験番号 3, および 7 の実験値にもとづき、堤下流端座標と、分水量増加率:  $\kappa/\kappa_0$  の関連を、等  $\kappa/\kappa_0$  曲線により示せば図-49 のごとくである (図の曲線の意味は次のごとくである。すなわち、図示の  $\kappa/\kappa_0$  曲線上の任意点に、平行堤の下流端をおけば、常に一定の流量増加率:  $\kappa/\kappa_0$  が得られる)。

図-49 から、最も有効な平行堤下流端位置は表-3 のごとくであり、この位置にはほぼ開口幅に等しい長さをもつ平行堤下流端をおけば表示ような分水路流入量の増加が期待できる。

要するに、堤を設置せぬときの流況のいかんにかかわらず、

分岐開口幅にはほぼ等しい堤長をもつ平行導流堤を、開口部下流端から  $l/2$  の下流断面で、左岸からやはり堤長の

表-3

堤のないときの流況	堤下流端位置		分水量増加率
	$x$	$y$	
遷限界流のとき	0	$\frac{l}{2}$ (ca. 25 cm)	12%
全域常流のとき	$-\frac{l}{10}$	$\frac{2}{5}l$	8%



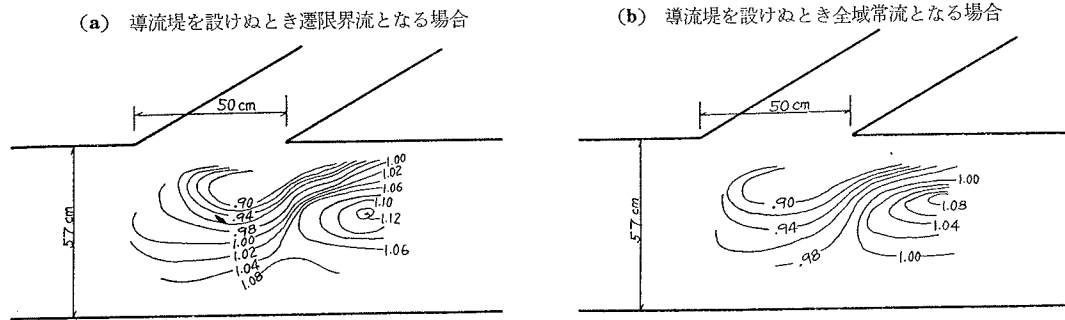
表-4 平行導流堤の流量配分におよぼす効果

1: 遷限界流の場合:  $\kappa_0=0.30$

2: 全域常流の場合:  $\kappa_0=0.45$

実験番号	堤長 cm	堤下流端の座標 : cm		流量配分比		実験番号	堤長 cm	堤下流端の座標 : cm		流量配分比			
		$l$	$x$	$y$	$\kappa$			$\kappa/\kappa_0$	$l$	$x$	$y$	$\kappa$	$\kappa/\kappa_0$
1	30	0	10		0.309	1.03	5	30	0	10		0.454	1.01
			20		0.312	1.04				20		0.454	1.01
			30		0.315	1.05				30		0.459	1.02
			40		0.315	1.05				40		0.464	1.03
		20	10		0.300	1.00		20	10		0.439	0.98	
			20		0.315	1.05			20	20		0.457	1.02
			30		0.321	1.07			20	30		0.459	1.02
			40		0.315	1.05			20	40		0.434	0.96
		40	10		0.222	0.91		40	10		0.372	0.83	
			20		0.297	0.99			40	20		0.435	0.97
			30		0.315	1.05			40	30		0.446	0.99
			40		0.312	1.04			40	40		0.434	0.96
		60	10		0.275	0.91		60	10		0.406	0.90	
			20		0.282	0.94			60	20		0.423	0.94
			30		0.323	1.08			60	30		0.443	0.98
			40		0.325	1.08			60	40		0.428	0.95
2	40	0	10		0.300	1.00	6	40	0	10		0.467	1.04
			20		0.314	1.05				20		0.470	1.05
			30		0.315	1.05				30		0.446	0.99
			40		0.309	1.03				40		0.417	0.93
		20	10		0.274	0.91		20	10		0.463	1.03	
			20		0.323	1.08			20	20		0.464	1.03
			30		0.326	1.09			20	30		0.428	0.95
			40		0.322	1.07			20	40		0.411	0.91
		40	10		0.242	0.81		40	10		0.418	0.93	
			20		0.299	1.00			40	20		0.430	0.96
			30		0.291	0.97			40	30		0.415	0.92
			40		0.307	1.03			40	40		0.378	0.84
		60	10		0.267	0.89		60	10		0.414	0.92	
			20		0.248	0.83			60	20		0.418	0.93
			30		0.293	0.98			60	30		0.401	0.89
			40		0.297	0.99			60	40		0.383	0.85
3	50	0	10		0.301	1.00	7	50	0	10		0.431	0.96
			20		0.333	1.11				20		0.484	1.08
			30		0.331	1.10				30		0.464	1.03
			40		0.302	1.01				40		0.451	1.00
		20	10		0.266	0.89		20	10		0.381	0.85	
			20		0.319	1.06			20	20		0.445	0.99
			30		0.319	1.06			20	30		0.458	1.02
			40		0.323	1.08			20	40		0.449	1.00
		40	10		0.225	0.75		40	10		0.349	0.78	
			20		0.265	0.88			40	20		0.401	0.89
			30		0.297	0.99			40	30		0.427	0.95
			40		0.312	1.04			40	40		0.441	0.98
		60	10		0.287	0.96		60	10		0.415	0.92	
			20		0.290	0.97			60	20		0.405	0.90
			30		0.298	0.99			60	30		0.422	0.94
			40		0.308	1.03			60	40		0.438	0.97
4	100	0	10		0.249	0.83	8	100	0	10		0.337	0.75
			20		0.268	0.89				20		0.417	0.93
			30		0.302	1.01				30		0.417	0.93
			40		0.288	0.96				40		0.449	1.00
		20	10		0.219	0.73		20	10		0.343	0.76	
			20		0.272	0.91			20	20		0.414	0.92
			30		0.281	0.94			20	30		0.422	0.94
			40		0.324	1.08			20	40		0.449	1.00
		40	10		0.274	0.91		40	10		0.343	0.76	
			20		0.274	0.91			40	20		0.394	0.88
			30		0.298	0.99			40	30		0.422	0.94
			40		0.314	1.05			40	40		0.442	0.98
		60	10		0.278	0.93		60	10		0.413	0.92	
			20		0.289	0.98			60	20		0.425	0.95
			30		0.304	1.01			60	30		0.436	0.97
			40		0.323	1.08			60	40		0.446	0.99

図-49 平行導流堤(堤長:50 cm)の downstream 位置と等分流量増加率 ( $\kappa/\kappa_0$ ) 曲線

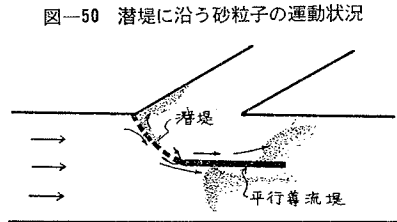


半分位置に堤下流端がくるごとく設置すれば、約 10% 程度の分水流量の増加を期待することができる。

(2) 平行導流堤の掃流砂量配分におよぼす影響

導流堤はその長さが 30, 40, 50 cm の 3 種のものについて実験を行ない、掃流砂投入等の実験方法は第 4 章・第 1 節で述べたごとくである。

Tison, L.J. の提案のごとく、掃流砂が分水路に流入するのを抑制するには、この平行堤と、潜堤をたとえば、図-47のごとく組み合わせるのが有効であるが、すでに序論で述べたように潜堤の設置によりただちにその上流面の河床が上昇し、潜堤の効果を失なうおそれがあり、その意味で流向に直角方向に潜堤を設ける Tison の案は妥当でないと思われる。それで筆者は、潜堤型式として図-50のごときものについて実験を行ないその効果を検討する。すなわち、平行導流堤の上流端から分岐開口部上流端に達する曲線状潜堤を設け、この付近の砂粒子の挙動を観察すれば図-50のごとくであり、曲線状潜堤に沿って砂粒子が移動するため、かなり長時間の通水にもかかわらず潜堤上流に堆積が現われず、従って流向に直交する潜堤よりもこのような曲線状のものの方が適当と考えられる。



かかる平行堤と潜堤(模型高さ 1.0 cm)との組み合わせのものについて掃流砂配分の実験を行ない、その結果を表-5に示す。この実験結果から次の結論を得る。すなわち、

(1) 概して、遷限界流となる場合の方が全域常流の場合に比し堤設置による(分水路への)掃流砂流入の抑制効果は大である。

(2) われわれの実験範囲では平行堤堤長の大なるほど、この抑制効果は大である。

表-5 平行導流堤の掃流砂量配分におよぼす効果

実番 験号	堤下流端位置 cm		堤長 cm l	$\kappa$	$\kappa_0$	$\kappa/\kappa_0$	$\kappa_g$	$\kappa_{g0}$	$\kappa_g/\kappa_{g0}$	流況
	x	y								
A	0	20	30	0.360	0.346	1.04	0.61	0.85	0.718	遷 限 界 流 の 場 合
	0	30	30	0.384	0.366	1.05	0.52	0.88	0.590	
	20	20	30	0.332	0.316	1.05	0.51	0.79	0.645	
	20	30	30	0.334	0.312	1.07	0.06	0.79	0.076	
B	0	20	40	0.340	0.324	1.05	0.33	0.81	0.408	
	0	30	40	0.314	0.299	1.05	0.09	0.76	0.129	
	20	20	40	0.300	0.278	1.08	0.14	0.71	0.197	
	20	30	40	0.339	0.311	1.09	0.10	0.78	0.128	
C	0	20	50	0.329	0.297	1.11	0.27	0.75	0.360	
	0	30	50	0.351	0.319	1.10	0.32	0.80	0.400	
	20	20	50	0.321	0.303	1.06	0.31	0.76	0.408	
	20	30	50	0.300	0.283	1.06	0.07	0.77	0.097	
D	0	20	30	0.480	0.476	1.01	0.57	0.99	0.576	全 域 常 流 の 場 合
	0	30	30	0.480	0.470	1.02	0.71	0.98	0.724	
	20	20	30	0.384	0.376	1.02	0.11	0.89	0.124	
	20	30	30							
E	0	20	40	0.405	0.386	1.05	0.29	0.91	0.319	
	0	30	40	0.480	0.485	0.99	0.56	0.99	0.565	
	20	20	40	0.415	0.400	1.03	0.16	0.92	0.174	
	20	30	40	0.457	0.481	0.95	0.28	0.99	0.286	
F	0	20	50	0.329	0.305	1.08	0.27	0.76	0.355	
	0	30	50	0.359	0.349	1.03	0.55	0.85	0.647	
	20	20	50	0.470	0.475	0.99	0.27	0.99	0.273	
	20	30	50	0.460	0.451	1.02	0.21	0.97	0.212	

\*1:  $\kappa/\kappa_0$  は表-4による。これから  $\kappa_0$  を算出する。

\*2:  $\kappa_{g0}$  は、この  $\kappa_0$  を用い、式(4・1・1)により計算したものである。

(3) 最も有効な平行堤下流端位置は  $x=20$  cm,  $y=30$  cm (すなわち, 開口部下流端を通る断面において, ほぼ主水路の中心線付近) であり, かかる位置に堤を設置すれば, 分水路流入砂量を約 10~20% 程度に減少せしめうる。

(4) 先に述べた, 流量増加に対し最も有効な平行堤の堤長 ( $l=50$  cm) と, その下流端位置 ( $x=0, y=25$  cm) の場合は, 分水路流入砂量を遷限界流の場合, 約 40%, 全域常流の場合, 約 30% 程度にまで減少せしめうる。

すなわち, (この堤長と堤位置による) 平行導流堤と潜堤の組合わせにより, それらがなく場合に比べ流量で約 10% の増加, 流入砂量で約 60~70% 減少せしめることができる。

#### 第4節 傾斜堤の実態

第6章・第1節で述べたごとく, 分水路流入流量を増加させるために, 導流堤を流向に対して傾けることは, その傾角に比し意外に流量増加ができないのみならず, 堤の傾きによるせき上げ効果などあって流況をはなはだしく乱すため, この傾斜堤は全く適当でない。しかし, 以上の結論をより一般的に確認するため補助的に次のごとき実験を行なう。すなわち,

堤長を 30, 40, 50 cm の3種とし,

傾角を  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  の4種

堤下流端位置を5カ所変化せしめ

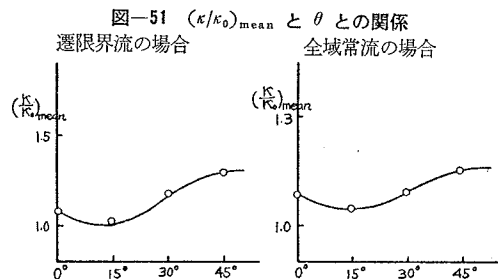
これらの組合わせについて傾斜堤の流量配分比におよぼす効果を検討する。その実験結果を表-6に示す。表-6の結果を整理して次の結論を得る。

(1) 傾角の分水流量増加におよぼす効果は  $\theta < 30^\circ$  の実用範囲ではきわめて小さい。なお, 堤長, および傾角がそれぞれ増加すれば流量増加率;  $\kappa/\kappa_0$  も大きくなるのは当然である。

(2) 注目すべき現象として,  $\theta=15^\circ$  の場合, 堤の傾斜にもかかわらず, 平行堤 ( $\theta=0^\circ$ ) の場合よりもむしろ分水流量が常に減少する。いま, 傾角のみの影響を見るため, 堤長に関係なく, 等しい  $\theta$  の場合のすべての  $\kappa/\kappa_0$  の実験値の平均をとってこれを  $(\kappa/\kappa_0)_{\text{mean}} \equiv f(\theta)$  とし, これと  $\theta$  との関係を示せば 図-51 のごとくであり,  $\theta=15^\circ$  のとき明らかに  $(\kappa/\kappa_0)_{\text{mean}}$  が最小となる。

しかるに, すでに 図-46 で検討したごとく, 全く異なった水路と可動扉による実験によっても,  $\theta=15^\circ$  の近傍で水路床に鉛直に立てた (流向に対し) 傾いた平板の, 上下流面の圧力差が逆転し,  $\theta < 15^\circ$  の範囲ではむしろ傾斜板下流面圧力の方が上流面の合力より大であるという結論を得ている。

この現象と, 本節で観測された以上の結果とは全く偶然の一致とは考えられず,  $\theta=15^\circ$  近傍でなんらかの特異性が現われるものと思われる。すなわち, (少なくとも, 分水路をもつ) 開水路において, その分岐点付近で水路床に鉛直に立てた平板を, 主流方向に対しほぼ  $15^\circ$  程度傾斜せしめたとき, なんらかの水理的特異性が現われると予想され, 傾角  $15^\circ$  が航空機の失速角度とほぼ一致するのでこれはあるいは平板からの流れのはく離等によって説明されるかとも思われるが, その正確な解明は将来行なうこととする。



### 第7章 発電所取水工の水理模型実験

#### 第1節 実験目的

取水路規模に比し, 本川側流水断面積がきわめて大きく, かつその平均流速が微少で, あたかも貯水池のごとき本川からの取水工について考える。これは第1章で述べた対称流出に還元する解析方法がちょうど, 適用される場合に対応する。

本節では, 瀬田川から取水する宇治発電所の取入口改良計画に必要な資料を得るための模型実験を行なう。すなわち, この発電所の設計最大出力は約 30 000 kW で, この出力を得るためには, 瀬田川から  $60 \text{ m}^3/\text{sec}$  以上の取水を行なわねばならない。しかるに現状は常時  $50 \sim 54 \text{ m}^3/\text{sec}$  の取水しかできず従って設計最大出力を出し

表-6 傾斜導流堤の流量配分におよぼす効果

1: 遷限界流の場合

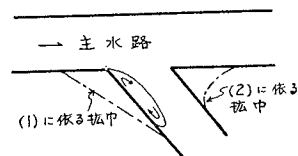
2: 全域常流の場合

実番 號	堤下流端位置 cm		堤長 cm l	傾度 θ°	κ	κ/κ₀	実番 號	堤下流端位置 cm		堤長 cm l	傾度 θ°	κ	κ/κ₀
	x	y						x	y				
9 (κ₀: 0.340)	25 0 (分岐先端)		30	15	.298	0.878	14 (κ₀: 0.440)	25	06	30	15	.442	0.960
				30	.351	1.032					30	.466	1.059
				45	.368	1.082					45	.483	1.098
	40		30	15	.262	0.772		40	30	45	15	.358	0.814
				30	.359	1.056					30	.478	1.088
				45	.382	1.124					45	.518	1.178
	50		30	15	.295	0.868		50	30	45	15	.331	0.753
				30	.395	1.162					30	.490	1.113
				45	.483	1.420					45	.547	1.243
10 (κ₀: 0.340)	0	20	30	0	.337	0.993	15 (κ₀: 0.440)	0	20	30	0	.483	1.096
				15	.328	0.996					15	.472	1.073
				30	.369	1.085					30	.479	1.089
	40		30	0	.348	1.023		40	30	45	0	.481	1.092
				15	.321	0.945					15	.467	1.061
				30	.356	1.048					30	.497	1.130
	50		30	0	.362	1.064		50	30	45	0	.470	1.068
				15	.345	1.015					15	.473	1.075
				30	.402	1.182					30	.486	1.105
11 (κ₀: 0.295)	20	20	30	0	.332	1.125	16 (κ₀: 0.401)	20	20	30	0	.431	1.075
				15	.308	1.045					15	.420	1.047
				30	.328	1.112					30	.431	1.075
	40		30	0	.333	1.129		40	30	45	0	.416	1.038
				15	.320	1.085					15	.418	1.042
				30	.387	1.312					30	.430	1.072
	50		30	0	.309	1.048		50	30	45	0	.419	1.045
				15	.315	1.068					15	.416	1.038
				30	.368	1.241					30	.442	1.107
12 (κ₀: 0.295)	30	0	30	0	.316	1.071	17 (κ₀: 0.401)	30	0	30	0	.417	1.040
				15	.319	1.081					15	.413	1.030
				30	.328	1.112					30	.423	1.055
	40		30	0	.324	1.098		40	30	45	0	.420	1.047
				15	.322	1.092					15	.417	1.040
				30	.370	1.255					30	.444	1.107
	50		30	0	.316	1.071		50	30	45	0	.427	1.065
				15	.326	1.105					15	.414	1.032
				30	.396	1.385					30	.442	1.103
13 (κ₀: 0.340)	30	20	30	0	.356	1.047	18 (κ₀: 0.440)	30	20	30	0	.486	1.105
				15	.337	0.993					15	.496	1.128
				30	.400	1.177					30	.486	1.105
	40		30	0	.354	1.041		40	30	45	0	.473	1.075
				15	.338	0.995					15	.463	1.052
				30	.357	1.050					30	.496	1.128
	50		30	0	.358	1.053		50	30	45	0	.473	1.075
				15	.341	1.002					15	.473	1.075
				30	.392	1.152					30	.490	1.113

得ないので、これが解決策の一つとして取入口の拡幅が計画される。

瀬田川は、その取入口の約 300 m 下流で、いわゆる南郷洗堰で dam up され、水位が一定に保たれ、取入口付近では貯水池のごとき様相を示す。従って、取水路の通水能力にも余裕があれば、分岐部（取入口）の若干の改良により、上記のような 10% 程度の流量増加は可能と考えられる。分岐開口幅を拡大するには、(a) 分岐下流端はそのままにして上流端を上流側に拡幅する方法と、(b) その逆の下流端を下流側に下げて拡幅する方法および (c) 分岐開口部の上、下流端をともにけずって拡幅する方法の 3 方法が考えられるが、(c) は工費等の関係から適当でない。しかるに、(a) の上流端側で拡幅する場合は 図-52 のごとく取水路右岸側の死水領域の存在のために、少々この部分の拡幅を行ってもこの渦領域を上げるだけで大した取水量増加は期待し得ない。Eghrari,

図-52



D.<sup>13)</sup>によれば、この方法による流量増加は、たかだか1%の程度である。一方、第5章で述べたわれわれの基礎実験によれば、(b)の下流端を拡幅する場合、取水量は拡幅量の増加につれて決して単調に増加せず、流量増加に関し最も有効な拡幅量が存在することを知った。

以上の理由により、この実験では分岐部改良案として(b)の方法、すなわち、開口幅をその下流端側で拡幅する方法を採ることとし、その所要流量増加を得るための拡幅量を実験的に求めることとする。

## 第2節 実物取入口付近の流況実測

前述したごとく、このような場合の分岐部流況ははなはだしく複雑で、微妙な流況変化が取入量に影響するので、模型流れにおいてもできる限り実物の流況を再現する必要がある。この比較の基準を得る目的で、われわれは改良前の実際河川の分岐において詳細な実測を行なった。

流速測定は Ekmann-Merz 型 (Propeller type) 微流速計を用い、深さ方向には 1.0 m ごとに流速の測定を行なう。この流速計では、測点における流向も指示されるので同一平面上にある測点の流向を接続すればその面内の流線形状を画くことができる。深淺測量は測錘による。

このようにして得られた平均等流速線図の一例を図-53に、表層および底層の流線形状を図-54に示す。

なお、実測当日の流況は次のごとくである。すなわち、

瀬田川総流量：324 m<sup>3</sup>/sec

発電所取水量：54 m<sup>3</sup>/sec

流量配分比：16.7%

以上の実測結果から次のような流況特性が観察される。

(1) 分岐先端付近の取水路に、大きな値の等流速線の密集が見られ、この部分の最大流速は水深方向平均値で約 1 m/sec である。

(2) 取水路内の流速の大きい流心部分は、取水路左岸から水路幅のほぼ 1/3 の線上に存在し、横断方向の流速の不均等はなかなか回復しない。また、取水路右岸側には顕著な死水領域が観測される。なお、主水路内での最大流速部分は、第1章の理論的予測、およびわれわれの実験水路における実測によれば、分岐部上流端付近の主水路内にあるはずであるが、この取水路の場合は、この部分に小水路(赤川)の流入があり、その流出土砂の堆積があって流速がきわめて小さく、またこの堆積に遮蔽されるため、上記取水路内の死水領域も予測より大きく現われる傾向がある。

図-53 取水口付近の実測平均流速 (数字の単位は cm/sec)

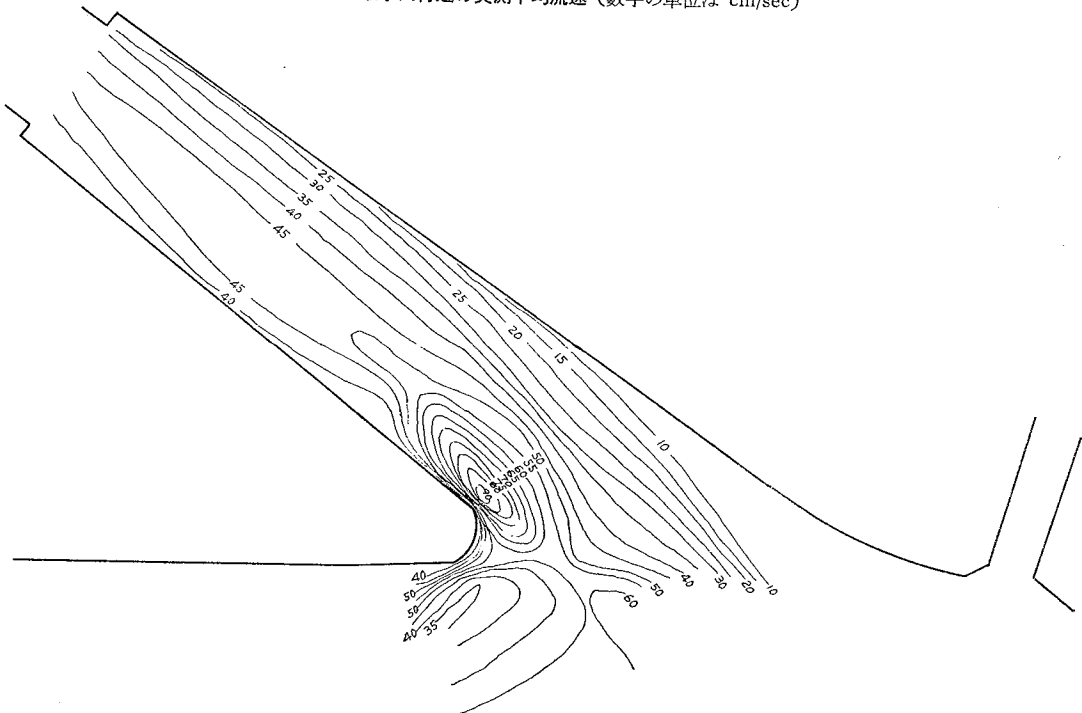
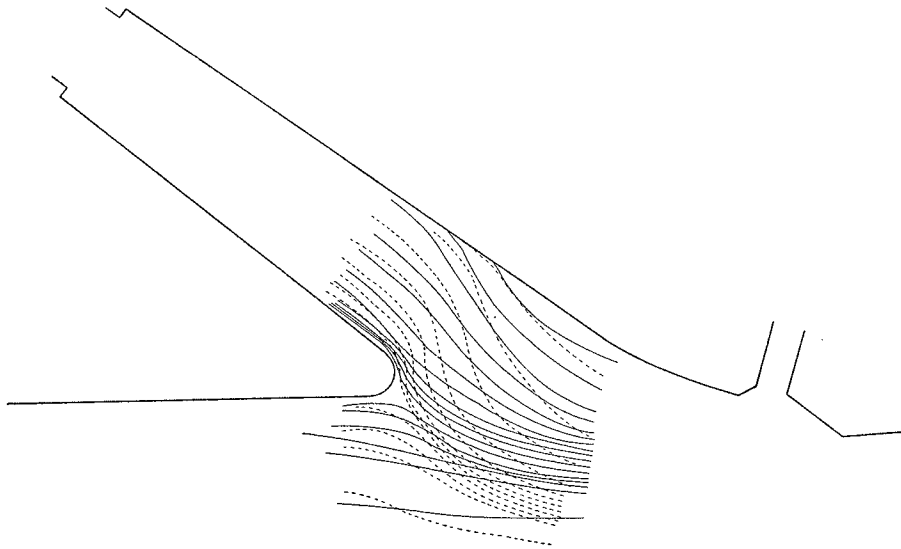


図-54 取水口付近の実測流線（実線は表層，点線は底層流線を示す）

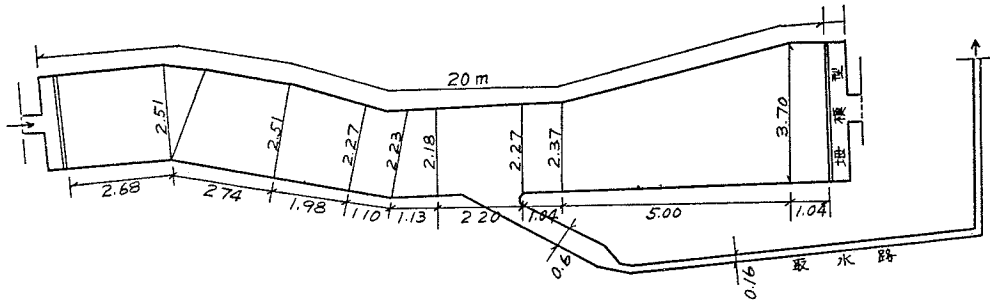


(3) 図-54 によれば，表層流線と底層流線の pattern は互いに全く異なった様相を示し，両流線は大きくねじれ，表層のものに比し，多数の底層流線が取水路に吸込まれている。  
 以上の実測は模型実験の基礎資料を得るため行なったものであるが，序論で述べた種々の流況特性が，このような実物河川で詳細に確認された点はきわめて意義があると考えられる。

### 第3節 実験模型水路，実験方法，および相似則

本実験では分岐部付近の微妙な流況が問題となるので模型をひずませるのは適当でない。  
 それで模型縮尺は，水平，鉛直両方向ともに1/50とする。模型水路の平面形の概略を 図-55 に示す。

図-55 模型水路平面図



模型河床は前節の深淺測量の結果により製作する。なお，模型水路はすべてモルタル面仕上げで，第1節で述べたごとくこの場合にはほとんど摩擦抵抗に対する考慮が必要でないから粗度に関する相似については考えず，また，実物河川で掃流砂の輸送はほとんどないので，以下すべて固定床について実験を行なう。

分岐開口幅を拡幅するには 図-56 に示すごとく，分岐先端を 10 cm（実物換算：5.0 m）ごとに岸側に後退せしめつつ実験を行なう。

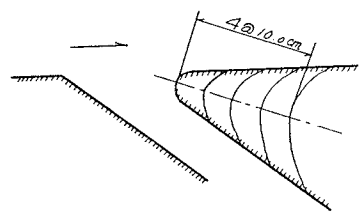
本実験の相似側は Froude の相似律によるものとする（なお，模型流れの径深は 5 cm 程度，平均流速は 10 cm/sec の程度であるから，この流れの Reynolds 数は

$$R \equiv UR/\nu \approx 5000$$

であり，十分乱流状態にある）。

瀬田川の計画洪水量は約 600 m<sup>3</sup>/sec，渇水時は 100 m<sup>3</sup>/sec の程度であり，従って Froude 則による模型流量は 34 l/sec と 5.7 l/sec の間である。

図-56



第4節 実験結果

模型水路における表層、および底層流線形状の一つの実測例を 図-57 に示し、同じく分岐点付近の流速分布形状を 図-58 に示す。分岐先端を改良しない原形のものについて総流量： $Q$  と流量配分比： $\kappa$  との実験結果を示せば、 図-59 のごとくである。 図中、 $W$  は下流端せきの高さを示す。

図-57 模型流れにおける表層（実線）、および底層（点線）流線の Pattern

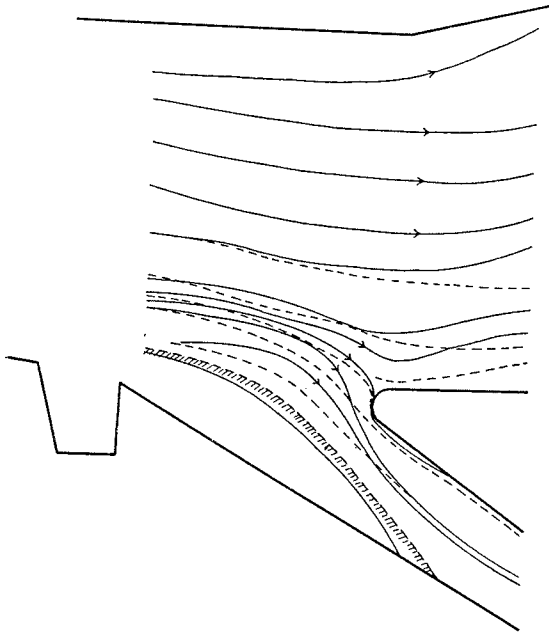


図-58 模型流れにおける流速分布（数字の単位は cm/sec）

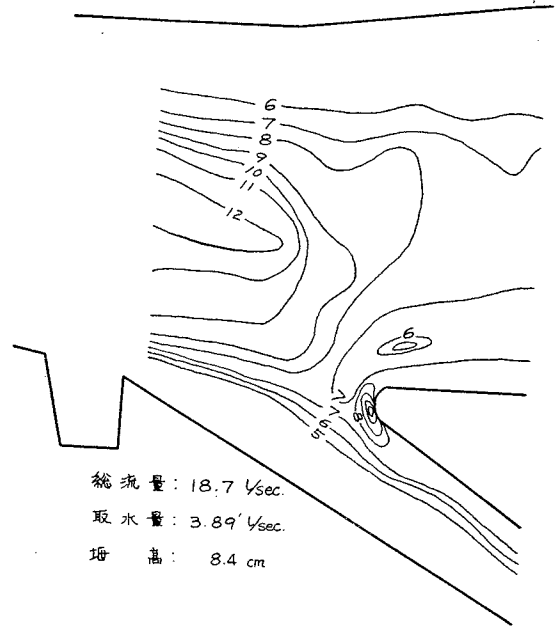


図-59 分岐先端改良前の原形のものについての流量配分比

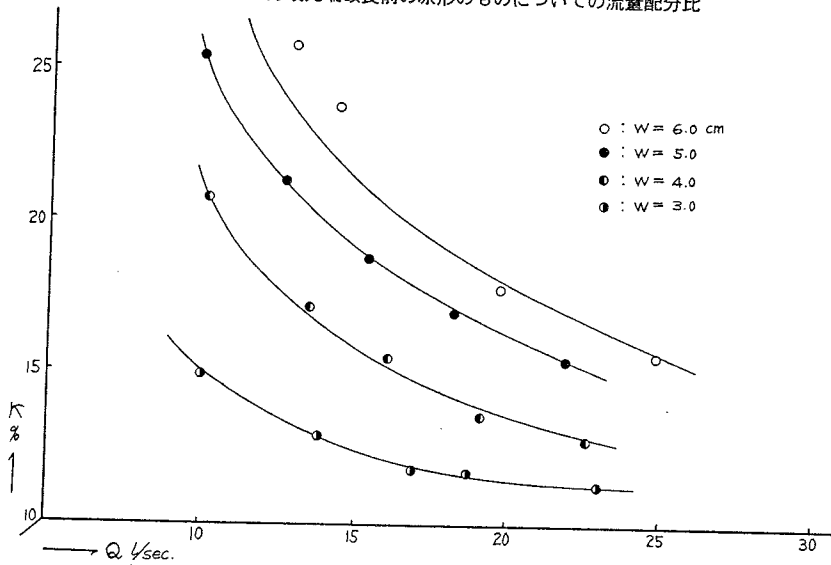
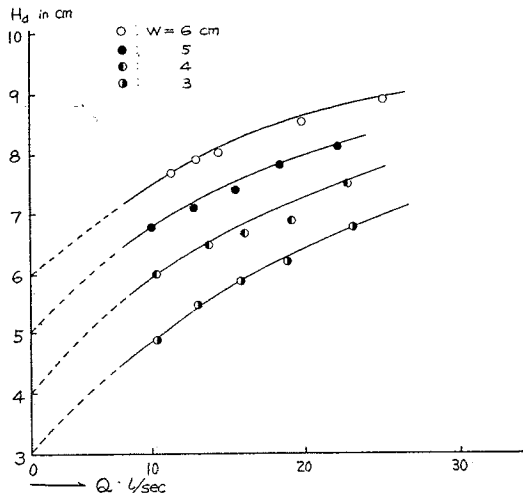


図-60 下流端せき高： $W$  とその上流側水深： $H_d$  の関係



なお、この本川下流端せき高： $W$  とせき位置での水深： $H_d$  との関係を示せば 図-60 のごとくである（この  $H_d$  が取水口下流側の本川水位を表わすものとする）。

次に、図-56 に示したような方法で分岐開口幅を拡幅したときの流量配分比と総流量の関係（ $W = 6.0$  および  $3.0$  cm の場合について）を示せば 図-61 のごとくである。

さらに、この分岐先端の改良効果を詳細に検討するため 図-62 の実験結果を整理して、総流量： $Q$  が一定の場合の分岐先端後退量： $b'$  と、流量配分比との関連という形で示せば 図-62 のごとくである。

図-62 総流量が一定の場合の  $b'$  と  $\kappa$  の関係

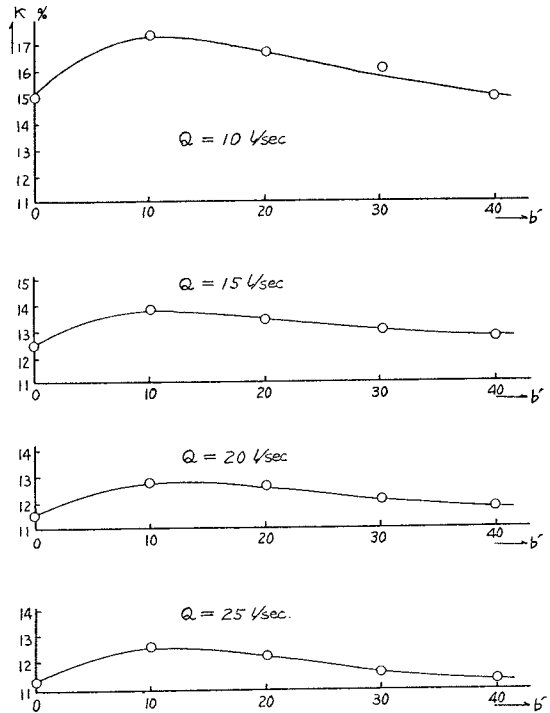
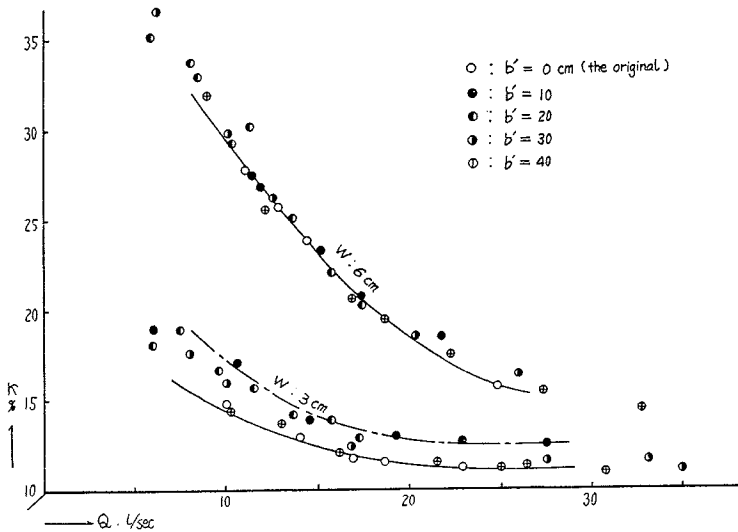


図-61 分岐先端後退量： $b'$  と流量配分比の関係





## 第5節 実験結果の検討

実験結果を検討する前にあらかじめこの模型による実験結果を Froude 則によって実物へ換算することの適否をしらべる。

図-57, 58 に示す実験結果は模型流量: 18.7 l/sec の場合のものであり, この模型流量を Froude 則によって実物流量に換算すれば  $Q=327\text{m}^3/\text{sec}$  となり先に示した実測値の, 実測当日の瀬田川流量:  $324\text{m}^3/\text{sec}$  にほぼ等しい。従ってここに得られた流線形状, および等流速線形状は Froude 則換算によってただちに実測のそれ等, すなわち 図-53, 54 のおのおのに対応せしめうる。まず, 模型流れの流線形状と, 実物流れのそれとを比較すれば, 模型における死水領域が実物のそれより若干, 大きく現われる傾向があるのを除けば, 表, 底層流線のねじれ, 流入流線形状等, 模型と実物で十分相似であることが認められる (なお, 前述したごとく模型流れの Reynolds 数は  $5 \times 10^3$  程度, 実物河川のそれは  $3.5 \times 10^6$  程度であり, 従って模型流れでは実物流れより粘性効果が大きく効くはずであり, このような理由から死水領域が模型において大きく現われるのはやむをえない)。

次に, 等流速線について比較すれば, たとえば分岐先端の最大流速は模型では 12~13 cm/sec であり, これを Froude 則で実物に換算すれば約 90 cm/sec となり, 図-53 のこの部分の流速とほぼ一致する。しかも等流速線形状もきわめて酷似している。

以上のごとき検討によって以下の模型実験の結果は Froude 相似則によりただちに実物のそれに適用してほぼ差し支えないことがわかる。

以下に各実験結果について検討する。すなわち,

(1) まず分岐先端を改良せぬ原形模型について, 下流端せき高を4種かえて流量配分比と総流量の関係を示せば 図-59 のごとくであり, 下流端せき高, 従って本川水位が取水量に大きく影響することがわかる。なお, 以下の実験結果はすべてせき高:  $W$  を用いて本川水位を表示しているが精確な本川水位は 図-60 により換算される。

(2) 次に, せき高:  $W=6.0, 3.0\text{cm}$  の場合について分岐先端の改良効果を示せば, 図-61, 62 のごとくである。図-61 によれば本川水位が低いほど, 分岐先端の改良効果が大きく現われることが明瞭に見られ,  $W=6.0\text{cm}$  の場合の取水量増加はきわめてわずかであるが,  $W=3.0\text{cm}$  の場合はかなり顕著な改良効果が認められる。すなわち, 模型せき高  $3.0\text{cm}$  の場合の先端後退量:  $b'$  と流量配分比との関係は 図-62 のごとくであり, これによれば  $b'=10\text{cm}$  の近傍で取水量増加が最大となる (分岐開口幅の拡幅量と, 取水量増加に関するこのような特異点の存在は, すでに 第5章の 図-41 で確認した傾向と全く一致する)。

すなわち,  $b'$  を  $10\text{cm}$  以上にしてもかえって  $b'=10\text{cm}$  の場合より取水量が減少するので, 最適の後退量は  $b'=10\text{cm}$ , (実物換算:  $5.0\text{m}$ ) とすべきであり, この改良分岐先端をもつ取水路では 図-63 に示すごとく取水量増加量:  $4Q_b$  が期待される。すなわち, 瀬田川水位が低い場合は, このような分岐先端の改良によって  $3.5\sim 6\text{m}^3/\text{sec}$  の取水量増加が得られ, ほぼ所期の目的を達することができる (なお, 本模型実験の結果にもとづいて取水口改良工事が実施されたが実物水路では流量を精確に計量する装置がないので, 改良前後における出力変化によって, 間接的に改良効果を判定せねばならぬ。その発電所出力の変化の模様を示せば 図-64 のごとくであり, 分岐先端の改良により平均  $553\text{kW}$  (1.8%) の増加が見られ, 予想される値をやや下まわるが十分, 改良効果が認められる。

(3) 式: (5.1.10) による計算値と実験値を比較すれば 図-65 のごとくであり, 近似計算にもかかわらず計

図-63 分岐先端改良(後退量:  $b'=10\text{cm}$  の場合)による取水量増分:  $4Q_b$

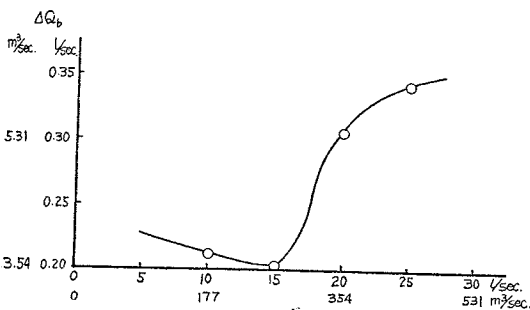


図-64 出力変化による改良効果の判定  
○: 改良後, ×: 改良前

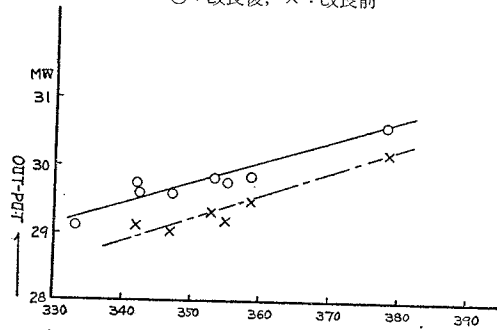
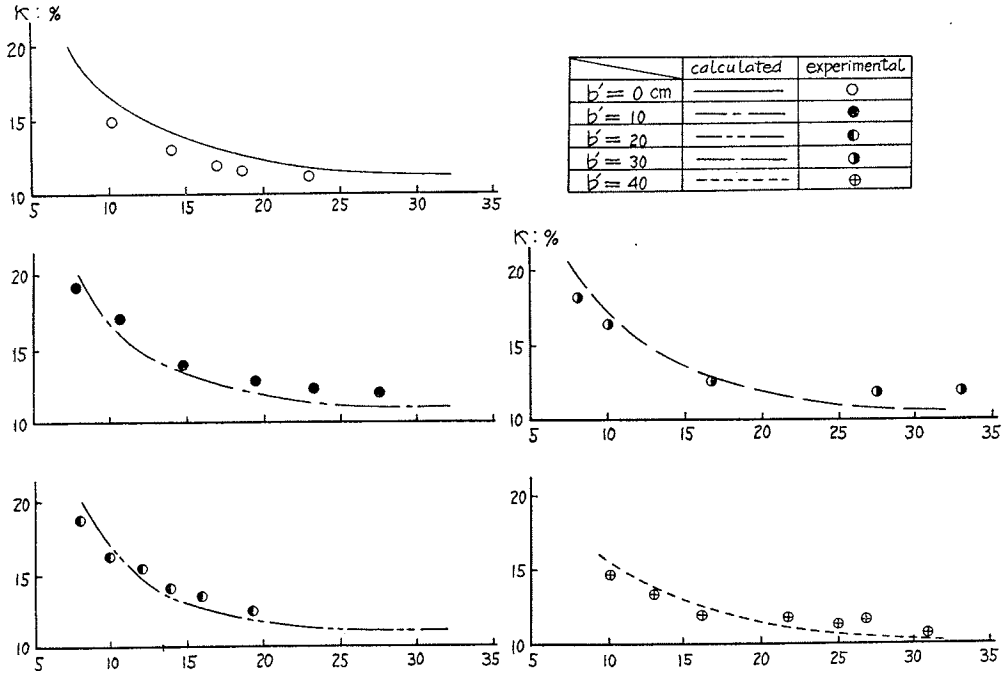


図-65 流量配分比に関する実験値と計算値(式: 51・10 による)との比較



算精度はかなり良好である。

あとがき

本研究に対し、終始、御懇切な指導を賜った大阪大学工学部 田中 清教授に衷心からの感謝を申し述べるとともに、本研究の一部は昭和 32 年度・文部省科学研究費の補助を受けて行なわれ、また、関西電力KKの關係各位から研究上の種々の便宜を与えられたことを付記し、謝意を表する。

参考文献

- 1) 太田川分水計画について：建設省第6回技術研究報告，昭和28年10月。
- 2) 江合川分流実験，並びに低溢流堤に関する実験について：建設省第7回技術研究報告，昭和31年3月
- 3) 嶋 祐之・富永正照：射流分岐水路の流量配分について，土木学会論文集，第58号，昭和33年9月。
- 4) Bulle, H.: Untersuchungen über die Geschiebeableitung bei der Spaltung von Wasserläufen, Berlin VDI-Verlag., 1926.
- 5) L.M. Milne-Thomson: Theoretical Hydrodynamics, 1938.
- 6) Murota, A.: On the Flow Characteristics of Channels with a Distributary, Tech. Rep. of ŌSAKA Univ., vol. 6, No. 198, 1956.
- 7) Bulle, H.: 前出
- 8) Harbermass, F.: Geschiebeeinwanderung in Werkkanäle und deren Verbinderung, Wasserkraft u. Wasserwirtschaft, 1935.
- 9) Einstein, H.A. and J.A. Hardar: Velocity distribution and the boundary layer at channel bends, Trans. A.G.U., vol. 35, No. 1, 1954.
- 10) Tison, L.J.: Au sujet de certaines dispositions permettant de reduire les quantités de matières solides entrainées par un système à surface libre, Deuxième Journées de L'Hydraulique, s. 79, 1953.
- 11) Schoklitsch, A.: Geschiebebewegung in Flüssen und an Stauwerken, Wien 1926.
- 12) Tison, L.J.: 前出
- 13) Eghrari, D.: Geschiebewanderung und -verteilung in abzweigenden Kanälen, 1954.

(原稿受付：1960. 1. 18)

昭和 35 年 10 月 10 日 印刷      昭和 35 年 10 月 15 日 発行      土木学会論文集第 70 号・別冊 (1-1)

著 者    大阪市都島区東野田町 2 の 9 1 0    大阪大学工学部    宝 田    明

発行者    東京都新宿区四谷一丁目    社団法人土木学会    末 森    猛 雄

印刷者    東京都港区赤坂溜池 5 番地    株式会社技報堂    大 沼    正 吉

定 価    2 0 0 円 ( 十 0 円 )      振替東京 1 6 8 2 8 番    電話 (351) 5138・5139番