

## ホドグラフ法による合流部流線の解析

ANALYSIS OF STREAMLINES AT A CONFLUENCE BY THE HODOGRAPH METHOD

藤田一郎\*・河村三郎\*\*

By Ichiro FUJITA and Saburo KOMURA

**At a confluence, a separated shear layer accompanying a recirculating region is formed, which decreases the efficiency of the flow. In this study, the hodograph method is applied to the flow at a confluence to make clear the characteristics of separated streamlines. A free streamline and a boundary streamline which represents the center of a separated shear layer and the boundary between the combined flows respectively, are calculated for arbitrary confluence angles and channel width ratios. Also, a shape factor of a recirculating region is theoretically obtained with a reasonable agreement with the experimental results.**

**Keywords:** confluence, hodograph method, junction flow, free streamline, conformal mapping

### 1. まえがき

開水路合流部の流れは、開水路流れにおいて最も複雑な流況を呈する流れの1つであり、その流れの機構の解明は河川工学上非常に重要な課題である。しかしながら、一樣流や湾曲部流れ、あるいは複断面流れのような他の開水路流れにおける研究の進展に比べると、十分な検討がなされているとはいはず、いわば開水路流れを総合的に解明するうえでの未開拓分野であると思われる。もちろん、これまでにも合流部についての流れの検討は行われてきており、運動量、あるいはエネルギーの定理を用いた解析的研究<sup>1)~6)</sup>、数値解析手法を用いた研究<sup>7)~10)</sup>、移動床合流部での局所洗掘、あるいは河床変動に関する研究<sup>11)~15)</sup>等によって、種々の知見が得られてきている。しかしながら、合流部の流れで特に特徴的な死水域については、実験的な検討が行われているものの、理論的には十分な検討がなされているとはいがたい。死水域の形成は河川工学的な立場からみれば、流水の有効断面を減少させ、洪水の疎通能力を低下させるという点で問題であり、その意味で特に死水域幅に関するその特性の解

明は非常に重要と考えられる。

死水域は合流点で生じる剥離せん断層の一部が側壁に再付着して形成される閉じた渦領域であり、剥離泡といふこともできる。死水域がほぼ最大幅に至るまでの領域における剥離せん断層は、厚さが非常に薄く一本の自由流線とみなせると考えられる。それより下流の流れに対しては、自由流線は剥離せん断層の時間平均的な中心に対応するものと考えられる<sup>16)</sup>。本研究では問題を単純化するために、合流部の流れを自由流線を用いて表わし、ホドグラフ法により流線の解析を行う。ホドグラフ法による解析はポテンシャル流を仮定してはいるが、平面壁上の突起部からの剥離流線に関しては実験値とも良好な一致を示すことが知られている<sup>17)</sup>。合流部の流れは、実際には三次元的な特性を有していると考えられるが、レイノルズ数の大きい開水路流れにおける水深平均的な流れを対象とするならば、二次元モデルであるホドグラフ法は十分に有効と考えられる。

ホドグラフ法を合流部に適用した例としては、Webberら<sup>18)</sup>、池田ら<sup>19)</sup>、Modiら<sup>20)</sup>、および著書ら<sup>21)</sup>の研究があるが、Webberら、池田らの解析は合流角が90度に固定されており一般性に欠けている。Modiらの解析結果についてはBestら<sup>22)</sup>が指摘しているように、実験値との適合性が非常に悪い。この不適合性は、合流する

\* 正会員 工修 岐阜大学講師 工業短期大学部土木工学科  
(〒501-11 岐阜市柳戸1-1)

\*\* 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科(同上)

2つの流れの境界の流線を無視するなど解析手法自体に問題があったためと思われる。

以上のような点に鑑み、本研究ではホドグラフ法を正確に合流部に適用することにより、本手法の有効性について検討することとした。この手法は理論としては古典的であるが、自由流線についての解析解が比較的簡単に得られる点で重要である。また、一般にホドグラフ法では自由流線のみを解析の対象としているが、本研究では水路内部の流線も考慮し、実験値との比較から、本理論の適用限界についても検討している。

## 2. ホドグラフ法の概要

本研究では対数速度を用いてホドグラフ  $\Omega$  を次のように定義する。

ここに,  $z$ : 物理面の座標 ( $=x+iy$ ),  $W$ : 複素速度ポテンシャル ( $=\phi+i\Psi$ ) である.

であるから式(1)は

と表現できる。ここに、 $u$ ,  $v$ : 物理面上の  $x$ ,  $y$  軸方向の流速成分,  $q = (u^2 + v^2)^{1/2}$ ,  $\theta = \arctan(v/u)$ 。したがって、対象とする流れ場の流速ベクトルの場 ( $q$ ,  $\theta$ ) を与えれば、対応するホドグラフ面 ( $\Omega$ -面) を得ることができる。次に、媒介面として  $\zeta$ -面を考え、Schwarz-Christoffel の変換(以降、S.C. 変換と称する)を用いて、ホドグラフ面の内部を  $\zeta$ -面の上半分の領域に等角写像すると次の写像関数が得られる。

一方、複素速度ポテンシャル  $W$  の内部を式(4)と同一の媒介面の上半分の領域に S. C. 変換すると次の関係が得られる。

式(1), (4)より

また

であるから、式(5)、(6)を式(7)に代入して

が得られる。物理面  $z$  と媒介面  $\xi$  の関係はこれを積分して次式より得られる。

$W$ -面の各流線 ( $\Psi = \text{const.}$ ) に対応する  $\zeta$ -面上の値がわかれば、式 (9) から対応する物理面上の流線を求めることができる。通常、自由流線は  $\zeta$ -面の実軸に対応しているが、それ以外の流線は  $\zeta$ -面の内部の点に対応するので、その場合には式 (9) の積分は複素平面内

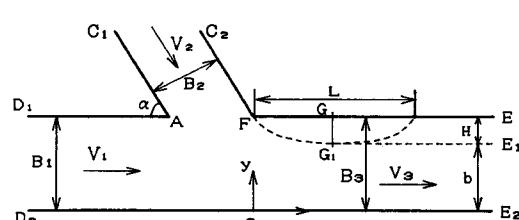
で実行することになる。次節においては、以上の理論を合流部に適用する。

### 3. ホドグラフ法の合流部への適用

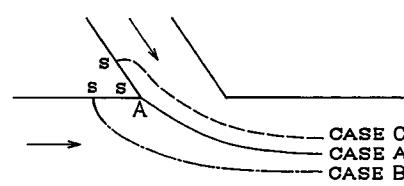
本研究では直線水路に支流がある角度で合流する Fig. 1 のような流れ場を取り扱う。ここに、 $\alpha$  : 合流角、 $B$  : 水路幅、 $V$  : 流速、 $H$  : 死水域幅、 $b$  : 有効水路幅、 $L$  : 死水域長である。添字の 1, 2, 3 はそれぞれ合流前の本流、支流、および合流後の流れに関する値を示す。FE<sub>1</sub> で示す破線の部分が自由流線であり、ここでは Kirchhoff のモデルに従い、この流線上で流速が一定 ( $= V_1$ ) と仮定した。FG<sub>1</sub> の区間は死水域の発達域であり、点 G<sub>1</sub> において死水域幅が最大となる。有効水路幅  $b$  は水路幅  $B_3$  から死水域幅  $H$  を差し引いて求められる。死水域の長さ  $L$  は死水域形状が近似的に GG<sub>1</sub> 断面を中心とする対称形と仮定すれば、 $L=2FG$  で与えられる。

ホドグラフ法では壁面を1つの流線とみなすので、本流・支流の壁面  $C_1A$  および  $D_1A$  で同一の流れ関数値を有する流線は、壁面上のよどみ点  $S$  を端点として水路内部へ貫入する (Fig.2). この流線 (ここでは境界流線とよぶ)は水路内部では本流と支流の流れの境界を示す。実際の流れでは、この流線は合流する2つの流れの境界に生じる自由せん断層的な流れの中心位置に対応すると考えられる。合流部の境界流線は常によどみ点が点  $A$  に一致している<sup>21)</sup>わけではなく、流量比によってその位置が変わってくる。本研究ではよどみ点  $S$  の位置によって次の3つのケースに分類する<sup>20)</sup>

- (1) よどみ点が合流部の頂点 A に一致する場合  
(CASE A)
  - (2) よどみ点が本流壁上にある場合 (CASE B)
  - (3) よどみ点が支流壁上にある場合 (CASE C)



**Fig. 1** Definition sketch



**Fig. 2** Boundary streamlines for each case.



とおけば次式のように表わされる。

$$x_s = -\frac{b}{\pi} \int_{\xi_s}^1 \left( -\frac{1}{\xi} + \frac{Q_r}{\xi - c} + \frac{1 - Q_r}{\xi + d} \right) \cos \beta_1 d\xi \quad \dots \quad (27)$$

$$y_s = -\frac{b}{\pi} \int_{\xi_s}^{\xi} \left( -\frac{1}{\xi} + \frac{Q_r}{\xi - c} + \frac{1 - Q_r}{\xi + d} \right) \sin \beta_1 d\xi + B_s$$

..... (28)

式(28)で  $\xi_s \rightarrow +0$  とおけば、 $y_s \rightarrow b$  となるので有効水路幅  $b$  は、

$$b = \frac{\pi}{1 + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \left( -\frac{1}{\xi} + \frac{Q_r}{\xi - c} + \frac{1 - Q_r}{\xi + d} \right) \sin \beta_1 d\xi} \quad \dots \dots \dots \quad (29)$$

と表わすことができる。ただし、ここでは  $B_3 = \pi$  とおいた。写像係数  $c, d$  は式(12)～(15)より  $b$  の関数である。したがって、 $b$  の値は与えられた水路形状のパラメーター ( $\alpha, B_r$ )、および水理量のパラメーター ( $Q_r$ ) に対して式(12)～(15)、および式(29)より逐次代入法で求めることができる。ただし、 $W$ -面と  $\zeta$ -面の写像関係より、流量比と写像係数の間には水路形状とは無関係に式(18)の関係が成立している。よって、式(18)を同時に満たすような写像係数は与えられた水路形状に對してただ1つだけ決定される。これは境界流線の端点であるよどみ点  $S$  が合流部の頂点  $A$  に厳密に一致するような流量比は、ただ1つしか存在しないことを示している。ここでは、このような流量比を限界流量比として  $Q_{rc}$  で表わし、限界流量比を用いて得られる解を厳密解とよぶこととする。合流角、および水路幅比に対する写像係数と  $Q_{rc}$  の値を Table 1 に示す。 $b/B_3$  は縮流係数に相当する値である。

一方、式(17)に示す  $W$ -面から  $\xi$ -面への写像関数は  $\xi$ -面の実軸上の原点 ( $\xi=0$ ) に強さ  $2Q_3$  の吸い込み、 $\xi=-d$ 、 $c$  にそれぞれ強さ  $2Q_1$ 、 $2Q_2$  の湧き出しを置いた場合の複素速度ポテンシャルとも解釈できる。湧き出し、吸い込みのそれぞれの強さを変えれば、流量比の異なる合流部の流れを表わすことができる。ただし、流量比が限界流量比と異なる場合は、厳密には  $B_1=B_3$  の水路ではなく、Fig. 7 に模式的に示すように、 $Q_r>Q_{rc}$  の場合は  $B_3>B_1$ 、 $Q_r<Q_{rc}$  の場合は  $B_3<B_1$  となるような水路に対する流線を求めていくことになる。実用的な立場からみれば、 $B_1 \approx B_3$  とみなせるような流量比の範囲においてなら、限界流量比以外の流量比を用いても差し支えないと考える。ここでは、このような解を簡略解とよぶことにする。 $B_r=0.5$ 、および 1.0 の場合について式(18)の右辺と流量比の関係を示したのが Fig. 8 である。図中の交点が  $Q_{rc}$  を示す。合流角が小さいほど

**Table 1** Mapping coefficients for critical discharge ratio  $Q_{rc}$ .  
 $\alpha = 30^\circ$

$B_2/B_3$	c	d	$b/B_3$	$Q_{rc}$
0.1	5.52374	0.47604	0.8656	0.0680
0.2	7.98669	1.24955	0.8391	0.1353
0.3	9.95210	2.45740	0.8271	0.1980
0.4	12.5586	4.30824	0.8209	0.2554
0.5	15.9845	7.09713	0.8176	0.3075
0.6	20.4514	11.2312	0.8158	0.3545
0.7	26.2289	17.2608	0.8148	0.3969
0.8	33.6434	25.9166	0.8142	0.4351
0.9	43.0825	38.1555	0.8139	0.4697
1.0	55.0074	55.2051	0.8138	0.5009

$$\alpha = 60^\circ$$

$B_2/B_3$	c	d	$b/B_3$	Qrc
0.1	2.70483	0.17214	0.8126	0.0598
0.2	2.89350	0.40872	0.7639	0.1238
0.3	3.11887	0.71592	0.7367	0.1867
0.4	3.38212	1.10707	0.7199	0.2466
0.5	3.68540	1.59920	0.7089	0.3026
0.6	4.03145	2.21277	0.7016	0.3544
0.7	4.42350	2.97170	0.6967	0.4018
0.8	4.86508	3.90335	0.6935	0.4452
0.9	5.35945	5.03967	0.6913	0.4846
1.0	5.91057	6.41619	0.6899	0.5205

$$\alpha = 90^\circ$$

$B_2/B_3$	c	d	$b/B_3$	Qrc
0.1	1.67529	0.10963	0.7696	0.0615
0.2	1.73100	0.26049	0.7045	0.1308
0.3	1.79782	0.45373	0.6664	0.2015
0.4	1.87548	0.69506	0.6418	0.2704
0.5	1.96408	0.99186	0.6252	0.3356
0.6	2.06350	1.35321	0.6139	0.3961
0.7	2.17399	1.78935	0.6051	0.4515
0.8	2.29572	2.31195	0.6009	0.5018
0.9	2.42885	2.93401	0.5974	0.5471
1.0	2.57354	3.67005	0.5878	0.5878

ど流量比の変化に伴う  $Q_{rc}$  からのずれが著しいことがわかる。池田ら<sup>19)</sup>は Fig. 3 とは異なるホドグラフ面を用い、直角合流の場合について流線解析を行っているが、本研究の簡略解は、池田らの方法を任意の合流角にまで拡張したものといえる。池田らの解析結果は本研究の簡略解で  $\alpha=90^\circ$  とおいて得られる結果と一致した。

境界流線は  $W$ -面上では  $\Psi=0$  の流線 (Fig. 4) に対応する。境界流線の軌跡は、式 (17) より  $\Psi=0$  に対応する  $\xi$ -面上の値を求め、式 (22), (23) により物理面の値に変換して求める。

( 2 ) CASE B

合流部の頂点 A で無限大の流速を許せば、ホドグラフ面は Fig. 9 のようになる。W-面は CASE A と同じ形だが点 A は  $C_1S$  上へ移動する。Fig. 9 の内部を Fig. 10 の媒介面の上半分の領域に写像する写像関数は S. C. 変換より得られる

$$\frac{d\Omega}{d\xi} = \frac{K_2(\xi - c)}{(\xi - a)\sqrt{\xi^2 - \xi}} \dots \dots \dots (30)$$

を積分し、点 E ( $\Omega=0, \zeta=0$ ) と点 F ( $\Omega=-\alpha i, \zeta=1$ ) の条件を用いて次のように得られる。

$$\Omega = -2i \left[ \gamma + \frac{\pi-\alpha}{\pi} \arctan \left\{ -\sqrt{\frac{a-1}{a}} \tan \gamma \right\} \right] \quad \dots \dots \dots (31)$$

ここに、

$$\tan \gamma = \sqrt{\frac{\xi}{1-\xi}} \quad \dots \dots \dots (32)$$

である。写像係数間の関係は点 A, C, D についての条件よりそれぞれ次のように得られる。

$$\frac{a-c}{\sqrt{a^2-a}} = \frac{\pi-\alpha}{\pi} \quad \dots \dots \dots (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{B_2}{bQ_r} &= \left[ \frac{\sqrt{c(a-1)} - \sqrt{a(c-1)}}{\sqrt{c(a-1)} + \sqrt{a(c-1)}} \right]^{\frac{\pi-\alpha}{\pi}} \\ &\times \left( \frac{\sqrt{c} + \sqrt{c-1}}{\sqrt{c} - \sqrt{c-1}} \right) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (34)$$

$$\begin{aligned} \frac{B_1}{b(1-Q_r)} &= \left[ \frac{\sqrt{a(d+1)} - \sqrt{d(a-1)}}{\sqrt{a(d+1)} + \sqrt{d(a-1)}} \right]^{\frac{\pi-\alpha}{\pi}} \\ &\times \left( \frac{\sqrt{d+1} + \sqrt{d}}{\sqrt{d+1} - \sqrt{d}} \right) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (35)$$

有効水路幅  $b$  は CASE A と同様に次式で表わされる。

$$b = \frac{\pi}{1 + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \left( -\frac{1}{\xi} + \frac{Q_r}{\xi-c} + \frac{1-Q_r}{\xi+d} \right) \sin \beta_2 d\xi} \quad \dots \dots \dots (36)$$

ここに、

$$\beta_2 = 2 \arctan \sqrt{\frac{1-\xi}{\xi}} + \frac{\pi-\alpha}{\pi} \gamma_2 - \pi \quad \dots \dots \dots (37)$$

$$\gamma_2 = \arctan \left[ \frac{2\sqrt{(a^2-a)(\xi-\xi^2)}}{-2a\xi+\xi+a} \right] \quad \dots \dots \dots (38)$$

である。写像係数  $a, c, d$  の値は式 (33) ~ (38) より求められる。

CASE B の場合にも CASE A と同様、写像係数  $c, d$  と流量比との間には式 (18) が成立しているが、ここでは CASE A における簡略解と同様の取り扱いのみを行う。ここで得られる結果は、流量比が限界流量比  $Q_{rc}$  よりも大きい範囲において適用できる。

### (3) CASE C

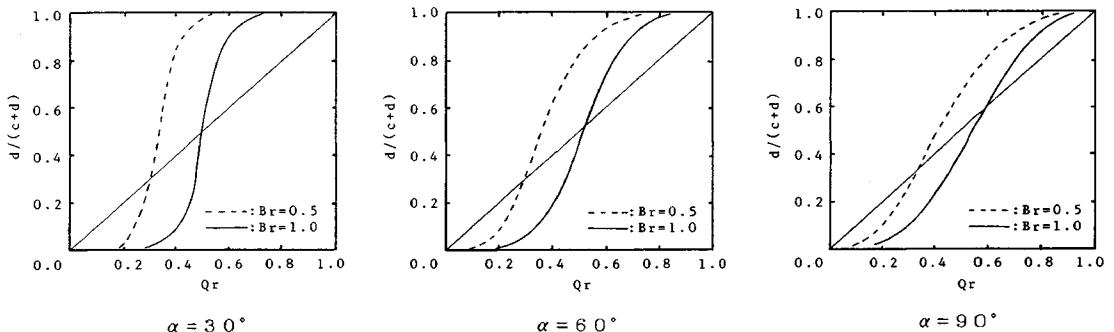


Fig. 8 Comparison between discharge ratio and the value of  $d/(c+d)$  for different confluence angles.

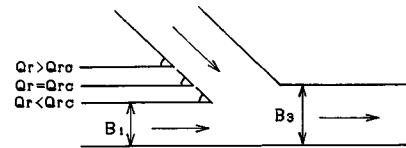


Fig. 7 Effects of discharge ratios.

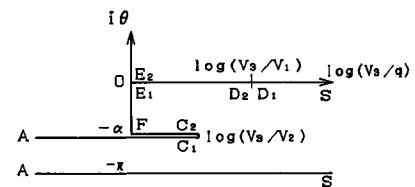


Fig. 9  $\Omega$ -plane (CASE B).

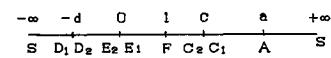


Fig. 10  $\zeta$ -plane (CASE B).

CASE B と同様、頂点 A で無限大の流速を許せば、 $\Omega$ -面、 $\zeta$ -面はそれぞれ Fig. 11, 12 のように表わされる。W-面は CASE B と同じだが、点 A は  $D_1S$  上へ移動する。 $\Omega$ -面から  $\zeta$ -面への変換は、

$$\frac{d\Omega}{d\xi} = \frac{K_3(\zeta+d)}{(\zeta+a)\sqrt{\zeta^2-\xi^2}} \quad \dots \dots \dots (39)$$

を積分し、次のように得られる。

$$\Omega = -2i \left[ \gamma - \frac{\pi-\alpha}{\pi} \arctan \left\{ \sqrt{\frac{a+1}{a}} \tan \gamma \right\} \right] \quad \dots \dots \dots (40)$$

写像係数間の関係は次のようにある。

$$\frac{a-d}{\sqrt{a^2-a}} = \frac{\pi-\alpha}{\pi} \quad \dots \dots \dots (41)$$

$$\begin{aligned} \frac{B_2}{bQ_r} &= \left[ \frac{\sqrt{c(a+1)} - \sqrt{a(c-1)}}{\sqrt{c(a+1)} + \sqrt{a(c-1)}} \right]^{\frac{\pi-\alpha}{\pi}} \\ &\times \left( \frac{\sqrt{c} + \sqrt{c-1}}{\sqrt{c} - \sqrt{c-1}} \right) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (42)$$

$$\frac{B_1}{b(1-Q_r)} = \left\{ \frac{\sqrt{a(d+1)} - \sqrt{d(a+1)}}{\sqrt{a(d+1)} + \sqrt{d(a+1)}} \right\}^{\frac{\pi-\alpha}{\pi}} \times \left( \frac{\sqrt{d+1} + \sqrt{d}}{\sqrt{d+1} - \sqrt{d}} \right) \dots \dots \dots (43)$$

有效水路幅は

$$b = \frac{\pi}{1 + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \left( -\frac{1}{\xi} + \frac{Q_r}{\xi - c} + \frac{1 - Q_r}{\xi + d} \right) \sin \beta_3 d\xi} \quad \dots \dots \dots (44)$$

で表わされる。ここに、

$$\beta_3 = -2 \arctan \sqrt{\frac{1-\xi}{\xi}} + \frac{\pi-\alpha}{\pi} \gamma_3 - \pi \dots \dots \dots \quad (45)$$

$$\gamma_3 = \arctan \left[ \frac{2\sqrt{(a^2+a)(\xi-\xi^2)}}{2a\xi+\xi-a} \right] \dots \dots \dots (46)$$

である。

CASE C の結果は限界流量比  $Q_{rc}$  よりも小さい流量比の範囲に対して適用できる。

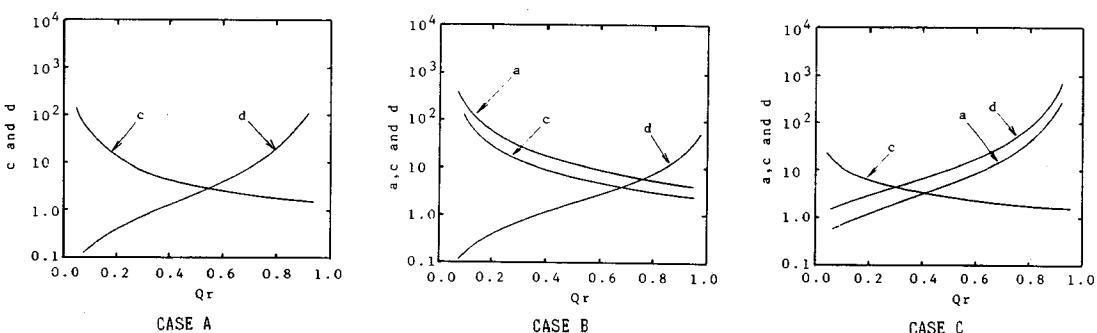
#### 4. 實驗

本理論を検証するために、河床勾配を水平に設置したアクリル製水路（本川長 10 m, 支川長 2.5 m, 本川幅 30 cm, 支川幅 10, 20 cm, 合流角 30°, 60°, 90°）を用いて死水域形状や流速分布等を測定した。死水域形状等の測定はおがくずとタフトを用いた可視化、流速測定は直径 3 mm の小型正逆プロペラ流速計により行った。水理条件は全流量 0.005 m<sup>3</sup>/s、流量比  $Q_r = 0.1 \sim 0.6$ 、合流後の水路のフルード数  $F_{r_3} = 0.1 \sim 0.57$  である。合流前後の流れはいずれも常流状態を保つようにした。これは本理論は平面ポテンシャル解析であり、水深変化の影響を表わせないため水理条件を低フルード数の範囲における必要があるためである。

## 5. 計算結果

### (1) 写像係数

CASE A, CASE B および CASE C の写像係数を



**Fig. 13** Relationship of the mapping coefficients to discharge ratios ( $\alpha=90^\circ$ ,  $B_r=1.0$ ).

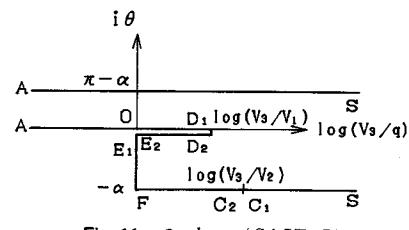
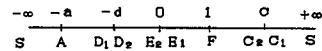


Fig. 11  $\Omega$ -plane (CASE C).



**Fig. 12**  $\xi$ -plane (CASE C),

Fig. 13 に示す。ここでは各ケースの簡略解に対する写像係数を広範囲の流量比に対して示した。

## (2) ケースによる違い

流量比が限界流量比  $Q_{rc}$  より小さい場合は式(36), 大きい場合に式(44)を用いて得られた有効水路幅と流量比, および合流角の関係を Fig. 14 に示す. 破線は CASE A における簡略解をすべての流量比の範囲に適用して得られた結果である. これより有効水路幅の算定に関しては, ホドグラフ面の選択の違いによる差はあまりないことがわかる.

### (3) 有効水路幅と運動量比の関係

**Fig. 15** に一定の流量比のもとで水路幅比  $B_r$  を変化させたときの有効水路幅を示す。これより、合流部の流れは流量比だけでは規定できず、水路幅比にもある程度、依存していることがわかる。そこで、流量比のかわりに式 (47) で定義する運動量比を用いて  $B_r=0.1 \sim 1.0$ ,  $Q_r=0.1 \sim 0.8$  の範囲の理論値をプロットしたのが**Fig. 16**である。

有効水路幅の変化は、近似的には図中の実線で表わすことができると考えられる。このようにして得られた理論曲線と実験値を比較した結果を Fig. 17 に示す。図に

は、Mikhail ら<sup>23)</sup>およびBest ら<sup>22)</sup>のデータもプロットした。これより、合流角が大きい場合は実験値との対応は比較的よいが、合流角が小さくなると理論値は死水域幅を過大評価するようになることがわかる。

#### (4) 死水域の長さ

自由流線を死水域幅  $H$  で無次元表示した例を Fig. 18 に示す。自由流線は合流角が大きいほどわずかに曲率が大きくなっているが、いずれの場合も死水域幅の約 4.0 倍の距離でほぼ最大値に到達していることがわかる。この無次元形状は流量比や水路幅比を変えてあまり変わらず、ほぼ相似形を保つ。したがって、Fig. 1 で示したように死水域形状の対称性を仮定すれば、死水域長  $L$  は、

で推定できる。すなわち、死水域の形状係数  $H/L$  が普遍的に 0.13 程度であることが推定できる。この値を実験値と比較したのが Fig. 19 である。式 (48) は実験値の平均値にほぼ対応していることがわかる。

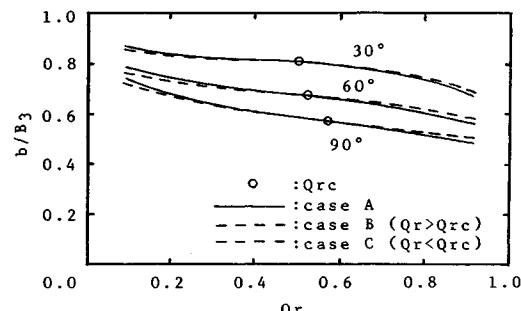
### (5) 流速分布との比較

**Fig. 20** と **Fig. 21** に合流角が  $30^\circ$  と  $90^\circ$  の場合の流下方向の平均流速分布、および乱れ強度分布を示す。流量比は 0.4、フルード数は 0.48 である。 $30^\circ$  の場合は水面近傍の値、剥離せん断層が十分に発達する  $90^\circ$  の場合は流れの中層部および底層部における値も示した。 $H_3$  は合流点より  $4B_3$  だけ下流の断面における平均水深、 $U_m$  はその断面における断面平均流速である。図には本理論で得られた自由流線および境界流線、ならびに表面流の可視化により得られた死水域と境界流線も示した。

**Fig. 21**において、剥離せん断層の存在により影響を受けると思われる平均流速分布の勾配急変点や乱れ強度分布の極大点の位置に注目した場合、底面近傍 ( $z/H_3 = 0.1$ )を除けば、水深方向への著しい変化は認められない。したがって、剥離せん断層に関する以下の考察については、水深平均的な流れに対するものと考えてよい。

自由流線はいずれの場合も横断方向の平均流速勾配の急変点にほぼ対応している。これは、自由流線が剥離せ

ん断層の中心よりも外縁付近の位置に対応していることを示している。また、この位置は乱れ強度分布の勾配が最大となる点にほぼ一致していることがわかる。



**Fig. 14** Relationship between discharge ratio and effective channel width

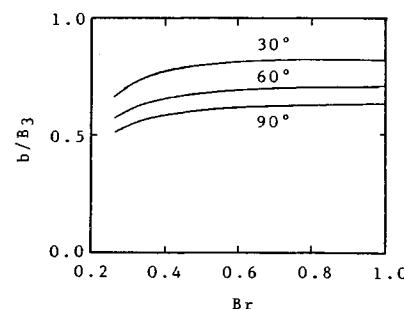
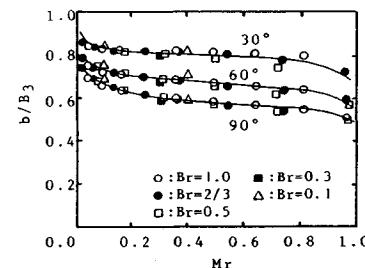


Fig. 15 Effects of channel width ratio ( $Q_r=0.4$ ).



**Fig.16** Variation of effective channel width ratio to momentum ratio

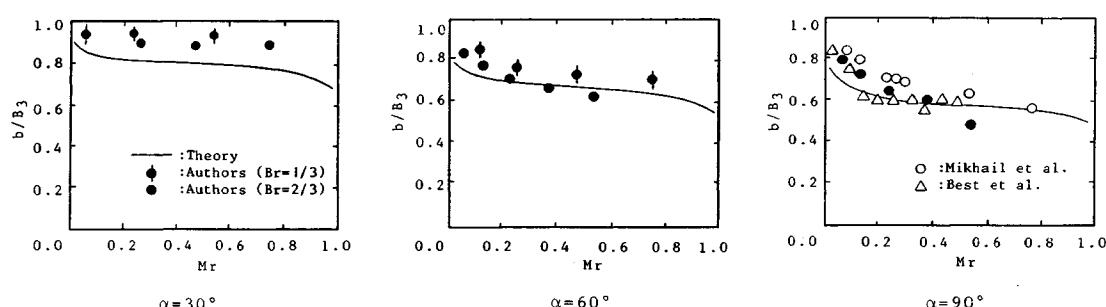


Fig. 17. Comparison between computed and observed effective channel widths

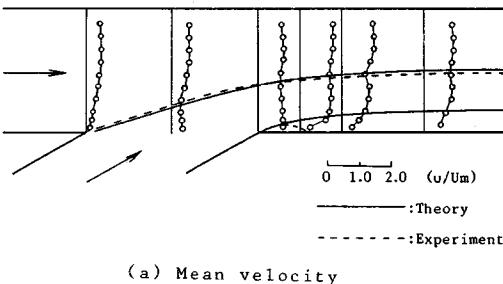
境界流線については、流速分布形との直接的な関係は明確ではないが、可視化により得られたデータとの対応は良好であるといえる。

死水域については、合流角が大きい場合、死水域幅が最大となる地点までは剥離せん断層と分離流線はほぼ一致しているため、自由流線により死水域幅はうまく予測されている。合流角が小さい場合は、自由流線は剥離せん断層とはうまく対応しているが、分離流線は剥離せん断層が十分発達する前に側壁に再付着するため、死水域規模は自由流線によって予測されたものよりは小規模となっている。

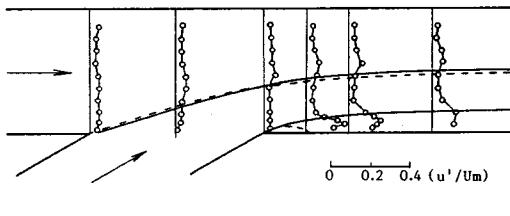
流量比が異なる場合の各流線の比較を行ったのが Fig. 22 および Fig. 23 である。Fig. 22 は CASE A、Fig. 23 は CASE C の理論式を用いて流線の計算を行っている。どちらのケースも境界流線の端点であるよどみ点の位置がほぼ実験値に一致していることがわかる。境界流線そのものの形状は多少の誤差はあるものの、実測値とほぼ一致している。また、特に流量比が 0.6 の場合、乱れ強度分布には第 2 の極大値が明確に現われているが、これは合流する 2 つの流れの境界に生じる自由せん断層的な流れによるものと思われる。この位置は、ほぼ境界流線に一致している。空間的には境界流線の近傍で二次流が発達していると考えられ、その意味で境界流線の予測は死水域に次いで重要な問題と考えられる。

## 6. 結論

本研究ではホドグラフ法というある意味で古典的な手法を用いて合流部の流線の解析を行った。この手法の



(a) Mean velocity



(b) Turbulent intensity

Fig. 20 Streamlines and velocity distributions ( $\alpha=30^\circ$ ,  $Q_r=0.4$ ,  $B_r=2/3$ ,  $F_r=0.48$ ,  $z/H_3=0.9$ ).

魅力は補正係数などをまったく用いずに解析的に流線が得られるという点であるが、理論解析の結果、すべての写像面の関係を満足し純粹に解析的に得られるのは、合流部におけるよどみ点の位置に関する考察から得られる限界流量比を用いた場合のみであることがわかった。こ

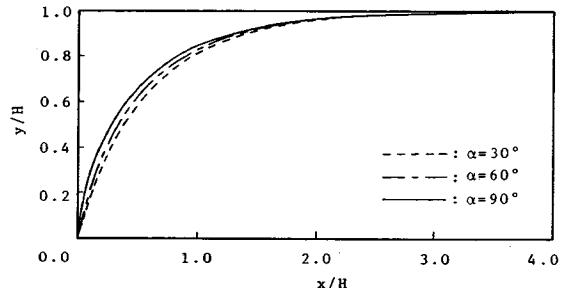


Fig. 18 Shapes of free streamlines ( $Q_r=0.3$ ,  $B_r=1.0$ ).

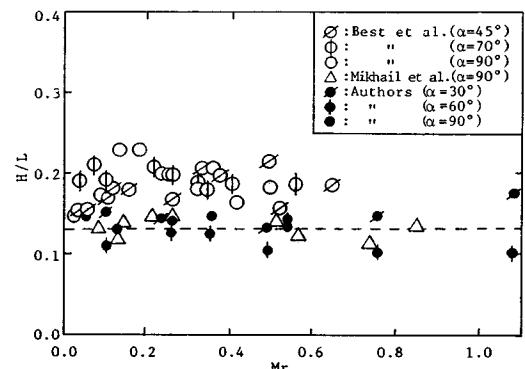
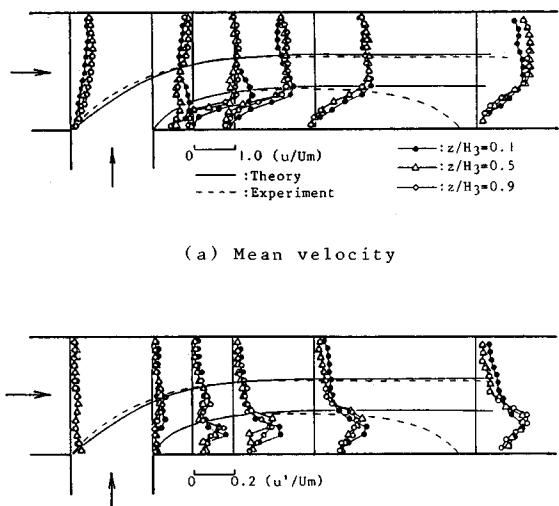
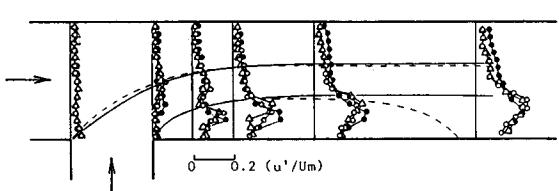


Fig. 19 Width of dead water zone.



(a) Mean velocity



(b) Turbulence intensity

Fig. 21 Streamlines and velocity distributions ( $\alpha=90^\circ$ ,  $Q_r=0.4$ ,  $B_r=2/3$ ,  $F_r=0.48$ ).

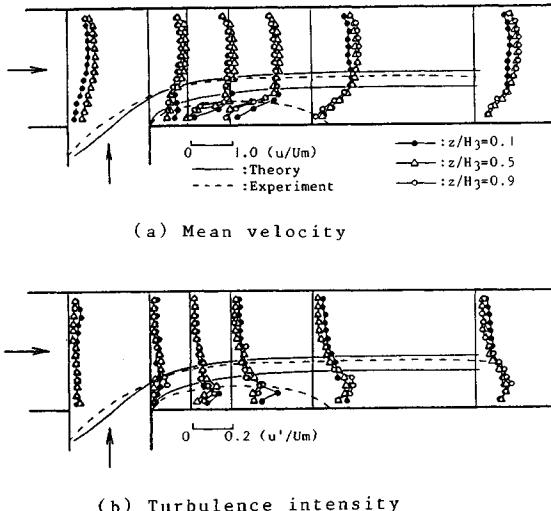


Fig. 22 Streamlines and velocity distributions ( $\alpha=90^\circ$ ,  $Q_r=0.2$ ,  $B_r=2/3$ ,  $F_{rs}=0.48$ ).

の点がホドグラフ法の限界であるとも考えられる。しかしながら、少なくとも簡略解を用いれば、剝離せん断層に対応する流線が得られることがわかった。また、自由せん断層に対応する境界流線についても実験値と比較してほぼ妥当な結果が得られることがわかった。剝離せん断層の生成に伴って形成される死水域の幅に関しては、合流角が小さい場合には過大評価となつたが、合流角が大きい場合には実験値と比べてほぼ妥当な結果を得ることができた。死水域の形状係数に関しても、理論的に実験値を裏付けることができた。

ただし、本解析は平面ボテンシャルによる解析であるため、流れの連続条件等を考慮すると、厳密に対象となる流れは水深変化の小さい低フルード数の流れに限られてくる。しかしながら、本研究で示した実験範囲および結果から判断すると合流前後の流れが常流の範囲であれば、近似的に本理論は適用可能であると考えられる。

#### 参考文献

- 1) 板倉忠興：河川合流点における流れの機構の研究、第16回水理講演会講演集、pp. 7~12, 1972.
- 2) 神田徹・山崎篤：開水路合流部の流れの水理学的特性、建設工学研究所報告、第19号、pp. 137~153, 1977.
- 3) 神田徹・桑田明仁：都市河川網における洪水追跡に関する二、三の検討、第22回水理講演会論文集、pp. 245~252, 1978.
- 4) Taylor, E. H. : Flow Characteristics at rectangular open-channel junctions, Trans. ASCE, Vol. 109, pp. 893~903, 1944.
- 5) 室田明・多田博登：開水路合流部の水面形計算接続法に関する研究、第25回水理講演会論文集、pp. 327~332, 1981.
- 6) Lin, J. D. and Soong, H. K. : Junction Losses in open channel flows, Water Resour. Res., Vol. 15, No. 2, pp. 414~418, 1979
- 7) 水島敏治・板倉忠興・岸 力：乱流モデルによる開水路合流部の数値計算、土木学会第38回年次学術講演会講演概要集、第2部、pp. 357~358, 1983.
- 8) 富所五郎・吉田宏司：合流部の流れの数値計算法、土木学会中部支部研究発表会講演概要集、pp. 212~213, 1983.
- 9) 玉井信行・上田悟：乱流モデルによる河川合流部の流れの予測、第31回水理講演会論文集、pp. 437~442, 1987.
- 10) McGuirk, J. J. and Rodi, W. : A depth-averaged mathematical model for the near field of side discharges into open-channel flow, J. Fluid Mech., Vol. 86, pp. 761~781, 1978.
- 11) Komura, S. : River-bed variations at confluences, Proc. of International Symposium on river mechanics, Vol. 1, pp. 773~784, 1973.
- 12) Mosley, M. P. : An experimental study of channel confluences, J. Geol., Vol. 84, pp. 535~562, 1976.
- 13) Ashmore, P. and Parker, G. : Confluence scour in coarse braided streams, Water Resour. Res., Vol. 19, No. 2, pp. 392~402, 1983.
- 14) 藤田一郎・河村三郎：動的平衡状態における合流部の河床形状、土木学会第41回年次学術講演会講演概要集、第2部、pp. 395~396, 1986.
- 15) 藤田一郎・河村三郎：移動床合流部に関する実験的研究、土木学会中部支部研究発表会講演概要集、pp. 126~127, 1985.
- 16) 谷一郎編：流体力学の進歩 境界層、丸善、1984.
- 17) Good, M. C. and Joubert, P. N. : The form drag of two-dimensional bluff plates immersed in turbulent

- boundary layers, JFM, Vol. 31, pp. 547~582, 1968.
- 18) Webber, N. B. and Greated, C. A. : An investigation of flow behavior at the junction of rectangular channels, Proc. of the Institution of Civil Engineers, July, pp. 321 ~334, 1966.
- 19) 池田隆治・渡辺 喬：直角合流管（T字管）のはく離を伴う流れの計算, 岩手大学工学部研究報告, 第19巻, pp. 23~28, 1966.
- 20) Modi, P. N., Ariel, P. D. and Dadedar, M. M. : Conformal mapping for channel junction flow, J. Hydraul. Div., Proc. ASCE, Vol. 107, No. HY 12, pp. 1713 ~1733, 1981.
- 21) Fujita, I. and Komura, S. : Application of the free streamline theory to the flow at a confluence, APD-IAHR, pp. 103~120, 1986.
- 22) Best, J. L. and Reid, I. : Separation zone at open-channel junctions, J. Hydraul. Eng., ASCE, Vol. 110, No. 11, pp. 1588~1594, 1984.
- 23) Mikhail, R., Chu, V. H. and Savage, S. B. : The reattachment of a two-dimensional turbulent jet in a confined cross flow, Proc. 16th IAHR Cong., Vol. 3, pp. 414~419, 1975.

(1988.3.25・受付)