

壁面流出入を伴う開水路浸透床の上の 乱流構造に関する研究

TURBULENT STRUCTURE IN PERMEABLE OPEN-CHANNEL FLOWS WITH TRANSPIRATION

中 川 博 次*・柁 津 家 久**

By Hiroji NAKAGAWA and Iehisa NEZU

1. 序 論

壁面を通しての流体の吹出し (injection) や吸込み (suction) によって壁面上の乱流を好ましい姿に制御しようとする基礎的・応用的研究が境界層流や管路流を対象として戦後盛んに行われてきた。すなわち、壁面摩擦係数 (friction-factor) や熱質量輸送 (heat-mass transfer) に及ぼす壁面流出入 (transpiration といい、injection と suction の総称) の影響を解明する目的で、まず 1950 年代には不十分な実験装置ながら実験データの収集とその予測式の提案が試みられた。例えば、Dorrance ら (1954)¹⁾ や Black ら (1958)²⁾ をはじめ多くの研究者は Prandtl の混合距離モデルを適用し、壁面流出入がある場合の壁法則として二乗対数則 (bilog-law) を提案し、実験値とのほぼ良好な一致を得た。1960 年代の研究は二乗対数則を踏襲しつつもさらに発展し、Stevenson (1964) は速度欠損則の確立に努め³⁾ Tennekes (1965) は壁法則と速度欠損則との結合を相似則から論じようと試みた⁴⁾。1960 年代後半からは Stanford 大学の Kays らのグループによる一連の実験が注目される。すなわち、Simpson ら (1969)⁵⁾ は壁面流出入率を流下方向に変化させた境界層流の実験を、Julien ら (1971)⁶⁾ はさらに圧力勾配も存在する実験をそれぞれ行い、Kays (1972)⁷⁾ は以上の平均流特性に及ぼす壁面流出入の影響に関して総括を行っている。そして、最近ようやく流出入を有する境界層流の乱れ計測が Andersen ら (1975) によって行われるに至った⁸⁾。

以上の実験的研究によって、吹出しを行えば乱れは活発化し、逆に吸込みみでは減衰するから、適当な壁面流出入を与えることによって乱れの発生を、広義には流れを

制御できることが指摘され、事実、乱流剝離防止方法として吸込み流が、一方高温な流れからの壁面の保護方法として吹出し流がそれぞれ有効であることが認識され、航空工学や化学工学等の分野ではすでに一部実用に供されている⁹⁾。このような乱流制御の研究は開水路流を対象とする水工学の分野でも今後重要な課題と考えられるが、著者らの知る限りこれに関する基礎的研究はほとんどなく¹⁰⁾、著者らはここ数年来多孔質状の水路底から一様な水流の吹出しや吸込みを与えることによって、開水路の乱流構造がいかなる変化を受けるかを系統的に研究してきた^{10)~12),14)}。

本論文では、これまでに得られた滑面開水路流からの実験結果を総括する目的で^{*)}、まず流出入を有する壁面摩擦抵抗則すなわち摩擦速度の合理的な評価方法を確立し、その平均流速分布則 (壁法則) を統一的に説明するとともに、過大な吸込み率で生じる再層流化現象 (relaminarization phenomenon) への遷移挙動に関して検討する。

次に、乱れ強度 3 成分、スペクトル分布形、乱れエネルギーの収支等を検討して、開水路流の乱れ特性に及ぼす壁面流出入の影響を系統的に考察する。

2. 理論的考察

(1) 2 次元開水路乱流の基礎方程式

Fig. 1 に示すように、主流方向を x 軸、浸透壁面に垂直上方を y 軸およびこれに平行な横断方向を z 軸にとり、また対応する流速成分をそれぞれ $U+u$, $V+v$ および $W+w$ とする (以後、大文字は平均流成分を、小文字は変動成分を表わす)。壁面流出入の影響に関する

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工博 京都大学助手 工学部土木工学教室

*) 本論文は、文献 10)、11) および 14) に一部発表した実験結果を中心に、さらに検討を加えたものである。

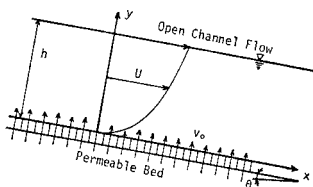


Fig. 1 Open-channel flow over permeable smooth bed

基礎的知見を得る目的で、①十分に発達した2次元の滑面乱流である ($W \equiv 0$)、②壁面流出入速度 v_0 は浸透面に垂直で、流下方向に一樣な強度をもち、主流速に比べて微小である ($U \gg V \sim v_0$)、③ $v_0 = 0$ では等流であり、 $v_0 \neq 0$ でも擬似等流であるという普遍性を失わずにもっとも単純化された流れを考える。このとき、 $y=0$ で $V=v_0$ という境界条件で連続式は次のようになる。

$$V = v_0 - \int_0^y \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) dy \quad \dots\dots\dots (1)$$

次に、運動方程式は、②から境界層近似を行って次式で与えられる。

$$\frac{\partial(U^2)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$0 = -g \cos \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial(-\bar{v}^2)}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 θ は水路傾斜角、 P は圧力、 τ はせん断応力である。

水深を h とすれば、式 (3) から

$$P = \rho g(h-y) \cos \theta - \rho(\bar{v}^2 - \bar{v}_s^2) \quad \dots\dots\dots (4)$$

となり、圧力はほぼ静水圧分布することがわかる。式 (1) と式 (4) を式 (2) に代入し、 $[0, y]$ 間で積分すれば、せん断応力 τ の分布形が次のように得られる。

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_0}{\rho} - g I_e y + v_0 U + \Psi(y) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $\tau_0/\rho \equiv U_*^2$ は壁面せん断応力、 $I_e \equiv \sin \theta - \cos \theta dh/dx$ はエネルギー勾配であり、

$$\Psi(y) \equiv \frac{d}{dx} \int_0^y U^2 dy - U \frac{d}{dx} \int_0^y U dy \quad \dots\dots\dots (6)$$

は移流項 (advection) を表わす。

自由水面 $y=h$ で $\tau=0$ という境界条件を使うと、

$$\tau/\rho = U_*^2(1-\xi) + v_0(U - \xi U_{\max}) + \{\Psi(y) - \xi \Psi(h)\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$U_*^2 \equiv \tau_0/\rho = g I_e h - \frac{d}{dx} \int_0^h U^2 dy \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで、 $\xi \equiv y/h$ 、また U_{\max} は $y=h$ での平均流速である。

式 (7) の右辺第2項および第3項が壁面流出入に伴う補正項であり、 $v_0=0$ の不浸透床の等流 ($d/dx=0$) では零となる。これらの補正項を評価するには平均流速分布が既知でなければならず、十分に発達した擬似等流であることから、相似仮定すなわち

$$U/U_{\max} = \eta(y/h) \quad \dots\dots\dots (9)$$

が x の位置にはよらないと仮定する。この仮定の妥当性は、移流項 $\Psi(y)$ の影響が開水路流より顕著な境界層流でさえ一般に認められている (平衡境界層)¹³⁾。

いま、

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &\equiv \frac{1}{U_{\max}} \frac{d}{dx} (U_{\max} h) \\ Q_2 &\equiv \frac{1}{U_{\max}^2} \frac{d}{dx} (U_{\max}^2 h) \\ \theta_1(\xi) &\equiv \int_0^\xi \eta d\xi \\ \theta_2(\xi) &\equiv \int_0^\xi \eta^2 d\xi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

とおけば、式 (6) は

$$\Psi(y) \equiv \{Q_2 \theta_2(\xi) - Q_1 \eta(\xi) \theta_1(\xi)\} U_{\max}^2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

となり、式 (1) と (10) とから

$$Q_1 = \frac{v_0}{U_{\max} \theta_1(1)}, \quad Q_2 = 2 Q_1 - \frac{dh}{dx} \quad \dots\dots (12)$$

が得られ、これらを式 (8) に代入すると、

$$\frac{dh}{dx} = \frac{\sin \theta - (U_*^2/g h) - 2 \alpha (v_0 U_m/g h)}{\cos \theta - \alpha F_r^2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。ここで、 $\alpha \equiv \theta_2(1)/(\theta_1(1))^2$ は運動量補正係数であり、例えば 1/7 乗分布則すなわち $\eta \equiv \xi^{1/7}$ を適用すれば $\alpha=1.016$ となる。また、 U_m は断面平均流速、 $F_r \equiv U_m/\sqrt{gh}$ はフルード数である。

式 (13) は壁面流出入が存在する場合の水面形方程式である。等流水深 h_0 を与える $v_0=0$ での摩擦速度を U_{*0} とおけば、 $U_{*0}^2 = gh_0 \sin \theta$ となり、 $h \approx h_0$ と近似できることから式 (12)、(13) を式 (11) に代入すると、結局式 (7) のせん断応力分布は次のようになる。

$$\tau^+ \equiv \frac{\tau}{\rho U_*^2} = (1-\xi) + v_0^+ (U^+ - \xi U_{\max}^+) + \Phi(\xi) \quad \dots\dots\dots (14)$$

補正項 $\Phi(\xi) \equiv \Psi^+(\xi) - \xi \Psi^+(1)$ は次のように計算される*)。

$$\Psi^+(\xi) = \frac{1}{(\cos \theta - \alpha F_r^2)} \left\{ \left(\frac{F_r}{\theta_1(1)} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{\Omega} \right) + \frac{2 v_0^+ U_{\max}^+}{\theta_1(1)} \right\} \theta_2(\xi)$$

*) 文献 14) では、自由水面でのせん断応力勾配は適度の流出入率が存在しても不変である、すなわち

$$\left. \frac{d\tau}{d\xi} \right|_{\xi=1} = \left. \frac{d\tau(v_0=0)}{d\xi} \right|_{\xi=1} = -\rho U_{*0}^2$$

という実験結果に注目して、

$$\Psi^+(\xi) = \frac{1}{[1-\theta_2(1)]} \left\{ \left(1 - \frac{1}{\Omega} \right) + \frac{v_0^+ U_{\max}^+}{\theta_1(1)} \right\} \theta_2(\xi) - \frac{v_0^+ U_{\max}^+}{\theta_1(1)} \eta \cdot \theta_1(\xi)$$

を導いたが、式 (15) との差異は常流であれば無視されうる。

$$-\frac{v_0^+ U_{\max}^+}{\theta_1(1)} \cdot \eta \cdot \theta_1(\xi) \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $\Omega \equiv (U_* / U_{*0})^2 = \tau / \tau(v_0 = 0)|_{\xi=0}$ であり、+添字は U_* と ν (内部パラメータ) による無次元化を表わす (例えば、 $v_0^+ \equiv v_0 / U_*$, $y^+ \equiv U_* y / \nu$ など)。

したがって、平均流速分布形 $\eta(\xi)$ が既知であれば補正項 $\phi(\xi)$ は式 (15) で評価され、例えば 1/7 乗分布則を適用し、フルード数が十分小さい常流では $|\phi(\xi)| = (7/9)|v_0^+ U_{\max}^+ \xi(\xi^{2/9} - 1)| \leq 0.072 v_0^+ U_{\max}^+$ となつて、無視されうる値となる*)。

(2) 壁面流入を伴う平均流速分布則 (壁法則)

レイノルズ応力分布 $-\overline{uv}$ は

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = \tau^+ - \frac{dU^+}{dy^+} \dots\dots\dots (16)$$

で与えられ、 $\xi \ll 1$ なる壁面近傍では式 (14) から次のように近似される。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 + v_0^+ U^+ - \frac{dU^+}{dy^+} \dots\dots\dots (17)$$

さて、十分に発達した壁面乱流では混合距離モデルが適用できるから^{7), 15)},

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(v_0^+ U^+ + 1)}{1 + \sqrt{1 + 4l^{+2}(v_0^+ U^+ + 1)}} \dots\dots\dots (18)$$

となる。壁面流入を伴う境界層流に関する Kays らのグループの実験結果によれば^{9)~8)}、混合距離 (特性長さスケール) l^+ として次の van Driest 型のものが妥当である。すなわち、

$$l^+ = \kappa_0 y^+ \{1 - \exp(-y^+ / A^+)\} \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 κ_0 はカルマン定数、 A^+ は粘性効果を示す減衰係数 (damping factor) である。

例えば、粘性底層では $l^+ \ll 1$ であるから、式 (18) より

$$U^+ = \frac{1}{v_0^+} \{\exp(v_0^+ y^+) - 1\} \dots\dots\dots (20)$$

となり、 $l^+ \gg 1$ すなわち $y^+ \gg A^+$ では式 (18) と式 (19) とから次式が得られる。

$$\phi \equiv \frac{2}{v_0^+} (\sqrt{v_0^+ U^+ + 1} - 1) = \frac{1}{\kappa_0} \ln y^+ + D(v_0^+) \dots\dots\dots (21)$$

式 (21) は、Dorrance らが最初に導いた二乗対数則であり⁷⁾、その後多くの研究者がこの式の妥当性を境界層流で実験的に検討し、その結果、カルマン定数 κ_0 は v_0^+ に無関係な普遍定数であるが、積分定数 D は一般に浸透面性状や v_0^+ によって影響を受けることが報告された^{2)~8)}。しかし、浸透面が水理学的滑面であり、適度の流出率であれば D はほぼ定数とみなされうるから (吹出し流の方が適用度が高い)^{15), 16)}、以下では $v_0^+ \rightarrow 0$ のとき式 (21) が開水路不浸透床上の対数則に一致す

るという条件から $\kappa_0 = 0.4$ および $D = 5.5$ をとるものと仮定し、この妥当性は後で実験的に検証される。

なお、 $30 < y^+ < 1000$, $-0.1 < v_0^+ < 0.15$ では式 (21) の二乗対数則は、次の対数則で近似される¹⁷⁾。すなわち、

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 $\kappa \equiv \kappa_0(1 + 9.2 v_0^+)^{-1}$, $B \equiv D(1 - D v_0^+)$ 式 (22) は相似則から経験的に求めた Tennekes の表示式とほぼ一致し^{4), 13)}、この場合カルマン定数 κ は見かけ上 v_0^+ の関数となるが、 $v_0^+ = 0$ での汎用の対数則分布をそのまま $v_0^+ \neq 0$ の場合に拡張したものであるから、実用価値は大きいと考えられる。

さて、式 (20) と式 (21) とを滑らかに接続する普遍的な壁法則は式 (19) を使って式 (18) を数値積分すれば得られる。

後で示すように、過大な吸込みで再層流化現象に、吹出して剥離現象にそれぞれ遷移することから、粘性の効き具合を表わす係数 A^+ は v_0^+ の関数と考えられ^{6)~8), 18)}、本研究では式 (18) の数値解が壁面領域端 $\delta^+ = 100$ で式 (21) に接続するように係数 A^+ を決定し、流速分布則 (壁法則) を得ることにした。

(3) 摩擦速度の評価方法 (流入を伴う壁面抵抗則)

壁面乱流の構造を明らかにするには、まず摩擦速度 U_* を正確に評価しておかねばならない¹⁷⁾。境界層流での Kinney の解析と同様に¹⁹⁾、式 (21) を全水深で積分し、 $v_0 = 0$ で成立する Prandtl-Karman の抵抗則、すなわち

$$\sqrt{2/f_0} = 2.5 \ln Re \sqrt{f_0/2} + 3.0 \dots\dots\dots (23)$$

との比をとれば次の壁面抵抗則が得られる。

$$\left(\frac{1 - \sqrt{\Omega} - 1.25 \beta \ln \sqrt{\Omega}}{\sqrt{\Omega}}\right) \left(\frac{f_0}{2}\right)^{-1/2} - \frac{\beta}{4\sqrt{\Omega}} \left(\frac{f_0}{2}\right)^{-1} = 2.5 \ln \sqrt{\Omega} + \frac{\beta}{4\sqrt{\Omega}} \{(2.5 \ln \sqrt{\Omega})^2 + 6.25\} \dots\dots\dots (24)$$

(二乗対数則から)

同様に、式 (22) の対数則を用いれば次のようになる。

$$\left(\frac{1 - \sqrt{\Omega} - 9.2 \beta}{\sqrt{\Omega}}\right) \left(\frac{f_0}{2}\right)^{-1/2} = 2.5 \left(1 + 9.2 \frac{\beta}{\sqrt{\Omega}}\right) \ln \sqrt{\Omega} - 80.9 \frac{\beta}{\sqrt{\Omega}} \dots\dots\dots (25)$$

(対数則から)

ここで、 $\beta \equiv v_0 / U_{*0}$, $f_0 \equiv 2(U_{*0} / U_m)^2$, $Re \equiv h U_m / \nu$ である。Fig. 2 は、5通りのレイノルズ数 Re に関して式 (23) を使って式 (24) および (25) から計算された $\beta - \Omega$ 曲線である。

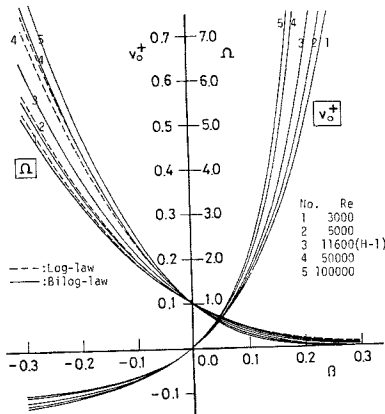


Fig. 2 β - Ω and β - v_0^+ relations

$|\beta| \leq 0.2$ では式 (24) と式 (25) との差異は小さく ($Re \approx 10^4$ で両者はほぼ一致する), 式 (21) の二乗対数則は式 (22) の対数則で良好に近似されることがわかる. 吹出し ($\beta > 0$) では $\Omega \equiv (U_*^*/U_{*0})^2$ は減少し, $\beta \approx 0.3$ 程度で $\Omega = 0$ すなわち剥離現象を示すのに対して, 吸込み ($\beta < 0$) では Ω は急増し, 流速勾配 $dU/dy|_{y=0} = U_*^*/\nu$ も増大して, 後述するように再層流化へと遷移する. また, 図には $v_0^+ = \beta/\sqrt{\Omega}$ を併示したが, 流入速度 $|v_0|$ の増加に対して v_0^+ は吹出しで急増し, 吸込みでは -0.1 程度に収束することが注目される. 壁面抵抗すなわち摩擦速度に及ぼすこれらの流入による効果は圧力勾配 dP/dx が存在する境界層や管路流の挙動と酷似し, すなわち吹出しが減速流 ($dP/dx > 0$ の急拡部) に, 吸込みが加速流 ($dP/dx < 0$ の急縮部) にそれぞれ対応し, 両極端で剥離現象と再層流化現象がそれぞれ観察される¹⁹⁾.

さて著者らは, $\beta = 0$ の不浸透床での U_{*0} を乱れの self-consistency に従って実測のレイノルズ応力分布, すなわち $\tau(v_0=0)/\rho = U_{*0}^2(1-\xi)$ から評価するのがもっとも合理的であることを指摘した²⁰⁾. したがって, U_{*0} が既知となれば, 任意の β に対して $U_* = \sqrt{\Omega} U_{*0}$ は式 (24) から容易に評価される (以下では, この評価方法を β - Ω 法という).

3. 実験装置および計測方法

Fig. 3 に示すように, 実験水路は長さ 15 m, 幅 50 cm, 深さ 30 cm の勾配可変型の循環式滑面開

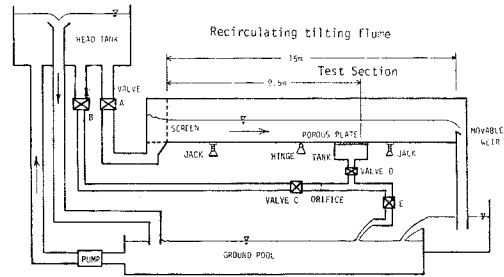


Fig. 3 Experimental set-up

水路で, 水路上流端から約 9 m 下流に小型水槽 (長さ 96 cm, 幅 41 cm, 深さ 30 cm) を設け, この直上に長さ 104 cm, 幅 49 cm, 厚さ 1.5 cm のポラス板 (粒径 0.65 mm のポリスチレン樹脂の熱焼結滑面板) を取付け, 計測区間とした. この水槽底面には直径 2.5 cm の給排水口が 8 個および水槽中央部には制流装置がそれぞれ設けられ, 一樣な流入速度 v_0 が得られるように工夫された. 水槽内の圧力分布の計測から一樣な v_0 が生じていることを確認後, 流入流量 Q_i が吹出しでオリフィス計, 吸込みで計量マスをそれぞれ用いて計測され, v_0 が決定された. もちろん, ポラス区間は長いほど実験的研究に理想的であるが, 透水・不透水両壁面ともに水理学的滑面であり, 正確に同一面上に接続されたから壁面の相違による内部境界層の発達にはほぼ無視できるものと考えられ, また v_0 を急変させた境界層流の実験によれば少なくとも平均流特性はほとんど遷移区間なしに新たな v_0 に応答することが報告され⁵⁾, 本実験装置でも前節の実験的検証が十分可能である. 計測断面はポラス板上流端から $x = 84$ cm 下流に設けられたが, $x = 50$ cm での平均流速分布と比較検討された結果, 両者は実験誤

Table 1 Hydraulic data for experiments with suction or injection

Case	$v_0=0$ (Without transpiration flow **** Run 1)								S	Q	
	h (cm)	U_m (cm/sec)	U_{*0} (cm/sec)	$R_{*0} = U_{*0}h/\nu$	$Re = U_m h/\nu$	Fr = U_m/\sqrt{gh}	slope				
H-1	8.02	15.1	0.804	609	1.15×10^4	0.17	0.08×10^{-4}		6.05		
H-2	4.25	28.3	1.369	564	1.16	0.44	5.71		6.00		
H-3	3.40	35.4	1.907	614	1.14	0.61	12.84		6.02		
Run	$v_0 \neq 0$ (With transpiration flow)										
	Case H-1										
U_*	1.760	1.585	1.316	1.146	0.980	0.804	0.641	0.523	0.373	0.271	0.193
β	-0.243	-0.202	-0.137	-0.094	-0.050	0.0	0.049	0.089	0.148	0.198	0.249
v_0^+	-0.111	-0.102	-0.084	-0.066	-0.041	0.0	0.062	0.136	0.319	0.589	1.036
Q_i/Q	-12.6%	-10.5	-7.1	-4.9	-2.6	0.0	2.5	4.6	7.7	10.2	12.9
Run	Case H-2					Case H-3					
	9	8	1	4	5	8	7	1	4	5	
U_*	2.066	1.684	1.369	1.062	0.799	2.307	2.166	1.907	1.509	1.147	
β	-0.111	-0.052	0.0	0.056	0.111	-0.047	-0.031	0.0	0.051	0.104	
v_0^+	-0.074	-0.042	0.0	0.072	0.189	-0.039	-0.027	0.0	0.065	0.172	
Q_i/Q	-9.9%	-4.6	0.0	5.0	9.9	-5.8%	-3.8	0.0	6.3	12.8	

差内で一致し、ほぼ十分に発達した流入を伴う流れが形成されたものと考えられる¹⁷⁾。

平均流速 U の計測には1成分熱膜流速計 (DISA 社製) が使われ、最低 $y=0.7\text{ mm}$ まで計測された。また、 u と v および u と w の計測には2成分 V 型プローブが使われ、これらの出力電圧は A・D 変換後、電算処理された。なお、詳しい計測方法に関しては文献 17) を参照されたい。

次に、水力条件は、 $Re \approx 10^4$ で水深 h を 8 cm (ケース H-1)、4.3 cm (ケース H-2) および 3.4 cm (ケース H-3) の3通り設定した (Table 1 を参照)。ケース H-1 が中心的な実験であり、 β を約 $\pm 5\%$ 増分させて計 11 通りの流出入率を系統的に与え、ケース H-2 および H-3 では β をそれぞれ 5 通り変化させた。なお、主流量 Q に対するこれらの流出入流量 Q_t の比はたかだか 13% 以内であり、2.(1) の擬似等流の条件がほぼ満足されている。

4. 実験結果およびその考察

(1) 平均流速分布特性

Fig. 4 は、実測された平均流速分布の一例である。

吹出して低流速域が壁面から押し上げられ、一方吸込みでは高流速域が壁面へ吸い寄せられた形となっており、 β が ± 0.1 以内でも流出入の影響は顕著であって、壁面せん断応力 $\tau_0 \equiv \mu dU/dy|_{y=0}$ は吹出しで減少し、吸込みで増加することがわかる。これらの平均流速分布特性を詳細に検討するには、2.(2) で明らかにしたように、 $U^+ \equiv U/U_*$ および $y^+ \equiv yU_*/\nu$ による無次元表示が必要である。

まず、Fig. 5 は、ケース H-1 の吹出し条件で得られた流速分布の実測値であり、実線は式 (18) の数値解である。壁面領域はもちろんのこと、自由水面にまで至

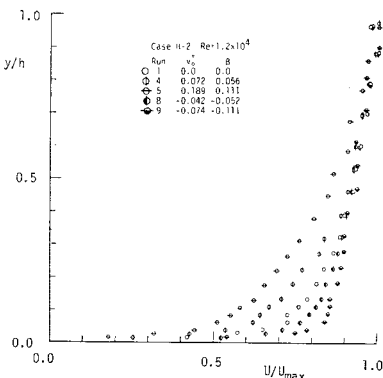


Fig. 4 Mean velocity distribution with suction or injection

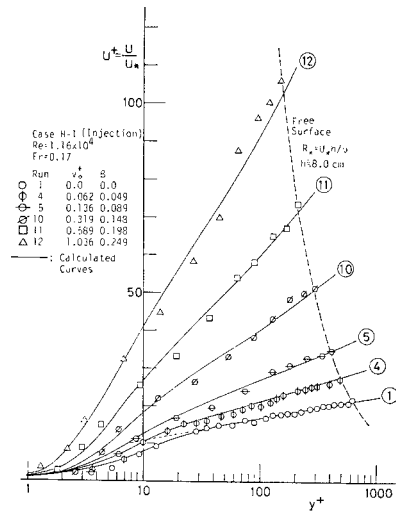


Fig. 5 Dimensionless mean velocity distribution U^+ with injection (Case H-1) (the law of the wall)

る全領域で両者の一致は非常によい。すなわち、開水路流には境界層流で見られる乱流・非乱流運動 (intermittent な bulges 運動) は存在せず、式 (18) の混合距離モデルの有効性がほぼ全領域で認められるが^{*}、特に剝離現象へ遷移する $v_0^+ \approx 1$ という過大な吹出し率でもこのモデルは有効であって、十分に発達した乱流が形成されていることがわかる。

Fig. 6 は、吸込み条件での平均流速分布である。 $v_0^+ \approx -0.085$ 程度までの適度の吸込み率では式 (18) はなお有効であるが、これ以上の吸込み率では実験値との一致は悪く、もはや乱流状態を維持できず、後述するように再層流化したものと考えられる。

Fig. 7 は、Fig. 4 で示されたケース H-2 の平均流

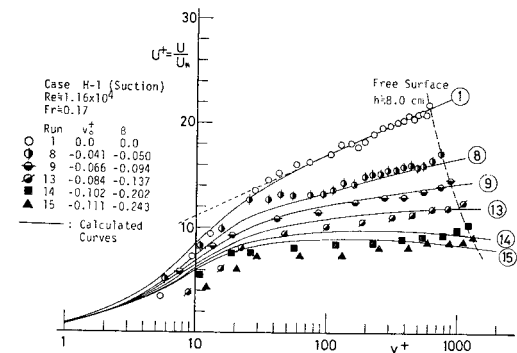


Fig. 6 Dimensionless mean velocity distribution U^+ with suction (Case H-1) (the law of the wall)

* 式 (18), (19) はもともと $\xi \equiv y^+/R_* \ll 1$ の壁面近傍で成立する関係式であるが、これらの積分形で表示される平均流速分布式は自由水面までほぼ有効であることが理論的に示される。詳細は文献 17) を参照されたい。

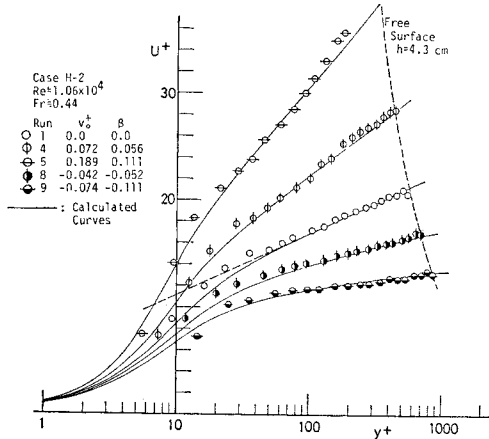


Fig. 7 Dimensionless mean velocity distribution with suction or injection (Case H-2)

速を壁法則に従って $U^+ - y^+$ で表示したものであり、ケース H-1 と同様に普遍的な特性が把握される。すなわち、 $v_0 = 0$ での曲線 ($y^+ > 30$ で対数則に従い、 $y^+ < 30$ では $A^+ = 27$ とおいた式 (18), (19) の van Driest 曲線) を基準として吹出しで増大傾向、吸込みで減少傾向を示す扇状の分布形を示す点が特徴的である。この実測値と式 (18) の理論曲線との一致は粘性底層を含めた全領域で非常に良好であり、同様な結果がケース H-3 でも得られた。

Fig. 8 は、二乗対数則 $\phi - y^+$ の関係を検討したものである。Run 14 ($v_0^+ = -0.102$) や Run 15 ($v_0^+ = -0.111$) では $(v_0^+ U^+ + 1) < 0$ となるため ϕ の実験値は得られず、 $v_0^+ = -0.084$ の Run 13 でも実験値は式 (18) の理論曲線から明らかにずれ、二乗対数則は成立していない。一方、 $v_0^+ \geq -0.08$ となる他の Run の流出入率では理論曲線との一致は非常に良く、特に $y^+ \geq 30$ の主流域では吹出し・吸込み率によらずに ϕ は式 (21) に良好に従っている。すなわち、後述する再層流化に至らない適度の吸込みおよび吹出し条件でも、粘性効果が無視できる $y^+ \geq 30$ の主流域 (吹出し条件ほど粘性底層

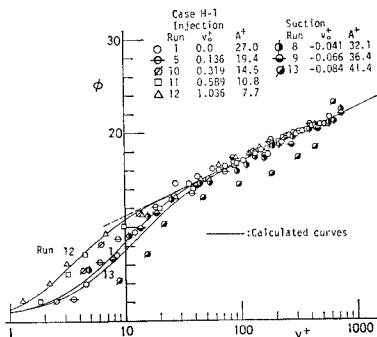


Fig. 8 Bilog-law of mean velocity

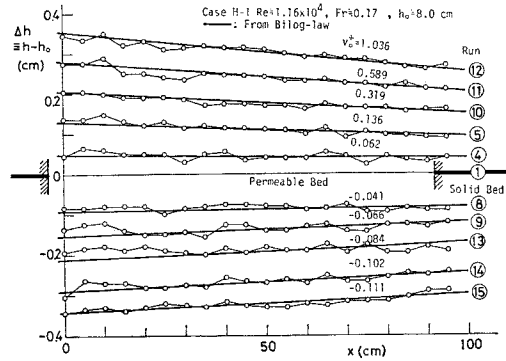


Fig. 9 Variation of flow depth with suction or injection

は薄くなり、Fig. 8 に示すように式 (21) の適用領域は若干広くなる) の流速分布は、 U^+ の代りに ϕ を用いれば式 (21) の従来の対数則 ($\kappa_0 = 0.4$, $D = 5.5$) で表示され、普遍的な壁法則を示すことがわかる。

(2) 水面勾配 dh/dx の検討

前節で示されたように、十分に発達した乱流状態では混合距離モデルが有効となるが、摩擦速度 U_* の評価に式 (21) が使われたため、この明白な結論付けには U_* を $\beta - \Omega$ 法とは独立に評価すべきである。この検討には、① 水面勾配、② 実測のレイノルズ応力分布、等からなされうが²⁰⁾、ここではまず ① を検討する。

さて、水面勾配 dh/dx の実測値が得られれば、式 (13) を使って U_* が評価される。この方法は、境界層流で式 (8) と同等な関係式を使い、すなわち運動量厚の変化から評価するものに相当するが、両法ともに誤差を伴いやすい^{9), 20)}。Fig. 9 は、ケース H-1 の各実験で得られた $\Delta h \equiv (h - h_0)$ の実測値と $\beta - \Omega$ 法で評価した U_* を式 (13) に代入して求められた dh/dx とを比較したものである。x が約 50 cm までは不浸透 - 浸透床の接続部での流入の急変に伴う影響を受けて (この影響は比較的短区間で消滅するが⁹⁾)、実測値は式 (13) から若干ずれるが、x が 50 cm 以上の計測区間では両者の一致は吹出し・吸込み条件ともかなり良好であり、本研究で提案された $\beta - \Omega$ 法による U_* の評価がほぼ妥当であることが確認された。

なお、式 (24) を $\Omega \equiv (1 - 5\beta)^2$ で近似し、 $\cos \theta \equiv 1$, $\alpha \equiv 1$, $U_m/U_{*0} \equiv 20$ とおけば、式 (13) の近似式として次式が得られる。

$$\frac{dh}{dx} \approx \frac{-5\beta(6+5\beta)\sin\theta}{1-F_r^2} \dots\dots\dots(26)$$

すなわち、常流 ($F_r < 1$) では吹出し ($\beta > 0$) で低下背水、吸込み ($\beta < 0$) でせき上げ背水となることがわかり、Fig. 9 と一致した水面形を与える。

(3) 強い吸込み率による不完全乱流遷移 (再層流化現象)

先述したように、強い吸込み率では乱流状態がもはや維持されず、その結果混合距離モデルが適用できなくなる。境界層流では、これを再層流化現象と呼んでいるが (境界層の発達を抑えられ、過大な吸込み率では境界層厚自体が流下方向に減少し、再層流化する)^{2),4)}、開水路流では一般に流入流量 Q_i が主流量 Q のたかだか1割程度を対象とするから、レイノルズ数は依然十分大きく、定義通り流れが層流に逆遷移するとみなすべきではなく、十分に発達した乱流から強制的に不完全な乱流状態に遷移される現象とみるべきである。このような現象は、加速流 ($dP/dx < 0$) を伴う境界層や管路流でも観測され¹⁹⁾、各種の流れに関して統一的な説明や遷移基準の設定が望まれる。

ところで、Huffman らは、壁面流入や圧力勾配などの外部因子は流れが乱流である限り、せん断応力勾配 $\partial\tau/\partial y$ を介して内部層 (壁面領域) に影響を及ぼすことを指摘した²¹⁾。いま、彼らと同様にして、壁面領域端 $\delta^+ = 100$ までのせん断応力の平均勾配を $\langle \partial\tau/\partial y \rangle$ とすれば、式 (14) から次式が得られる。

$$-\left\langle \frac{\partial\tau^+}{\partial y^+} \right\rangle = -\frac{v_0^+ U^+(\delta^+)}{\delta^+} + \frac{1+v_0^+ U_{\max}^+}{R_*} - \frac{\phi(\delta^+)}{\delta^+} \dots \dots \dots (27)$$

Fig. 10 は $Re = 1.16 \times 10^4$ での $-\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle$ を $(-v_0^+)$ に対して図示したものであり、式 (27) の右辺第3項の補正項は式 (15) で示すようにフルード数 F_r の関数であるから、 $F_r = 0.17, 0.6, 0.8, 1.2$ および 1.5 の5通りに関して計算されている。吸込み率 $| -v_0^+ |$ が増加すると、第1項は単調に増加し、第2項は単調に減少して、 F_r が小さいとき第3項の寄与は小さいから、結局第1項が主要項となって $-\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle$ は $(-v_0^+) \approx 0.1$ 程度まで単調に増加する。ところで、式 (21) は $y_M^+ = \exp\{-\kappa_0(D+2/v_0^+)\}$ で最大値 $U_M^+ = -1/v_0^+$ を計算上はもち、式 (18) も $y^+ = y_M^+$ で $dU^+/dy^+ \equiv 0$ となるから、 $y_M^+ < R_* \equiv hU_*^*/\nu$ なる水理条件では混

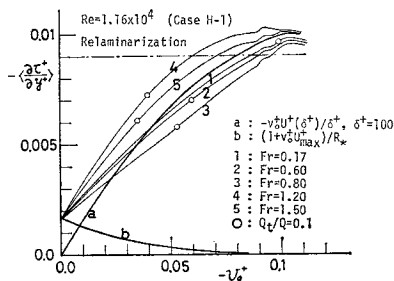


Fig. 10 Average gradient of the shear stress

合距離モデル自体の適用が不可となる。物理的にいうと、 $y_M^+ \leq y^+ \leq R_*$ では式 (17) から $-\overline{uv} \equiv 0$ となり、レイノルズ応力すなわち乱れはほとんど発生せず、もはや完全な乱流とは考えられない。4. (1) で指摘したように、 $F_r = 0.17$ のケース H-1 では $(-v_0^+) \geq 0.085$ で二乗対数則は適用されず、不完全乱流 (再層流化) に遷移したものと考えられた。実際、Run 13 では $R_* = 997$, $v_0^+ = -0.084$, $y_M^+ = 1516$, また Run 14 では $R_* = 1200$, $v_0^+ = -0.102$, $y_M^+ = 282$ となるから、 $(-v_0^+)$ が 0.085 程度以上になれば再層流化するであろう。また、 $F_r \rightarrow 0$ に相当する境界層流でも $(-v_0^+)$ がほぼ 0.1 に達したとき再層流化現象が起きると報告されている^{2),4)}。

以上から、フルード数が 0.2 程度以下の開水路流でも $(-v_0^+)$ がほぼ 0.085 に達したとき再層流化が起こるものと考えられ、これに対応する $-\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle$ の限界値は約 0.009 となる。

一方、Patel らは、境界層や管路流での加速流 ($dP/dx < 0$) による再層流化現象に関する詳細な実験的研究を行い、これらの遷移限界は壁面領域でのせん断応力分布に原因があって、overall なレイノルズ数 Re の減少によるものではないことを指摘した¹⁹⁾。すなわち、Townsend 流の混合距離モデルを適用して、せん断応力分布が

$$\tau = \tau_0 + d\tau \dots \dots \dots (28)$$

と表わされるとき、 $d\tau = \nu a/\rho U_*^3$ なるパラメーターが約 -0.009 に達すれば再層流化が起こることを明らかにした。式 (28) は式 (7) の一般形とみなしうるから、パラメーター $d\tau$ が $\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle$ と同等となる。以上の結果から吸込み流や加速流による再層流化の遷移限界値はほぼ一致し、両者の内部機構は類似したものであると考えられる。さらに、 $v_0 = 0$ での不浸透床では式 (27) から $-\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle = 1/R_*$ となり、 $\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle_c = -0.009$ で $Re_{c,c} = (U_m/U_{*0})R_* \approx 20/0.009 = 2222$ となって、通常限界レイノルズ数にほぼ一致し、上述の遷移限界値はこの場合にも適用できる。

このように、 $\langle \partial\tau^+/\partial y^+ \rangle_c \approx -0.009$ を遷移限界値とすると、Fig. 10 から同一の吸込み率でも F_r が増加するに従って常流では再層流化が若干抑制され、射流に移行して急速に促進されるが、 F_r の増加とともに再び抑制されることがわかる。これは、式 (14) の補正項 $\phi(\delta)$ が常流では正となり、 F_r が大きいほどレイノルズ応力の発生が促進され、再層流化が逆に抑制されるためである。しかし、 Re が一定で、 F_r を増加させて行くと U_{*0} が増加し、 h は減少するから同一の吸込み率を与えるには吸込み流量 Q_i を増加させねばならず、本研究の前提である擬似等流状態が崩れてしまう。Fig.

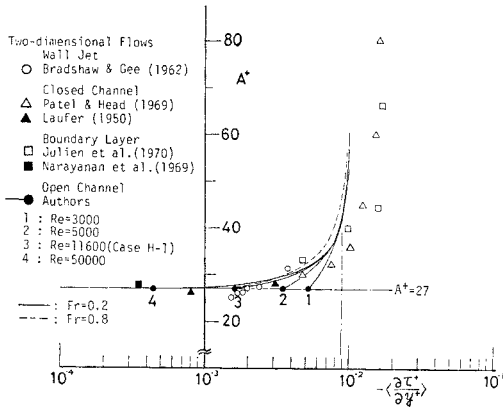


Fig. 11 Relation of A^+ vs. $-\langle \partial \tau^+ / \partial y^+ \rangle$

10 には、 $Q_i/Q=0.1$ となる v_0^+ の値を各 Fr に対して丸印で示している。

以上を総括すると、 $|Q_i/Q| \leq 0.1$ なる擬似等流の再層流化が起こる遷移限界は上述の $\langle \partial \tau^+ / \partial y^+ \rangle \approx -0.009$ または $v_0^+ \approx -0.085$ であると考えて十分であろう。

次に、Fig. 11 は、4 通りの Re に関して、2. (2) の方法で得られた damping 係数 A^+ を $-\langle \partial \tau^+ / \partial y^+ \rangle$ に対して図示したものであり (ケース H-1 の各実験に対する A^+ の値は Fig. 8 に示されている), Huffman らによって整理された各種の 2 次元乱流での実験値も併示されている²¹⁾。 $-\langle \partial \tau^+ / \partial y^+ \rangle$ が増加すると A^+ も増加するが、 $-\langle \partial \tau^+ / \partial y^+ \rangle \approx 0.009$ で A^+ は Re の値にかかわらず急増し、この特性は他の流れでも検証されている。すなわち、この遷移限界値で粘性の効果 (式 (19) を参照) は急増し、確かに再層流化現象が現われるといえる。また、図中の黒丸印は $v_0^+=0$ の値であり、当然 Re が小さいほど再層流化しやすいことがわかる。

最後に、Fig. 12 は v_0^+ に対する A^+ の関係を示し、境界層で得られた実験曲線も併示している^{7), 8), 18)}。 A^+ の決定方法の相違にもよるが、これらの実験曲線は概ね同様な変化特性を示し、吹出しで A^+ (粘性効果) は減

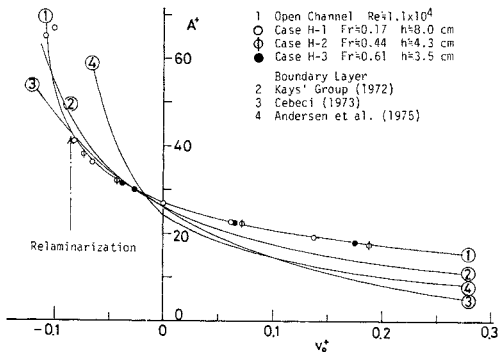


Fig. 12 Variation of A^+ against v_0^+

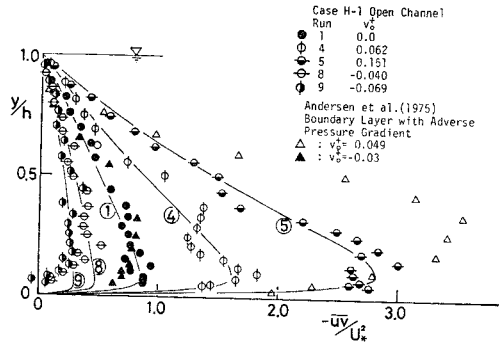


Fig. 13 Reynolds stress distribution

少して剝離現象へ、逆に吸込みでは増加して再層流化現象へそれぞれ遷移することがわかる。なお、図中 ① の開水路流で得られた実験曲線は

$$A^+ \begin{cases} = 27 / (1 + 4.1 v_0^+) & (v_0^+ < 0) \\ = 27 / (1 + 2.7 v_0^+) & (v_0^+ > 0) \end{cases} \dots\dots\dots (29)$$

で良好に近似される。

(4) レイノルズ応力分布

Fig. 13 は、2 成分熱膜流速計で実測されたレイノルズ応力 $-\overline{uv}/U_*^2$ の分布であり、式 (16) の理論曲線も併示している。両者の一致はほぼ良好であり、2. の理論展開や β - Q 法の妥当性が確認されるが、吸込み条件での壁面近くの実測値は理論曲線よりかなり小さい。この原因は現在不明であり、実験装置等の精巧さや計測精度などをも含めての再検討がさらに必要であるが、平均流速分布特性に基づいて提案された前節の遷移限界値に達する以前でも乱れ特性に関しては不十分な抑制された乱れになることも推測される。

レイノルズ応力は吹出し率が大きいほど増大し、吸込みでは減少する。他の研究者による実測例があまりなく、ここでは入手し得た Andersen らの実験結果を比較のため併示したが⁸⁾、ほぼ同様な変化特性を示している。ただ、彼らの実験値は逆圧力勾配 ($dP/dx > 0$) すなわち減速流で得られたものであるから、同一の流出入率 v_0^+ でも吹出し的效果が助長され、レイノルズ応力は全体的に大きくなっている。

このように、レイノルズ応力分布は流出入率によってほぼ相似に変化する。ところで、 Fr が小さく、適度の流出入率では、粘性応力が無視できる流れの主流部の移流補正項 $\phi(\xi)$ は十分小さいから、式 (14) と式 (16) とから

$$-\overline{uv} \approx (U_*^2 + v_0 U_{max}) (1 - \xi) \dots\dots\dots (30)$$

と近似できる。したがって、摩擦速度として $U_{*m} \equiv \sqrt{U_*^2 + v_0 U_{max}}$ を用いれば、流出入が存在してもみかけ上不浸透床上の従来の結果に帰着され、主流部の速度欠損則も

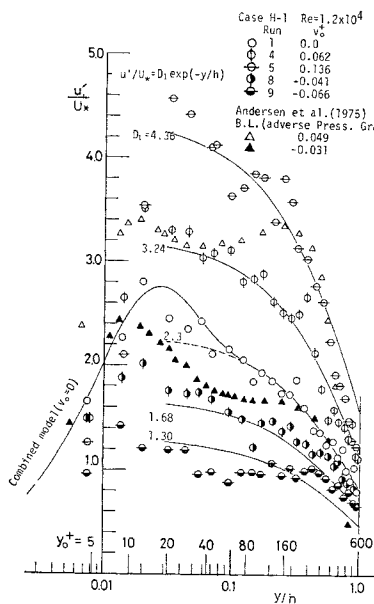


Fig. 14 (a) Turbulence intensity u'/U_* with transpiration

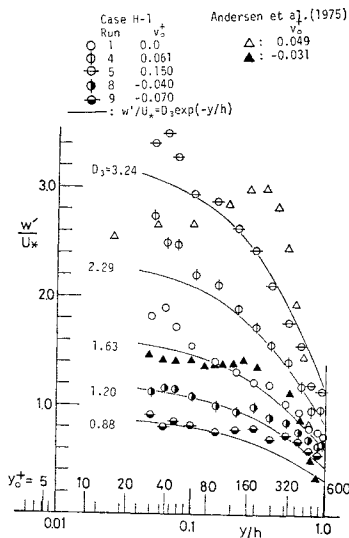


Fig. 14 (c) Turbulence intensity w'/U_* with transpiration

$$\frac{U_{max} - U}{U_{*m}} = -\frac{1}{\kappa_0} \ln \xi \dots\dots\dots (31)$$

となる。式 (31) は、正しく Mickley らによる速度欠損則であり²²⁾、式 (30) はこの表示が近似的に妥当なことを示している。

(5) 乱れ強度分布

Fig. 14 (a), (b) および (c) はケース H-1 で得られた u'/U_* , v'/U_* および w'/U_* を示すものである。これらの乱れ強度3成分は v_0^+ によってほぼ相似に増

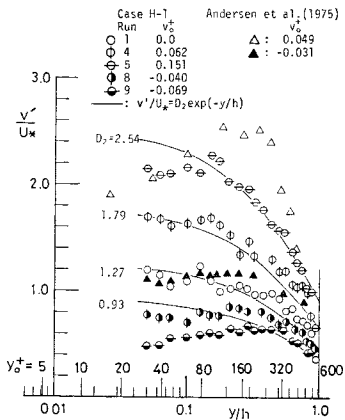


Fig. 14 (b) Turbulence intensity v'/U_* with transpiration

減することから、壁面流入が存在しても乱れの普遍的特性は強く、ほぼ active 成分に支配された乱流と考えてよい²⁰⁾。

さて、不浸透床の場合、 $y^+ \geq 50$ での乱れの発生率 P と逸散率 ϵ とがほぼつり合った平衡領域では現象論的な考察から次の普遍関数が提案された²⁰⁾。

$$\left. \begin{aligned} u'/U_* &= D_1 \cdot \exp(-\lambda \xi) \\ v'/U_* &= D_2 \cdot \exp(-\lambda \xi) \\ w'/U_* &= D_3 \cdot \exp(-\lambda \xi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

ここで、 $\lambda=1.0$, $D_1=2.30$, $D_2=1.27$, $D_3=1.63$ である。一方、流出が存在する場合の正確な普遍関数を提案するまでには至らないが、 $v_0^+ \neq 0$ でも乱れの普遍的特性は強く、後述するように $P \approx \epsilon$ となる平衡領域が確かに存在するから、式 (32) と同様な指数型の普遍関数が成立すると考えられ、この場合係数 D_i ($i=1, 2, 3$) および λ は v_0^+ の関数となる。以下では、簡単のために $\lambda \equiv 1.0$ とおき、 $D_i(v_0^+)$ の関数形を検討した結果、本実験の範囲内では乱れ成分の方向に関係なくほぼ次式が得られた。

$$D_i(v_0^+) = (1 + 6.6 v_0^+) D_i(v_0^+ = 0) \quad (i=1, 2, 3) \dots\dots\dots (33)$$

Fig. 14 には式 (33) を用いての式 (32) を実線で示したが、 $y^+ \geq 50$ で各成分とも実験値とほぼ良好に一致している。ただ、吸込み率が大きくなると乱れ強度は極度に一様化する傾向にあり、式 (32) との一致は悪い。これは前節で指摘したようにすでに不十分な乱れとなっ

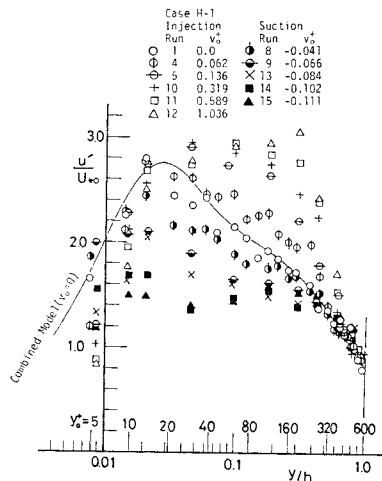


Fig. 15 Absolute variation of turbulence intensity u'/U_*

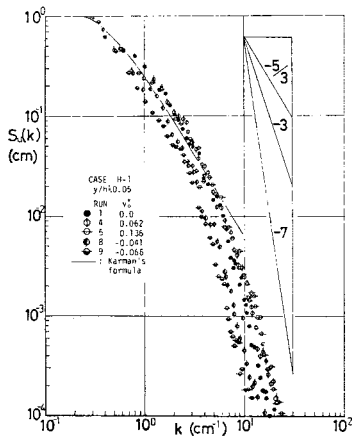


Fig. 16 (a) Spectral distribution at $y/h=0.05$

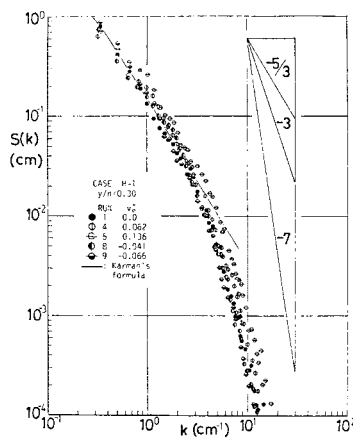


Fig. 16 (b) Spectral distribution at $y/h=0.30$

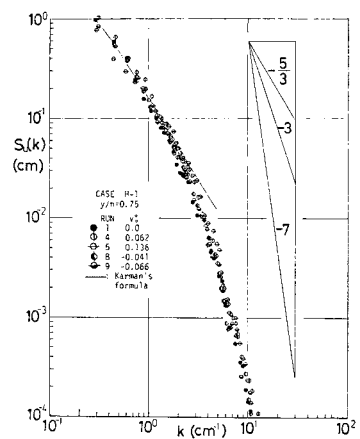


Fig. 16 (c) Spectral distribution at $y/h=0.75$

て active 成分とはみなされないためと推測される。なお、 $y^+ \leq 50$ は乱れの発生に携わる bursting 現象が顕著に起こる非平衡領域であり、 $v_0^+ = 0$ の不浸透床ですら不明な点が多い²³⁾。Fig. 14 (a) には、このモデル化(結合モデルという)により得られた理論曲線を併示したが²³⁾、粘性底層を含めたほぼ全領域で実験値と良好に一致している。

以上のような乱れ強度の普遍特性に関する検討には U_* が使われるべきであるが、 v_0^+ によって U_* 自身も変化するから流出入による乱れ強度の絶対的な変化特性を検討するには U_{*0} を使う方が望ましい。Fig. 15 は、ケース H-1 で得られたすべての u'/U_* の値を示している。 $v_0^+ = 0$ では $y_0^+ \equiv yU_{*0}/\nu \approx (10 \sim 20)$ の粘性底層端で u'/U_{*0} は約 2.8 の最大値をとり²⁰⁾、吹出し条件では v_0^+ とともに u'/U_{*0} は増大し、この最大値の発生位置も壁から離れるのに対して、吸込み条件では逆に減少し、最大位置も不明確となって水深方向に一様化する特性が見られる。しかし、粘性底層端付近で上述の流出入による影響は吹出しと吸込みとで逆転する傾向があり、注目される。

このように、平衡領域までの主流域では乱れは吹出しで促進され、逆に吸込みで抑制される結果となり、壁面流出入によって乱れを制御できる可能性があるが、この効果は自由水面領域 ($y/h \geq 0.6$) にはほとんど波及しないようである。

(6) スペクトル分布および特性渦スケール

F・F・T 法で速度変動 u のスペクトル解析を行い、Fig. 16 (a), (b) および (c) にそれぞれ壁面領域、平衡領域および自由水面領域の代表測点で得られた結果を u'^2 で規準化して示した。波数スペクトル分布 $S_u(k)$ に及ぼす流出入の影響は壁面領域および平衡領域には明白

に現われているが、自由水面領域にはほとんど現われていない。すなわち、壁面近傍の $S_u(k)$ は、 $-5/3$ 乗則が成立する慣性小領域以上の高波数領域で吹出しを与えると増加し、一方吸込みを与えると減少する。したがって、 $L_x = (\pi/2) S_u(0)$ で評価される平均渦径 L_x は吹出しを与えると逆に減少すると予測され、 $S_u(k)$ をこの L_x で無次元化すれば普遍表示できそうであり、この一例が Fig. 17 に示される。確かに、スペクトル分布 $S_u(k)$ を L_x で無次元化すれば v_0^+ によらずにほとんど普遍関数表示され、きわめて注目される。図中の実線は、せん断乱流に関して慣性小領域までは Karman の式、粘性小領域には Heisenberg の式をそれぞれ適用し、逸散スペクトル、すなわち

$$\int_0^\infty k^2 S_u(k) dk \equiv \lambda_x^{-2} \dots \dots \dots (34)$$

が等方性乱流からの $\epsilon/15 \nu u'^2$ に一致するように両者を

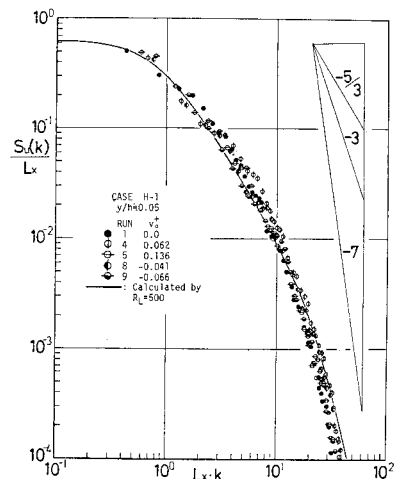


Fig. 17 An example of spectra normalized by L_x at $y/h=0.05$

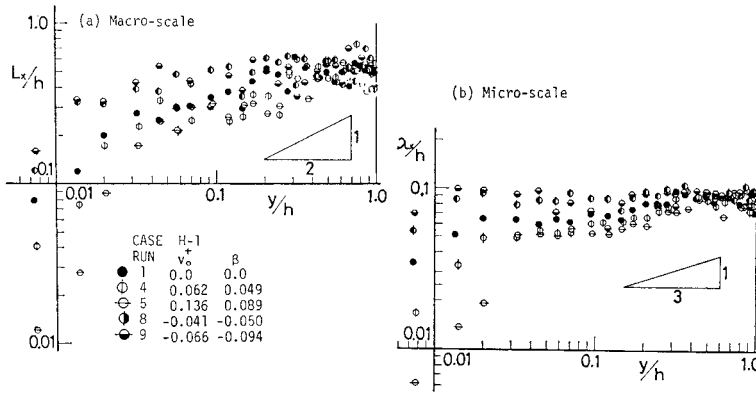


Fig. 18 Macro-and micro-scales with transpiration

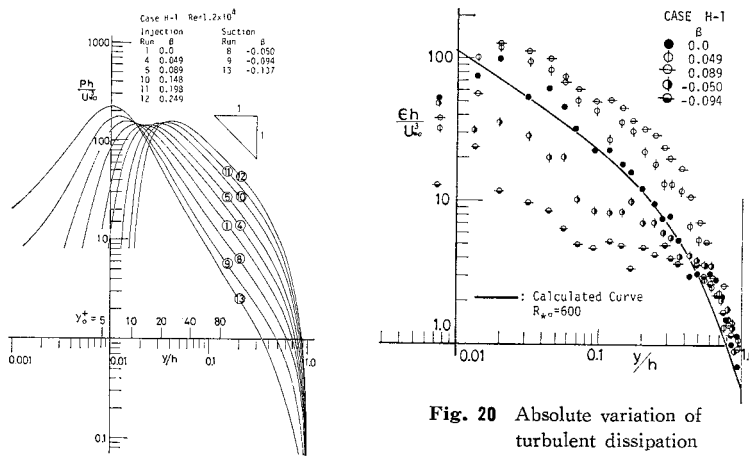


Fig. 19 Absolute variation of turbulent production

内挿した理論曲線である¹⁷⁾。実験値と理論曲線との一致は全波数で比較的良好であり、壁面流入が存在しても乱れの self-consistency は強く、active 成分に支配された乱流であるという先述の議論の妥当性を裏付けている。

次に、Fig. 18 は、マクロスケール L_x とミクロスケール λ_x とを図示したものである。 $v_0=0$ のとき L_x/h は y/h の $1/2$ 乗則、 λ_x/h は $1/3$ 乗則にそれぞれほぼ従うが¹⁷⁾、両渦スケールともに $y/h \leq 0.6$ の領域で吹出しのとき減少し、一方吸込みでは増加して水深方向にほぼ一様化することがわかる¹⁷⁾。

(7) 乱れエネルギーの収支関係

レイノルズ数が十分大きいときの乱れエネルギー式は次のように近似される¹⁷⁾。

$$\frac{Ph}{U_{*0}^3} = \frac{eh}{U_{*0}^3} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \frac{T_r + R}{U_{*0}^3} \right\} \dots\dots\dots (35)$$

ここで、 $T_r \equiv (\overline{v+v_0})^2 q^2 / 2$ 、 $R \equiv \overline{p'v} / \rho$ 、 $q^2 \equiv u^2 + v^2 + w^2$ である。本研究では T_r および R の実測は行われ

なかったが、 $v_0=0$ の詳細な実験結果から主流域での T_r / U_{*0}^3 はたかだか $(1+4\beta)$ 程度であり、 R / U_{*0}^3 も同程度と考えられることから¹⁷⁾、式 (35) の右辺第 2 項の拡散率はせいぜい 2 程度以下であり、自由水面領域で重要となる。

さて、Fig. 19 は式 (16) と (18) から計算された乱れの発生率 $P \equiv -\overline{uv} \partial U / \partial y$ である。また、Fig. 16 でみられたように波数スペクトルには $-5/3$ 乗則が成立する慣性小領域が存在するから Kolmogoroff の普遍定数を使って乱れの逸散率 ϵ が評価され、この実験値が Fig. 20 に示される。図中の実線は Fig. 17 の理論曲線から計算されたものである¹⁷⁾。

図から明らかのように、 $y/h \leq 0.6$ なる主流部では発生率および逸散率は拡散率より十分大きく、式 (35) で示されるように $P \approx \epsilon$ となる。すなわち、壁面流入が存在しても乱れの発生はほぼその逸散とつり合い、乱流構造はほぼ平衡状態にある

といえる。発生率、逸散率ともに吹出しでほぼ相似に増大し、吸込みで減少するが、粘性底層内ではこの増減は逆転する特性が見られる。すなわち、粘性底層内では吸込みほど乱れの発生率は大きく、先述の乱れ強度の変化特性をよく説明している。

5. 結 論

本研究は河床境界面を通しての水流の出入りが開水路の乱流構造に及ぼす影響を理論的・実験的に考察したものである。従来開水路乱流に関するこの種の研究がほとんど行われていない現状にかんがみて、まず平均流特性を詳細に検討し、次に乱れ特性の基礎的な解明に努めた。本研究で得られた主な結果を列挙すれば次のとおりである。

- (1) 流出入速度が摩擦速度の 1 割以内でもこの乱流構造には顕著な影響が現われる。すなわち、壁面せん断応力は吹出しで減少し、極端な場合割離現象に、一方吸込みでは増加して、極端な場合、再層流化現象にそれぞ

れ遷移する。

(2) 流れが十分に発達した乱流である限り、流出入が存在しても混合距離モデルが良好に適用され、ほぼ全領域にまで成り立つ普遍的な流速分布則(壁法則)が得られる。

(3) 過大な吸込み率ではもはや乱流状態は維持されず、再層流化する。この遷移基準として壁面領域端までのせん断応力の平均勾配をパラメーターにとれば、加速流を伴う場合や限界レイノルズ数近傍での再層流化など各種の流れで生じる再層流化現象を統一的に説明することができる。

(4) 再層流化に至らない適度の流出入率では、摩擦速度で無次元化された乱れ強度はほぼ普遍特性分布を示す。すなわち、流出入が存在してもなお乱れの active 成分は強く、乱流構造は相似的に変化する。

(5) 乱れ強度や逸散率などの乱れ特性値の絶対変化は吹出しで増加し、吸込みで減少して一様化に向かう。流出入の影響はほぼ平衡領域までに現われ、自由水面領域では消滅する。この傾向はスペクトル分布にも明瞭に認められ、一般的な特性と考えられる。

以上の結果を総括して現象論的にいえば次の結論が得られよう。すなわち、自由水面近傍に及ぼす流出入の影響は小さいことから、吹出しを与えると壁面近傍の小さな渦が浮上されて水深方向に非一様化に向かい、もろもろの乱流特性の分布は急な勾配をもつようになって乱れは促進される。一方、吸込みを与えると自由水面側の大きな渦が吸い寄せられて一様化に向かい、次第にせん断乱流の特性を失って乱れは抑制される。

このように、壁面流出入を適宜与えると壁面近傍の乱流構造は顕著に変化する。したがって、壁面流出入の影響に関する知見はせん断乱流の乱れ発生機構、すなわち bursting 現象の解明という基礎的研究に有益であるばかりか、乱流の制御というより価値のある応用的研究に寄与する所は大きいと考えられ、今後これらの研究課題を系統的に進めていきたいと考えている。

最後に、本研究を遂行するのに予備実験から一貫してご協力願った当時の京都大学院生 為沢長雄(水資源公団勤務)、藤原吉美(関西電力勤務)、大仁孝太郎(大阪府勤務)および松本直也(建設省勤務)の各氏に対して衷心から謝意を表したい。

参 考 文 献

- 1) Dorrance, W.H. and Dore, F.J. : The effect of mass transfer on the compressible turbulent boundary layer skin friction and heat transfer, *J. Aero. Sci.*, Vol. 21, pp. 404-410, 1954.
- 2) Black, T.J. and Sarnecki, A.J. : The turbulent boundary layer with suction or injection, *Aero. Res. Coun., R & M.*, No. 3387, 1958.

- 3) Stevenson, T.N. : Turbulent boundary layers with transpiration, *AIAA J.*, Vol. 2, pp. 1500-1502, 1964.
- 4) Tennekes, H. : Similarity laws for turbulent boundary layers with suction or injection, *J. Fluid Mech.*, Vol. 21, pp. 689-703, 1965.
- 5) Simpson, R.L., Moffat, R.J. and Kays, W.M. : The turbulent boundary layer on a porous plate : experimental skin friction with variable injection and suction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 771-789, 1969.
- 6) Julien, H.L., Kays, W.M. and Moffat, R.J. : Experimental Hydrodynamics of the accelerated turbulent boundary layer with and without mass injection, *ASME, J. Heat Transfer*, pp. 373-379, 1971.
- 7) Kays, W.M. : Heat transfer to the transpired turbulent boundary layer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 1023-1044, 1972.
- 8) Andersen, P.S., Kays, W.M. and Moffat, R.J. : Experimental results for transpired turbulent boundary in an adverse pressure gradient, *J. Fluid Mech.*, Vol. 69, pp. 353-375, 1975.
- 9) Escande, L. (中山謙二訳) : 境界層の吸込みによる流況の変更, *土木学会誌*, 第 48 卷, pp.4-8, 1963.
- 10) 中川・柁津・為沢・大仁 : 壁面を通しての流出入を伴う開水路乱流の特性, *土木学会関西支部年講*, II-30, 1976.
- 11) 為沢長雄・中川博次・柁津家久 : 開水路乱流場に及ぼす浸透流の影響について, 第 31 回土木学会年講, II-223, 1976.
- 12) 松本直也・柁津家久・中川博次 : 吸込みや吹出しを伴う開水路粗面乱流の特性, 第 32 回土木学会年講, II-152, 1977.
- 13) Torii, K., Nishiwaki, N. and Hirata, M. : Heat transfer and skin friction in turbulent boundary layer with mass injection, *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf.*, pp. 34-48, 1965.
- 14) 中川博次・柁津家久 : 水路床からの吹出しや吸込みを伴う開水路乱流の構造, 第 10 回乱流シンポジウム, pp. 162-169, 1978.
- 15) Bradshaw, P. : Mixing-length velocity profile in boundary layers with transpiration, *AIAA J.*, Vol. 5, pp. 1674-1675, 1967.
- 16) Kinney, R.B. : Skin-friction drag of a constant-property turbulent boundary layer with uniform injection, *AIAA J.*, Vol. 5, pp. 624-630, 1967.
- 17) 柁津家久 : 開水路の乱流構造に関する基礎的研究, *京都大学学位論文*, 1977.
- 18) Cebeci, T. : Variation of the van Driest damping parameter with mass transfer, *AIAA J.*, Vol. 11, pp. 237-238, 1973.
- 19) Patel, V.C. and Head, M.R. : Reversion of turbulent to laminar flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 34, pp. 371-392, 1968.
- 20) 柁津家久 : 開水路乱流の乱れ強度に関する研究, *土木学会論文報告集*, 第 261 号, pp. 67-76, 1977.
- 21) Huffman, G.D. and Bradshaw, P. : A note on von Karman's constant in low Reynolds number turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, pp. 45-60, 1972.
- 22) Mickley, H.S., Smith, K.A. and Fraser, M.D. : Velocity defect laws for transpired turbulent boundary layers, *AIAA J.*, Vol. 3, pp. 787-788, 1965.
- 23) 中川博次・柁津家久 : せん断乱流の bursting 現象とその物理モデル, 第 22 回水理講演会論文集, pp. 29-36, 1978.

(1978.8.1・受付)