

加速流および減速流の解析手法と その乱流特性

瀬津家久¹・門田章宏²・戸田孝史³・中川博次⁴

¹正会員 工博 京都大学助教授 環境地球工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

²学生会員 工修 京都大学大学院 土木工学専攻

³学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

⁴正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室

様々な境界条件を持つ流れ場は、空間的にみて加速流あるいは減速流であり、等流時の乱流構造とは大きくその形態を異にする。しかし、従来の加速流、減速流に関する研究は、乱流境界層を対象にしたものが多く、詳細にかつ系統的に行った研究は、開水路乱流ではほとんど存在しない。本研究は、加速流および減速流の乱流構造を解明する第一段階として、斜面勾配上に発生させた加速・減速流を2成分レーザ流速計を用いて高精度に計測し、平均流特性および解析手法について考察したものである。圧力勾配を有する流れ場は、修正形状係数を用いて良好に分類でき、摩擦速度の評価法としては、対数則およびLudwig-Tillmannの実験公式による方法が妥当である。また、加速・減速流の平均流構造は、等流時のものと大きく異なる結果を得た。

Key Words : *modified shape factor, pressure gradient parameter, evaluation of friction velocity, mean structure*

1. 緒 論

様々な河床形態を有する流れ場や漸拡、漸縮あるいは急拡、急縮を繰り返す流れ場は、空間的に見て加速、減速を発生させる。また、ダム、河道改修工事などの人為的要因によって、これまでほぼ等流で近似できた流れが、河床勾配が急変するため、大きな圧力勾配を有する加速流あるいは減速流に変化し、流れの特性を大きく変化させる。このような問題は、河川の保全あるいは河川環境を考える上で非常に重要となる。

流れの境界が空間的に変化する場、換言すれば、様々な圧力勾配を有する流れ場の乱流構造に関する研究は、Klineら(1967)¹⁾による境界層流の可視化実験を始め、古くから機械工学、航空工学の分野で数多く行われており、最近では、Naganoら(1993)²⁾が、逆圧力勾配が平均流構造に及ぼす効果について実験的研究を行っている。

一方、水工学の分野においては、いくつかの研究がLausanne大学グループや早大グループで行われている。Cardosoら(1989)³⁾は、duneなどの河床波上の流れの特性および流砂挙動に注目し、彼ら自身が試作したフラッシュマウント型ホットフィルムを用いて、底面せん断応力の直接計測を試みている。また、Tsujimotoら(1990)⁴⁾は、加速および減速流におけるReynolds応力

分布の応答遅れに注目し、底面せん断応力が、水路床の変化に即座に応答し、それが既知であるという設定のもとに、インパルス応答の概念を用いてモデル化を行っている。一方、吉川ら(1990)⁵⁾は、緩勾配から急勾配に変化させた水路床上の流れを計測することによって、底面せん断応力の評価について考察を行っている。しかしながら、水工学におけるこれらの加速流あるいは減速流の流れ構造に関する研究は、それぞれ目的を異にし、かつ流砂挙動の解明のための第一段階であるので、加速および減速流の乱流構造を詳細にかつ系統的に実験を行ったものはKironoto(1993)⁶⁾による粗面上の不等流に関する研究以外には皆無である。また、境界層流あるいは閉管路流に比べると、最近になってようやく緒についたばかりであり、不明な点が多い。

本研究では、水路床に上り勾配、下り勾配部分を設けて、加速流および減速流を発生させ、系統的な実験を行い、平均流特性、乱れ特性および境界層理論に基づいた解析手法の検討を行った。

2. 理論的考察

定常、かつ鉛直二次元開水路流れに関するReynolds方程式および連続式は、次式で与えられる。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

ここで、 U および V は、それぞれ平均流速の主流方向(x)および鉛直方向(y)成分、 p は重力の流下方向成分を含む全圧力である。また、 τ は全せん断応力であり、次式で定義される。

$$\frac{\tau}{\rho} \equiv \nu \frac{\partial U}{\partial y} = -uv \quad (3)$$

ここで、 u および v は、それぞれ U 、 V に対応する乱れ変動成分、 ν は動粘性係数である。開水路流においては、式(1)右辺の圧力勾配を、水面勾配 S_s で置き換えることができるので、

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = gS_s, \quad S_s \equiv S_b - \cos\theta \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4)$$

となる。ここに、 h :水深、 S_b :水路床勾配($=\sin\theta$)である。

底面せん断応力 τ_b は、式(1)を底面($y=0$)から自由水面($y=h$)まで積分することによって得られる。式(1)左辺の各項の積分は、次式で与えられる水面条件、

$$V_{y=h} = U_{y=h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (5)$$

および連続式(2)、さらにLeibnitzの定理を用いることによって次式のように変形される。

$$\begin{aligned} \int_0^h U \frac{\partial U}{\partial x} dy &= \frac{1}{2} \int_0^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy - \frac{1}{2} U_{y=h}^2 \frac{\partial h}{\partial x} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \int_0^h V \frac{\partial U}{\partial y} dy &= U_{y=h} \cdot V_{y=h} - \int_0^h U \frac{\partial V}{\partial y} dy \\ &= \frac{1}{2} U_{y=h}^2 \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy \end{aligned} \quad (7)$$

よって、上式(6)および(7)より底面せん断応力 τ_b は、

$$\frac{\tau_b}{\rho} = gS_s h - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy \quad (8)$$

となる。したがって、主流方向の平均流速 U および水面勾配 S_s を用いることにより、底面せん断応力 τ_b が評価できる。

3. 実験方法および水理条件

本実験で使用した水路は、長さ10m、幅40cmの強化ガラス製可変勾配型循環式水路である。この水路の底面に、図-1に示すような鉄板にペンキ塗りした斜面を設置し、空間的な加速流および減速流を発生させ、2成分前方散乱型レーザー流速計LDA(Dantec社製)によ

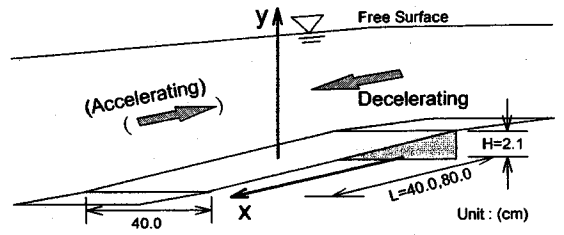


図-1 座標系

表-1 水理条件

SPATIAL ACCELERATING FLOW					
CASE	L (cm)	h_u (cm)	h_d (cm)	Q (l/s)	Fr_u
AC01	40.0	6.4	3.8	7.0	0.34
AC02	40.0	7.4	4.7	10.0	0.39
AC03	80.0	7.6	4.7	10.0	0.38
SPATIAL DECELERATING FLOW					
CASE	L (cm)	h_u (cm)	h_d (cm)	Q (l/s)	Fr_u
DC01	40.0	4.0	6.3	7.0	0.69
DC02	40.0	4.7	7.2	10.0	0.78
DC03	80.0	4.8	7.3	10.0	0.75

h_u : 上流側水深, h_d : 下流側水深

て乱流計測を高精度に行った。このLDAは、光軸回りに光学系全体が任意に回転できるモジュールを有しており、水路床が急勾配であっても、この水路床に平行および垂直方向成分を底面近傍まで計測できる利点がある。したがって、固定LDAの時に必要となる角度補正(NR補正)は不要となる。斜面は、長さ $L=40, 80$ cm、高さ $H=2.1$ cm、幅 $B=40$ cmの二種類の鉄板である。この斜面の上下流側には、同様な鉄板を水平に設置し、滑らかに変化させるように注意した。水理条件に関しては、水路の幅が40cmと比較的狭いために、なるべく水深を落として、二次流の影響がないように注意し、流量 $Q=7, 10$ (l/s)の二通りに設定した(表-1)。下流端の状態は、加速流に関しては全く堰上げを行わず、減速流に関しては、射流および波状跳水にならないように堰上げ高を調節した。なお、加速流、減速流ともに、斜面の上流側、下流側の流れは、ほぼ等流状態であった。

計測断面は、勾配が変化する地点近くでは密にとり、下流に行くに従って広くとるようにし、合計12断面計測した。また、測点数に関しては、 y 方向に底面近傍の内層($y/h \leq 0.2$)において約2mm間隔、水面付近の外層においては4mm間隔にとり、1断面当たり約20点、1ケース当たり合計200点ほどを計測した。なお、計測位置は水路中央断面である。サンプリング周波数は200Hzで、サンプリング時間60secとした。レーザー流速計からの出力信号は、バイアス、アンプを通して、AD

変換後、MT に記録され、京都大学大型計算機センターで統計処理された。

4. 圧力勾配を有する流れの分類

(1) 圧力勾配パラメータ

空間的な加速および減速を有する流れ場の解析に、流れの特性を定量的に表すパラメータとして頻繁に用いられているのが Clauser (1954)⁷⁾ の圧力勾配パラメータ β である。式 (4) より、開水路流れに関する圧力勾配パラメータ β は、次式のように変形される。

$$\beta \equiv \frac{\delta_1}{\tau_b} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\delta_1}{\tau_b} \left[\rho g \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \\ = -\frac{\delta_1}{\tau_b} \rho g S_s = -\frac{g \delta_1 S_s}{U_*^2} \quad (9)$$

ここで、 δ_1 は排除厚である。 β は、水面勾配 S_s と δ_1 を用いた Froude 数の比であると解釈できる。なお、式 (9) は、流れが等流となる場合、 $-\delta_1/h$ となる。しかしながら、式 (9) を開水路流れに適用するには、排除厚 δ_1 を含むため多少複雑である。そこで本研究では、水深 h を境界層厚を表す代表長さスケールとして用い、以下のマクロな圧力勾配パラメータ β_m を定義する。

$$\beta_m \equiv \frac{h}{\tau_b} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{h}{\tau_b} \rho g S_s = -\frac{g h S_s}{U_*^2} \quad (10)$$

上式は、等流の場合、 $\beta_m = -1$ となる。Kironoto (1993)⁶⁾ も、式 (10) と同型の圧力勾配パラメータを、St-Venant の式から導き、圧力勾配が流れ構造に及ぼす効果を、彼のパラメータを用いて整理している。本研究では、式 (10) で表される圧力勾配パラメータ β_m に加えて、境界層流における実験データとの比較のため、式 (9) の Clauser の圧力勾配パラメータ β も併せて用いることにする。

(2) 形状係数による流れ場の分類

対象としている加速流、減速流の流速分布特性、あるいは減速流であっても剝離を伴うのかを定性的に知るパラメータとしてよく用いられているのが形状係数である。しかしながら、研究者ごとにいくつかの形状係数が提唱されており、それぞれに長所・短所があるので、これらの形状係数の組み合わせで、流れの諸特性を検討するのが望ましい。

一般に、形状係数は、境界層の厚さを代表する量、すなわち次式で表される排除厚 δ_1 、運動量厚 δ_2 およびエネルギー厚 δ_3 から構成される。

$$\delta_1(x) = \int_0^\infty (1 - U/U_\infty) dy \quad (11 a)$$

$$\delta_2(x) = \int_0^\infty (1 - U/U_\infty)(U/U_\infty) dy \quad (11 b)$$

$$\delta_3(x) = \int_0^\infty [1 - (U/U_\infty)^2] (U/U_\infty) dy \quad (11 c)$$

ここで、は境界層外縁における平均流速であり、開水路流れでは、二次流の影響がない場合、自由水面 ($y=h$) における平均流速、すなわち最大流速に相当する。式 (11) から、形状係数は以下のように定義される。

$$H_{12} = \delta_1/\delta_2, \quad H_{23} = \delta_2/\delta_3 \quad \text{and} \quad H_{32} = \delta_3/\delta_2 \quad (12)$$

Graf ら (1991)⁸⁾ は、形状係数 $H_{12} = 1.4$ をゼロ圧力勾配の流れであると判断した。また、Truckenbrodt (1974)⁹⁾ は、乱流境界層について、ゼロ圧力勾配の流れを $H_{12} = 1.3$ とした。図-2 は、この形状係数 H_{12} を、原点からの距離 x に対して示したものである。また、上記の判断基準も点線で示してある。加速流、減速流ともに、下流に行くに従って圧力勾配の絶対値が大きくなり、特に減速流でその傾向が顕著となる。減速流の実験ケース (DC 01) においては、圧力勾配の小さな増減を繰り返しながら、徐々に増加する傾向があり、一方、加速流では、一様に減少して一定値に収束する。このことは、加速流の水面形が一樣に変化するのに対し、減速流の水面形が流下方向に多少の擾乱を持って変化することを意味する。

Truckenbrodt (1974)⁹⁾ は、乱流境界層の解析に次式の修正形状係数 H を提案した。

$$H = \exp \left[\int_{H_{32\infty}}^{H_{32}} \frac{dH_{32}}{(H_{21}-1)H_{32}} \right] \\ = \exp \left[- \int_{H_{23\infty}}^{H_{23}} \frac{dH_{23}}{(H_{12}-1)H_{23}} \right] \quad (13)$$

ここで、 ∞ はゼロ圧力勾配下の値を示す。この修正形状係数 H は、圧力勾配の大きさによって、流速分布が圧力勾配のない場合よりどれだけ変化したかを表している。吉川ら (1990)⁵⁾ は、式 (13) にべき乗則を導入した修正形状係数が、様々な圧力勾配下の開水路流れに適用できることを提唱し、次式を与えている。

$$H = a \cdot H_{23} \sqrt{H_{23}/(H_{23}-0.5)} \quad (14 a)$$

$$a = H_{32\infty} \sqrt{1-0.5H_{32\infty}} \quad (14 b)$$

なお、 $H_{32\infty}$ は、ゼロ圧力勾配の乱流境界層で成立する Blasius の 1/7 乗則を適用すると、1.8 となる。式 (13) および (14) から、流れがゼロ圧力勾配の時、 $H=1$ となることが分かる。修正形状係数 H は、形状係数 H_{12} と一対一に対応し、 $H>1$ ならば加速流、 $H<1$ ならば減速流となる。剝離が生じる場合の H の値の範囲については、いくつかの文献で報告されており¹⁰⁾、表-2 のように整理できる。本研究では、これらの基準を考慮して、

$$0.723 \leq H < 0.761 \quad (15)$$

を剝離発生条件として採用した。

表-2 剝離発生条件

	Separation zone	notes
Townsend (1960)	$H=0.784$	$U(x) \sim x$
Waltz (1966)	$0.736 < H < 0.761$	
Rotta (1969)	$H=0.723$	
Truckenbrodt (1974)	$H=0.723$	

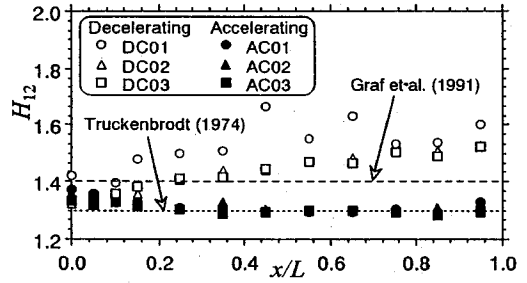


図-2 形状係数 H_{12} の変化

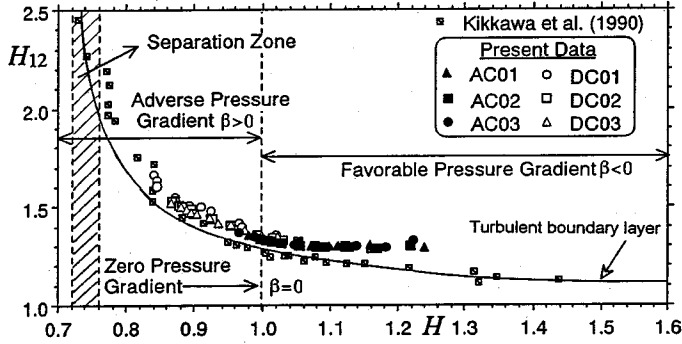


図-3 修正形状係数 H

図-3は、式(14)から求められる修正形状係数 H を、形状係数 H_{12} に対して示したものである。また、乱流境界層における H と H_{12} の関係も実線で併示した。本実験で取り扱った流れは、吉川らの実験データと比較すると、それほど大きな圧力勾配下の流れではなく、また、減速流に関しては、剝離を伴った流れではないことが確認できる。減速流は、やや順圧力勾配 ($-dp/dx > 0$) の流れから比較的大きな逆圧力勾配 ($-dp/dx < 0$) の流れに変化し、一方、加速流に関しては、その逆の傾向が観察される。減速流については、勾配急変地点から内部境界層が発生するため、べき乗則の適用性が悪く、多少ばらついているが、乱流境界層のデータとそれほどずれがないことから、対象としている流れの特性を定性的に知る上では、べき乗則を導入した式(14)で妥当であると考えられる。

5. 摩擦速度および底面せん断応力の評価方法

摩擦速度は、各種乱れ特性量のスケール則のほか、土砂水理学においても重要なパラメータであり、その評価については非常に厳密に行う必要がある。摩擦速度あるいは底面せん断応力の評価方法については、Cardosoら(1989)³⁾のように直接計測する方法を採用した研究があるが、その計測精度の問題のために実際の適用性には困難を伴う。そこで、本節では、従来から境界層流に関

する研究で提案されている摩擦速度の評価方法について述べる。

a) 対数則による方法

平均流速 U を、水深 h で片対数表示し、内層 ($y/h \leq 0.2$) において直線分布が成立する場合に適用でき、一般によく用いられる方法である。Nezuら(1993)¹¹⁾は、境界層流、管路流あるいは開水路流れにおいてもKarman定数 κ が主流の条件によらず0.41の普遍定数であると指摘しているので、直線分布が成立する区間のデータ点を取り出して、次式の対数則を用いて摩擦速度 U_* を評価できる。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{U_* y}{\nu}\right) + A_s \quad (16)$$

ここで、 A_s は積分定数である。

b) べき乗則による方法

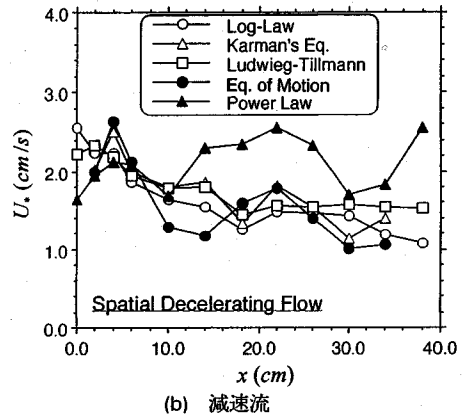
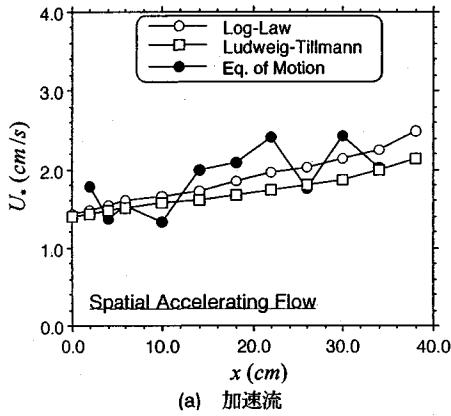
平均流速 U を、その断面の最大流速 U_{max} および水深 h で無次元化し、両対数表示させ、直線分布の傾き $1/n$ と成立する高さ δ から求める方法である。すなわち、流速分布に次式のべき乗則を適用させ、

$$U/U_\delta = (y/\delta)^{1/n} \quad (17)$$

の指数 n と高さ δ における平均流速 U_δ から、次式を用いて摩擦速度を評価する。

$$\frac{U_*}{U_\delta} = \kappa \left(\frac{1}{n+1}\right) \quad (18)$$

通常の Reynolds 数では、 $n=7$ 程度であるが、式(16)



図—4 摩擦速度の評価方法の比較

の Karman 定数 κ とは異なって、べき定数 n は、Reynolds 数の関数であり、常に普遍特性を示さないことが、べき乗則の最大の欠点である。

c) 形状係数による方法

上述したように、形状係数 H_{12} は、境界層流において、対象とする流速分布の特性を分類するのによく用いられる。この形状係数 H_{12} から、摩擦速度 U_* を評価するには、実験により決定される $\alpha(H_{12})$ と、運動量厚さ θ ($\equiv \delta_2$) で定義される局所 Reynolds 数 Re_θ とを用いて、次式から求められる。

$$\frac{\tau_b}{\rho U_{\max}^2} = \frac{\alpha(H_{12})}{Re_\theta^{0.268}} \quad (19)$$

Nezu ら (1987)¹²⁾ は、境界層流で用いられる式 (19) と同型の Ludwig-Tillmann の実験公式に着目して、ステップ流に適用し、常流の場合のみ、a) による摩擦速度と非常によく一致すると結論した。

$$C_f = 2(U_* / U_{\max})^2 = 0.256 \times 10^{-0.678 H_{12}} \times Re_\theta^{0.268} \quad (20)$$

ここで、 C_f は壁面摩擦係数である。

d) Karman の運動量方程式による方法

Karman の運動量方程式は、本来境界層厚さ δ を未知変数として解く方程式であるが、これを逆の観点から、流速分布にべき乗則を仮定し、 δ に境界層厚さを代表する長さスケールのもを用いることにより、摩擦速度を評価することができる。

Prandtl の境界層方程式に、べき乗則 (17) を代入し、底面から境界層厚さ δ まで積分すると、次式が得られる。

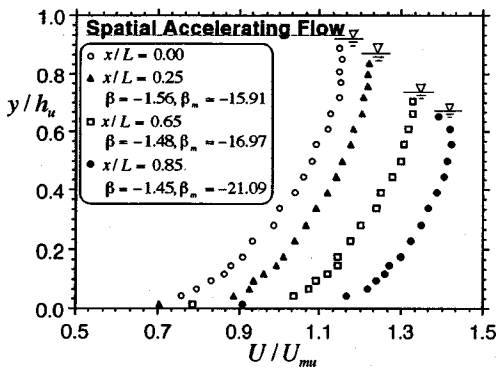
$$\begin{aligned} \frac{n}{n+2} \delta U_s \frac{\partial U_s}{\partial x} - \frac{1}{n+2} U_s^2 \frac{\partial \delta}{\partial x} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \delta - \frac{1}{\rho} (\tau_b - \tau_\delta) \end{aligned} \quad (21)$$

ここで、 τ_δ は境界層厚さ δ におけるせん断応力である。

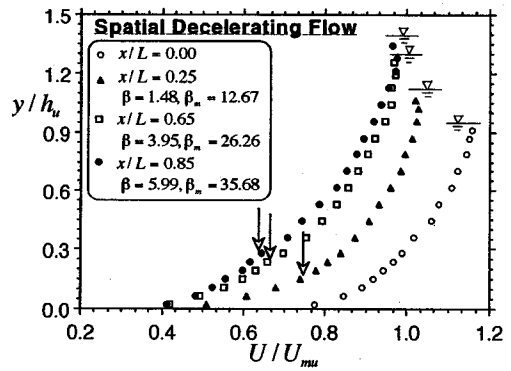
e) 運動方程式による方法

この方法は、純理論的な手法であり、よく摩擦速度あるいは全せん断応力の検証に用いられる。このため、Karman 定数 κ の普遍性を検証する基礎研究には不可欠であり、対数則自体の検証にもなる。しかしながら、Reynolds 応力 $-\overline{uv}$ を高精度に計測するには、従来非常に困難で、LDA が開発されて初めて等流時において可能となった方法である。等流でも二次流の影響があったり、また本研究のような不等流の場合は、 $-\overline{uv}$ の理論式が直線分布ではなくなるから、計測値と理論式とを一致させることが複雑となり、推奨できる方法とはいえない。

図—4 は、a)~e) の方法で評価した摩擦速度の変化を、代表的な実験ケースについて示したものである。なお、加速流については、勾配急変点から内部境界層が発生しないため、b) のべき乗則および d) の Karman の運動量方程式による方法は採用していない。a) の対数則による方法は、後述するように、圧力勾配の大小にかかわらず内層で良好な直線分布を示しており、この方法による摩擦速度の評価は妥当なものと考えられる。また、Ludwig-Tillmann の実験公式から評価した摩擦速度は、加速流、減速流ともに、対数則による方法と良好な一致を示しており、この方法もまた妥当な評価方法といえる。一方、式 (8) の運動方程式から評価した値が、比較的ばらつく傾向が見られるが、これは水面形の計測精度や水路のたわみの影響によるものと考えられ、計測精度が極めて良い場合でなければ、適用困難な方法であると考えられる。さらに減速流について見ると、べき乗則によって評価された摩擦速度は、流下方向に摩擦速度が減少する傾向さえも捉えられていない。べき乗則を適用した Karman の運動量方程式による方法については、傾向は捉えられているもののばらつきが見られる。これは内部境界層厚 δ の厳密な定義が困難であるためと考



(a) 加速流



(b) 減速流

図—5 平均流速分布の鉛直方向分布

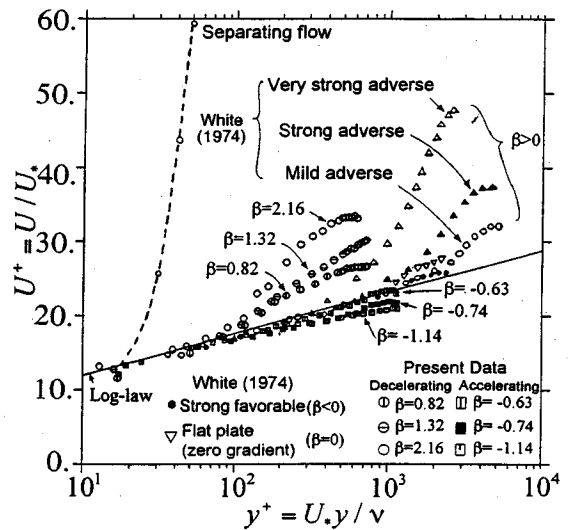
えられる。

6. 加速流および減速流の乱流特性

(1) 平均流速の分布特性

図—5は、平均流速 U の鉛直方向分布を示したものである。この図には、加速あるいは減速の影響の強いケースの計測結果が例示されている。また、平均流速 U は最上流断面平均流速 U_{mu} で、底面からの高さ y は上流側水深 h_u で、それぞれ無次元化されている。加速流では、底面の極近傍で大きな流速勾配が観察されるものの、水面付近では、急激にその勾配を減少させ、一様化する。一方、減速流では、ほぼ一定の比較的大きな勾配を伴って水面まで変化する。逆圧力勾配 ($-dp/dx < 0$) の大きな減速流においては、図中矢印で示した付近で変曲点が見られ、勾配の急変する地点から新たに内部境界層が発生・発達する様子が確認できる。

このような平均流速分布の変化を、摩擦速度 U_* および動粘性係数 ν を用いて内部変数表示したものが図—6である。ここで用いた摩擦速度 U_* は、図—6に示すように、粘性底層を除く内層 ($y/h \leq 0.2$ かつ $U_*y/\nu > 30$) で直線分布する傾向が観察できることから、a) の対数則による方法を用いて評価したものである。図には、White (1974)¹³⁾ によって得られた乱流境界層のデータも併示されている。White の境界層流のデータと比較すると、本実験で対象とした流れは、平均流速の対数則分布からの立ち上がりを見ると、かなりの圧力勾配を伴った流れであると判断できる。水面付近の外層 ($y/h > 0.2$) の分布は、減速流では対数則から上方に外れ、加速流では下方に外れる wake 成分が見られる。減速流では、逆圧力勾配が大きくなるほど、すなわち圧力勾配パラメータ β の値が正の方に大きくなるほど、これらの傾向が顕著となる。しかし、この平均流速の外層における分布



図—6 平均流速分布

は、大きな圧力勾配を伴った流れにもかかわらず、流速勾配は小さく、水面の極付近では一様化の傾向を示しており、境界層流の分布とは異なっているようである。

Coles (1956)¹⁴⁾ は、境界層外縁付近の流速分布が自己保存 (self-preserving) 状態にあることに着目し、外部変数 $\xi = y/h$ の関数、いわゆる wake 関数 $w(\xi)$ を対数則に加え、全断面で成立する次式の log-wake 則を提案した。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_* y}{\nu} \right) + A_s + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (22)$$

ここで、 Π は wake 強度パラメータであり、対数則からのずれを表す指標である。wake 関数の形は、いくつか存在するが、一般に、

$$w(\xi) = 2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \xi \right) \quad (23)$$

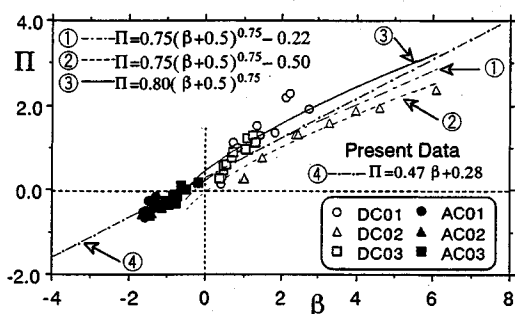


図-7 圧力勾配パラメータ β と Π の関係

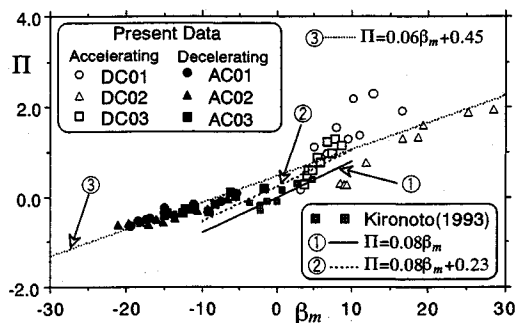


図-8 圧力勾配パラメータ β_m と Π の関係

がよく用いられる。Nezuら (1986)¹⁵⁾は、開水路流れにおいても上式で表される Coles の wake 関数が適用できること、さらに Π が Reynolds 数 Re の関数であることを指摘した。実際、境界層流においても、運動量厚 θ を用いた Reynolds 数 Re_θ が大きくなるほど、wake 領域が大きくなるのが一般に知られている。

しかしながら、この特性は、あくまでほぼゼロ圧力勾配 (開水路では等流状態) の流れで得られた結果であり、図-6 に示したように、圧力勾配の大きな流れの外層における流速分布特性は、Reynolds 数の関数というよりはむしろ圧力勾配 $-dp/dx$ によって大きく変化すると考えられる。Clauser (1954)⁷⁾は、式 (9) で表される圧力勾配パラメータ β と wake 強度パラメータ Π との関係を表式で結び付けた。

$$\Pi = 0.80(\beta + 0.5)^{0.75} \quad (24)$$

上式は、順圧力勾配があまり大きくない範囲で直線近似できる。また、Kironoto (1993)⁶⁾は、粗面上の不等流に関して、アスペクト比 B/h の小さな二次流の影響が無視できない流れと、二次流の無視できる流れについて、それぞれ次式を得ている。

$$\Pi = 0.75(\beta + 0.5)^{0.75} - 0.50 \quad (B/h=2) \quad (25 a)$$

$$\Pi = 0.75(\beta + 0.5)^{0.75} - 0.50 \quad (B/h>2) \quad (25 b)$$

図-7 は、圧力勾配パラメータ β に対して Π を示したものである。この図には、上記の関係式も併示されている。本実験のデータは、逆圧力勾配 ($-dp/dx < 0$) の広い範囲にわたって、式 (24)、(25) と相似な変化を示しているが、順圧力勾配の領域 ($\beta < 0$) で僅かに異なり、比較的緩やかな変化を示している。この図に示されるように、Kironoto の得た実験式 (25) は、Clauser の関係式 (24) をほぼ下方へ平行移動したものである。後述するように Kironoto が行った実験は、本実験と比較して圧力勾配の狭い範囲で行われており、また開水路における wake の変化は境界層と比較して小さいため、式 (25) は、特に順圧力勾配の大きな領域では、適用性が

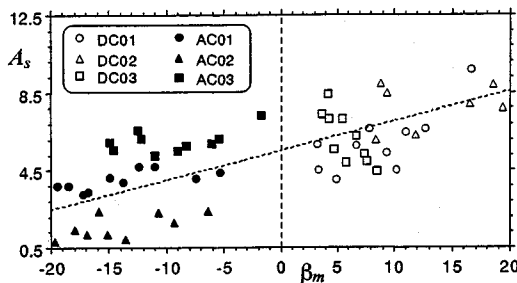


図-9 圧力勾配パラメータ β_m と積分定数 A_s の関係

悪いものと考えられる。そこで、本研究では、圧力勾配パラメータ β と Π との関係の直線で近似し、次式を得た。

$$\Pi = 0.47\beta + 0.28 \quad (26)$$

さらに、開水路流れに適用した圧力勾配パラメータ β_m に対する Π の変化を図-8 に示した。Kironoto (1993)⁶⁾が、二次流の影響の有無で分類した実験式、

$$\Pi = 0.08\beta_m \quad (B/h=2) \quad (27 a)$$

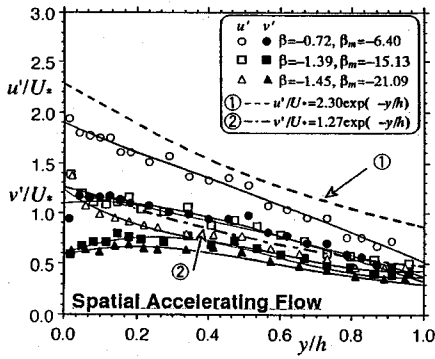
$$\Pi = 0.08\beta_m + 0.23 \quad (B/h>2) \quad (27 b)$$

および彼の実験データも図中に併示してある。本実験で取り扱った加速、減速流は比較的大きな圧力勾配の範囲で行われており、 β_m に対する Π の変化も式 (27) ほど急ではないことが分かる。式 (25) および (27) は、粗面上の不等流実験で得られたものであり、原点補正量の如何によって大きく変化するから、本研究の滑面乱流の実験結果と、外層*の流速分布を決定する Π 値の若干の相違は免れないものと考えられる。以上のことを総合的に考え、本研究では、 Π と β_m の関係を次式で与えた。

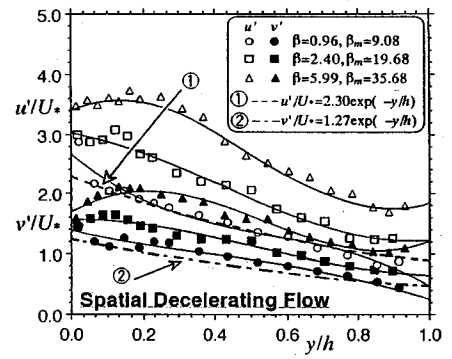
$$\Pi = 0.06\beta_m + 0.45 \quad (28)$$

図-9 は、式 (22) の積分定数 A_s を圧力勾配パラメータ β_m の関数として示したものである。積分定数 A_s に関する物理的解釈は不可能であるが、逆圧力勾配が大き

* 本来は、滑面・粗面の相違がない領域を外層と定義する。

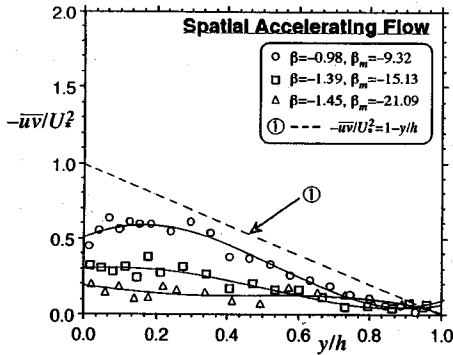


(a) 加速流

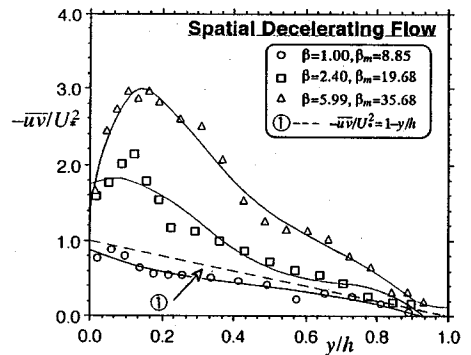


(b) 減速流

図—10 乱れ強度分布



(a) 加速流



(b) 減速流

図—11 Reynolds 応力分布

な断面ほど、また β_m の値が大きな断面ほど、積分定数 A_s が大きくなるものと考えられる。境界層流においても、これと同様な傾向が Reynolds (1974)¹⁶⁾によって報告されており、積分定数 A_s は、圧力勾配に大きく支配されるものと考えられる。

(2) 乱れ特性量の分布形状の変化

図—10 は、乱れ強度の主流方向成分 u' および鉛直方向成分 v' の分布を、摩擦速度 U_* および水深 h を用いて無次元化したものである。図中の点線は、次式で示される禰津の半理論普遍関数である¹¹⁾。

$$u'/U_* = 2.30 \exp(-\xi) \quad (29a)$$

$$v'/U_* = 1.27 \exp(-\xi) \quad (29b)$$

上式は、等流であれば、Reynolds 数 Re の大きさにかかわらず普遍特性を示す。なお、各断面の実験値の内挿曲線を実線で示し、見やすくした。(a)の加速流では、順圧力勾配が大きくなる、すなわち加速の効果が大きくなるほど、 u' が v' に寄り添うような形状を示し、乱れの等方化指向が観察される。この結果、 v' は、主流方向にほとんど変化せず、式 (29b) の普遍関数からそれ

ほど変化しないが、 u' は式 (29a) の普遍関数から大きく外れる。一方、(b)の減速流では、乱れ強度の主流方向成分 u' 、鉛直方向成分 v' とともに、底面から少し離れた領域で膨らんだ形状を示し、その曲率が大きく変わる。

図—11 は、Reynolds 応力分布を、図—10 と同じ水理量で無次元化して示したものである。図中の点線は、粘性項を無視した三角形分布である。図—10 と同様に内挿曲線を実線で示した。(a)の加速流では、加速の効果によって、分布形は三角形分布から内側に外れて、鉛直方向にあまり変化しないような形状を示す。一方、(b)の減速流では、三角形分布よりも大きな値をとる。底面の極近傍の分布形状に対応する変曲点(壁面から最も近い変曲点)を見ると、加速流では、粘性の影響のある領域が小さくなる。一方、減速流ではその領域が大きくなる。減速流におけるこの変曲点は、wake の立ち上がる平均流速分布の変曲点にはほぼ対応しているようであり、注目される結果である。

3. 結 論

本研究は、2成分レーザー流速計を用いて、斜面勾配上に発生させた加速流および減速流を高精度に計測し、その乱流特性および境界層理論に基づいた解析方法を総合的に考察したものである。

本研究で得られた主要な知見は以下の通りである。

1) 流速分布にべき乗則を仮定した修正形状係数を用いて、圧力勾配を有する流れ場を良好に分類できる。

2) 摩擦速度の評価法としては、対数則による方法および Ludweig-Tillmann の実験公式による方法が妥当であると考えられる。

3) 平均流速分布は、外層において対数則分布から大きくその傾向が見られる。対数則からのずれの大きさを表す wake 強度パラメータ II は、圧力勾配パラメータ β および β_m によって良好に整理でき、また、 β 、 β_m に対して線形関係にある。

4) 乱れ強度分布および Reynolds 応力分布は、定常等流時で成立する普遍特性と大きく形態を異にする。

今後、加速流および減速流の、より詳細な乱流構造の解明、乱流モデルの開発、河川環境の改善を目的とした物質輸送との関連を解明することが望まれる。

謝辞：本研究を遂行するにあたり、旭硝子財団および河川環境管理財団から助成を受けたことを記し、これらに感謝する。

参考文献

- 1) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstedler, P. W. : The Structure of Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp.741-773, 1967.
- 2) Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, T. : Effects of Adverse Pressure Gradients on Mean Flows and Turbulence Statistics in a Boundary Layer, *Turbulent Shear Flows*, Springer-Verlag, Vol. 8 (ed. F. Durst et al.), pp.7-21, 1993.
- 3) Cardoso, A. H., Graf, W. H. and Gust, G. : Spatially Accelerating Flow in Smooth Open-Channel, *Proc. 23rd Congress of IAHR, Turbulence in Hydraulics*, Ottawa, Vol. A, pp.7-14, 1989.
- 4) Tsujimoto, T., Cardoso, A. H. and Saito, A. : Open Channel Flow with Spatially Varied Bed Shear Stress, *J. Hydro Sci. and Hydraulic Eng.*, JSCE, Vol.8, pp.81-100, 1990.
- 5) 古川恵太, 市村知也, 関根正人, 吉川秀夫 : 水路床勾配が漸変する開水路流れ場の解析, 土木学会論文集, 第417号/II-13, pp.63-71, 1990.
- 6) Kironoto, B. A. : Turbulence Characteristics of Uniform and Non-Uniform Rough Open-Channel Flow, *Doctoral Dissertation No.1094*, Ecole Polytechnique Federale, Lausanne, Switzerland, 1993.
- 7) Clauser, F. H. : Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients, *J. Aeronautical Sci.*, Vol.21, pp.91-108, 1954.
- 8) Graf, W. H. and Altinakar, M. S. : *Hydrodynamique*, Edition Eyrolles, Paris, 1991.
- 9) Truckenbrodt, E. : Neuere Erkenntnisse über die Berechnung von Strömungsgrenzschichten mittels einfacher Quadratur-formeln, Part II, *Ing.-Arch.* 43., pp.136-144, 1974.
- 10) Schlichting, H. : *Boundary Layer Theory*, 7th Edition, MacGraw-Hill, New-York, 1979.
- 11) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 12) Nezu, I., Nakagawa, H. and Amano, K. : Evaluation of Shear Stress in Open-Channel Step Flows, *22nd Congress of IAHR, Fluvial Hydraulics*, Lausanne, pp.219-220, 1987.
- 13) White, F. M. : *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill, New-York, 1974.
- 14) Coles, D. : The Law of the Wake in the Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.1, pp.191-226, 1969.
- 15) Nezu, I. and Rodi, W. : Open-Channel Flow Measurements with a Laser Doppler Anemometer, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.112, pp.335-355, 1986.
- 16) Reynolds, J. A. : *Turbulent Flows in Engineering*, Wiley & Sons Ltd., London, 1974.

(1994.3.24 受付)

TURBULENT STRUCTURES IN ACCELERATING AND DECELERATING OPEN-CHANNEL FLOWS AND THESE ANALYSES

Iehisa NEZU, Akihiro KADOTA, Takashi TODA and Hiroji NAKAGAWA

Turbulence measurements in spatial accelerating and spatial decelerating flows over steep beds were conducted with two component laser Doppler anemometer (LDA). Open-channel flows with moderate to strong pressure gradients can be classified by using the modified shape factor. Ludweig-Tillmann's empirical formula, one of the evaluation methods for friction velocity, was very suitable only in sub-critical flows. The mean velocity profiles in the outer region deviate from the log-law distribution. If the flow is decelerating, the wake strength parameter II that implies the magnitude of deviation increases as the effect of deceleration becomes stronger. In contrast, the II -value decreases in the accelerating flows. The distributions of turbulence intensities and Reynolds stress change gradually from the bed to free surface, and do not indicate universal distributions normalized by the outer variables.