

河口内における往復流の鉛直構造

川 西 澄*・前 木 郷**・余越正一郎***

1. はじめに

河口、沿岸域などの浅水感潮域における流れは平均水深が小さく、潮差が平均水深と同程度になるため、非線形性の無視できない流れである。このような浅水感潮域では水面勾配の時間変化に加えて水深変化が流れの構造に影響を与えていると考えられる。潮流の鉛直構造に関しては多くの研究があるが、潮汐にともなう水深変化が無視できるような平均水深の大きな流れを対象としているものがほとんどで、平均流速とともに水深が大きく変化する流れの構造はよくわかっていない。本研究は感潮水路において流速3成分の鉛直分布を連続して観測し、レイノルズせん断応力、鉛直渦動粘性係数、底面摩擦などを求め、河口内における乱流の鉛直構造を明らかにすることが目的である。

鉛直渦動粘性係数は浅水感潮域の流動を考える上で重要なパラメータであるが、直接測定は非常に難しい。本研究では、渦動粘性係数の定義から直接求めるとともに、スペクトルピーク法により、鉛直渦動粘性係数の評価を行ない、その鉛直分布形と潮汐にともなう経時変化を考察している。

2. 観測概要

1995年1月18日7時30分～16時15分にかけて広島市の太田川放水路の河口から2.5 km 上流の水路中央部において流速、塩分濃度、水深の連続観測をおこなった。観測地点を図-1に示す。

太田川放水路は広島デルタの西部に位置し、河口から市内派川との分派口までの長さは約5 km、河口部の川幅は465 mであり、河口から上流約5 km 区間の河道線形は直線である。分派口には放水路側と市内派川側にそれぞれ、祇園水門と大芝水門が設けられている。平常時はこれら2つの水門により、太田川流量のほとんどが維持流量として市内派川へ流されており、放水路に流入する河川水はわずかである。観測は河口から約2.5 km 上流

の河川中央部で行なった。観測地点の川幅は290 m、河床縦断勾配は約1/3000である。

大潮時には平均水深と同程度の水位変化があるため、測器を固定した観測では水深全体にわたる流れの鉛直構造を捕らえるのは難しい。本研究では、観測地点にある水道管橋から測器を取り付けた観測リグをつるし、相対高さ $\eta = z/h = 0.048, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 0.9$ の位置で測定した。ただし、水深 h は河床上に設置した圧力変換器を用いて連続的に測定した。3次元電磁流速計(時定数0.5秒)には2軸傾斜・方位角センサーを取り付けてあり、流速の主流方向(u)、主流方向に直角な水平方向(v)、鉛直方向成分(w)は、電磁流速計から得られる流速3成分の値と傾斜・方位角の値を使って求めた。一台の流速計を使って上記の相対水深を順に、1測点あたり

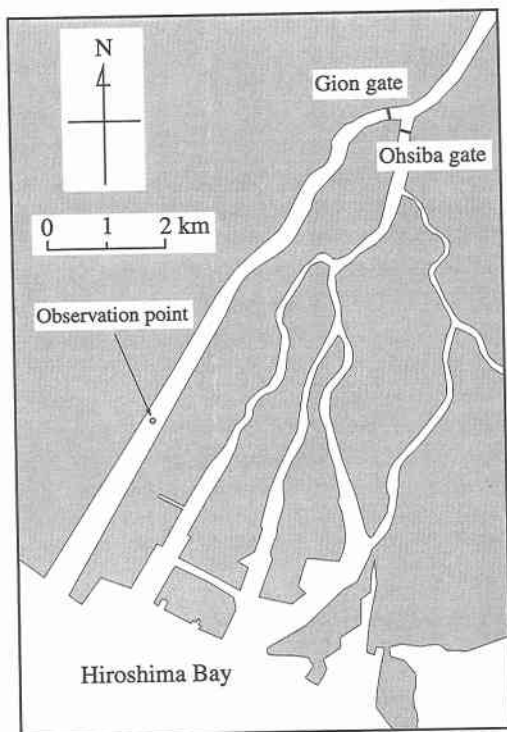


図-1 観測地点

* 正会員 工博 広島大学助手 工学部第四類

** 正会員 セントラルコンサルタント(株)技術部

*** 正会員 工博 広島大学教授 工学部第四類

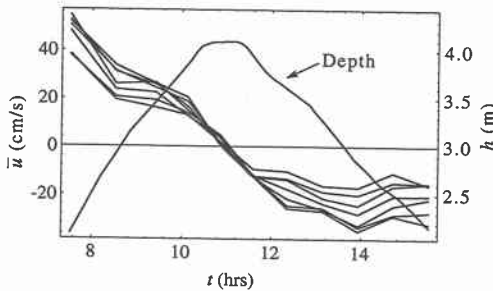


図-2 平均流速と水深の経時変化

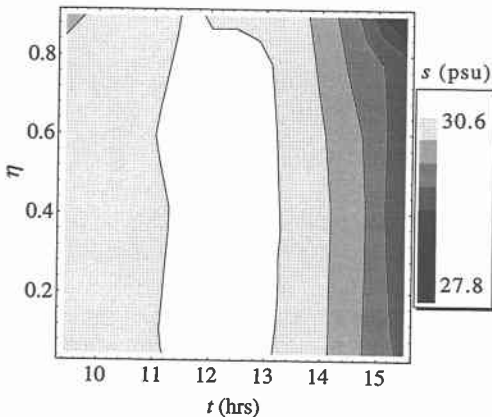


図-3 塩分濃度分布

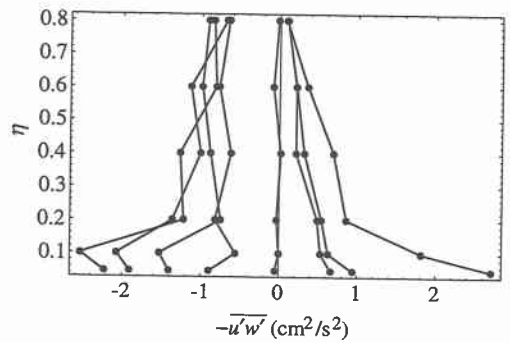


図-4 レイノルズせん断応力鉛直分布の経時変化

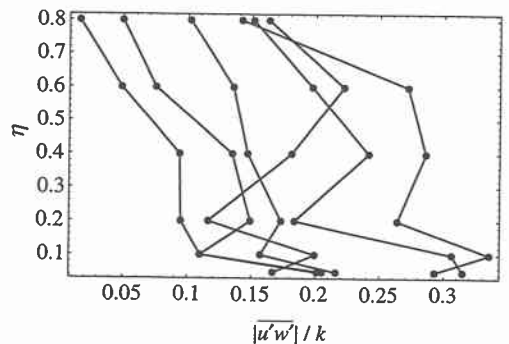


図-5 レイノルズせん断応力と乱れエネルギーの比

5分の測定を行なったので、各測点での測定値は同時刻のものではない。そこで、この時空間 ($t-z$) に分布している観測値を補間することにより同時刻における値を求め、各種乱流量の鉛直分布を得た。

各測点における平均流速と水深の経時変化を図-2に示す。ただし、上げ潮の流速を正にしてある。広島湾における干潮と満潮の時刻はそれぞれ4:33, 16:59と10:56, 22:45である。底面摩擦と非線形性のために、満干潮時に憩流となり、下げ潮より上げ潮の方が流速が大きい。観測期間中に平均流速は50~30 cm/s、水深は2.1~4.1 mmまで変化している。塩分濃度は図-3に示すような分布となり、観測期間中の塩分濃度の鉛直方向変化は小さく、強混合状態にあることがわかる。

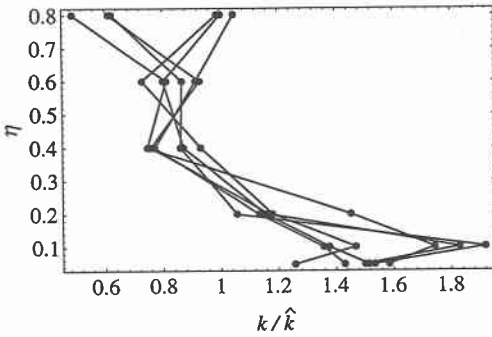
3. 結果

(1) 乱流量の分布特性

8時から15時まで1時間ごとに求めたレイノルズせん断応力 $-u'w'$ の鉛直分布を図-4に示す。ただし、 $\eta=0.9$ における値は水面波の影響を受け信頼性が低いので除いてある。後述する他の乱流量についても同様な理由により、 $\eta=0.9$ における値は示さない。流れの強い時間

では河床付近で急激にレイノルズ応力が大きくなる傾向がみられる。午後になって風が強まり、観測リグが動揺したため主流速が負であるにもかかわらず、下げ潮時、上層におけるレイノルズ応力は正の値となった。図-4は傾斜角センサーの出力より動揺の周波数を求め、流速変動から帯域阻止フィルターにより動揺周波数成分を除いて求めたレイノルズ応力分布である。フィルター処理の結果、下げ潮時の上層におけるレイノルズ応力の符号は負になっている。上層におけるレイノルズ応力は減衰が少なく水面に向かってゼロに近づかないが、水面付近のレイノルズ応力の値は信頼性が低く、はっきりしたことは言えない。

レイノルズせん断応力と乱れエネルギー $k=1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ の比の鉛直分布を図-5に示す。ただし、憩流時 ($t=11$ hrs) と k のばらつきが大きかった ($t=12$ hrs) における値は除いてある。河床付近では0.17~0.34の値を示しており、Kawanisi ら (1994) が以前行った観測結果にほぼ等しい。乱流境界層では0.3程度の値が使われているが (Townsend, 1961; Bradshaw, 1967), Heather-shaw (1979) による潮流境界層の測定結果と同様、 $|u'w'|/k$ の値は時間的に大きく変動する。また、 $|u'w'|/k$ は水面



図—6 乱れエネルギーの鉛直分布

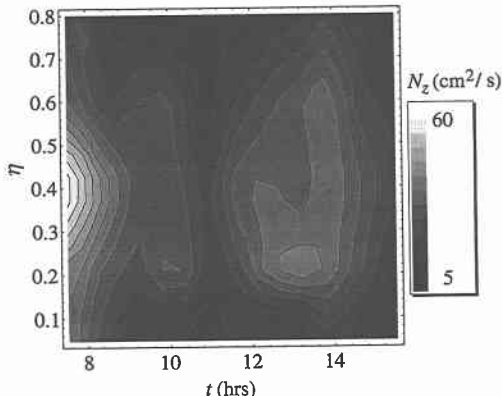
に向かって減少する傾向を示している。

図—6 は水深平均値 $\hat{k}$ で規格化した乱れエネルギーの鉛直分布の変化を示したものである。各時刻での鉛直分布は重なり合っており、乱れエネルギーの鉛直分布が相対高さ η を相似変数として、自己相似形となることを示唆している。図—6 における $\hat{k}$ の変化は $4 \sim 9 \text{ (cm}^2/\text{s}^2)$ であり、 $\eta = 0.1 \sim 0.8$ の間で k は 3 倍程度変化している。

鉛直渦動粘性係数をその定義から直接求めることは、平均速度勾配の信頼できるデータが必要となることから、現地観測では非常に難しい。そこで、本研究では以下に述べるスペクトルピーク法を用いて鉛直渦動粘性係数を評価した。McPhee (1994) によるスペクトルピーク法は波数で重み付けされた w -スペクトルがピークとなる位置での波数 k_m の逆数を長さスケール、測点における摩擦速度 u_{*i} を速度スケールとして、次式で渦動粘性係数を評価する方法である。

$$N_z = 0.85 u_{*i} / k_m \quad (1)$$

ここには示さないが、参考のために定義から鉛直渦動粘性係数を直接求めた。鉛直分布は大きくばらつき ($\sim 30 \sim 90 \text{ cm}^2/\text{s}$)、鉛直分布形について議論することはできな



図—7 鉛直渦動粘性係数の分布

いが、その水深平均値はスペクトルピーク法によるそれと同程度の大きさである。

(1) 式により求められた鉛直渦動粘性係数の分布を図—7 に示す。図—7 から渦動粘性係数の鉛直分布は $\eta = 0.2 \sim 0.4$ でピークを持つことがわかる。観測期間中の渦動粘性係数の水深平均値は $8 \sim 35 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。

(2) 鉛直渦動粘性係数の鉛直分布形

浅水感潮域では平均流速、水深ともに時々刻々と大きく変化するが、潮汐周期は長いから、それらの変化は鉛直乱流場の時間スケールに比べてゆっくりで、潮汐位相の大部分で鉛直乱流場はそのときどきの流れの状態に順応しており、定常流における鉛直乱流場と大差ないものと考えられる。もし、鉛直渦動粘性係数の鉛直分布形が自己相似を保っていると考えることができれば、非常に便利であり、Smith (1982) や Lavelle ら (1983) は自己相似な鉛直渦動粘性係数を用いて、潮流の計算を行っている。

底面領域では、乱れエネルギーの生成と散逸が釣り合った局所平衡状態にあると考えられる。レイノルズせん断応力が直線分布し、乱れエネルギーがレイノルズせん断応力に比例すると仮定すれば ($-\overline{u'w'} = u_*^2(1-\eta)$; $|\overline{u'w'}| = ak$),

$$N_z = \kappa |u_*| h \eta (1-\eta)^{1/2} \quad (2)$$

が得られる。一方、水面領域は局所平衡状態ではなく、底面からの乱れエネルギーの輸送を考慮しなければならない。Townsend (1961) にしたがって、この輸送項を $\overline{k}w + \overline{p}w \approx -k^{3/2} \text{sgn}(dk/dz)$ のように表わし、散逸長さを一定とすると、

$$N_z = \kappa |u_*| h \exp(-\alpha \eta) \quad (4)$$

ここで、 α は Smith (1982) によれば 3.2 である。Smith (1982) は (2) 式と (4) 式を接続する近似関数として

$$N_z = 2\kappa |u_*| h \eta \exp(-\alpha \eta) \quad (5)$$

を与えている。しかし、(5) 式は底面付近で $\kappa |u_*| z$ に漸近しないし、水面領域での近似もあまり良くない。そこで、本報では (2) 式と (3) 式を接続する近似関数として

$$N_z = \kappa |u_*| h \eta \exp(-4.2 \eta^{2.3}) \quad (6)$$

の関数形を用いることにする。

図—8 は憩流時を除き 8 時から 15 時まで 1 時間ごとに求めた $N_z/(u_*h)$ の鉛直分布を示したものである。同時に示した曲線は $\kappa \eta \exp(-4.2 \eta^{2.3})$ である。底面における摩擦速度 u_* は (6) 式を観測値にあてはめて求めたが、これは河床にもっとも近い測点における観測値と同程度の値である。バラツキはあるものの、鉛直渦動粘性係数の鉛直分布が η を相似変数として、(6) 式で表わされるような自己相似形とみなされることがわかる。

鷲見 (1991) によれば、浅海域の鉛直渦動粘性係数鉛

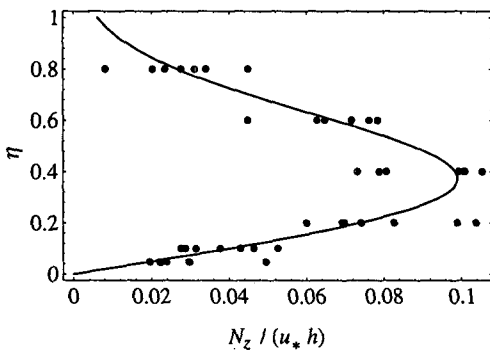


図-8 鉛直渦粘性係数の鉛直分布

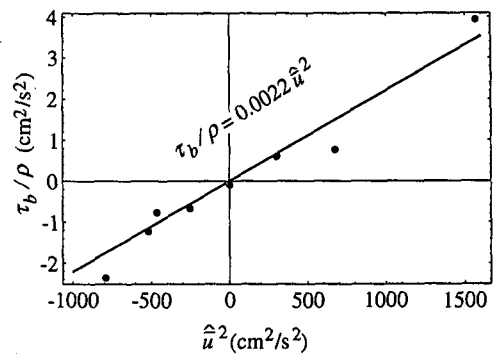


図-11 水深平均流速と底面せん断応力の関係

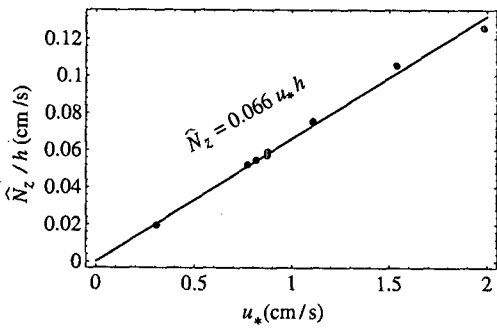


図-9 底面摩擦速度と水深および水深平均鉛直渦粘性係数の関係

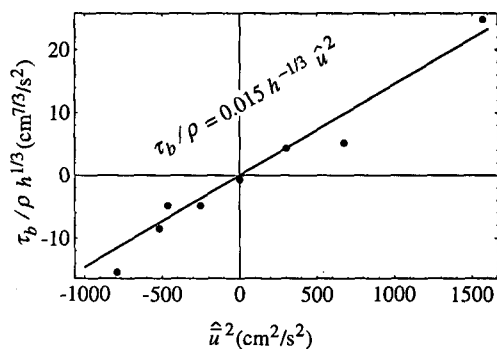


図-12 水深平均流速と底面せん断応力 (マンニング則)

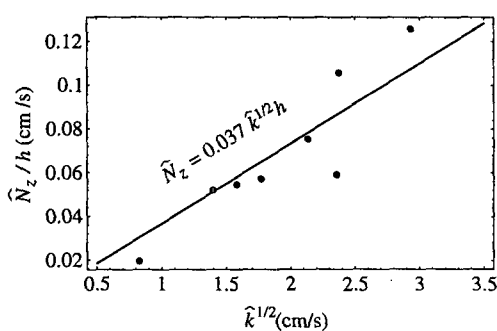


図-10 水深平均乱れエネルギーと水深および水深平均鉛直渦粘性係数の関係

0.066であり、この値はRastogiら(1978)がLauferのデータから求めた0.0765と大差ない。

もし、乱れエネルギーと散逸長さの分布が自己相似であれば、 $N_z \approx \hat{k}^{1/2} h$ である。 $\hat{k}^{1/2}$ と N_z/h の関係を示した図-10をみるとバラツキはあるが、 N_z と $\hat{k}^{1/2} h$ は比例関係にあることがわかる。図-6に示した結果とあわせて、乱れエネルギーの鉛直分布が自己相似であることが想像される。

(3) 底面摩擦抵抗

鉛直渦粘性係数に(6)式をあてはめて推定した底面摩擦速度から底面せん断応力 τ_b を求めた。図-11に示すように、底面せん断応力を

$$\tau_b = \rho C_f \hat{u} \hat{u} \dots\dots\dots (8)$$

で表した場合の底面摩擦係数 C_f は 2.2×10^{-3} となり、これはエスチャリーにおける一般的な値の範囲内である。ここで、 $\hat{u}$ は水深平均流速である。図-11をみるかぎり、底面せん断応力を(8)式のquadratic formで表わしてもよさそうである。もし、マンニング則が成立するとすれば、

$$C_f = \frac{n^2 g}{h^{1/3}} \dots\dots\dots (9)$$

であるから、摩擦係数 C_f は水深により変化し、一定では

直分布を

$$N_z = \kappa' |u_*| h \eta (1 - \eta) \dots\dots\dots (7)$$

であらわすと、 $\kappa' = 0.013 \sim 0.0349$ の大きさとなり、 κ' はカルマン定数より1オーダー小さな値をとることを示している。本観測値から最小2乗法を使って κ' を求めると、 $\kappa' = 0.47$ となり、カルマン定数と大差ない。

鉛直渦動粘性係数が自己相似形を保っていれば、鉛直渦動粘性係数の水深平均値 $\hat{N}_z$ は $u_* h$ に比例する。 u_* と $\hat{N}_z/h$ の関係を図-9に示す。最小2乗直線の勾配は

ない。しかし、水深 h には $1/3$ 乗がかかっているので水深変化による影響は少ない。本観測の場合、水深変化による C_f の変化は 10% 程度である。

図-12 にマニング則を適用した結果を示す。最小 2 乗直線の適合度はほとんど変わらない (相関係数は 0.2% 大きくなる)。最小 2 乗直線の勾配から求めたマニングの粗度係数 n は 0.018 である。潮汐往復流における摩擦抵抗則が (8) 式の quadratic form で良いかどうかは検討の余地があり、Lavelle ら (1983) は水深 20 m の半日周潮流の場合について数値実験を行ない、 $\tau_b = \rho C_f |\bar{u}|^{1/2} \bar{u}$ が最適であることを示している。

4. おわりに

平均水深と同程度の潮差がある浅水感潮域の鉛直乱流構造を明らかにするため、太田川放水路において 3 次元電磁流速計を用いて乱流量の鉛直分布を測定した。鉛直渦粘性係数の鉛直分布は、河床からの相対高さを相似変数とすれば、自己相似となり、底面摩擦速度と水深で規定されることがわかった。本観測で得られた水深平均鉛直渦粘性係数は $8\sim 35\text{ cm}^2/\text{s}$ まで変化し、 $0.066u_*h$ であらわされる。底面せん断応力は quadratic form であらわされ、摩擦係数は 2.2×10^{-3} であった。

本報で用いた 3 次元電磁流速計は時定数が 0.5 秒と大きく、小さなスケールの乱れは測定できなかった。最近、

フィールドでも流速 3 成分を高い周波数領域まで高精度で同時測定できる超音波ドップラー流速計が開発されており、今後はこの流速計を用いて観測を行う予定である。

参 考 文 献

- 鷺見栄一 (1991): 浅海域の海底境界層における乱流構造, 海岸工学論文, 集 38 巻, pp. 176-180.
- Bradshaw, P. (1967): Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation, *J. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 593-616.
- Heathershaw, A. D. (1979): The turbulent structure of the bottom boundary layer in a tidal current, *Geophysical J. R. astr. Soc.*, Vol. 58, pp. 395-430.
- Kawanisi, K. and S. Yokosi (1994): Mean and turbulence characteristics in a tidal river, *Estuarine Coast. Shelf Sci.*, Vol. 38, No. 5, pp. 447-469.
- Lavelle, J. W. and H. O. Mofjeld (1983): Effects of time-varying viscosity on oscillatory turbulent channel flow, *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, pp. 7607-7616.
- McPhee, M. G. (1994): On the turbulent mixing length in the oceanic boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 24, pp. 2014-2031.
- Rastogi, A. K. and W. Rodi (1978): Predictions of heat and mass transfer in open channels, *J. Hydraul. Engrg., ASCE*, Vol. 104, No. 3, pp. 397-420.
- Smith, T. J. (1982): On the representation of Reynolds stress in estuaries and shallow coastal seas, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 12, pp. 914-921.
- Townsend, A. A. (1961): Equilibrium layers and wall turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 11, pp. 97-120.