

感潮河川における非定常乱流構造
に関する基礎的研究

1987.12.

川 西 澄

目 次

第1章 序 論	1
1.1 河川感潮部について	1
1.2 感潮河川乱流に関する従来の研究	2
1.3 本論文の目的	4
1.4 本論文の構成	4
第2章 観測地点の流況および流速と塩分濃度の平均特性	7
2.1 概 説	7
2.2 現地観測	7
2.2.1 観測地点とその流況	7
2.2.2 観測方法とデータ処理	8
2.3 潮汐にともなう平均流速と塩分濃度の非定常挙動	10
2.3.1 平均流速と水深の経時変化	10
2.3.2 平均塩分濃度の経時変化	13
2.4 結 論	16
第3章 潮汐にともなう乱れ速度場と塩分濃度変動場の非定常特性	18
3.1 概 説	18
3.2 データの前処理	18
3.3 乱れの確率分布特性	20
3.3.1 乱れ速度の非定常確率分布特性	20
3.3.2 塩分濃度変動の非定常確率分布特性	24
3.3.3 瞬間レイノルズ応力、瞬間塩分濃度フラックスの 非定常確率分布特性	24
3.4 潮汐位相と乱れの強さ、乱れエネルギー、レイノルズ応力	37
3.5 潮汐にともなう乱れエネルギー収支と鉛直成層度の変化	42
3.6 潮汐にともなう乱れのスペクトル構造の変化	46

3.6.1	乱れ速度、レイノルズ応力の非定常波数スペクトル	46
3.6.2	塩分濃度変動、塩分濃度フラックスの非定常波数 スペクトル	49
3.7	潮汐と乱れの平均スケール、渦動粘性係数の変化	49
3.8	結 論	55
第4章 河川感潮部における組織乱流の構造とその非定常特性		60
4.1	概 説	60
4.2	小規模な組織乱流運動の統計的特性	60
4.2.1	小規模な組織乱流発生周期の非定常確率分布特性	60
4.2.2	小規模な組織乱流の平均発生周期	63
4.2.3	小規模な組織乱流の空間特性と潮汐によるその変化	65
4.3	大規模乱流の検出法	69
4.4	潮汐にともなう大規模乱流構造の変化	77
4.4.1	大規模乱流発生周期の非定常確率分布特性	77
4.4.2	大規模乱流の平均持続時間と平均発生周期	79
4.4.3	大規模乱流構造の空間特性と潮汐によるその変化	81
4.5	大規模乱流と小規模乱流による運動量とエネルギーの輸送	86
4.5.1	運動方程式とエネルギー方程式	86
4.5.2	レイノルズ応力と乱れエネルギー	90
4.6	結 論	93
第5章 潮汐にともなう河床砂泥の浮遊特性と組織乱流		99
5.1	概 説	99
5.2	観測方法	99
5.3	潮汐にともなう河床砂泥の非定常浮遊特性	101
5.3.1	浮遊砂泥濃度の経時変化	101
5.3.2	浮遊砂泥濃度変動、瞬間浮遊砂泥フラックスの 非定常確率分布	108
5.3.3	浮遊砂泥濃度の乱流フラックス	114
5.4	組織乱流と河床砂泥の浮遊	118

5.4.1	低速流体の噴出と河床砂泥の浮上	118
5.4.2	大規模乱流と浮遊砂泥濃度	118
5.5	結 論	120
第6章	結 論	126

記号の意味

U, W	主流方向, 鉛直方向の流速	I	検出関数
S	塩分濃度または歪度	T_{max}	同一の大規模乱流に属する ejectionの最大発生時間 間隔
D	水深	T_{DL}	大規模乱流の持続時間
z	河床からの高さ	T_{LEV}	大規模乱流の発生周期
U_a	各測点の局所平均流速の平均	P_{LEV}	大規模乱流発生周期の 確率密度
P	圧力	C	浮遊砂泥濃度
ρ	密度	c	浮遊砂泥濃度変動
T	経過時間		
u, v, w	主流方向, 横断方向, 鉛直方向の乱れ速度	付記	— は平均、 \cdot は標準偏差、 < > は条件付平均を、 添字 c, I は大規模乱流 成分, 小規模乱流成分を 表す
s	塩分濃度変動		
D	確率密度		
k	波数		
k^*	無次元波数 ($k^* = kz$)		
r	相関係数		
K	尖度		
q	流速変動の絶対値 $(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})^{1/2}$		
$\bar{\varepsilon}$	平均エネルギー散逸率		
Rf	フラックス・リチャードソン数		
F	エネルギー・スペクトル密度		
T_u, T_w	主流方向, 鉛直方向のEulerの integral time scale		
N_z	鉛直方向の渦動粘性係数		
H	ホールサイズ		
T_{DE}	ejectionの持続時間		
T_E	ejectionの発生周期		
P_E	ejection発生周期の確率密度		

第1章 序 論

1.1 河川感潮部について

河川が海と接する河川感潮部の流れは、潮汐や、河川水と海水の密度差などの影響を受け非定常で複雑であるが、その水理現象の理解は、洪水の疎通、河川水の利用(選択取水)、航路保持、水質汚濁等の多様な問題の解決につながり、工学上重要で人間生活と密接な係わりを持っている。このため最近、総合的な観点から、河口部の水理現象の把握が試みられている¹⁾。

河川感潮部の流れを決定する要因は、平均海面高、潮汐(振幅および周期)、河川流量、河川形状、海水および河川水の塩分濃度と水温、気象要素(風速、風向、気圧など)、人工的な取排水、地球自転の影響など多数あり、これらの要因のうちどれが重要であるかは個々の河口によって異なる。一般に、我国の太平洋岸の河川においては、潮汐と河川水の流入が基本的な要因として取り上げられることが多い。潮差が小さく、河川流入量が大きい場合、鉛直方向の塩分の混合はわずかで、淡水と塩水が上下に分かれた2層流となり、いわゆる塩水楔が形成される。逆に、潮差が大きく河川流入量が少ないと、鉛直方向に塩分濃度が一様となる代わりに、水平濃度勾配が大きくなり、これに起因する密度流が発生する。ただし、河川感潮部の流れは非定常であるから、潮汐の位相によって塩分の混合状態も変化する。

感潮河川乱流の特徴は、潮汐とともに時間的、空間的にその構造が大きく変化することである。乱流構造に影響する要因を挙げてみると、

- (1) 流向・平均流速が変化する往復流であること
- (2) 水深が変化すること(特に瀬戸内海沿岸では変化が大きい)
- (3) 海水と河川水の塩分濃度差によって生ずる密度流や成層化
- (4) 流れとともに河床形状が変化する移動床流れであること

などがあり、河川感潮部ではこれらの要因が乱流構造と複雑に作用し合っている。乱流運動は大きな輸送能力をその重要な特徴とし、流速分布や流水抵抗、そして塩分、河床堆積物などの輸送を支配している。したがって、河川感潮部

における乱流構造の非定常性を解明することは、はじめに述べたような多くの問題を解決するために不可欠である。

1.2 感潮河川乱流に関する従来の研究

自然河川における乱流研究は水面流況の情報に基づくものがほとんどで、乱流境界層で見出されているburstの有無や大規模乱流構造の実態はよくわかっていない。乱流境界層や開水路流の乱流構造を河川乱流にあてはめているのが現状である。このような状況であるから、河川感潮部における乱流測定例は極めて少なく、潮汐にともない時間的、空間的に大きく変化する河川感潮部の乱流構造に関して我々が持っている知識はあまりにも乏しい。潮流や河川感潮部の乱流に関して行なわれた研究のうち主なものを述べると、次のようである。

Bowdenら²⁾は潮流における剪断応力の鉛直分布が潮汐位相によって変化すること、剪断応力の経時変化は水面付近より、底面付近の方が進んでいることを示した。ただし、この結果は、非線型項を無視した運動方程式を用いて、平均流速の鉛直分布の測定からえられたものであり、直接乱流測定から求められたものではない。

Gordonら³⁾とHeathershaw⁴⁾は限られた潮汐位相についてはあるが、乱流特性量の潮汐にともなう変化を検討している。Gordonら³⁾は底面付近の乱れ強さが、潮汐の位相に強く依存し、平均流の加速期より減速期の方が大きいことを示した。Gordon⁵⁾はさらに、レイノルズ応力が平均流速より1時間程度遅れて最大になり、減速期は加速期よりレイノルズ応力、乱れエネルギーが大きく、このことが堆積物輸送に影響すると述べている。

Anwar⁶⁾は潮流の減速期に、乱流拡散係数が大きくなることを示した。また、Anwarら⁷⁾は、潮汐位相による乱流特性量の変化を明らかにするため、往復流の実験を行ない、流れの加速期より減速期の方が乱れが強いことを確認した。

田中ら⁸⁾は鮫川河口部において、電磁流速計による多点同時測定を行ない、下げ潮時に水面より生じた乱れが下層部に拡がっていくことを報告している。

しかしながら、これらの研究は潮汐位相の一部についての測定で、限られた

乱流情報しか含んでいないうえに、乱流構造に影響する要因として平均流速、圧力勾配の変化のみを取り上げており、水深の変化は考慮されていない。またさらに、定常乱流の解析手法をそのまま用いていることも問題である。河川感潮部では、潮汐にともない、平均流速や水深だけでなく、塩分分布、成層の程度も大きく変化するため非常に複雑で、中立状態の潮流に関する乱流の測定結果をそのまま河川感潮部にあてはめることはできない。平均流速の変化だけではなく、水深や成層度の変化、塩分分布によって生ずる圧力勾配の変化が乱流構造に与える影響についても明らかにする必要がある。

感潮部の流れや物質の輸送を予測するためには渦動粘性係数(レイノルズ応力)や渦動拡散係数の値を知らなければならないが、これらの測定例は少なく定常流の結果が準用されることが多い。Smith⁹⁾は乱流モデルを用いてエスチャーリーの流れのシミュレーションを試みている。こうした数値シミュレーションにおいてもモデルの適用性、モデルに含まれている多くのパラメーターの不偏性の検討とともに、感潮河川乱流の特性を十分理解した上でなければ、えられた結果の信頼性は低い。

1960年代に入ってから乱流中に存在する比較的組織立った構造(organized motion, coherent motion)の研究が本格的に始まり、現在までに非常に多くの研究が行われている¹⁰⁾。壁面乱流では、壁近くで観察される小規模な組織乱流(burst)と乱流境界層の外層に存在し、乱流域の突出部(バルジ)に対応する大規模な組織乱流が確認されている。自然河川にみられる大規模乱流構造としては、Matthes¹¹⁾が観測したkolk, boilや木下¹²⁾が洪水流の水面写真から見出した並列螺旋流(2次流)の存在が知られている。また、河川工学上の実際問題の解明を意図した乱流研究として、余越¹³⁾、石原・余越¹⁴⁾の先駆的研究がある。彼等は実河川における乱流計測をもとにして、河川乱流場の2重構造性を指摘するとともに、鉛直乱流場における大規模乱れの基本構造として、馬蹄形渦(horseshoe vortex)を考えた。Jackson¹⁵⁾は、自然河川において、burstが、kolk, boilといった大規模乱流運動と密接に関連しており、boilの発生周期がburstと同様、境界層厚と主流速に規制され、その確率分布が対数正規分布で表されること、boilの直径が水深程度であることを示した。

Heathershaw¹⁶⁾、Gordon¹⁷⁾、¹⁸⁾は潮流の底面境界層における運動量輸送が間欠的に起こり、これがburstと同様な過程によると述べている。

組織乱流はレイノルズ応力を発生させ、乱れエネルギーの生成機構であると同時に、乱流輸送において重要な役割を演じると考えられる。

1.3 本論文の目的

河川感潮部の流れは往復流、密度流、成層流などの特性を合わせ持っている。個々の流れにおける乱流構造は単独には研究されているが、感潮部における多様な問題を解決するためには、これらの特性が複合した現実の感潮河川乱流の構造をまずよく知らなければならない。本論文はこのような立場のもとに、潮汐にともない時々刻々変化する感潮河川乱流の実態を、現地観測から把握することを目的とする。観測の対象にえらんだ太田川放水路は潮差が大きく非定常性の強い感潮河川であり、瀬戸内海、太平洋岸の潮差の大きな感潮部に共通する特性も多いと考えられる。上述したように、河川感潮部の流れには多くの要因が関与するが、最も大きく乱流構造に影響する要因として、潮汐(水深、平均流速の変化)と塩分分布に注目した。基本的な乱流特性とともに、河川感潮部における物質の輸送や拡散に重要な寄与をされると考えられる組織乱流に着目し、潮汐によるその構造の変化を明らかにするとともに、組織乱流による乱流輸送率を評価した。また、乱流と密接な関係があり、工学上重要な河床砂泥の浮遊についても検討した。非定常な感潮河川乱流に定常乱流と同様な解析手法をそのまま用いるのは問題である。本論文では平均流速の変化を考慮した解析を行った。

1.4 本論文の構成

本論文は6章より成る。各章の概要は以下のようなものである。

第2章では、観測の対象とした太田川放水路の流況と観測地点、観測方法について述べ、基本的な水理量である水深、平均流速、平均塩分濃度の非定常挙動を明らかにした。

第3章では、潮汐2周期にわたって、潮汐にともなう種々の乱流特性量の変化について検討した。乱れ速度とともに塩分濃度変動についても検討し、塩分による成層化が乱流構造に与える影響について触れた。

第4章では、河川感潮部における組織乱流の非定常特性について述べた。ejection, sweepといった小規模な組織乱流と、水深程度のスケールを持つ大規

模な組織乱流の非定常特性を明らかにし、各組織乱流が運動量、エネルギー、塩分の輸送に果たす役割について検討した。

第5章では、潮汐にともなう河床砂泥の非定常な浮遊特性を、組織乱流との関連とともに検討した。

第6章では、各章でえられた知見をまとめ、結論とした。

参 考 文 献

- 1) 土木学会水理委員会：河口部の水理現象と関連する諸問題，土木学会論文集，第363号，II-4，pp.47-60，1985.
- 2) Bowden, K.F., Fairbairn, L.A. and Hughes, P.: The distribution of shearing stresses in a tidal current, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol. 2, pp. 288-305, 1959.
- 3) Gordon, C.M. and Dohne, C.F.: Some observations of turbulent flow in a tidal estuary, *J. Geophys. Res.*, Vol. 78, No. 12, pp. 1971-1978, 1973.
- 4) Heathershaw, A.D.: The turbulent structure of the bottom boundary layer in a tidal current, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol. 58, No. 28, pp. 395-430, 1979.
- 5) Gordon, C.M.: Sediment entrainment and suspension in a turbulent tidal flow, *Marine Geology*, Vol. 18, pp. M58-M64, 1975.
- 6) Anwar, H.O.: Turbulent dispersion and meandering of a surface plume, *Proc. Sixteenth Congress Int. H. R. S.*: Vol. 1, pp. 367-376, 1975.
- 7) Anwar, H.O. and Atkins, R.: Turbulence measurements in simulated tidal flow, *J. Hydro. Div. Proc. ASCE*, Vol. 106, No. HY8, pp. 1273-1289, 1980.
- 8) 田中 仁，首藤 伸夫：鮫川河口部の水理現象に関する現地観測，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 535-539, 1981.
- 9) Smith, T.J.: On the representation of Reynolds stress in estuaries and shallow coastal seas, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 12, pp. 914-921, 1982.
- 10) Cantwell, B.J.: Organized motion in turbulent flow, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 13, pp. 457-515, 1981.

- 11) Matthes, G.H.: Macroturbulence in natural stream flow, Trans., A.G.U., Vol. 28, No. 2, pp. 255-265, 1947.
- 12) 木下 良作: 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, No. 1, pp. 1-17, 1967.
- 13) 余越 正一郎: 河川の大規模乱れ, 京都大学防災研究所年報, 第10号B, pp. 199-206, 1967.
- 14) 石原 安雄, 余越 正一郎: 河川の乱流構造に関する一考察, 京都大学防災研究所年報, 第13号B, pp. 323-331, 1970.
- 15) Jackson, R.G.: Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J. Fluid Mech., Vol. 77, pp. 531-560, 1976.
- 16) Heatershaw, A.D.: "Bursting" phenomena in the sea, Nature, Vol. 248, pp. 394-395, 1974.
- 17) Gordon, C.M.: Intermittent momentum transport in a geophysical boundary layer, Nature, Vol. 248, pp. 392-394, 1974.
- 18) Gordon, C.M.: Period between bursts at high Reynolds number, Phys. Fluids, Vol. 18, pp. 141-143, 1975.

第2章 観測地点の流況および流速と塩分濃度の平均特性

2.1 概説

本章ではまず、観測地点と観測方法について述べ、次に河川感潮部の最も基本的な水理量であり、乱流構造とも密接な関係がある平均流速と水深および平均塩分濃度の、潮汐にともなう変化について述べる。観測はすべて、非定常性が最も強く現れる大潮時に行っている。観測の対象として選んだ太田川放水路は、その平面形状、断面形状とも比較的単純で、浮遊物も少なく、下流部では干潮時でも十分な水深があり、観測には適している。

2.2 現地観測

2.2.1 観測地点とその流況

太田川は現在、広島デルタの北部で、6つの河川に分れて広島湾に注いでいるが、太田川放水路はこのうち、最西部に位置する河川で、山手川と福島川を開削、埋立てて放水路としたものである。工事は昭和7年に着工され、第2次世界大戦による中断をはさんで、昭和42年に完成した。

放水路河口から、市内派川との分派口までの長さは約9km、河口部の河幅は425m、分派口の河幅は287mである。

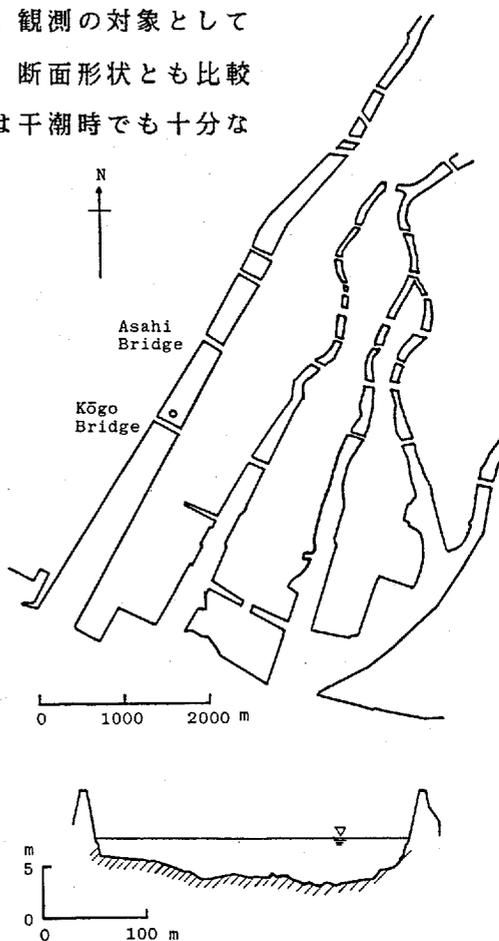


Fig.2-1 Sketch map of Hiroshima delta and cross section of the measuring point(o)

河口から上流約5km区間の河道はほぼ直線である。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、祇園水門の開度は10cm、大芝水門は全開にしてあり、太田川流量の大部分は維持流量として、市内派川へ流されている。祇園水門付近の水深は、大潮の満潮時2m程度である

が、干潮時は河床の大部分が露出する。したがって、放水路に流入する

河川水はわずかで、放水路内は潮汐流

が支配的である。また大潮時の潮差はかなり大きく、観測地点で4m近くある。

Fig.2-1に観測地点(○で示す)とその横断形状を、Fig.2-2に平均河床縦断面を示す。観測地点は河口から約2.5km上流の河川中央部に位置し、河幅は約300mである。河床は右岸側が低く、航路になっている。

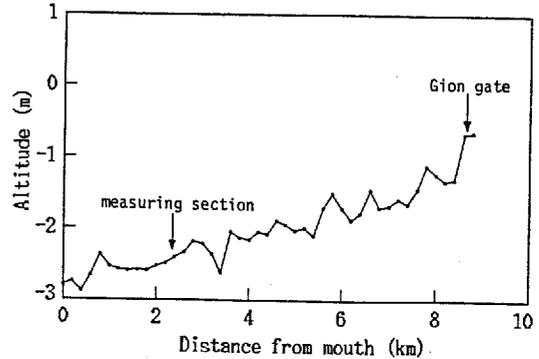


Fig.2-2 Longitudinal profile of the Ota diversion channel bed.

2.2.2 観測方法とデータ処理

測点は、河床から鉛直線上に0.4m間隔で、4点設けた。実河川で長時間安定して使用できる流速計としては現在、プロペラ流速計、超音波流速計、電磁流速計などがあるが、河川感潮部では転流時、平均流速がなくなるため、プロペラ流速計は使えない。そこで、流速測定には2成分電磁流速計3台と、超音波流速計1台(最上測点に設置)を使用し、塩分濃度Sは温度補償回路付きの導電率計¹⁾を使って測定した。Plate 2-1に示すように、各測器の受感部は外径25mmのアルミ管フレームに取り付け、重りで河床に固定した。2成分電磁流速計は、主流方向と鉛直方向の流速(U, W)を、超音波流速計は、主流方向の流速を測定するように取り付けた。なお、電磁流速計と導電率計の受感部は相互干渉を防ぐため、横方向に5cm程度離して設置し、流向は上げ潮、鉛直上向きを正とした。測器の鉛直方向配置をFig.2-3に、測器の特性をTable 2-1に示す。なお、電磁流速計は、受感部直径の3倍程度の流速感知範囲を持っている。

流速計の傾斜による運動量、塩分の鉛直フラックスの測定誤差を除くため、

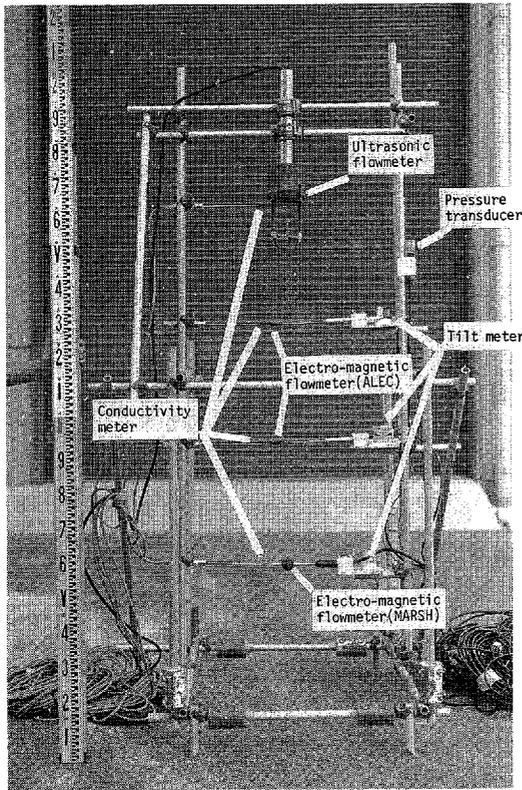


Plate 2-1 Turbulence sencer rig.

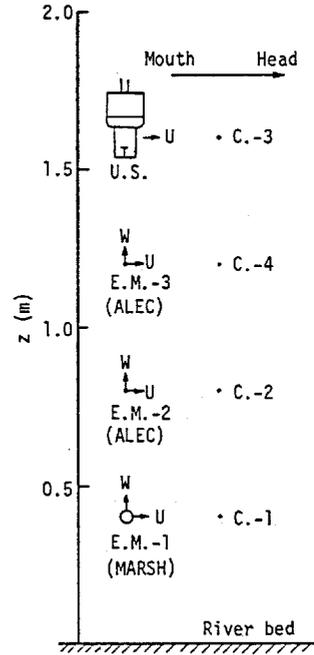


Fig.2-3 Vertical arrangement of sensors.

E.M.:Electromagnetic

U.S.:Ultrasonic

C.:Conductivity

電磁流速計のセンサーには容量式傾斜計を取り付け、その出力を流速とともにデータレコーダーに同時記録した。なお、水深 D はフレームに固定した圧力変換器を使って連続測定した。

各測器の電源には700W交流発電機を使用し、レギュレーターを介して100V交流電圧を供給した。発電機の振動により、FM記録のSN比が悪化するのを防ぐため、発電機は防振台の上に設置した。FMデータレコーダー(記録速度15/16 ips, SN比42dB)を使用し、潮汐2周期連続して磁気テープに記録したデータは、エイリアシング防止用のローパスフィルターを通した後、0.32秒間隔で同時AD変換し(データ長12bit)、大型計算機入力用磁気テープを作製した。

Table 2-1 Characteristics of measuring instruments

	Diameter of sensor (mm)	Time const. (s)	Accuracy
Electromagnetic (MARSH 511)	38.1	0.1	2.0cm/s
Electromagnetic (ALEC ACM-200P)	9.0	0.05	0.5cm/s
Ultrasonic	75.0	0.08	1.0cm/s
Conductivity	6.0	Less than 0.5	2% FS
Tilt	—	0.1	0.5°
Pressure	25.0	—	2% FS

2.3 潮汐にともなう平均流速と平均塩分濃度の非定常挙動

2.3.1 平均流速と水深の経時変化

河川流入量の少ない河川感潮部の流れは、基本的には、往復流および密度流としての特性に、水深変化の影響が加わったものと考えることができる。観測の対象とした太田川放水路では、大潮時、停潮時を除いて強混合状態にあり、鉛直方向の密度差は小さいから、主流方向の密度勾配が主に流れに影響する。

1985年11月11～12日 (Case-1)と1985年11月25～26日 (Case-2)に行った観測結果について述べる。Fig.2-4に、4測点における平均流速と水深の経時変化を、Fig.2-5に、平均流速の鉛直分布を示す。Fig.2-5中の英字は、Fig.2-4中の英字に対応しており、矢印は時間の経過方向を示している。また、Fig.2-5の縦軸は相対高さ z/D である。なお、一部の干潮では、最上部の測点は水上に露出したため除いてある。Fig.2-6はCase-2について、河床に近い3測点の局所平均流速 \bar{u} を平均した \bar{U}_a と、水深 D の関係を示したものである。

水深が大きく変化するため、平均流速の経時変化は正弦曲線よりかなり歪み、Fig.2-7の水深と平均流速の関係からもわかるように、水深の小さい干潮の前後で流速が大きくなっている。底層では、下げ潮より上げ潮の方が最大流

速は大きく、潮汐1周期平均の流速は陸向きで、重力循環流が生じている。

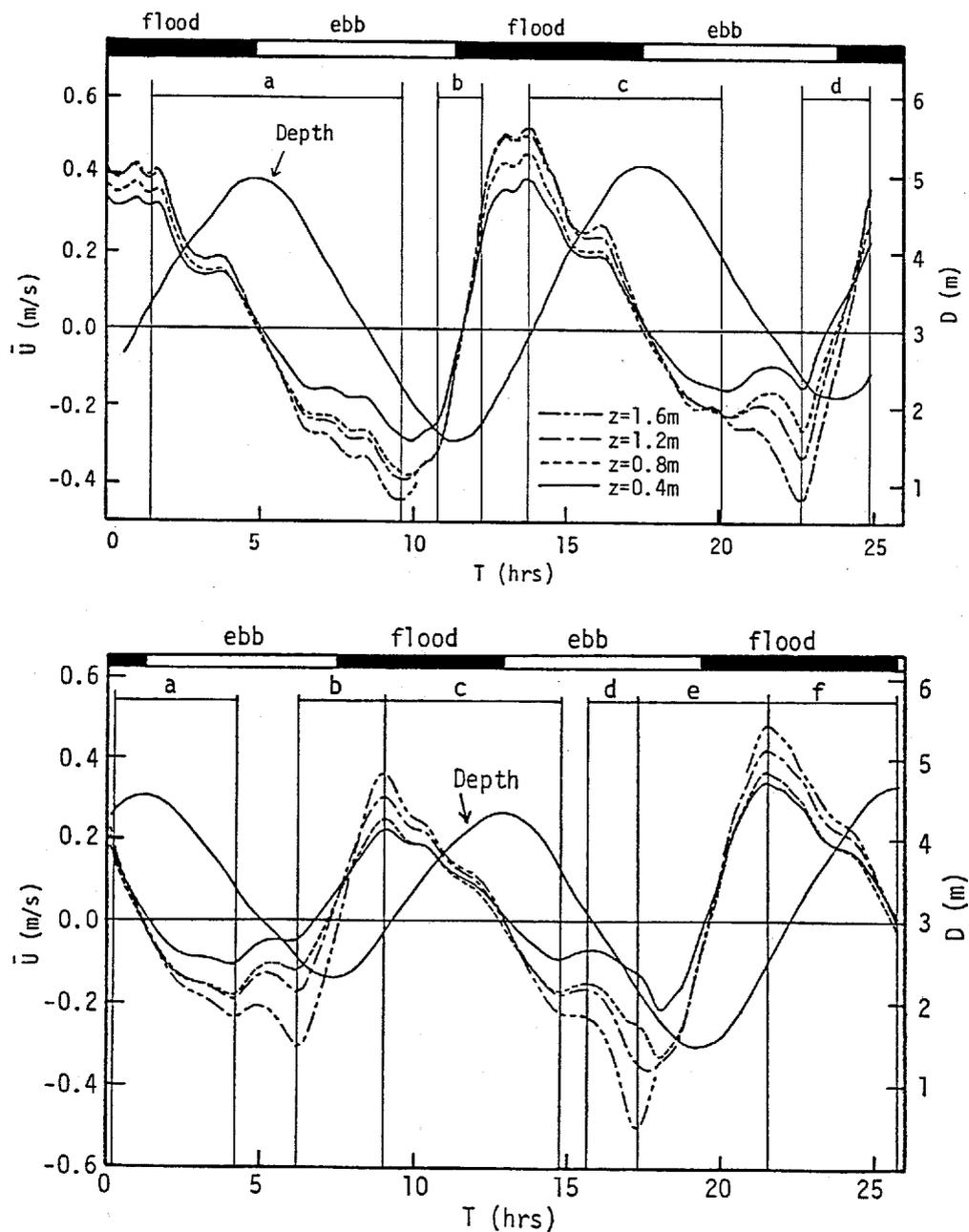


Fig.2-4 Temporal variations of mean longitudinal velocity and depth. Upper:Case-1 Lower:Case-2

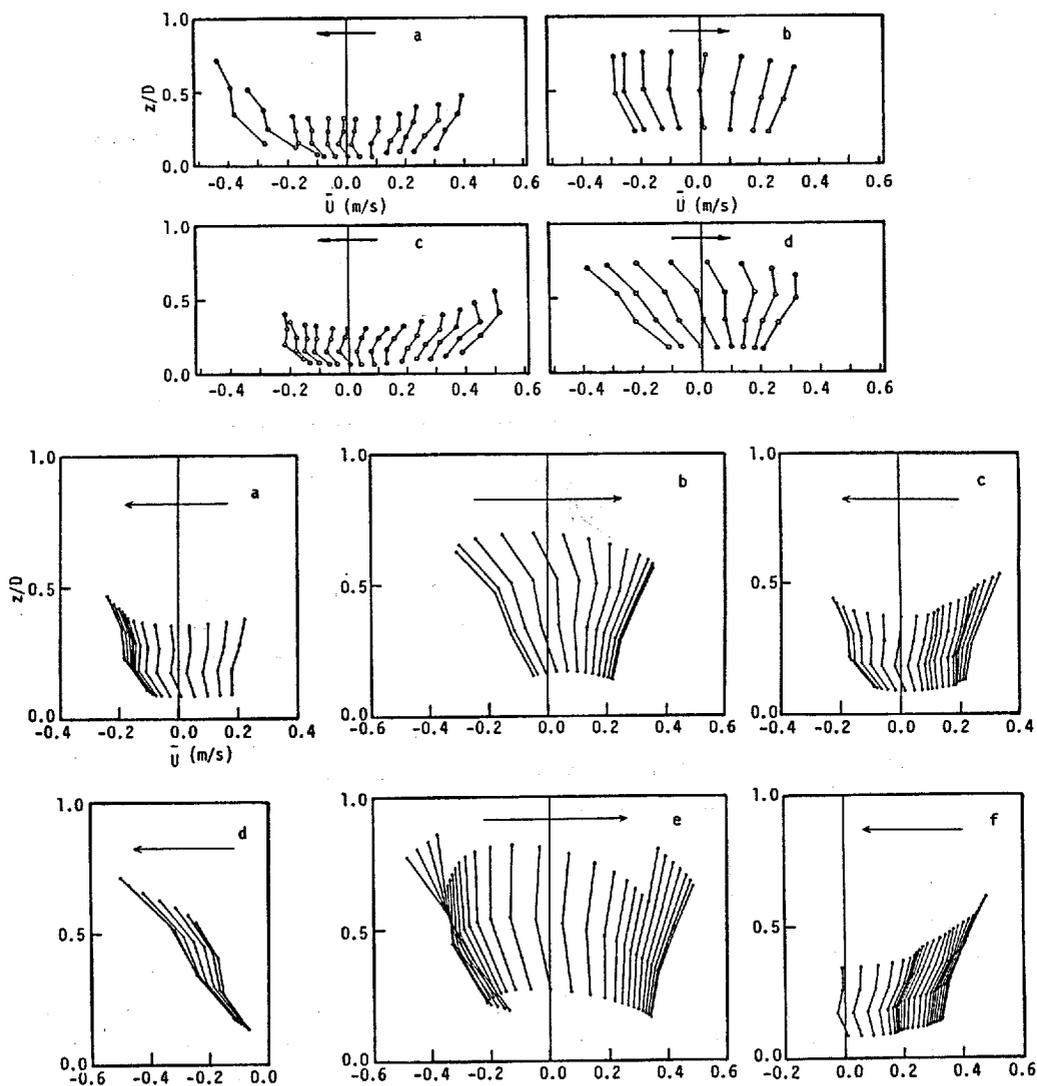


Fig.2-5 Temporal variations of velocity profile. Alphabets in the Fig.2-5 corresponds to that in Fig.2-4. Arrows indicate the direction of time. Upper:Case-1 Lower:Case-2

次に平均流速の鉛直分布をみってみると、上げ潮と下げ潮ではかなり様子が異なっている。下げ潮では上げ潮にくらべ、上層の流速が大きく、下層の流速は小さい。Nicholasら²⁾や上原ら³⁾も同様な結果をえている。このような流速分布を生じさせる原因としては、安定成層化と主流方向の密度勾配の存在が考え

られる。流れを発生させる主流方向の圧力勾配 $\partial P/\partial x$ は、

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho g \frac{\partial h}{\partial x} + g(h-z) \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (2-1)$$

である。ここで、 h は基準線からの水位、 z は基準線から測点までの高さである。右辺第2項の、密度勾配により流体に働く圧力勾配は、水深に比例して底層ほど大きい。

Fig.2-5をみると、下げ潮から上げ潮への転流時、底層が上層より先に流向が逆転している。往復流では転流時、慣性力のため、上層より底層の方が位相が進む⁴⁾。観測地点では密度勾配のため、下げ潮から上げ潮への転流時、この位相差が助長され、上げ潮から下げ潮への転流時には、逆に位相差が抑えられている。

主流方向の密度勾配は、潮汐により時々刻々変化し、これが流速に影響する。これについては次の2.3.2で述べる。

2.3.2 平均塩分濃度の経時変化

Case-1、Case-2の観測に先だち、1984年9月11～12日に行った塩分濃度の測定結果について述べる。1984年9月11～12日の観測では、水深全体にわたる塩分分布を知る目的で、河床から1mおきに5つの測点を設けた。結果をFig.2-7に示す。縦軸は水面を1.0とした河床からの無次元高さで、横軸は経過時間である。干潮の前後で等濃度線が密になっており、濃度変化が急であることがわかる。上げ潮の濃度増加時、等濃度線はほぼ鉛直で、濃度が鉛直方向にほとんど一様なのに対し、下げ潮時には、水面付近から濃度が低下している。

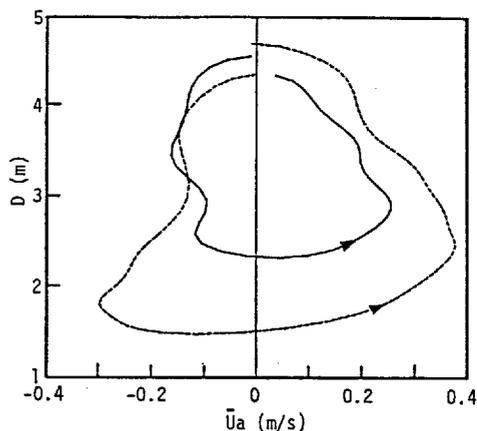


Fig.2-6 Loops of vertical averaged mean velocity vs. depth.

Solid line:1st tidal cycle.
Dashed line:2nd tidal cycle.

(Case-2)

Fig.2-8に、Case-1、Case-2の4測点における平均塩分濃度の経時変化を示す。Case-2はCase-1より潮差が小さいにもかかわらず、塩分濃度の変化は大きい。両ケースとも、濃度の経時変化は正弦的ではなく、満潮付近では変化が小さく、干潮の前後で急激に変化している。

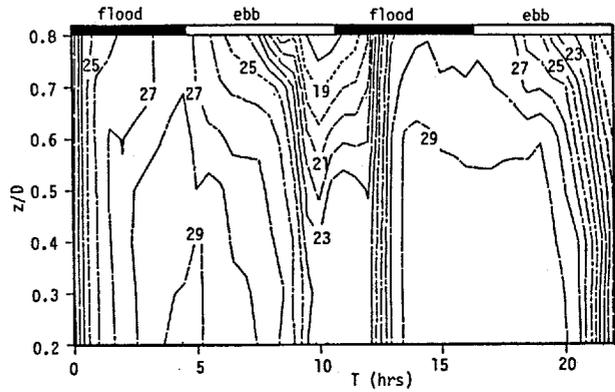


Fig.2-7 Contour map of salinity variation. (%) (1984.9.11~12)

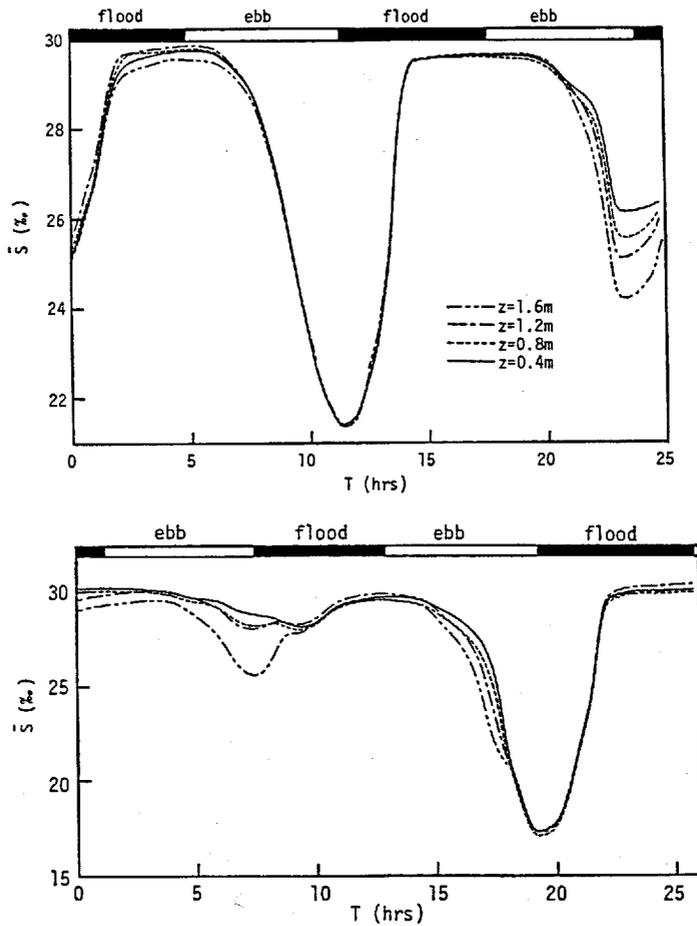


Fig.2-8 Temporal variations mean salinity.

Upper:Case-1 Lower:Case-2

塩分濃度がこのような変化を示す理由は、以下のように説明できる。Prichard⁵⁾によって、Delaware estuaryで測定された塩分濃度の主流方向分布をFig.2-9に示す。分布は河口に近い側から順に、outer regime, central regime, inner regime の3つの領域に分けられている。濃度勾配はouter regimeが最も小さく、central regimeが最も大きい。太田川放水路においてもこれと同様な分布になっていると考えると、潮汐によって、上流、下流にこの分布が移動するため、Fig.2-7, Fig.2-8のような経時変化を示すことになる。つまり、Fig.2-10に示すように、測点(○で示す)がouter regimeにある間は、ほとんど塩分濃度は変化しないが、central regimeに入ると塩分濃度の変化は急になる。

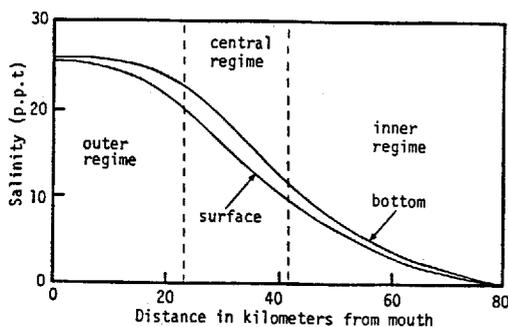


Fig.2-9 Longitudinal salinity distribution in the Delaware estuary⁵⁾.

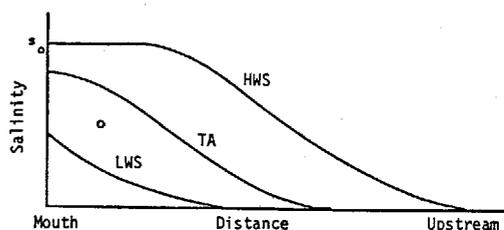


Fig.2-10 Typical salinity distributions at high water slack (HWS), low water slack (LWS) and time average salinity over one tidal cycle (TA).

Fig.2-7, Fig.2-8からouter regimeとcentral regimeの境界は、下げ潮より上げ潮の方が明瞭で、濃度勾配の変化が急であることがわかる。

日潮不等のため、1回目と2回目の干潮時における塩分濃度は大きく異なる。濃度低下が小さい時の方が鉛直方向の濃度差が大きく、成層度が強くなっている。

上げ潮時、鉛直方向にほとんど濃度差がない状態で河口から海水が平均流で運ばれるため、平均流速の大きな上層の方が、下層より塩分濃度が大きくなる

可能性がある。Fig.2-8をみると、上げ時、わずかながら鉛直方向の濃度勾配が逆転しているのが認められる。

outer regimeとcentral regimeでは主流方向の密度勾配が大きく異なるため、この2つの領域を測点が通過する時、平均流速も変化する。Fig.2-4のCase-1、Case-2とも下げ潮の流速が一時的に小さくなっているが、この時刻は塩分濃度が急激に減少し始める時刻に一致している。したがって、この流速低下は、測点がouter regimeからcentral regimeに入り、密度勾配が大きくなったためと考えられる。下層ほど密度勾配による影響が大きく、流速の減少が大きい。

2.4 結 論

観測の対象とした太田川放水路は、流入する河川水が少ないことと、潮差が大きいことをその流況の特徴とする。したがって、放水路内の流れは潮汐流が支配的である。

平均流速と平均塩分濃度は、潮汐により以下のような非定常挙動を示す。

- (1) 水深が大きく変化するため、平均流速の経時変化は正弦曲線より歪んでいる。下げ潮の最大流速は干潮のすこし前に、上げ潮の最大流速は干潮のすこし後に起こる。
- (2) 平均流速の鉛直分布は密度勾配のため、上げ潮と下げ潮では異なる。すなわち、下げ潮では上げ潮にくらべ、上層の流速が大きく下層の流速は小さい直線的な分布となる。
- (3) 主流方向の密度勾配により、底層では下げ潮より上げ潮の方が最大流速は大きく、潮汐1周期平均の流速は陸向きで、重力循環流が発生している。
- (4) 平均塩分濃度の経時変化は正弦的ではなく、満潮付近では変化が小さく、干潮の前後で変化が急である。
- (5) 上げ潮の塩分濃度増加時、等濃度線はほぼ鉛直で、鉛直方向の濃度差はほとんどない。これに対し、下げ潮時には、塩分濃度は水面付近から減少する。

参 考 文 献

- 1) 鹿野快男, 梶 政雄: 円筒状四電極を用いた導電率計, 電気学会論文誌, Vol.98, No.7, pp.213-220, 1978.
- 2) Nicholas, V.M.O and Rodger, J.G.: Vertical mixing in stratified tidal flows, J. Hydro. Div. Proc. ASCE, Vol.104, No. HY3, pp.337-351, 1978.
- 3) 上原 忠保, 岩崎 敏夫: 小河川感潮部区域における侵入塩分の挙動に関する研究, 第27回水理講演会論文集, pp.505-516, 1983.
- 4) 林 泰造, 大橋正和: 往復流境界層の乱流構造, ながれ, Vol.1, No.2, pp.197-207, 1982.
- 5) Hansen, D.V. and Rattray, M.Jr.: Gravitational Circulation in Straits and Estuaries, J. Mar. Res., Vol.23, pp.104-122, 1965.

第3章 潮汐にともなう乱れ速度場と 塩分濃度変動場の非定常特性

3.1 概説

河川感潮部では、潮汐にともない水深、平均流速および塩分分布が大きく変動しているため、その乱流構造は時間とともに大きく変化していると考えられる。河川感潮部における物質の輸送や混合拡散などを考えるには、この非定常な乱流構造に関する知識が必要である。潮位変化が正弦的であっても、平均流速の経時変化は正弦曲線から大きく歪んでいるので、定常河川流に関する知識から感潮河川の乱流構造を簡単に類推することはできない。

潮流や河川感潮部における乱流測定例としては、Bowdenらによる一連の研究^{1)~3)}やGordonら⁴⁾、Heathershow⁵⁾によるものなどがあるが、いずれも潮汐の限られた位相における測定であり、現在のところ河川感潮部の非定常乱流構造はほとんどわかっていない。

本章では、河川感潮部における乱流構造の非定常性の実態を把握する第一歩として、潮汐2周期連続した流速と塩分濃度の測定から、乱れ速度場(u, w)と塩分濃度変動場の潮汐にともなう変化を明らかにする。

3.2 データの前処理

データの前処理として、流速計の傾斜補正と、時系列データから移流距離系列データへの変換を行った。

流速計の向きが水平、鉛直方向に対して傾いていると、鉛直方向の乱流フラックスの測定値に大きな誤差が生じる^{6)~8)}。Wieringa⁸⁾はプロペラ流速計と3方向ベーンを組み合わせた装置で湖面上の鉛直乱流フラックスを測定し、傾斜角 1° 当り、運動量フラックスで $9 \pm 4\%$ 、顕熱で $4 \pm 2\%$ の誤差が生じることを示している。鉛直方向の乱れ速度の低周波数成分をハイパスフィルターで除去することにより、この誤差を減少させる方法⁷⁾もあるが、本研究では、より正

確に乱流フラックスを測定するため、流速計センサーに取り付けた傾斜計の出力を使って、同時AD変換後の流速データに角度補正を施した。

河川感潮部では平均流速が大きく変化するため、乱れの寸法が同一でも、その通過時間は変化する。したがって、たとえ乱流構造自体に変化がなくても周波数スペクトルは変化するし、乱れの各種統計量を求める際の平均時間長も平均流速の大きさに応じて変化させなければならない。(平均流速が小さいほど乱れの通過時間は長くなるから、乱れの統計量はそれだけ長く平均して求める必要がある。)

乱れの移流速度が局所平均流速に等しいとおくTaylorの仮説を剪断流に適用するには問題もあるが⁹⁾、次の条件を満足する場合には剪断流に対してもTaylorの仮説は有効であると言われている¹⁰⁾。

$$\frac{u'}{\bar{U}} \ll 1 \quad \text{かつ} \quad \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} < k\bar{U} \quad (3-1)$$

ここで、 u' は乱れの強さ、 k は波数である。局所平均流速 \bar{U} が大きいとき、(3-1)式の第一の条件は成立するが、第二の条件は、河床付近の低波数成分に対しては満足されない可能性がある。しかしながら、低波数成分に対しても、その移流速度と局所平均流速が大きく異なることはないと考え、移流速度を4測点の局所平均流速の平均 \bar{U}_a に等しいと仮定し、読取り時間間隔 $\Delta t=0.32$ 秒の時系列データを、移流距離間隔 $\Delta x = |\bar{U}_a| \Delta t$ の移流距離系列データに変換して解析した¹¹⁾。ただし、 $|\bar{U}_a| < 0.1 \text{m/s}$ では変換していない。

次に、河川感潮部は平均流速が変化する非定常乱流場であるから、平均と乱れ成分の分離が問題となる。往復流の実験では、アンサンブル平均により平均成分を求められるが、野外観測では、対象とする現象に完全な再現性がないから、この方法は使えない。本研究では、鉛直方向の乱流輸送に主として寄与する乱れを解析の対象とし、移流距離長 $L_c=131\text{m}$ (時間長328秒~1311秒)のデータ(データ数4096)からトレンドを除去したものを、流速と塩分濃度の乱れ成分(u, w, s)と見做した。なおトレンドの除去には3次多項式を使用し、 L_c の決定にあたっては、Soulsby¹²⁾がまとめている大気乱流と海洋乱流におけるスペクトルの測定結果を参考にした。

3.3 乱れの確率分布特性

3.3.1 乱れ速度の非定常確率分布特性

乱れ速度の確率分布は多くの研究者によって、種々の流れで検討されており、ほぼ正規分布に近く、主流方向の乱れ速度の確率分布は正側に、鉛直方向のそれは負側に歪んでいることが示されている。

Fig.3-1にCase-2における主流方向と鉛直方向の乱れ速度(u, w)に関する非定常確率分布を示す。ただし、 u と w はそれぞれ乱れの強さ u', w' で無次元化してある。Fig.3-1の左側が主流方向、右側が鉛直方向の乱れ速度の確率分布で、上から $z=1.2\text{m}, 0.8\text{m}, 0.4\text{m}$ の測点におけるものである。なお、確率分布は一定の移流距離ごとに求めているので、乱れ速度の座標軸に平行な線は平均流速の大きなところで密、小さなところで疎になっている。

Fig.3-2は $z=0.8\text{m}$ の測点について、いくつかの時刻を選んで、 u/u' と w/w' の確率分布を示したものである。左側の二列が u/u' 、右側の二列が w/w' の確率分布であり、Fig.3-2中の曲線は正規分布を表している。

Fig.3-1, Fig.3-2をみると、 $u/u', w/w'$ の確率分布とも正規分布に近いものの、時間とともに正、負側に歪み、尖り具合も変化している。歪みは w/w' の確率分布より u/u' の確率分布の方がやや大きい。

Fig.3-3に、3測点における u の歪度 S_u と尖度 K_u 、Fig.3-4に w の歪度 S_w と尖度 K_w の経時変化を示す。上げ潮と下げ潮では主流の向きが逆になるから、 S_u の符号は上げ潮で正、下げ潮で負になると考えられる。Fig.3-3をみると、 S_u の経時変化はかなり複雑で、測点によっても差があるが、上げ潮と下げ潮で符号が逆になる傾向がみられる。 $|S_u|$ の最大値は、開水路流で言われている値¹³⁾にほぼ等しく、河床から離れるにしたがって大きくなる傾向も開水路流と同じである。

主流方向乱れ速度の尖度 K_u は、大部分の時刻で3より大きく、正規分布より尖っている。これに対して、Fig.3-4に示す $z=0.8\text{m}, z=1.2\text{m}$ の測点における w の尖度 K_w は、下げ潮時、3より小さくなっており、開水路流で言われている $K_u < K_w$ の関係¹³⁾は成立していない。3.5のFig.3-30に示すフラックス・リチャードソン数が大きいとき、 K_w は小さくなっている。

鉛直方向乱れ速度の歪度 S_w は主流の向きに関係せず、正の値を示すように

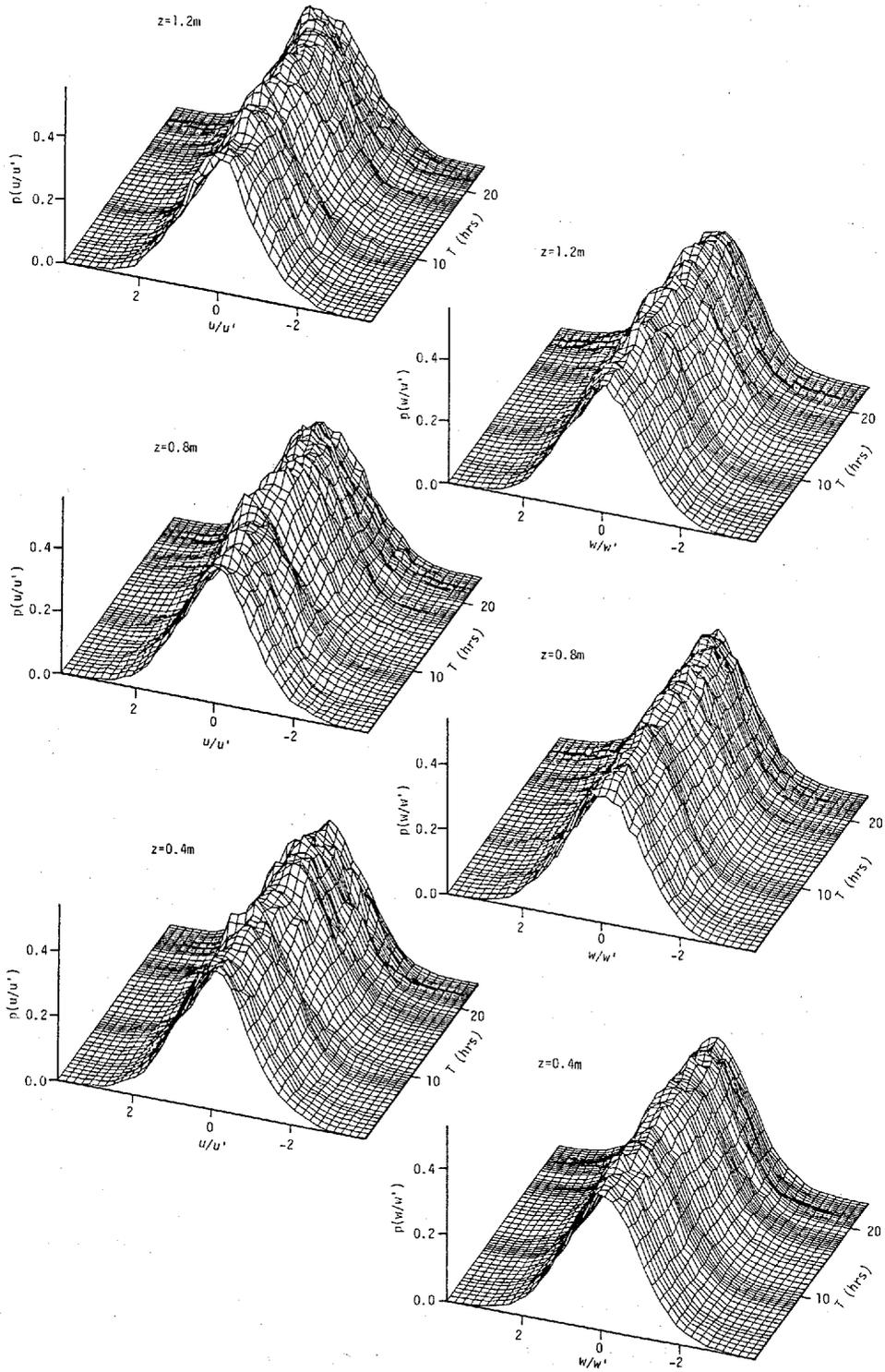


Fig.3-1 Nonstationary probability distributions of turbulent velocity. Left: u/u' Right: w/w' (Case-2)

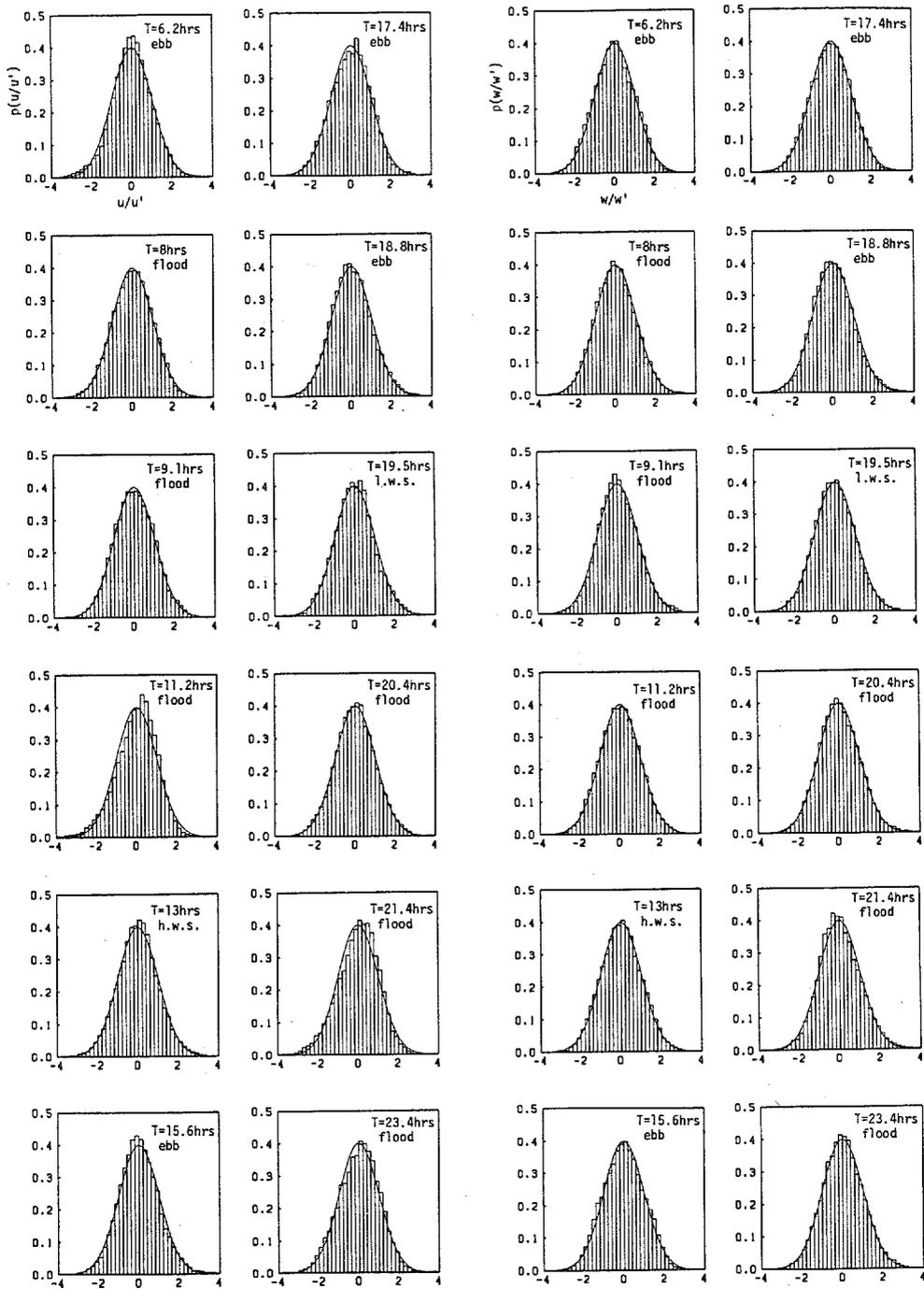


Fig.3-2 Probability distributions of turbulent velocity
at height of 0.8m above the river bed.

Gaussian distributions were shown for comparison.

Left: u/u' Right: w/w' (Case-2)

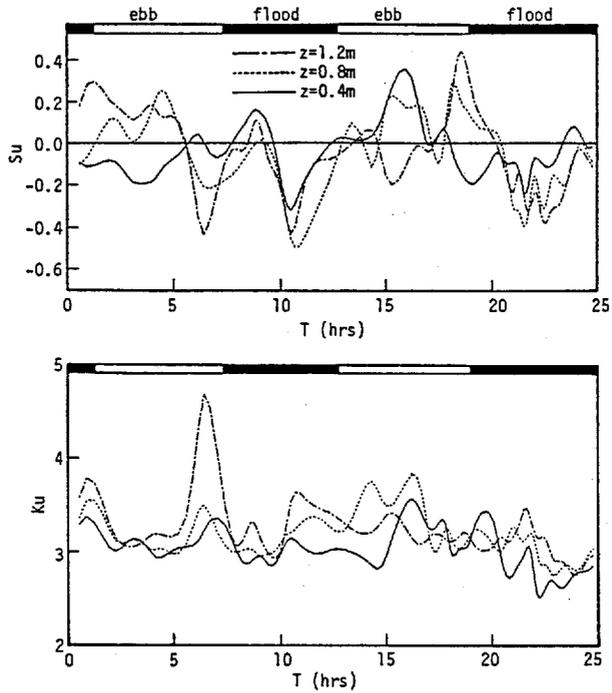


Fig.3-3 Temporal variations of S_u (upper) and K_u (lower). (Case-2)

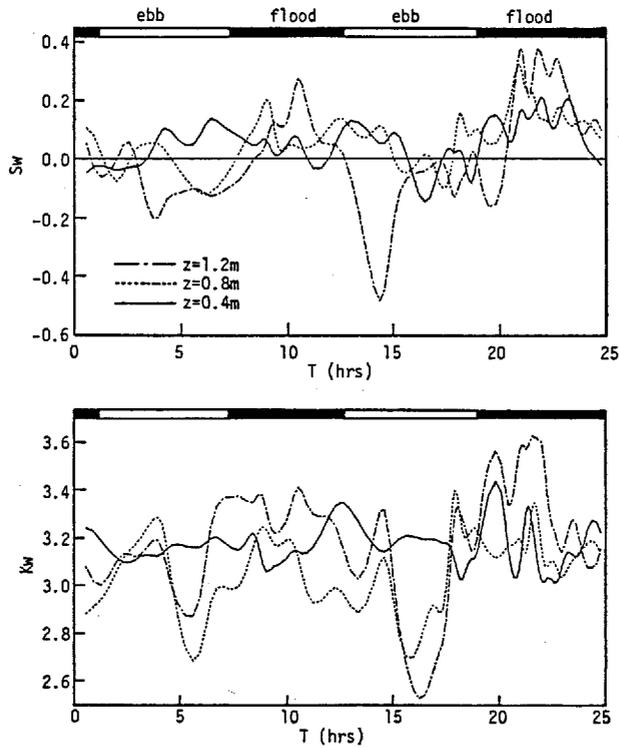


Fig.3-4 Temporal variations of S_w (upper) and K_w (lower). (Case-2)

思われるが、Fig.3-4をみると、下げ潮ではしばしば負の値をとり、上方の測点ほどこの傾向が強い。

3.3.2 塩分濃度変動の非定常確率分布特性

3.3.1と同じく、Case-2の3測点における塩分濃度変動 s の非定常確率分布を Fig.3-5に示す。上から順に、 $z=1.2\text{m}$, 0.8m , 0.4m の高さにおけるものである。このうち、濃度変動がもっとも大きい $z=1.2\text{m}$ の確率分布を、Fig.3-2と同じ時刻についてFig.3-6に示す。ただし、Fig.3-5, Fig.3-6とも、 s は濃度変動の標準偏差 s' で無次元化してある。

3.3.1の乱れ速度の確率分布にくらべ、塩分濃度変動の確率分布は、正規分布からのずれが大きく、時間とともにかなり変化している。2.3.2で述べたように、日潮不等のため、潮汐1周期目と2周期目の平均塩分濃度の経時変化は異なっており、塩分濃度変動の確率分布も1周期目と2周期目では、大きな違いがある。

Fig.3-7に示す確率分布の歪度 S_s の経時変化からもわかるように、2周期目にくらべ潮差が小さく濃度低下の小さな1周期目では、確率分布は正側に大きく歪み、間欠的に低濃度の流体が測点を通過することを示している。これに対し、2周期目の下げ潮後半では、逆に負の側に歪み、 S_s は正の値をとっている。このように、塩分濃度変動の歪度 S_s は半日周期よりむしろ、日潮不等に対応した日周期の大きな経時変化を示している。

Fig.3-7の下段に示した尖度 K_s は、 S_s が負のピークを示す時間で大きくなっており、塩分濃度変動 s の確率分布は正の側に歪むと同時に、尖ることがわかる。

3.3.3 瞬間レイノルズ応力、瞬間塩分濃度フラックスの非定常確率分布特性

瞬間レイノルズ応力の確率分布は Lu and Willmarth¹⁴⁾やAntonia and Atkinson¹⁵⁾そしてBrokeyら¹⁶⁾などによって検討されている。

主流方向と鉛直方向の乱れ速度の結合確率密度関数が、2次元正規分布

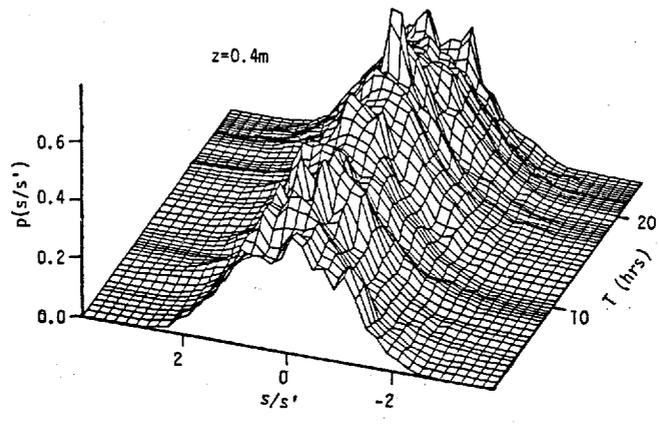
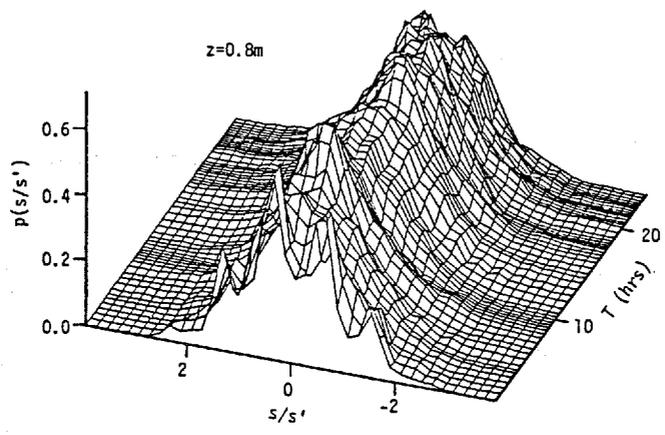
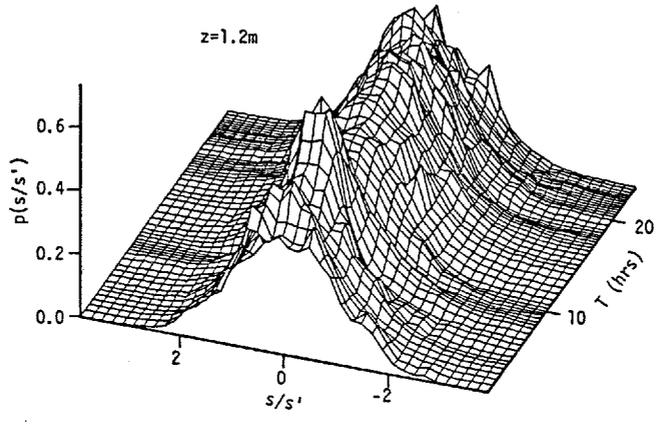


Fig.3-5 Nonstationary probability distributions of salinity fluctuations. (Case-2)

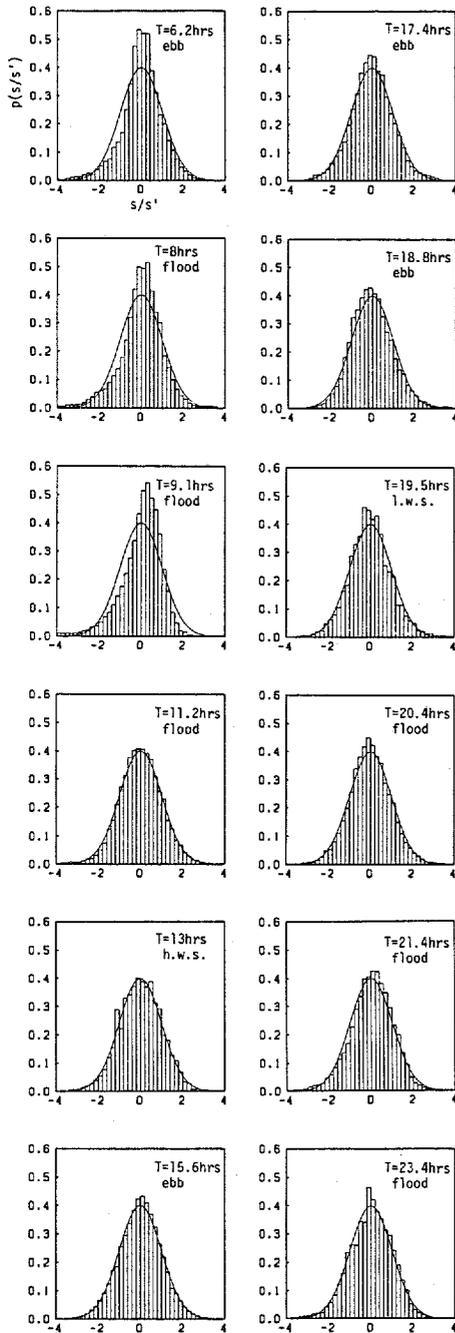


Fig.3-6 Probability distributions of salinity fluctuations at height of 1.2m above the river bed. Gaussian distributions were shown for comparison. (Case-2)

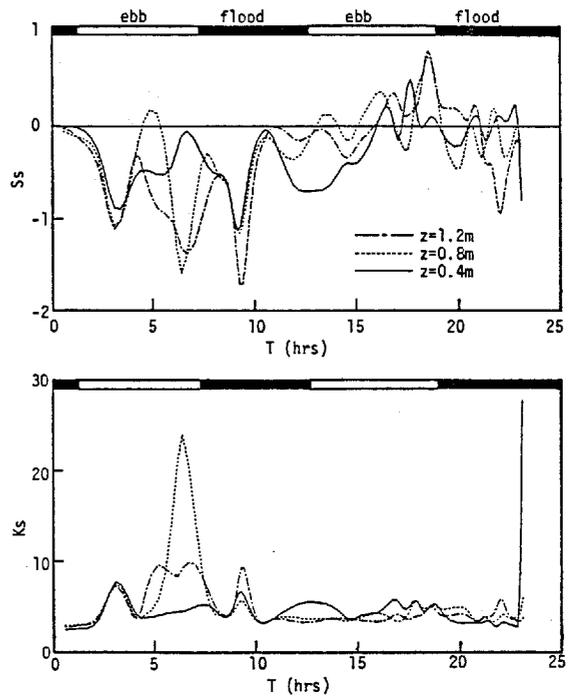


Fig.3-7 Temporal variations of S_s (upper) and K_s (lower). (Case-2)

$$p\left(\frac{u}{u'}, \frac{w}{w'}\right) = \frac{1}{2\pi(1-r^2)^{1/2}} \exp\left[\frac{-1}{2(1-r^2)}\left\{\left(\frac{u}{u'}\right)^2 - 2r\frac{uw}{u'w'} + \left(\frac{w}{w'}\right)^2\right\}\right] \quad (3-2)$$

に従うと仮定すると、 $u'w'$ で無次元化した uw の確率分布は次式で表される¹⁴⁾。

$$p\left(\frac{uw}{u'w'}\right) = \frac{1}{\pi(1-r^2)^{1/2}} \exp\left\{\frac{r uw}{u'w'}\right\} K_0\left|\frac{uw}{u'w'}\right| \quad (3-3)$$

ここで、 r は u と w の相関係数 $r = \overline{uw}/u'w'$ 、 K_0 は0次の第2種変形Bessel関数である。(3-3)式から、 uw の歪度と尖度は次のように、 r で表すことができる⁵⁾。

$$S_{uw} = \frac{2r(r^2+3)}{(r^2+1)^{3/2}} \quad (3-4)$$

$$K_{uw} = \frac{9r^4+42r^2+9}{(r^2+1)^2} \quad (3-5)$$

$-1 \leq r \leq 1$ であるから、 S_{uw} は-2.83から2.83、 K_{uw} は9から15の値をとる。

Fig.3-8にCase-2の3測点における $uw/u'w'$ の非定常確率分布を、Fig.3-9とFig.3-10に高さ $z=0.8\text{m}$ の測点に関する、 $uw/u'w'$ の確率分布と、 $u/u', w/w'$ の結合確率分布を示す。選んだ時刻は、Fig.3-2, Fig.3-6と同じである。Fig.3-9には、(3-3)式で表される確率分布曲線を示してあるが、 $uw/u'w'$ の確率分布と(3-3)式の分布はよく一致しているのがわかる。

$uw/u'w'$ の確率分布は0付近に集中し、幅広い裾野の広がりをもっており、瞬間レイノルズ応力が間欠的に発生していることがわかる。また $uw/u'w'$ の分布は、主流の向きに応じて、上げ潮では正の側に、下げ潮では負の側に歪んでいる。Fig.3-11の上段に示す uw の歪度 S_{uw} の経時変化は、3測点とも同様に、 u や w の歪度にくらべ整然と潮汐に応じた変化を示している。 uw の分

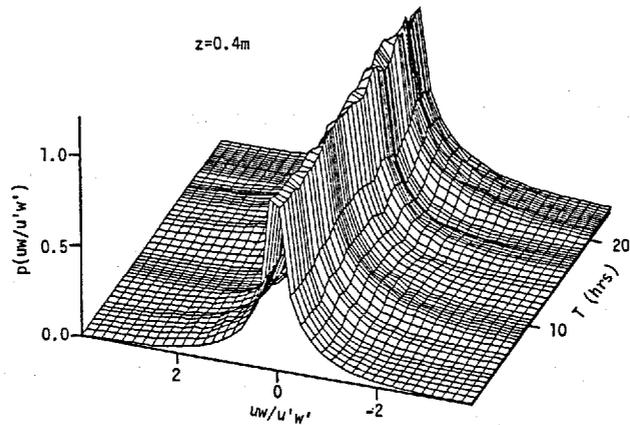
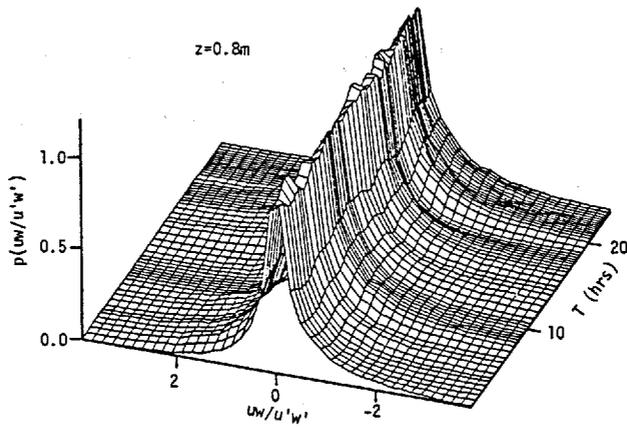
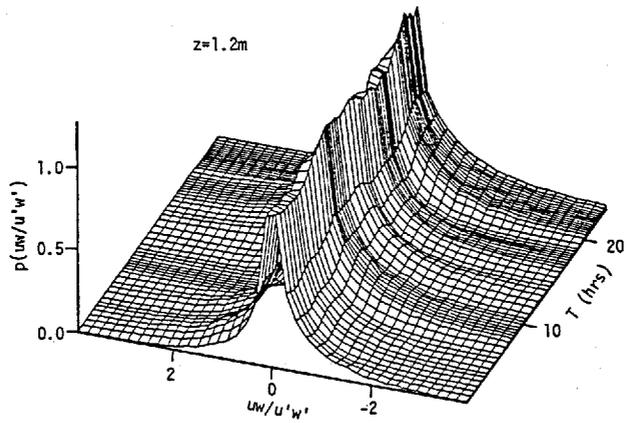


Fig.3-8 Nonstationary probability distributions of Reynolds shear stress fluctuations $uw/u'w'$. (Case-2)

布の歪みは下げ潮より上げ潮の方が強く、 S_{uw} は大きな負の値を示している。開水路流¹³⁾同様、河床から離れるほど歪みは大きくなる傾向を示し、(3-4)式からえられる値-2.83より小さな値をとっている。

uw の尖度 K_{uw} は、多くの時間で(3-5)式からえられる値の範囲9~15にあるが、しばしば15より大きな値をとり、 uw は強い間欠性を示している。

Fig.3-10の u/u' と w/w' の結合確率分布をみると、ほぼ、(3-2)式の2次元正規分布で近似できるようであるが、最も平均流速が大きい $T=21.4$ hrsでは、分布は歪み、 $u<0$ で $w>0$ のejection運動が卓越して起こっている。

次に、主流方向と鉛直方向の瞬間塩分濃度フラックス su と sw の確率分布特性について述べる。Fig.3-12はCase-2の3測点に関する $su/s'u'$ と $sw/s'w'$ の非定常確率分布である。図の左側が $su/s'u'$ 、右側が $sw/s'w'$ の確率分布である。

Fig.3-8に示した $uw/u'w'$ の確率分布と同様、 $su/s'u'$ 、 $sw/s'w'$ とも0付近に集中しており、瞬間塩分濃度フラックスも瞬間レイノルズ応力と同様、強い間欠性を示している。

Fig.3-13に、 $z=1.2$ mにおける $su/s'u'$ と $sw/s'w'$ の確率分布を示す。

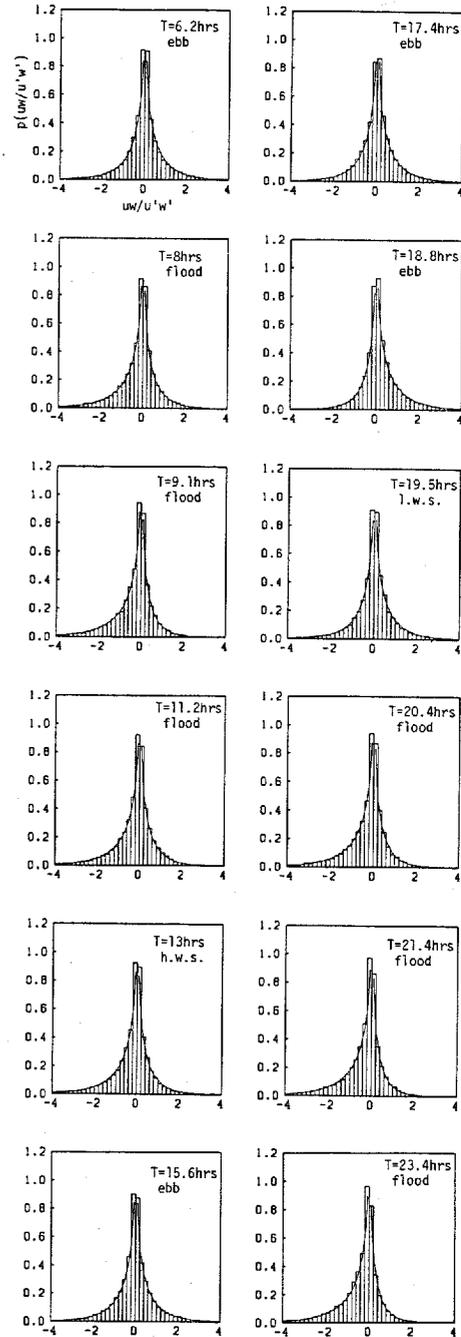


Fig.3-9 Probability distribution of $uw/u'w'$ at height of 0.8m above the river bed.

—, equation(3-3)

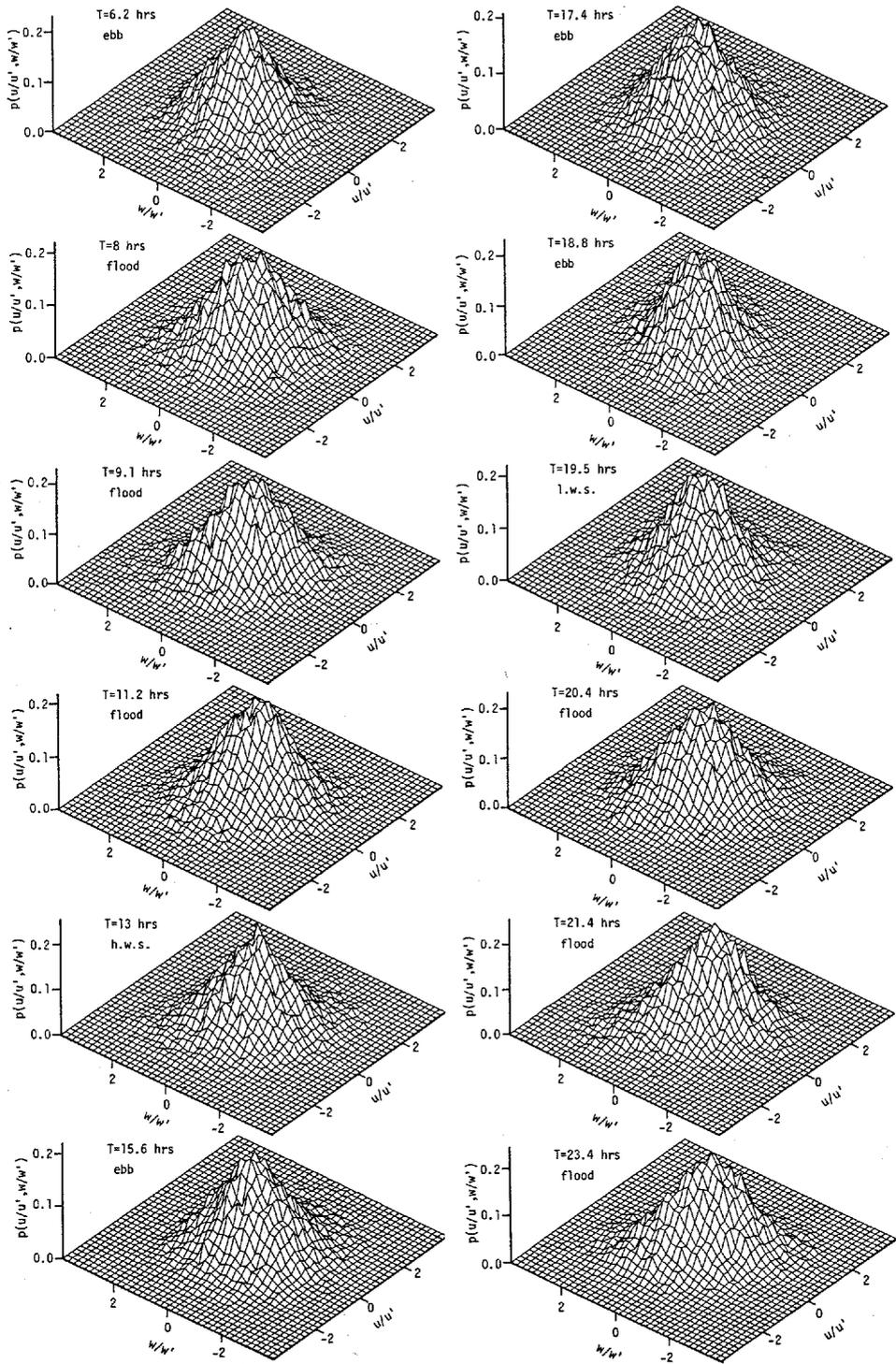


Fig.3-10 Joint probability distributions of u/u' and w/w' at height of 0.8m above the river bed. (Case-2)

Fig.3-9と同じ時刻を選んであり、左側2列が $su/s'u'$ 、右側2列が $sw/s'w'$ の分布である。図中の曲線は、(3-3)式に対応する次式

$$p\left(\frac{su}{s'u'}\right) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(1-r^2)^{1/2}} \exp\left\{\frac{rsu}{s'u'}\right\} K_0 \left| \frac{su}{s'u'} \right| \quad (3-6)$$

$$p\left(\frac{sw}{s'w'}\right) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(1-r^2)^{1/2}} \exp\left\{\frac{rsw}{s'w'}\right\} K_0 \left| \frac{sw}{s'w'} \right| \quad (3-7)$$

によるものである。ただし、(3-6),(3-7)式における r はそれぞれ s と u 、 s と w の相関係数である。 $uw/u'w'$ と同様、 $su/s'u'$ 、 $sw/s'w'$ の確率分布は(3-6),(3-7)式で近似できる。 $su/s'u'$ 、 $sw/s'w'$ とともに、ほとんどの時間で負側に歪んでいるが、 $T=8\text{hrs}$ と 9.1hrs の上げ潮時、 $su/s'u'$ は正の側に歪んでいる。また、 $T=19.5\text{hrs}$ の干潮時、平

均流はないにもかかわらず、 $su/s'u'$ は負側に歪んでおり、主流方向の塩分フラックスは0にはなっていない。

Case-2の $z=1.2\text{m}$ における u/u' と s/s' の結合確率分布をFig.3-14に示す。下げ潮の平均流速が負であることを考えると、最初の下げ潮後半から次の上げ潮前半にかけて、平均流より高速で、濃度の低い(上げ潮では、 $u>0, s<0$ 、下げ潮では、 $u<0, s<0$)流体の発生が間欠的に起こっている。この時、Fig.3-15に示す w/w' と s/s' の結合確率分布をみると、 $w<0$ で

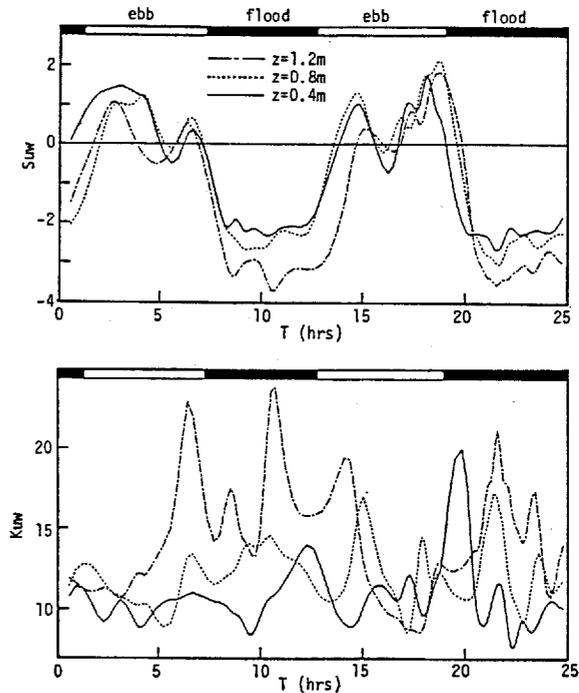


Fig.3-11 Temporal variations of S_{uw} (upper) and K_{uw} (lower). (Case-2)

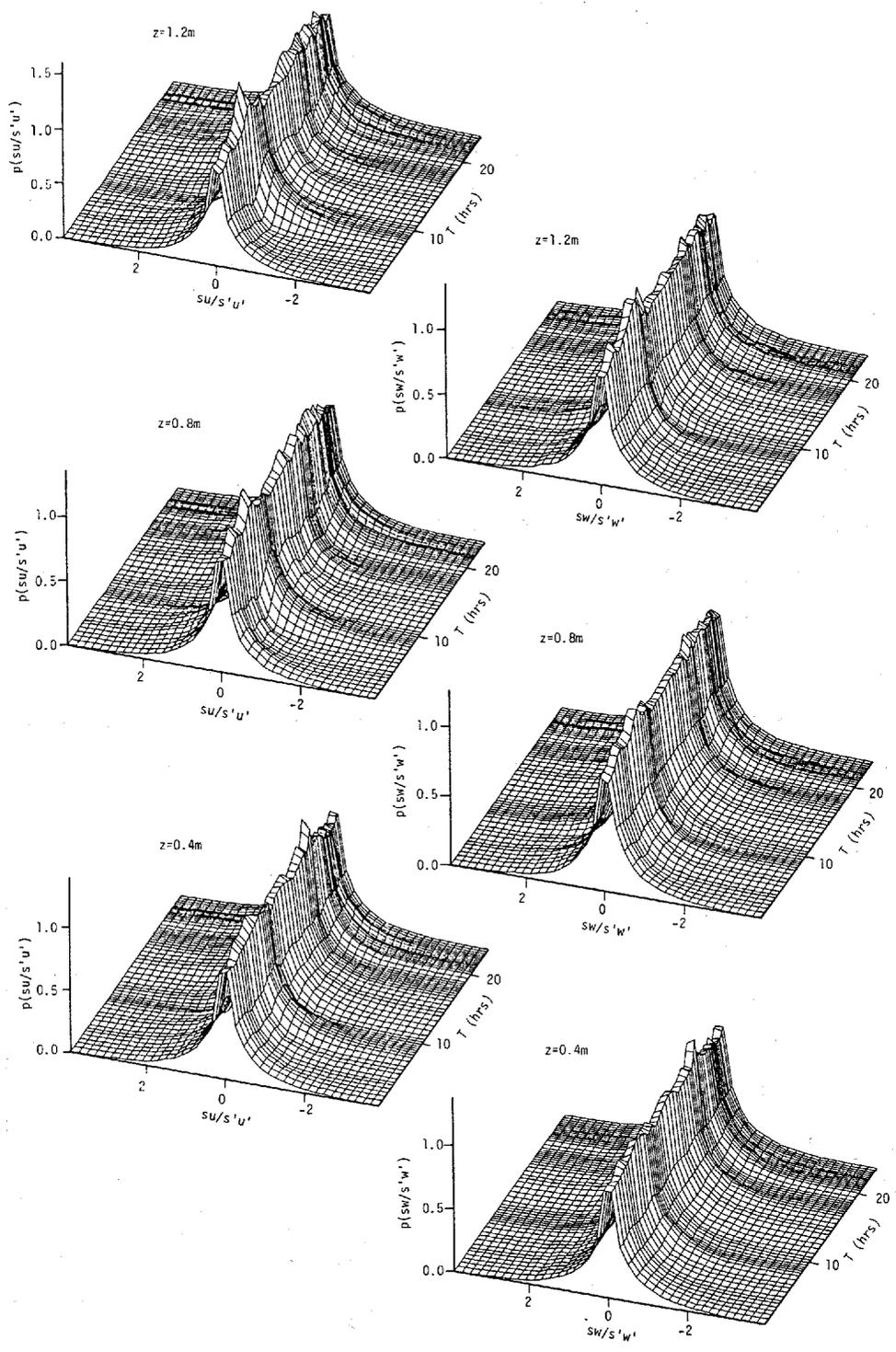


Fig.3-12 Nonstationary probability distributions of $su/s'u'$ (left) and $sw/s'w'$ (right). (Case-2)

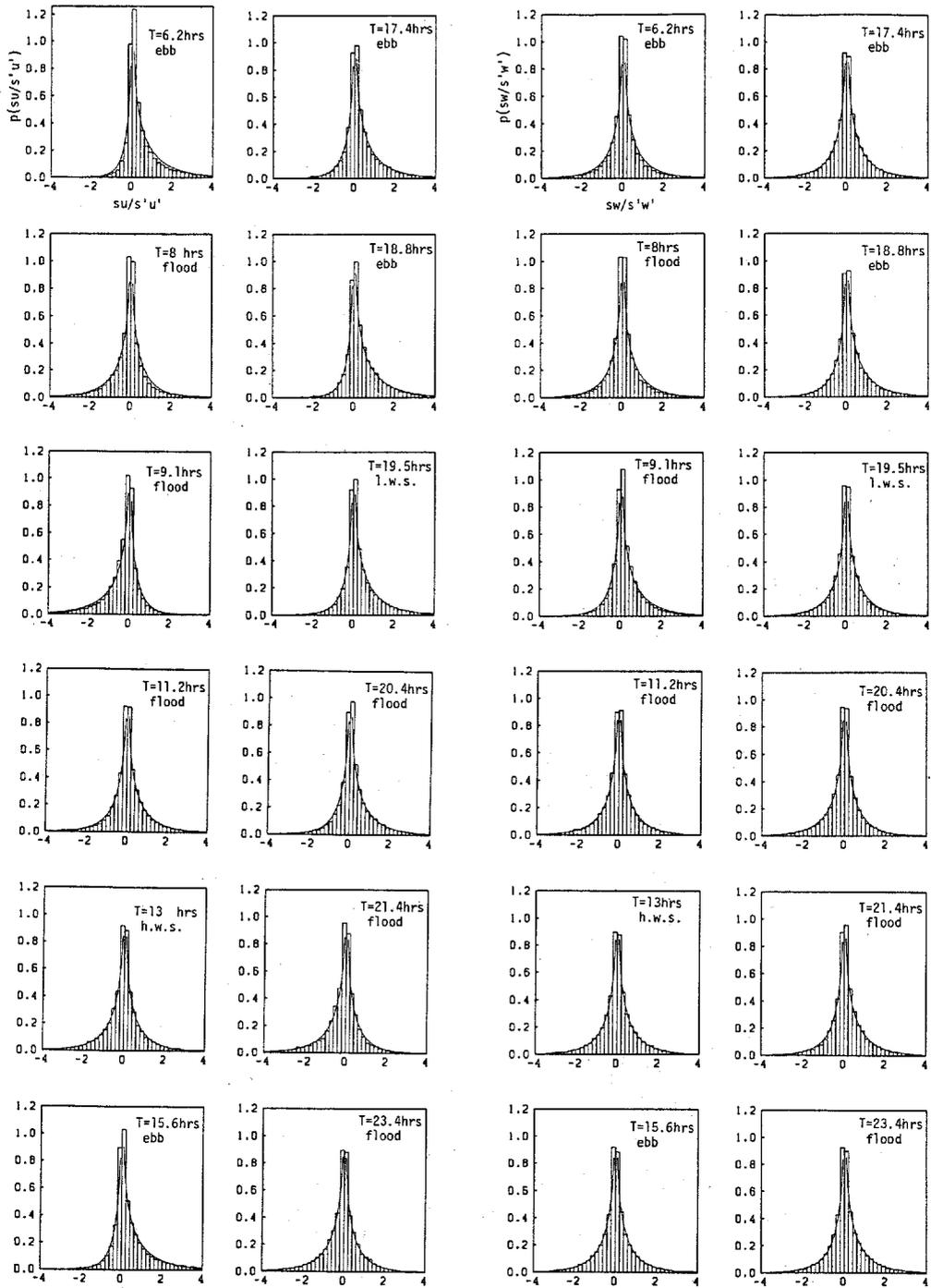


Fig.3-13 Probability distributions of $su/s'u'$ (left) and $sw/s'w'$ (right) at height of 1.2m above the river bed.

— , equation (3-6), (3-7)

(Case-2)

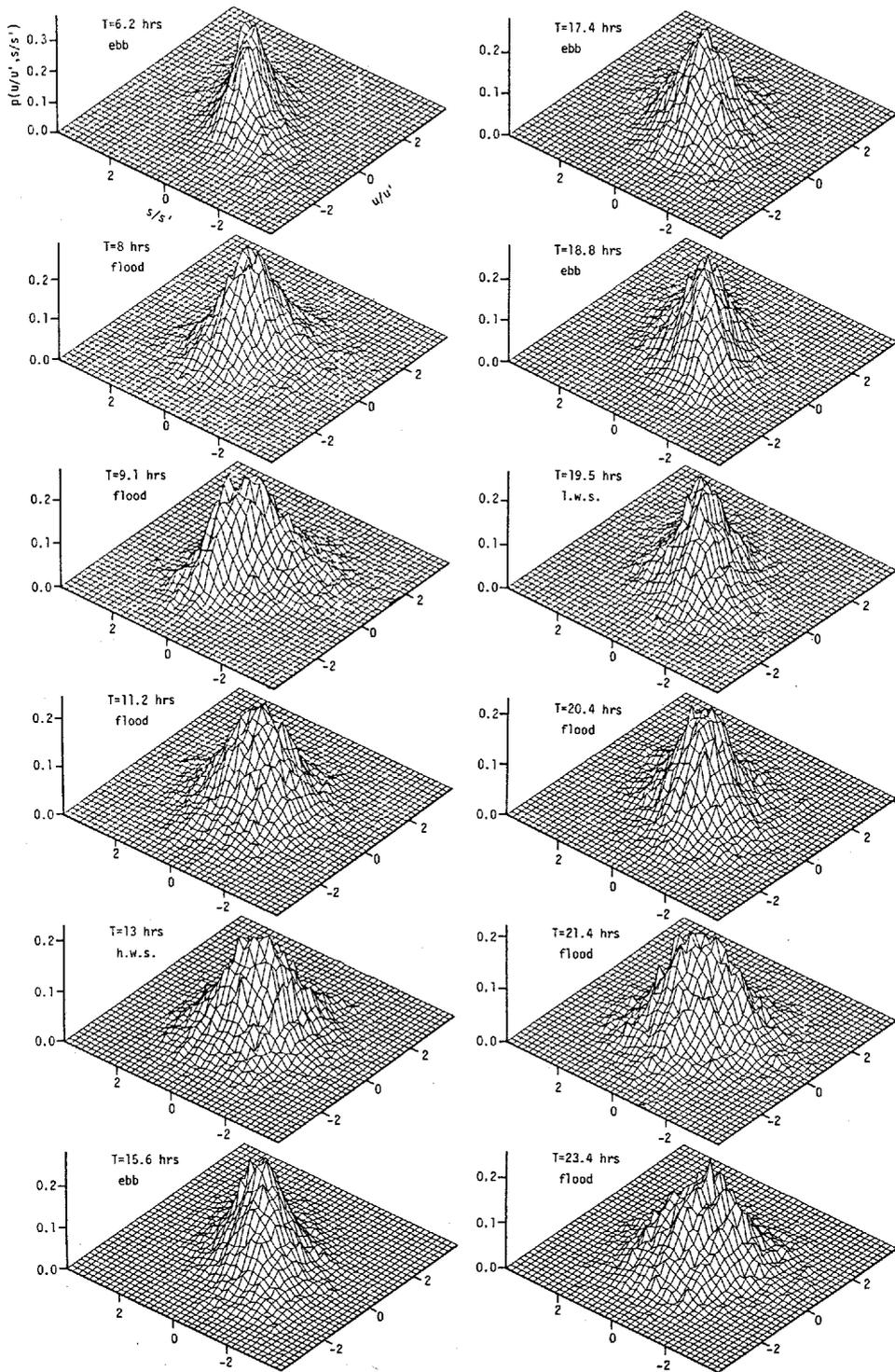


Fig.3-14 Joint probability distributions of u/u' and s/s' at height of 1.2m above the river bed. (Case-2)

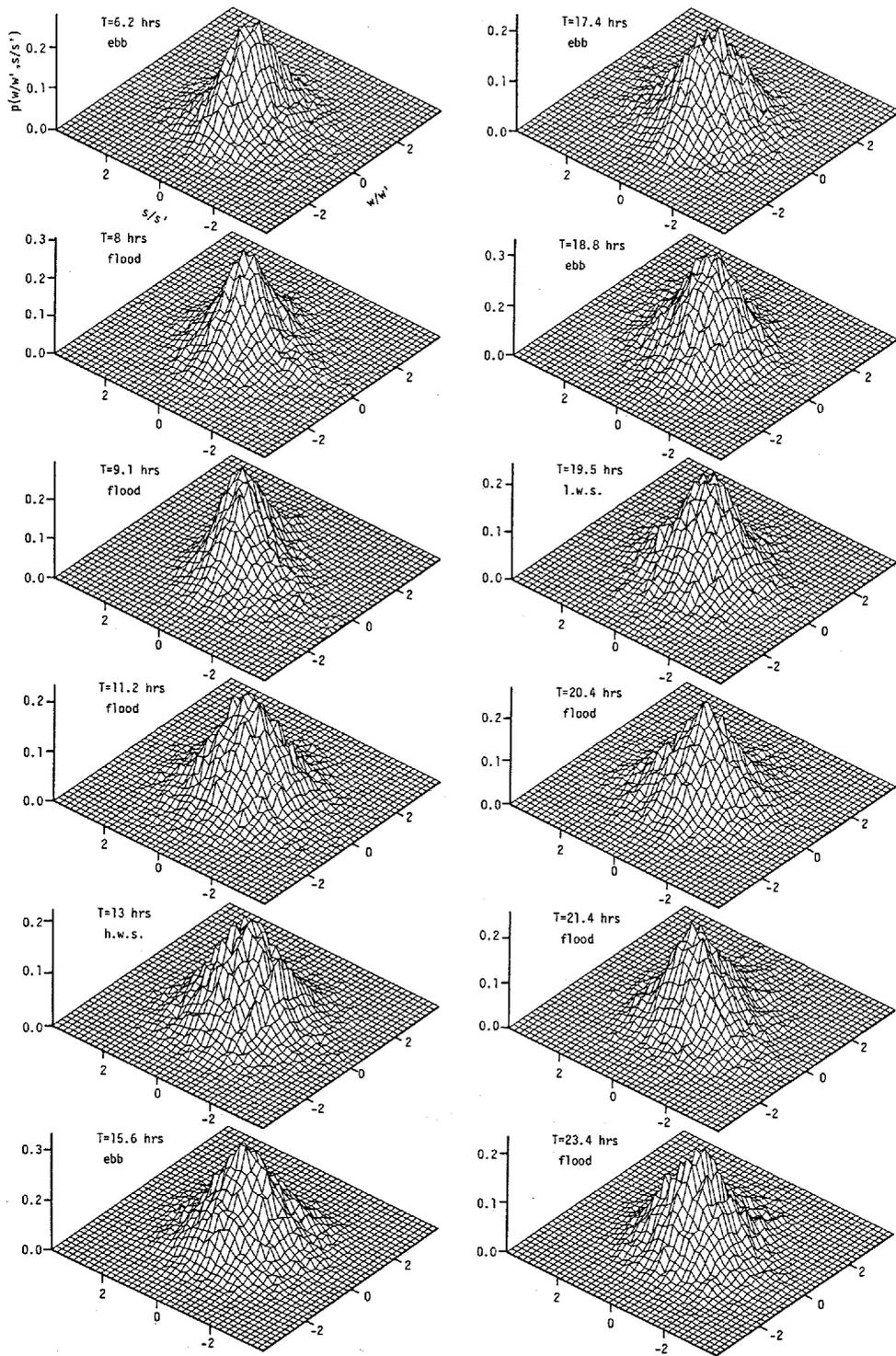


Fig.3-15 Joint probability distributuins of w/w' and s/s' at height of 1.2m above the river bed. (Case-2)

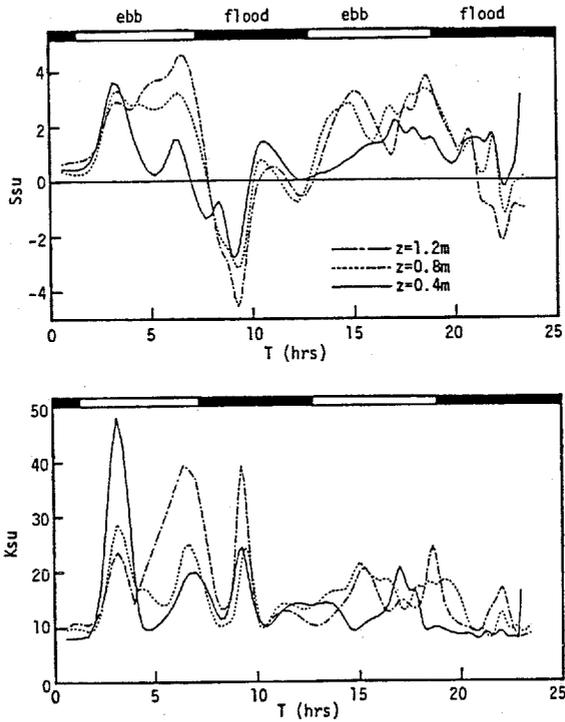


Fig.3-16 Temporal variations of S_{su} (upper) and K_{su} (lower). (Case-2)

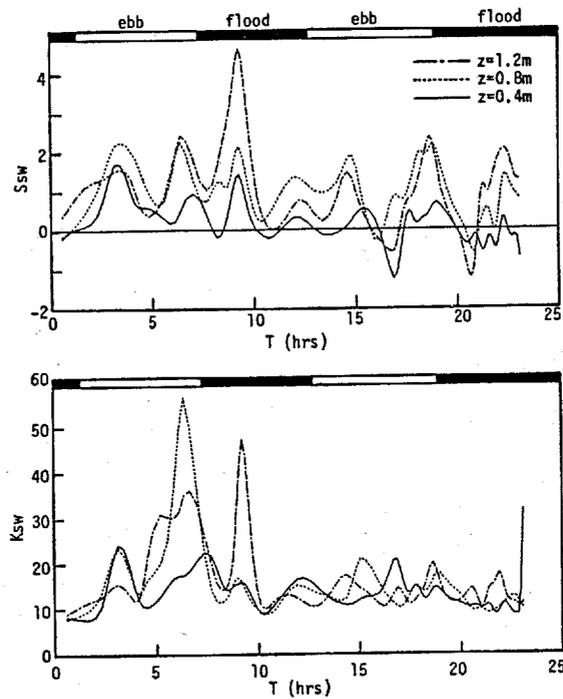


Fig.3-17 Temporal variations of S_{sw} (upper) and K_{sw} (lower). (Case-2)

$s < 0$ となる確率が大きく、上層から低濃度の流体が下層へ侵入していることがわかる。 $T = 18.8$ hrs の下げ潮ではこれとは逆に、 $w > 0$ で $s > 0$ が間欠的に生じており、下層から高濃度の流体が上昇していることがわかる。

Fig.3-16にCase-2の3測点における su の確率分布の歪度 S_{su} と尖度 K_{su} を、Fig.3-17に、 sw の確率分布の歪度 S_{sw} と尖度 K_{sw} の経時変化を示す。

S_{su} は上に述べた理由により、上げ潮時、負の値をとっており、このとき S_{sw} は正のピークを示している。尖度 K_{su} , K_{sw} とも潮差の小さい1周期目で大きく、 su , sw の確率分布は瞬間レイノルズ応力の確率分布よりさらに尖った分布をしている。

3.4 潮汐位相と乱れの強さ、乱れエネルギー、レイノルズ応力

Case-2の3測点における主流方向と鉛直方向の乱れ強さ

u' , w' の経時変化をFig.3-18に、乱れ運動エネルギー

$\overline{q^2}/2$ の経時変化をFig.3-19に示す。ただし、流速の2成分 (u , w) しか測定していないので、 $\overline{q^2}$ は横方向の流速変動の分散 $\overline{v^2}$ を $\overline{v^2} = 0.5\overline{u^2}$ とおき⁴⁾

$\overline{q^2} = 1.5\overline{u^2} + \overline{w^2}$ で評価している。潮汐にともない、乱れの強さと乱れエネルギーは時間とともに大きく変化している。またさらに、日潮不等のため、潮汐の位相が同じでも、これらの値は大きく異なっている。

2.3.1で述べたように、

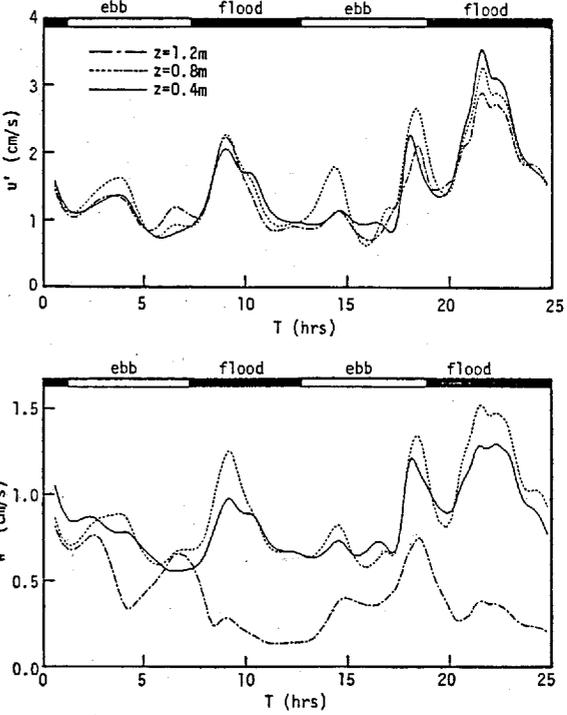


Fig.3-18 Temporal variations of u' (upper) and w' (lower) at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

主流方向の密度勾配のため、下げ潮より上げ潮の方が河床付近の流速が大きい。このため、 $z=1.2\text{m}$ の w を除き、乱れ強さと乱れエネルギーは、上げ潮の方が下げ潮時より大きく、平均流速が最も大きな最後の上げ潮時に最大となっている。この時、乱流境界層¹⁷⁾や実河川における測定結果¹⁸⁾と同様、 u は河床に向かって大きくなる傾向が

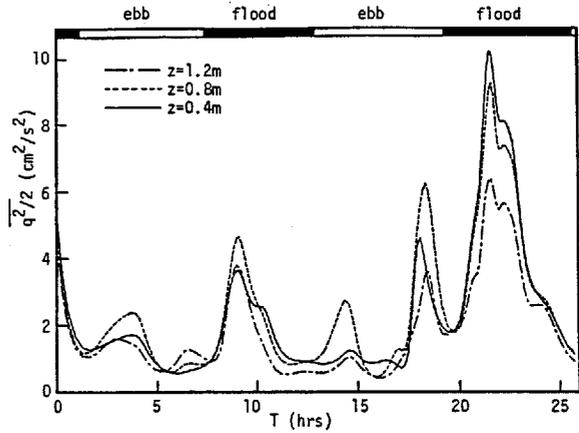


Fig.3-19 Temporal variations of the turbulent kinetic energy at three heights (z) above the river bed.

(Case-2)

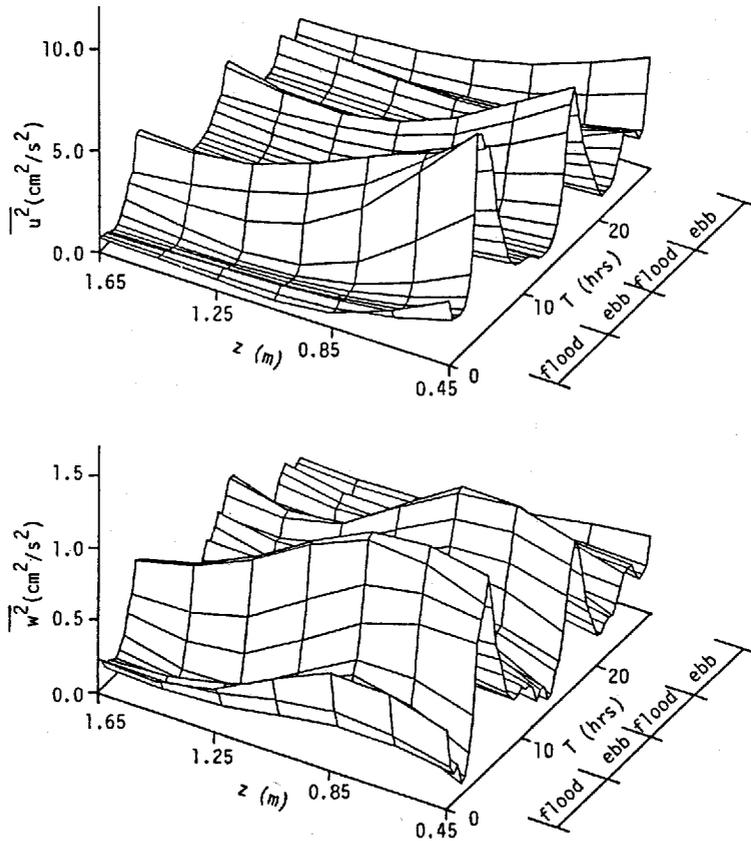


Fig.3-20 Temporal variations of $\overline{u^2}$ and $\overline{w^2}$ profile.

みられる。

鉛直方向の乱れ強さ w は、 $z=0.8\text{m}$ の測点におけるものが最も大きく、 $z=1.2\text{m}$ の w は $z=0.4\text{m}$ 、 0.8m の w に比べてかなり小さい。

河床上 0.45m から 0.4m おきに4台の電磁流速計を設置してえられた、主流方向と鉛直方向の流速変動の分散 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{w^2}$ の鉛直分布経時変化¹⁹⁾をFig.3-20に示す。 $\overline{u^2}$ 、 $\overline{w^2}$ とも上げ潮の最大流速付近で最も大きくなっている。最初の上げ潮の最大流速時、最も河床に近い測点における $\overline{u^2}$ の最大が進んでいるのを除いて、ピークの生ずる時間はどの測点でもほぼ同じである。 $\overline{u^2}$ の分布は河床に向かって増大しているのに対し、 $\overline{w^2}$ はFig.3-18の w と同様、 $z=0.8\text{m}$ 付近が最も大きく、上に凸な分布を示している。

Case-2の3測点におけるレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の経時変化をFig.3-21に示す。主流の向きが逆転するから、レイノルズ応力は、上げ潮で正、下げ潮で負となる。レイノルズ応力は乱れの強さ、乱れエネルギーと同様、最後の上げ潮時に最大となっている。

$z=1.2\text{m}$ におけるレイノルズ応力は、より河床に近い2測点のレイノルズ応力よりかなり小さく、ある程度河床から離れるとレイノルズ応力が急激に減少することがわかる。また、下

げ潮時の $T=16\text{hrs}$ 付近では符号が逆になり、上げ潮時と同じ正の値を示している。この時刻で平均流速が一時的に減少しており、これは、2.3で述べたように、主流方向の密度勾配が増大するためと考えられる。

Fig.3-20に対応するレイノルズ応力分布の経時変化¹⁹⁾をFig.3-22に示す。この場合もレイノルズ応力は上げ潮時に最大となり、河床に向かって大きくなる鉛直分布を示し

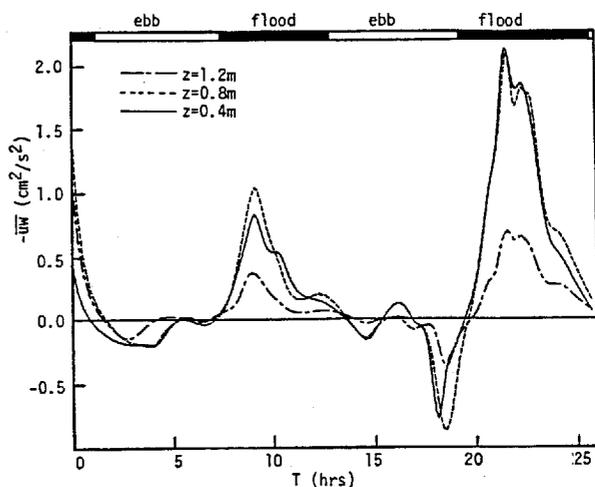


Fig.3-21 Temporal variations of the Reynolds stress at three heights (z) above the river bed.

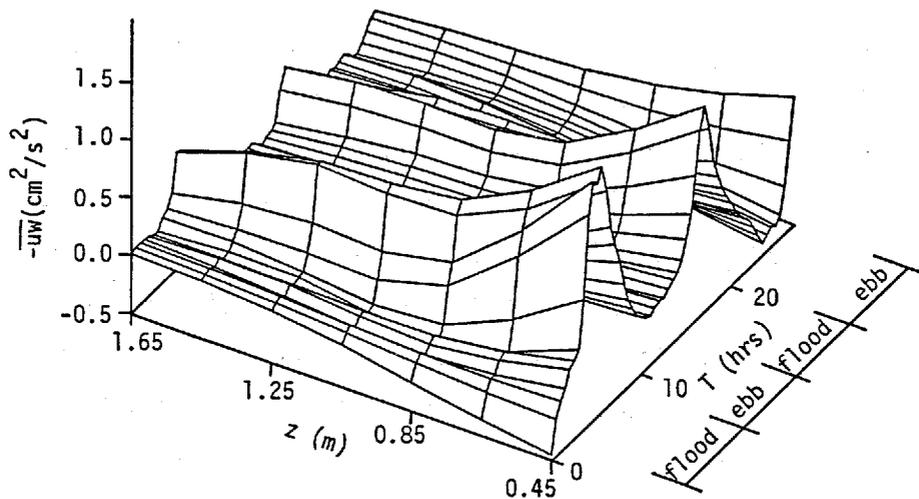


Fig.3-22 Temporal variation of the Reynolds shear stress profile.

ている。

Bowdenら²⁰⁾は、非線型項を無視した運動方程式を用いて、平均流速の測定から間接的にレイノルズ応力分布を求め、潮流の加速時には中央がへこんだ分布を、減速時には逆に中央部が膨らんだ分布をえている。またさらに、レイノルズ応力の経時変化は、底面近くが水面近くより位相が進んでいることを示している。Fig.3-21, Fig.3-22にはこのような傾向はみられない。

レイノルズ応力と乱れエネルギーの比の経時変化をFig.3-23に示す。下げ潮

では、乱れエネルギーにくら

べレイノルズ応力は小さく、

inactive motion(乱れエネ

ルギーには寄与するがレイノ

ルズ応力には寄与しない乱

れ)²¹⁾が相対的に強いことを

示している。上げ潮時、河床

に近い測点における $-\overline{uw}/q^2$

の値はBradshaw²²⁾ やColeman

ら²³⁾による乱流境界層にお

ける値にほぼ等しい。

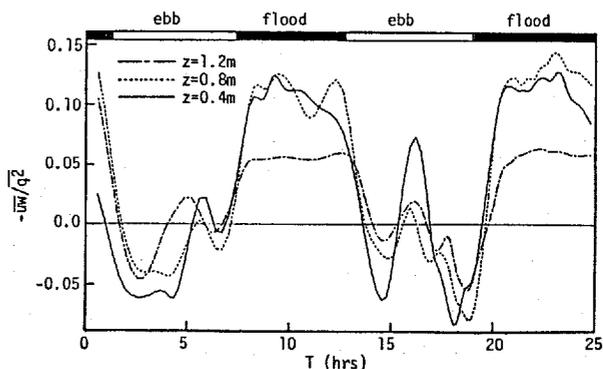


Fig.3-23 Temporal variations of the ratio $-\overline{uw}/q^2$ at three heights (z) above the river bed.

Harshaら²⁴⁾は、伴流，噴流，境界層のデータをまとめ $-\overline{uw}/q^2$ が0.1~0.2の値をとることを示している。また、Bradshawら²⁵⁾は、乱流境界層の計算に $-\overline{uw}=0.15\overline{q^2}$ の関係を使用している。Heathershaw⁵⁾は潮流境界層の測定から、 $-\overline{uw}/q^2$ が潮汐により大きく変化することを示し、最大潮流時において0.1程度の値をえている。

Gordonら⁴⁾はこのような $-\overline{uw}$ と q^2 の線型関係が河川感潮部にも適用できることを見出しているが、 $-\overline{uw}/q^2$ は潮汐位相によって変化し、流れの加速時より減速時の方が大きい^{26), 27)}。

往復流の実験^{28)~30)}やGordonによる感潮部での観測^{4), 27)}では、流れの加速時より減速時の方が、乱エネルギーやレイノルズ応力は大きく、乱れエネルギー、レイノルズ応力の最大が、平均流速の最大より遅れると言われている。またこれに関連して、Anwar³¹⁾は潮流におけるトレーサーの拡散が減速時に大きくなることを示している。

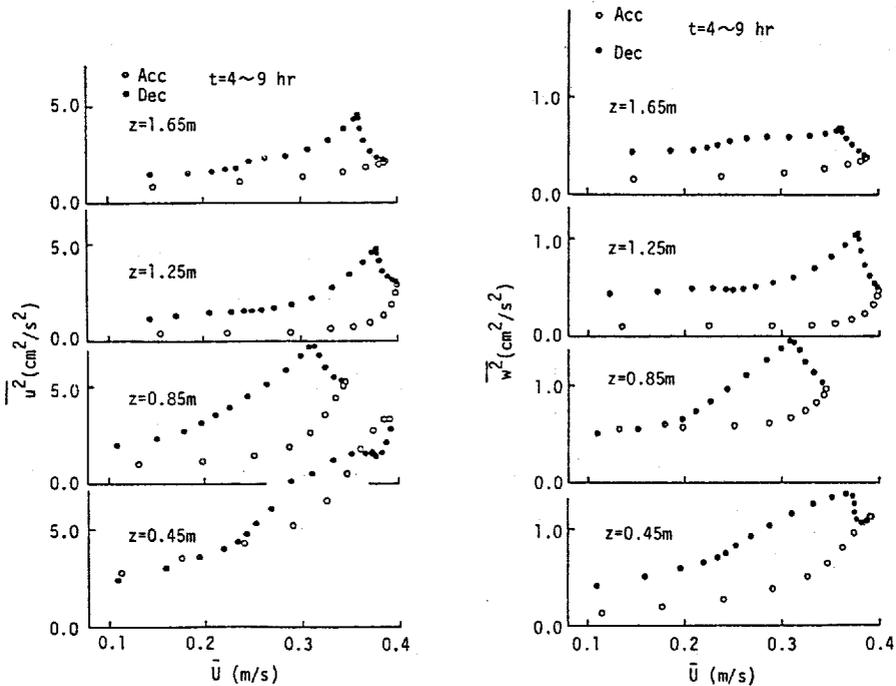


Fig.3-24 Hysteresis of $\overline{u^2}$ and $\overline{w^2}$ at four heights (z) above the river bed.

上げ潮時におけるFig.3-19の $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$ とFig.3-22の $-\overline{uw}$ を局所平均流速に対してプロットしたものの¹⁹⁾をFig.3-24とFig.3-25に示す。○が加速時、●が減速時を示す。 $z=0.45\text{m}$ における $\overline{u^2}$ は、はっきりしないが、加速時より減速時の方が、 $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$, $-\overline{uw}$ は大きく、その最大は平均流速より遅れているのがわかる。遅れ時間はばらつきがあるが1時間程度で、Gordon²⁷⁾の結果と一致している。Anwarら²⁸⁾は往復流の実験から、遅れ時間と往復流の周期の比として、0.25~0.3をえている。

このように、平均流速に対して乱れエネルギー、レイノルズ応力をプロットするとループを描くが、この傾向は、 $z=0.85\text{m}, 1.25\text{m}$ におけるものの方が他の上下の測点におけるものより強い。

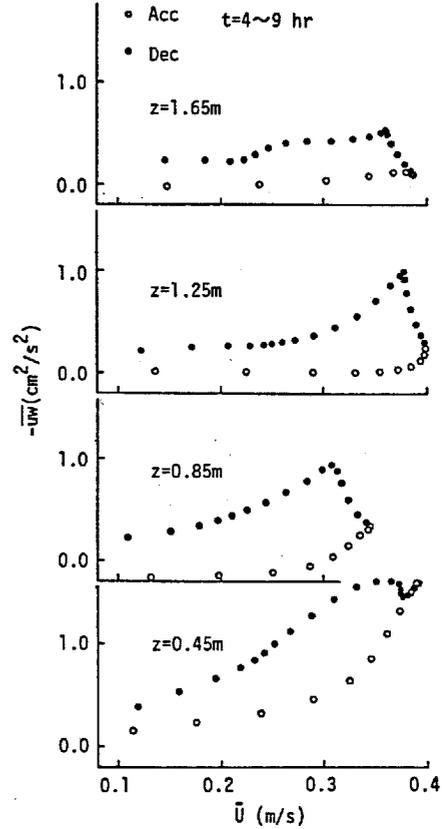


Fig.3-25 Hysteresis of the Reynolds stress at four heights(z) above the river bed.

3.5 潮汐にともなう乱れエネルギー収支と鉛直成層度の変化

Boussinesqの近似を用いると、レイノルズ数が大きく、水平方向に乱れが一様な、密度差のある乱流境界層における乱れエネルギー収支式は、

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{q^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) w \right] - \overline{uw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \overline{\rho w} - \overline{\epsilon} \quad (3-8)$$

のように表される³²⁾。河川乱流場は鉛直方向に対して水平方向のスケールが

はるかに大きいから、第一近似として(3-8)式が適用できる。右辺第1項より順に、鉛直方向乱れ w による移流拡散、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ を通して平均流より乱れに供給される運動エネルギー(乱れエネルギー生成率)、浮力フラックス、エネルギー散逸率である。左辺の乱れエネルギーの時間変化率は潮汐周期が長いため、最大でも右辺各項より1オーダー以上小さく、無視できる。

Fig.3-26にCase-2の $z=0.8$ mにおける乱れエネルギー生成率の経時変化を示す。速度勾配 $\partial\bar{U}/\partial z$ は4測点の局所平均流速を3次スプライン関数で補間して求めた。乱れエネルギー生成率はCase-1³³⁾と同様、上げ潮の最大流速時に最も大きくなる。また、最初の下げ潮時、エネルギー生成率は小さい。

次に、エネルギー散逸率 $\bar{\epsilon}$ の経時変化をFig.3-27に示す。 $\bar{\epsilon}$ はKolmogorovの1次元スペクトルの $-5/3$ 乗則より求めた。散逸率はFig.3-26の生成率と同様な変化を示すが、Case-1³³⁾と同様、散逸率は生成率よりかなり小さく、1/4程度しかない。開水路流れでも、水深の大部分で生成率が散逸率を上回るが³⁴⁾、両者の差は小さい。

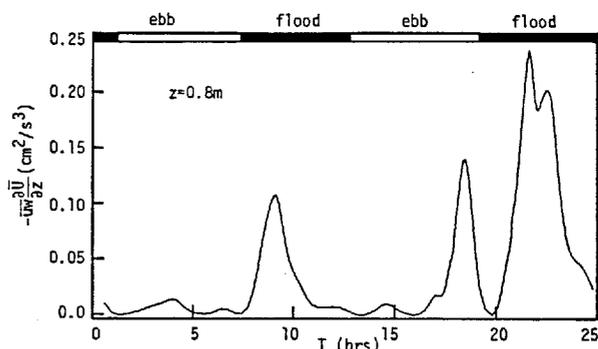


Fig.3-26 Temporal variations of the turbulent energy production rate at height of 0.8m above the river bed. (Case-2)

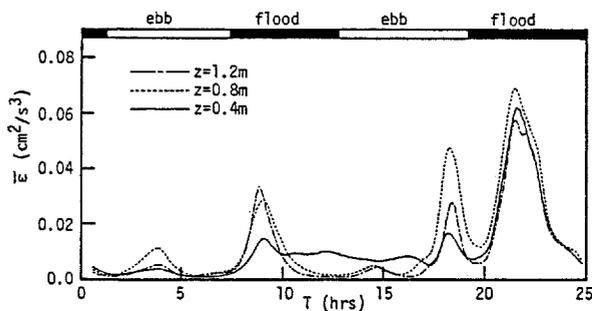


Fig.3-27 Temporal variations of the energy dissipation rate at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

Fig.3-28に主流方向と鉛直方向の塩分濃度フラックス \overline{su} , \overline{sw} の経時変化を示す。主流方向の濃度勾配 $\partial\bar{S}/\partial x$ が負であるにもかかわらず、 su は最初の上げ潮初期に負となる。その結果、負の主流方向拡散係数がえられることになる。これは、下層から上昇する高濃度の塩水が平均流速より遅い速度をもっているためである。主流方向の

みに濃度勾配があれば、

$u > 0$ で $s > 0$ 、 $u < 0$ で $s < 0$

から濃度フラックスは正となる。一方、安定成層では、 $w > 0$ に対し、 $s > 0$ であるが、 u は上げ潮時 $u < 0$ となり(下げ潮では $u > 0$)、 \overline{su} は負となる。

したがって、 \overline{su} の符号は、主流の向きと、主流方向、鉛直方向の濃度勾配によって変化する。

3.3.3でも述べたが、最後の干潮時、平均流速がないにもかかわらず、 \overline{su} は0にはなっていない。上方測点では下流から上流方向へ塩分が輸送されている。

Fig.3-28下段に示す鉛直方向フラックス \overline{sw} は大部分の時間で正となり、下層から上層へ塩分が輸送されている。また、干潮の前後で \overline{sw} は大きくなる。

上げ潮の初期に \overline{sw} が負になるのは2.3.2で述べた理由による。

浮力フラックスを、塩分濃度と密度の関係、 $\rho = \rho_0(1 + \beta s)$,

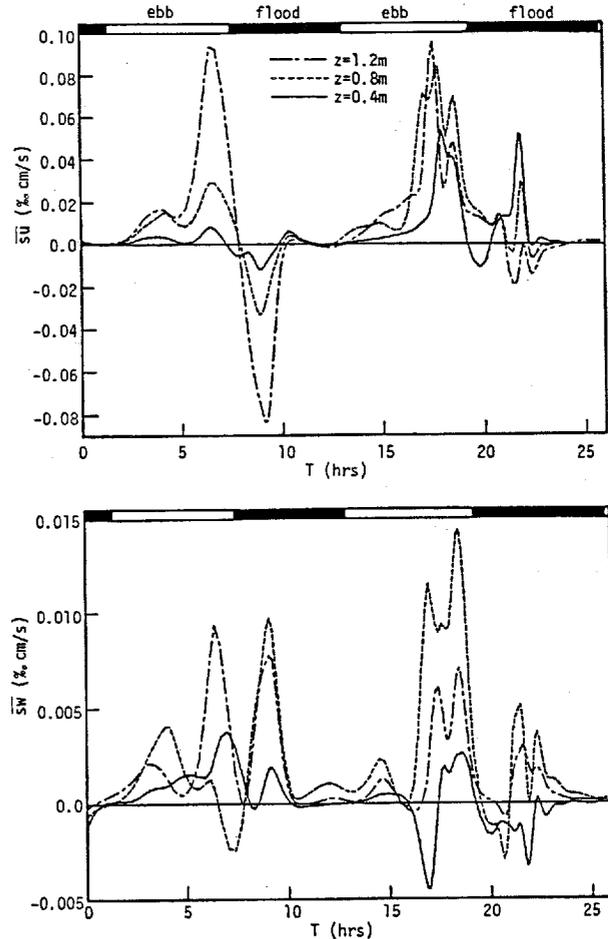


Fig.3-28 Temporal variations of \overline{su} (upper) and \overline{sw} (lower) at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

$\beta = 7.8 \times 10^{-4} (\%)^{-1}$ を使って \overline{sw} から求め、 $\overline{\partial q^2 / \partial t}$ を 0 として (3-8) 式より $z = 0.8\text{m}$ における拡散項を求めた。結果を Fig.3-29 に示す。平均流から受け取った乱れエネルギーの大部分は移流拡散されることがわかる。Case-1でも同様な結果がえられている³³⁾。

神田ら³⁵⁾は3次元超音波流速計を使って、実河川で乱れエネルギー収支を検討している。彼等の測定でも、 $z/D < 0.7$ では生成項と拡散項がほぼ釣り合い、散逸率は小さいことが示されている。

乱れエネルギーの生成における、浮力のシアー生成率に相対的な役割を表す、フラックス・リチャードソン数 R_f

$$R_f = \frac{\frac{g}{\rho} \overline{\rho w}}{-\overline{uw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z}} \quad (3-9)$$

の経時変化を Fig.3-30 に示す。ただし、エネルギー生成率 $-\overline{uw}(\partial \overline{U} / \partial z)$ が小さい時 ($0.005 \text{cm}^2 / \text{s}^3$ 以下) は除いてある。Case-1の結果³⁶⁾と同様、 R_f は下げ潮時に大きくなり、成層度が強くなっている。また、上げ潮初期には、鉛直方向の塩分濃度勾配の逆転に対応

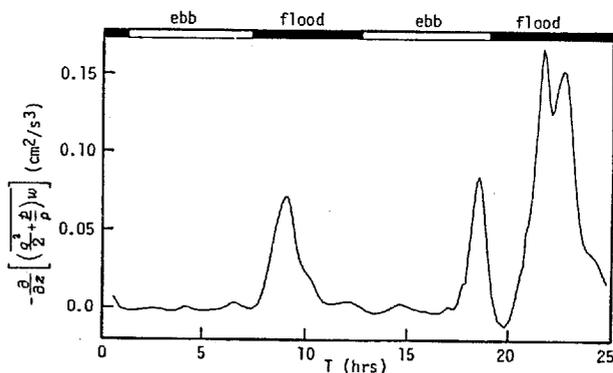


Fig.3-29 Temporal variation of the diffusion term at height of 0.8m above the river bed. (Case-2)

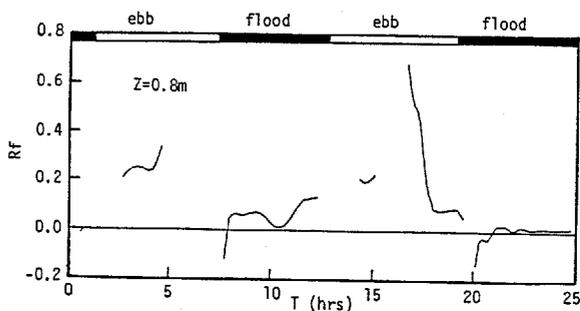


Fig.3-30 Temporal variation of the flux Richardson number at height of 0.8m above the river bed. (Case-2)

して、 Rf は負の値を示している。下げ潮時における安定成層化は主流方向の密度勾配と相まって、2.3.1で述べたような直線的な流速分布を形成すると考えられる。

3.6 潮汐にともなう乱れのスペクトル構造の変化

3.6.1 乱れ速度、レイノルズ応力の非定常波数スペクトル

移流距離系列に変換した流速データをバンドパス・フィルターに通し、その出力を2乗検波して、非定常波数スペクトルを求めた。使用した数値フィルターは、4極パワース・フィルターである³⁷⁾。Case-2における結果をFig. 3-31とFig. 3-32に示す。Fig. 3-31の左側が u 、右側が w に対するスペクトルで、Fig. 3-32はレイノルズ応力のスペクトルである。縦軸はスペクトル密度に波数を乗じたものである。ただし、波数は1/波長で 2π はかかっている。

Soulsby¹²⁾によると、波数を底からの高さで無次元化し($k^* = kz$)、スペクトル kF を分散で無次元化すると、海洋と大気境界層で測定された多くのスペクトルはよく一致し、エネルギーの大部分を含む波数領域は、 $u, w, \overline{-uw}$ に対してそれぞれ、 $10^{-2} < k^* < 10^1$, $10^{-1} < k^* < 10^2$, $10^{-2} < k^* < 10^1$ である。

Fig. 3-31, Fig. 3-32ともエネルギーの大部分は、これらの波数領域にある。

主流方向スペクトルは、最後の上げ潮時に最も大きなピークを示すが、そのピーク位置は、上部測点の方が低波数側にある。Fig. 3-18に示した乱れの強さ w からもわかるように、 $z=1.2\text{m}$ の測点では、他の2測点にくらべ、鉛直方向スペクトルは小さく、低波数部のエネルギーはほとんどない。また、高波数部の最大は下げ潮時に生じており、主流方向スペクトルが最大になる最後の上げ潮時は非常に小さく、非等方性が大きくなる。 $z=0.4\text{m}$ と $z=0.8\text{m}$ における鉛直方向スペクトルの低波数部におけるエネルギーは同程度だが、高波数部のエネルギーは $z=0.8\text{m}$ の方が大きくなっている。鉛直方向スペクトルは下げ潮時、高波数部のエネルギーが大きく、低波数部のエネルギーは小さい。大規模な乱れは浮力に抗して仕事をするのに多くのエネルギーを消費するから、3.5で述べたように、成層度が強くなっている下げ潮時、大きな鉛直方向乱れは存在できなくなる。この傾向は河床から離れるほど強い。

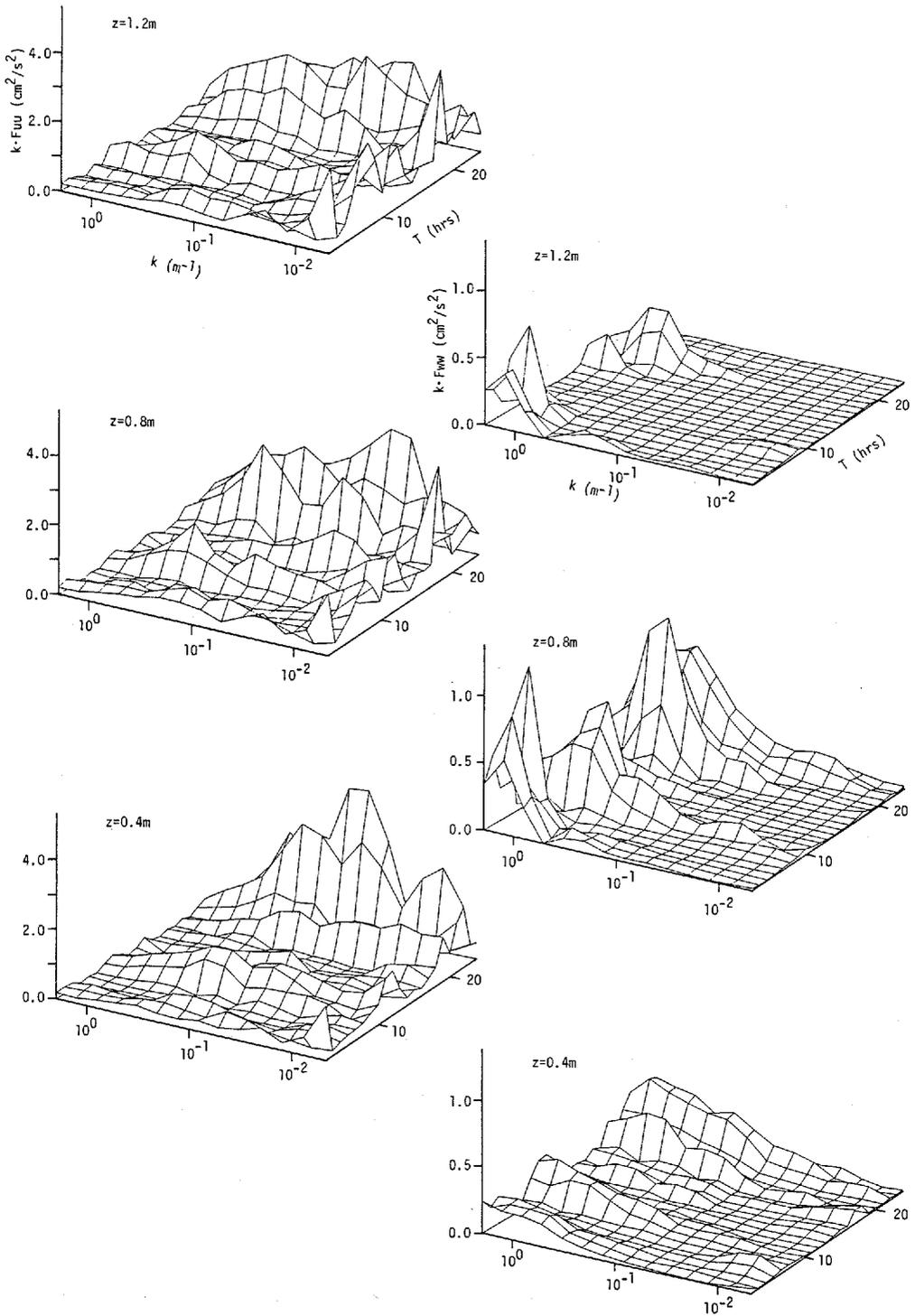


Fig.3-31 Nonstationary spectra of u and w at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

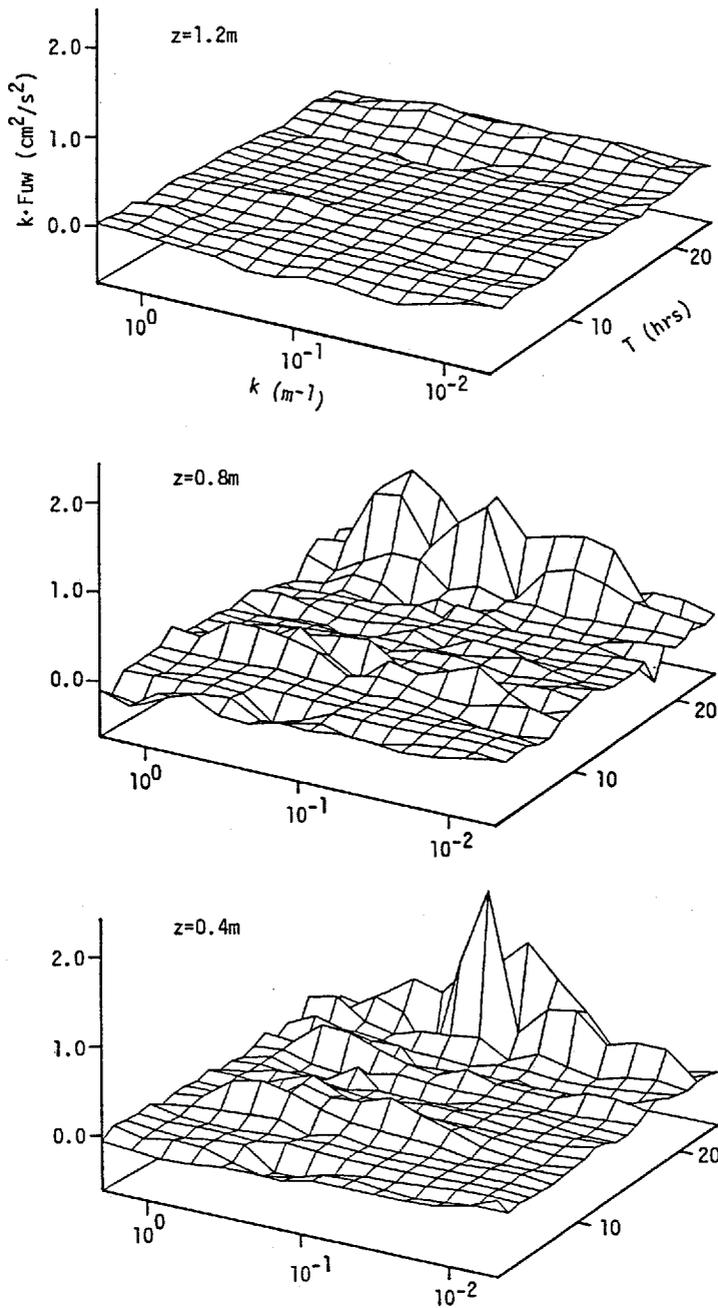


Fig.3-32 Nonstationary spectra of the Reynolds shear stress at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

Fig.3-32に示すレイノルズ応力スペクトルは $z=1.2\text{m}$ では他の2測点にくらべて非常に小さい。 $z=0.8\text{m}$ では、 $z=0.4\text{m}$ にくらべ、高波数成分のレイノルズ応力への寄与が大きくなっている。

3.6.2 塩分濃度変動、塩分濃度フラックスの非定常波数スペクトル

3.6.1と同様な方法で求めた塩分濃度変動の非定常波数スペクトルをFig.3-34に示す。参考のため、濃度変動の標準偏差 s' の経時変化をFig.3-33に示す。

濃度変動のスペクトルは、どの高さでも、下げ潮の終わりに大きくなるが、高波数部と低波数部の間にエネルギー・ギャップがみられる。高波数部のピーク位置はどの測点でも同じで、Fig.3-31の鉛直方向スペクトルのピーク位置に近く鉛直方向の乱れによって生じた濃度変動に対応していると考えられる。

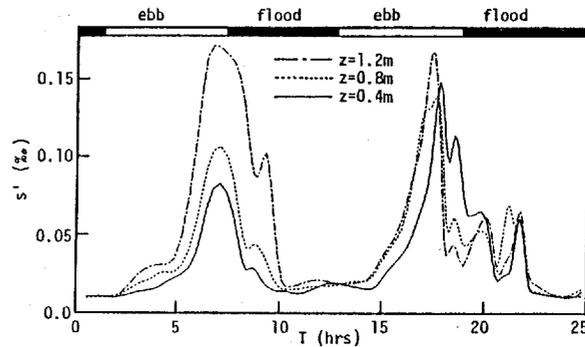


Fig.3-33 Temporal variations of s' at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

Fig.3-35に、主流方向と鉛直方向の塩分濃度フラックスの非定常波数スペクトルを示す。左側が主流方向、右側が鉛直方向の塩分濃度フラックスのスペクトルである。

2回目の下げ潮時、高波数部にみられる濃度フラックスのピーク位置は主流方向フラックスより鉛直方向フラックスの方がやや高波数側であるが、Fig.3-34の濃度変動スペクトルのピーク位置に等しい。最初の下げ潮では、高波数側のピークは小さい。

3.7 潮汐と乱れの平均スケール、渦動粘性係数の変化

主流方向乱れに関する相関係数を直接積分して求めたEulerのintegral time scale T_u の経時変化をFig.3-36に示す。 T_u は、値が大きくなると河床から離

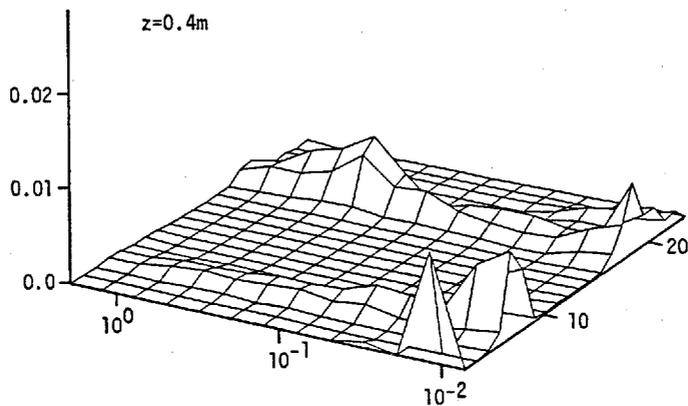
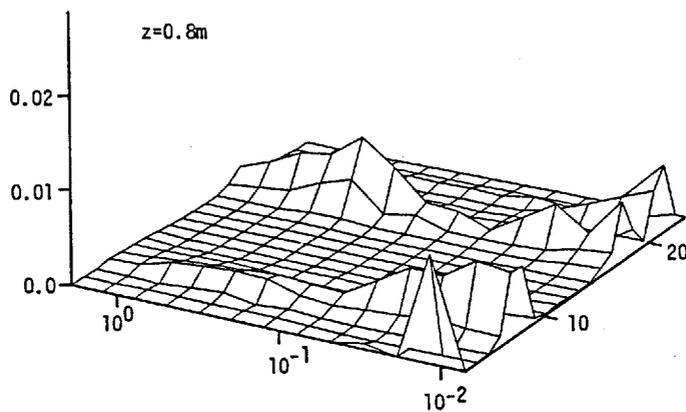
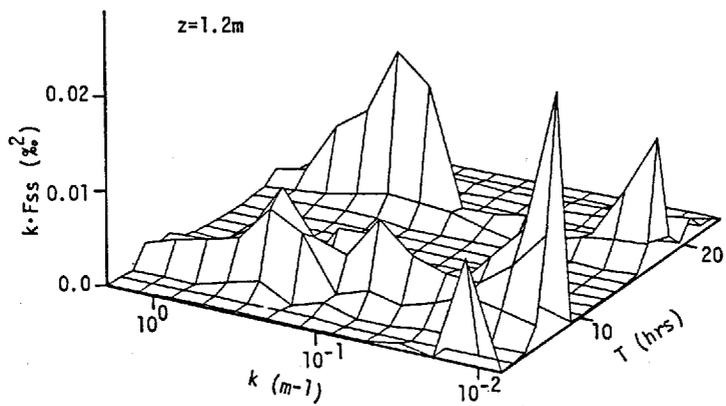


Fig.3-34 Nonstationary spectra of s at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

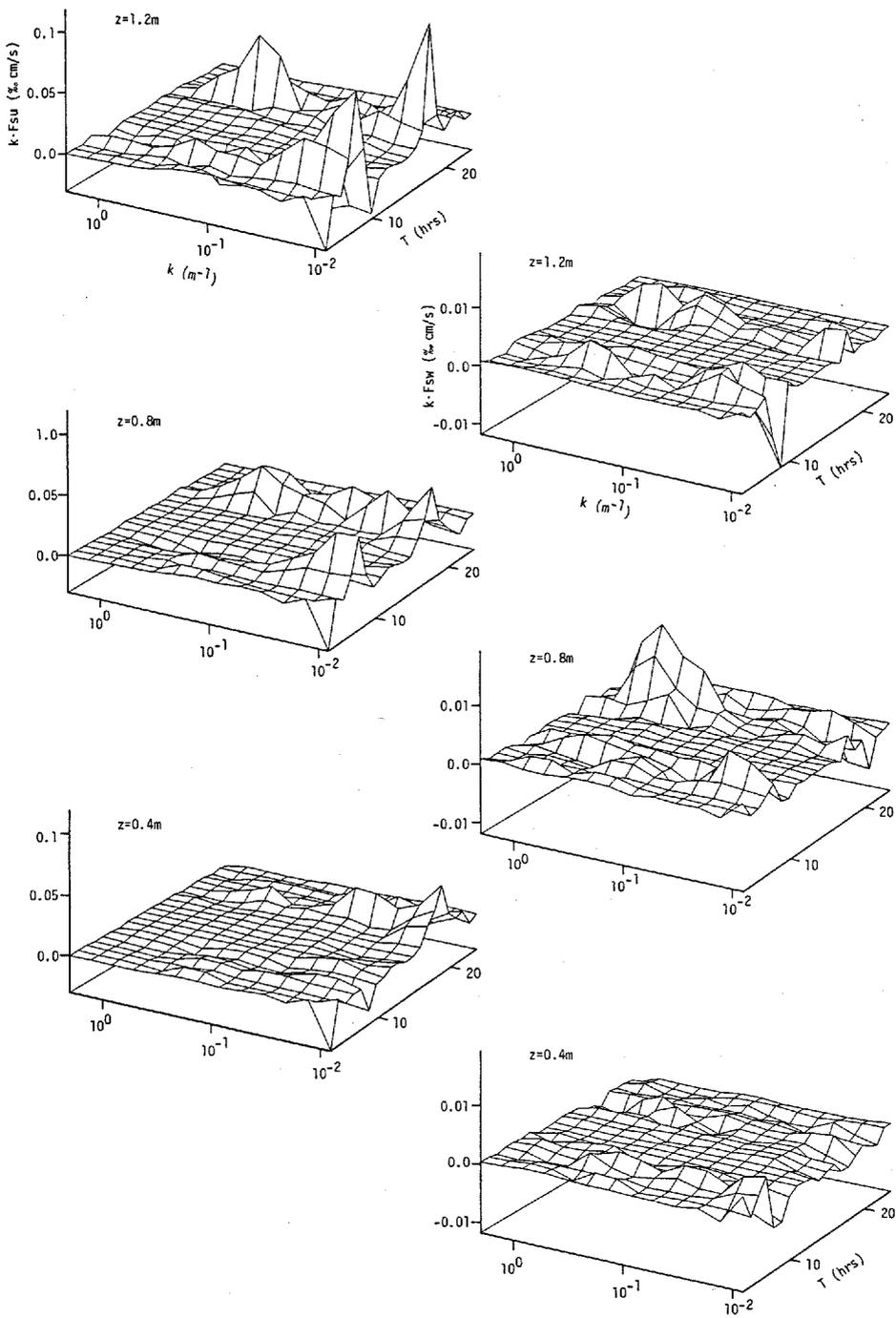


Fig.3-35 Nonstationary spectra of su and sw at three heights(z) of the river bed. (Case-2)

れるほど増加する傾向を示すが、 T_u が小さいとき、測点間の差はほとんどみられない。最初の下げ潮時に上部測点で T_u は最大となっている。

Jackson³⁸⁾はMcQuiveyの実河川と移動床、固定床流れにおける実験データから T_u が主流速 U_∞ と境界層厚 δ で規制され、移動床、固定床にかかわらず、レイノルズ数や粗度に無関係に、

$$\frac{U_\infty T_u}{\delta} \approx 1.75 \quad (3-10)$$

で表されると述べている。

Fig.3-37に $D/|\bar{U}_a|$ に対する3測点における T_u の変化を示す。 $|\bar{U}_a|$ は4測点の局所平均流速を平均したものの絶対値である。ただし、平均流速が小さい場合、相関関数はLagrange的な性格を持つようになるので、 $|\bar{U}_a|$ が0.1m/s以下のデータは除いてある。

成層化のため、ばらつきはあるが、 $z=1.2\text{m}$ における

T_u を除けば、ほぼ、(3-10)式の関係が認められる。

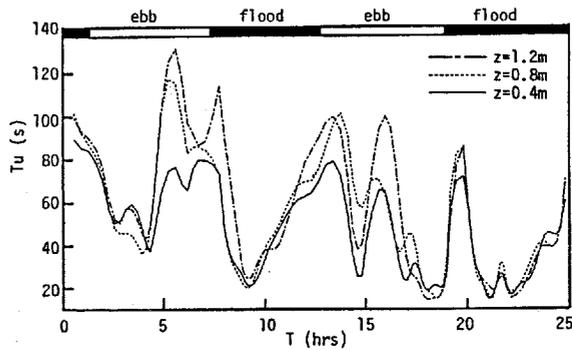


Fig.3-36 Temporal variations of Eulerian integral time scale T_u three heights (z) above the river bed. (Case-2)

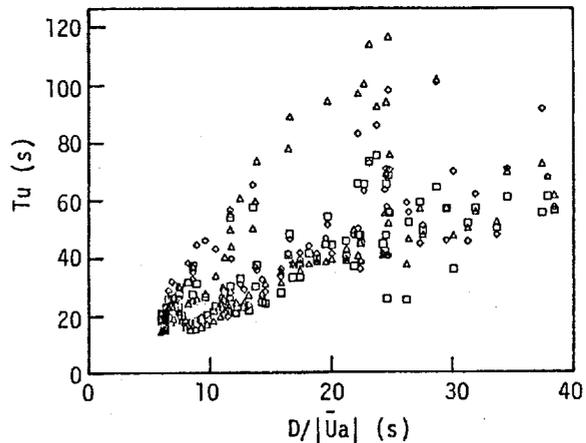


Fig.3-37 Variation of Eulerian integral time scale T_u with $D/|\bar{U}_a|$ at three heights (z) above the river bed.

□, $z=0.4\text{m}$ ◇, $z=0.8\text{m}$ △, $z=1.2\text{m}$

(Case-2)

鉛直方向の渦動粘性係数 N_z の評価法としては、次のような方法がある。鉛直方向の流速変動の分散と Euler の integral time scale T_w から

$$N_z = \alpha w^2 T_w \quad (3-11)$$

ここで α は、Euler と Lagrange の相関を結びつける変換係数である。Hanna³⁹⁾ は大気境界層で

$$N_z = 0.19 w' k_m^{-1} \quad (3-12)$$

を用いている。 k_m は鉛直方向のスペクトル密度に波数を乗じたものが最大になる波数である。乱流モデルでは、次のような関係が用いられる。

$$N_z = \beta_1 q l, \quad l = \gamma_1 \frac{q^3}{\varepsilon} \quad (3-13)$$

ここで、 β 、 γ は経験的な係数、 $q = \sqrt{q^2}$ である。(3-11) ~ (3-13) 式はいずれも経験定数を含んでおり、どれだけ普遍性があるか疑問である。そこで、本研究では、定義式から直接

$$N_z = \frac{-\overline{uw}}{\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}} \quad (3-14)$$

で求めた。 $\partial \bar{U} / \partial z$ は 3.5 で述べた

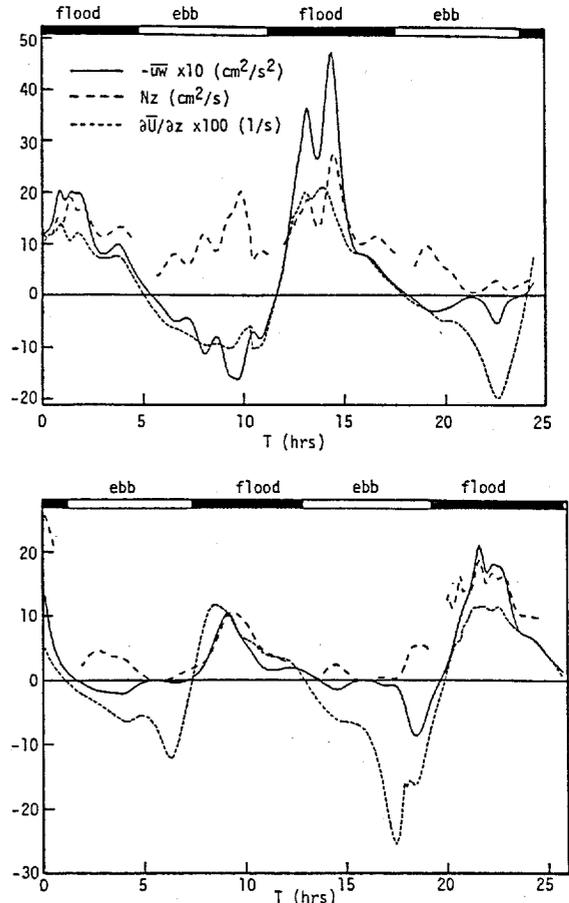


Fig.3-38 Temporal variations of $-\overline{uw}$,

N_z and $\partial \bar{U} / \partial z$ at height of 0.8m above the river bed.

Upper:Case-1 Lower:Case-2

ように、4測点の平均流速を3次スプライン関数で補間して求めた。

N_z の経時変化をFig.3-38に示す。ただし、速度勾配が小さな時間では N_z は求めていない。上がCase-1、下がCase-2の経時変化である。 $\partial\bar{U}/\partial z$ を求める関係上 $z=0.8\text{m}$ におけるもののみ示す。Fig.3-38には破線で示した N_z とともに、実線でレイノルズ応力、点線で $\partial\bar{U}/\partial z$ が示してある。

Case-1の2回目の上げ潮時、Case-2の1回目の上げ潮時とそれに続く下げ潮時では、レイノルズ応力と渦動粘性係数は速度勾配より遅れて最大となっている。渦動粘性係数の変化は大きく、Case-1, Case-2とも上げ潮時に N_z は最大値を示し、 $20\text{cm}^2/\text{s}$ 程度の値をとっている。

Bowden⁴⁰⁾はMersey estuaryにおいて N_z の最大が最大流速時に生じ、潮汐平均値の3~5倍であると報告している。

Bowden⁴¹⁾はまた、中立状態の潮流中で、 N_z の最大 $(N_z)_{max}$ が中水深で生じ、 $(N_z)_{max}$ に対して、次式を提案している。

$$(N_z)_{max} = 2.5 \times 10^{-3} UD \quad (3-15)$$

仮に、 $U=40\text{cm}/\text{s}$ 、 $D=400\text{cm}$ を代入すると、 $(N_z)_{max} = 40\text{cm}^2/\text{s}$ がえられる。

沿岸域では、鉛直方向の渦動粘性係数として、 $0.1 \sim 10\text{cm}^2/\text{s}$ の値が多くえられている。

Fig.3-39に、Case-2における $\overline{w^2 T_w}$ の経時変化を示す。定義式から直接求めたFig.3-38の N_z とオーダー的には等しい。

成層流では、 N_z はリチャードソン数 Ri によって大きく変化する。Nicholasら⁴¹⁾はGreat Ouse estuaryの測定から、Rosby and Montgomeryによる

$$\frac{N_z}{N_{z_0}} = (1 + \beta_{RM} Ri)^{-1} \quad (3-16)$$

とKent and Prichardによる

$$\frac{N_z}{N_{z_0}} = (1 + \beta_{KP} Ri)^{-2} \quad (3-17)$$

を比較した結果、(3-11)式の方が観測値によく合い、 $\beta_{RM} = 140 \sim 180$ をえてい

る。ここで、 N_{z_0} は中立状態における渦動粘性係数である。Nicholasら⁴²⁾はまた、運動量混合距離が、底面近くと水面近くを除いて、水深全体で一様で、その値は Ri のピーク値とその位置に敏感であると述べている。Mizushimaら⁴³⁾は熱成層した開水路流で(3-16)式と同じ

$$\frac{N_z}{N_{z_0}} = (1 + 2.5 Ri)^{-1} \quad (3-18)$$

をえている。

Fig.3-38の N_z をみると、Fig.3-30のフラックス・リチャードソン数 Rf が大きいとき N_z は非常に小さく、運動量の鉛直輸送が浮力により抑制されているのがわかる。

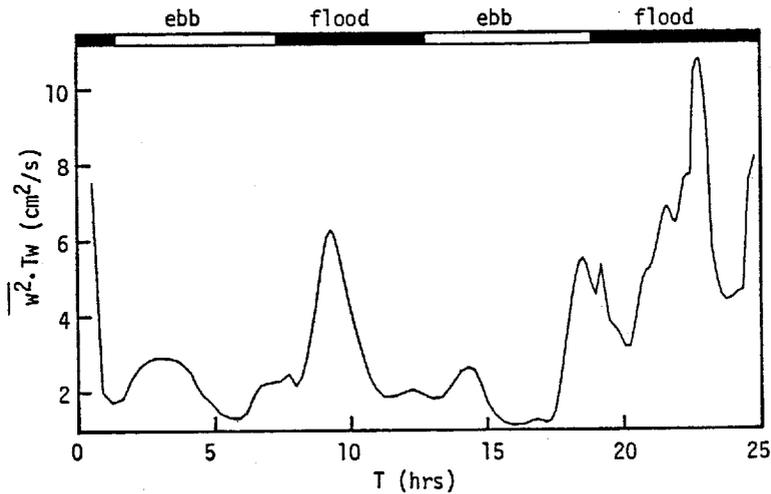


Fig.3-39 Temporal variations of $\overline{w^2 T_w}$ at height of 0.8m above the river bed.

3.8 結 論

本章では、潮汐にともなう流速変動と塩分濃度変動特性の変化を検討した。潮汐が日潮不等型であるので、潮汐2周期間にわたる変化を示した。流速変動と塩分濃度変動特性は、潮差の大きさによってかなり変化し、また上げ潮と下げ潮で大きく異なっている。下げ潮では主流方向の密度勾配のため、低層の流

速が小さく、乱れは弱い。その結果、成層化が進み、鉛直方向の乱れは小規模なもののみとなる。

潮汐にともなう乱れ特性の変化は大きく、例えば、乱れエネルギーは1オーダー程度変化する。乱れは上げ潮の最大流速付近で最も強くなる。ただし、乱れエネルギーやレイノルズ応力の最大は、平均流速のそれより1時間程度遅れる傾向があり、流れの加速時より減速時の方が大きい。

瞬間レイノルズ応力は、従来から言われているように、間欠的であるが、塩分濃度フラックスの変動はレイノルズ応力以上に間欠的で、その確率分布は非常に尖った分布をしている。瞬間レイノルズ応力と塩分濃度フラックスの確率分布は、指数関数と0次第2種変形Bessel関数の積で近似できる。

主流方向乱れに関するEulerのintegral time scaleは水深と平均流速によって、ほぼ規制されて変化する。鉛直方向の渦動粘性係数は上げ潮の最大流速付近で最も大きく、河床から0.8mの高さで $20\text{cm}^2/\text{s}$ 程度である。

参 考 文 献

- 1) Bowden, K.F. and Fairbairn, L.A.: Measurements of turbulent fluctuations and Reynolds stresses in a tidal current, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 237, pp. 422-438, 1956.
- 2) Bowden, K.F.: Measurements of turbulence near the sea bed in a tidal current, J. Geophys. Res., Vol. 67, No. 8, pp. 3181-3186, 1962.
- 3) Bowden, K.F. and Howe, M.R.: Observations of turbulence in a tidal current, J. Fluid Mech., Vol. 17, pp. 271-284, 1963.
- 4) Gordon, C.M. and Dohne, C.F.: Some observations of turbulent flow in a tidal estuary, J. Geophys. Res., Vol. 78, No. 12, pp. 1971-1978, 1973.
- 5) Heathershaw, A.D.: The turbulent structure of the bottom boundary layer in a tidal current, Geophys. J. R. astr. Soc., Vol. 58, No. 28, pp. 395-430, 1979.
- 6) Kaimal, J.C. and Haugen, D.A.: Some errors in the measurement of Reynolds stress, J. Applied Meteorology, Vol. 8, pp. 460-462, 1969.

- 7) Dyer, A.J., Hicks, B.B. and Sitaraman, V.: Minimizing the levelling error in Reynolds stress measurement by filtering, *J. Applied Meteorology*, Vol. 9, pp. 532-534, 1970.
- 8) Wieringa, J.: Tilt errors and precipitation effects in trivariate measurements of turbulent fluxes over open water, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 2, pp. 406-426, 1972.
- 9) Rotta, J.C. (大路 道雄訳): 乱流, 岩波書店, pp. 138-139, 1975.
- 10) Lumley, J.L.: Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows, *Phys. Fluids*, Vol. 8, No. 6, pp. 1056-1062, 1965.
- 11) 山口 睦美, 吉川 昭: 非定常移流速度場におけるTaylorの凍結乱流仮説の適用と大動脈乱流のスペクトル解析への応用, *ながれ*, 3-2, pp. 151-159, 1984.
- 12) Soulsby, R.L.: Similarity scaling of turbulence spectra in marine and atmospheric boundary layers, *J. Phys. Oceanography*, Vol. 7, pp. 934-937, 1977.
- 13) 浅野 富夫: 開水路流れにおける乱れの時空間構造に関する研究, 京都大学学位論文, 1980.
- 14) Lu, S.S. and Willmarth, W.W.: Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp. 481-511, 1973.
- 15) Antonia, R.A. and Atkinson, J.D.: High-order moments of Reynolds shear stress fluctuations in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 58, pp. 581-593, 1973.
- 16) Brodkey, R.S., Wallace, J.M. and Eckelmann, H.: Some properties of truncated turbulence signals in bounded shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 63, pp. 209-224, 1974.
- 17) Klebanoff, P.S.: Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient, *NACA Rep.*, No. 1247, 1955.
- 18) 余越 正一郎: びわ湖疏水における乱れの観測, 京大防災研究所年報, 第9号B, pp. 513-523, 1966.
- 19) 川西 澄, 余越 正一郎: 太田川河口部の非定常乱流構造, 第29回水理講

- 演会論文集, pp.845-850,1985.
- 20) Bowden, K.F., Fairbairn, L.A. and Hughes, P.: The distribution of shearing stresses in a tidal current, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.2, pp.288-305, 1959.
 - 21) Townsend, A.A., *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge University Press, 1976.
 - 22) Bradshaw, P.: The turbulent structure of equilibrium boundary layers *J. Fluid Mech.*, Vol.29, pp.625-645, 1967.
 - 23) Coleman, H.W., Moffat, R.J. and Kays, W.M.: The accelerated fully rough turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.83, pp.507-528, 1977.
 - 24) Harsha, P.T. and Lee, S.C.: Correlation between turbulent shear stress and turbulent kinetic energy, *AIAA J.*, Vol.8, No.8, pp.1508-1510, 1970.
 - 25) Bradshaw, P., Ferris, D.H. and Atwell, N.P.: Calculation of boundary-layer development using the turbulent energy equation, *J. Fluid Mech.*, Vol.28, pp.593-616, 1967.
 - 26) 川西 澄, 余越 正一郎: 河川感潮部のバースティング特性, 第30回水理講演会論文集, pp.655-660, 1986.
 - 27) Gordon, C.M.: Sediment entrainment and suspension in a turbulent tidal flow, *Marine Geology*, Vol.18, pp.M58-M64, 1975.
 - 28) Anwar, H.O. and Atkins, R.: Turbulence measurements in simulated tidal flow, *J. Hydro. Div. proc. ASCE*, Vol.106, No. HY8, pp.1273-1289, 1980.
 - 29) Hino, M. et al.: Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.131, pp.363-399, 1983.
 - 30) 林 泰造, 大橋 正和: 往復流境界層の乱流構造, *ながれ*, Vol.1, No.2, pp.197-207, 1982.
 - 31) Anwar, H.O.: Turbulent dispersion and meandering of a surface plume, *Proc. Sixteenth Congress Int. H. R. S.*: Vol.1, pp.367-376, 1975.
 - 32) Monin, A.S. and Yaglom, A.M. (山田 豊一訳): *統計流体力学1*, 文一総合出版, pp.332-334, 1975.

- 33) 川西 澄, 余越 正一郎: 感潮河川乱流のエネルギー収支, 土木学会第41回年次学術講演会, pp.291-292, 1986.
- 34) 今本 博健, 石垣 泰輔: LDVによる開水路流れの速度ベクトル計測について, 京大防災研究所年報, 第28号B, pp.471-486, 1985.
- 35) 川西 澄, 余越 正一郎: 河川感潮部の組織乱流, 広島大学工学部研究報告, Vol.35, No.1, pp.119-129, 1986.
- 36) 神田 徹ほか: 超音波流速計による河川流の測定, 土木学会第41回年次学術講演会, pp.111-112, 1986.
- 37) Weaver, C.S. et al.: Digital filtering with applications to electrocardiogram processing, IEEE Transactions on audio and electroacoustics, pp.350-391, 1968.
- 38) Jackson, R.G.: Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J. Fluid Mech. Vol.77, pp.531-560, 1976.
- 39) Hanna, S.R.: A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of vertical velocity spectrum, J. Atmos. Sci., Vol.25, pp.1026-1033, 1968.
- 40) Bowden, K.F.: Circulation and Mixing in the Mersey Estuary, International Association for Scientific Hydrology, Committee on Surface Waters, 1960.
- 41) Bowden, K.F.: Stability effects on turbulent mixing in tidal current, Phys. Fluids, Vol.7, S278, 1967.
- 42) Nicholas, V.M.O. and Rodger, J.G.: Vertical mixing in stratified tidal flows, J. Hydro. Div. proc. ASCE, Vol.104, No. HY3, pp.337-351, 1978.
- 43) Mizushima, T., Ogino, F., Ueda, H. and Komori, S.: Buoyancy effects on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel, Heat Transfer, Hemisphere Pub. Corp., pp.91-96, 1978.

第4章 河川感潮部における組織乱流の構造とその非定常特性

4.1 概説

乱流境界層における組織乱流に関する研究は非常に多く、Cantwell¹⁾により広範かつ詳細にまとめられている。自然河川ではkolk,boilといった大規模乱流が古くから認められており²⁾、木下³⁾は洪水流の水面写真からboilの発生部に対応する低速部が、横断方向にほぼ水深に等しい間隔で並んでいることを見出し、石原・余越⁴⁾は大規模乱れの基本構造である馬蹄形渦が伸長して水面に達し、boilとなると説明している。このような自然河川における大規模乱流は、乱流境界層の組織乱流と同様なものと考えられ、Jackson⁵⁾はkolk,boilとburstの密接な関連性を指摘している。

自然河川における組織乱流は、平均流場に大きく影響すると同時に、河床波、砂泥の巻き上げや物質輸送等に深く関係し、その実態を把握することはきわめて重要である。典型的な非定常流である河川感潮部の組織乱流は強く潮汐の位相に依存すると考えられる。本章では、ejection,sweepといった小規模な組織乱流と、自然河川におけるkolk,boilや乱流境界層のバルジに対応する大規模乱流構造の潮汐にともなう変化について述べる。また、乱れを大規模な組織乱流成分と小規模な乱流成分に分離し、平均流場と各成分間における運動量と乱れエネルギーの輸送率、および大規模な組織乱流と小規模乱流による塩分濃度の鉛直輸送率を評価する。

4.2 小規模な組織乱流運動の統計的特性

4.2.1 小規模な組織乱流発生周期の非定常確率分布特性

Bogard and Tiederman⁶⁾は乱流境界層の可視化で認められるejection(低速流体の噴出)と、同時にプローブ測定された速度変動から種々の検出法を用いてえられるejectionを直接比較した結果、Lu and Willmarth⁷⁾の四象限区分し

きい値法が、ejectionを検出するのに最も信頼性が高いことを示した。Bogard and Tiederman⁶⁾はホールサイズ(しきい値) H として、Comte-Bellotoら⁸⁾が提案した

$$H = \frac{|\overline{uw})_2|}{u'w'} \quad (4-1)$$

から求められた値1.07を使った。ここで、 $(\overline{uw})_2$ は $u-w$ 平面の第2象限に属する速度変動 ($u < 0, w > 0$) の共分散である。Comte-Bellotら⁸⁾によれば、(4-1)式から求められる H の値は種々のレイノルズ数、流れ場、計測位置に対して $H \approx 1$ である。これらの結果から、本研究では $H=1$ として、Lu and Willmarth⁷⁾ の四象限区分しきい値法を用いて ejection, sweep を検出した。

Fig.4-1(b) は ejection, sweep, hole 事象の、レイノルズ応力への寄与率および、hole 事象の時間占有率を H に対してプロットしたものである。ただし、 $z = 0.8m$ 、上げ潮の最大流速時におけるものである。Fig.4-1(b) は Lu and Willmarth⁷⁾ の結果とよく一致しており、 $H=1$ で hole 事象の時間占有率は約80%であるのに対し、レイノルズ応力に対する寄与率は20%程度しかなく、レイノルズ応力の発生が強い間欠性を有することがわかる。Heathershaw⁹⁾ は潮流中

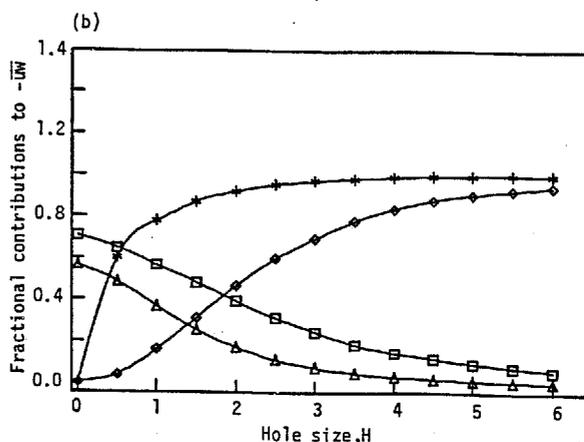
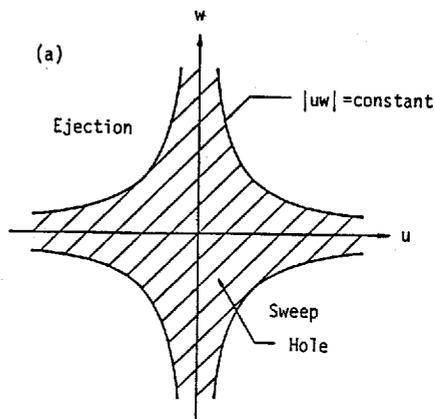


Fig.4-1 (a) Sketch of ejection, sweep, hole region in the $u-w$ plane.

(b) Fractional contributions to the Reynolds stress from □, ejection; △, sweep; ◇, hole; and *, time fraction of hole as a function of hole-size.

でレイノルズ応力を測定し、 uw の標準偏差の2倍以下の事象が、レイノルズ応力に対し57%寄与するのに対し、その時間占有率は7%であることを示している。Fig.4-2はCase-2におけるejectionの発生周期の非定常確率分布である。ただし、確率分布は一定の移流距離ごとに求めているので、 T_E 軸に平行な線

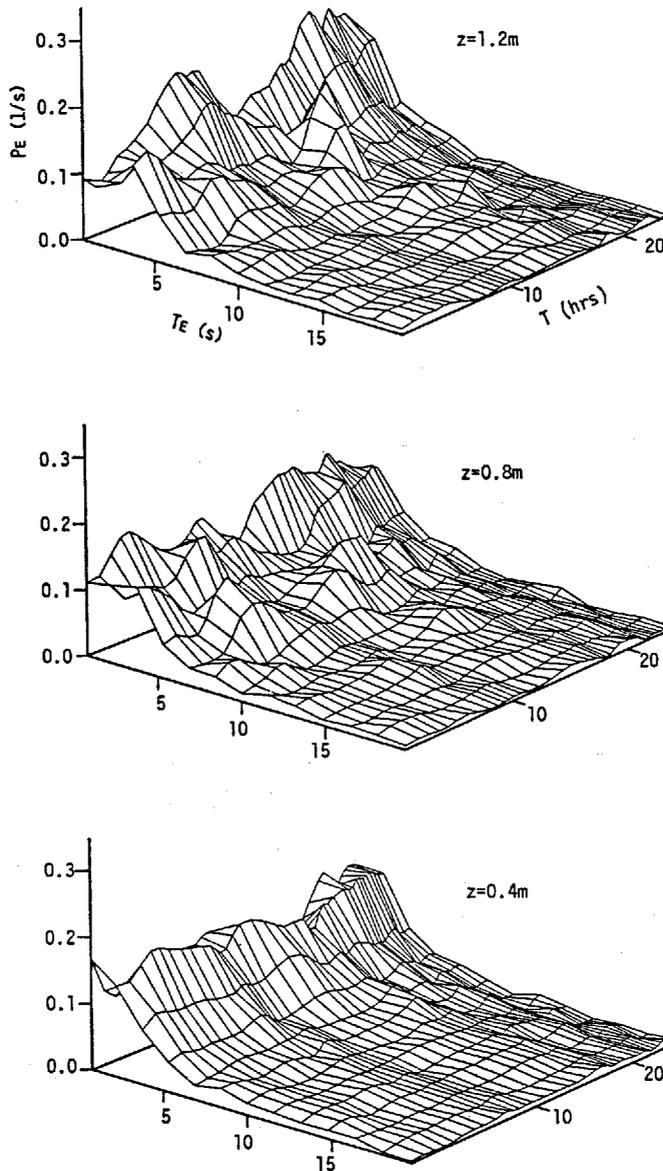


Fig.4-2 Nonstationary probability distributions of the time between ejections at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

は $|\bar{U}_a|$ の大きい所で密、 $|\bar{U}_a|$ の小さい所で疎になっている。上から順に、
 $z=1.2\text{m}, 0.8\text{m}, 0.4\text{m}$ の測点におけるものである。

Case-1の結果¹⁰⁾と同様、ejection周期の発生確率は短い T_E に集中している。さらに、平均流速が大きい時の方が、また河床から離れるほどこの傾向は強い。 T_E の確率分布は河床に近い測点の方が上方測点より変化が少ない。

ejectionの発生が、ポアソン過程であると仮定すると、その発生周期は指数分布に従う。さらに、ejectionの発生周期はejectionの平均持続時間 \bar{T}_{DE} より短くないことを仮定すると、 T_E に対する確率分布は次の指数分布 $f_E(T_E)$ で表される。

$$f_E(T_E) = \frac{1}{(\bar{T}_E - \bar{T}_{DE})} \exp \left[\frac{(T_E - \bar{T}_{DE})}{(\bar{T}_{DE} - \bar{T}_E)} \right] \quad T_E \geq \bar{T}_{DE}$$

$$= 0 \quad T_E < \bar{T}_{DE} \quad (4-2)$$

いくつかの代表的な時間に関するejectionの発生周期確率分布を(4-2)式の指数分布とともに示したのが、Fig.4-3である。ただし、Case-2の $z=0.8\text{m}$ におけるものである。 T_E の小さいところでは、指数分布より発生確率が大きく、このことはejectionが全くランダムに発生するのではなく、接近したejectionの集合が存在することを示している。

4.2.2 小規模な組織乱流の平均発生周期

Fig.4-4に、Case-2の3測点におけるejectionの平均発生周期 \bar{T}_E の経時変化を示す。

2度目の下げ潮時、最も河床に近い $z=0.4\text{m}$ の測点における \bar{T}_E は他の2つの上方測点の \bar{T}_E とは異なる変化を示しているが、これは主流方向の密度勾配が増大したことによりレイノルズ応力の符号が逆転している(Fig.3-21)ことに関係していると考えられる。この時刻を除くと河床から離れるほど \bar{T}_E の変化は大きい、3測点の \bar{T}_E ともほぼ同様な変化を示しており、上げ潮の最大流速付近で最も短くなっている。

平均流速の大きい時間では、河床から離れるほど \bar{T}_E は小さくなる傾向があり、単位時間に発生するejectionの数が増大している。

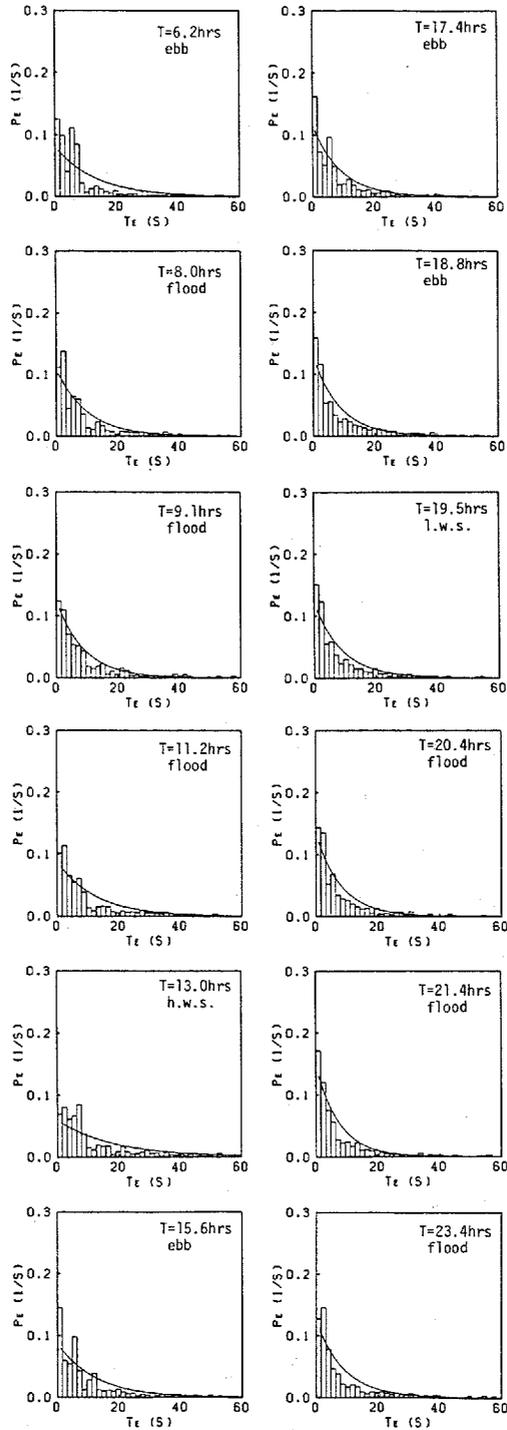


Fig.4-3 Probability distributions of the time between ejections at height of 0.8m above the river bed. Exponential distributions were shown for comparison. (Case-2)

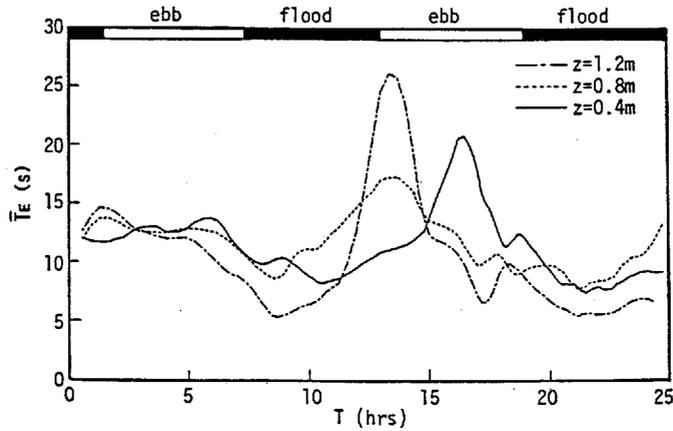


Fig.4-4 Temporal variations of the mean ejection period at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

4.2.3 小規模な組織乱流の空間特性と潮汐によるその変化

ホールサイズを1とし、四象限区分しきい値法を用いてejectionが検出されたときの、変動流速の空間パターンを条件付平均

$$\langle u(x, z) \rangle = \frac{\int_0^x u(\xi - x, z) I(\xi, z_0) d\xi}{\int_0^x I(\xi, z_0) d\xi} \quad (4-3)$$

から求めた。ここで x はずらし移流距離、 I はejectionの検出関数で、 z_0 でejectionが検出された時 $I=1$ 、それ以外は $I=0$ である。

最も河床に近い測点 $z=0.4\text{m}$ でejectionが検出されたときの u の空間パターン $\langle u \rangle$ をFig.4-5に、 w の空間パターン $\langle w \rangle$ をFig.4-6に示す。ただし、

$\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$ は $z=0.4\text{m}$ の乱れ強さ u' , w' で無次元化してあり、等値線の間隔は0.1である。正の等値線を実線で、負のそれを点線で表してある。水深が大きく変化しているので、水深に相対的な高さ z/D 、ずらし移流距離 x/D も示してある。上げ潮と下げ潮では主流の向きが逆になるから、Fig.4.5の $\langle u \rangle / u'$ は上げ潮では負、下げ潮では正になっている。

$\langle u \rangle / u'$ の拡がりには乱れが最も強い最後の上げ潮時に最大となっており、 $\langle w \rangle / w'$ の拡がりよりかなり大きい。また $\langle u \rangle / u'$, $\langle w \rangle / w'$ とも上層の位相が進

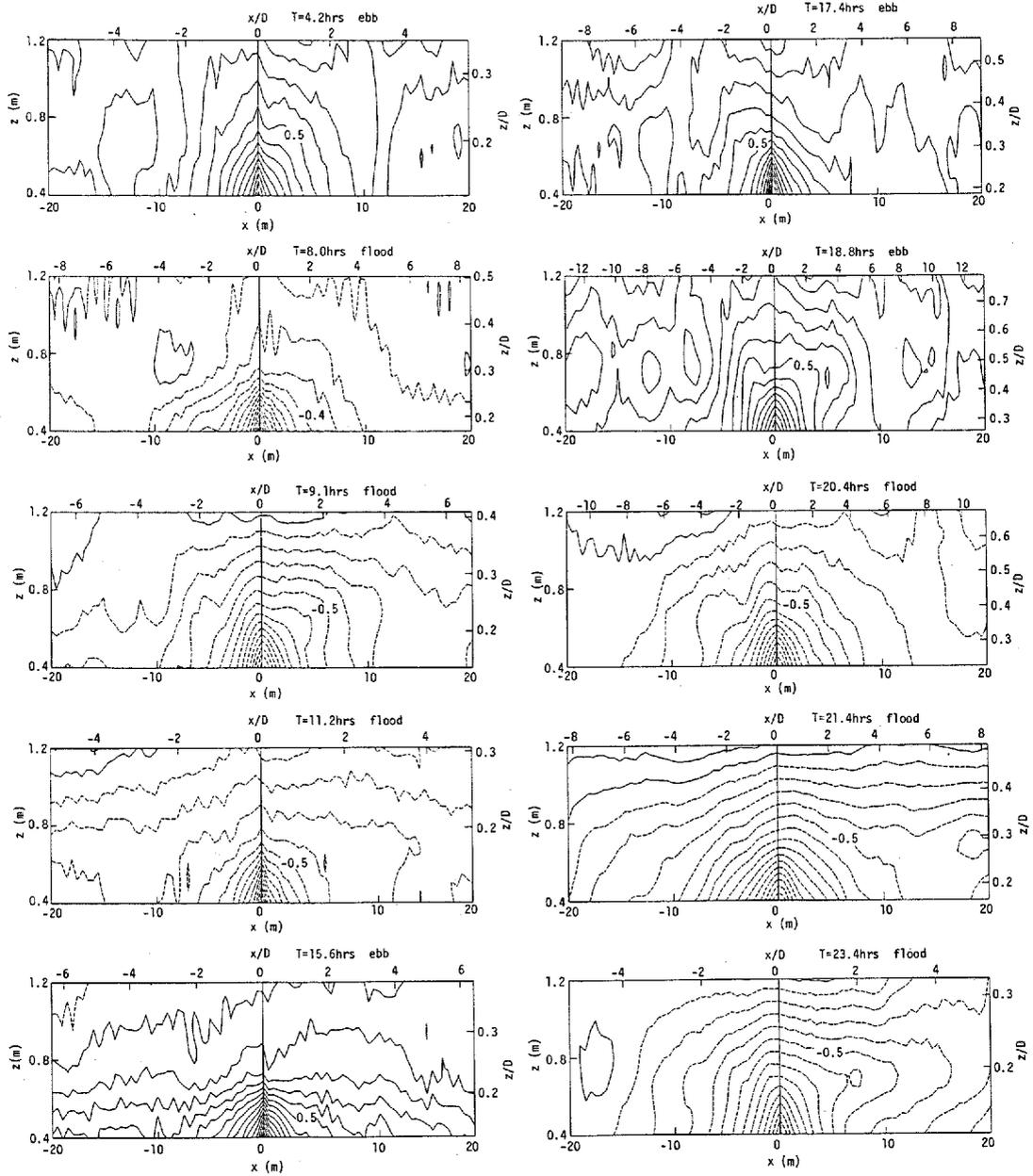


Fig.4-5 Spatial distributions of conditional averages
of u for ejections detected at $z=0.4$ m.

(Case-2)

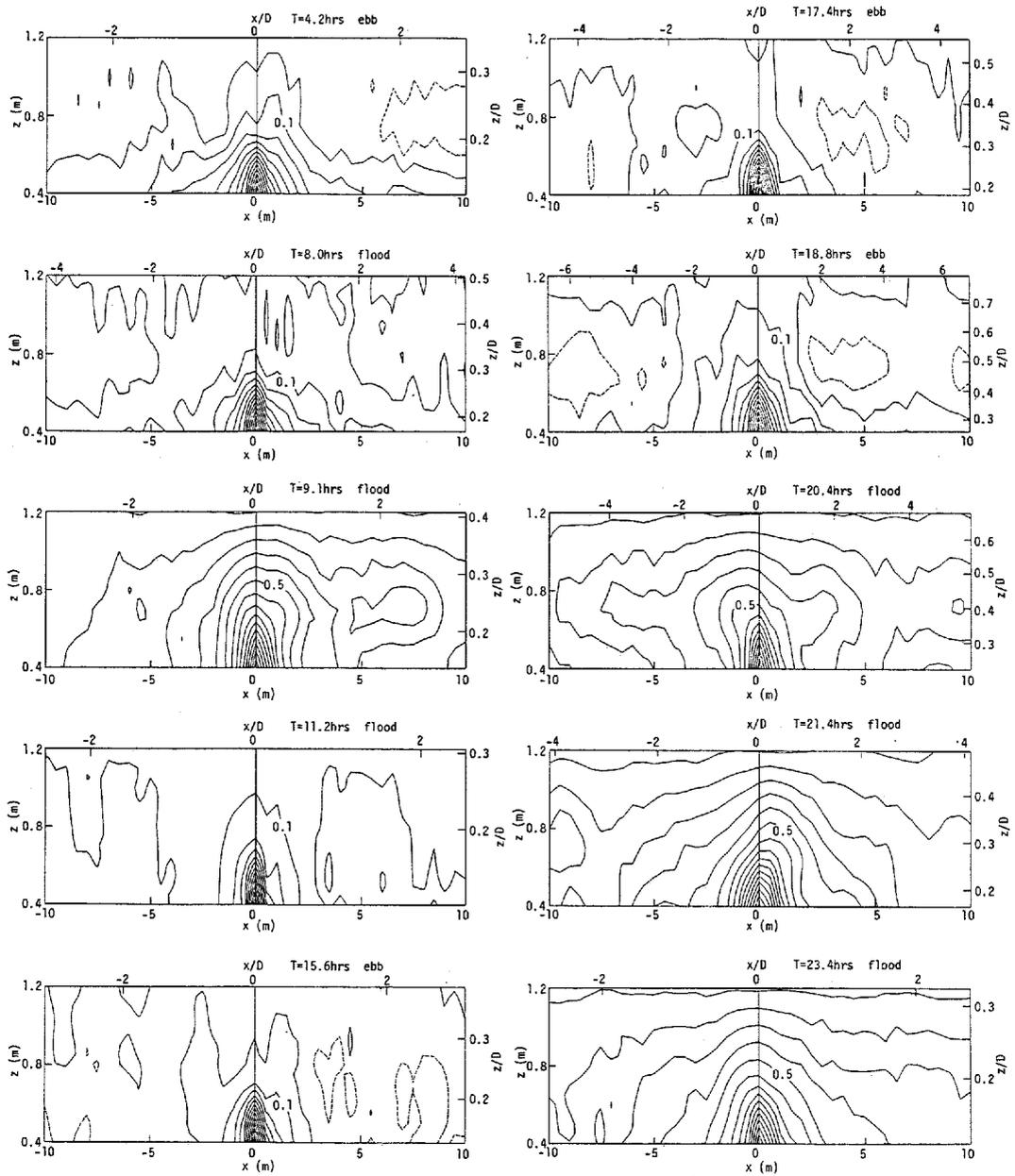


Fig.4-6 Spatial distributions of conditional averages
of w for ejections detected at $z=0.4\text{m}$.

(Case-2)

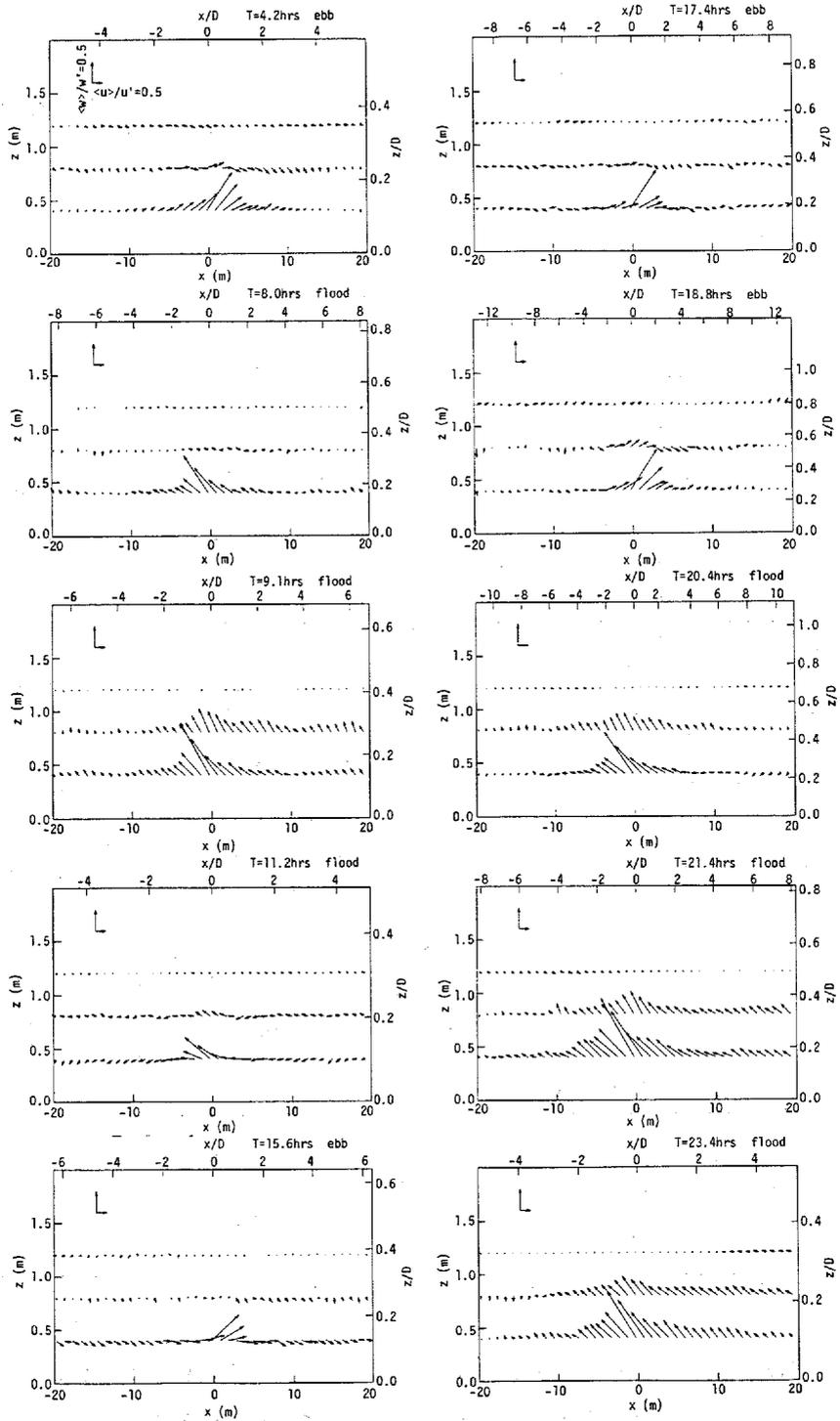


Fig.4-7 Vector plots of conditional average of (u, w) for ejections detected at $z=0.4\text{m}$. (Case-2)

んでおり、下流側に傾斜した構造をしている。ejectionの後面より前面の方が $\langle u \rangle / u'$ と $\langle w \rangle / w'$ の拡がり大きく、例えばBlackwelder and Kaplan¹¹⁾によって示された「ejectionからsweepへの移行が逆の場合より急激に起こる」という結果に一致している。

$\langle w \rangle / w'$ は $\langle u \rangle / u'$ と同程度の鉛直方向の拡がりを持っているが、主流方向の拡がり $\langle u \rangle / u'$ に比べて小さい。 $\langle u \rangle / u'$, $\langle w \rangle / w'$ とともに水深が大きく変化しているわりに、鉛直方向の拡がりは変化していない。

Fig.4-7はFig.4-5, Fig.4-6の $\langle u \rangle / u'$, $\langle w \rangle / w'$ から求めた流速ベクトル図である。

Fig.4-7をみると、ejection発生時に斜め後方へ向かう上昇流が生じていることがわかる。上昇流が河床となす角度は、ejectionの中心部が最も大きく、最後の上げ潮の最大流速時、約40°である。この傾斜角は、Head and Bandyopadhyay^{12), 13)} や宇民と上野¹⁴⁾ によって観察されたヘアピン渦、馬蹄形渦の傾きにはほぼ等しい。したがって、ejectionが大規模構造中に含まれるヘアピン渦、馬蹄形渦によって生じると考えられる。先に述べたようにejection中心部の上流側より、下流側で広い範囲にわたって上昇流が生じている。

4.3 大規模乱流の検出法

乱流中にみられる大規模な渦構造は、Brown and Roshko¹⁵⁾ による混合層のシュリーレン写真(Fig.4-8)に明瞭に認められる。乱流境界層でも同様に横方向に軸をもつ境界層厚程度の大規模渦列(Fig.4-19)が存在し、バルジとして認められる。このような大規模乱流は可視化では容易に観察されるが、大規模乱流の強さが、小規模な乱れにくらべて弱いためにプローブ計測で定量的に検出することは簡単ではない。

最近のHead and Bandyopadhyay^{12), 13)} や宇民と上野¹⁴⁾ による可視化研究から、乱流境界層の大規模構造は細長く引き伸ばされたヘアピン渦、馬蹄形渦の集合であると考えられる。4.2.1で述べたように、ejectionは全くランダムに発生するのではなく、接近したejectionの集合が存在する。ejectionが大規模構造中に存在するヘアピン渦によって引き起こされると考えれば、接近した

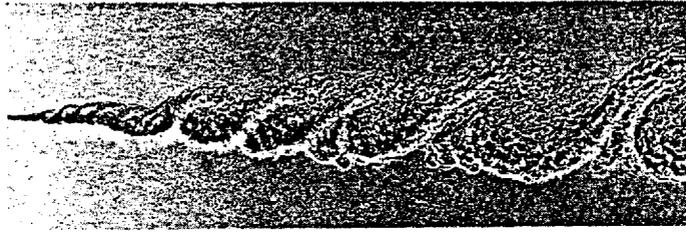


Fig.4-8 Coherent structure in a plane mixing layer
from Brown & Roshko¹⁵⁾.

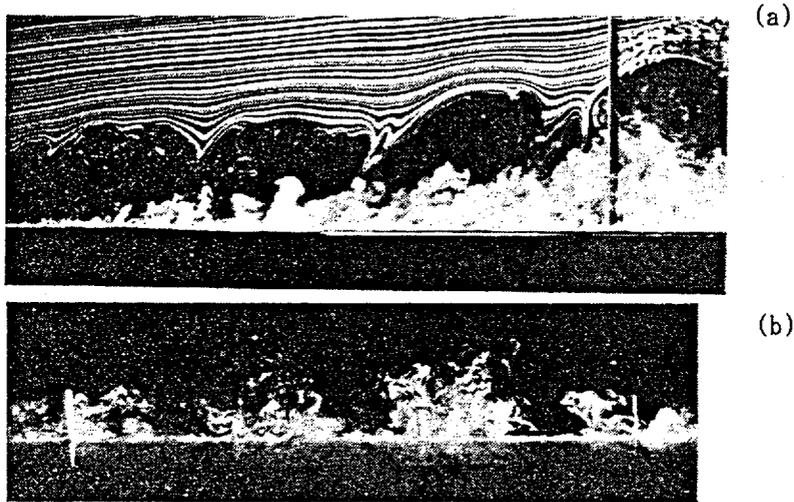


Fig.4-9 Coherent structure in a turbulent boundary layer
from Taneda¹⁶⁾.

(a)Side view (b)Streamwise view

ejectionの集合が大規模乱流に対応することになる。

Offen and Kline¹⁷⁾は、1つのburstがいくつかのejectionを含んでいることを指摘した。Bogard and Tiederman⁶⁾, Talmonら¹⁸⁾はこの接近したejectionの集合を1つにまとめることによってburstを検出する方法を提案し、検出されたburstが可視化で観察されるものと一致することを示した。 Bogard and Tiederman⁶⁾によれば、同一のburstによるejectionの発生時間間隔 T_E の確率分布と、異なったburstによる T_E の確率分布の重なりは小さく、同一のburst

によるejection間の最大時間間隔 T_{max} で両者を分離できる。つまり、 T_{max} 以下の周期をもつejectionをまとめて1つのburstと見做すのである。ここで問題となるのは T_{max} の決定であるが、Bogard and Tiederman⁶⁾ は、 T_E の発生確率の分布関数と(4-4)式で表される指数分布の分布関数

$$\begin{aligned}
 F_E(T_E) &= 1 - \exp \left[\frac{(T_E - \bar{T}_{DE})}{(\bar{T}_{DE} - T_E)} \right] & T_E \geq \bar{T}_{DE} \\
 &= 0 & T_E < \bar{T}_{DE}
 \end{aligned}
 \tag{4-4}$$

の比較から T_{max} を求め、これが可視化によるものとよく一致することを示した。

高レイノルズ数の乱流境界層における大規模構造が多く、ヘアピン渦から成るといふ Head and Bandyopadhyay^{12), 13)} の結果を考慮すれば、Bogard and Tiederman⁶⁾ の方法を用いて、河川における大規模な乱流構造を検出できると考えられる。

Fig.4-10は、 T_E の発生確率の分布関数 F_E を(4-4)式の分布関数に対してプロットしたものである。図中に示したように、Bogard and Tiederman⁶⁾ に従って、 F_E と指数分布の直線との交点より T_{max} を求める。

Case-2の3測点における T_{max} の経時変化をFig.4-11に、この T_{max} を使ってグループ化されたejection(大規模乱流の検出関数)の一例をFig.4-12に示す。ただし、Fig.4-12の横軸は移流距離 $x = |\bar{U}_a| t$ である。

次にホールサイズ H が大規模乱流の検出に与える影響について述べる。Fig.4-14にCase-2の3測点についてホールサイズ H を0.5と1.0にした場合の大規模

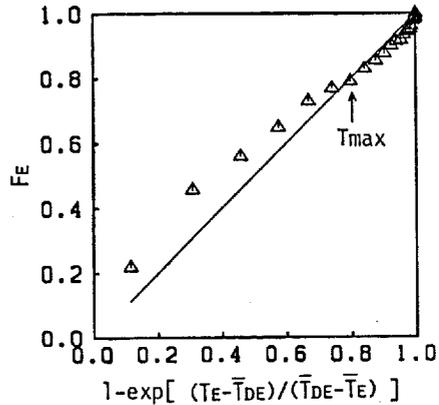


Fig.4-10 Probability distribution of the time between ejections compared to the exponential distribution for $T_E \geq \bar{T}_{DE}$

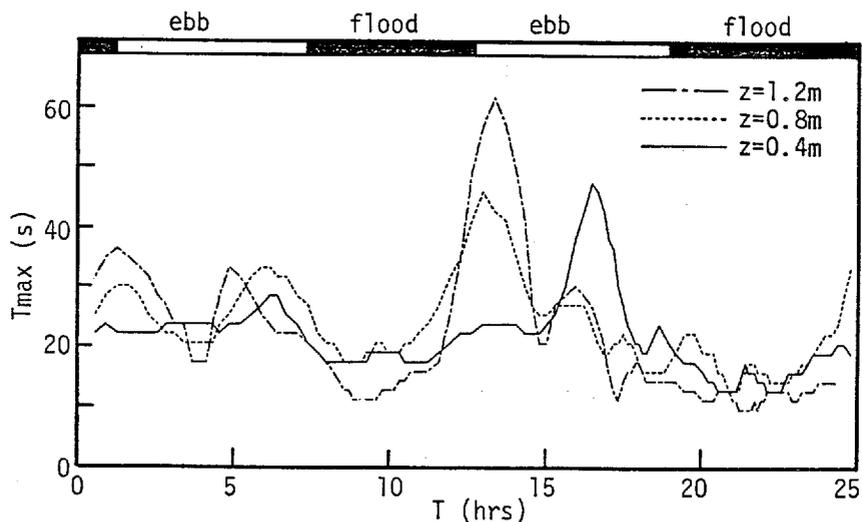


Fig.4-11 Maximum time durations between ejections
in a large-scale coherent structure at
three heights(z) above the river bed.
(Case-2)

乱流の平均周期 \bar{T}_{LEV} の経時変化を示す。比較のためFig.4-13にejectionの平均周期 \bar{T}_E の経時変化も示してある。実線が $H=0.5$ 、点線が $H=1.0$ に対応し、上から順に $z=1.2\text{m}, 0.8\text{m}, 0.4\text{m}$ におけるものである。

Fig.4-13をみると、 $H=1.0$ に比べ $H=0.5$ では全体に \bar{T}_E が短くなっている。これに対し、Fig.4-14の \bar{T}_{LEV} はレイノルズ応力が大きい時間ではあまり差がない。Bogard and Tiederman⁶⁾は0.25~1.25のホールサイズではburst周期にほとんど変化がないことを示している。

Fig.4-14と同様に、大規模乱流の平均持続(通過)時間 \bar{T}_{DL} の経時変化をFig.4-15に示す。Fig.4-15から \bar{T}_{DL} はホールサイズの大きさに敏感でないことがわかる。

Fig.4-14, Fig.4-15の \bar{T}_{LEV} , \bar{T}_{DL} の大きさから、検出された組織構造が水深規模の大規模乱流であると考えられる。

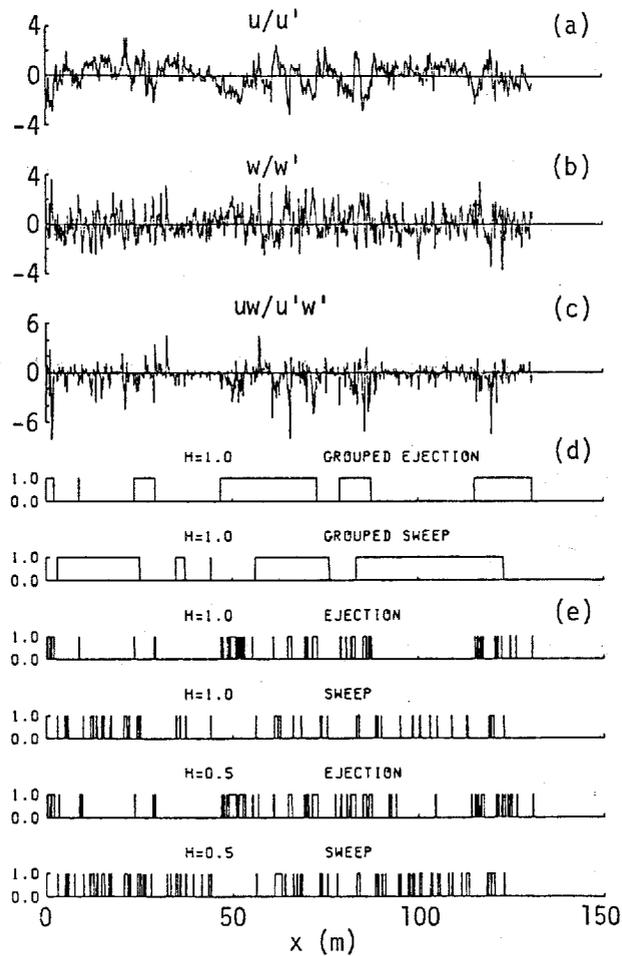


Fig.4-12 (a)-(c) Typical analogue records of u , w and uw .
 (d) The detection functions of large-scale coherent structure.
 (e) The ejections and sweeps detected by the Quadrant technique.

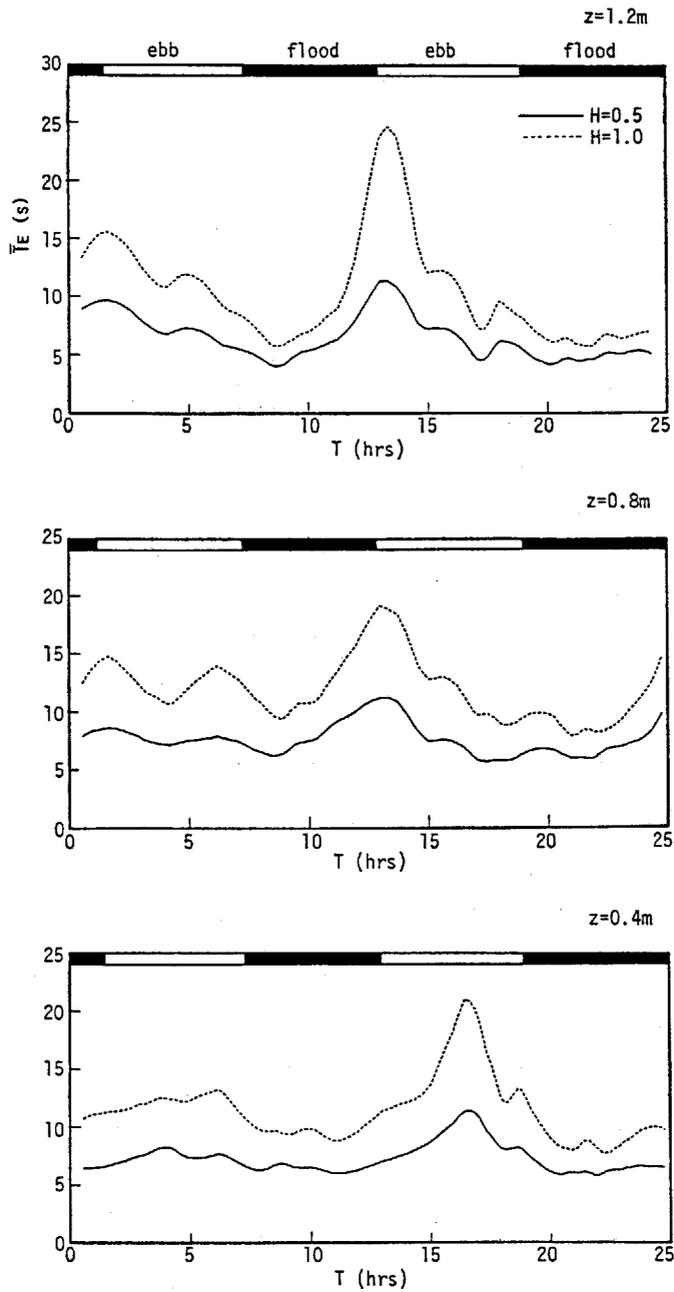


Fig.4-13 Temporal variations of the mean ejection period with threshold levels $H=0.5, 1.0$ at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

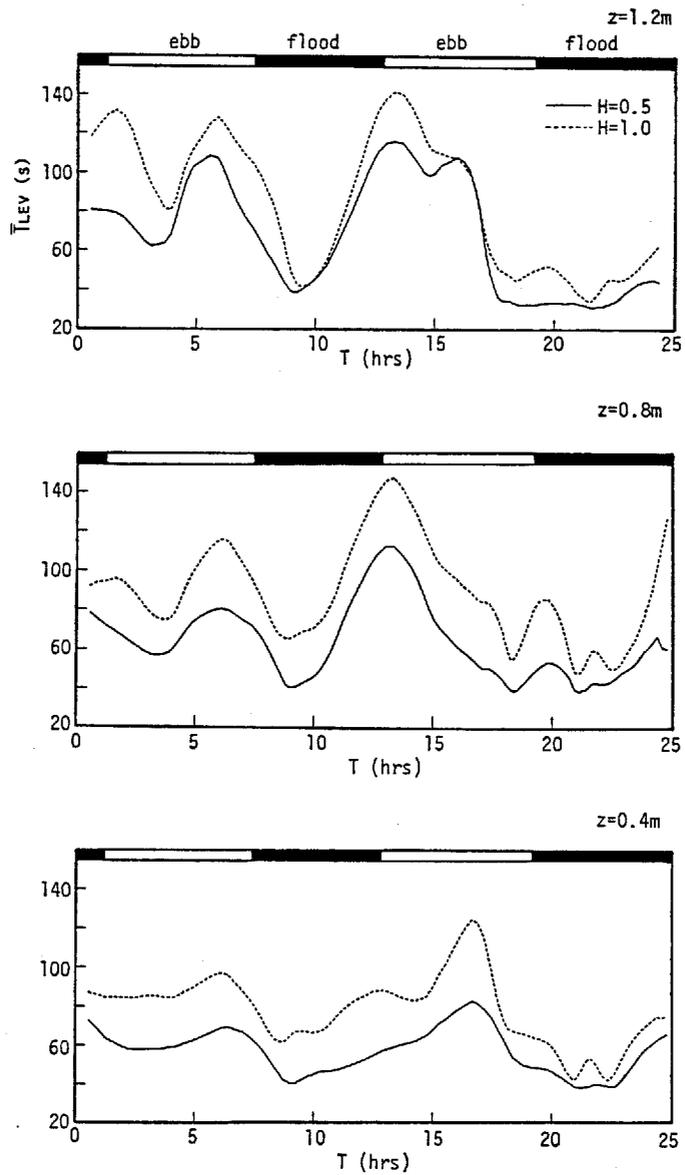


Fig.4-14 Temporal variations of the mean period between large-scale structures with threshold levels $H=0.5, 1.0$ at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

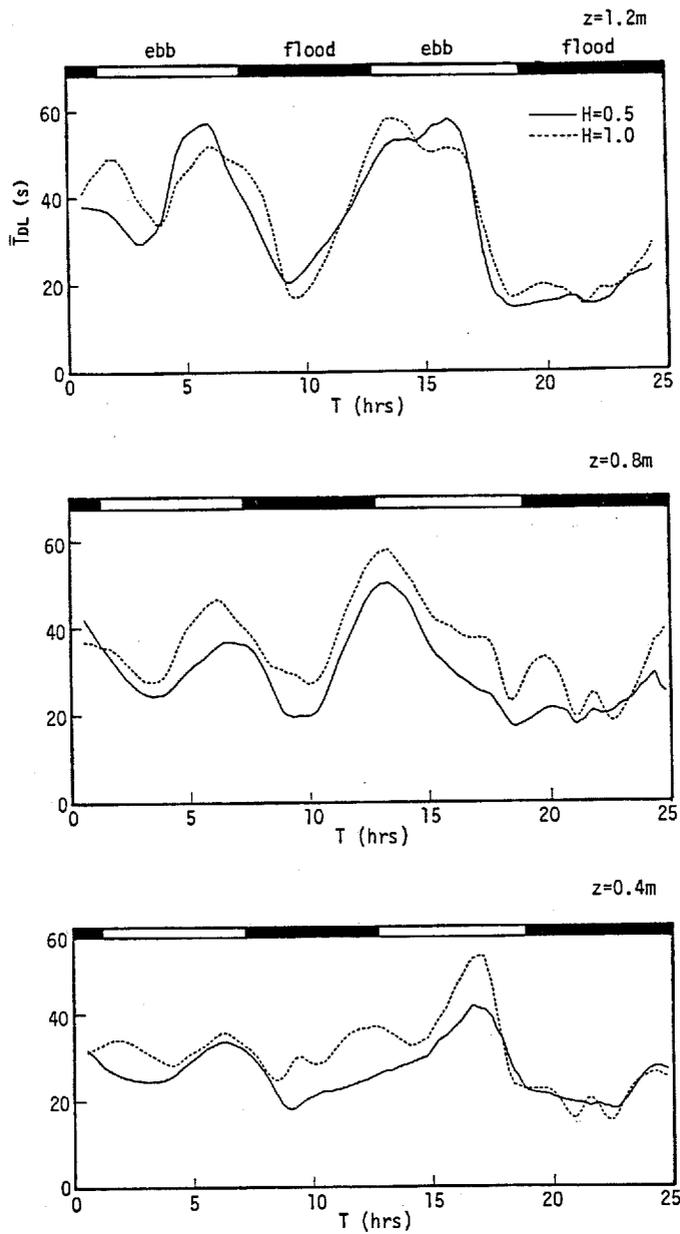


Fig.4-15 Temporal variations of the mean duration of large-scale structure with threshold levels $H=0.5, 1.0$ at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

4.4 潮汐にともなう大規模乱流構造の変化

4.4.1 大規模乱流発生周期の非定常確率分布特性

4.3で述べた方法により、ホールサイズ $H=1$ として検出したejectionから求めた大規模乱流の発生周期 T_{LEV} の非定常確率分布をFig.4-16に示す。

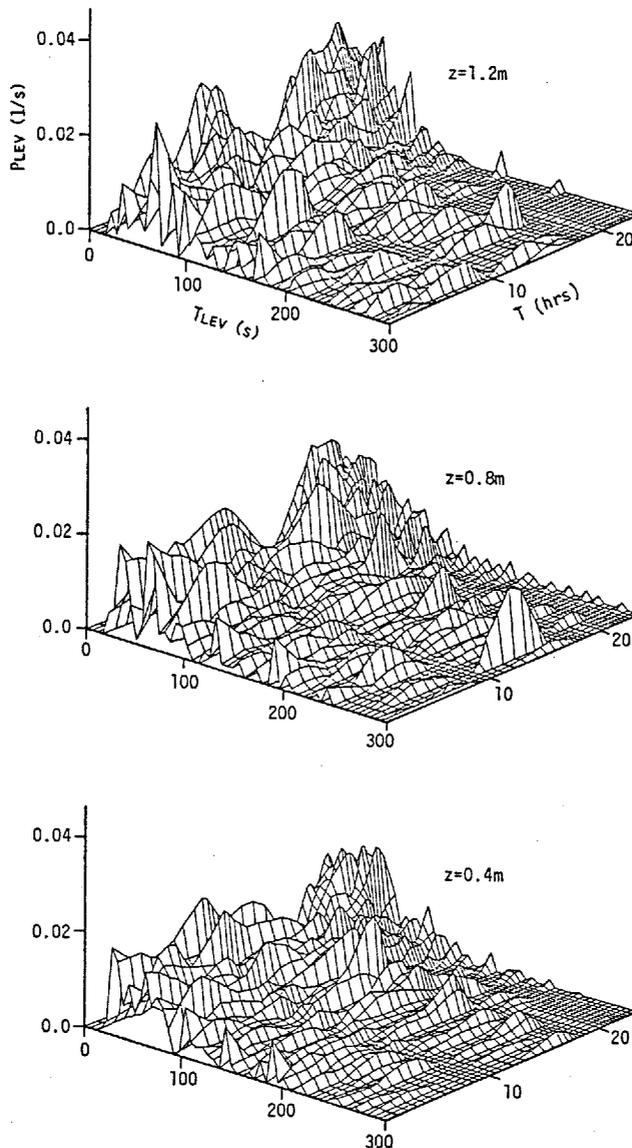


Fig.4-16 Nonstationary probability distributions of the period between large-scale structures at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

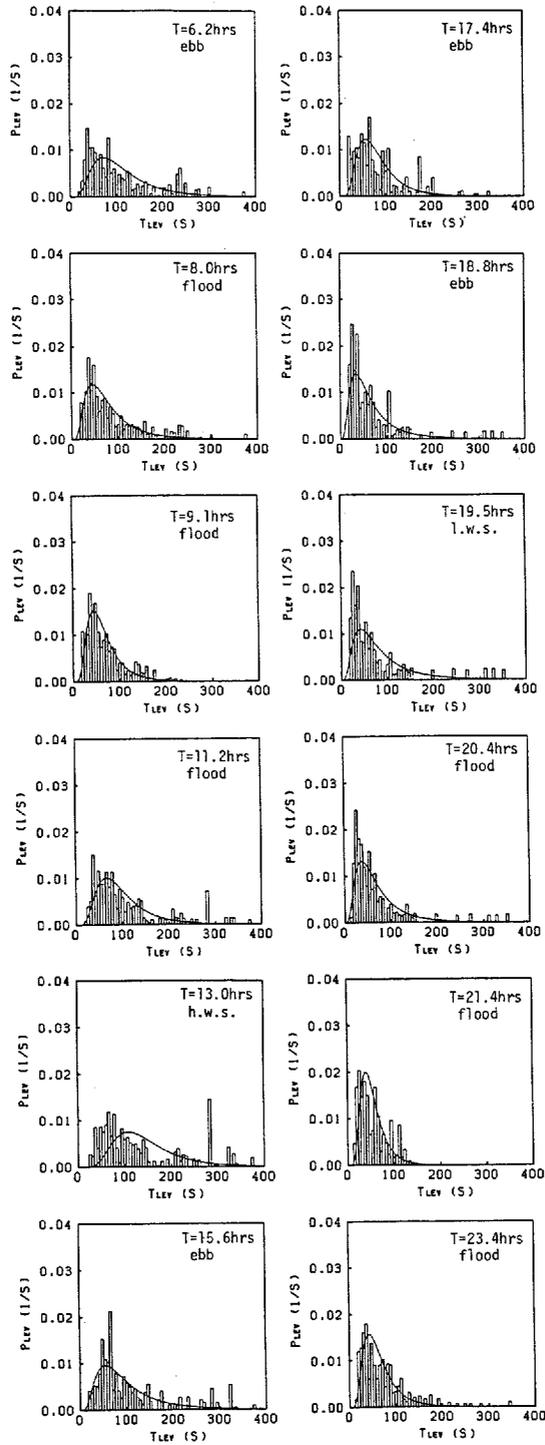


Fig.4-17 Probability distributions of the mean period between large-scale structures at height of 0.8m above the river bed. Lognormal distributions were shown for comparison. (Case-2)

Fig.4-16はFig.4-2と同様に、Case-2の3測点に対するもので、上から $z=1.2$ m, 0.8m, 0.4mにおける分布である。 T_{LEV} 軸に平行な線は平均流速の大小に応じて密、疎になっている。

Fig.4-2に示したejection発生周期の確率分布と異なり、 T_{LEV} の確率分布には、河床からの高さによる大きな違いはみられない。平均流速が大きい時間では T_{LEV} は100秒以下に集中しており、平均流速の小さい満干潮付近では、分布はなだらかになり、 T_{LEV} は幅広く分布する。満潮時と干潮時をくらべると、満潮時の方が分布は広い。

Fig.4-17はFig.4-3のejection発生周期確率分布と同じ時間、同じ高さにおける大規模乱流発生周期の確率分布である。ただし、図中の曲線は対数正規分布を表している。

Fig.4-17から T_{LEV} は従来言われているように^{5), 19)} ほぼ対数正規分布に従うことがわかる。平均流速が大きい時間では、 T_{LEV} の分散は小さくなり分布は尖ってくる。

なお、Case-1についても以上述べたと同様な結果が得られている¹⁰⁾。

4.4.2 大規模乱流の平均持続時間と平均発生周期

大規模乱流の平均持続(通過)時間 \bar{T}_{DL} と平均発生(通過)周期 \bar{T}_{LEV} の経時変化を、Case-2の3測点についてFig.4-18, Fig4-19に示す。 \bar{T}_{DL} と \bar{T}_{LEV} の変化はよく似ており、平均流速の大小に応じて増減している。Fig.4-4のejection平均発生周期 \bar{T}_F にくらべると \bar{T}_{LEV} は河床からの高さ z による波形の差異が少ない。また \bar{T}_{LEV} は \bar{T}_F よりはるかに大きく、水深規模の組織乱流の通過に対応していることがわかる。

Jackson⁵⁾ はburstの持続時間が主流方向流速変動に関するEulerのintegral time scale T_u に等しいと仮定できると述べている。Fig.3-36に示した T_u と Fig.4-18の \bar{T}_{DL} をくらべると、平均流速が大きい時間では、両者はほぼ等しい。

$|\bar{U}_a|$ と D で無次元化した大規模乱流の発生(通過)周期の経時変化をFig4-20に示す。ただし、 $|\bar{U}_a| < 0.1$ m/sは除いてある。Case-1¹⁰⁾ と同様、無次元化周期 $|\bar{U}_a| \bar{T}_{LEV}/D$ は時間とともにかなり変化している。 $|\bar{U}_a| \bar{T}_{LEV}/D$ は干潮の前後で大きくなり、満潮付近では小さい。

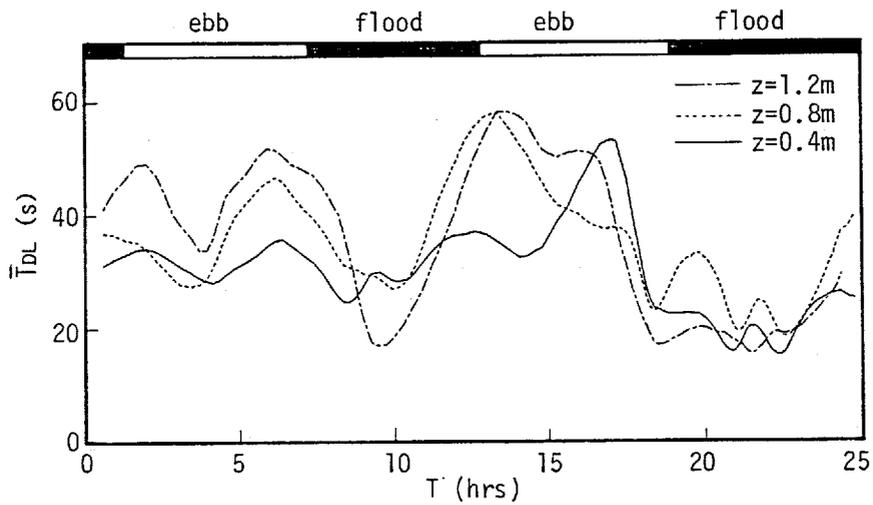


Fig.4-18 Temporal variations of the mean duration of large-scale structures at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

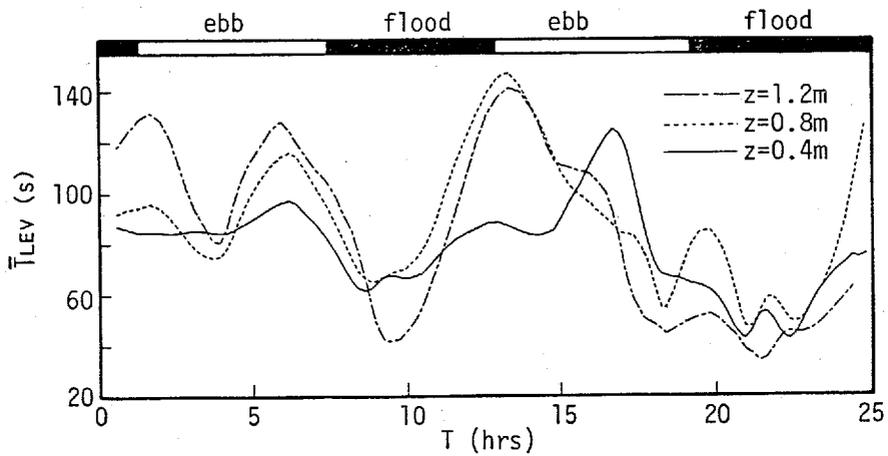


Fig.4-19 Temporal variations of the mean period between large-scale structures at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

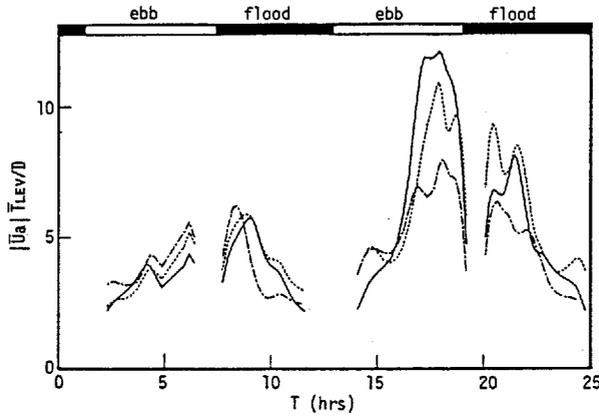


Fig.4-20 Temporal variations of \bar{T}_{LEV} normalized with outer variables at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

無次元化周期 $|\bar{U}_a| \bar{T}_{LEV}/D$ の最大は2度目の下げ潮後半に生じている。この時間では、フラックス・リチャードソン数が大きくなっており (Fig.3-30)、安定成層度が強くなったために、大規模乱流の発生が抑えられ、その発生周期が長くなっていると考えられる。Case-1¹⁰⁾でも同様の傾向がみられる。

河川感潮部ではこのように、水深と平均流速の変化に加えて成層状態も変化するから、一様流体の定常流で言われているような無次元化周期=一定¹⁹⁾の関係は成り立たない。

4.4.3 大規模乱流構造の空間特性と潮汐によるその変化

Fig.4-12に示したように、接近したejection, sweepをグループ化してえられた大規模乱流の検出関数を使い、(4-3)式と同様な条件付平均を行って、主流方向の流速変動の空間パターンを求めた。最も河床に近い測点 $z=0.4\text{m}$ で大規模乱流が検出された時の u の空間パターン $\langle u \rangle$ をFig.4-21, Fig.4-22に示す。Fig.4-21がグループ化ejection, Fig.4-22がグループ化sweepを検出関数とした条件付平均によってえられたパターンである。ただし、Fig.4-5と同様に、条件付平均値は $z=0.4\text{m}$ における乱れ強さ u' で無次元化してある。等値線の間隔は0.1で正の等値線を実線、負の等値線を破線で示してある。

Fig.4-5のejectionのパターンにくらべ、Fig.4-21, Fig.4-22の大規模乱流の

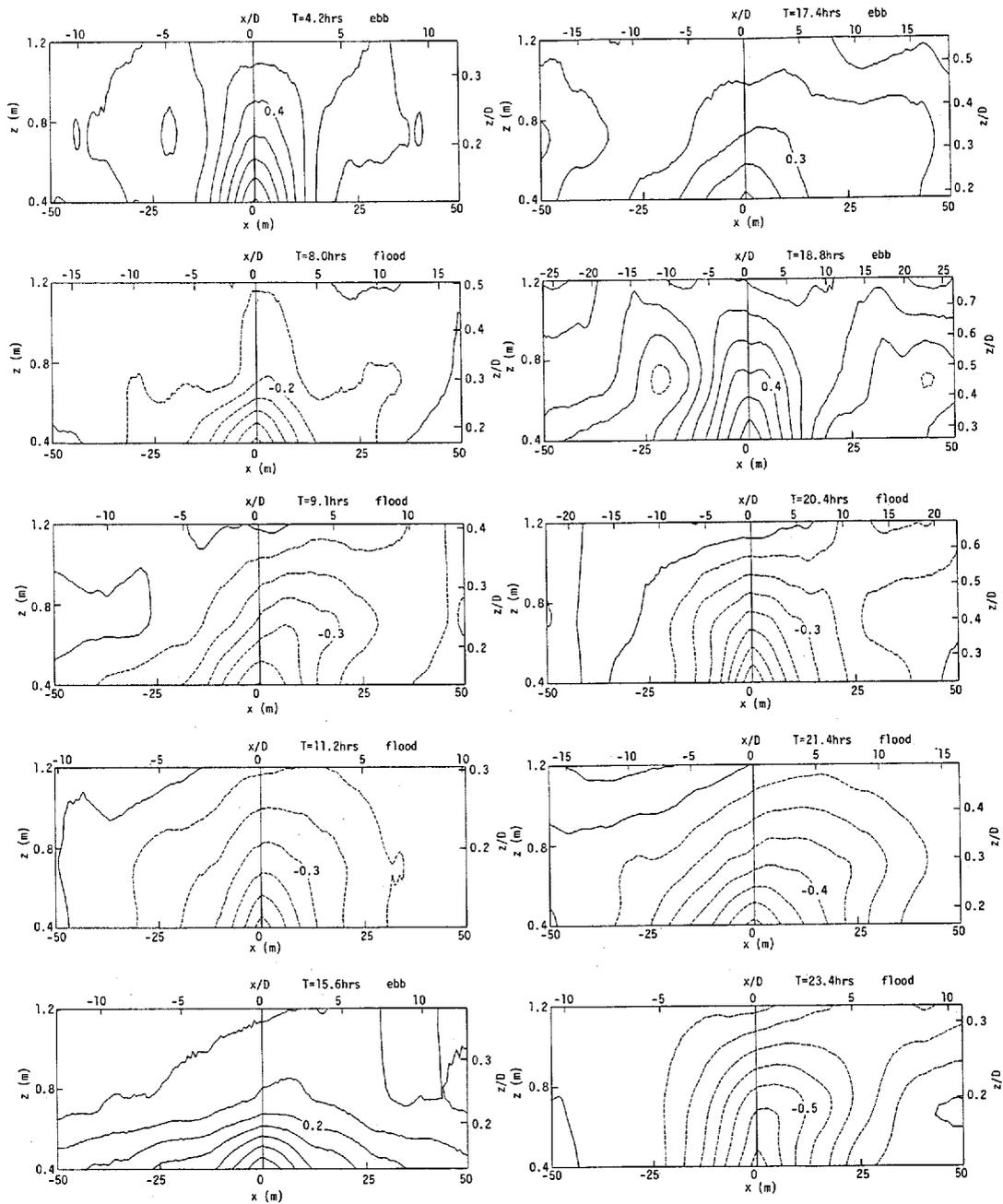


Fig.4-21 Spatial distributions of conditional average of u
for ejection-groups detected at $z=0.4\text{m}$.

(Case-2)

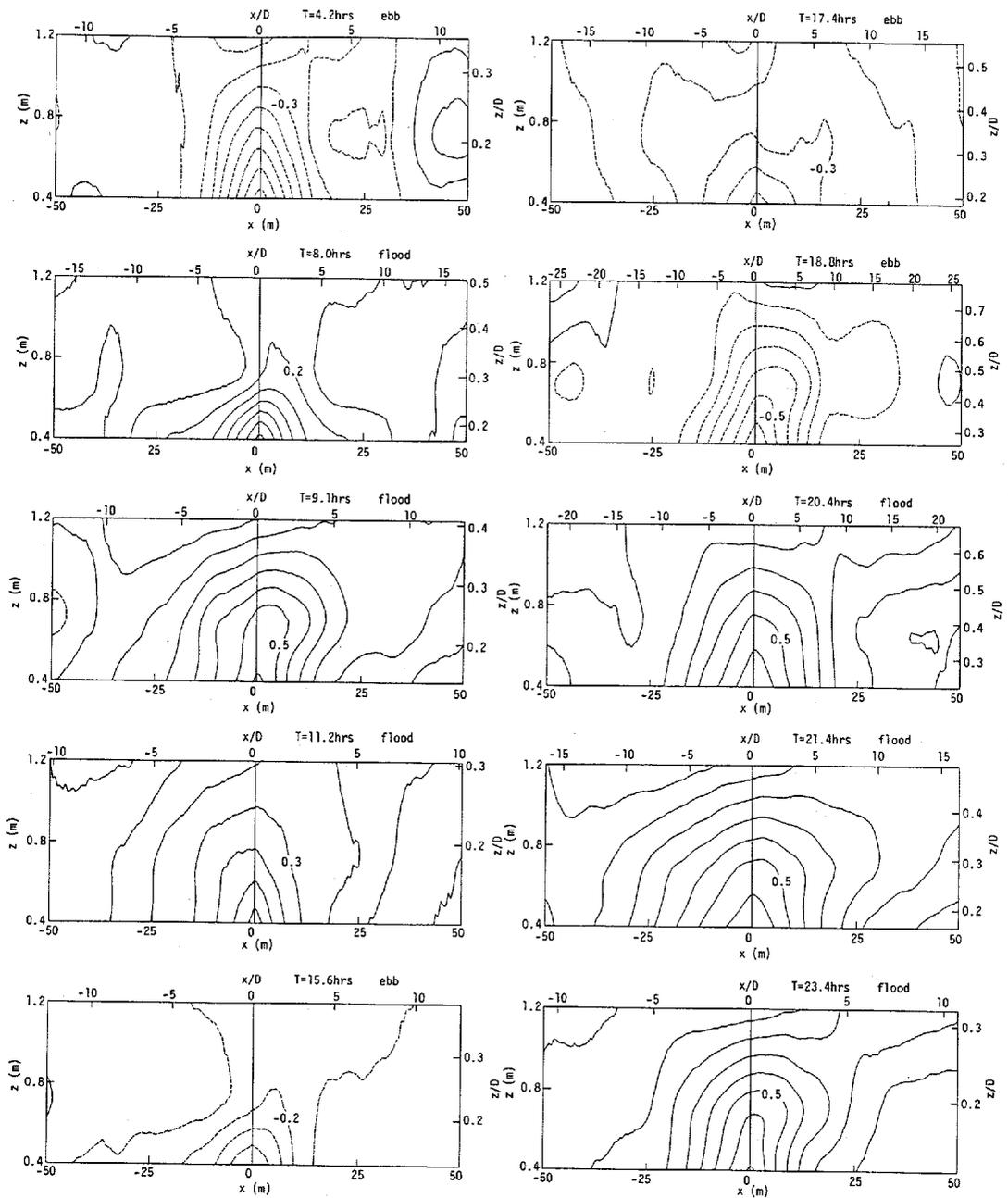


Fig.4-22 Spatial distributions of conditional average of u
for sweep-groups detected at $z=0.4\text{m}$.

(Case-2)

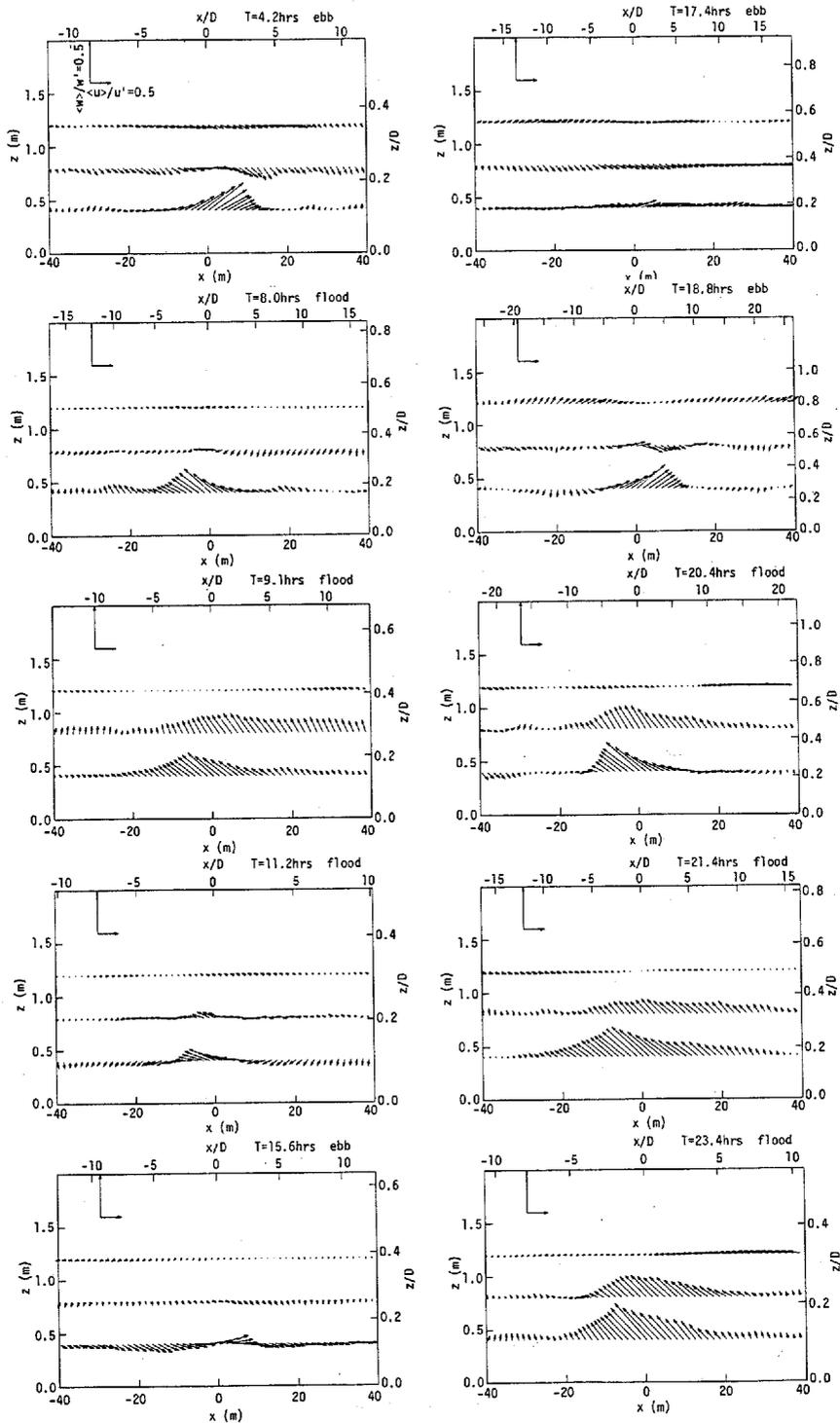


Fig.4-23 Vector plots of conditional average of (u, w)
for ejection-groups detected at $z=0.4\text{m}$.

(Case-2)

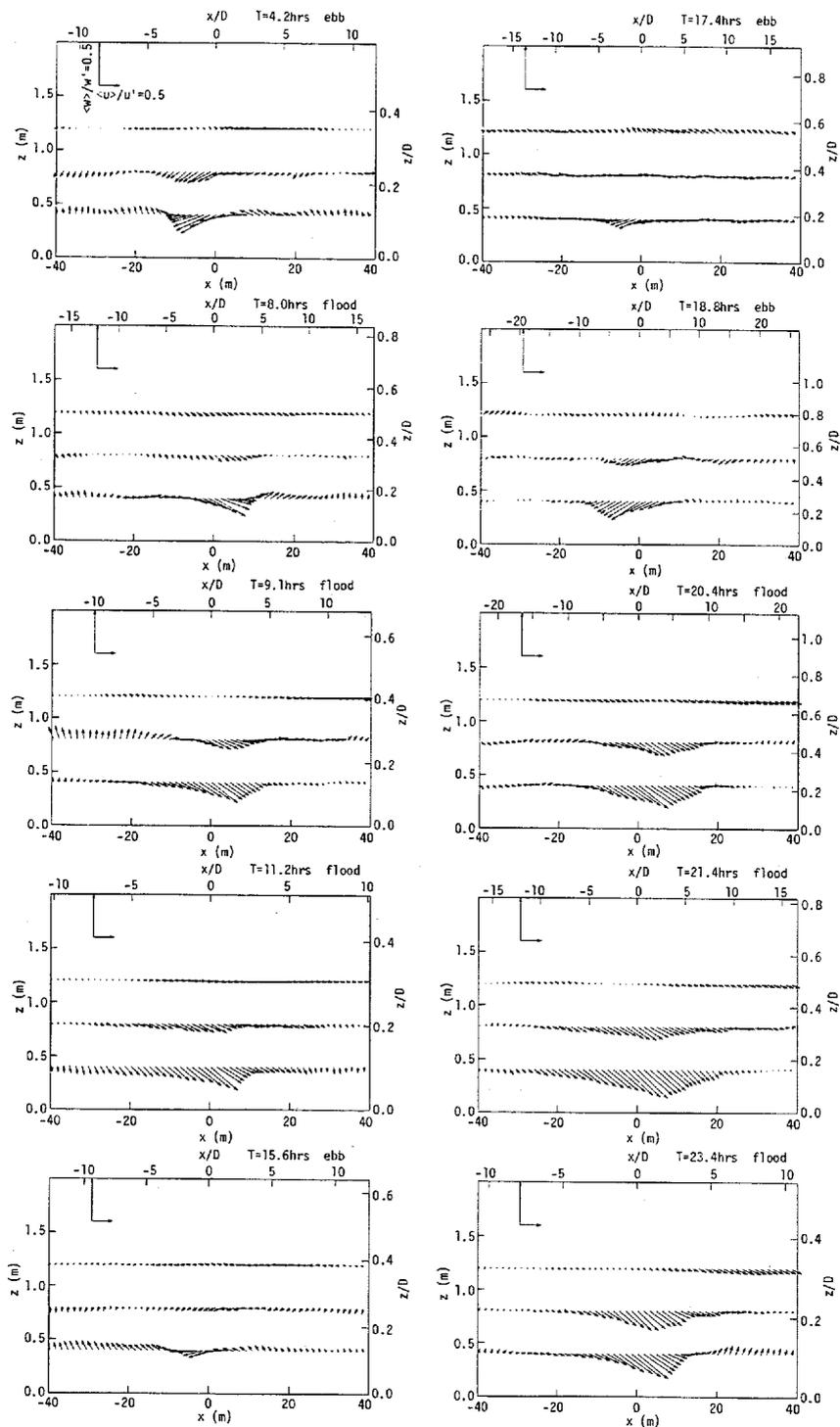


Fig.4-24 Vector plots of conditional average of (u, w)
for sweep-groups detected at $z=0.4\text{m}$.

(Case-2)

空間スケールはずっと大きい。また、下層に対する上層の位相の進みがejectionのパターンより大きく、大規模乱流は流下方向に大きく傾いている。

このことは、Head and Bandyopadhyay^{12), 13)}により指摘されたヘアピン渦の傾斜より大規模構造の傾斜が大きいという結果に一致している。

Fig.3-38に示したように、平均流速のシアが大きく変化するため、大規模乱流構造の傾きも時々刻々変化しており、平均流速が大きい時間では河床から離れるにしたがって傾きが急激に大きくなっている。

Fig.4-21とFig.4-22を比較すると、グループ化ejectionによる条件付平均値は、グループ化sweepによるものにくらべ中心部の値は大きい、空間的拡がりは狭いことがわかる。Fig.4-21, Fig.4-22をみると、大規模乱流の鉛直方向の拡がりは水深より小さいことが多い。

大規模乱流が $z=0.4\text{m}$ で検出された時の変動流速ベクトルをFig.4-23, Fig.4-24に示す。Fig.4-23はejectionの集合、Fig.4-24はsweepの集合が検出された時の流速ベクトルである。

上昇流の発生範囲はグループ化ejectionの前面の方が後面より広く、下降流の生じている範囲は、グループ化sweepの後面の方が前面より広い。Fig.4-23の上昇流速ベクトルが河床となす角度は、上げ潮時 $20^\circ \sim 30^\circ$ で、Fig.4-5のejectionによるものにくらべて小さい。また、Fig.4-23の上昇流速ベクトルの大きさは、中心部で、Fig.4-7の $1/3 \sim 1/2$ である。

2度目の下げ潮時、安定成層化のため、大規模乱流による鉛直流速は非常に小さくなっている。

4.5 大規模乱流と小規模乱流による運動量とエネルギーの輸送

4.5.1 運動方程式とエネルギー方程式

Hussain^{20), 21)}が行っているように、流れの特性量 F_i を時間平均値 \bar{F}_i 、大規模な組織乱流成分 f_i^C 、小規模乱流成分 f_i^I に分解する。

$$F_i = \bar{F}_i + f_i^C + f_i^I \quad (4-5)$$

$$\langle F_i \rangle = \bar{F}_i + f_i^C \quad (4-6)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は条件付平均

$$\langle F_i \rangle = \frac{\int_0^T F_i(t+\tau) I(\tau) d\tau}{\int_0^T I(\tau) d\tau} \quad (4-7)$$

を意味する。 $I(\tau)$ は Fig. 4-12 に示した大規模な組織乱流の検出関数で、ejectionの集合を検出している時1、その他は0の値をとる。

乱れ f_i は 4.3 で、接近した ejection をグループ化するのに用いた T_{max} (同一の大規模乱流に属する ejection の最大発生時間間隔, Fig. 4-16) を時定数にもつフィルターによって、 f_i^C と f_i^I に分離した。

(4-5) 式の各成分に対し、次の条件を仮定する。

(i) 時間平均の条件付平均は、時間平均に等しい。

$$\langle \bar{F}_i \rangle = \bar{F}_i \quad (4-8a)$$

(ii) 小規模乱れの条件付平均と時間平均は零である。

$$\langle f_i^I \rangle = \bar{f}_i^I = 0 \quad (4-8b)$$

(iii) 大規模乱れと小規模乱れの間には相関がない。

$$\overline{f_i^C \theta_j^I} = \langle f_i^C \theta_j^I \rangle = 0 \quad (4-8c)$$

ここで、 θ_i は f_i と同様、乱れ変動量 (流速変動だけではなく、例えば密度変動も表す) である。

(4-8a) ~ (4-8c) の仮定に加えて、高レイノルズ数の流れであることと、Boussinesq の近似が成立することを仮定すると、(4-5) 式の各成分に対する運動方程式とエネルギー方程式は以下のようなになる。

(1) 連続方程式と運動方程式

各成分に対する連続方程式は

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i^c}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i^I}{\partial x_i} = 0 \quad (4-9)$$

運動方程式は

$$\frac{\bar{D}}{Dt} \bar{U}_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\underbrace{-\overline{u_i^c u_j^c}}_A - \underbrace{\overline{u_i^I u_j^I}}_B \right) - g \delta_{i3} \quad (4-10a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{D}}{Dt} u_i^c = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^c}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{U}_i u_j^c) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i^c u_j^c} - u_i^c u_j^c) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} (\underbrace{\overline{u_i^I u_j^I} - \langle u_i^I u_j^I \rangle}_C) - \frac{g}{\rho} \delta_{i3} \end{aligned} \quad (4-10b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{D}}{Dt} u_i^I = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^I}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j^c u_i^I + \bar{U}_i u_j^I + u_i^c u_j^I) \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i^I u_j^I} - \langle u_i^I u_j^I \rangle) - \frac{g}{\rho} \delta_{i3} \end{aligned} \quad (4-10c)$$

ここで

$$\frac{\bar{D}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \quad (4-11)$$

である。インデックスはそれぞれ、主流方向：1，横方向：2，鉛直方向：3に対応している。

(4-10a)式中のA項は、平均流の場に作用する大規模な組織乱流によるレイノルズ応力、B項は、小規模乱流によるレイノルズ応力を表し、(4-10b)式中のC項は、大規模乱流運動に作用する小規模乱流のレイノルズ応力を表している。

(2) エネルギー方程式

各成分の運動エネルギー

$$\overline{Q^2} = \overline{U_i U_i}, \quad \overline{q_c^2} = \overline{u_i^c u_i^c}, \quad \overline{q_I^2} = \overline{u_i^I u_i^I} \quad (4-12)$$

に対するエネルギー方程式は

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \overline{D} \overline{Q^2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P U_i}}{\partial x_i} - \underbrace{\left(-\overline{u_i^c u_j^c} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_{\text{I}} - \underbrace{\left(-\overline{u_i^I u_j^I} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_{\text{II}} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{U_i} \left(\overline{u_i^c u_j^c} + \overline{u_i^I u_j^I} \right) \right] - E \end{aligned} \quad (4-13a)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \overline{D} \overline{q_c^2} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_j^c \left(p^c + \frac{1}{2} \overline{u_i^c u_i^c} \right) \right] - \underbrace{\overline{u_i^c u_j^c} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_{\text{I}} \\ &\quad - \underbrace{\left(-\overline{\langle u_i^I u_j^I \rangle} \frac{\partial u_i^c}{\partial x_j} \right)}_{\text{III}} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i^c \langle u_i^I u_j^I \rangle} \right) - \varepsilon^c \\ &\quad \underbrace{\left(-\frac{g}{\rho} \overline{u_i^c} \delta_{i3} \right)}_{\text{IV}} \end{aligned} \quad (4-13b)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \overline{D} \overline{q_I^2} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i^I \left(p^I + \frac{1}{2} \overline{u_i^I u_i^I} \right) \right] - \underbrace{\overline{u_i^I u_j^I} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_{\text{II}} \\ &\quad - \underbrace{\left(-\overline{\langle u_i^I u_j^I \rangle} \frac{\partial u_i^c}{\partial x_j} \right)}_{\text{III}} - \frac{g}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\frac{1}{2} u_i^I u_i^I} \right) - \varepsilon^I \\ &\quad \underbrace{\left(-\frac{g}{\rho} \overline{u_i^I} \delta_{i3} \right)}_{\text{V}} \end{aligned} \quad (4-13c)$$

ここで、 E , ε^c , ε^I は、それぞれ各成分に関する平均エネルギー散逸率である。

(4-13a)式のI項は、平均流から、大規模乱流へのエネルギー・フラックスを、II項は小規模乱流へのエネルギー・フラックスを表している。(4-13b)式の中のIII項は、大規模乱流から小規模乱流へのエネルギー・フラックスを表す。また、(4-13b)式の中のIV項と(4-13c)式の中のV項はそれぞれ、大規模乱流と小規模乱流に関する浮力フラックスである。

4.5.2 レイノルズ応力と乱れエネルギー

河川乱流場は鉛直方向にくらべ水平方向のスケールがはるかに大きいから、上方から河床へ向かう運動量フラックスが重要である。そこで運動方程式中のレイノルズ応力A,B,C項についてそれぞれ、 $-\overline{u_c w_c}$, $-\overline{u_l w_l}$, $-\langle u_l w_l \rangle + \overline{u_l w_l}$ を評価する。

Case-2の3測点におけるこれら3種類のレイノルズ応力の経時変化を、Fig.3-21に示したレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ とともにFig.4-25に示す。

大規模乱流によるレイノルズ応力 $-\overline{u_c w_c}$ と小規模乱流によるレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ をくらべると、両者は潮汐とともにほぼ同様に変化しているが、最大値は $-\overline{u_l w_l}$ の方がやや大きく、運動量の輸送を考える上で、小規模乱流も大規模乱流と同様、重要な役割を演ずることがわかる。Hussain^{20), 21)}は、完全に発達した乱流では、乱流現象における小規模乱流の役割が無視できず、大規模な組織乱流と同程度の働きをすることを指摘している。

Fig.4-25の最下段に示す $z=0.8\text{m}$ における大規模乱流に働く小規模乱流のレイノルズ応力 $-\langle u_l w_l \rangle + \overline{u_l w_l}$ は、上げ潮時には、平均流の場に働くレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ の約半分であるが、安定成層度の強くなる下げ潮時には両者は同程度の大きさになっている。

Fig.4-26に、Case-2の3測点における乱れエネルギー $\overline{q^2}/2$, $\overline{q_c^2}/2$, $\overline{q_l^2}/2$ の経時変化を示す。ただし、横方向の速度成分は測定していないので、主流方向乱れ速度の分散の半分を横方向乱れ速度の分散に等しいと仮定して求めた。乱れエネルギーは各成分とも同様に变化しており、最後の上げ潮時に最大となっている。潮汐2周期間の変化の大きさは、10倍程度である。

全体的に、大規模乱流の運動エネルギー $\overline{q_c^2}/2$ より小規模乱流の運動エネルギー $\overline{q_l^2}/2$ の方がやや大きいものの、ほぼ同程度の大きさで見做される。

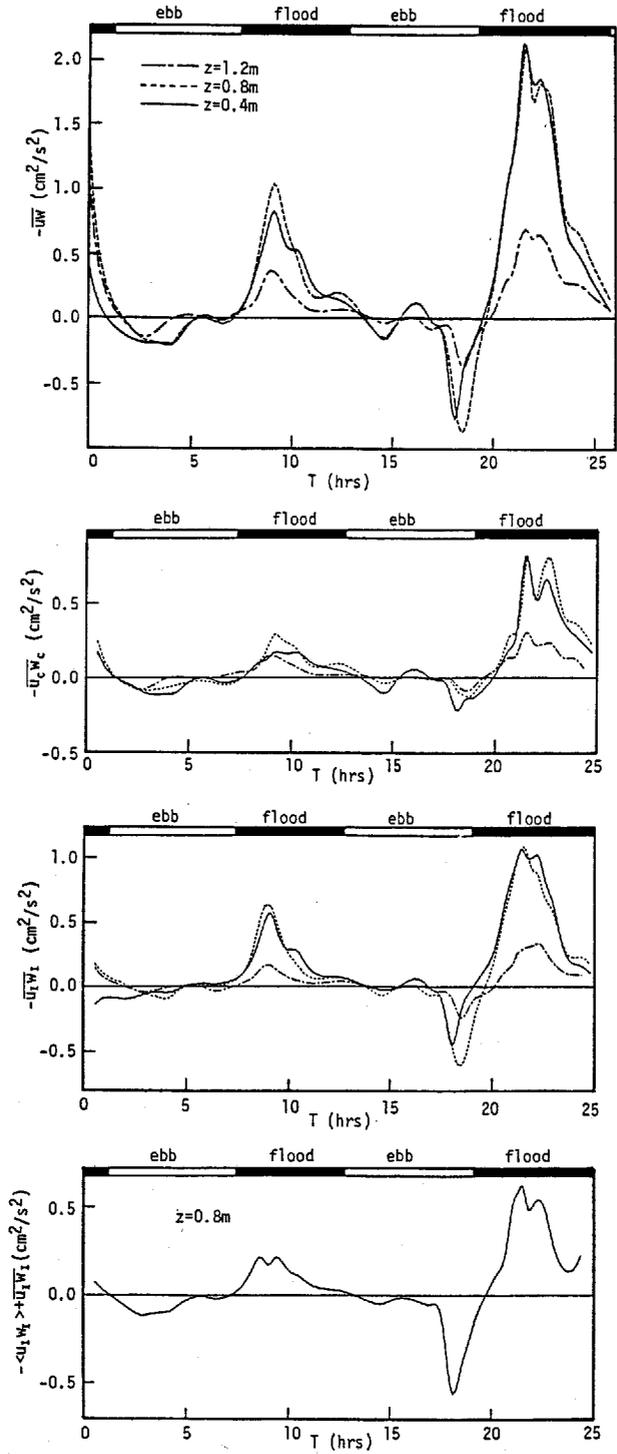


Fig.4-25 Temporal variations of the Reynolds stress of four kinds. (Case-2)

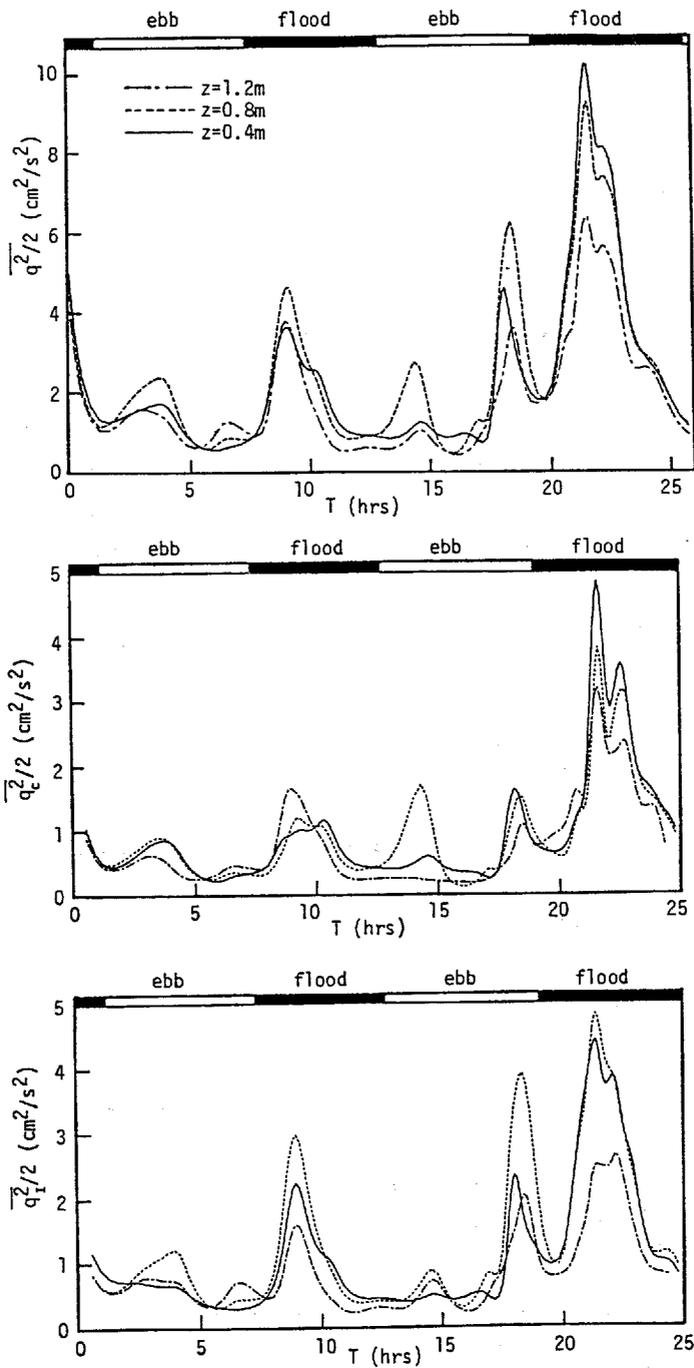


Fig.4-26 Temporal variations of the three kinds of turbulent kinetic energy at three heights (z) above the river bed. (Case-2)

水平方向に乱れが一様であると仮定すると、エネルギー方程式中の生成項 I, II, III はそれぞれ、

$$\begin{aligned}
 I &= (-\overline{u_c w_c}) \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}, & II &= (-\overline{u_l w_l}) \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \\
 III &= -\overline{\langle u_l w_l \rangle} \frac{\partial u_c}{\partial z}
 \end{aligned} \tag{4-14}$$

のように表される。

Fig.4-27に(4-14)式の I, II, III 項の経時変化をFig.3-26に示した乱れエネルギー生成率とともに示す。乱れエネルギー生成率は、速度勾配を求める関係上、 $z=0.8\text{m}$ の測点における値のみ示した。なお、速度勾配 $\partial \bar{U} / \partial z$, $\partial u_c / \partial z$ は、3次スプライン関数で $\bar{U}(z)$, $u_c(z)$ を補間して求めた。

Fig.4-27中段に示す I, II 項をみると、2度目の下げ潮時を除き、両者はほぼ同程度で、平均流から乱れに輸送されるエネルギーは、ほぼ半分ずつ大規模な組織乱流と小規模乱流に輸送されることがわかる。

安定成層度が進んでいる2度目の下げ潮時では、平均流から乱れに輸送されるエネルギーの大部分は小規模乱流に輸送されている。このことから、安定成層状態が強い場合、大規模な乱れは形成されにくいことがわかる。

Fig.4-27最下段に示した大規模乱流から小規模乱流へのエネルギーフラックスはごくわずかである。

Case-2の3測点における大規模乱流と小規模乱流による塩分濃度の鉛直フラックス $\overline{s_c w_c}$, $\overline{s_l w_l}$ の経時変化をFig.4-28に示す。Fig.4-28の最上段には、乱れ全体による鉛直塩分濃度フラックス \overline{sw} も示してある。3.5で述べた塩分濃度と密度の関係を使えば、エネルギー方程式(4-13b,c)中の浮力フラックス IV 項、V 項を評価することもできる。

最初の上げ潮時の最上測点 ($z=1.2\text{m}$) を除けば、小規模乱流による塩分濃度フラックスの方が大規模乱流による塩分濃度フラックスより大きい。これは、上述したように、浮力により大規模な乱れの形成が抑えられた結果と考えられる。特に、河床に近い2測点では、塩分濃度の鉛直輸送はほとんど、小規模乱流によって行われることがわかる。

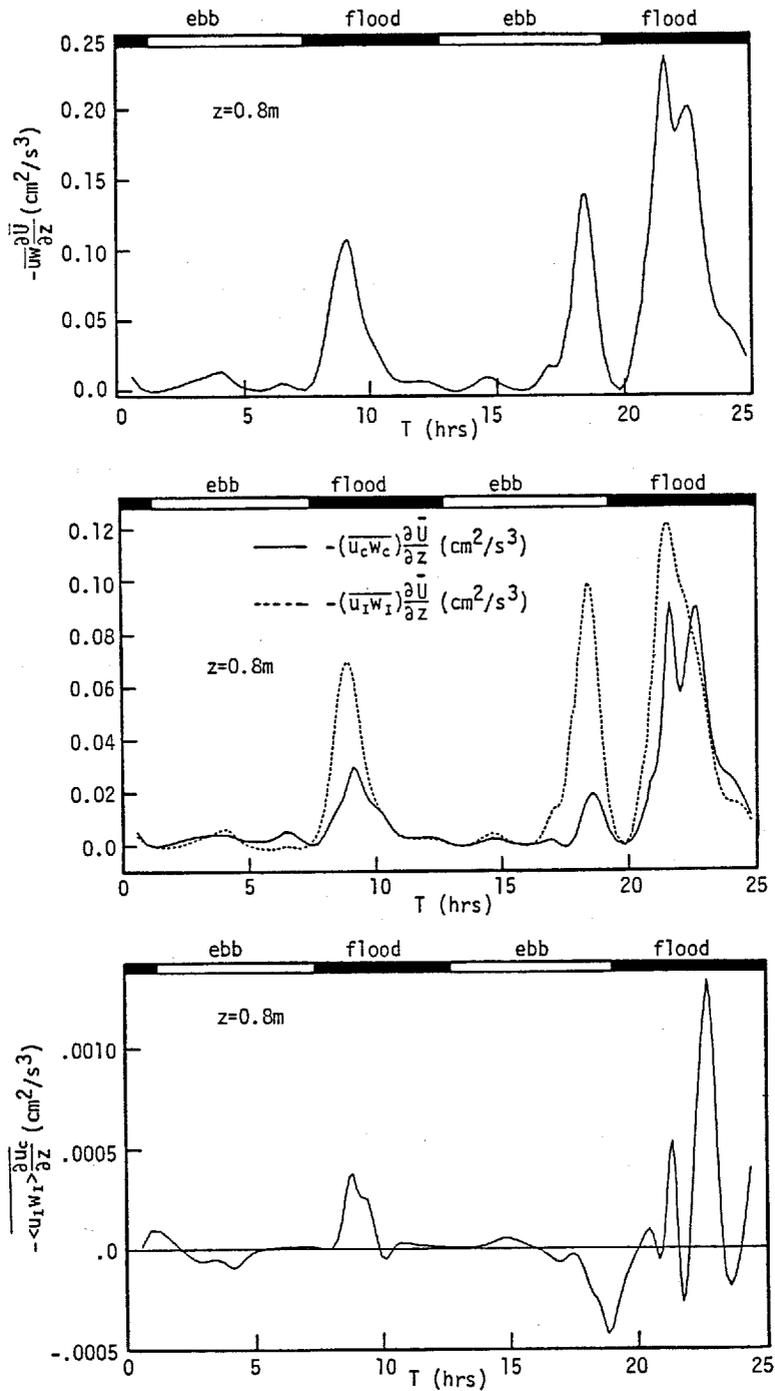


Fig.4-27 Temporal variations of the energy fluxes between mean, large-scale coherent, small-scale turbulent fields. (Case-2)

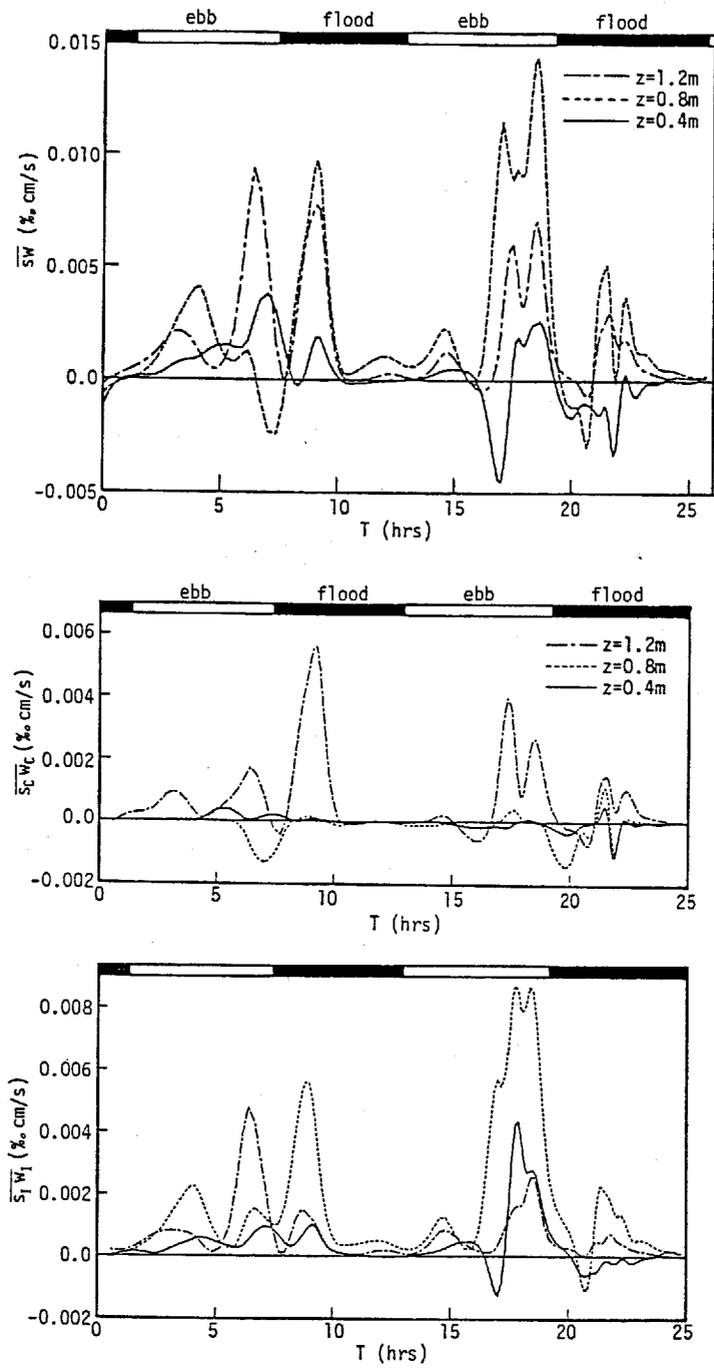


Fig.4-28 Temporal variations of the three kinds of salinity fluxes at three heights(z) above the river bed. (Case-2)

4.6 結 論

本章では、小規模な組織乱流(ejection, sweep)と、乱流境界層のバルジや自然河川のboil, kolkに対応する大規模な組織乱流の、潮汐にともなう非定常特性について検討した。

四象限区分しきい値法を用いて検出したejectionの発生周期確率分布から、短い時間間隔で発生する接近したejectionの集合が存在することが示され、このejectionの集合が大規模な組織乱流に対応していると考えられる。

ejectionの平均発生周期は上げ潮の最大流速付近で最も短くなり、また河床から離れるほど単位時間に発生するejectionの数は増加する。

大規模乱流の発生周期 T_{LEV} はほぼ対数正規分布に従い、平均流速が大きくなると T_{LEV} の分散は小さくなり、分布は尖ってくる。水深と平均流速で無次元化した大規模乱流の平均発生周期は、潮汐とともにかなり変化し、安定成層度が強くなると長くなる。平均流速が大きい時間では、大規模乱流の平均持続時間はEulerのintegral time scale T_u にほぼ等しい。

潮汐にともない、大規模乱流の空間構造の拡がりや傾斜は時々刻々変化しており、平均流速が大きい時間では、河床から離れるにしたがって急激に傾きが大きくなる。また、大規模乱流の傾きはejectionの傾きより大きい。

大規模乱流による上昇流速ベクトルの大きさは、ejectionによるものの1/3~1/2であるが、安定成層度が強くなると、大規模乱流による鉛直流速は殆どなくなる。

運動量とエネルギーの輸送を考える上で、小規模乱流も大規模乱流と同様、重要な役割を演ずる。特に、安定成層状態では、平均流から供給される乱れエネルギーの大半は小規模乱流に輸送され、塩分濃度の鉛直輸送は大部分、小規模乱流によって行なわれる。

参 考 文 献

- 1) Cantwell, B. J.: Organized motion in turbulent flow, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 457-515, 1981.

- 2) Matthes, G.H.: Macroturbulence in natural stream flow, Trans., A.G.U., Vol.28, No.2, pp.255-265, 1947.
- 3) 木下 良作: 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol.6, No.1, pp.1-17, 1967.
- 4) 石原 安雄, 余越 正一郎: 河川の乱流構造に関する一考察, 京都大学防災研究所年報, 第13号B, pp.323-331, 1970.
- 5) Jackson, R.G.: Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J.Fluid Mech., Vol.77, pp.531-560, 1976.
- 6) Bogard, D.G. and Tiederman, W.G.: Burst detection with single-point velocity measurements, J.Fluid Mech., Vol.162, pp.389-413, 1986.
- 7) Lu, S.S. and Willmarth, W.W.: Measurements of the structure of Reynolds stress in a turbulent boundary layer, J.Fluid Mech., Vol.60, pp.481-511, 1973.
- 8) Comte-Bellot, G., Sabot, J. and Saleh, I.: Detection of intermittent events maintaining Reynolds stress. In Proc.Dynamic Flow Conf.Dynamic Measurements in Unsteady Flows, Marseille, 1978.
- 9) Heatershaw, A.D.: "Bursting" phenomena in the sea, Nature, Vol.248, pp.394-395, 1974.
- 10) 川西 澄, 余越 正一郎: 河川感潮部の組織乱流, 広島大学工学部研究報告, Vol.35, No.1, pp.119-129, 1986.
- 11) Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E.: On the wall structure of the turbulent boundary layer, J.Fluid Mech., Vol.76, pp.89-112, 1976.
- 12) Head, M.R. and Bandyopadhyay, P.: Combined flow visualization and hot wire measurements in turbulent boundary layers, Lehigh Workshop on Coherent Structure in Turbulent Boundary Layers, ed.C.R.Smith, D.E. Abbot, pp.98-129, 1978.
- 13) Head, M.R. and Bandyopadhyay, P.: New aspects of turbulent boundary-layer structure, J.Fluid Mech., Vol.107, pp.297-338, 1981.
- 14) 宇民 正, 上野 鉄雄: 開水路乱流の組織的構造に関する実験的研究, 京都大学防災研究所年報, 第29号B-2, pp.595-625, 1986.

- 15) Brown, G.L. and Roshko, A., On density effects and large structure in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.* Vol. 64, pp. 775-816, 1974.
- 16) 種子田 定俊 : 流れの博物誌, 科学, Vol. 57, No. 6, pp. 370-377, 1987.
- 17) Offen, G.R. and Kline, S.J.: A comparison and analysis of detection methods for the measurements of production in a boundary layer. In Proc. 3rd Biennial Symposium of Turbulence in Liquids, University of Missouri-Rolla, 1975.
- 18) Talmon, A.M., Kunen, J.M.G. and Ooms, G.: Simultaneous flow visualization and Reynolds-stress measurement in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 163, pp. 459-478, 1986.
- 19) Rao, K.N., Narasimha, R. and Narayanan, M.A.B.: Bursting in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 48, pp. 339-352, 1971.
- 20) Hussain, A.K.M.F.: Coherent structures-reality and myth, *Phys. Fluids*, Vol. 26(10), pp. 2816-2850, 1983.
- 21) Hussain, A.K.M.F.: Coherent structures and turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 173, pp. 303-356, 1986.

第5章 潮汐にともなう河床砂泥の 浮遊特性と組織乱流

5.1 概説

自然河川では洪水時、大規模乱流の一種であるboilが、その周辺より高濃度の浮遊土砂を含んでいるのが観察される^{1), 2)}。このことからわかるように、河川における土砂の浮遊現象は、乱流構造と深く関係しており、浮遊土砂の運動機構をburstなどの組織乱流と結びつけて解明しようとする研究^{3)~7)}が行なわれている。

潮汐の影響を受ける河川感潮部の流れは非定常であり、河床砂泥は浮上と堆積をくり返し、上流、下流へと運ばれる。前章までに述べたように、その乱流構造は時間とともに大きく変化し、また塩分の存在による微細粒子のフロック形成(flocculation)の問題もあり、河川感潮部における浮遊土砂量を算定することは非常に困難であり、その浮遊現象の実態もよくわかっていない。

本章では、潮汐にともなう河床砂泥の非定常な浮遊特性を、組織乱流との関連とともに検討する。

5.2 観測方法

河床付近の浮遊砂泥濃度と流速、塩分濃度の同時連続観測を1986年12月2日～3日の大潮時に行った。観測地点および、測定データの記録と処理方法は、2.2と3.2で述べた通りである。

浮遊砂泥濃度を連続して測定するため、散乱光式濁度計(時定数0.5秒、北理工研製)を使用した。濁度計は河床から0.1mの高さに、センサー前面を横方向に向けて取付け、2成分電磁流速計は0.15m, 0.25m, 0.55m、導電率計は0.15m, 0.25m, 0.55m, 0.85mの高さに設置した(Plate 5-1)。使用した濁度計は浮遊物質の散乱光の強さから浮遊物質濃度を求めるもので、円周上に配置された6個の赤外線発光ダイオードから発光し、センサー前面から5～10cm以内の浮遊物

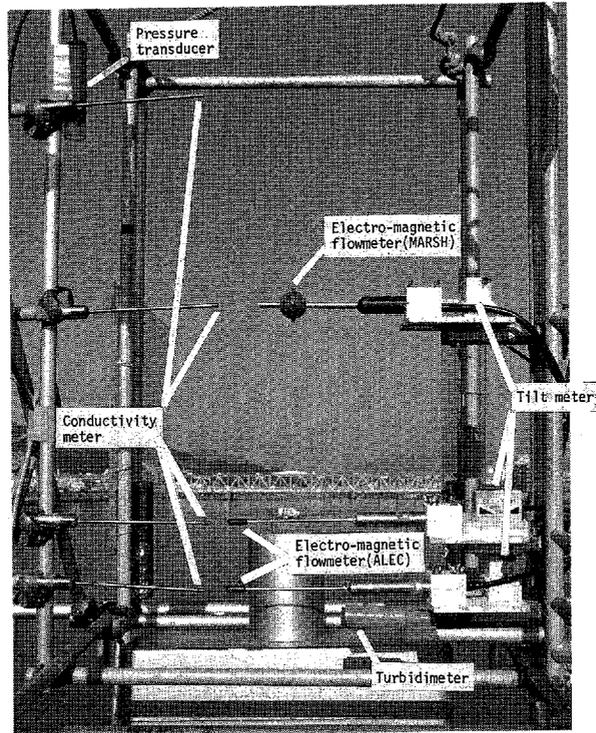


Plate 5-1 Turbulence sensor rig.

質の散乱光をセンサー中心部の受光素子で受光する。濁度計センサーの構造をFig.5-1⁸⁾に、センサー前面からの距離 X に対する受光強度特性 C/C_p をFig.5-2に示す。

濁度計センサー前面のガラスが汚れてくると、見かけ上濁度値が増加し、正確な浮遊砂泥濃度の測定ができなくなる。観測開始前と終了後に清水中に濁度計のセンサーを投入し、観測前後で濁度の示指値に変化がないことを確認した。また、定期的に採水器(容量1リットル)で河床付近の水を採水し、浮遊物質濃度を求めた。この採水によって求めた浮遊物質濃度と濁度計から得られた濃度を比較したところ、両者の間に大きな差はなく、濁度計の出力から求めた浮遊砂泥濃度は信頼できるものであると考えられる。

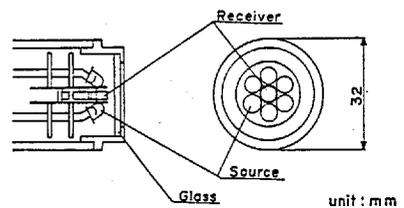


Fig.5-1 Sensor of turbidimeter⁸⁾.

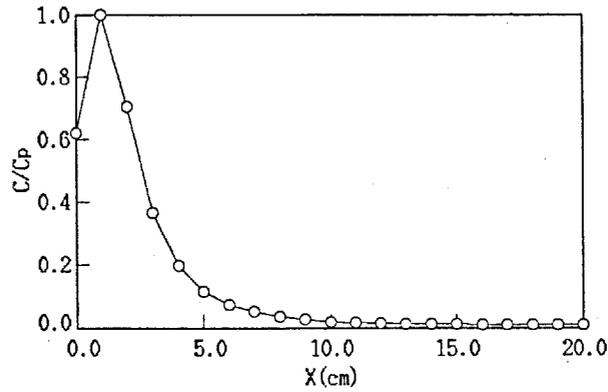


Fig.5-2 Characteristic of turbidimeter.

5.3 潮汐にともなう河床砂泥の非定常浮遊特性

5.3.1 浮遊砂泥濃度の経時変化

観測地点における河床材料の粒度分布をFig.5-3に示す。横軸は粒径 d の対数、縦軸は累加百分率 F である。ただし、干潮時に、エックマンの採泥器を使用して採取した土砂から求めたものである。粒度分析は土質工学で使われている試験方法(JIS A1204)によった。採取した土砂粒子の中央粒径は0.36mm、均等係数は2.4である。

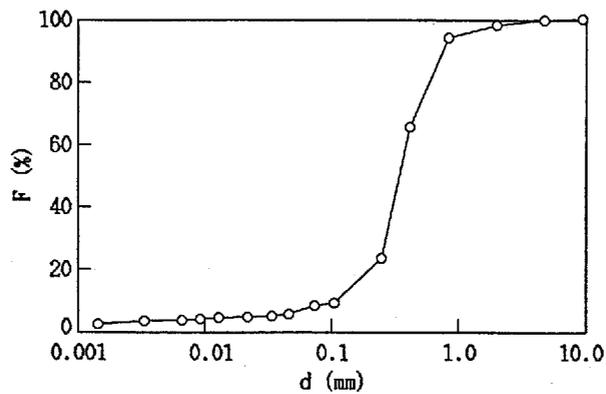


Fig.5-3 Grain size distribution of sediment.

河床から0.15mの高さにおける流速(U, W)と平均塩分濃度、および水深の経時変化をFig.5-4に、浮遊砂泥濃度の経時変化をFig.5-5に示す。流速と塩分濃度は第2章で述べたCase-1, Case-2とほぼ同様の経時変化を示している。

浮遊砂泥濃度は平均流速の大小に応じて、増減しており、潮汐流によって河床砂泥が浮上していることがわかる。第2章で述べたように、平常時放水路に

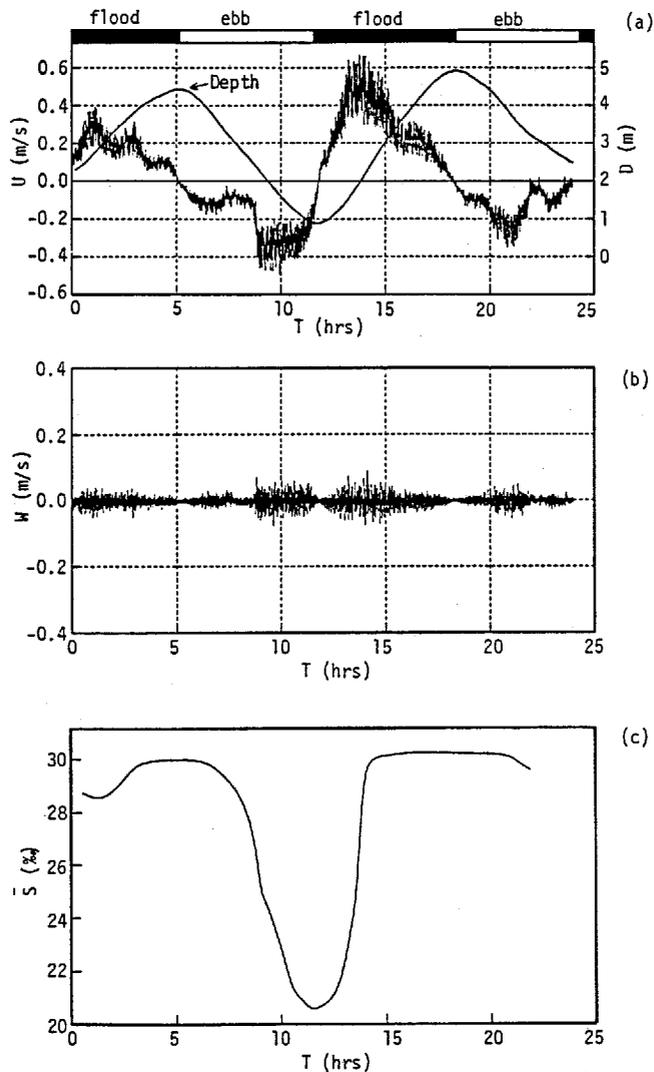


Fig.5-4 Temporal variations of velocity, depth and salinity.

(a) Depth and longitudinal velocity.

(b) Vertical velocity. (c) Salinity.

流入する河川水はほとんどないから、放水路内の濁度の上昇は大部分河床砂泥の浮遊によると考えられる。

Fig.5-4, Fig.5-5をみると、日潮不等のため、最初の上げ潮と最後の下げ潮では平均流速が小さく、浮遊砂泥濃度の増加はほとんどみられない。平均流速の絶対値が0.4m/s程度以上になると、河床砂泥が活発に浮上しはじめるようである。浮遊砂泥濃度の変動はGauss的ではなく、間欠的な濃度の上昇が認められる。

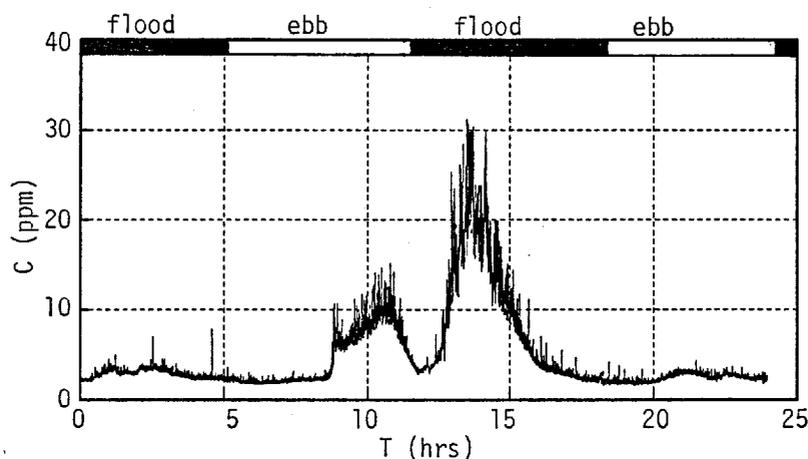


Fig.5-5 Temporal variation of the concentration of suspended sediment at height of 0.1m above the river bed.

Fig.5-6に3測点におけるレイノルズ剪断応力の経時変化を示す。3.4で述べたと同様、河床付近では、下げ潮時より上げ潮時の方がレイノルズ応力が大きいため、河床砂泥の浮上は活発で、上げ潮の平均浮遊砂泥濃度の最大は、下げ潮の最大濃度の2倍程度である。

多摩川感潮部における観測⁹⁾では、下げ潮時に浮遊砂泥濃度が大きくなることが報告されている。

河床から0.15mの高さにおけるレイノルズ応力と平均浮遊砂泥濃度の関係をFig.5-7に示す。レイノルズ応力の絶対値が $1\sim 2\text{cm}^2/\text{s}^2$ 以上になると、平均浮遊砂泥濃度はレイノルズ応力とともに増加しているのがわかる。

河川感潮部の流れは非定常であり、潮汐にともなって河床砂泥は浮上と堆積

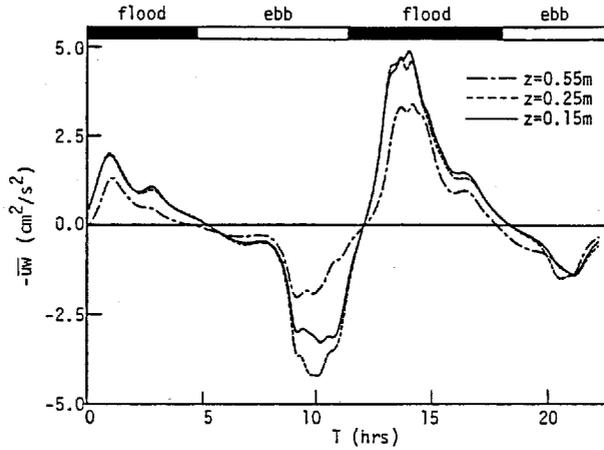


Fig.5-6 Temporal variations of the Reynolds stress at three heights(z) above the river bed.

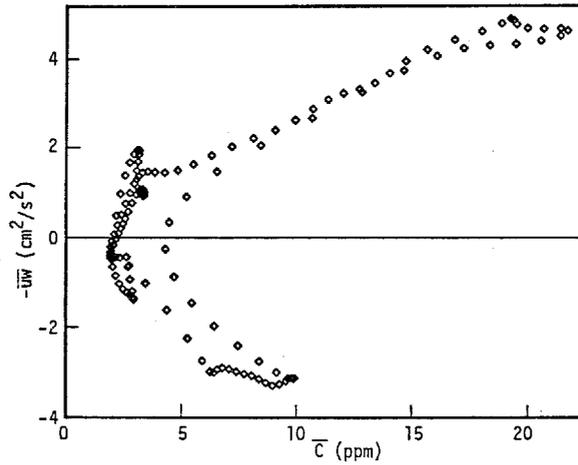


Fig.5-7 The Reynolds stress($z=0.15m$) as a function of the mean concentration of suspended sediment.

をくり返すが、浮遊砂泥濃度は、平均流速、底面剪断力に対して遅れて変化するとされている¹⁰⁾。これは河床砂泥の浮上と沈降に時間を要するため、浮上の遅れはscore lag, 沈降のそれはsettling lagと呼ばれる。score lagは浮遊粒子が河床を離れるのに要する時間と、上昇するのに要する時間によって生じる。微細土粒子は河床上に長時間堆積したままの状態が続くと凝集し、浮

上しにくくなる。河床を離れた粒子が τ だけ時間が経過した後到達する平均高さ $\bar{z}(\tau)$ は、次元の考察から、

$$\bar{z}(\tau) \approx bu_*\tau \quad (5-1)$$

で与えられる¹¹⁾。 b は普遍定数(0.1~1.0)、 u_* は摩擦速度である。したがって、浮遊砂泥濃度の平均流速、底面剪断力に対する遅れは、河床から離れるほど、摩擦速度が小さいほど大きくなる。仮に、 $b=0.5$ 、 $u_*=2\text{cm/s}$ とおき \bar{z} として濁度計の高さ10cmを代入すると、 $\tau=10$ 秒となる。

平均流速、レイノルズ応力が大きく、浮遊砂泥濃度の増加が明瞭に認められる最初の下げ潮と、それに続く上げ潮における平均浮遊砂泥濃度を、高さ0.15mの平均流速に対してプロットしたのがFig.5-8、高さ0.15mのレイノルズ応力に対してプロットしたのがFig.5-9である。矢印は時間の経過方向を表し、平均流速、レイノルズ応力の絶対値が時間とともに増加している状態を○、減少している状態を●で示してある。図の左側が下げ潮時、右側が上げ潮時におけるものである。

下げ潮時、平均浮遊砂泥濃度は平均流速、レイノルズ応力に対して遅れて変化しており、干潮の直前に浮遊砂泥濃度は最大になる。最大浮遊砂泥濃度は平均流速の最大に対し、約1時間15分、レイノルズ応力の最大に対し約25分の遅れがみられる。

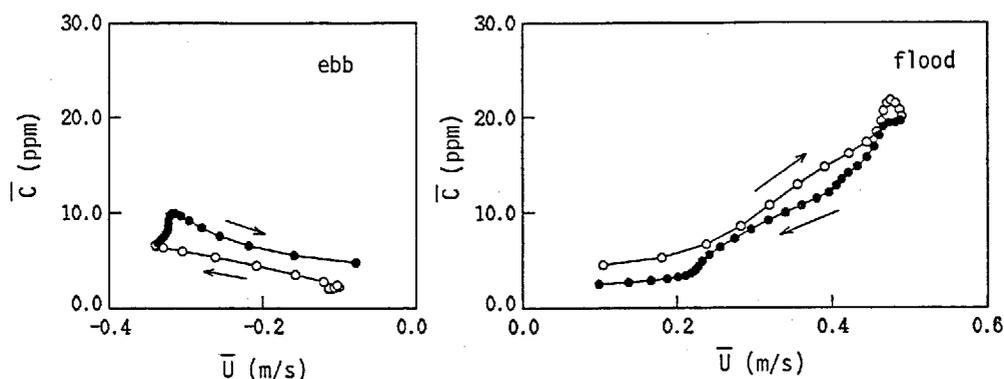


Fig.5-8 Hysteresis of the mean concentration of suspended sediment with mean velocity.

一方、上げ潮では逆に、平均浮遊砂泥濃度の最大は平均流速、レイノルズ応力の最大よりわずかではあるが、早く生じている。進み時間は、平均流速に対し約16分、レイノルズ応力に対し約26分である。このように上げ潮時、平均浮遊砂泥濃度の最大が平均流速、レイノルズ応力の最大より早く生ずる原因は、1地点のみの観測だけではよくわからない。

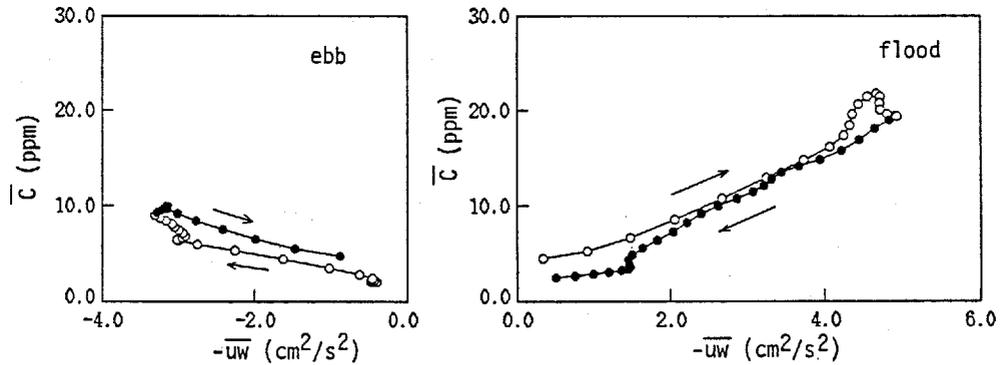


Fig.5-9 Hysteresis of the mean concentration of suspended sediment with the Reynolds stress.

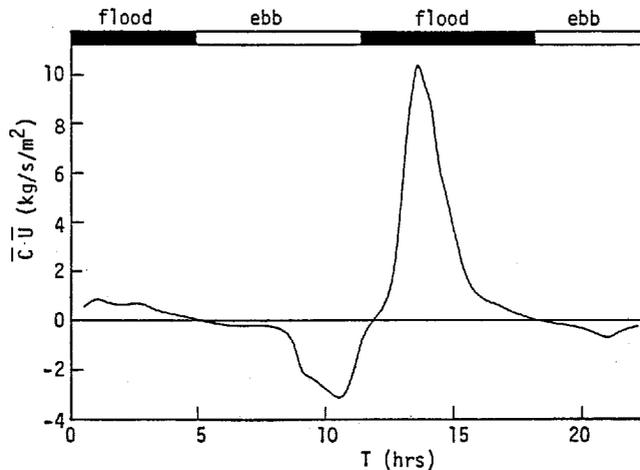


Fig.5-10 Temporal variation of mean component of the suspended sediment flux.

以上のように、平均流速と平均浮遊砂泥濃度の位相がずれると、平均流によって運ばれる浮遊砂泥の輸送率 $\bar{C}\bar{U}$ は減少する。

濁度と流速の検出位置が一致していないので多少問題もあるが、高さ0.15mの位置における平均流速 \bar{U} を使って、平均流による浮遊砂泥フラックス $\bar{C}\bar{U}$ の経時変化を求めた。結果をFig.5-10に示す。

平均流によって運ばれる浮遊砂泥のフラックスは下げ潮より上げ潮の方が大

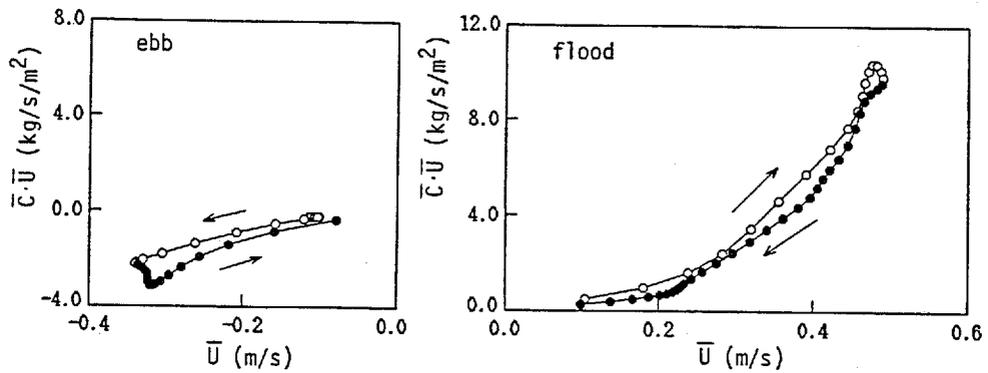


Fig.5-11 Hysteresis of mean component of the suspended sediment flux with mean velocity.

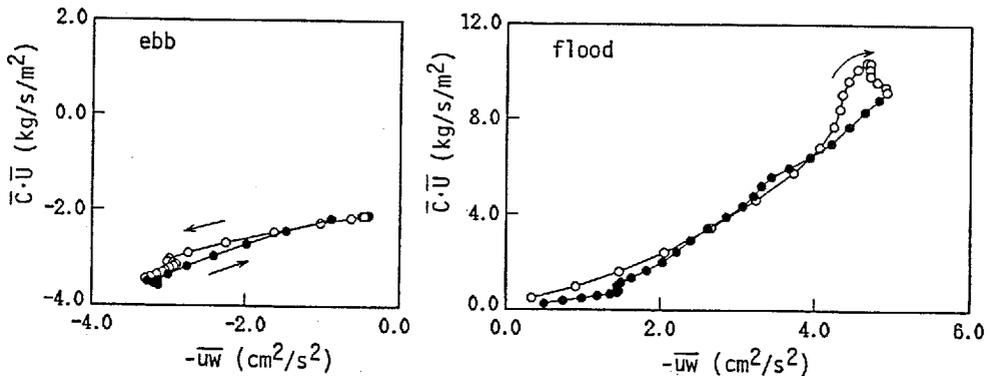


Fig.5-12 Hysteresis of mean component of the suspended sediment flux with the Reynolds stress.

きく、上げ潮時のフラックスの最大は、下げ潮時のその3倍弱である。従って、潮汐一周期平均では、河床付近の浮遊砂泥は陸向きに運ばれることになる。

Fig.5-8, Fig.5-9と同様に、平均流による浮遊砂泥フラックス \overline{cU} を平均流速、レイノルズ応力に対してプロットした結果をFig.5-11, Fig.5-12に示す。

下げ潮時、 \overline{cU} の最大は平均流速、レイノルズ応力の最大より遅れて生じ、上げ潮ではこの逆である。

5.3.2 浮遊砂泥濃度変動、瞬間浮遊砂泥フラックスの非定常確率分布

浮遊砂泥濃度変動 c の非定常確率分布をFig.5-13に示す。ただし、濃度変動の標準偏差 c' で無次元化した c/c' に関するものである。3.3で述べたように、 c/c' 軸に平行な線は、平均流速が大きな時間で密、小さな時間で疎になっている。Fig.5-14はいくつかの時間を選んで、 c/c' の確率分布を示したもので、図中の曲線は正規分布を表している。Fig.5-13, Fig.5-14から、浮遊砂泥濃度変動 c/c' の確率分布はどの時間でも負側に歪んでいることがわかる。平均流速が小さく、平均浮遊砂泥濃度の低い時間では、 c/c' の確率分布は正規分布よりかなり尖っており、間欠的に浮遊砂泥濃度が上昇していることを示している。

Fig.5-15に浮遊砂泥濃度変動の標準偏差 c' 、歪度 S_c 、尖度 K_c の経時変化を示す。

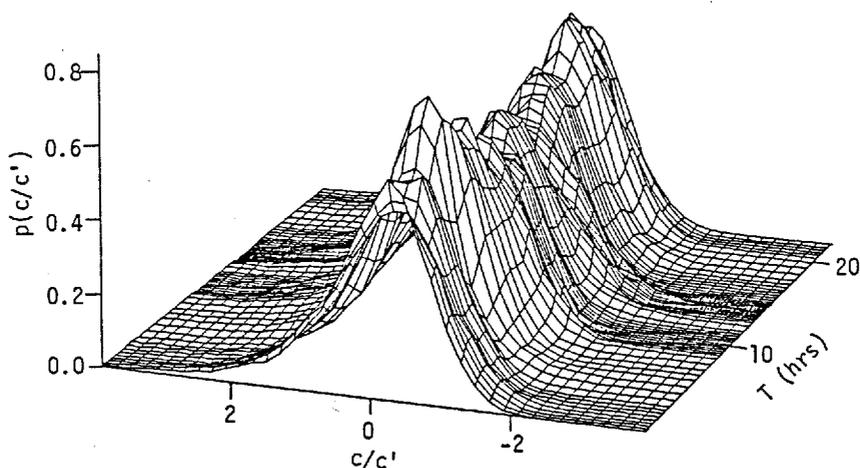


Fig.5-13 Nonstationary probability distribution of c/c' .

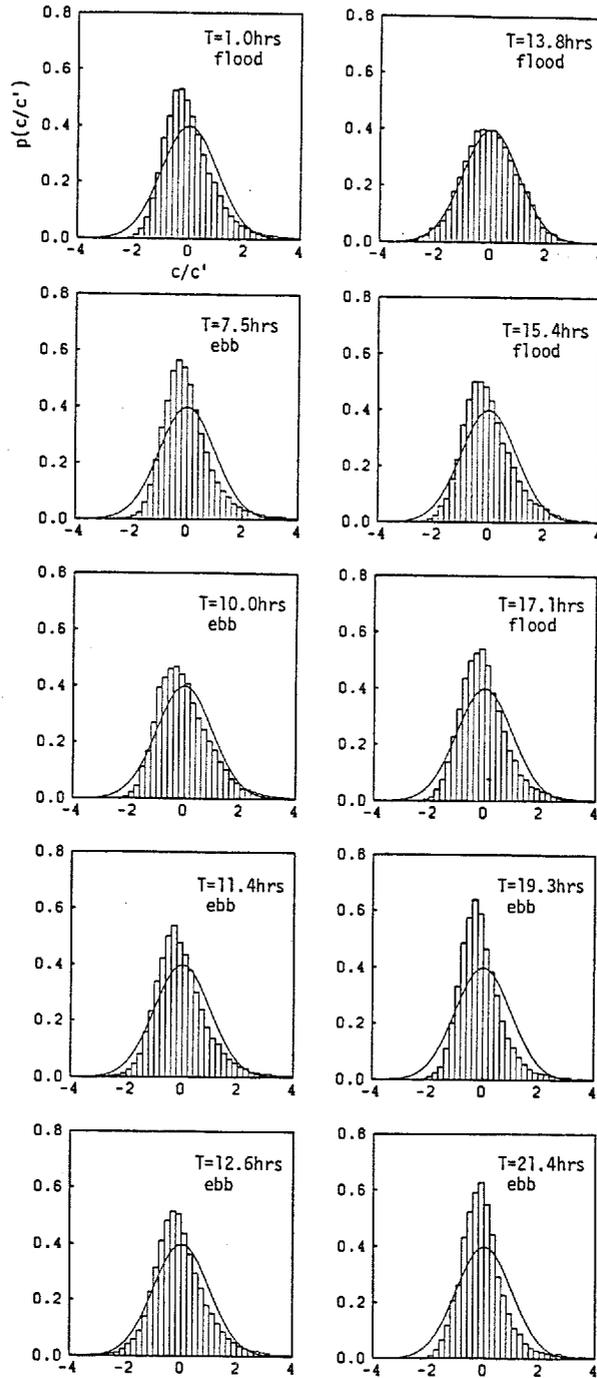


Fig.5-14 Probability distributions of c/c' at height of 0.1m above the river bed.
Gaussian distributions were shown for comparison.

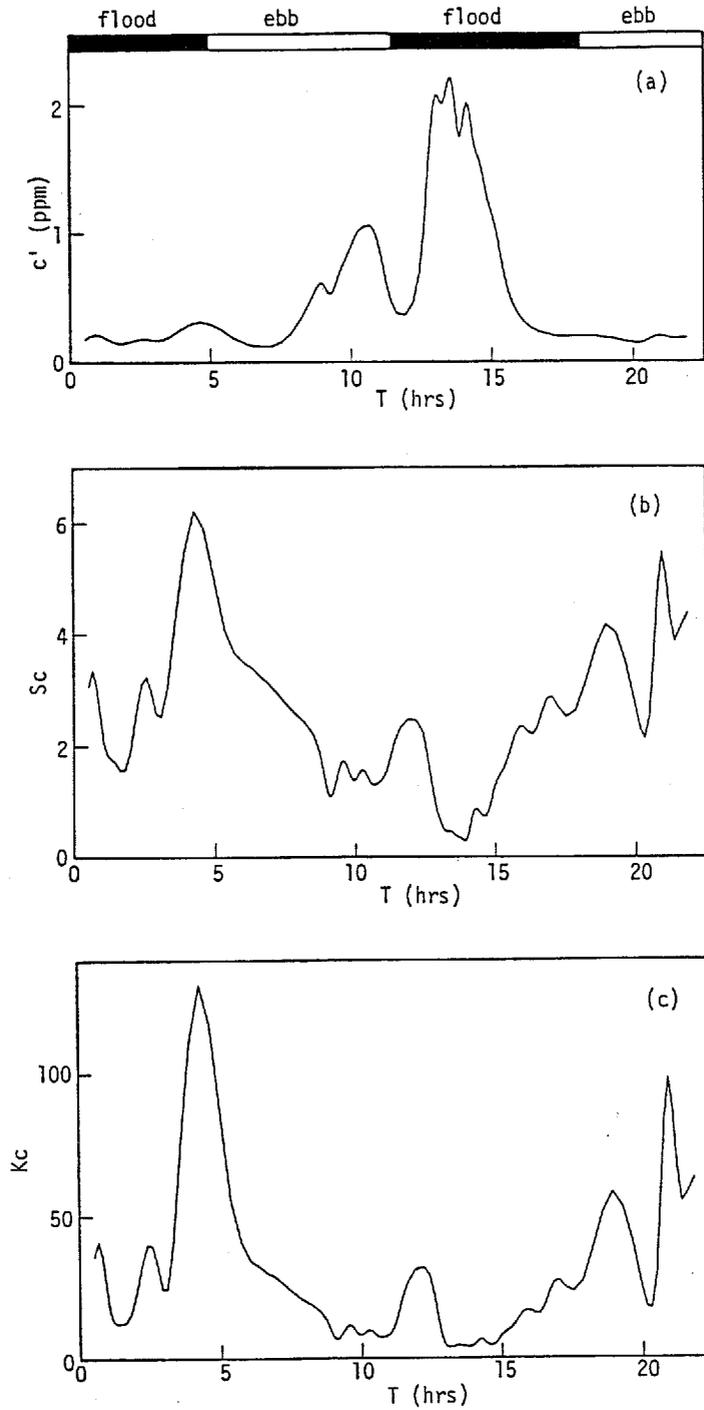


Fig.5-15 Temporal variations of moment of c .
 (a) Standard deviation. (b) Skewness factor.
 (c) Kurtosis factor.

平均浮遊砂泥濃度が大きい時間では c' も大きくなっており、平均浮遊砂泥濃度が高くなるとともに、濃度変動の強さも大きくなることがわかる。歪度と尖度の経時変化はよく似ており、平均浮遊砂泥濃度が高い時間では小さく、浮遊砂泥濃度が低い時間では大きくなっている。

乱れによる鉛直方向の瞬間浮遊砂泥フラックス $cw/c'w'$ の非定常確率分布を Fig.5-16 に、Fig.5-14 と同時刻における $cw/c'w'$ の確率分布を Fig.5-17 に示す。ただし、鉛直方向の乱れ速度 w は高さ 0.15m におけるものである。3.3.3 で述べた瞬間レイノルズ応力や瞬間塩分濃度フラックスと同様、浮遊砂泥の瞬間フラックス $cw/c'w'$ の確率分布は 0 付近に集中し、幅広い裾野の拡がりを示しており、瞬間浮遊砂泥フラックスが間欠的に発生していることがわかる。Fig.5-17 中の曲線は (3-3), (3-6), (3-7) 式と同様、 c と w の結合確率分布を 2次元正規分布と仮定することによってえられる指数関数と 0 次第 2 種変形 Bessel 関数 K_0 の積

$$p\left(\frac{cw}{c'w'}\right) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(1-r^2)^{1/2}} \exp\left\{\frac{rcw}{c'w'}\right\} K_0\left|\frac{cw}{c'w'}\right| \quad (5-2)$$

によるものである。ここで r は浮遊砂泥濃度変動と鉛直方向の乱れ速度との相

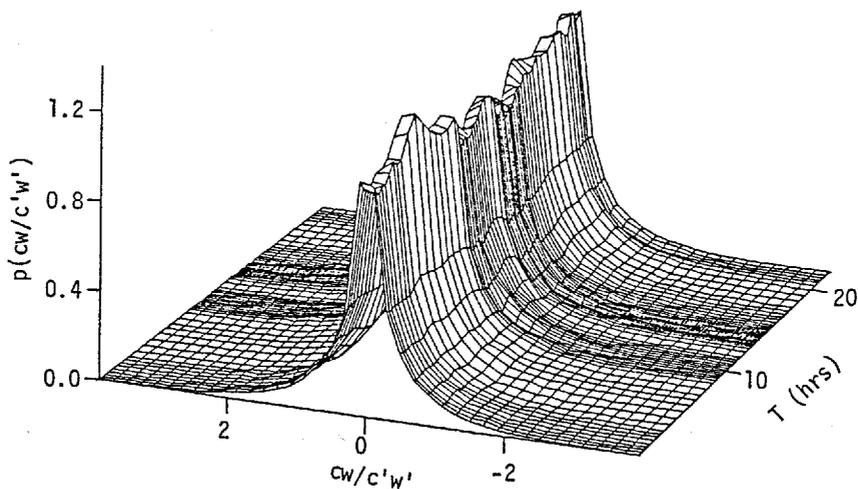


Fig.5-16 Nonstationary probability distribution of $cw/c'w'$.

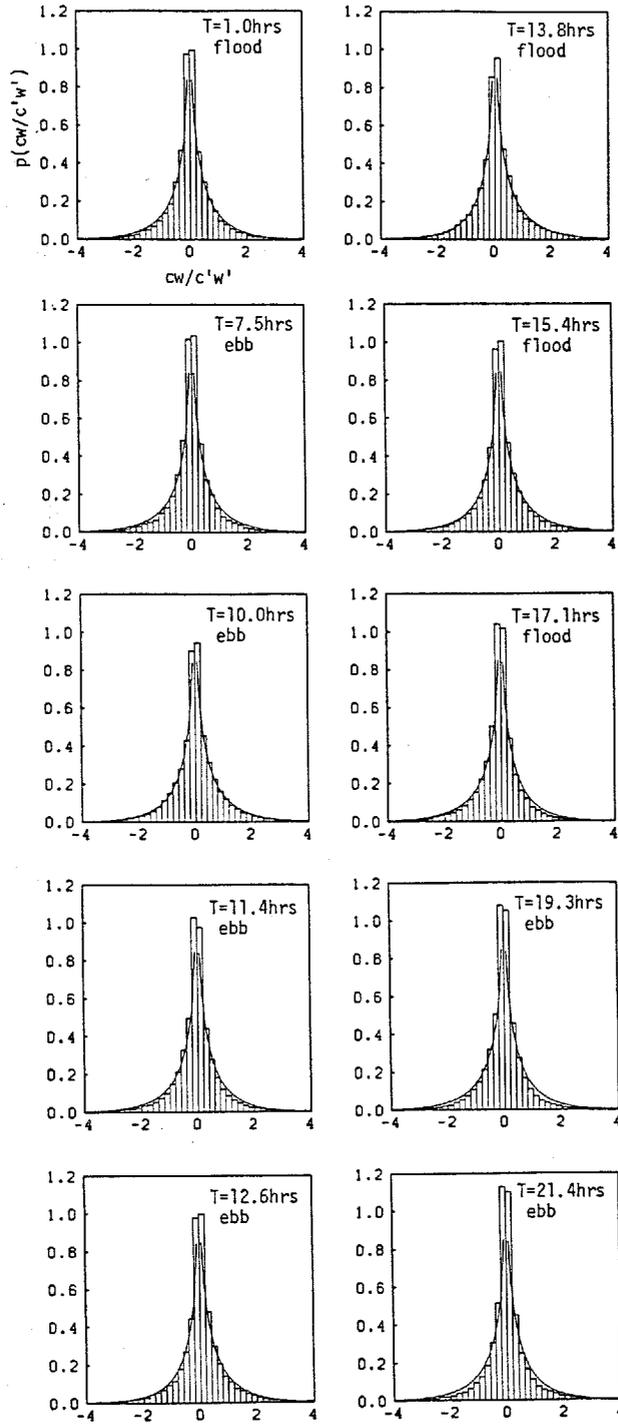


Fig.5-17 Probability distributions of $cw/c'w'$.

—, equation(5-2).

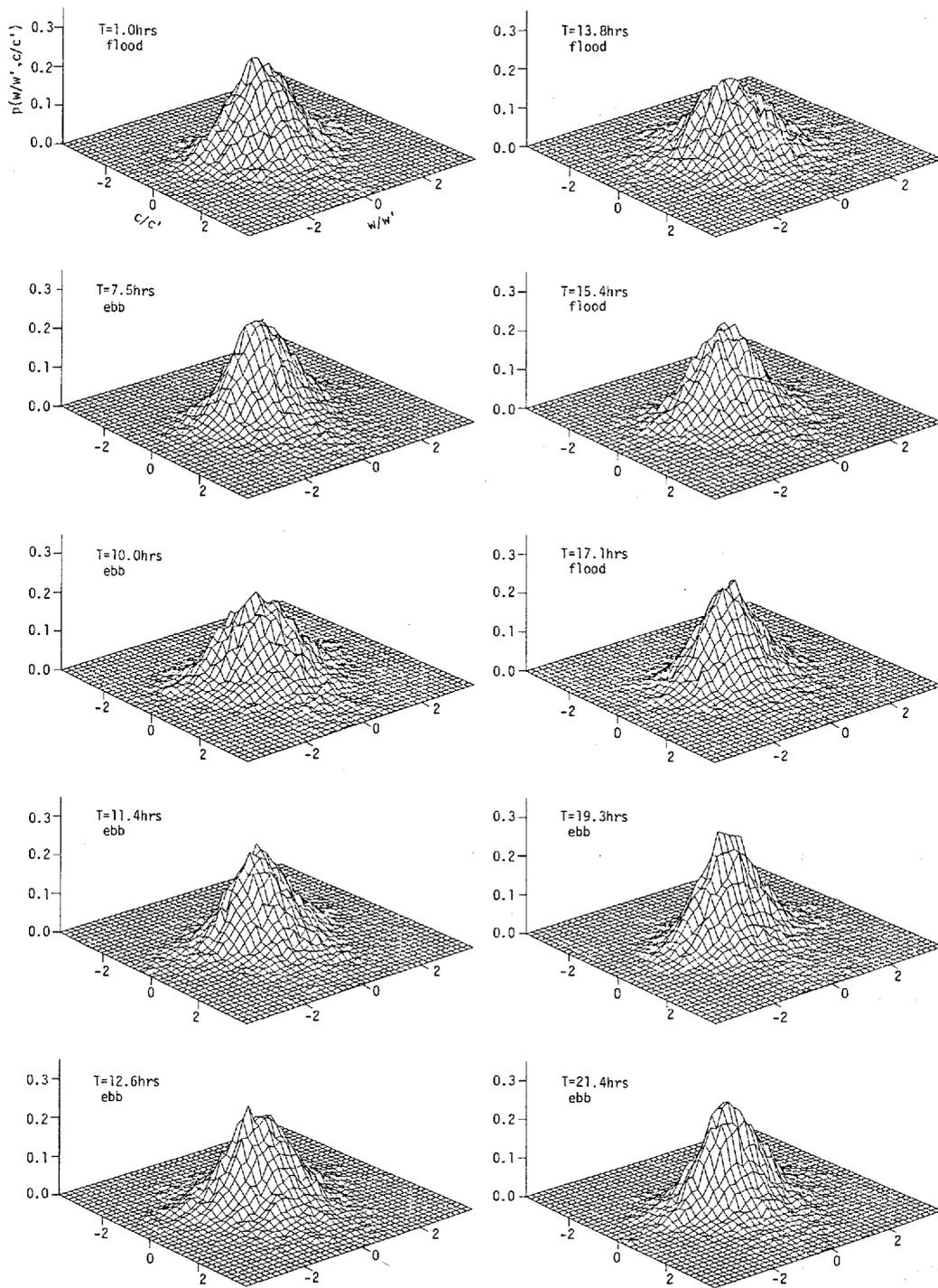


Fig.5-18 Joint probability distributions of w/w' and c/c' .

関係数 $r = \overline{cw}/c'w'$ である。

瞬間レイノルズ応力や瞬間塩分濃度フラックスと同様、浮遊砂泥の瞬間フラックスは(5-2)式による曲線とほぼ一致している。

次に、浮遊砂泥濃度変動 c と 0.15m の高さにおける鉛直方向乱れ速度 w の結合確率分布を Fig.5-14, Fig.17 と同じ時間について Fig.5-18 に示す。ただし、 c と w はそれぞれ、 c' と w' で無次元化してある。 c と w の結合確率分布は c の確率分布と同様、平均浮遊砂泥濃度の小さい時間では尖っている。 c/c' は正側に大きく広がっているから、鉛直上向きの濃度フラックスは大部分 $c > 0, w > 0$ によると思われるが、乱れが強く最も浮遊砂泥濃度が大きい $T=13.8$ hrs の上げ潮では、 $c < 0, w < 0$ となる確率もかなりある。

5.3.3 浮遊砂泥濃度の乱流フラックス

河床から 0.15m の高さにおける流速を使って浮遊砂泥の乱流フラックスを求めた。Fig.5-19 に、乱れによる主流方向と鉛直方向の浮遊砂泥フラックス

$\overline{cu}, \overline{cw}$ の経時変化を示す。図の上が陸方向、下の図が鉛直上方向の乱流フラックスである。浮遊砂泥の乱流フラックスは平均浮遊砂泥濃度の大きい最初の下げ潮とそれに続く上げ潮以外の時間ではほとんど 0 である。下げ潮時より上げ潮時の方が乱流フラックスの絶対値は大きく、上げ潮時の最大値は、下げ潮時の最大値の 6 倍程度である。潮汐流によって河床砂泥は浮上、上昇するから、鉛直方向の浮遊砂泥フラックスは、正の値を示している。これに対し、主流方向の浮遊砂泥フラックスは、下げ潮時は正、上げ潮時には負となる。これは、河床砂泥を浮上させる流体が平均流速より遅いため(下げ潮時 $u > 0$, 上げ潮時 $u < 0$) で、浮遊砂泥は平均流速より遅い速度で移流されている。主流方向の乱流フラックスが 0 になるような移動座標系の速度 U_c は

$$U_c = \bar{U} - \frac{\overline{cu}}{\bar{c}} \quad (5-3)$$

で与えられる。(5-3)式から U_c を求めると、下げ潮時、平均流速の 0.1%、上げ潮時 0.5% 程度 U_c は平均流速 \bar{U} より小さい。

最初の下げ潮時とそれに続く上げ潮時について、乱れによる鉛直方向の浮遊

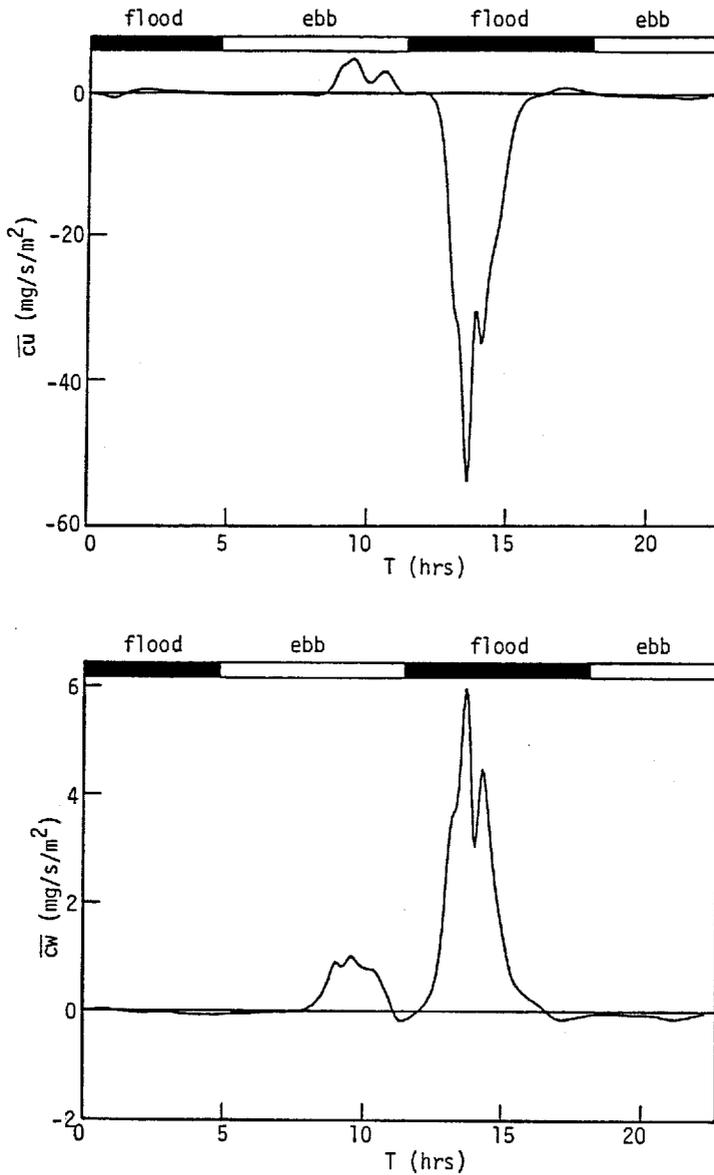


Fig.5-19 Temporal variations of $\overline{c_u}$ (upper) and $\overline{c_w}$ (lower).

砂泥フラックスと平均浮遊砂泥濃度の関係を、Fig.5-8と同様に示したのが Fig.5-20である。上げ潮時、平均浮遊砂泥濃度は、鉛直方向の乱流フラックスと同時に最大になっており、両者の間に位相差はみられない。これに対し、下げ潮時では、平均浮遊砂泥濃度の最大は、鉛直乱流フラックスの最大より遅れて生じている。

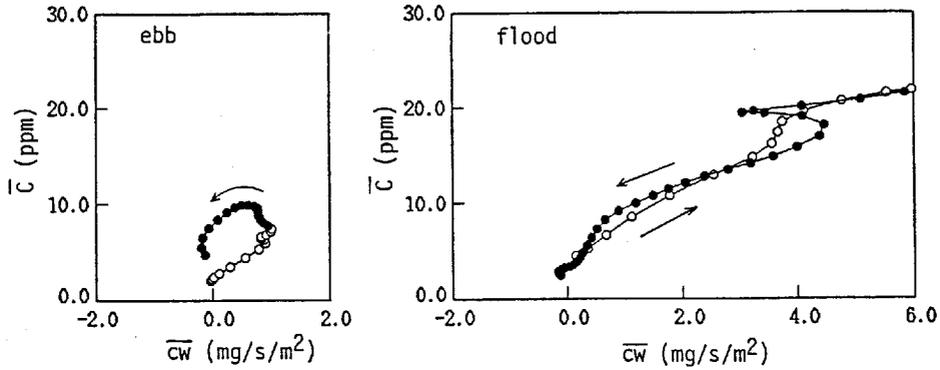


Fig.5-20 Hysteresis of \bar{c} with \bar{cw} .

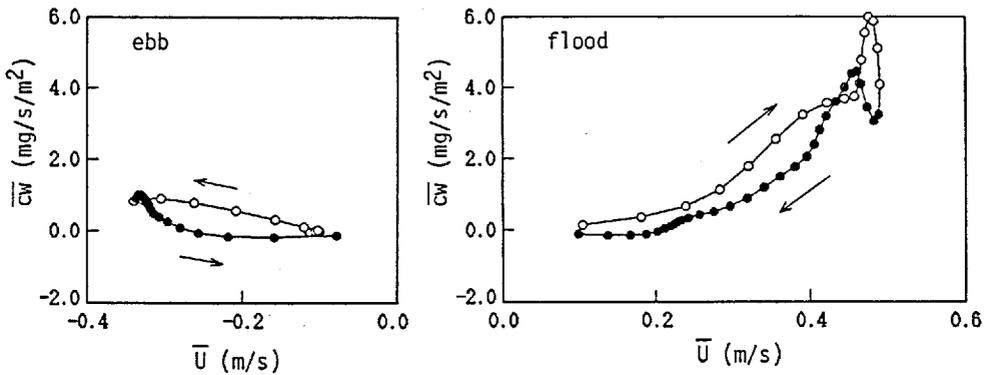


Fig.5-21 Hysteresis of \bar{cw} with \bar{U} .

次に、浮遊砂泥の鉛直乱流フラックスと平均流速、レイノルズ応力の関係を Fig.5-21, Fig.5-22 に示す。下げ潮時、鉛直乱流フラックスは、平均流速、レイノルズ応力とほとんど同時に最大になるが、流れの加速時より減速時の方が、フラックスは小さい。上げ潮時、鉛直乱流フラックスは平均流速、レイノルズ応力より早く最大になる。

4.5 で述べた方法により、大規模乱流と小規模乱流による浮遊砂泥の鉛直フラックス $\overline{c_c w_c}$, $\overline{c_f w_f}$ を求めた。結果を Fig.5-23 に示す。比較のため図の上段に、乱れ全体による鉛直方向の乱流フラックス \overline{cw} の経時変化も示してある。

小規模乱流によるフラックス $\overline{c_f w_f}$ はほとんど 0 で、Fig.4-33 に示した塩分濃度の乱流フラックスと対照的に、浮遊砂泥の鉛直方向への輸送は、ほとんど大規模乱流によって行なわれていることがわかる。

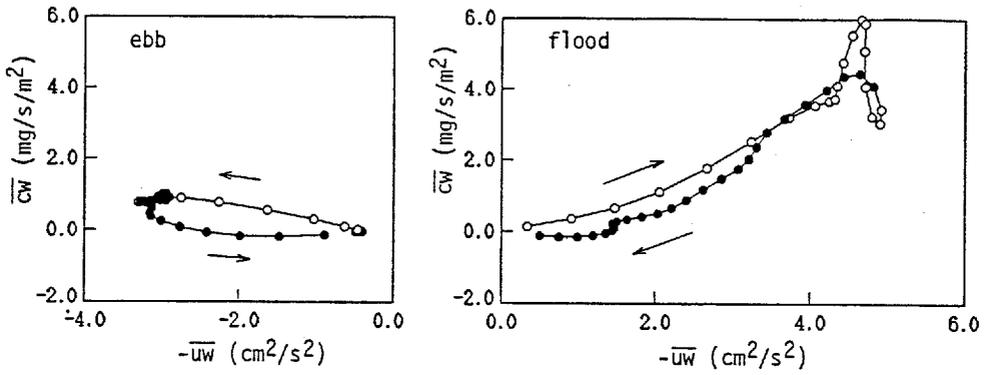


Fig.5-22 Hysteresis of \overline{cw} with $-\overline{uw}$.

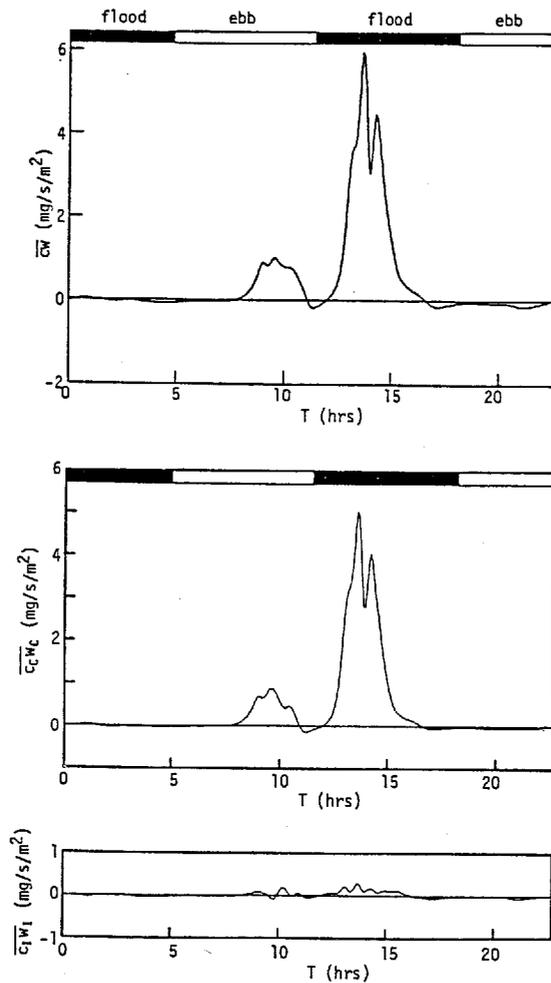


Fig.5-23 Temporal variations of the three kinds of vertical sediment fluxes.

5.4 組織乱流と河床砂泥の浮遊

5.4.1 低速流体の噴出と河床砂泥の浮上

高速流体の吹き下ろしであるsweepは掃流砂の移動を考える上で重要で、低速流体の噴出であるejectionは河床砂泥の浮遊に重要な働きをするといわれている¹²⁾。Lesht¹³⁾は潮流底層で濁度と流速の観測を行ない、平均剪断応力のみから堆積物輸送を予測することは困難であり、瞬間的な応力値の統計的性質に関する情報が必要であると述べている。

河床から0.15mの高さでejectionが検出された時の変動流速ベクトルを4.2.3で述べた条件付平均を行って求めた。結果をFig.5-24に示す。浮遊砂泥濃度が最大となる $T=13.8\text{hrs}$ のベクトル図をみると、ejection発生時の鉛直流速は鉛直方向乱れ速度の1.6倍(2.9cm/s)程度である。Fig.4-17と同様、ejectionの後面より前面で広い範囲にわたって上昇流が生じている。

(4-3)式と同様な条件付平均を行って、河床から0.15mの高さでejectionが検出された時の、変動浮遊砂泥濃度 $\langle c \rangle$ を求めた。結果をFig.5-25に示す。ただし、平均浮遊砂泥濃度が最大となる $T=13.8\text{hrs}$ におけるもので、濃度変動の標準偏差 c' で無次元化してある。 $\langle c \rangle / c'$ はejection検出時に最大となり、その大きさは約0.4である。 $\langle c \rangle / c'$ の変化はずらし移流距離 x に対し左右対称ではなく、ejectionの前面にくらべ後面では濃度が低い。

5.4.2 大規模乱流と浮遊砂泥濃度

4.3で述べたように、大規模乱流(ejectionの集合)が検出された時の流速ベクトルをFig.5-26に示す。ただし、河床から0.15mの高さで大規模乱流を検出した時の変動流速ベクトルである。

Fig.4-23と同様、大規模乱流による上昇流速はejectionによるものの1/3~1/2である。上昇流速は、大規模乱流の前面(下流側)で広く生じ、後面では急に減少する傾向がみられる。

河床から0.15mの高さにおける大規模乱流の検出関数を使って、浮遊砂泥濃度変動の条件付平均を行った。濃度変動の標準偏差 c' で無次元化した条件付平均値 $\langle c \rangle / c'$ の経時変化をFig.5-27に示す。図の上がejectionの集合が検出された時、下の図がsweepの集合が検出された時のものである。ただし、

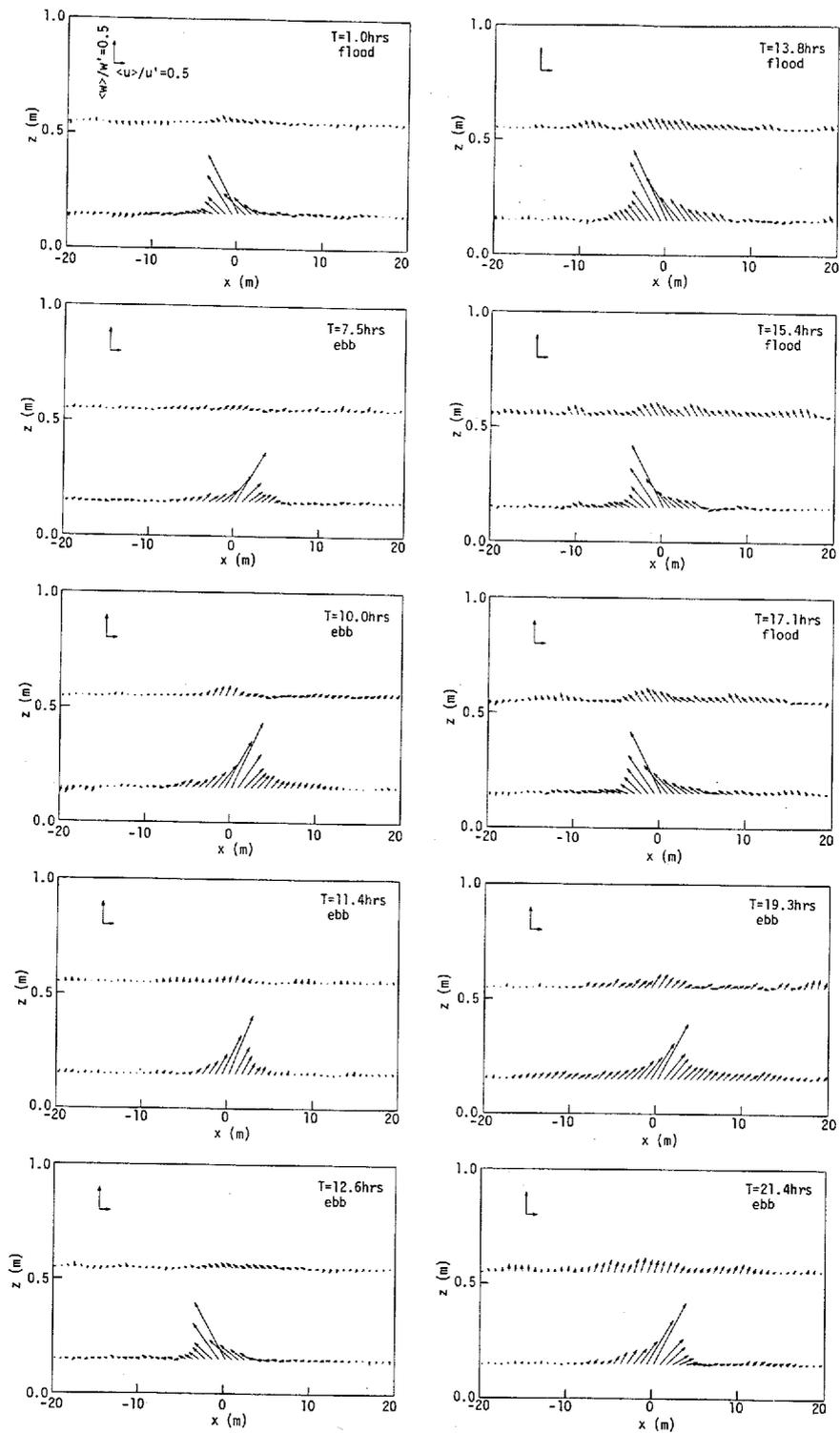


Fig.5-24 Vector plots conditional average of (u, w)
for ejections detected at $z=0.15\text{m}$.

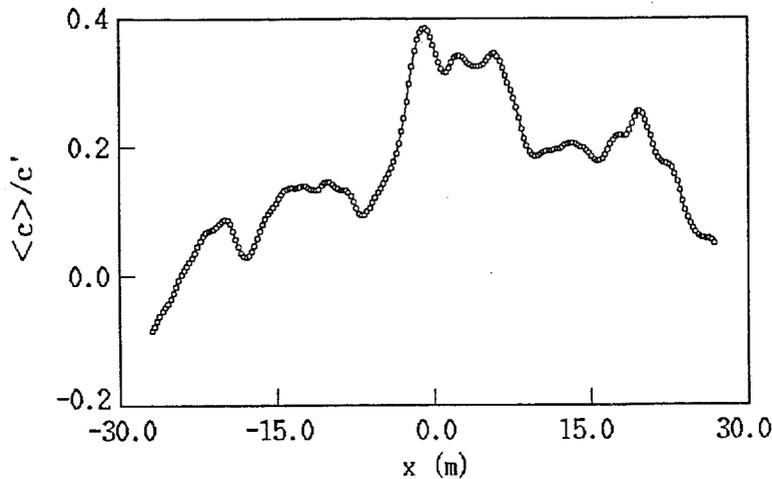


Fig.5-25 Conditional average of c for ejections detected at $z=0.15\text{m}$.

sweepの集合を検出関数とした下の図は見やすくするため符号を逆にしている。

条件付平均値は浮遊砂泥濃度が最大になる2回目の上げ潮時以外の時間では大きな値は示していない。

浮遊砂泥濃度が最大になる2回目の上げ潮時、 $T=13.8\text{hrs}$ における条件付平均値をFig.5-28に示す。図の上にしたejectionの集合検出時の条件付平均値は移流距離で10m、時間にして21秒程度ejectionの集合より早く最大になっている。最大値はejectionによるものよりやや小さい。大規模乱流の前面で浮遊砂泥濃度の変化は急で、後面では緩やかである。

一方、sweepの集合に対しては、sweepの集合の検出とほぼ同時に、条件付平均値は最小値を示している。条件付平均濃度の変化はsweepの集合の後面の方が前面よりやや急である。上に述べた浮遊砂泥濃度の条件付平均値の x に対する変化は、4.4.3で示した大規模乱流による変動流速のそれとは逆である。

5.6 結 論

本章では、乱流構造と密接な関係があり、工学上重要な問題である河床砂泥

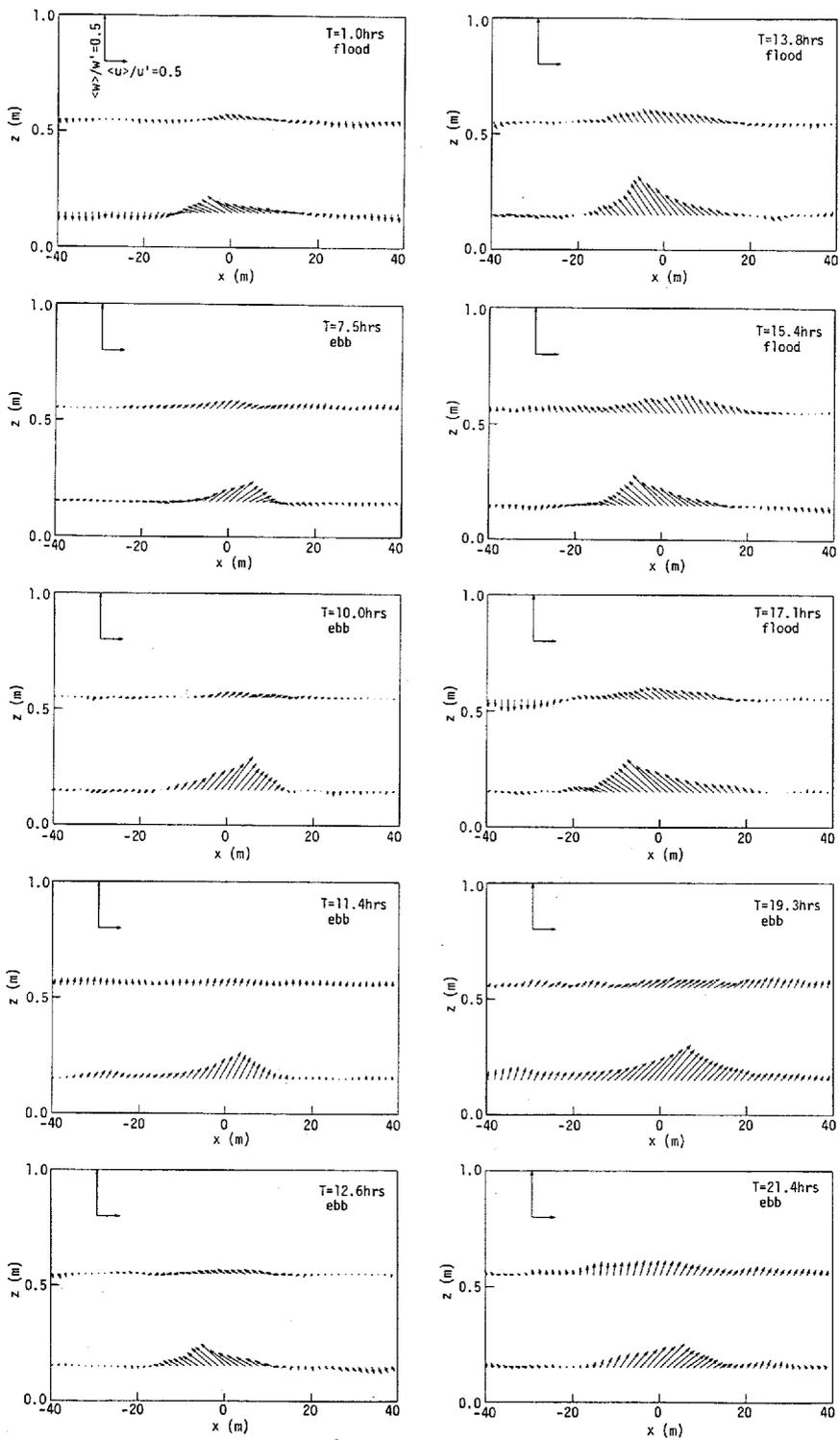


Fig.5-26 Vector plots of conditional average of (u, w)
for ejection-groups detected at $z=0.15\text{m}$.

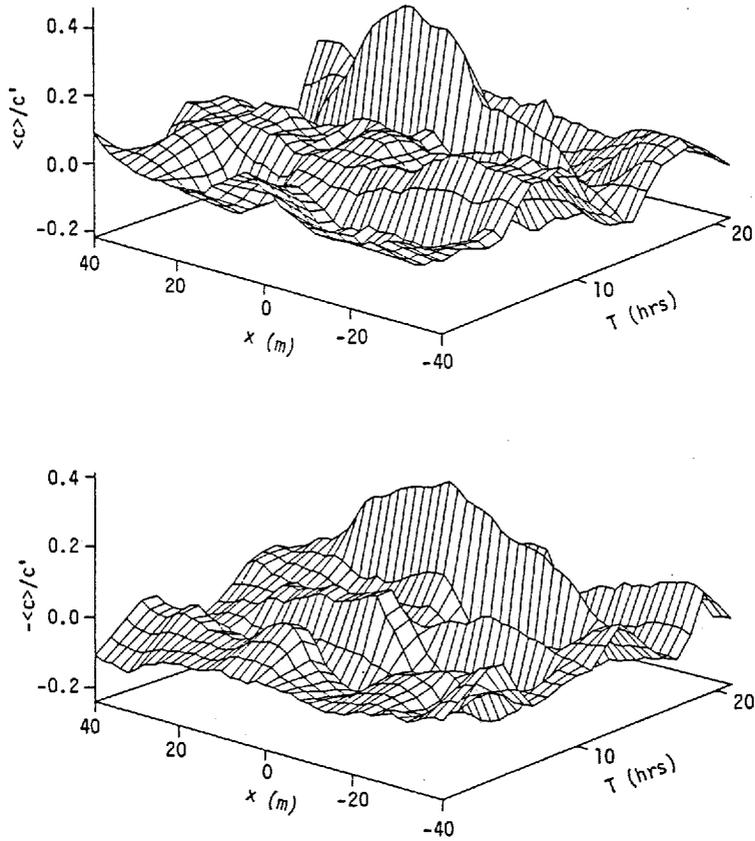


Fig.5-27 Temporal variations of conditional average of c .

Upper:for ejection-groups Lower:for sweep-groups

の潮汐にともなう浮遊について検討した。

前章までに述べたように、潮汐にともない河川感潮部の流況や乱流構造は時々刻々変化するため、河床砂泥の浮遊も著しい非定常性を示す。潮差の大きさや上げ潮であるか下げ潮であるかによって、浮遊砂泥濃度は大きく異なる。平均流速が大きく、乱れの強い上げ潮時は、下げ潮時に比べ、平均浮遊砂泥濃度で2倍、平均流による輸送率で3倍弱の大きさがある。

浮遊砂泥濃度は間欠的に上昇し、濃度変動の確率分布は負側に歪んでいる。平均浮遊砂泥濃度 \bar{c} 、浮遊砂泥フラックス \overline{cU} , \overline{cw} の経時変化と平均流速、レイノルズ応力の経時変化の間には位相差がある。 \bar{c} , \overline{cU} , \overline{cw} の最大は、平均流速、レイノルズ応力の最大に対して、上げ潮では進んで、下げ潮では遅れて生

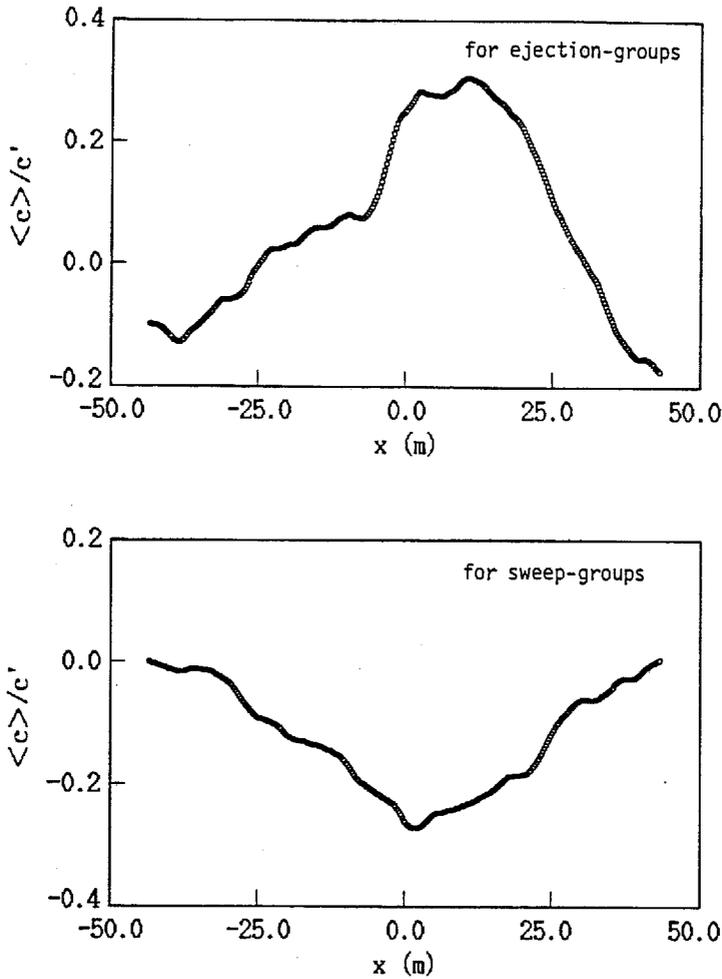


Fig.5-28 Conditional average of c . ($T=13.8$ hrs)

Upper:for ejection-groups Lower:sweep-groups

じる。上げ潮時、平均浮遊砂泥濃度は浮遊砂泥の鉛直乱流フラックス \overline{cw} と同時に最大になり位相差はないが、下げ潮では \overline{cw} より遅れて最大になる。

最も河床砂泥の浮上が活発な上げ潮の最大流速時、ejectionの検出関数を用いた浮遊砂泥濃度の条件付平均値は、前面にくらべ後面では濃度が低く、急に減少している。これに対して、大規模乱流の検出関数による浮遊砂泥濃度の条件付平均値の最大は、ejectionの集合の中心より前方で生じ、条件付平均濃度は前面で急激に上昇し、後面では緩やかに減少する。一方、sweepの集合に対する条件付平均濃度の位相差はわずかで、濃度変化は大規模乱流の前面で緩や

か、後面で急である。

鉛直方向への浮遊砂泥の乱流輸送は、ほとんど大規模乱流によって行なわれている。主流方向の乱流フラックスは上げ潮時には、正、下げ潮時には、負となり、浮遊砂泥は局所平均流速よりわずかに遅い速度で移流される。

潮汐にともない河床波の形状や河床材料の粒度分布が変化すると考えられるので、今後これらの測定を合わせて行うとともに、実験室における詳細な検討が必要と思われる。

参 考 文 献

- 1) Matthes, G.H.: Macroturbulence in natural stream flow, Trans., A.G.U., Vol.28, No.2, pp.255-265, 1947.
- 2) Jackson, R.G.: Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J.Fluid Mech., Vol.77, pp.531-560, 1976.
- 3) Sutherland, A.J.: Proposed mechanism for sediment entrainment by turbulent flows, J.Geophys.Res., Vol.72, No.24, pp.6183-6197, 1967.
- 4) Sumer, B.M. and Oguz, B.: Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel, J.Fluid Mech., Vol.86, pp.109-127, 1978
- 5) Sumer, B.M. and Deigaard, R.: Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel. Part 2, J.Fluid Mech., Vol.109, pp.311-337, 1981.
- 6) Gyr, A.: Towards a better definition of the three types of sediment transport, J.Hydro.Res., Vol.21, No.1, pp.1-15, 1983.
- 7) Heathershaw, A.D. and Thorne, P.D.: Sea-bed noises reveal role of turbulent bursting phenomenon in sediment transport by tidal currents, Nature, Vol.316, pp.339-342, 1985.
- 8) 伊福 誠: 砕破帯における浮遊砂の濃度分布, ながれ, 5-4, pp.326-339, 1986.
- 9) 馬場 洋二, 岩井 国臣: 感潮部河道における浮遊物質の移動特性について

- ，第24回水理講演会論文集，pp.185-190,1980.
- 10) Dyer, K.R.: Coastal and estuarine sediment dynamics, John Wiley & Sons Ltd, pp.124-125, 1986.
 - 11) Monin, A.S. and Yaglom, A.M. (山田 豊一訳) : 統計流体力学2, 文一総合出版, pp.501-503, 1976.
 - 12) 前出10), pp.224.
 - 13) Lesht, B.M.: Relationship between sediment resuspension and the statistical frequency distribution of bottom shear stress, Marine Geology, Vol.32, pp.M19-M27, 1979.

第6章 結 論

本論文は、潮汐にともない時々刻々変化する河川感潮部の非定常乱流の実態を現地観測によって明らかにすることを目的としたものである。

本章では、えられた結果を要約して本論文の結論とする。

第1章では、本研究の背景、過去の研究について述べ、本研究の目的を示した。そして次に、本論文の構成について述べた。

第2章では、まず、観測地点の流況、観測方法、データ処理法について述べ、潮汐にともなう平均流速と平均塩分濃度の非定常挙動を明らかにした。

観測の対象とした太田川放水路は、流入する河川水が少ないことと、大きな潮差をその流況の特徴とする。水深が大きく変化するため(平均水深3mに対し、潮差4m程度)、上げ潮と下げ潮の平均流速は、干潮の近くで最大になった。平均流速分布は密度勾配のため、上げ潮と下げ潮ではかなり異なる。すなわち下げ潮では、上げ潮に比べ上層の流速が大きく、下層の流速が小さい直線的な分布を示した。

主流方向の塩分濃度勾配が一定でないため、平均塩分濃度の経時変化は正弦的ではなく、満潮付近ではほとんど変化しないが、干潮の前後では大きな変化を示した。すなわち、平均塩分濃度は干潮後の3時間で10%程度上昇した後、4~5時間の間ほぼ一定(約30%)であった。また、上げ潮時、放水路に流入する海水の塩分濃度は鉛直方向にほとんど一様であった。

第3章では、まず、非定常乱流の解析方法について述べ、潮汐にともなう、乱れ速度と塩分濃度の変動特性、および塩分による成層化の変化について検討した。乱れ速度と塩分濃度変動特性は潮差の大きさに敏感で、また、上げ潮と下げ潮ではかなり異なることが明らかになった。下げ潮では底層の流速が小さく、乱れは弱い。そのため、安定成層度が強くなり、鉛直方向の乱れは小規模なもののみとなった。乱れエネルギーの生成における、浮力のシアー生成率に相対的な役割を表すフラックス・リチャードソン数は、潮汐とともに大きく変化し、河床から0.8mの高さで、-0.1~0.7程度の値を示した。乱れは上げ潮の最大流速付近で最も強くなるが(最大値は乱れエネルギーで $\overline{q^2}/2=10\sim13\text{cm}^2/$

s^2 , レイノルズ応力で $-\overline{uw} = 2 \sim 5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$), 平均流速より1時間程度遅れて乱れエネルギー、レイノルズ応力は最大値を示した。

運動量と塩分濃度の瞬間フラックスは間欠的で、その確率分布は指数関数と0次第2種変形Bessel関数の積で近似できた。Eulerのintegral time scaleは、成層化などの影響を受けてばらつきはあるが、ほぼ水深と平均流速に規制されて変化した。鉛直方向の渦動粘性係数は平均流速、水深の変化とともに、成層化の影響を受けて、時間とともに大きく変化し、河床から0.85mの高さで0~20 cm^2/s 程度の大きさであった。乱れエネルギーの散逸率は生成率の1/4程度の大きさで、平均流から乱れに供給されるエネルギーの大半は拡散されていることがわかった。

第4章では、ejection, sweepといった小規模な組織乱流と、boilや並列螺旋流(2次流)を引き起こすと考えられる、水深規模のスケールをもつ大規模な組織乱流の特性、および潮汐にともなうその変化について検討した。またさらに、乱れを大規模な組織乱流と小規模な乱流成分に分離し、平均流場と各成分間における運動量とエネルギーのフラックス、および大規模乱流と小規模乱流による塩分濃度の鉛直フラックスを評価した。

ejection, sweepは全くランダムに発生するのではなく、短い時間間隔で発生する接近した集合として存在することが明らかになり、このejection, sweepの集合が大規模乱流に対応していると考えられた。定常河川と同様に、感潮河川における大規模乱流の発生周期の確率分布は対数正規分布で近似された。しかし、水深と平均流速で無次元化した大規模乱流の平均発生周期は、潮汐とともになりに変化し(2~12)、安定成層度が強くなると長くなった。また、平均流速が大きくなると大規模乱流発生周期の確率分布の分散は小さくなり、尖った分布となった。

潮汐にともない、大規模乱流の空間構造の拡がりや傾斜は時々刻々変化しており、また大規模乱流はejectionより大きく流下方向へ傾いた構造を示した。大規模乱流による上昇流速ベクトルの大きさはejectionによるものの1/3~1/2であるが、安定成層度が強くなると、大規模乱流による鉛直流速はほとんどみられなくなった。

大規模乱流と小規模乱流による乱流輸送率を評価した結果、運動量とエネルギーの輸送を考える上で、小規模乱流も大規模乱流と同様、重要な役割を演ず

ることがわかった。特に、安定成層状態が強い場合、平均流から供給される乱れエネルギーの大部分は小規模乱流に輸送され、運動量と塩分濃度の鉛直輸送の大半は、小規模乱流によって行なわれていることが明らかになった。

第5章では、潮汐にともなう河床砂泥の非定常浮遊特性について述べるとともに、組織乱流と河床砂泥の浮遊との関連を検討した。河床付近における濁度の連続観測から、浮遊砂泥濃度の間欠的な上昇が認められ、浮遊砂泥濃度変動の確率分布は負側に歪んだ分布を示した。平均流速が大きく乱れの強い上げ潮時には、下げ潮時に比べて、平均浮遊砂泥濃度では2倍、平均流による輸送率では3倍弱の大きさがあった。したがって、潮汐一周平均では、河床付近の浮遊砂泥は陸向きに運ばれることがわかった。下げ潮時より上げ潮時の方が河床砂泥の浮上は活発で、浮遊砂泥の鉛直乱流フラックスは上げ潮時、下げ潮時の6倍程度の大きさを示した。瞬間浮遊砂泥フラックスは間欠的で、その確率分布は瞬間レイノルズ応力や瞬間塩分濃度フラックスに関する分布と同様であった。

平均浮遊砂泥濃度 \bar{c} 、浮遊砂泥フラックス \overline{cU} , \overline{cw} の経時変化と平均流速、レイノルズ応力の経時変化との間には位相差がみられた。すなわち、

\bar{c} , \overline{cU} , \overline{cw} の最大は、平均流速、レイノルズ応力の最大に対して、上げ潮では進んで、下げ潮では遅れて生じた。上げ潮時、平均浮遊砂泥濃度と浮遊砂泥の鉛直乱流フラックスとの間には位相差はないが、下げ潮時には、平均浮遊砂泥濃度の方が遅れて変化した。

組織乱流と浮遊砂泥の関連を調べるため、組織乱流の検出関数を用いて、浮遊砂泥濃度の条件付平均を行った。河床砂泥の浮遊が最も活発な上げ潮の最大流速時について検討した。ejection発生時、条件付平均濃度はejectionの下流側に比べ上流側の方が低濃度であった。大規模乱流の検出関数を用いた条件付平均濃度の最大は、ejectionの集合の中心より10m程度下流側で生じ、濃度変動の標準偏差の約0.3倍の大きさであった。また、条件付平均濃度は下流側で急、上流側で緩やかな変化を示した。一方、sweepの集合に対する条件付平均濃度の位相差はわずかで、濃度変化は下流側に比べて、上流側の方がやや急であった。

鉛直方向への浮遊砂泥の乱流輸送は、塩分濃度の乱流輸送とは対照的に、ほとんど大規模乱流によって行なわれていることが明らかになった。主流方向の

乱流フラックスは上げ潮時には、正、下げ潮時には、負となり、浮遊砂泥の移流速度は局所平均流速より0.1%~0.5%程度小さかった。

以上、本研究では潮汐2周期間連続した現地観測によって、潮差が大きく非定常性の強い感潮河川乱流の実態をある程度明らかにできた。感潮河川の乱流構造は時間的变化とともに空間的变化も大きいので、今後さらに感潮河道内全体にわたる検討を進めていく必要がある。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、終始懇切な御指導ならびに御鞭撻を賜った広島大学工学部教授 余越正一郎先生に深く感謝致します。また、本論文を御審査いただき、有益な御助言をいただいた広島大学工学部教授 金丸昭治先生、同学部教授 関根毅先生、同学部教授 茂里一紘先生に心より感謝の意を表します。