

レーザ・ドップラ流速計による砂漣上の乱流境界層の解明

佐藤 慎 司*・下迫健一郎**・渡 辺 晃***

1. 序 論

波運動下において砂漣上に発達する乱流境界層の特性を解明することは、漂砂現象や底面境界層内でのエネルギー逸散などの理解に不可欠で重要な問題である。境界層の流速場の特性を実験により把握しようとする研究は流速測定技術の進歩とともに精力的に行なわれるようになり、熱膜流速計を用いた沢本¹⁾、浜本²⁾、Sato³⁾の研究、レーザドップラ流速計（以下 LDV）を用いた Du Toit・Sleath⁴⁾、沢本⁵⁾の研究などにより砂漣背後に発達する秩序的な渦の成長や乱れの放出などの特徴的な現象が定量的に議論されてきた。また、理論的研究も平行して行なわれ、渦糸群モデルを用いた Longuet-Higgins⁶⁾の研究、乱流モデルを応用した佐藤⁷⁾の研究などが例として挙げられる。

本研究では、非対称砂漣模型上の乱流流速場を2成分LDVを用いて詳細に測定し、従来精度良く評価することが困難であったレイノルズ応力の分布や乱れの確率密度、乱れエネルギーの収支などの境界層を特徴づける諸量の定量的な評価を行なう。さらに、砂漣の峰線方向の流速成分の測定およびLDVと熱膜流速計による流速変動の同時測定を行ない、これらを通じて乱れの三次元的な構造についても考察することを目的とする。

2. 実験方法

実験は任意波形振動流装置内に固定床の砂漣模型を設置して行なった。主流は図-1に示すような基本周期 $T (=2\pi/\omega)$ が4秒で全振幅36cmの非対称振動流とし、砂漣の形状も図-2に示したように非対称なものとした。これらの条件は浜本らの実験のケースと同じである。流速の測定には2カラー3ビームLDV（DISA社製）を用いて二方向の流速成分を同時に測定した。今回の実験では、流速の u , w 成分の測定に加え、従来あまり測定されなかった砂漣の峰線に平行な方向の流速成分 v の測定を行なうとともに、熱膜流速計を併用すること

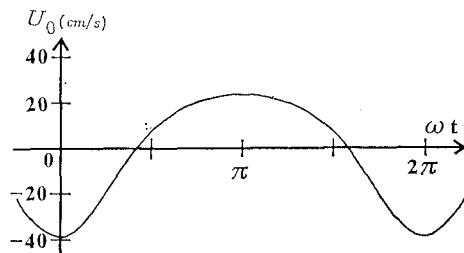


図-1 主流流速波形

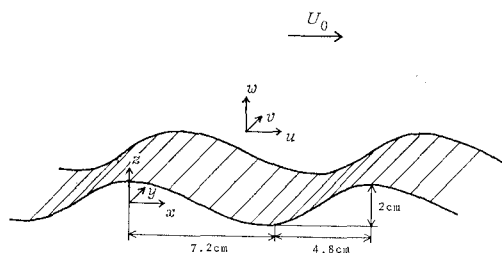


図-2 砂漣の形状と座標系

により境界層の空間的な構造の解明を目指した測定も行なった。流速の u , w 成分の測定は、水槽側壁から垂直にレーザ光を入射させ後方散乱方式で測定したが、 v 成分の測定には水槽上部アクリル板を通してレーザ光を入射させる必要があり、後方散乱方式では良質の信号を得ることができなかったため、水槽側面から受光する方式で測定した。またすべてのケースにおいて、十分な散乱光強度を得るために、水中に少量の白色ペイントを混入し、レーザの出力は最大出力に相当する4Wに設定した。

また、流れの特徴を視覚的に把握し境界層内に見られる秩序的な構造をとらえることを目的として流れの可視化を行なった。トレーサとしては直径1.2mmのポリスチレン球を用い、その動きをスリット光により水槽側面および上面からビデオカメラで撮影した。

流速の測定点は、 u , w 成分の測定については図-3に示すように砂漣一波長上に水平方向に1cm間隔、鉛直方向には0.1~2cm間隔で配置した。底面近傍の測

* 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 運輸省港湾技術研究所

*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

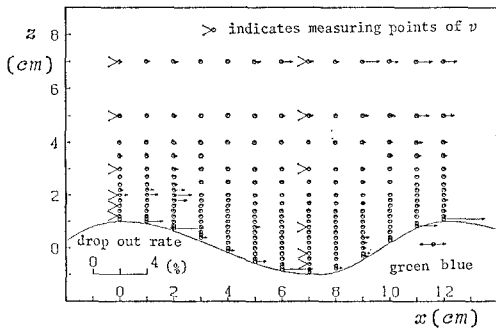


図-3 測定点の配置とドロップアウト率

点では砂澱模型の存在のためにレーザ光を垂直に入射できない所があった。そこで底面上 1cm 以下の測点ではレーザの光軸を 10° 傾けて斜め上方から入射した。この場合ガラス面での屈折角が異なるために 3 本の光線は同一点で焦点を結ばないが、そのずれは光軸方向に約 0.9 mm に過ぎず、無視してさしつかえないと考えられる。

流速の v 成分は砂澱の峰上および谷上のそれぞれ 6 点ずつで測定した。また、熱膜流速計との同時測定は、熱膜流速計を峰および谷上 1.5cm の点に固定し、LDV の測定部を同一点から y 方向に 0~10cm の範囲で移動することにより行なった。各測点での流速変動は 55 周期連続計測し、0.001s あるいは 0.005s 間隔で A-D 変換することにより磁気テープに記録した。記録したのは二成分の流速値、ドロップアウト信号およびピストンの変位である。図-3 には、 u 、 w 成分の測定時における信号のドロップアウト率を合わせて示してある。底面上 0.1cm の測点では底面からの反射光の影響を強く受けるため信号の質が悪くなっているが、他の測点では良好な測定状態にあったことがわかる。

3. LDV と熱膜流速計による同時測定

砂澱の峰および谷上 1.5cm の点に熱膜流速計を固定し、LDV の焦点をその直下の点からはじめて y 方向に最大 10cm までずらすことにより、2 点における水平流速成分を同時計測した。図-4 は LDV の測定部を熱膜流速計 (HFV) の直下に合わせた時の両者の記録例であり、図-5 はそれをスペクトル解析したものである。図-4 における波形記録を比較すると LDV の記録には 100Hz 以上の高周波の変動が含まれていることがわかる。これは LDV の測定体積内における流速の瞬時値の変動および LDV の測定体積内を粒子が通過するのに有限時間かかることなどによるものと考えられ、Buchhave ら⁸⁾ も指摘しているように LDV による測定で乱れの高周波成分を議論する際には信号の SN 比や測定周波数帯幅などに注意を払う必要があるものと思われる。

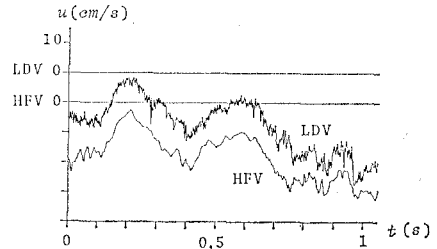


図-4 LDV と熱膜流速計の記録

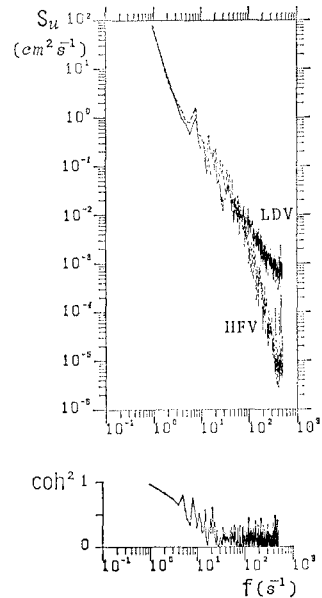


図-5 LDV と熱膜流速計のパワースペクトルおよびコヒーレンス

る。両者のパワーを比較すると高周波領域では熱膜流速計のパワーは急激に落ちこんでいるが、20 Hz より低周波数の領域では、両者のパワーはほぼ等しく高いコヒーレンスを示している。今回対象とした実験ケースにおいては乱れエネルギーの主要部分は 20 Hz 以下の周波数領域に含まれているため、乱れの主要な特性の議論に関してはどちらの流速計を用いても支障はないものと考えられる。

図-6 は LDV の焦点と熱膜流速計との y 方向の距離をそれぞれ 0 cm, 0.4 cm, 1 cm, 2 cm ずらした時の両者のコヒーレンスを示したものである。主流の基本周波数成分付近のコヒーレンスは高いが、乱れ成分と考えられる高周波成分のコヒーレンスは急激に低下している。乱れ成分の空間的な構造を定量的に議論するために、一つの指標としてコヒーレンスが 0.25 となる周波数を読み取ったのが図-7 である。峰および谷上ともに f_0 の値は、LDV と熱膜流速計間の距離とともに指数的に減

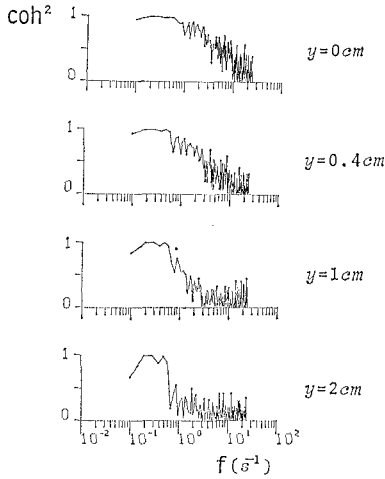


図-6 2点における流速変動のコヒーレンス

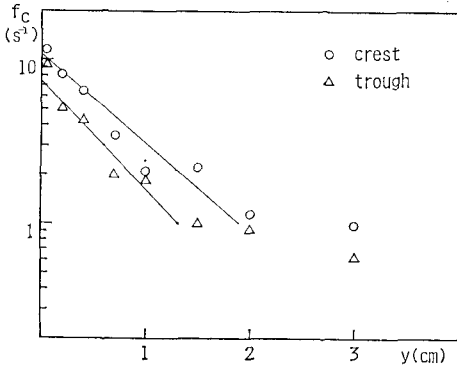


図-7 砂漣峰上および谷上におけるコヒーレンスの低下

少しているが、両者を比較すると峰上の方がやや大きい値を示している。峰上では主として減衰期の乱れが観測されるのに対して谷上では発達期の乱れが支配的であることと関係しているものと思われる。

4. LDV による乱流流速場の測定

振動流装置のピストンの変位記録をもとに位相を決定

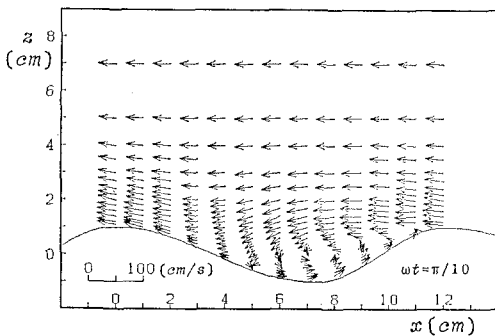


図-8 位相平均流速場

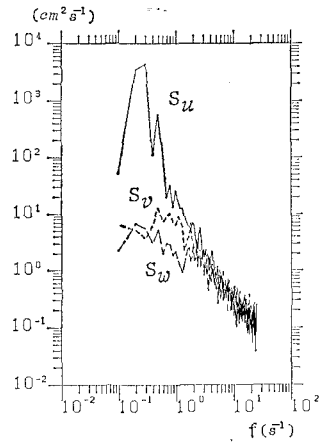


図-9 流速変動のパワースペクトル

し、得られた流速記録の同位相の平均をとることにより位相平均流速場を評価した。図-8 は主流流速が左向き最大となった直後における位相平均流速ベクトルの分布を示したものである。熱膜流速計を用いて測定した結果²⁾と比較すると、鉛直流速成分については特に測点ごとの流速値のばらつきが小さい。検定の必要がなく、二成分の流速値を独立に測定できる LDV の優れた点であると考えられる。

今回の実験では従来測定の場合に少ない流速の v 成分も

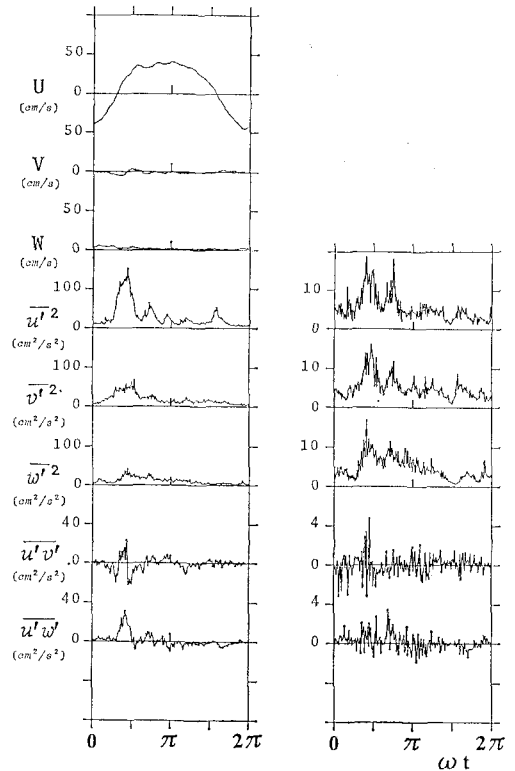


図-10 位相平均流速および乱れの相関の位相変化

測定した。図-9は峰上0.6cmの点における流速変動のスペクトルを示したものである。この測点では u , v , w の全ての流速成分を測定している。水槽の横断方向には少なくとも一次の平均流速成分は存在しないにも関わらず強い乱れ成分が検出されており、その大きさは乱れの鉛直成分の大きさに匹敵していることがうかがえる。

図-10は同じ点における位相平均流速 U , V , W と乱れの相関 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$ の位相変化を示したものであり、(a)は乱れを位相平均値からのずれで定義したもので、(b)は5Hz以上の高周波成分で定義したものである。ただし、乱れの相関値については(b)図は(a)図の10倍のスケールで描かれている。乱れの相関の値はそれのおおよその大きさは位相平均値からのずれで乱れを定義した方が約10倍の値となっていることがわかる。また、(b)図では $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ ともに同程度の大きさとなっており、浜本ら²⁾も指摘しているように5Hz以上の高周波成分として定義した乱れはほぼ等方的とみなせるのに対し、(a)図では $\overline{u^2}$ が他の成分に比べて大きな値を示しており、低周波成分には非等方的な強い乱れが存在することを示唆している。流れの可視化実験の結果によると、砂漣背後に形成される大規模渦は常に秩序的な二次元構造を持っているわけではなく、渦の強さや大きさは各周期ごとに変動するうえ、一度成長した渦が三次元的な崩壊をおこし半周期間に複数の大規模渦がみられることもあった。位相平均値からのずれとして定義された乱れはこれらの変動をすべて含んでいるのに対し、高周波成分で定義した場合にはこれらを切り捨ててしまう可能性がある。

乱れの定義法に関してはさらに実験装置に起因する変動も問題となるが、振動流装置に関しては装置の不整による一波ごとの変動は小さいと考えられる。そこで本研究においては位相平均値からのずれとして定義した乱れを用いて以後の議論を進めていくことにする。高周波成分で乱れを定義した場合に対しても比較のために同様の計算を行なったが諸量の絶対値は小さくなるものの定性的な特徴は変わらない。

図-11は次式で定義される渦動粘性係数の分布を平

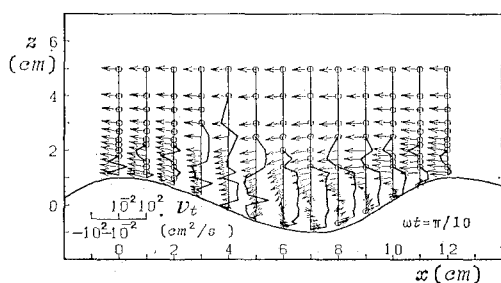


図-11 渦動粘性係数の分布

均流速ベクトルとともに示したものである。

$$\nu_t = -\overline{u'w'} \left/ \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \right. \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、平均流の変形速度が 5 s^{-1} 以下となる所では精度の良い評価ができないので除外してある。渦動粘性係数の値は空間的にも時間的にも激しく変動するが、渦が形成されている領域では一般に大きくかつ安定した分布を示し、その値はほぼ $1\text{ cm}^2/\text{s}$ となっている。これに対し、主流の加速期や空間的な加速域では、 ν_t の値は小さく負になるところも見られ、これは非一様な場の非定常流に特徴的な現象であると考えられる。しかし、これら主流の加速期や空間的な加速域においては一般に平均流の変形速度も小さく、渦動粘性係数を用いた流れの解析を行なううえでは今回対象とした条件に対しては前述の $1\text{ cm}^2/\text{s}$ 程度の値をとれば良いと考えられる。

5. 乱れエネルギーの収支

乱れの成長過程および境界層におけるエネルギー逸散量を定量的に評価するために実験結果をもとに乱れのエネルギー方程式における各項の評価を行なった。二次元乱流場における乱れのエネルギー方程式は次式のようになる。

$$\int \frac{\partial k}{\partial t} dA = \int \left\{ -\overline{u'^2} \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{u'w'} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) - \overline{w'^2} \frac{\partial W}{\partial z} \right\} dA - \int \epsilon dA \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ は単位質量当りの乱れエネルギー、 ϵ は乱れエネルギーの逸散率であり、積分は境界層外縁までの領域で行なうものとする。図-12で砂漣一波長の領域における乱れエネルギーの生成率と逸散率の変化を示したものである。ただし $\overline{v'^2}$ の値は数点の測定結果から判断して $\overline{w'^2}$ と同程度と考えられるのは $\overline{w'^2}$ の測定値で置き換えて計算した。生成率、逸散率

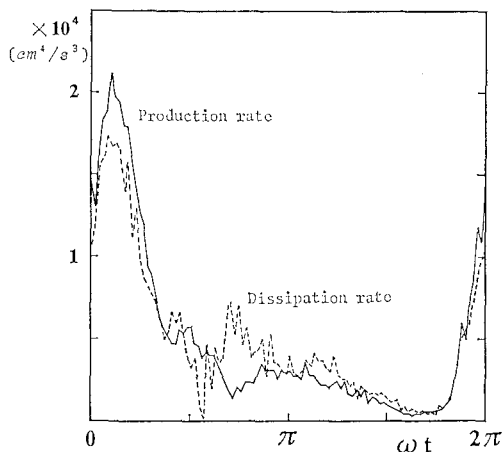


図-12 乱れエネルギーの生成率と逸散率の位相変化

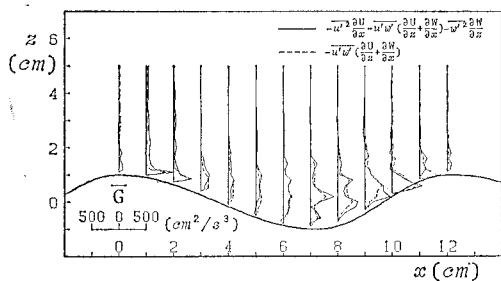


図-13 乱れエネルギーの生成率の分布

ともに主流流速値が岸向き最大となる直後の位相で最大となるのに対し、主流の加速度が最大となる $\omega t = 3\pi/2$ 付近ではともにほとんど0となる。図-13は各点における乱れエネルギーの生成率の一周期にわたる平均値を示したものである。破線は生成率に占める剪断応力成分の寄与を示している。乱れエネルギーは渦の形成領域の下部で集中的に生成されること、生成率に占める直応力成分の寄与は極めて小さいことがわかる。

図-14は渦の形成領域での渦の発達期における乱れの確率分布を示したものである。乱れは水平、鉛直成分ごとにはそれぞれガウス分布に近い分布をしているが、結合確率分布には $u'w' > 0$ なる相関が認められる。そ

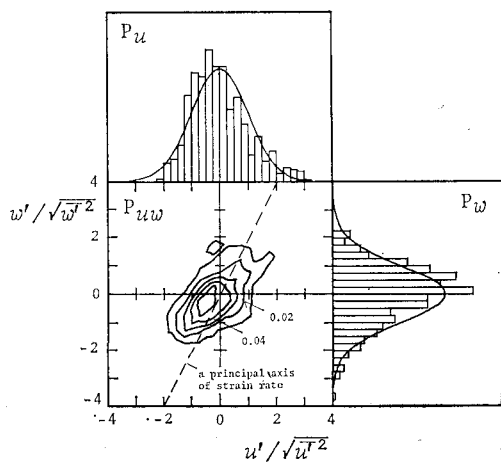


図-14 乱れの結合確率密度

してその相関の軸の方向は平均変形速度テンソルの圧縮側主歪みの方向とはほぼ一致しており、渦の領域では乱れエネルギーが効率よく生成されていると言える。これに対し他の領域および他の位相では乱れの結合確率分布は二次元ガウス分布に近い分布を示すことが多いことがわかった。

6. 結 論

本研究ではLDVおよび熱膜流速計を用いて砂漣上の振動流乱流境界層内の流速場を詳細に測定し、従来より高精度のデータを得ることができた。二次元砂漣上の二次元流速場を対象としたにもかかわらず乱れはその低周波成分にも強い三次元構造を持っていることが明らかとなり、これは三次元的な砂漣の発生とも深く関わっているものと考えられる。今後はより広範な条件での実験を行なうとともに乱流モデル等による計算結果との比較検討を行なうことが課題である。

本研究を遂行するにあたり、文部省科学研究費（一般研究(A)：代表者 堀川清司）の補助を受けたことを付記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 沢本正樹・山下俊彦：砂漣上の振動流境界層流れ，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 51～56，1979。
- 2) 浜本健一・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究(2)，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 254～258，1982。
- 3) Sato, S., N. Mimura and A. Watanabe: Oscillatory boundary layer flow over rippled beds, Proc. 19th Conf. Coastal Eng., pp. 2293～2309, 1984。
- 4) Du Toit, C.G. and J.F.A. Sleath: Velocity measurements close to rippled beds in oscillatory flow, J. Fluid Mech., Vol. 112, pp. 71～96., 1981。
- 5) 沢本正樹・山下俊彦・山口修一：拡大相似模型を用いた砂漣上の振動流の測定，東京工業大学土木工学科研究報告，No. 31, pp. 157～168, 1983。
- 6) Longuet-Higgins, M.S.: Oscillating flow over steep sand ripples, J. Fluid Mech., Vol. 107, pp. 1～35, 1981。
- 7) 佐藤慎司・上原啓史・渡辺 晃：乱流モデルによる砂漣上の振動流境界層の数値シミュレーション，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 26～30, 1985。
- 8) Buchhave, P., W.K. George and J.L. Lumley: The measurement of turbulence with the laser-doppler anemometer, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 11, pp. 443～503, 1979。