

平坦河床上に発生するbursting現象に 及ぼす掃流砂の影響

禰津家久¹・鬼束幸樹²・倉田昌明³

¹正会員 工博 京都大学大学院教授 工学研究科環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 博(工) 京都大学大学院助手 工学研究科環境地球工学専攻 (同上)

³正会員 工修 (株)タクマ (〒660-0806 尼崎市金楽寺町2丁目2番33号)

本研究では、掃流砂の運動とbursting現象との関連を解明するため、平坦な河床を有する移動床上の流れを、ファイバー型レーザ流速計(FLDA)を用いて測定するとともに、それと同一条件下で固定床粗面上の流れについても測定を行った。そこから得られたデータについて4象限区分を用いた条件付きサンプリング手法を用いて解析することで、底面付近で発生するbursting現象に及ぼす掃流砂の影響について検討した。その結果、掃流砂量の増加に伴って、底面付近に発生する乱れの規模が増大すること、固定床実験と比較して発生周期が短くなることなどが明らかにされた。

Key Words : FLDA, movable flat bed, bursting phenomena, conditional sampling method

1. 緒 論

近年、開水路乱流において様々な組織的構造が存在することが徐々に明らかにされてきた。すなわち、河床近傍の内層には乱れエネルギー発生機構であるbursting現象が周期的に発生し、一方、外層においては河床付近で発生した強い上昇渦(コルク)とそれが水面に達して渦輪のように盛り上がるボイルが存在して、土砂の巻き上げの主因となっている。このうち前者のbursting現象については、Kline *et al.*¹⁾の可視化実験によって乱流境界層の壁面近傍にその存在が確認されて以来、長年にわたり、可視化法や条件付きサンプリングなどによって、現在では多くの知見が得られている。

まず、bursting現象の定性的な知見については、滑面管路流の壁面領域で観察したCorio & Brodkey²⁾の物理モデルや、開水路流れの平板境界層上で可視化実験を行ったKim *et al.*³⁾の観察結果などが挙げられるが、両者ともbursting現象が基本的に、1)低速縞が浮上して、2)渦回転へと発達し、3)最後に激しくejectして崩壊するという3段階の過程で構成されていると指摘された。さらに、Nakagawa & Nezu⁴⁾、Cantwell⁵⁾は、可視化法と流速計測を同時に行うことにより、粘性底層において、横断方向に交互に並ぶ低速と高

速の縞構造が存在することを確認し、その低速縞(low speed streaks)の平均間隔 λ_z に、 $\lambda_z U_* / \nu = 100$ なる普遍的関係が成立することを明らかにした。ここに、 U_* は摩擦速度、 ν は動粘性係数である。また、Nakagawa & Nezu⁶⁾、禰津・中川⁷⁾は、4象限区分法による条件付き解析法を用いて、各bursting事象の寄与率やburstingの周期、さらに、空間スケール特性などを解明した。その結果、burstingの平均周期 T_B は、Reynolds数、Froude数および壁面粗度の影響を受けず、外部変数表示で、 $T_B U_{\max} / h = 2 \sim 3$ の普遍量となることを示した。ここに、 U_{\max} は最大流速、 h は水深である。しかし、Blackwelder & Haritonidis⁸⁾やWillmarth & Sharma⁹⁾は境界層流れを精度よく計測することにより、発生周期の内部変数依存仮説を提唱し、 $T_B U_*^2 / \nu \approx 250$ であると主張し、またLuchik & Tiederman¹⁰⁾は管路流れの T_B を詳細に検討し、内部依存性の方が外部変数依存性よりも強いことを見いだしたが、未だ明確な結論を得ていない。

移動床現象では、底面付近の掃流砂の運動が乱流構造に影響を与えるため、同じく底面付近から発生するbursting現象の特性、例えば乱れ発生機構へのbursting事象の寄与率や発生周期などにも少なからず影響を与えるものと考えられ、またその特性変化によって逆に掃流砂の運動形態も影響を受けるといった掃流砂運動

とbursting現象との間のフィードバック機構の存在も類推されるが、未だ確固たる知見は得られていない。本研究では、これらの潮流の中で、平坦移動床でのburstingを対象として掃流砂の運動が各bursting事象の寄与率や発生周期、及び乱れの高次相関に与える影響について検討するものである。

2. 理論的考察

乱流の組織構造を定量化する手法として、流速変動成分の確率密度関数に関して、4象限区分法による条件付きサンプリング手法を用いて解析する方法がある。この方法は以下のように、数学的、統計的な考察によって解析解が得られる。

まず、速度変動成分 u, v をそれぞれの乱れ強度 u', v' で正規化した $\hat{u} \equiv u/u'$ および $\hat{v} \equiv v/v'$ を確率変数として用い、これらの結合密度関数を $p(\hat{u}, \hat{v})$ 、その特性関数を $\phi(\xi, \eta)$ 、 $(j+k)$ 次モーメントを $M_{j,k}$ 、それに対応するキュムラントを $Q_{j,k}$ とすれば、次の定義式が成立する⁶⁾。

$$\phi(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} p(\hat{u}, \hat{v}) \exp\{i(\hat{u}\xi + \hat{v}\eta)\} d\hat{u}d\hat{v} \quad (1)$$

$$M_{j,k} \equiv \overline{\hat{u}^j \hat{v}^k} = \frac{1}{i^{j+k}} \cdot \frac{\partial^{j+k}}{\partial \xi^j \partial \eta^k} \phi(\xi, \eta) \Big|_{\xi=\eta=0} \quad (2)$$

$$Q_{j,k} \equiv \frac{1}{i^{j+k}} \cdot \frac{\partial^{j+k}}{\partial \xi^j \partial \eta^k} \ln \phi(\xi, \eta) \Big|_{\xi=\eta=0} \quad (3)$$

$\phi(\xi, \eta)$ を原点 $\xi = \eta = 0$ でTaylor展開すれば、モーメント $M_{j,k}$ とキュムラント $Q_{j,k}$ との関係が導びかれる。また、5次以上の高次キュムラントを打ち切れば、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \ln \phi(\xi, \eta) \\ = -\frac{1}{2}(\xi^2 - 2R\xi\eta + \eta^2) + \sum_{j+k=3}^4 \frac{i^{j+k} Q_{j,k}}{j!k!} \xi^j \eta^k \quad (4) \end{aligned}$$

従って、 $p(\hat{u}, \hat{v})$ は式(1)の逆変換を行うことによって、次式のようなGram-Charlier型の結合確率密度分布を得る。

$$p(\hat{u}, \hat{v}) = G(\hat{u}, \hat{v}) \left[1 + G(\hat{u}, \hat{v})^{-1} \sum_{j+k=3}^4 (-1)^{j+k} \frac{Q_{j,k}}{j!k!} \frac{\partial^{j+k}}{\partial \hat{u}^j \partial \hat{v}^k} G(\hat{u}, \hat{v}) \right] \quad (5)$$

ここで、 $G(\hat{u}, \hat{v})$ は次式で定義される2変数のGauss分布である。

$$G(\hat{u}, \hat{v}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{1-R^2}} \exp\left(-\frac{\hat{u}^2 + 2R\hat{u}\hat{v} + \hat{v}^2}{2(1-R^2)}\right) \quad (6)$$

ここに、 $R \equiv -\overline{uv}/u'v' = \overline{\hat{u}\hat{v}}$ は相関係数である。同様にして、1変数の確率密度関数 $P(\hat{u})$ は比較的簡単に

次式となる($P(\hat{u})$ に関しても同様である)。

$$p(\hat{u}) = G(\hat{u}) + \sum_{j=3}^4 (-1)^j \frac{Q_{j,0}}{j!} \frac{\partial^j}{\partial \hat{u}^j} G(\hat{u}) \quad (7)$$

ここで、 $G(\hat{u})$ は1変数のGauss分布であり次式で表される。

$$G(\hat{u}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\hat{u}^2}{2}\right) \quad (8)$$

キュムラント $Q_{j,k}$ ($j+k \geq 3$)がすべてゼロのとき、式(5)や式(7)で表現されたGram-Charlier型の確率分布はGauss分布と完全に一致する。つまり、 $Q_{j,k}$ はGauss分布からの歪みや尖りの程度を表す指標ととらえることができる。

よって正規化された瞬間Reynolds応力 $w \equiv uv/u'v'$ の確率密度関数 $p_w(w)$ は、次のようになる。

$$p_w(w) \equiv \frac{R}{\pi\sqrt{1-R^2}} \exp\left(-\frac{R^2 w}{1-R^2}\right) \left\{ K_\alpha \left(\frac{R|w|}{1-R^2} \right) + \right. \\ \left. (4\text{次以上のキュムラント項}) \right\} \quad (9)$$

ここで、 $K_\alpha(x)$ は α 次変形第2種Bessel関数である。 $p_w(w)$ において奇数次のキュムラント項が相互に消去されるために、3次のキュムラントが現れない。しかし、3次キュムラントは直接乱れエネルギーの拡散率と関係があり、物理的に4次キュムラントより重要である。実際、4次以上のキュムラント項を無視して得られた $p_w(w) \equiv 2p_G(w)$ はGauss分布から導かれる確率密度関数となる。Lu & Willmarth¹²⁾、Nakagawa & Nezu⁶⁾等はこの $2p_G(w)$ でも実測された w の確率分布をかなりの精度で説明できることを示した。したがって、以下の議論では簡単のために4次以上のキュムラント項を無視することにする。

上述のように、3次キュムラントは、重要であるにもかかわらず、 $p_w(w)$ に反映されていない。これは、無条件確率密度分布を用いたためである。そこで、bursting現象の発生・発達機構を理論的に予測するためには、従来の方法とは異なる瞬間Reynolds応力の条件付き確率密度分布を導入する必要がある。

各象限 i から受けるReynolds応力の寄与は、双曲型の穴の領域の大きさ H を除いたもので、次式で示される。

$$\langle uv \rangle_{i,H} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t) I_{i,H}[u(t), v(t)] dt \quad (10)$$

ここに、括弧は条件付き平均を示し、判別関数 $I_{i,H}$ は以下の式に従う。

$$I_{i,H}(u,v) = \begin{cases} 1, & \text{if } (u,v) \text{ is in quadrant } i \text{ and if } |\mu v| \geq H|\overline{\mu v}| \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

パラメータ H は各事象における極端な uv による寄与を表現しやすい。すなわち、間欠性が強い現象ではきわめて有効な手法である。式(10)の定義から得られる寄与によって輸送されるせん断力は次のように定義される。

$$RS_i(H) = \langle \mu v \rangle_{i,H} / \overline{\mu v} \quad (12)$$

また、各事象の寄与が生じているときの時間的寄与率は $T_i(H) = \frac{1}{T} \int_0^T I_{i,H} dt$ によって示される。この定義は i が偶数(sweep及びejection)の時に $RS_i(H)$ が正で、 i が奇数(inward interaction及びoutward interaction)の時に $RS_i(H)$ が負であることを示している。さらに、

$$RS_1(0) + RS_2(0) + RS_3(0) + RS_4(0) = 1 \quad (13)$$

であり、 $H=0$ の時にhole領域は消滅する。

部分せん断応力 $RS_i(H)$ は u 及び v の確率密度分布と関係しており、 $p(\hat{u}, \hat{v})$ を結合密度関数としたときに、次式が成立する。

$$RS_i(H) = \frac{-1}{R} \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{u} \hat{v} p(\hat{u}, \hat{v}) I_{i,H}(\hat{u}, \hat{v}) d\hat{u} d\hat{v} \quad (14)$$

$p(\hat{u}, \hat{v})$ は次式のようなモーメントを示している。

$$M_{j,k} = \overline{\hat{u}^j \hat{v}^k} \quad (15)$$

ここに、 j および k は非負の整数で、モーメント $M_{j,k}$ は $(j+k)$ 次である。またモーメント $M_{j,k}$ は $RS_i(H)$ に従う。両者の関係を構築する上で、次のような差を定義する。

$$\Delta S_H = RS_4(H) - RS_2(H) \quad (16)$$

これは、2つの重要な事象、すなわちsweepとejectionの寄与率の差を表している。

モーメント $M_{j,k}$ における ΔS_H の詳細は少なくとも3次モーメントを含んでいる必要がある。なぜなら、2次オーダーの記述はその重要な特性を記述する上ではかなり有効であるが、 $p(\hat{u}, \hat{v})$ がGaussianとなり、その対称性によって $\Delta S_H = 0$ を許してしまうからである。ゆえに、cumulant-discard法⁶⁾を用いて導き出される $M_{j,k}$ と ΔS_H との間に相互関係があるとす。仮に、 $p(\hat{u}, \hat{v})$ が3次のGram-Charlier分布に従うとすると、

$$\Delta S_H = \frac{1+R}{R\sqrt{2\pi}} \exp[-H'(1+R)] \left[C_1 \left(H'^2 + \frac{2H'}{1+R} + \frac{2}{(1+R)^2} \right) + C_2 \left(H' + \frac{1}{1+R} \right) \right] \quad (17)$$

となる。ここに、 $H' = RH/(1-R^2)$ で、 C_1 および C_2 は次のような3次モーメントから形成される。

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= (1-R) \left\{ \frac{1}{6}(M_{03} - M_{30}) + \frac{1}{2}(M_{21} - M_{12}) \right\} \\ C_2 &= - \left\{ \frac{1}{6}(2+R)(M_{03} - M_{30}) + \frac{1}{2}(M_{21} - M_{12}) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式(11)の特殊なケースとして $H=0$ のときには、

$$\Delta S_0 = \frac{1-R}{-R\sqrt{2\pi}} \left[\frac{2C_1}{(1-R)^2} + \frac{C_2}{1-R} \right] \quad (19)$$

となる。上式は3次モーメント項において、全せん断応力におけるsweepとejectionの相違を明らかにするものである。以上のような手法により、平均量である3次相関の値から容易に組織的な構造を持ったbursting現象の特性が把握できる^{6),13)}。

3. 実験方法

本実験で使用した水路は全長12m、幅50cmの変勾配型循環式直線水路である。移動床実験では、まず水路上流端より3mの位置から流下方向の7m区間に厚さ40mmに硅砂を平坦に敷き詰め移動床とし、その上流側の3m区間および下流側の1m区間において、水路床高さが移動床と同一となるように固定床を設置した。なお、本実験に用いた硅砂は、中央粒径が $d_{50}=1.8\text{mm}$ で粒径のばらつきがほとんどない様砂である。また、固定床実験では、移動床実験で用いたものと同様の硅砂を鉄板にニスで張りつけた固定床のユニットを、水路上流端から11mの区間について敷き詰めた。流れ場の作成方法としては、下流堰を上げた状態で水路内に慎重に注水し、十分に水深を上げた後、各ケースごとの流量に設定し、水路床勾配および堰を調節することにより水深を調整し、平坦河床上に掃流砂の存在する等流状態の流れ場を形成させた。図-1に瞬間流速の計測に用いたレーザ流速計の計測システムを示す。座標系は流下方向・鉛直方向をそれぞれ x 軸、 y 軸とし、それらに対応する平均流速を U 、 V 、流速変動成分を u 、 v とする。瞬間流速の計測には水冷の4ビーム後方散乱型2成分アルゴンイオンファイバー型レーザ流速計(FLDA)を用いた。瞬間流速の計測には、LDAを使用しており、砂粒子の大きさが干渉縞よりはるかに大きいために砂粒子が干渉縞を通過する際においてはバーストシグナルは検出されない。また、鉛直方向の計測点の移動については、コンピュータ制御による自動トラバース装置によって行った。この自動トラバース装置の移動精度は0.01mmである。流速の計測断面は、流れが十分に発達している水路上流端から約8mの地点とし

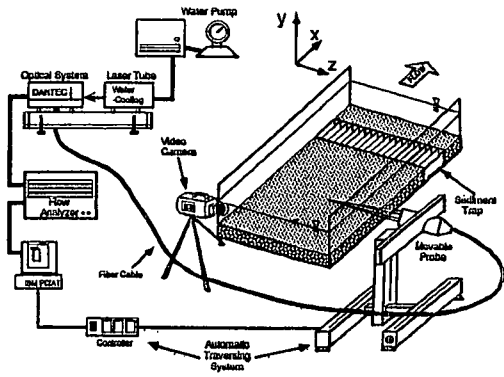


図-1 計測システム

表-1 水理条件

Case	h (cm)	U _m (cm/s)	U _* (cm/s)	Q (liter/s)	Re (×10 ⁴)	Fr	S _b	q _s /U _m d ₅₀	τ _c	τ*
NMB	7.0	40.6	2.8	14.2	2.8	0.49	1/1000	-	-	0.023
MB1	7.0	50.0	3.2	17.5	3.5	0.60	1/700	2.4×10 ⁻⁴	0.027	0.035
MB2	7.0	54.7	3.5	19.1	3.8	0.68	1/600	7.1×10 ⁻⁴	0.027	0.043
MB3	7.0	57.8	3.7	20.2	4.0	0.70	1/500	5.6×10 ⁻⁴	0.027	0.048
MB4	7.0	64.0	4.1	22.4	4.5	0.77	1/400	1.9×10 ⁻⁴	0.027	0.058

Case	h (cm)	U _m (cm/s)	U _* (cm/s)	Q (liter/s)	Re (×10 ⁴)	Fr	S _b
FB1	7.0	40.8	2.8	14.2	2.8	0.49	1/600
FB2	7.0	50.0	3.1	17.5	3.5	0.60	1/700
FB3	7.0	57.8	3.7	20.2	4.0	0.70	1/500
FB4	7.0	64.0	4.5	22.4	4.5	0.77	1/400

た。また計測部は水路側壁が、ガラス製となっており、水路側方からの流速測定が可能となっている。計測点は、鉛直方向に35点設け、内層および外層部分を詳細に計測した。このようにして得られた計測データは、ワークステーションに転送され、流速変換および乱流統計量に関する各種の統計処理が行われた。また、掃流砂収集箱は、計測断面から1m下流に設置された。この掃流砂収集箱は、プラスチック製の箱で作られており、水路幅50cmを18分割することにより、掃流砂の絶対量のみならず水路横断方向の流砂量分布も測定可能となっている。

実験は移動床実験及び固定床実験の2つとした。表-1に水理条件を示す。ここで、U_mは断面平均流速、U_{*}は摩擦速度、Re(=U_mh/ν)はReynolds数、Fr(=U_m/√gh)はFroude数、S_bは水路床勾配、νは動粘性係数、gは重力加速度、q_s/U_md₅₀は無次元平均掃流砂量、q_sは単位幅当りの流砂量である。移動床実験については、掃流砂の存在しないケースNMBと、掃流砂量のそれぞれ異なるケースMB1-2、MB3-4の合わせて5通りについて行われた。同様にして、固定床実験では移動床実験における掃流砂の存在する4ケースの水理条件にそれぞれ対応して、FB1-4の4ケースについて計測を行った。計測時間は、各測定点につきNMBは120sec、MB1-2、FB1-2は90sec、ま

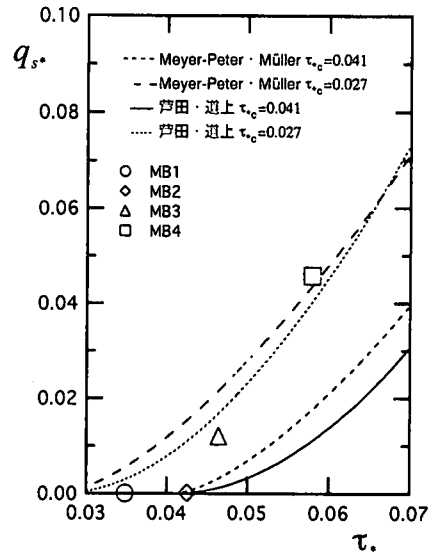


図-2 無次元掃流力と掃流砂量式の関係

たMB3-4、FB3-4については60secとした。測定周波数は、概ね底面近傍で50Hz、その他の領域では120~200Hz程度であった。

4. 実験結果および考察

(1) 掃流砂量

図-2に、採取した掃流砂量 q_s と無次元掃流力 τ_* との関係を示したものである。なお、無次元掃流力は次式で定義される。

$$\tau_* = \frac{U_*^2}{(\sigma/\rho - 1)gd} \quad (20)$$

図中には、芦田・道上の掃流砂量式¹⁹⁾およびMeyer-Peter・Müllerの実験式¹⁰⁾を併示した。また、無次元限界掃流力 τ_{c*} の算定には、岩垣の式および栗原の式¹⁷⁾の2つを採用し、それぞれ $\tau_{c*} = 0.041$ 、 $\tau_{c*} = 0.027$ の値を得た。これから、掃流砂量が少ないケースMB1-2においては $\tau_{c*} = 0.041$ の掃流砂量におおよそ一致するが掃流砂量が多いケースMB3-4になると $\tau_{c*} = 0.041$ の掃流砂量式からはずれ、 $\tau_{c*} = 0.027$ の掃流砂量式に大略的に一致することが見て取れる。しかし、全てのケースにおいて、従来提案されている掃流砂量式と良好に適合しており、それらの式の妥当性が確認される。

(2) bursting現象と高次相関との関係

図-3に移動床及び固定床実験の底面付近のReynolds応力分布を示す。なお、図-3は、横軸に0.5

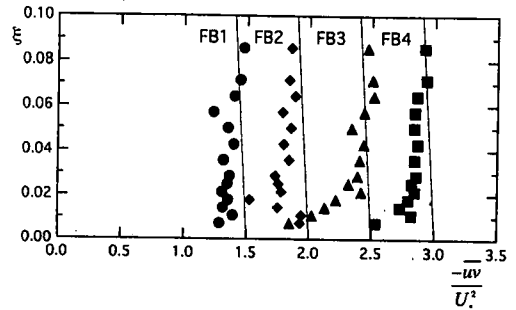
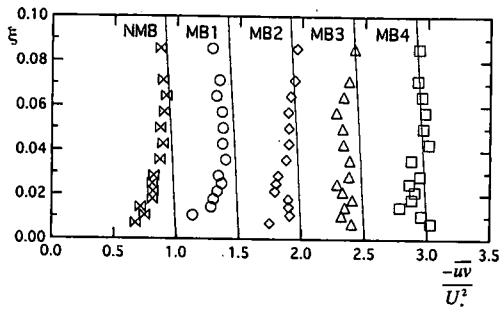


図-3 Reynolds 応力分布 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

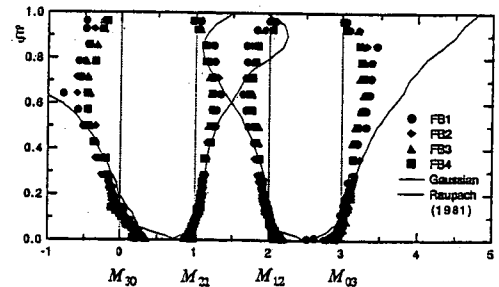
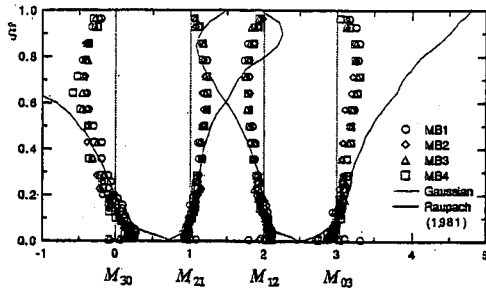


図-4 3次相関 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

ずつシフトさせて表示している。移動床実験における底面付近のReynolds応力分布は、掃流砂量の増加に伴い顕著な増加傾向を示していることが分かる。これは、掃流砂が、流水が持つエネルギーと重力からの直接的なエネルギーを受けるために、掃流砂量が増加すると、掃流砂から流水へと乱れエネルギーが伝達され、その結果として掃流砂を伴う流れでは、底面付近で乱れが増加すると推察される。一方、固定床実験における底面付近のReynolds応力分布は、粗面の効果により欠損が生じていることが分かる。これは、従来の粗面乱流研究の知見と一致している。

図-4は、乱れ成分 u, v の3次相関をそれぞれ乱れ強度 u', v' で無次元化したものであり、移動床実験、固定床実験それぞれについて示した。ここに、 $\xi = y/h$ である。なお、 $M_{jk} = \overline{u^j v^k} / (\overline{u^j v^k})$ 、 $(j+k=3)$ である。特に、 M_{30} および M_{03} はskewnessと呼ばれ、乱れ変動成分の確率分布の歪みを表すものである。skewnessの値がゼロとなる時確率分布は正規分布(Gauss分布)となる。図中には、キャノピー上の乱流境界層の構造を調べたRaupach¹²⁾の結果も実線で併示した。本実験結果は、傾向的にはRaupachの結果と一致しているが、水面付近では相当異なっている。これは、本実験流れが自由水面という境界条件を有しているのに対し、Raupachの実験では、大気と植生と

の間のバルジ運動によって規定される流れであり、全く異なった境界条件を有していることによる。本実験結果に着目すると、いずれの3次相関も、掃流砂量が増加しても全体的に分布形状に大きな変化は見られない。しかし、掃流砂による効果は底面付近に現れるものと推測されるため、図-5に底面付近における3次相関の分布を拡大して示した。なお、固定床実験の3次相関は、移動床実験より0.6ずつずらして表示した。移動床および固定床実験の各々の3次相関は、底面付近においても同様の分布形状をしていることが観察される。これより、本実験の掃流砂量領域では、3次相関に大きな差異は見られず、掃流砂の影響よりも粗度の効果が支配的になると推察される。

ところで、図-4より3次相関の各々の分布はほぼ同様の形状を呈していることが観察される。そこで、これらの分布形状が等しいものと仮定し、相互の大小関係を最小自乗法より求めた。その結果、以下のような関係式が得られた。

$$M_{30} = -2.0M_{21} = 2.0M_{12} = -1.7M_{03} \quad (21)$$

上式の関係を図-6に示す。同図より、3次相関の分布形状が等しいという仮定が第一近似としては妥当であることがわかる。これは、次式で示されるRaupachのキャノピー流れの実験値ときわめて良好な一致を

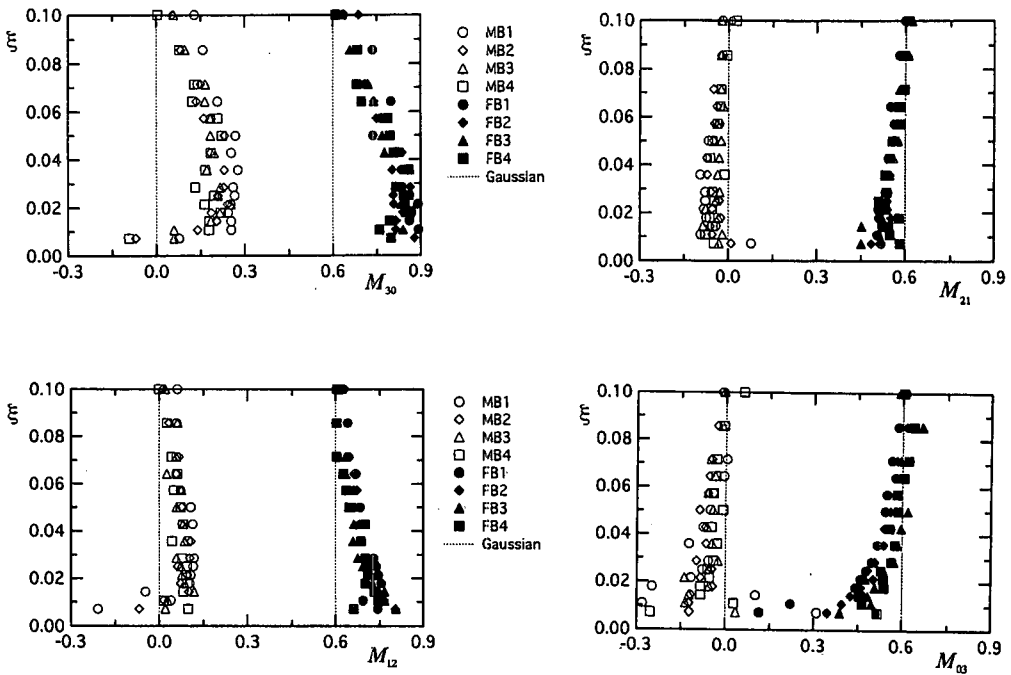


図-5 底面付近の3次相関

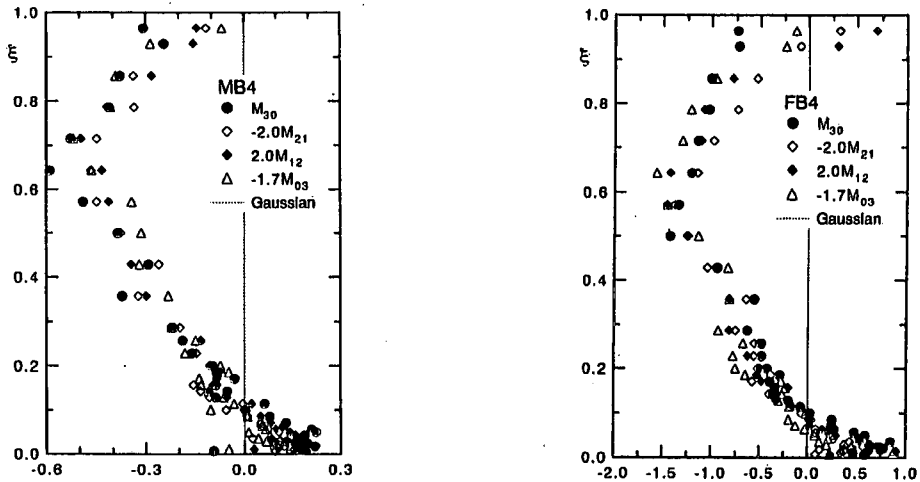


図-6 3次相関の関係 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

示す。

$$M_{30} = -2.02M_{21} = 1.97M_{12} = -1.70M_{03} \quad (22)$$

つまり、流れを形成しているメカニズムが異なる場合、乱れの3次相関の分布形状は異なるものになるが、3次相関の間の比はかなり普遍的であることを示している。図-7は、4次相関のうち M_{40} および M_{04} のみについて、移動床実験および固定床実験についてそれぞれ示したものである。これらの相関値は、確率分布の尖りの程度を表すflatnessと呼ばれるものであ

る。なお、横軸は、NMBから3ずつシフトして表示した。移動床実験および固定床実験におけるflatnessの分布形状は概ね一致しており、flatnessに関してもskewnessと同様の相似性が観察された。また、図-8は移動床実験および固定床実験における底面付近のflatnessの分布を示したものである。なお、固定床実験のflatnessは、移動床実験のものより3ずつシフトさせて表示している。移動床流れの底面付近におけるflatnessは、図-7と同様、固定床実験と類似した分布

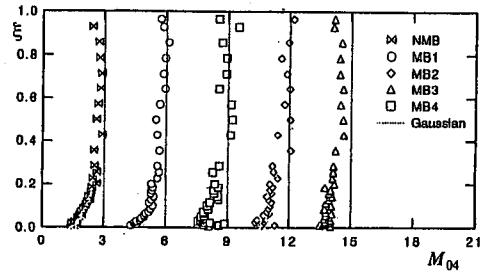
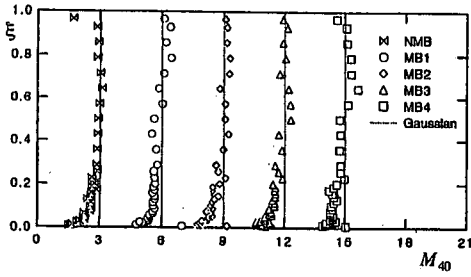


図-7(a) 4次相関 (左図: 移動床実験, 右図: 固定床実験)

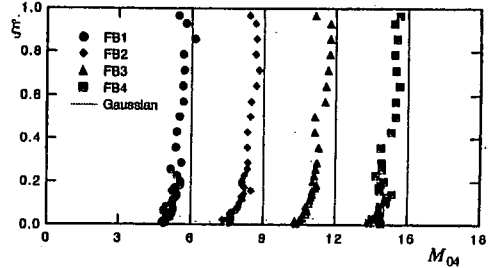
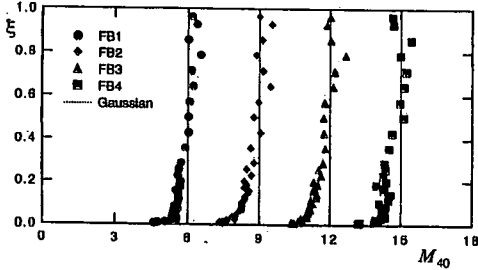


図-7(b) 4次相関 (左図: 移動床実験, 右図: 固定床実験)

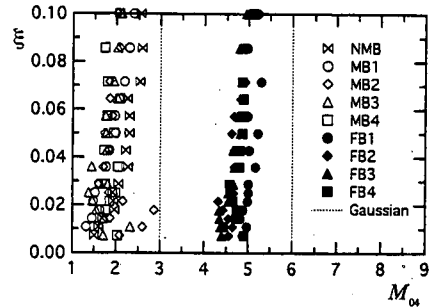
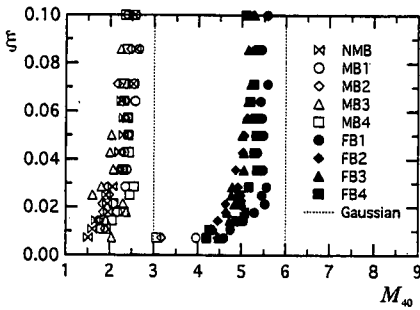


図-8 底面付近の4次相関

形状、値であることが観察される。全体的に固定床流れのものよりもgaussian値(=3)に近づいている。これは、固定床流れの方が移動床流れよりも確率分布に尖りを有したためである。

次に、4象限区分しきい値法を用いることにより、瞬間Reynolds応力 w に対する各事象の寄与率 $RS_i(H)$ および時間占有率 $T_i(H)$ ($i=1-5$)について検討する。 $RS_1, RS_2, RS_3, RS_4, RS_5, T_5$ は、以下のように定義される。

$$T_i(H) = \begin{cases} \int_H^{\infty} p_i(w) dw, & (i=2, 4) \\ \int_{-\infty}^{-H} p_i(w) dw, & (i=1, 3) \end{cases} \quad (23)$$

$$T_5(H) = \sum_{i=1}^4 \int_{-H}^H p_i(w) dw = 1 - \sum_{i=1}^4 T_i(H) \quad (24)$$

$$RS_i(H) = \begin{cases} \int_H^{\infty} w \cdot p_i(w) dw > 0, & (i=2, 4) \\ \int_{-\infty}^{-H} w \cdot p_i(w) dw > 0, & (i=1, 3) \end{cases} \quad (25)$$

$$RS_5(H) = \sum_{i=1}^4 \int_{-H}^H w \cdot p_i(w) dw = 1 - \sum_{i=1}^4 RS_i(H) \quad (26)$$

なお、図-9は $y/h=0.014, y/h=0.16$ における寄与率および時間占有率を示したものである。図中には先述した確率密度関数の関係式に、乱れ変動の3次相関であるskewness及びdiffusion因子 ϕ の実測値を代入して得られた理論曲線も併示した。河床にきわめて近

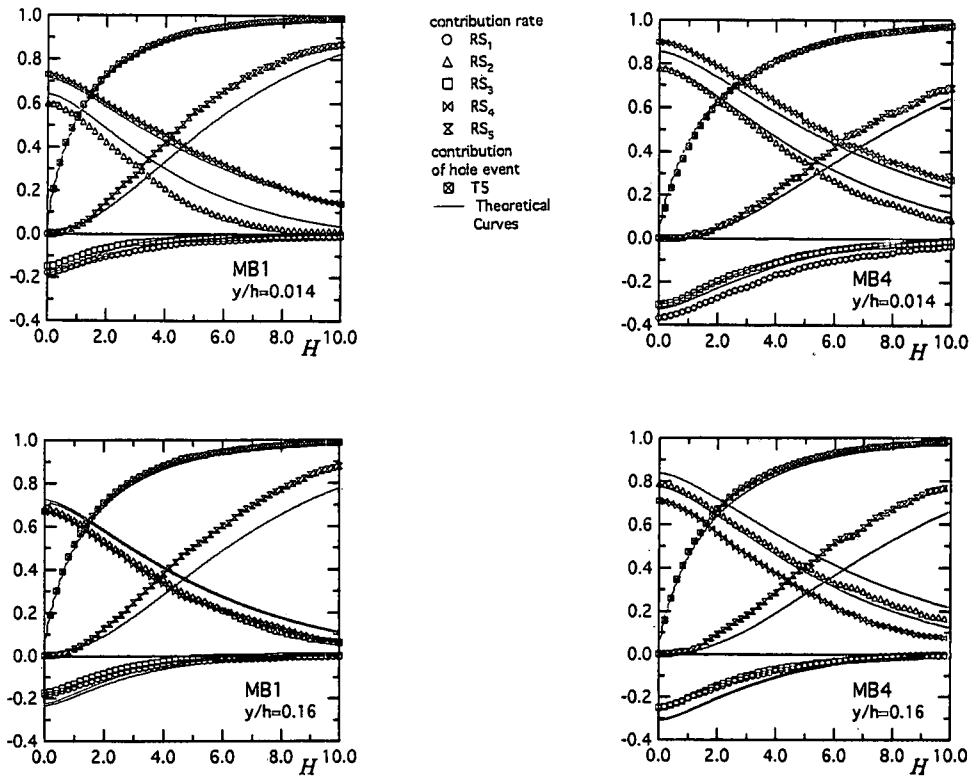


図-9(a) Reynolds 応力に対する各象限の寄与率 (移動床実験)

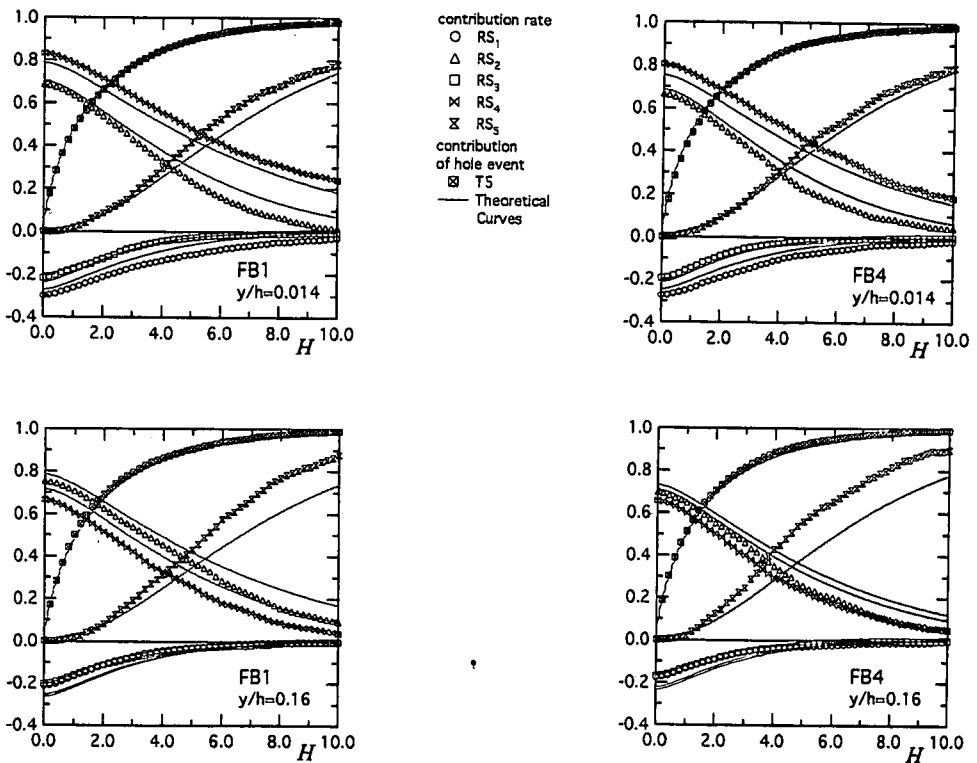


図-9(b) Reynolds 応力に対する各象限の寄与率 (固定床実験)

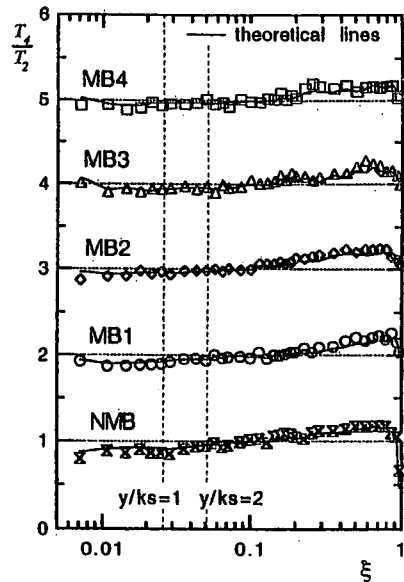
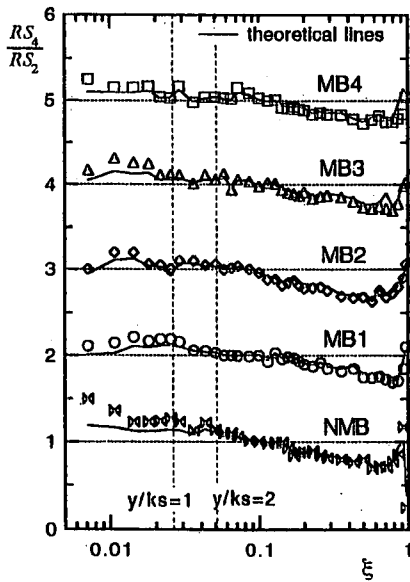


図-10(a) hole 値 $H=0$ のときの寄与率および時間占有率の比 (移動床実験)

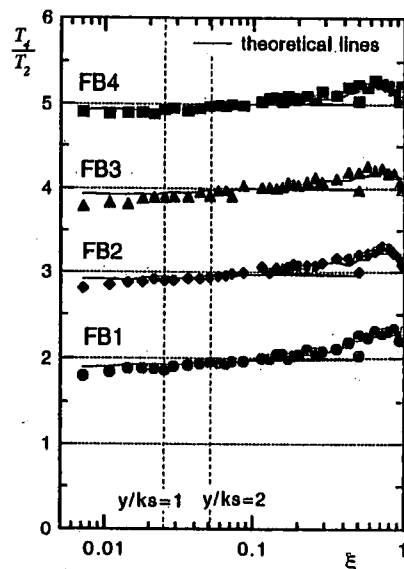
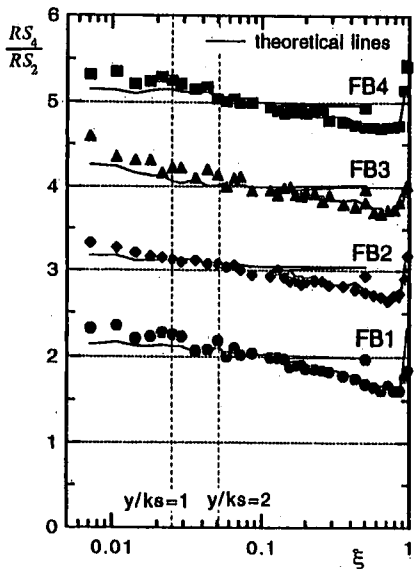


図-10(b) hole 値 $H=0$ のときの寄与率および時間占有率の比 (固定床実験)

い $y/h=0.014$ における各事象による寄与率の変化から判断すると、底面近傍では掃流砂量の増加に伴って、hole 値 $H=0$ における各事象の寄与率の絶対値は大きくなり、特に RS_2 および RS_4 については、hole 値 $H=10$ に至っても、寄与率は高いレベルを維持している。すなわち、ejection 事象、sweep 事象ともに発生する乱れの規模が大きくなっていることを示している。これは、掃流砂の運動によって水流の攪乱が激しく行われた結果であると考えられる。また、固定

床と移動床との比較については、特に MB4 及び FB4 に着目すると、やはり、上述のとおり掃流砂の存在する MB4 における各象限による寄与率の増加傾向が顕著となっていることが窺える。これらのことより、掃流砂の影響によって発生する乱れの規模が増大することが確認された。さて、実験値と理論曲線とを比較すると、移動床実験、固定床実験ともに底面近傍で多少のずれは生じるものの、理論値はほぼ実験値を表現していると判断でき、このことから掃流砂

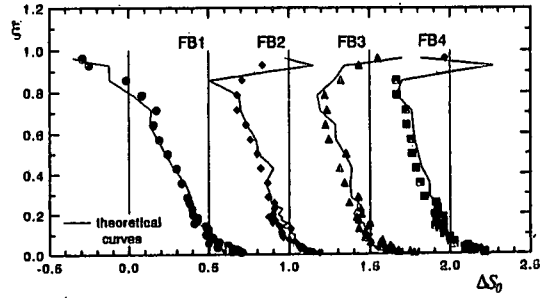
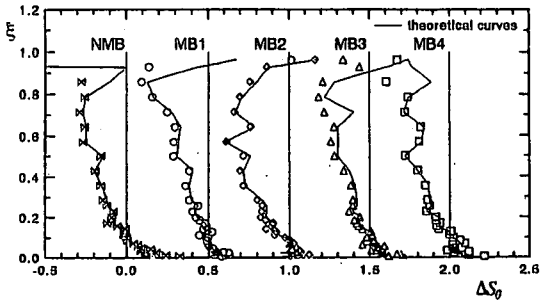


図-11 hole 値 $H=0$ のときの寄与率の差 ΔS_0 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

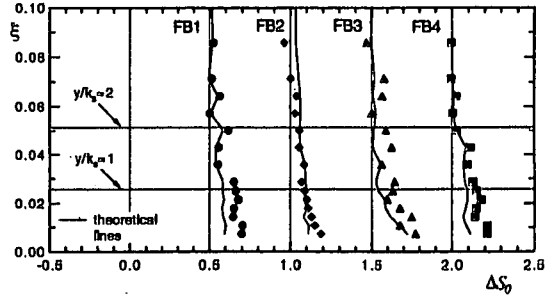
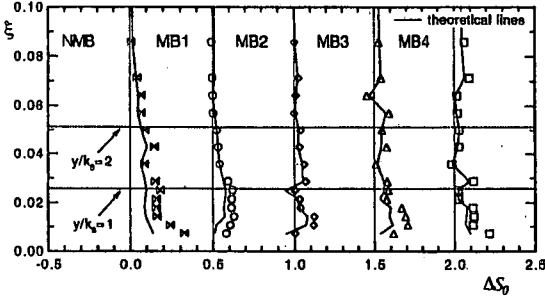


図-12 底面付近における hole 値 $H=0$ のときの寄与率の差 ΔS_0 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

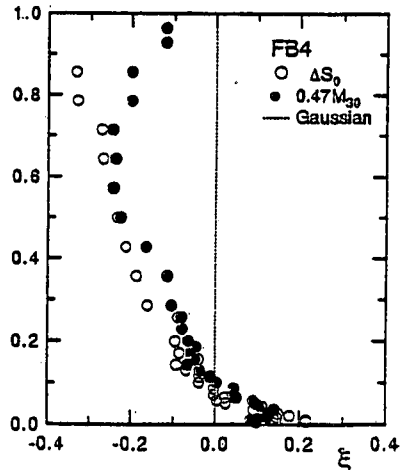
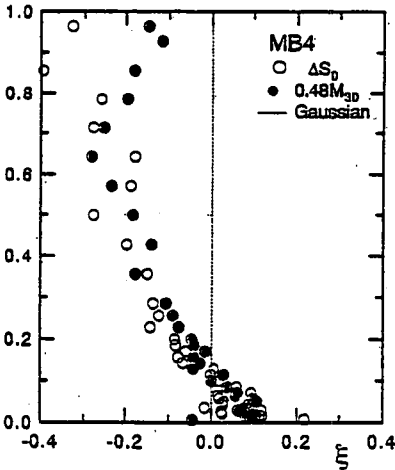


図-13 寄与率の差 ΔS_0 と3次相関 M_{30} との関係 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

を伴った開水路流れにおいても、3次の相関値から bursting 現象の内部構造を概ね解明することが可能であることが示された。一方、 $y/h=0.16$ における各象限による寄与率の変化は、移動床及び固定床実験ともに相対的に類似した傾向を示しており、この点では、掃流砂の影響が殆ど見られない。

(3) 壁面領域における乱れ発生機構

上述してきたように、掃流砂の存在の有無によって、特に底面近傍で Reynolds 応力への寄与率に変化が認められた。ここでは、ejection 事象および sweep 事象

に限定しそれぞれの寄与率の比較を行う。

図-10に、hole 値がゼロのときの ejection 事象および sweep 事象の寄与率の比 RS_1/RS_2 及び時間占有率の比 T_1/T_2 を、移動床実験、固定床実験それぞれについて示した。なお図中の実線は、3次相関の実測値から算出された寄与率および時間占有率の理論値であり、縦軸は、NMB から1ずつシフトして表示した。底面付近に着目すると、固定床実験と比較して移動床実験では、寄与率の比が若干減少していることから、掃流砂の運動によって ejection の効果が増大していることがわかる。これは、掃流砂による水流の攪乱に

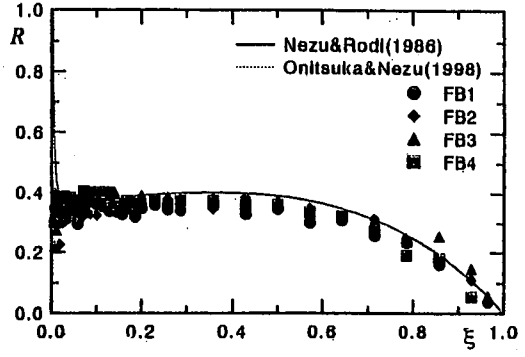
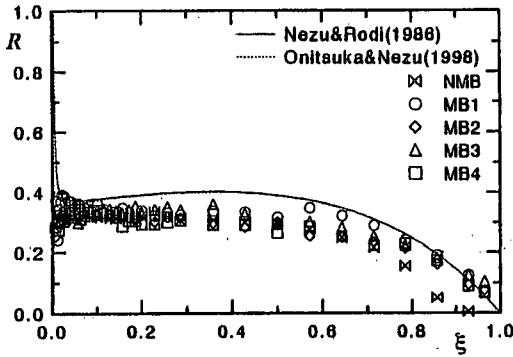


図-14 相関係数 (左図：移動床実験，右図：固定床実験)

よって、乱れの規模の増大とともに等方向が促進されるため、寄与率の比が1に近づくものと考えられる。また、固定床実験では寄与率の比が1となる位置はほとんど変化せず、 $y/h=0.07\sim 0.08$ の付近であると判断できる。それに対して、移動床実験では掃流砂が通過すると考えられる $y/k_s=2$ 以下の底面付近で変化点が存在する。これも上述のとおり流砂量の増加に伴い等方向指向が強まったためであると考えられる。理論値との比較では、若干底面付近において両者の寄与率の値に差異が生じるが、概ね良好な一致を示しているといえる。

図-11は、hole値がゼロのときのejection事象、sweep事象のReynolds応力に対する寄与率の差 $\Delta S_0 (=RS_4 - RS_2)$ を示したものである。図中の実線は、3次相関の実測値から算出された寄与率の差の理論値である。外層では、いずれのケースもほぼ同様の变化傾向を示しており、かつ理論値ともよく一致していることがわかる。また底面付近の分布に着目すると、固定床実験と比較して移動床実験では ΔS_0 が小さくなるのが観察される。そこで、図-12に底面付近における ΔS_0 の分布を拡大して示した。移動床実験では固定床実験と比較して、掃流砂の存在する領域において、 ΔS_0 が減少傾向を示していることが観察される。この傾向も掃流砂による等方向の効果によるものと考えられる。また、理論値の実線は、実験値と比較して底面付近で若干小さな値を取っているものの、大略的には実測値を良好に再現しているものと考えられる。

ここで、3次相関と寄与率の差 ΔS_0 との関係について考察する。図-13に、 ΔS_0 と3次相関 M_{30} との関係を示した。移動床実験及び固定床実験それぞれ次式のような関係式が得られる。

$$\Delta S_0 = 0.48M_{30} \quad (\text{for movable bed}) \quad (27)$$

$$\Delta S_0 = 0.47M_{30} \quad (\text{for fixed bed}) \quad (28)$$

また、 ΔS_0 は式(19)で導かれたとおり、3次相関と相関係数 R の関数として理論的に表される。そこで、図-14に相関係数 R を示した。移動床実験、固定床実験ともに、普遍式からやや下方にずれる分布形状をとるが、移動床実験の方が若干小さな値をとっている。ここで、式(21)の関係が成立すると仮定すると式(19)より、移動床実験および固定床実験それぞれについて寄与率の差 ΔS_0 が理論的に算出される。

$$\Delta S_0 = 0.48M_{30} \quad (\text{for movable bed}) \quad (29)$$

$$\Delta S_0 = 0.43M_{30} \quad (\text{for fixed bed}) \quad (30)$$

固定床実験の場合、やや実測値式(28)と開きがあるものの、概ね一致し、また、移動床実験の場合、理論式(29)と実測値式(28)とは完全に一致する。したがって、掃流砂の存在する流れにおいても、burstingの特性を表すsweepとejectionの差 ΔS_0 が、3次相関 M_{30} のみの値から求められることが示された。

(4) bursting現象の発生周期とその分布特性

burstingの発生周期の評価方法は以下のものである。まず、4象限区分法を用いた条件付きサンプリング手法によって任意のhole値に対する寄与率の分布を算出し、続いてhole値 $H=0$ における寄与率の半値に対応するhole値をしきい値と定義する¹⁴⁾。さらに、このしきい値を越えるものを1つのburstとしてカウントすることで、発生周期が求められる。図-15は外部変数表示されたburstingの発生周期をsweep事象およびejection事象それぞれについて示したものである。移動床実験においてはsweep事象の発生周期は内層から水面付近までほぼ一定値をとるが、ejection事象は外層に向かうにしたがって、緩やかな増加傾向が見受けられる。任意断面を単位時間当たりburstingの渦が崩壊することにより通過する渦の個数が減少するために、burstingによって発生した渦が鉛直方向に上昇するにしたがって崩壊するためであると考えられ

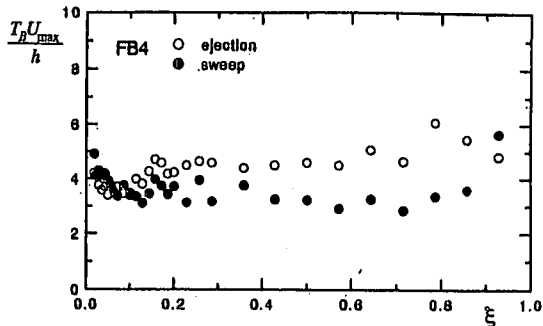
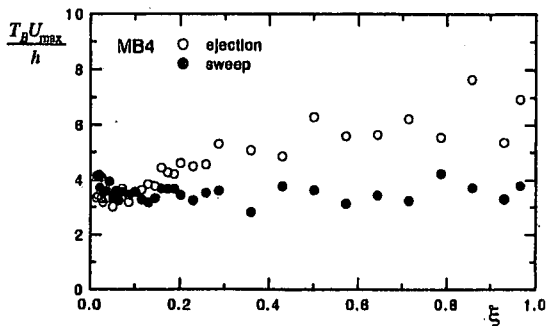


図-15 外周変数表示された bursting の発生周期 (左図：移動床実験, 右図：固定床実験)

る。また、移動床実験についてもほぼ同様の傾向が見られ、大略的には掃流砂の影響は現れない。

さらに掃流砂による影響について詳細に検討するために、図-16に $y/h = 0.018$ における固定床実験と移動床実験の bursting 発生周期の比 T_{bn} / T_{bf} を掃流砂量に対して示した。掃流砂量の増加に伴って、周期比が減少し、1以下となっている。このことから、掃流砂による水流の攪乱によって乱れが増幅され、sweep 事象、ejection 事象ともに寄与率が増加し、それに伴って bursting が頻繁に発生し、周期 T_b が減少したものと推測される。

5. 結論

本研究では、bursting 現象の特性に及ぼす掃流砂の影響を解明することを目的として、移動床上の流れを FLDA を用いて高精度に計測し、条件付きサンプリング手法を用いた4象限区分しきい値法による解析を行うことにより、以下のような知見が得られた。

- (1) 掃流砂が存在する場合、掃流砂の運動によって水流が攪乱されるため、sweep 事象および ejection 事象による寄与率は底面付近で増加し、発生する乱れの規模が非常に大きくなることが示された。
- (2) 掃流砂の運動により乱れが等方化されるため、乱れの3次相関は、底面付近で正規分布の値(=0)に近づく。また、4つの3次相関の項はそれぞれ比例関係にあることが示された。これらの3次相関の実測値から得られる各事象の寄与率および時間占有率の理論値は、実測値と概ね一致しており、3次相関から、組織的な構造をもった bursting 現象の特性の概略が把握できることが明らかにされた。
- (3) 掃流砂量の増加に伴って底面付近で ejection 事象と sweep 事象の寄与率が等しくなる傾向を示す。
- (4) sweep 事象および ejection 事象の発生周期は、固定床

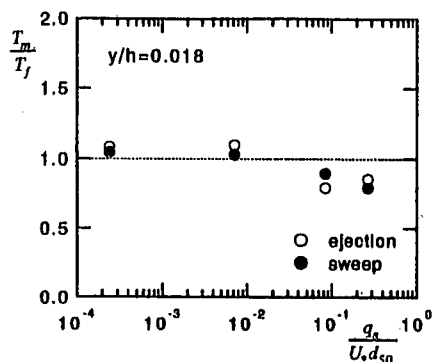


図-16 bursting の発生周期の比

流れ及び移動床流れで大略的には同様の分布特性をもっているが、移動床流れでは底面近傍において固定床流れと比較して発生周期が短くなること、すなわち発生頻度が多いことが確認された。

謝辞：本研究を行うに当たり、(財)住友財団より補助を受けた。ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W. : The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, vol.30, pp.741-773, 1967.
- 2) Corino, E. R. and Brodkey, R. S. : A visual investigation of the wall region in turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, vol.37, pp.1-30, 1969.
- 3) Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C. : The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, vol.50, pp.133-160, 1971.
- 4) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Structure of space-time correlation of bursting phenomenon in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, vol.104, pp.1-43, 1981.
- 5) Cantwell, B. J. : Organized motion in turbulent flow, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol.13, pp.457-515, 1981.

- 6) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from the bursting events in open channel flows, *J. Fluid Mech.*, vol.88, pp.99-128, 1977.
- 7) 瀬津家久, 中川博次 : 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.
- 8) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H. : Schaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, vol.132, pp.87-103, 1983.
- 9) Willmarth, W. W. and Sharma, L. K. : Study of turbulent structure with hot wires smaller than the viscous length, *J. Fluid Mech.*, vol.142, pp.121-149, 1983.
- 10) Luchik, T. S. and Tiederman, W. G. : Timescale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows, *J. Fluid Mech.*, vol.174, pp.529-552, 1987.
- 11) Philip J. Ashworth : *Coherent Flow Structures in Open Channels*, JOHN WILEY & SONS, 1996.
- 12) Lu, S. S. and Willmarth, W. W. : Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, vol.58, pp.581-593, 1973.
- 13) Raupach, M. R. : Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, vol.108, pp.363-382, 1981.
- 14) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open Channel Flows*, IAHR Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 15) 芦田和男, 道上正規 : 移動床流れの抵抗と掃流砂に関する基礎的研究, 土木学会論文集, No.206, pp.59-69, 1972.
- 16) Meyer-Peter, E. and R.Müller : Formulas for bed-load transport, Proc. 2nd IHAR Congr., Stockholm, pp.39-64, 1948.
- 17) 河村三郎 : 土砂水理学1, 森北出版, 1982.

(1998.3.24 受付)

EFFECT OF BED LOAD MOTION ON BURSTING PHENOMENA IN OPEN CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA and Masa-aki KURATA

Turbulence measurements over the flat movable bed with a Laser Doppler Anemometer were conducted in open channel flows, as well as the bed loads were collected and its volume were measured. It is found that, at the near the bed, the contributions to the Reynolds stress become larger and the ratio of RS_4/RS_2 of the magnitude of sweep event to the magnitude of ejection event become smaller with the increase of the bed load transport rates. The bursting period becomes shorter as compare with the one of the non-bed load flow.