

洪水流における水平乱流混合

藤田光一*・福岡捷二**

水深幅比の小さい洪水流においても、水平乱流混合による運動量輸送効果が流れ全体に無視できない影響を与える場合がある。本研究は、種々の諸元と透過度を持つ多孔質体を、水深幅比の小さい直線水路の一部に設置し、多孔質体設置領域内外の大きな流速差に起因する鉛直軸を持つ大規模渦の性質と、それに伴う運動量輸送効果を調べ、水平乱流混合を無視できない洪水流の抵抗予測手法を検討したものである。

Keywords : Flood flow, Flow resistance, Lateral momentum transfer, Vegetation

1. 序論

一般に、沖積地河川の河道幅は水深よりもはるかに大きく、前者は後者の数十倍に及ぶ。このような特徴を持つ河道内の流れに対しては、浅水流近似を適用することが可能である。浅水流近似に基づく洪水流計算においては、水平渦動粘性係数を0と置く近似がしばしば行われる。この近似は、川幅に対して水深スケールが十分小さい洪水流では、流水抵抗に与える底面摩擦の影響に比較して水平乱流混合の影響が無視できるほど小さいとの仮定に基づいている。しかし、横断方向の河床高の急変や植生、構造物の存在によって横断方向に大きな流速勾配が生じる場合には、横断方向に活発な運動量の交換が起こり、これが流れ全体の抵抗特性にも影響することがある。このような場合には、水平乱流混合を適切に考慮した洪水流計算を行うことが、適切な河道計画を策定する上で不可欠となる。

本研究は、より物理的な観点から水平乱流混合の機構を明らかにすることが、一般的かつ合理的な水平乱流混合の取扱いを確立する上で重要であるとの考えに基づき、洪水流の水平乱流混合の機構を明らかにすることを目的としたものである。

2. 実験方法

本研究では、顕著な水平乱流混合が現れる流れとして、横断方向に顕著な流速差を持つ流れを対象とする。このような流れには、複断面河道の場合¹⁾⁻³⁾、底面粗度が横断方向に不連続に変化する場合⁴⁾、樹木が水路中央や片側にある場合^{5),6)}などがあり、基本的な流れのパターン

本研究の一部は第33回水理講演会論文集で発表されているが⁹⁾、その後の成果を加えて取りまとめたものである。

* 正会員 工修 建設省土木研究所河川部河川研究室 主任研究員 (〒305 つくば市大字旭1番地)

** 正会員 工博 東京工業大学工学部土木工学科助教授

についての研究がなされている。しかし、実河道においては、河岸(堤防)の存在や底面粗度、横断方向のスケールなど横断方向流速差に伴う運動量交換を支配するいくつかの要因があり、それらが変化すると混合特性が変化する。したがって、実河道の流水抵抗を予測するには、これらの要因が抵抗に与える定量的な影響を明らかにする必要がある。そこで、本研究では、以下に示す水路実験により、上記の要因と混合特性との一般的な関係について検討を行った。

実験に用いた水路は、幅3m、長さ48m、勾配約1/1000の諸元を持つ一様直線矩形水路である。水路床はベニヤ板で造られており、そのマニングの粗度係数は水深2~8cmの範囲で0.0105である。実験においては、水路内的一部に表-1に示す空隙率の非常に大きい水深以上の高さを持つ多孔質体を設置して等流状態で通水を行った。多孔質体は、写真-1に示すように、プラスチックの糸がからみ合ったものからできている。この多孔質体は樹木群を想定している。実験では、等流水深が4~8cmの範囲に入るように数種の流量を与えている。実験対象とした流れは、開水路流れに比較して大きな抵抗を受ける多孔質体内の流れとその外側の流れとの間に大きな流速差を持つため、流速差に起因する水平乱流混合の特性を簡単に調べることができる。実験には、図-1に示すように、一様な幅を持つ多孔質体を用い、配置方法(水路の片方の側壁に接して置く場合-配置I、水路の中央に置く場合-配置II)、多孔質体の幅b'、透過率K(多孔質体の種類)を変えて実験を行なうことにより、これらの要因が横断方向の乱流混合特性に与える影響を調べた。表-2に実験条件を示す。実験では、時間平均水位の縦断変化と流量、水路下流方向成分流速(時間平均値)の横断分布、多孔質体外縁付近での水位と流速の時間変化を測定し、また、乱流混合の状況について可視化を行った。流速の測定には、直径10mmのプロ

表-1 実験に用いた多孔質体

名称	空隙率	抵抗則	透過係数 K
b	97%	$U_p = K \cdot I e^{-1/2}$	0.96 m/s
c	91%	$U_p = K \cdot I e^{-1/2}$	0.38 m/s

U_p : 多孔質体内の見かけの平均流速
 I_e : エネルギー勾配



写真-1 実験に用いた多孔質体
(上が b, 下が c)

ペラ流速計と電磁流速計を用い、時間平均水位はポイントゲージにより測定し、水位の時間変化の測定は、サボ式水位計により行った。

3. 多孔質体内外の混合特性

(1) 混合の強度

図-2に、多孔質体が水路の片側に置かれた場合（配置Ⅰ）、中央に置かれた場合（配置Ⅱ）それぞれの流速 U の横断分布（以後、横断流速分布とよぶ）を、代表的な実験ケースについて示す。なお、 U は、水路下流方向成分流速を時間平均し、これを鉛直平均したものである。これらの図から、多孔質体外の領域（以後、主流部とよぶ）内で多孔質体に近い領域では、顕著な速度欠損が生じていることがわかる。

このような混合をマクロな視点から見ると、複断面水路における高水敷上の流れと低水路内の流れとの境界に作用する Apparent shear stress⁷⁾ の考え方と同様に、多孔質体内外の境界でせん断力が作用すると考えることができる。そこで、混合を多孔質体内外の境界に作用するせん断力をにより表現する⁶⁾。速度差のある流体間に作用するせん断力は、一般に、次の形で流速差と結びつけられる⁴⁾。

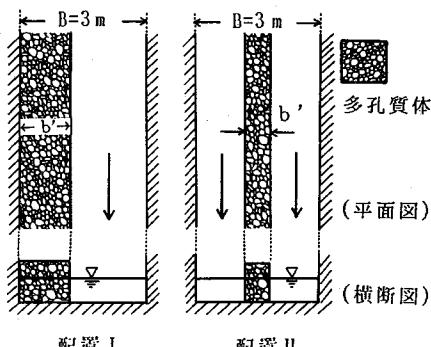


図-1 多孔質体の配置方法

表-2 実験条件

実験シリ-ズ	ケース番号	b' [cm]	多孔質体の種類
I 多孔質体の配置 I	1	3	c
	2	10	c
	3	30.5	c
	4	61	c
	5	123	c
	6	185.5	c
	7	28	b
	8	52	b
	9	102.5	b
	10	152	b
II 多孔質体の配置 II	1	3	c
	2	30	c
	3	63	c
	4	124	c
	5	15	b
	6	75	b

ここでも、上式の形を用いる。ここに、 ρ : 水の密度、 ΔU : 多孔質体内外の流速差、 f : 混合の強さを表わす境界混合係数、である。本実験の結果を用いて、次の方法により混合強度を表わす f 値を求めた⁶⁾。まず、最小二乗法によって、主流部の横断流速分布を横距の指數関数で表現した。図-2 の実線は、当てはめた指數関数曲線であり、実験値をよく再現している。

次に、主流部各位置の底面せん断力 τ_0 がその場所の鉛直平均流速 U 、摩擦損失係数 F_m と、 $\tau = \frac{1}{2} \rho F_m U^2$ の関係にあると仮定して、横断流速分布から底面せん断力の横断分布を求めた。流れが等流状態であることから、主流部底面せん断力を横断方向に積分した値と主流部に作用する重力の流下方向成分(流下方向単位長さ当たり)との差が境界でのせん断力 τ に等しいとして τ を求めた。得られた τ より、式(1)を用いて f を逆算する。この時 AU は次式より求める。

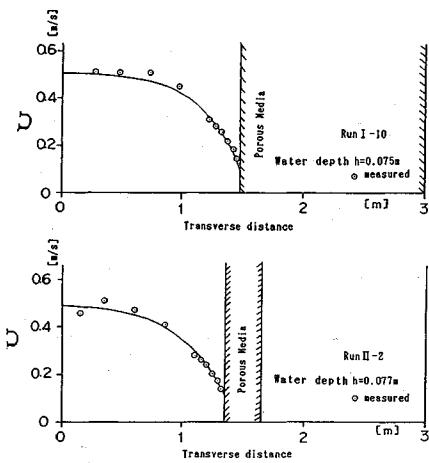


図-2 横断流速分布

ここで、 \bar{U}_m は主流部の平均流速である。 $KI_b^{1/2}$ は、干渉が及ばない領域における多孔質体内部の流速を意味する。式(2)で $KI_b^{1/2}$ を用いたのは、多孔質体から流出する時の流速が実質的な運動量の交換に寄与しており、この流速が多孔質体内の平均流速よりも小さく、むしろ $KI_b^{1/2}$ に近い値を持っているとの考えに基づいている。

配置 I, II について, f と b' との関係を図-3 にまとめて示す。図より以下のことがわかる。配置 I の場合には、 b' が 0 の時 f 値が小さく、 b' が増大するにつれ f 値が急激に増大し、やがて f 値の増加率が小さくなり、ほぼ一定の f 値に近づく。このことは、壁面 ($b'=0$ に相当) に比べて大きな流体混合があることを示している。また、多孔質体の透過係数 K が大きい程 f 値が大きいことがわかる。

配置Ⅱの場合には、 b' が小さくなるにつれて f 値が急激に大きくなり、またその値は、多孔質体が片側にある場合に比較してはるかに大きい。 b' が大きくなると、配置Ⅱの場合の値に近づく。したがって、水路中央に位置する幅の狭い多孔質体は、幅のわりには大きな影響を主流部に与えることになる。ただし、 b' が非常に小さくなると、多孔質体内流速が周囲の流れから加速され、主流部流速との差が小さくなるため、多孔質体内外の運動量交換量が減少する。したがって、式(1)、(2)で定義される境界混合係数 f 値の b' 減少に伴う急増は、 b' がある値以下になると見られなくなると考えられる。また、配置Ⅰの場合と同様、透過係数 K が大きい方が f 値が大きくなっている。

以上から、混合強度 f は一定ではなく、配置方法と b' , K によって大きく変化することが明らかとなった。

(2) 混合現象

写真-2は、図-2に対応する流況を、一定時間間隔

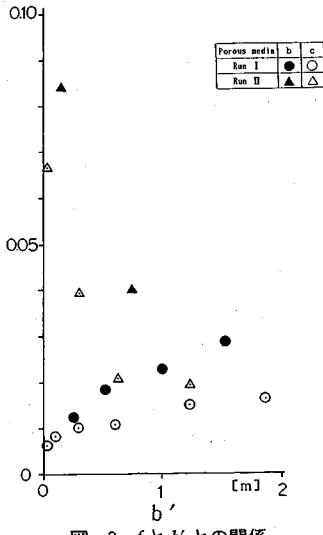


図-3 f と b' との関係

での連続撮影により示したものである。配置Ⅰ、Ⅱの場合とも、多孔質体内に投入された遅い流体（白い染料の部分）が周期的に主流部に流出していることがわかる。多孔質体からの流出点が一定の速度で下流に進行しているため、混合パターンが変化せずに一定速度で下流に進行するという流況が現れる。配置Ⅱの場合には、多孔質体が中央にあるため、混合パターンが左右対称になり、多孔質体に投入された染料が左右交互に周期的に流出し、同時に、この流出流を補償するように主流部から多孔質体への流入が生じる。この混合特性は、基本的には石川らのかん木模型を用いた実験で見られた混合現象⁵⁾と同じであると考えられる。

このように、多孔質体の存在によって生じた横断流速差に伴う水平乱流混合は、極めて明確な組織性を持っている。図-4は、こうした大規模混合の波長 λ （主流部への流出点の平均間隔）を b' との関係で示したものである。図より、配置Ⅱの方が波長が大きく、また、配置Ⅰにおいて b' が小さくなるほど波長が小さくなることがわかる。波長が水深に比較してはるかに大きいことから、混合のスケールを水深と同程度と考えて水平乱流混合を考慮する洪水流計算手法は、こうした組織的大規模混合が生起する条件では不適当であることがわかる。図-5は、組織的混合発生位置の流下速度 C （主流部への流出点の平均移動速度）と多孔質体の影響を受けない領域の主流部流速 U_{m0} との比を b' との関係で示したものである。この図から、流下速度が主流部流速のほぼ半分であり、 b' によってあまり変化しないことがわかる。図-6は、組織的混合発生周期（平均値） T_e と b' との関係を示したものである。図には、水路横断方向のセイシュ周期 $\frac{2B}{\sqrt{gh}}$ が合わせて示されている。組織的混合発

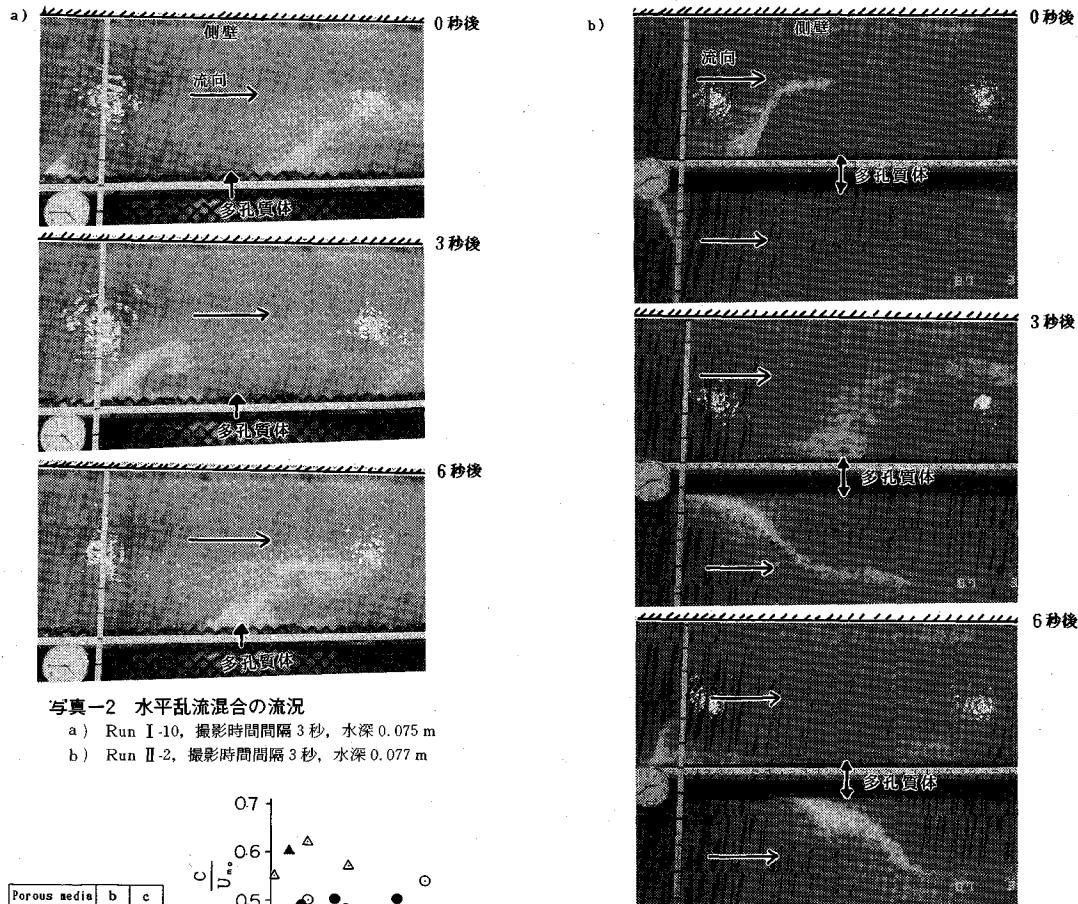
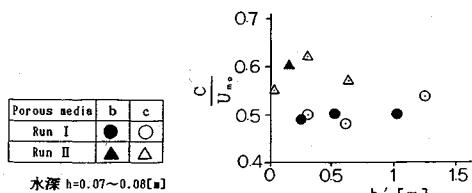
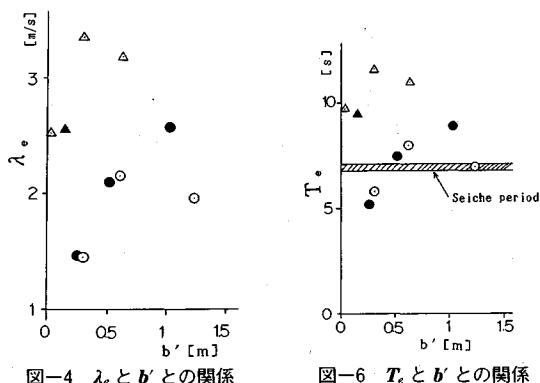


写真-2 水平乱流混合の流況

a) Run I-10, 撮影時間間隔3秒, 水深0.075m
 b) Run II-2, 撮影時間間隔3秒, 水深0.077m

図-5 C/U_{mo} と b' との関係

生の周期と水路横断方向のセイシュ周期との間に明確な相関は見られない。

(3) 混合機構についての考察

配置 I, II それぞれについて、多孔質体と主流部との境界付近の同一横断面内の水位と流速の時間変化を調

べた。図-2, 写真-2と同じ実験ケースについての測定結果を図-7に示す。測定位置は同図に一緒に示されている。流速測定は水深の1/2の深さの点で行っている。図-8は、図-7に示した水位、流速時間変化の位相差を表わす概略図である。

これらの図より、まず配置 I については次のことがわかる。境界近傍の主流部での水位 H_1 が周期的に変動し、それにわずかに遅れた位相を持って、多孔質体内の水位 H_2 が周期変化する。前者の振幅の方が後者より大きく、無限遠での振幅は0であるから、主流部との境界に近づくほど多孔質体内での水位変動の振幅が大きくなることがわかる。境界での水位が減少すると、 $\frac{\pi}{2}$ 程度の位相遅れで多孔質体内からの流出、すなわち正の v_1 が発生する。これは、境界での水位低下とともに、多孔質体内に横断水面勾配が生じ、体内の水が流出するからである。多孔質体内からの速度の遅い流体の流出にともなって、ほぼ同時に u_1 の減少が起こる。この流出、 u_1 減少の位相から $\frac{\pi}{2}$ 程度遅れて水位が上昇する。これは、運動量の小さい流体の側方からの流出により主流部が堰上げられるからである。この堰上げが、上記の運動と位

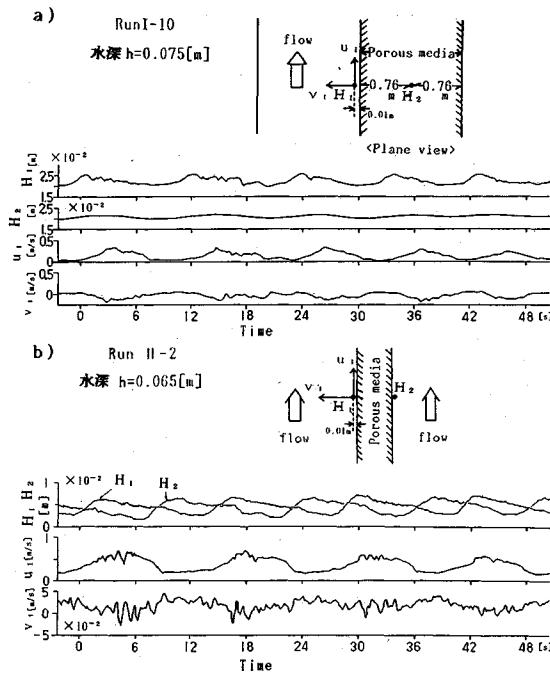


図-7 多孔質体と主流部との境界近傍における水位、流速の時間変化

相 π だけずれた同様の運動を起こし、最初の状態に戻る。

配置Ⅱの場合には、この現象がさらに明確に現れる。多孔質体左右の水位は、同じ波形で位相が π だけ異なる時間変動をしている。このため、多孔質体左右で周期的に横断方向の水面勾配が現れる。この水面勾配に対応して、 v_1 流速が生じる。配置Ⅰの場合と異なるのは、多孔質体の幅が小さく、その両側で水位変動が起きていため、水位変化と流速変化の間に位相差がほとんど無いことである。 v_1 が正、すなわち多孔質体からの流出があると、その地点の流下方向速度 u_1 が大幅に減少する。多孔質体からの遅い流体の流出があると、その流出に少し遅れて、流出した側の水位が急激に大きくなる。この原因は配置Ⅰの場合と同様であるが、流出から水位上昇までの位相差は配置Ⅰの場合より大きく、およそ π である。堰上げにより発生した水位差が再び同様の運動を起こす。

以上に示されたように、多孔質体内外の組織的な大規模混合は、配置 I, II を問わず、次のような自励的現象であると考えられる。

多孔質体内での横断的水位差の発生（横断方向の水面勾配の発生）→横断方向の流れの発生→多孔質体からの遅い流体の流出→流出を受けた主流部の水位の増大→多孔質体中の横断的水位差の発生

多孔質体が水路中央にある場合には、多孔質体の左右両

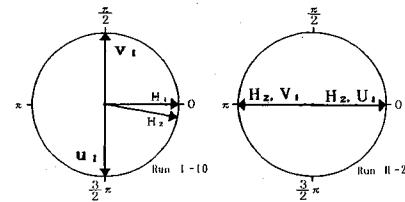


図-8 水位、流速時間変化の位相差

方で水位変動が生じるため、片側に多孔質体がある場合に比較して横断方向の流体移動が活発になる。このため、こうした現象がより明確に現われ、 f 値も大きくなる。

4. 境界混合係数の一般的な表現

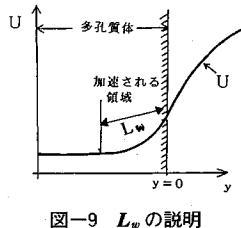
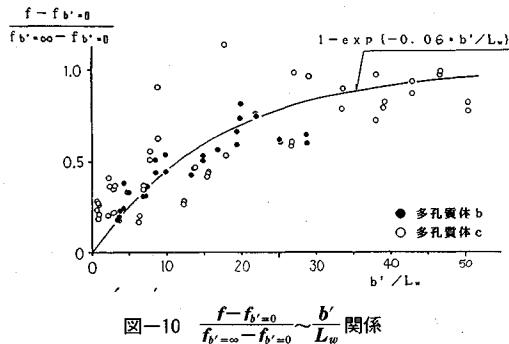
(1) 多孔質体が水路の片側にある場合（配置 I）

境界混合係数 f 値を変化させる b' , K のいずれも、横断方向の流体の混合を抑制することに関係する諸量であることから、 b' , K , すなわち多孔質体設置側の側壁と多孔質体の透過性の低さに起因する混合抑制効果が評価できれば、 f 値の一般的な表現法が得られる。 b' による混合抑制効果については次のように考える： b' が充分大きければ多孔質体内には図-9 に示すように、主流部の流れによって加速される領域(多孔質体内的混合領域)が存在する。今この領域の幅を表す代表長さを L_w とする。 b' が L_w に対して充分大きい場合には、側壁の存在が混合を抑制することなく、一方、 b' が L_w よりも小さくなると、側壁による混合抑制効果が卓越してくると考えられる。 $b'=0$ となると、多孔質体がなくなり、多孔質体内外の境界は通常の側壁に一致する。この時の f すなわち $f_{b'=0}$ は固体壁の抵抗則から推定して、 $f_{b'=0} = F_b/2$ (F_b : 側壁の摩擦損失係数) にほぼ一致する。以上のことから、多孔質体側の側壁の存在による f の減少は、 $(f-f_{b'=0})/(f_{b'=\infty}-f_{b'=0}) \sim b'/L_w$ という 2 つの無次元数間の関係により表現できると考えられる。ここで、 $f_{b'=\infty}$ は $b'=0$ の時の f 値であり、具体的には、 b' が充分大きく b' による f 値の変化がなくなった時の f 値を指す。多孔質体内的混合領域の幅を代表する長さ L_w は、次式により与える。

$$L_w = \sqrt{hK/2g} \cdot f_{b'=\infty} \cdot \{\sqrt{2gh/F_m} - K\} \\ \cdot \{(2F_mgh)^{-1/4} + \sqrt{K/2gh}\} \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 h : 水深、 F_m : 主流部の摩擦損失係数、である。上式は、多孔質体内の横断流速分布 U_w を次式で表わす場合に現われる β_w の逆数 $1/\beta_w$ に相当するものであり、石川らの方法⁴⁾に準じて求めた。

ここで U_b : 多孔質体内外の境界における流速, U_{w0} : 干渉を受けていない領域での多孔質体内流速, である. 以上に示した考え方方が妥当かどうかを調べるために、前出の

図-9 L_w の説明図-10 $\frac{f-f_{b'=0}}{f_{b'=\infty}-f_{b'=0}} \sim \frac{b'}{L_w}$ 関係

実験データをもとに、 $(f-f_{b'=0})/(f_{b'=\infty}-f_{b'=0}) \sim b'/L_w$ 関係を調べた。結果を図-10に示す。図より、 $(f-f_{b'=0})/(f_{b'=\infty}-f_{b'=0}) \sim b'/L_w$ には、ほぼ一意の関係があることがわかる。したがって、 b' 、 K が f 値に与える影響は上式によって一般的に表現できると考えられる。

次に、 K 値が f に与える影響について考察を行う。図-10に示されたように、 b' が f に与える影響は、 K 値が異なっても概ね推定できることが示された。したがって、 K が $f_{b'=\infty}$ 値に与える影響が明らかとなれば、 f 値の一般的な表現が可能になると考えられる。 K が $f_{b'=\infty}$ に与える物理的な影響は次のように考えることができる。 K が非常に大きい場合には、横方向の混合を多孔質体の抵抗が阻害することではなく、自由乱流、すなわち流速の異なる流れが平行に合わさった時に、それらの境界で生じる混合現象に一致する。一方 $K \rightarrow 0$ になると、多孔質体が壁と同じ性質を持ち、 $f_{b'=\infty} \approx F_r/2$ を用いることができよう。 $K=0$ と ∞ との間の $f_{b'=\infty}$ 値については、さらに検討する必要がある。

(2) 多孔質体が水路の中央にある場合（配置 II）

ここでは、現象を単純化してとらえ、水位の時間変動と横流入速度の時間変動それぞれの振幅だけに着目することにより、混合係数 f の決定機構について考察する。今、主流部の水位変動の振幅を Δh とし、また横流入流速の振幅を V_o で表わす。安定した混合が存在する場合の Δh と V_o との間には、下式に示されるように、主流部のフルード数 F_r ごとに一意の関係があると予想される。

$$\Delta h/h = F(F_r, V_o/\bar{U}_m) \quad \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 h ：平均水深、 \bar{U}_m ：主流部の平均流速、 F ： Δh $\sim V_o$ 関係を表わす関数である。一方、 Δh と V_o には、

大ざっぱに考えれば下式に示す関係があると考えられる。

$$V_o = K \sqrt{I_T} = \frac{K}{\sqrt{b'}} \cdot \sqrt{\Delta h} \quad \dots \dots \dots (6)$$

上式を変形すると次式が得られる。

$$\frac{\Delta h}{h} = \left(\frac{V_o}{\bar{U}_m} \right)^2 \cdot b' \cdot \frac{\bar{U}_m^2}{K^2}$$

上式を (5) 式に代入することにより、次式が得られる。

$$\left(\frac{V_o}{\bar{U}_m} \right)^2 \cdot \frac{b' \bar{U}_m^2}{K^2} = F(F_r, \frac{V_o}{\bar{U}_m}) \quad \dots \dots \dots (7)$$

境界混合係数 f の物理的意味から考えて $f \equiv V_o/\bar{U}_m$ が成立することから、上式は、混合係数 f がフルード数と $K \sqrt{h}/(\bar{U}_m \sqrt{b'})$ という無次元パラメーターに支配されることを意味している。

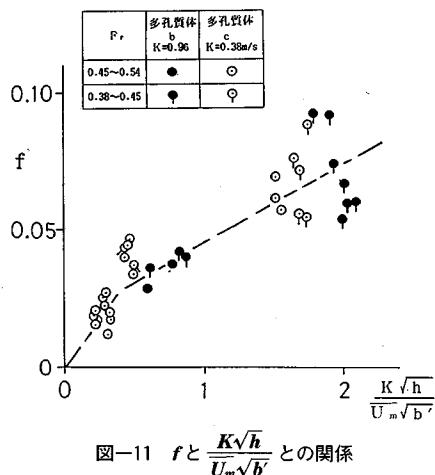
実験結果から、 $f \sim K \sqrt{h}/(\bar{U}_m \sqrt{b'})$ 関係を調べた。結果を図-11に示す。図では、図-3と異なり、 b' 、 K が同じで水深が異なる場合、各水深についてのデータを平均せずに別々にプロットしている。また、 $F_r=0.38 \sim 0.45$ と $F_r=0.45 \sim 0.54$ のデータを区分できるようにしている。図-11より以下のことがわかる。データにはややバラツキが見られるものの、全体的に見ると $K \sqrt{h}/(\bar{U}_m \sqrt{b'})$ の増大に伴い f が増大するという明確な関係が見られる。また、本実験で設定した F_r および K 値の範囲では、 $f \sim K \sqrt{h}/(\bar{U}_m \sqrt{b'})$ 関係に与える K 値および F_r 数の影響は小さい。これらのことから、図-11から見る限り、 F_r が同じであれば f が無次元パラメーター $K \sqrt{h}/(\bar{U}_m \sqrt{b'})$ に支配されるという考えが妥当であり、また、 $F_r=0.38 \sim 0.54$ 程度の範囲では、両者の関係に与える F_r の影響が小さいと判断できる。

5. 多孔質体が水没することの影響

(1) 抵抗特性の水深による変化

前章までで、多孔質体を有する流れ場の水平乱流混合の基本的な特性が明らかになった。しかし、実河道においては、樹木群などの高抵抗要素が水没する場合がしばしば見られる。そこで、多孔質体が水没する状況も、水平乱流混合の基本的なパターンの1つと考えて、2. で述べたと同じ方法で、多孔質体の高さだけを小さくして水没する条件で実験を行い、水没が水平乱流混合特性に与える影響を調べた。なお、実験では、多孔質体の高さ h_w を 5 cm とした。また、配置 I については、水没した場合の水理条件が複断面河道の場合とほぼ同じであり、この水理特性についてはすでに検討しているので²⁾、ここでは配置 II だけを検討対象とした。

図-12は、種々の多孔質体諸元について、水深 h による合成粗度係数 N の変化特性を示したものである。図に示した実験値は、水路中央に $b'=5, 10, 30, 60, 90$ cm の多孔質体 c を設置した場合のものである。なお、

図-11 f と $\frac{K\sqrt{h}}{U_m\sqrt{b'}}$ との関係

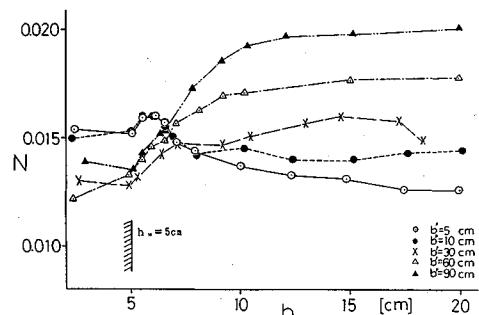
図に示した合成粗度係数 N を算出するにあたっては、死水状態に近い多孔質体部分の面積を流積から除外し、多孔質体の存在による河床の段差が $N-h$ 関係に及ぼす影響を打消すため、井田法⁸⁾による合成径深を用いた。

図より以下のことがわかる。いずれの b' 値を持つ場合においても、多孔質体が水没した直後は、 h の増大に伴い N が急増する。 h がさらに増大すると、 b' が小さい (5, 10 cm) 場合にはすぐ N がピーク値を示し、その後減少するようになる。一方、 b' が大きい (30, 60, 90 cm) 場合には、 h が増大するに伴い引き続き N が増大し、やがてほぼ一定の値に近づき、本実験の範囲では N が減少に転じることはない。以上のこととは、 b' が小さい場合には、多孔質体が水没した直後に水平乱流混合の全流水抵抗に与える影響が最大になるのに対し、 b' が大きい場合には、水深がかなり大きくなるまでこの影響が増大し続けることを意味している。

以上より次のことがわかる。多孔質体が水没すると、水没していない時に比較して、流水が多孔質体を横切って横方向に移動しやすくなる。このため、非水没状態に比較して水平乱流混合が激しくなり、合成粗度係数 N が増大する。水深がさらに増大し、多孔質体上の水没深が大きくなると、多孔質体上の流速が大きくなり主流部との流速差が小さくなるため、水深の増大に伴う N の増大の程度が小さくなり、やがて N が一定に近づく。ただし、 b' が小さい場合には、多孔質体上の流れが両側の主流部の流れの影響を受けて、 b' が大きい場合に比較して著しく加速されるため、干渉効果が水深の増大とともに急激に小さくなる。このため、図-12に示したように、水没水深が小さいうちに N 値が増大しピークが現われ、それよりも水深が増加すると、 N 値が減少する。

(2) 水没直後の抵抗予測手法の検討

a) 抵抗予測の考え方

図-12 多孔質体が水没する条件における $N-h$ 関係

水没直後の N 値の急増は、河道計画上考慮されるべき重要な性質である。そこで、その場合の抵抗評価手法について検討する。

水深と多孔質体高との差が大きくない場合には、水没している場合も非水没時と同様、境界混合係数 f に図-11 の関係の適用が可能と仮定する。この仮定は、多孔質体上の水深が小さい場合には、多孔質体内とその上の流れを一体化して扱うことができるという推定に基づくものである。図-11 の関係を適用する際に用いる K には、多孔質体内と多孔質体上の流れの両方を考慮した合成透過係数 K_e を用いる。 K_e を表わす式は以下のように導かれる。

横断方向の水面勾配 I_T が原因となって多孔質体を横断方向に横切る流れの鉛直平均流速を v_e とする。 v_e は下式より表わすことができる。

$$v_e = \frac{1}{n_{uw}} (h - h_w)^{2/3} \cdot I_T^{1/2} \cdot \frac{h - h_w}{h} + K \frac{h_w}{h} I_T^{1/2}$$

ここで、 n_{uw} は、多孔質体上の流れについてのマニングの粗度係数である。透過係数の定義、すなわち $v_e = K_e \cdot I_T^{1/2}$ より下式が得られる。

$$K_e = \frac{1}{n_{uw}} \frac{(h - h_w)^{5/3}}{h} + K \frac{h_w}{h} \quad \dots \dots \dots (8)$$

水深と多孔質体高との差が大きくない場合には、上式により算定される K_e と図-11 の $f \sim K\sqrt{h}/(U_m\sqrt{b'})$ 関係から境界混合係数 f を求めることができる。

次に、図-13に示す多孔質体内外の境界に作用するせん断力 τ を算定する際に必要となる ΔU について考察を行なう。今、下式に示すように、運動量の交換の程度を表わす境界でのせん断力 τ が、多孔質体を横切る横断方向の代表流速 V_e と τ の計算に用いるべき流速差 ΔU の積で表わされると考える。

$$\frac{\tau}{\rho} = V_e \cdot \Delta U \quad \dots \dots \dots (9)$$

一方、 τ/ρ は、次のように表わすことができる。

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{h_w}{h} (U_m - U_w) V_e + \frac{h_{uw}}{h} (U_m - U_{uw}) V_{uw} \quad \dots \dots \dots (10)$$

ここで、 U_m ：主流部の水路下流方向流速、 U_w ：多孔質体内の水路下流方向流速、 V_w ：多孔質体内の横断方向流速の代表値、 U_{uw} ：多孔質体上の水路下流方向流速、 V_{uw} ：多孔質体上の横断方向流速の代表値、 h_{uw} ：多孔質体上の水深（ $= h - h_w$ ）、である。式(9)と式(10)を連立させることにより、下式が得られる。

$$\Delta U = U_m - \left(U_w \frac{V_w}{V_e} \frac{h_w}{h} + U_{uw} \frac{V_{uw}}{V_e} \frac{h_{uw}}{h} \right)$$

上式を下式に代入することにより、式(11)が得られる。

$$V_e = K_e I_T^{1/2}, \quad V_w = K I_T^{1/2}, \quad V_{uw} = \frac{1}{n_{uw}} h_{uw}^{2/3} \cdot I_T^{1/2}$$

$$\Delta U = U_m - \left(U_w \frac{K}{K_c} \frac{h_w}{h} + U_{uw} \frac{h_{uw}^{2/3}}{K_c n_{uw}} \frac{h_{uw}}{h} \right) \dots \dots \dots \quad (11)$$

上式により、 τ の算定に用いる ΔU を求めることができる。ここで、 U_w , U_{uw} にどのような値を与えるかを考察する必要がある。 U_w , U_{uw} は、いずれも、主流との運動量交換に寄与する量であることから、多孔質体領域から主流部に流出する際の値を用いるべきである。 U_w については、非水没の場合と同様水没条件においても、多孔質体から流出する流体の水路下流方向速度が主流流速に対して充分小さいと考えて、下式で近似できると考える。

一方, U_{uw} は、多孔質体幅 b' や水深 h_{uw} によって大きく変化し、特に b' が小さい場合には、流速が両側の主流部から加速されるため、多孔質体上面の粗度係数、水深、水路勾配から決まる等流状態の流速と U_{uw} とが大きく異なる場合がある。そこで、 U_{uw} の算定法について以下でさらに考察を加える。

b) U_{nm} の推定

主流部から多孔質体上を横切る流れは図-14に示すような軌跡を描く。すなわち、同一の流体塊に着目した時、主流部において U_m の流速を持っていた流体塊は、多孔質体領域に入ると多孔質体上面の大きな粗度により減速され、次第に水路下流方向の流速成分を減少させる。主流部から多孔質体領域内に入る流体塊の減速過程は、下式で表わすことができる。

ここで、 F_{uu} ：多孔質体上面の摩擦損失係数である。また、 U_i は、同一流体塊の流下方向成分流速である。添字 i は、ラグランジェ的流速であることを表わす。上式は、多孔質体領域に入った流体塊の水路下流方向成分速度の時間変化（左辺）が、その流体塊に作用する力、すなわち底面摩擦力（右辺第1項）と重力（右辺第2項）の和となり合っていることを表現している。ここでは、水路下流方向の流速 U_i が横断方向の流速 V_i に対して充分大きいと仮定しているので、底面摩擦力項を U_i, V_i のうち U_i だけ表現している。ここで、「 $t=0$ において $U_i=$

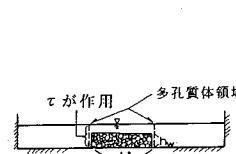


図-13 水没条件における
断面図

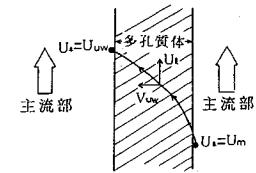


図-14 多孔質体上の流れ
の流体塊の軌跡

$U_m = \sqrt{2ghI_b/F_m}$ 」という初期条件の下に上式を解くと、下式が得られる。

$$\tau = \frac{(1+x) + (1-x) \exp\left(-\sqrt{\frac{2gI_B F_{uw}}{h_{uw}}}\cdot t\right)}{(1+x) - (1-x) \exp\left(-\sqrt{\frac{2gI_B F_{uw}}{h_{uw}}}\cdot t\right)} \quad \dots\dots(14)$$

ここで γ は、多孔質体上面の粗度、水深、河床勾配から決る流速に対する実際の流速の比である。今、多孔質体上を横断する流速の代表値を V_{uw} とすると、多孔質体領域を出る時の r は下式で表わされる。

$$\gamma = \frac{(1+x) + (1-x) \exp\left(-\sqrt{\frac{2gI_B F_{uw}}{h_{uw}} \frac{b'}{V_{uw}}}\right)}{(1+x) - (1-x) \exp\left(-\sqrt{\frac{2gI_B F_{uw}}{h_{vw}} \frac{b'}{V_{vw}}}\right)} \quad \dots \quad (17)$$

式(16)と式(17)から下式が得られる.

V_{uw} は下式により与えられる.

$$V_{uw} = \frac{1}{n_{uw}} h_{uw}^{1/2} f \cdot \Delta U = \sqrt{\frac{2gh_{uw}}{F_{uw}}} \cdot \frac{f \cdot \Delta U}{K_e} \dots \dots \dots (19)$$

式(17)と式(19)から

$$\gamma = \frac{(1+x) + (1-x) \exp\left(-\frac{F_{uw}}{h_{uw}} \frac{b'K_e}{f\Delta U} \sqrt{I_b}\right)}{(1+x) - (1-x) \exp\left(-\frac{F_{uw}}{h_{uw}} \frac{b'K_e}{f\Delta U} \sqrt{I_b}\right)} \dots\dots\dots (20)$$

式(11), 式(18)と式(20)を連立させることにより,
 r , U_{uw} を求めることができる。

c) 抵抗予測法

抵抗予測の手順を以下に示す。

- ① 式(8)より K_e を求める。
 - ② 図-11の関係と K_e から f を求める。
 - ③ K_e と f を用い、式(11)、式(18)と式(20)を連立させることにより、 r 、 U_{uw} を求める。なお、式(11)の U_m には、近似的に干渉効果を受けていない主流部の流速 $(1/n_m) \cdot h^{2/3} I_b^{1/2}$ を用いる。
 - ④ 主流部についての力のつり合い式である下式から主流部の平均流速 U_m を求める。

$$\frac{\rho g n_m^2}{h^{1/3}} U_m^2 \frac{B-b'}{2} + \rho f h (\Delta U)^2 = \rho g h \frac{B-b'}{2} I_b \quad \dots \dots \dots (21)$$

ΔU は式(11)から求める。上式を解くと、 U_m を直接得ることのできる次式が得られる。

$$U_m = \frac{P_2 + \sqrt{P_2^2 - P_1 \cdot P_3}}{P_1} \quad \dots \dots \dots (22)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \frac{\rho g n_m^2}{h^{1/3}} \frac{B-b'}{2} + \rho f h \\ P_2 &= \rho f h \left(U_w \frac{K_e}{K_e} \frac{h_w}{h} + U_{uw} \frac{h_{uw}^{2/3}}{K_e n_{uw}} \frac{h_{uw}}{h} \right) \\ P_3 &= \rho f h \left(U_w \frac{K_e}{K_e} \frac{h_w}{h} + U_{uw} \frac{h_{uw}^{2/3}}{K_e n_{uw}} \frac{h_{uw}}{h} \right)^2 \\ &\quad - \rho g h \frac{B-b'}{2} I_b \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (23)$$

⑤ 多孔質体領域の平均流速 \bar{U}_w を下式より求める。

$$\bar{U}_w = K_e \cdot I_b^{1/2} \quad \dots \dots \dots (24)$$

なお、上式は、多孔質体領域の平均流速を干渉を受けない状態の流速から求めることを意味する。ここで、干渉の影響を多孔質体領域内の流速算定において考慮しなかったのは、水路幅に比較して幅が小さく抵抗の非常に大きい多孔質体が設置された場合、多孔質体領域の流量が多孔質体外の流量に比べてはるかに小さく、この場合、干渉による多孔質体領域の流速増加は水路全体の抵抗に大きな影響を与えないと考えたからである。

⑥ U_m , \bar{U}_w から水路全体の流量を求め、合成粗度係数を計算する。

d) 計算結果と実験値の比較

以上の方針により計算された合成粗度係数の計算値を実験値と比較した。結果を図-15に示す。実線が本予測手法による計算値である。この図からわかるように、水深が8~10cm程度（多孔質体の2倍程度）以下の場合には、計算値が実測値を誤差0.001程度の範囲内で概ね再現している。特に、水位が多孔質体よりも大きくなる際のN値の急増や、 b' が大きくなるにつれてピークN値が現れる水深が大きくなるという特性が良く再現されている。

ただし、多孔質体の水没に伴うN値の増大量を見ると、計算値よりも実験値の方が若干大きい。この理由として、式(13)右辺の底面摩擦項の算定において横断方向流速を無視しているため、 U_l が実際よりやや大きめに計算され、運動量輸送効果を過小評価していること、多孔質体上面の摩擦損失係数 F_{uw} による抵抗見積が、粗度・水深比の大きい薄い流れの条件では実際よりも小さ目になり、やはり U_l を過大に計算していることが考えられる。

一方、水深が10cmよりも大きくなると、実験値が計算値よりも大きくなり、その差が水深の増大とともに

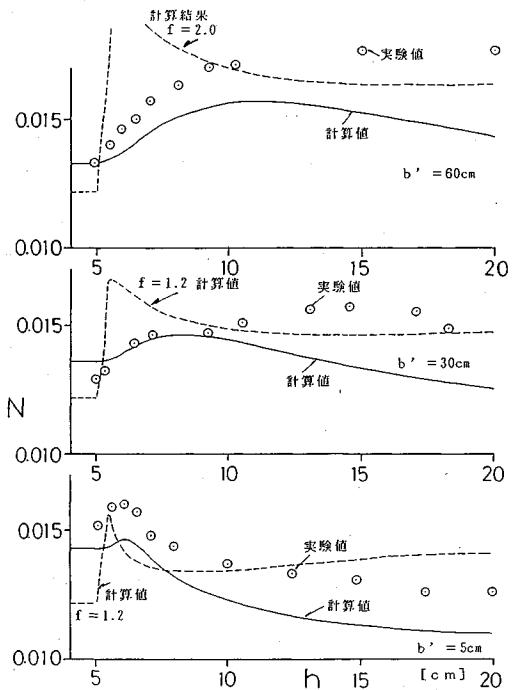


図-15 計算値と実験値の比較

大きくなる傾向を示している。この実験値と計算値との差の原因としては、水深が大きくなると多孔質体領域と主流部との混合が3次元的性質を持つようになるため、本予測手法の前提となっている仮定が満足されないと、すなわち、2次元的な混合が生じる実験条件から求めた図-11の関係の有効性が失われることが考えられる。図-15の破線は、複断面河道における低水路・高水敷間の流れの干渉評価手法^{2), 6)}を、主流部と多孔質体上の流れ間の乱流混合評価に適用して求めた抵抗計算結果である。水深が多孔質体高に対して大きい領域で計算値と実験値を合わせるために、境界混合係数f値を2次元的な混合状態でのf値よりもはるかに大きくしなければならないことがわかる。このことから、水深が多孔質体高に対して大きくなると、実際の境界混合係数が図-11の関係による予測値よりも大きくなり、このことがa)~c)に示した抵抗予測手法の誤差を大きくすると推定される。

以上より、ここで示した抵抗予測手法は、水深が多孔質体高に比較してそれ程大きくなき（本実験の結果からは2倍以下）場合には、有効であると判断できる。

6. 結論

① 多孔質体内外の境界では、周期的に多孔質体からその外の主流部に向う流れとそれと逆方向の流れが生じ、このため、活発な運動量の交換が発生する。② この運動量の交換は、多孔質体が水路の片方の側壁に接して置

かれた場合には、多孔質体の幅 b' が大きくなるほど大きくなり、水路の中央に置かれ両側に主流部がある場合には、 b' が小さくなるほど大きくなる。また、後者の運動量交換の程度は前者よりも大きい。水路中央に置かれた多孔質体の b' 減少は、運動量交換を活発化させるが、同時に多孔質体内の低流速域（死水域状態に近い）の縮小をもたらすので、水路全体の抵抗の増大には結びつかない。多孔質体の透過率が大きくなると運動量の交換は活発になる。^③ 上記の運動量の交換は、多孔質体内部から流出する流れが主流部を堰上げ、このために生じる多孔質体内外の水位差が再び多孔質体内外の横断方向の流れを誘起するという自励的現象が原因となって起こる。^④ 境界混合係数 f によって運動量交換を定量的に表現することができる。実験結果とそれに基づく混合機構に関する物理的な考察により、境界混合係数 f を支配する無次元水理量、および f 値と無次元水理量との定量的な関係が得られ、その結果、多孔質体が水没していない場合についての有効な抵抗予測手法が得られた。^⑤ 水路中央にある多孔質体が水没している場合には、水深によって多孔質体周辺と主流部との水平乱流混合機構が変化するため、水路全体の抵抗が水深により大きく変化する。特に、水没水深が小さい時には、水深の増大に伴って急激に抵抗が増大する。^⑥ 本研究で行った実験結果に基づく解析から、多孔質体が水没する条件において、水深が多孔質体高の 2 倍以下の場合に有効な抵抗予測手法が得られた。

参考文献

- 1) 福岡捷二ほか：複断面河道における洪水流の抵抗特性、第 30 回水理講演会論文集, pp. 499~504, 1986.
- 2) 福岡捷二・藤田光一：複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用、土木学会論文集、第 411 号／II-12, pp. 63~72, 1989.
- 3) 玉井信行・河原能久：複断面開水路流れの特性と抵抗則に関する研究、第 25 回水理講演会論文集, pp. 113~118, 1981.
- 4) 石川忠晴ほか：開水路平面せん断流に関する実験的研究、第 39 回年次学術講演会、第 II 部, pp. 473~474, 1984.
- 5) 石川忠晴・田中昌宏：開水路中のかん木の抵抗特性に関する研究、第 31 回水理講演会論文集, pp. 329~333, 1987.
- 6) 福岡捷二・藤田光一：洪水流に及ぼす河道内樹木群の水理的影響、土木研究所報告、第 180 号, pp. 129~192, 1990.
- 7) Myers, W.R.C.: Momentum Transfer in a Compound Channel, J. Hydraulic Research, Vol.16, No.2, pp.139~150, 1978.
- 8) 井田至春：広巾員水路の定常流－断面形の影響について、土木学会論文集、第 69 号別冊 (3-2), 1960.
- 9) 福岡捷二・藤田光一：洪水流の横断方向流速差がもたらす付加的抵抗の評価、第 33 回水理講演会論文集, pp. 301~306, 1989.
- 10) Phillips, O.M.: The Maintenance of Reynolds Stress in Turbulent Shear Flow, J. Fluid Mechanics, Vol.27, pp.131~144, 1967.

(1990.6.22 受付)

LATERAL TURBULENT MIXING IN FLOOD FLOW

Koh-ichi FUJITA and Shoji FUKUOKA

Laboratory tests were performed to evaluate the lateral momentum transfer in shallow water flow. In the tests, media with very high porosity were put on a part of a test channel in such a manner that lateral discontinuity in velocity was made. The experiments showed that the periodic generation of large scale eddies had an essential role on the lateral turbulent mixing. The mixing coefficient f , which expressed intensity of the momentum transfer, was calculated, and relation between the coefficient f and properties of the media was determined. On the basis of the mechanism of the mixing due to the large eddies, prediction methods of the coefficient f were developed, by which added flow resistance due to the lateral turbulent mixing can be calculated.