

砂漣上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布

沢本正樹*・山下俊彦**・北村 匡***

1. はじめに

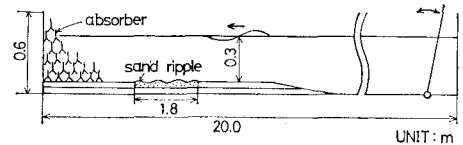
沖浜領域において底面に砂漣が存在する場合の浮遊砂に関する研究は、従来より数多く行なわれており、種々の浮遊砂濃度分布式が提案されている^{1)~5)}。その際問題となるのは、拡散係数をいかに合理的に決定するかという事である。拡散係数を決定する方法としては、濃度分より逆算して波の諸量と関係づける方法、渦動粘性係数より類推する方法等が報告されている。前者は、測定された濃度分布から精度よく拡散係数を逆算できない事、後者は、波のような振動流、特に砂漣のような大きな粗度が存在する場合の乱れについては今なお不明の点が多い事等のために、拡散係数は定性的にも明らかでないのが現状である。後者の方法による場合には、砂漣上の乱れの特性を知る必要がある。

そこで著者らはここ数年来、浮遊砂現象の解明を目的として、砂漣上の流れ、特に乱れ強度分布と砂漣背後に形成される渦の強さについて研究を行なってきた^{6)~9)}。その際、乱れ強度をアンサンブル平均して求めると、乱

れ強度が平均流に比べて相対的に小さい場合には乱れ強度への波の不規則性の影響が大きい事が確認された。そこで本研究では、まず、相対的に小さい乱れに対しても乱れを正確に評価できる方法を考案し、砂が実際に舞っている状態での砂漣上の乱れ強度分布を明らかにした。次に、乱れと浮遊砂の関連を明らかにし、表一に示すようなフローチャートに従って浮遊砂濃度の総合的把握を試みた。

2. 実験装置および方法

実験は、図一に示すようなフラッター式造波装置を有する2次元造波水路(長さ 20m, 幅 40cm, 深さ 60cm)を用い、図に示すような位置にまず砂を5cmの厚

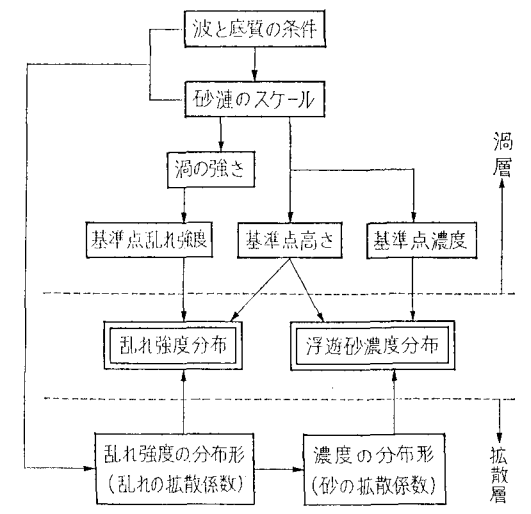


図一 実験装置の概略

さで平らに敷きならし、2次元的な砂漣を作るために1箇所波の進行方向に直角の溝を作り、次に波を2~6時間作用させ砂漣が安定した状態で測定を行なった。底質としては、中央粒径 $d=0.2\text{ mm}$ 、比重 $\rho_s=2.64$ 、沈降速度 $w_0=2.7\text{ cm/s}$ の豊浦標準砂を用いた。実験条件を表二に示す。流速の測定にあたっては、砂が実際に舞っている状態での流速を測定するために、 H_e-N_e レーザー・ドップラー流速計(日本科学工業製、レンズの焦点距離 $f=60\text{ cm}$ 、交差角 $\theta=4.722^\circ$)を用いた。浮遊砂濃度は、サイフォンを用いて測定した。

波は波高のばらつきがあるため、瞬間流速をそのままアンサンブル平均すると、砂漣に由来する乱れの他に乱れの中に波自身の不規則性を取り込んでしまう。そこで著者らは、流速の $10\sim 100\text{ Hz}$ の成分を砂漣上の拡散層における乱れと定義した⁹⁾。しかし前報では、Filter 特性を考慮しなかったために、5% 程度主流成分が加わった乱れを取り扱っていた。そこで本研究では、 $10\sim 100\text{ Hz}$ B.P.F. を通過した流速成分をさらにアンサンブル平均することにより正確な乱れ強度を求めた。

表一 乱れ強度分布および浮遊砂濃度分布を求める際のフローチャート



* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科

*** 正会員 建設省北陸地方建設局

表-2 実験条件

Case No.	周期 T (s)	波高 H_w (cm)	波長 L_w (cm)	砂漣波高 H_s (cm)	砂漣波長 L_s (cm)	底部流速の振幅 U_b (cm/s)	測定項目
1	2.25	6.9	370	1.57	8.55	18.0	u, u'
2	1.25	6.76	187	0.88	4.23	14.3	u, u', c
3	1.75	8.96	281	1.27	7.03	22.3	"
4	1.75	8.52	281	1.28	7.18	21.2	"
5	1.75	6.66	281	1.12	6.50	16.6	"
6	2.25	8.32	370	1.47	8.53	21.8	"
7	1.50	7.02	234	0.97	5.00	16.4	"
8	1.40	6.83	215	0.79	4.41	15.4	"
9	1.80	5.15	290	1.07	5.75	12.9	"

次にデータの処理方法について述べる。まず、波形記憶解析装置（菊水電子工業製）により、水面変位をトリガーとしてサンプリングを行ない、レーザー流速計の出力をAD変換し、そのデータを一時記憶しつつ、オンラインでミニコン（YHP製）の磁気テープにデータを転送する。次にそのデータをミニコンで解析し、アンサンブル平均流速、乱れ強度等を求めた。トリガーの位置は予備実験より、水面勾配が急で波の不規則性の影響が最も少なくなる静水面位置とした。なお、測定間隔、平均個数はすべてのケースを通じて 50 ms, 40 個である。

3. 実験結果および考察

3.1 平均流速分布

砂漣頂上の水平方向平均流速の位相変化を図-2に示す。図中破線で示したものは、ほとんど砂漣の影響のない $z=6$ cm での流速変化である。本研究では、波の峯

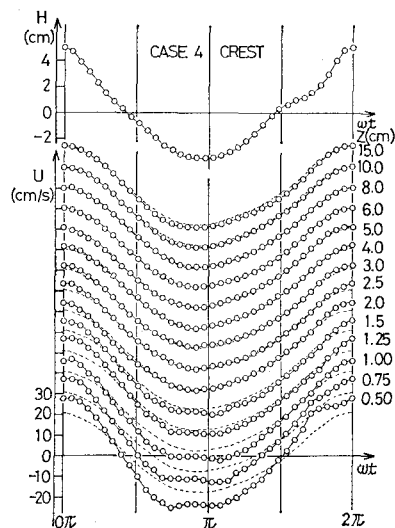


図-2 平均流速の位相変化

が通過している時刻を位相 0π とし、岸向き方向の流速を正とした。また、 z は砂漣の crest を 0 とし上向きを正にとった。この図より次の事がわかる。① $z=4$ cm 以下では、系統的に流速の時間変化が歪んでおり、歪は底面に近いほど大きい。② 歪の出る位相 ($\omega t=0\pi, (24/$

$35)\pi, (36/35)\pi, (60/35)\pi$) は、高さ方向にはほぼ一定であり、砂漣背後に形成された渦が放出され砂漣の頂点上に来る位相と一致している。

3.2 乱れ強度分布

図-3 に、砂漣頂上の乱れ強度の位相変化を示す。次に、この図より読み取れる事を列挙する。

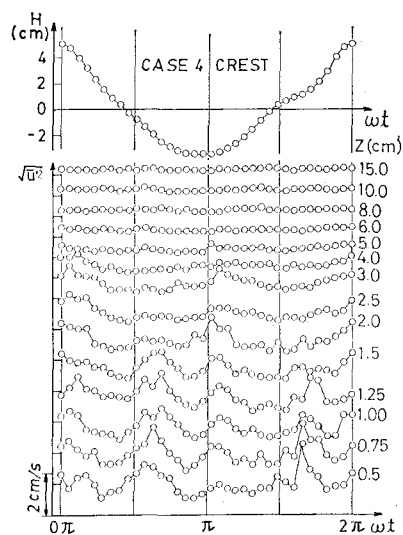


図-3 乱れ強度の位相変化

i) 底面付近では 1 周期の間に 4 つのピークを持ち、 $z=2$ cm 以上ではピークは 2 つに減少し、 $z=5$ cm 以上ではピークは存在しない。4 つのピークを持つのは、半周期の間に放出された渦が砂漣の波長の 1.5~2 倍移動するためであり、ピークの出る位相は図-2 の平均流速が歪んでいる位相と一致する。 $z=5$ cm 以上では、一周期を通じてかつ高さ方向にも、さらにはどのケースにおいてもほぼ一定 (0.3 cm/s) であり、この乱れはレーザーの機械的ノイズであると考えられる。そこで本研究では、一周期平均の乱れ強度を求める際にはこの乱れを差し引いた。

ii) $z=2$ cm 以下での位相変化パターンの特徴は次のようである。位相 $(24/35)\pi, (60/35)\pi$ のピークの方が、位相 $0\pi, (36/35)\pi$ のものに比べて大きい。これは、位相

$(24/35)\pi, (60/35)\pi$ では、放出されてすぐの渦が砂漣頂を通過しているのに対して、位相 $0\pi, (36/35)\pi$ では、砂漣一波長進んだ渦が砂漣頂を通過しているためである。すなわち、渦が放出された直後では、渦はほとんど崩壊せず強い渦のままであるが、放出されて一波長進むと、渦は自分の拡散能により拡大するとともに渦の外縁では崩壊し、さらに砂漣の前面にぶつかることにより破壊されてかなり弱くなっているためである。ここで注意を要する事は、本研究で考えている乱れは $10\sim 100\text{ Hz}$ の流速成分であり、大きなエネルギーを持つ渦自体の低周波数の回転流成分は乱れの中に含まれていないという事である。

図-4 に、代表的な位相における乱れ強度の鉛直方向分布を示す。図には比較のため、平均流速の鉛直方向分布も示してある。また破線は、 $z=6\text{ cm}$ における流速を

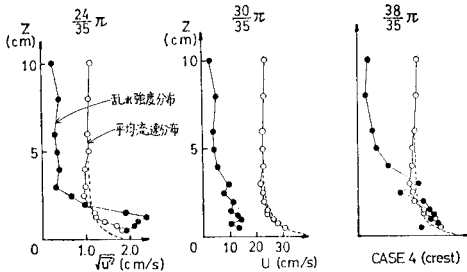


図-4 乱れ強度の鉛直分布

境界層外縁の流速としてポテンシャル理論により計算した流速分布である。各位相における乱れ強度および平均流速の分布の特徴は次のようである。位相 $(24/35)\pi$ では、乱れ強度は $z=1.5\text{ cm}$ 以下で急激に大きくなり、平均流速も $z=1.5\text{ cm}$ 以下で渦の回転流成分により大きくゆがめられている。位相 $(30/35)\pi$ は、砂漣頂に渦が存在していない場合であり、平均流速分布はポテンシャル流れとよく一致し、乱れ強度は全体的に小さく、上に行く

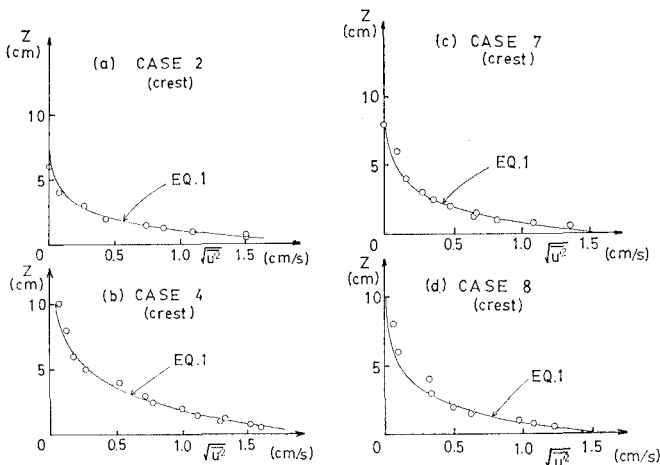


図-5 一周期平均乱れ強度の鉛直分布

に従って徐々に減少する。位相 $(38/35)\pi$ では、渦の上昇と崩壊によりかなり強い乱れが上方 ($z=4\text{ cm}$) にまでおよんでいる。

次に、一周期平均乱れ強度について述べる。砂漣上の拡散層においては、乱れの収支式の生成項は重要な意味を持たないと考えられるので、乱れ強度分布を拡散項と逸散項の釣り合いより求めると、前報⁹⁾と同様式(1)のようになる。

$$\sqrt{u'^2} = \alpha e^{-(\beta/2)z} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\beta = (1/l) \cdot \sqrt{2A/3B}$, $\sqrt{u'^2}$: 一周期平均乱れ強度, l : 混合距離, A, B は普遍定数で $A=0.124$, $B=0.396$ である。 α は基準点高さでの乱れ強度により決定されるもので、これについては節3.5で述べる。ここでは式(1)により拡散層の乱れ分布形状が表わせるかどうかを実験的に検証し、もし表わすことができるならば混合距離 l がどのような値になるかを調べる。

図-5 に、一周期平均乱れ強度の実験結果を示す。図中の曲線は、式(1)の係数 α, β を最小自乗法により決定したものである。実験値と式(1)はよく一致しており、拡散層における乱れ強度の分布形状は式(1)でよく表わせる事が確認された。

各ケースについて混合距離 l を逆算し、砂漣の波高 H_s

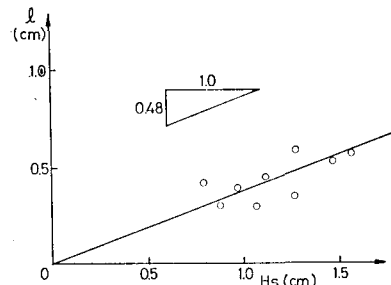


図-6 l と H_s の関係

と比較したのが図-6である。この図によると、混合距離 l は波高の約 $1/2$ である。式(1)を求める際には、大胆な仮定(①一周期平均で取り扱う。②Prandtlの混合距離仮説が適用しうる。③ A, B については一向向流の値を準用する。)をし、その歪をすべて l に押し込めたにもかかわらず、混合距離 l はほぼ妥当な値だと思われる。砂漣のスケールは、波と底質の条件が与えられれば本間・堀川・鹿島(1964)¹⁾の研究により定量的に求める事ができるので、乱れの分布形状も定量的に決定できる。

3.3 浮遊砂濃度分布

濃度は、一周期平均濃度 $\bar{c}$ で取り扱い、従来よく用いられる式(2)のような一次元の拡

散方程式で議論できると考える。

$$\epsilon_z \frac{d\bar{c}}{dz} + w_0 \bar{c} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

砂の拡散係数 ϵ_z は、米山・沢本・山下 (1980)⁹⁾ と同様に、節 3.2 で求めた乱れ強度分布より決定される乱れの拡散係数 ϵ に比例すると考えると、濃度の分布形は次のようになる。

$$\epsilon_z = \gamma \cdot \epsilon = \gamma \cdot B (\overline{u'^2})^{1/2} l \dots\dots\dots (3)$$

$$\bar{c} = \bar{c}_0 \exp \left[-D \cdot \exp \left(\frac{\beta}{2} z \right) \right] \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 γ : 比例定数、 $D = 2w_0/(\gamma \cdot B \cdot l \cdot \sqrt{\alpha} \cdot \beta)$ である。

式 (4) と実験値を比較したのが 図-7 である。なお、式 (4) の係数 $\bar{c}_0$ 、 γ は最小自乗法により決定した。基準点濃度より決定される $\bar{c}_0$ については 3.6 で述べる。

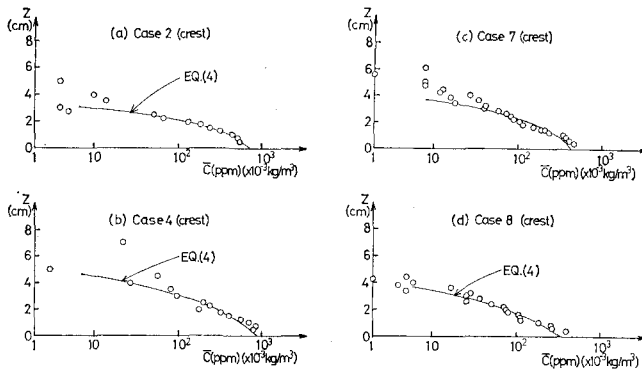


図-7 浮遊砂濃度分布

式 (4) は実験値をよく説明していることがわかる。 z が大きくなると実験値の方が大きくなる傾向にあるが、この原因の1つとして、 z が大きい所の砂の粒径は小さいこと、すなわち沈降速度が小さい事が考えられる。式 (4) は、均一粒径の底質で底面に砂漣が存在する場合の濃度分布式であり、混合粒径の底質の場合には、粒径の効果を考慮する必要がある。各ケースについて γ を求めてみると、15~45 の範囲でばらついている (平均は 27 である)。砂の拡散係数が乱れの拡散係数より one-order 程度大きいという事は、堀川・渡辺 (1970)¹⁰⁾、岩垣・平山 (1976)¹¹⁾ の実験でも報告されており、非常に興味ある結果であるが、この原因については今の所不明である。

3.4 基準点高さ

基準点は、乱れ強度分布、浮遊砂濃度分布を求める際の境界条件となるもので、物理的意味の明確な所を取るべきである。そこで本研究では、沢本・山口 (1978)⁶⁾ と同様に渦層と拡散層の境界すなわち渦層の上端を基準点高さと定義した。沢本ら (1978)⁶⁾ は、渦が放出されて半周期の間は渦は崩壊しないと仮定して、理論的に渦の挙動を調べ基準点高さを決定したが、ここでは実験結果よ

り基準点高さを決定する。従来、基準点高さは一周期平均濃度の鉛直方向分布の折曲点に取られていた¹²⁾。しかしこの方法では、一周期平均するために現象が平滑化され、濃度分布に明確な折曲点は出にくい (図-7)。そこで本研究では、平均化する前の乱れ強度の位相変化と流れの観察から基準点を決定した。すなわち、放出されてすぐの渦は明瞭にその形態を保っているが、砂漣一波長進むと、渦はかなり崩壊している (図-4) ので、放出された直後の渦が砂漣頂上にある時の渦の外縁の位置を基準点とした。各ケースについて 図-4 のような乱れ強度の鉛直方向分布を書き、渦の外縁の位置を求めてみると、渦の鉛直方向のスケールは砂漣の波高とほぼ一致する。よって、基準点は砂漣の頂点上より砂漣の波高だけ高い位置とした。

3.5 基準点乱れ強度

渦層内においては、渦の崩壊による乱れエネルギーの供給と粘性による逸散と拡散層への拡散が釣り合うと考えられるので、乱れの収支式は次のようになる。ただし渦層内では乱れ強度は一定であると仮定した。

$$\underbrace{c_1 \Gamma^2 - \frac{A}{l} (\overline{u'^2})_0^{3/2} \cdot z_0 \cdot L_s \cdot T}_{\text{生成項}} - \underbrace{B (\overline{u'^2})_0^{3/2} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{A}{B}} \cdot L_s \cdot T}_{\text{逸散項}} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $(\sqrt{u'^2})_0$: 基準点における乱れ強度、 c_1 : 定数、 Γ : 渦の循環、 z_0 : 砂漣の平均断面から基準点高さまでの距離、 L_s : 砂漣の波長、 T : 周期である。 z_0 および l と砂漣の波高 H_s との間には前述のように比例関係があり、 H_s/L_s もほぼ一定であるので、 $z_0 = c_2 L_s$ 、 $l = c_3 L_s$ とおける。これを式 (5) に代入すると次のような関係が得られる。

$$(\sqrt{u'^2})_0 = f \left(\sqrt[3]{\frac{\Gamma^2}{L_s \cdot T}} \right) \dots\dots\dots (6)$$

$(\sqrt{u'^2})_0$ と $\sqrt[3]{\Gamma^2/L_s \cdot T}$ の関係を調べたのが 図-8 であ

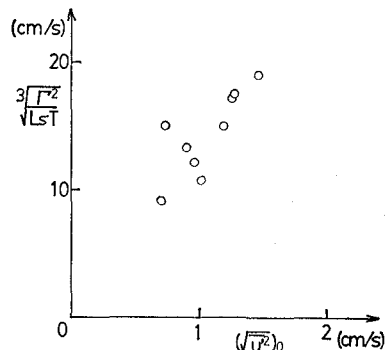


図-8 $(\sqrt{u'^2})_0$ と $\sqrt[3]{\Gamma^2/L_s \cdot T}$ の関係

る。ただし、 Γ は著者らの方法^{7),8)}により次式で見積った。

$$\Gamma = \varepsilon \int_0^{t_*} \frac{1}{2} (k' U_\infty)^2 dt \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\varepsilon=0.6$ 、 $t_*/T=(5/8)\pi$ 、 $k'=1/(1-\pi H_s/L_s)$ である。図-8を見ると、 $(\sqrt{u'^2})_0$ と $\sqrt{\Gamma^2/L_s \cdot T}$ はほぼ比例しており、基準点乱れ強度を波および底質の条件より推定することができる。

3.6 基準点濃度

沢本・山口 (1979)¹³⁾ は、次のような基準点濃度を求める方法を提案した。

$$\bar{c}_0 = \rho g \frac{2(\rho_s/\rho - 1)}{L_s \cdot w_0 \cdot T} Q_B \dots\dots\dots (8)$$

$$Q_B = \frac{A' \hat{U}_*^4 T}{4\pi} (\pi - 2w_0 - \sin 2w_0) \dots\dots\dots (9)$$

(du Boys 公式による)

$$Q_B = \frac{5\hat{U}_*^4 d T}{2\pi \phi^2} (\pi - 2w_0 + \sin 2w_0) (\tan \varphi)^2 \dots\dots\dots (10)$$

(Brown 公式による)

$$\sin^2 wt > \frac{(\rho_s/\rho - 1)gd \tan \varphi}{\hat{U}_*^2 \cdot 3/4 \cdot \varepsilon_0 \cdot c_D \cdot B'^2} \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 $\bar{c}_0$ ：基準点濃度、 ρ ：水の比重、 Q_B ：半周期・単位幅当りの掃流砂量、 A' ：未知定数、 w_0 ：砂が動き始める限界の位相 wt の値、 $\hat{U}_*$ ：摩擦速度の振幅、 φ ：砂の水中摩擦角、 $\phi=(\rho_s/\rho - 1)gd \tan \varphi/\hat{U}_*^2$ 、 ε' ：遮蔽係数 (≈ 0.4)、 c_D ：砂の抗力係数、 $B'=8.5$ である。

式 (11) により w_0 を決定し、式 (9) あるいは式 (10) により Q_B を求め、 Q_B を式 (8) に代入し $\bar{c}_0$ を求める。計算値と実験値を比較したのが図-9である。図-9(a) は du Boys 公式に基づくもので、未定定数 A' を最小

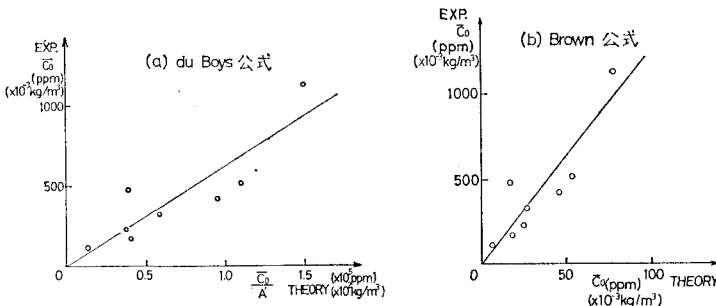


図-9 基準点濃度の実験値と計算値の比較

自乗法により決定した。図-9(b) は Brown 公式に基づくもので、本来は未定定数が含まれていないが、平均的な $\hat{U}_*$ の見積り方等により掃流砂量に変化し、基準点高さの取り方により実験値の基準点濃度が変化するために、実験的に求まる未定定数が必要となる。沢本ら¹³⁾の方法は、du Boys 公式、Brown 公式どちらを用いた場合でも未定定数を1個含むが、実験値の傾向をよく表わ

すことが確認された。今後、実験データを蓄積することにより、未定定数の正確な値の見積りが可能であろう。

4. おわりに

浮遊砂現象下での砂漣上の流速分布、乱れ強度分布、浮遊砂濃度分布を詳細に測定し、乱れを基にした浮遊砂濃度の定量的把握を試みた。それにより明らかとなった点は以下のものである。1) 砂漣の頂点上での乱れ強度の位相変化と渦の関連性が明らかとなった。2) 表-1 のフローチャートの中で今まで不明確であった部分が明らかとなり、総合的に浮遊砂濃度分布を把握できるようになった。粒径の効果を把握する事および現地データとの比較検討が今後の課題である。

本研究を進めるにあたり、ご指導いただいた東京工業大学日野幹雄教授、福岡捷二助教授に感謝の意を表します。また、本研究に対して昭和 55 年度文部省科学研究費の補助を受けたことを付記し、謝意を表します。

参考文献

- 1) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一：「波による浮遊砂に関する研究」，第 11 回海岸工学講演会講演集，159～164，1964。
- 2) 岸 力：波動による底質の浮遊に関する研究ノート，海岸災害研究ニュース，第 2 号，1964。
- 3) 堀川清司・渡辺 晃：「表面波による振動流境界層に関する実験的研究」，第 15 回海岸工学講演会講演集，16～23，1968。
- 4) 野田英明・岩佐敏博：「波による底質の浮遊機構 (1)」，第 18 回海岸工学講演会論文集，349～353，1971。
- 5) Nakato, T. et al.: "Wave entrainment of sediment from rippled beds", Journal of the Waterway Port Coastal and Ocean Division, 83～99, 1977。
- 6) 沢本正樹・山口清一：「進行波による砂漣上の境界層内の流速および乱れ分布」，第 25 回海岸工学講演会論文集，46～50，1978。
- 7) 沢本正樹・山下俊彦：「砂漣上の振動流境界層流れ」，第 26 回海岸工学講演会論文集，51～55，1979。
- 8) 沢本正樹・山下俊彦・栗田敏寿：「砂漣上の振動流境界層流れ——渦と砂漣との整合性について——」，第 27 回海岸工学講演会論文集，226～229，1980。
- 9) 米山 晋・沢本正樹・山下俊彦：「波動下での砂漣上の乱れ分布と浮遊砂の拡散」，第 35 回年次学術講演会講演概要集，85～86，1980。
- 10) 堀川清司・渡辺 晃：「波運動に伴う乱れと底質の浮遊」，第 17 回海岸工学講演会論文集，229～233，1970。
- 11) 岩垣雄一・平山秀夫：「重複波による底質の浮遊に関する研究」，第 23 回海岸工学講演会論文集，183～188，1976。
- 12) 細井正延・稲垣清生：「進行波による浮遊砂の濃度分布について」，第 22 回海岸工学講演会論文集，325～328，1975。
- 13) 沢本正樹・山口清一：「波によって生じる砂漣近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法」，土木学会論文報告集，第 288 号，107～113，1979。