

河川感潮域における乱流と水質の鉛直構造の変動特性

川 西 澄*・本 宮 和 照**

非定常性が著しい河川感潮域における流れ場や物質輸送を正しく予測するためには、その乱流構造を明らかにし、適切なモデル化を行う必要がある。そのために、高解像度流速分布計と自動昇降水質計を用いた 24 時間観測を行った。下げ潮期と上げ潮期では平均流速分布と乱流特性が異なり、下げ潮期の乱流特性量は従来の一様定常乱流境界層の実験結果とは大きく異なっていた。高解像度流速分布計から得られた体積後方散乱係数と濁度は、上げ潮の最大流速付近で最大となり、潮汐周期平均した懸濁粒子フラックスは上流方向であった。

1. はじめに

潮差の大きな河川感潮域は、水深、平均流速・流向、密度分布が時間とともに大きく変化するため、極めて複雑な乱流場になっている。これまでに行われた現地での乱流計測例は少なく、また限られた乱流量が得られているに過ぎないため、感潮域の乱流構造に関する知識は不十分なままである。本研究は、強い非定常性に起因する測定困難さを打開するために、pulse-to-pulse coherent ドップラー法を使用した高解像度ドップラー流速分布計 (HR-NDP) と、独自開発のパソコン制御ウインチによって鉛直移動する水質計を用いて連続測定された乱流量と密度の鉛直分布を解析し、潮汐位相による乱流構造の変化を明らかにするとともに、Mellor and Yamada (1982) のクロージャーマodelの経験定数について検討する。またさらに、HR-NDP から得られる体積後方散乱係数と水質計の濁度・蛍光光度から、潮汐に伴う懸濁粒子の動態を把握する。

2. 方 法

広島市西部に位置する太田川放水路の河口から約 2.5 km 上流の水路中央部において、2001 年 10 月 1 日～2 日の約 24 時間にわたって、流速と水質の鉛直分布の連続測定を行った (川西ら, 2002)。観測地点の川幅は約 300 m、平均水深は約 2.6 m である。流速 3 成分の測定には Nortek 社製の高解像度ドップラー流速分布計 HR-NDP を使用し、センサーを下向きにして河床上 0.02 m から 0.98 m までの流速と散乱強度の鉛直分布 (解像度 0.03 m) を 3 秒間隔で連続測定した。潮汐に伴う水深変化はセンサーヘッドに内蔵されている圧力変換器によって測定し、流速とともに記録した。

水質 (水温、塩分、濁度、蛍光光度) の鉛直分布は、アレック電子製の TPM クロロテックを独自開発したパソコン制御のウインチを用いて連続して上下させて測定

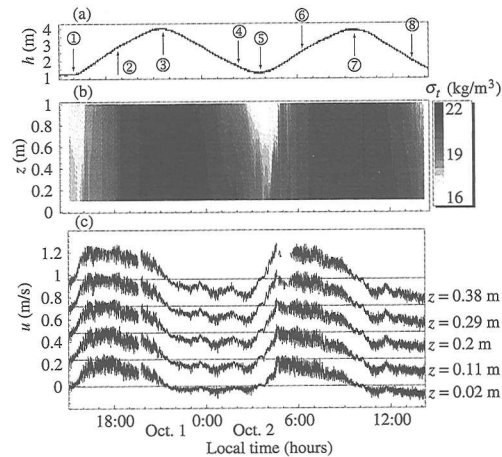


図-1 水深、密度、流速の経時変化

した。TPM クロロテックのサンプリング間隔は 1 秒、昇降速度は 0.03 m/s とし、約 30 秒間隔で水質の鉛直分布を得た。上記の観測に加えて、乱流測定に対する HR-NDP の信頼性を検証するため、河床から 0.18 m の高さに超音波ドップラー流速計 ADV (サンプリング間隔は 1 秒) を設置し、HR-NDP との同時測定を行った。

3. 結果および考察

(1) 流速と密度の経時変化

図-1 に水深、密度 (σ_r) 分布、流速の経時変化を示す。観測期間中、水深は 1.3～4 m の範囲で変化している。図-1(b) の σ_r の分布をみると、満潮付近では測定水深内の密度は殆ど一様で、時間変化もないのに対し、干潮付近では大きな密度勾配が存在している。三浦ら (1999) による密度の縦断面分布によれば、干潮時に河口付近まで流下していた河口フロントは、上げ潮時の河口から遡上する海水によって、満潮時には河口から約 4 km 上流まで後退している。図-1(b) に示す σ_r の高さ一時間分布はこうした河川水の動きに対応したものと考えられる。図-1(c) は河床上 0.02～0.38 m の高さにおける主流方向流速の経時変化を示したもので、水平線は流速 0 を表

* 正 会 員 工博 広島大学助教授 大学院工学研究科社会環境システム専攻
** 学生会員 広島大学大学院工学研究科社会環境システム専攻

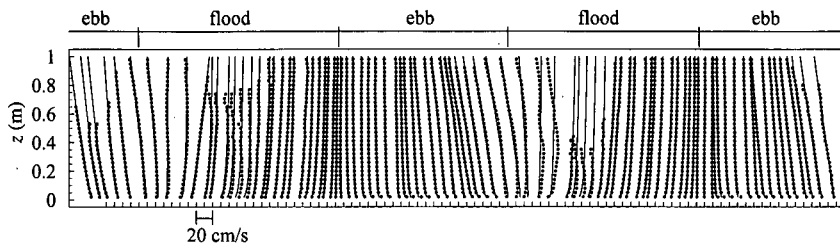


図-2 平均流速分布の経時変化

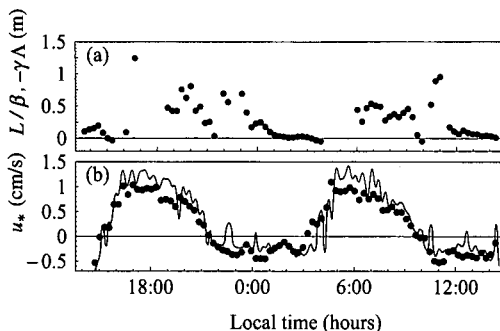


図-3 “対数+直線”則の長さスケールパラメーターと底面摩擦速度の経時変化

している。既に報告したように(川西ら, 2002), 超音波ドップラー流速計 ADV と HR-NDP によって測定された平均流速は良く一致していた。摩擦速度については ADV の傾斜補正が出来なかったこともあり、やや相関が低かったが、乱れ強度はほぼ一致していた。

10月1日の20:00前には電源トラブルのため、流速測定を一時中断した。また、流速が測定レンジをオーバーし、多くのスパイクが含まれていた上層の一部のデータは取り除いた。河床付近の下げ潮流速は上げ潮流速に比べてかなり小さく、乱れも弱い。平均水深に対して、潮汐による水位変化が大きいため、平均流速の経時変化は正弦曲線からかなり歪んでおり、満潮時より干潮時の方が平均流速の時間変化が大きい。

図-2に主流方向の平均流速分布の経時変化を示す。表示間隔は500秒で、横軸上の目盛りが各流速分布の0を表している。図中の曲線は平均流速データに“対数+直線”則を当てはめたものである。上げ潮の初期を除いて、平均流速分布はほぼ“対数+直線”則で表されることがわかる。密度成層(Monin-Obukov 相似則)や流れの加速・減速(Soulsby ら, 1981)の影響を表す長さスケールパラメーターの経時変化を図-3(a)に示す。上げ潮の最大流速付近では長さスケールが非常に大きく(図の上限をはみ出して表示されていない)、流速分布はほぼ対数則に従っている。一方、下げ潮後期では長さスケールが非常に小さく、直線的な流速分布になっている。上げ潮

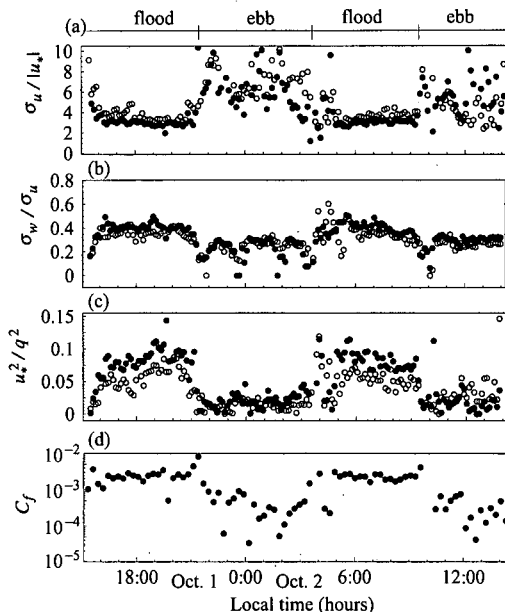


図-4 乱流量の比と底面摩擦係数

の前半で長さスケールが負になっているのは、加速の影響だと考えられる。図-3(b)は“対数+直線”則を当てはめて求めた底面摩擦速度 u_* の経時変化を示したものであるが、実線で示した流速変動から渦相関法で求めた $z=0.02$ mでの摩擦速度とほぼ一致している。

(2) 乱流特性

カットオフ周期約30分の離散 Wavelets フィルターを用いて平均成分と乱れ成分を分離した。図-4に代表的な乱流量の比と底面摩擦係数の経時変化を示す。黒丸と白丸はそれぞれ河床からの高さ $z=0.02$ m と $z=0.26$ m における値を表している。ここで、局所摩擦速度 $u_* = -\overline{u'w'}/|-\overline{u'w'}|^{1/2}$, 乱れ強度 $\sigma_u = (\overline{u'^2})^{1/2}$, $\sigma_w = (\overline{w'^2})^{1/2}$, $q = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})^{1/2}$, u' , v' , w' はそれぞれ主流方向、横断方向、鉛直方向の乱れ速度である。底面摩擦係数 C_f は、 $z=0.02$ m における摩擦速度と、“対数+直線”則を当てはめて得られた流速分布の水深平均流速 U を使って $C_f = u_*^2/U^2$ として求めた。上げ潮期と下げ潮期では各乱流量の比や底面摩擦係数が大きく異なっていることがわ

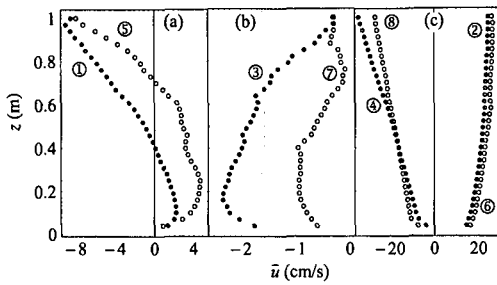


図-5 平均流速の鉛直分布

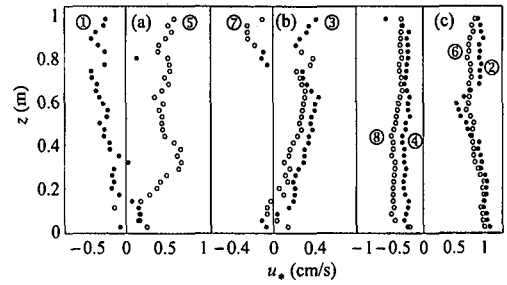


図-6 摩擦速度の鉛直分布

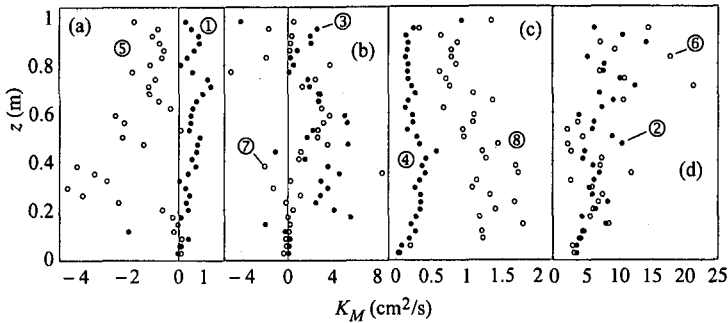


図-7 鉛直渦動粘性係数の鉛直分布

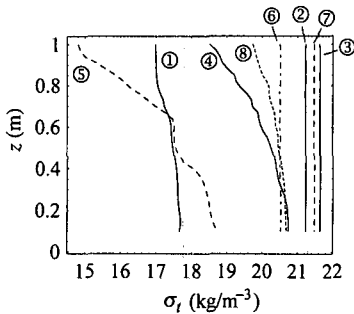


図-8 密度の鉛直分布

かる。すなわち、下げ潮期は上げ潮期と違って、一様流体の定常乱流境界層における値と大きく異なっている。例えば、 u_*^2/q^2 は通常用いられる値0.15を大きく下回り、レイノルズ応力に寄与しない“inactive motion”(Bradshaw, 1967)の割合が大きいことを示している。また、河床付近の摩擦速度、摩擦係数 C_f が非常に小さくなっている。

図-1(a) 中に矢印で示した潮汐位相における平均流速 $\bar{u}$ 、局所摩擦速度 u_* 、鉛直渦動粘性係数 K_M 、密度 σ_r の鉛直分布をそれぞれ、図-5～8に示す。①と⑤が干潮時、③と⑦が満潮時、④と⑧が下げ潮期、②と⑥が上げ潮期における分布である。図-5の平均流速分布をみると、流

向が変わる干潮、満潮時とも上層より下層の方が流速変化の位相が進んでいるが、下げ潮から上げ潮への転流時(①, ⑤)は上層と下層で流向が反対であるのに対して、上げ潮から下げ潮への変化はどの水深でもほぼ同時に起こっている(③, ⑦)。こうした違いは図-8に示すように干潮と満潮で成層状態が大きく異なっていることや、前述したように平均流速の時間変化が干潮時の方が満潮時より大きいことが原因である。図-5(c)の下げ潮と上潮期の流速分布を見ると、両者は大きく異なっている。下げ潮期の分布は、密度成層や主流方向の密度勾配の影響を受けて直線的な分布となり、上層に比べて下層の流速が小さくなっている。

図-6(a)に示す干潮時の局所摩擦速度 u_* は1回目と2回目の干潮時で符号が異なっている。図-5(a)の流速分布から考えると、河床付近を除いて u_* が負の値を示さないと乱れエネルギー生成率が負となり勾配拡散の仮定が破綻する。2回目の干潮時の分布⑤では u_* が正となっているので、エネルギー生成率、鉛直渦動粘性係数は負となる。図-8に示すように、⑤は①に比べてかなり大きな密度勾配が存在していることが、平均速度勾配 $\partial \bar{u} / \partial z$ と局所摩擦速度 u_* の符号が一致しない原因かもしれない。Komoriら(1983)は局所勾配 Richardson 数 R_i が0.3～1より大きくなると、Reynolds 応力および乱流熱流束が負になることを示している。2回目の干潮時、

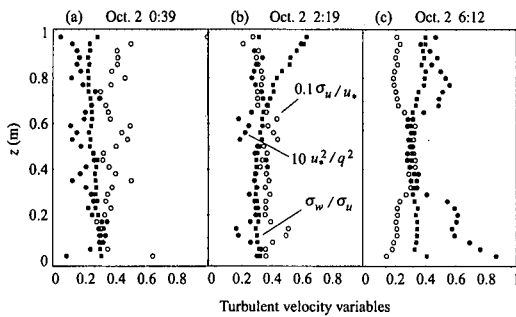


図-9 乱流量の鉛直分布

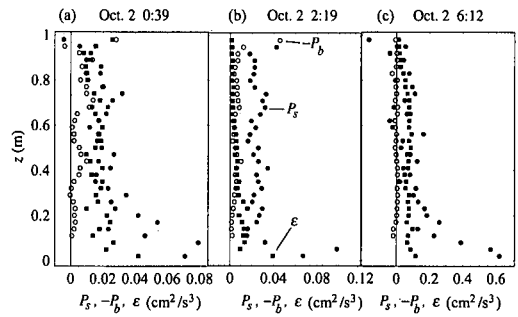


図-10 エネルギー生成率と散逸率の鉛直分布

R_i の大きさは1~4であった。密度が一樣である満潮時は、ほぼ $\partial \bar{u} / \partial z$ と u_* の符号が一致している(図-6(b))。下げ潮、上げ潮期の鉛直分布を示した図-6(c)をみると、 $|u_*|$ は河床に向かって増加する傾向は殆どみられない。下げ潮期(④, ⑧)の $|u_*|$ の大きさは、上潮期(②, ⑥)の半分程度で、転流時の $|u_*|$ と大差ない。

鉛直渦動粘性係数 K_M は以下のように、乱れエネルギー生成率 P_s と平均速度勾配 S から評価した。乱れエネルギーの生成率 P_s は

$$P_s = \left(\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (1)$$

平均速度勾配 S は

$$S = \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

である。鉛直渦動粘性係数 K_M は、 P_s と S から次式で求められる。

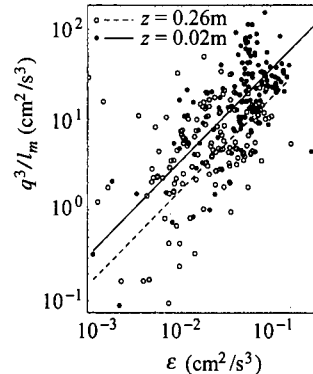
$$K_M = \frac{P_s}{S^2} \quad (3)$$

図-7(a)をみると、前述したように2回目の干潮時である⑤は河床付近を除いて K_M が負になっている。1回目の下げ潮後期(c)の④では、大きな密度勾配のため、 K_M は非常に小さな値となっている。河床付近の流速が大きく、乱れが強い上げ潮期(d)は河床から上層に向かって増加する傾向がみられる(②, ⑥)。

図-9に乱流量の比の典型的な鉛直分布を示す。過去に行われた一様定常乱流境界層の実験データによれば、 $u_*^2/q^2 \approx 0.15$ 、 $\sigma_u/u_* \approx 2.0$ 、 $\sigma_w/\sigma_u \approx 0.5$ である。

全体に乱れ強さの非等方性は実験データより大きく、 σ_w/σ_u は小さいが、密度勾配の大きな(b)の上層では、密度勾配が大きいにもかかわらず、相対的に鉛直方向の乱れ強さが大きくなっている。上げ潮期の σ_u/u_* は実験データと大きな差はないが、下げ潮期は実験データの2倍程度の大きさを示している。上げ潮期の河床付近を除いて、 u_*^2/q^2 は従来の実験データよりかなり小さい。

図-10に図-9と同時にの乱れエネルギー生成率と散

図-11 エネルギー散逸率と q^3/l_m の関係

逸率の鉛直分布を示す。浮力流束 P_b は鉛直拡散係数が K_M に等しいと仮定して密度勾配から求め、散逸率 ε はエネルギー Spektral の $-5/3$ 乗則から評価した。一樣流体の壁面乱流境界層と同様、河床付近のシア生成率 P_s は、河床に向かって増加しているが、河床近傍でも生成=散逸の局所平衡は成立しておらず、乱れエネルギーの移流拡散が活発であることがわかる。

高 Reynolds 数の流れでは次元的考察から、乱れエネルギー散逸率 ε は

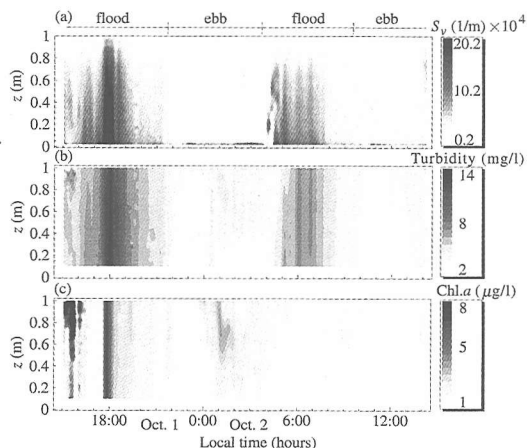
$$\varepsilon = \frac{1}{B_1} \frac{q^3}{l} \quad (4)$$

のように表される。

乱れの長さスケール l を混合距離 l_m に等しいとおいて、 ε と q^3/l_m の関係を示したものが、図-11である。黒丸と白丸はそれぞれ河床からの高さ $z=0.02$ mと $z=0.26$ mにおける値を表している。混合距離 l_m は

$$l_m = \left(\frac{P_s}{S^3} \right)^{1/2} \quad (5)$$

から評価した。両者の間には比例関係が認められ、比例定数 B_1 は約200である。これは混合距離 l_m が l に等しいとは限らないので単純に比較できないものの、Mellorら(1982)が示している16.6より遙かに大きい。Luら



図—12 体積後方散乱係数と濁度, Chl. *a* 濃度の高さ—時間分布

(2000) はブロードバンド ADCP とシアープローブを用いた感潮水路の測定から、底面付近で 26.3, 密度成層の影響が大きい中層で 46.6 の値を得ているが、これは $P_e = \epsilon$ を仮定して求めたもので、このようにすると、 $B_1 = 42$ が得られた。

(3) 体積後方散乱係数と濁度, Chl. *a* の高さ—時間分布

図—12 に体積後方散乱係数 S_v と濁度, Chl. *a* の高さ—時間分布を示す。濁度, S_v とも上げ潮の最大流速付近で最大値を示しており、底質の再懸濁が起こっている可能性が高い。大部分の時間で S_v が河床に向かって増加しているのに対して、濁度は鉛直方向に一様もしくは S_v とは逆に上層に向かって大きくなっている。こうした違いは懸濁粒子の粒径や組成が鉛直方向に異なっているため、上層にはより粒径の細かな粒子や植物プランクトンが存在していると考えられる。図—12(c) に示す Chl. *a* 濃度は上層に向かって増加していることが多く、1 回目の下げ潮時には濁度との対応も見られる。10 月 1 日の 18:00 付近では濁度, S_v と同様に Chl. *a* が最大値を示し、植物プランクトンが濁質と同じ挙動を示しているようにみえるが、浮泥由来のフェオ色素や懸濁した渦土表面の付着珪藻による蛍光値を検出している可能性もある。

図—12 の結果から、河口から 2.5 km 上流に位置する観測地点では、潮汐周期平均した懸濁粒子フラックスは上流方向へ向いていることがわかる。

4. おわりに

高解像度流速分布計と自動昇降式水質計を用いて、潮差が大きく非定常性の著しい河川感潮域の乱流と水質の鉛直構造を観測した。得られた主な結果は以下の通りである。

下げ潮期と上げ潮期では平均流速分布と乱流特性は大きく異なる。下げ潮期の乱流構造は一様定常乱流境界層のものとは大きく異なり、レイノルズ応力に寄与しない“inactive motion”の割合が大きくなる。密度の鉛直勾配が大きな干潮時、乱れエネルギー生成率、鉛直渦粘性係数が負となる場合がある。河床付近でも乱れエネルギー生成率=散逸率の局所平衡状態にはない。

高解像度流速分布計から得られた体積後方散乱係数と濁度は、上げ潮の最大流速付近で最大となり、潮汐周期平均した懸濁粒子フラックスは上流方向へ向いている。

参 考 文 献

- 川西 澄・鳥居義仁 (2002): 高解像度ドップラー流速分布計による感潮河川における乱流境界層の観測, 水工学論文集, 46 巻, pp. 815-820.
- 三浦真一・門田誠也・水野信二郎 (1999): 太田川放水路における STD 観測の解析, 土木学会中国支部第 51 回研究発表会, pp. 221-222.
- Bradshaw, P. (1967): 'Inactive' motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 241-258.
- Komori, S., H. Ueda, F. Ogino, and T. Mizushima (1983): Turbulence structure in stably stratified open-channel flow, J. Fluid Mech., Vol. 130, pp. 13-26.
- Lu, Y., R. G. Lueck, and D. Huang (2000): Turbulence characteristics in a tidal channel, J. Phys. Oceanogr., Vol. 30, pp. 855-867.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., Vol. 20(4), pp. 851-875.
- Soulsby, R. L. and K. R. Dyer (1981): The form of the near-bed velocity profile in a tidally accelerating flow, J. Geophys. Res., Vol. 86, pp. 8067-8074.