

河口部の砂移動現象に関する実験および現地観測

Sand Movement under Wave-current Combined Effects

東北大学大学院 学生員 田中 仁

東北大学工学部 正 員 首藤伸夫

1. はじめに

河口における砂移動現象を支配する要因としては、河川流・潮汐・入射波浪の三つを挙げることができる。通常、河口での砂の動きをモデル化する際には、前二者の重なった流れを定常と見做し、河川の流砂量公式を用いて入退潮に伴う掃流土砂量を算定することが多い。一方、波浪の効果としては、沿岸漂砂を生ぜしめる外力としての役割のみを考えている。すなわち、流れの効果と波の効果とを別々に独立なものと考え、砂移動の場で両者の足し合わせを行っている。しかし、実際には外海からの波が河川内にまで侵入している場合が多いので、河川流とタイダルブリズムによる掃流土砂を見積る際、波の効果を無視することはできない。言い換えれば、砂移動の場ではなく流れの場の段階で波と流れの共存の影響を考慮すべきである。

そこで、本研究では河川流と入射波浪とが重畳する場における砂移動機構の解明を目的として、砂漣形状および掃流土砂量の定式化を試みた。

2. 実験方法および実測方法

2.1 室内実験

波・流れ共存下に形成される砂漣形状について調べるために開水路実験を行った。実験には長さ10m、幅30cm、高さ50cmの二次元造波水路を用い、波が流れを遡るケースのみを実験対象とした。水路中央部の2m区間に砂を敷いてから波と流れを作用させ、底面形状が定常状態に達した時点で砂漣形状および水理量の諸元を測定した。実験に供した底質粒径は0.18mmと0.40mmの2種類である。

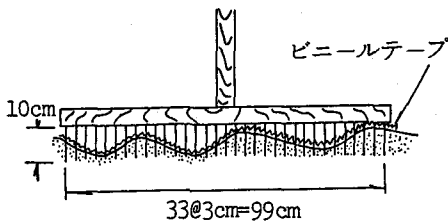


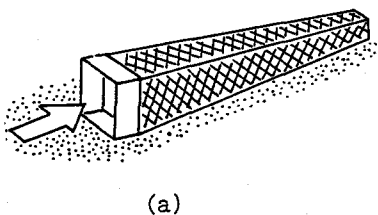
図1. 砂漣形状測定方法

2.2 現地観測

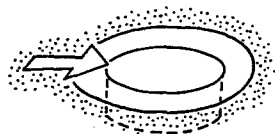
実測は福島県いわき市鮫川河口で行われた。観測は昭和55年から昭和57年まで毎年秋に行われた。初年度は河口の水理観測のみを行い、砂移動現象に関する観測は行っていない。この時の実測結果についてはすでに前報¹⁾で報告した。昭和56、57年には水理観測と並行して砂漣スケールおよび流砂量の測定を行った。水位、流速等の計測方法については前報に詳述したので割愛し、以下では砂移動の観測方法のみについて述べる。

砂漣測定には図1に示した櫛状の器具を用いた。初め、充分にたるませたビニールテープを先端付近に装着する。水底の砂面にこの器具を突き刺せば、ビニールテープは波状曲面の形状に応じた変位を示す。陸上でこの変位を読みとれば砂漣の波高、波長が知れる。

一方、流砂量測定に当って、昭和56年には通常、河川での調査に用いられているタイプの捕砂器²⁾を使用した。昭和57年度には図2に示した吹き流し型トラップとバケット型トラップとを併用し、それぞれ2基ずつを河口底面に設置した。これらの捕砂器は著者らが波打帯での砂移動



(a)



(b)

図2. サンド・トラップ

量を測定する際に用いたものと同じものである³⁾。

3. 砂漣形状

砂漣形状について調べる前に、まず波・流れ共存時の流速場について基礎的な知見を得るために中立浮子を用いて流れの可視化を行った。その結果、底面のごく近傍において中立浮子は振動流のみの場合と同様な往復運動を行い、定常流の影響はあまり現れないことが判った。この様な現象は流れがかなり強い場合にも観察された。また、拡大砂漣模型を用いた風洞実験においても、この様な流れの存在が確認されており、近い将来発表予定である。

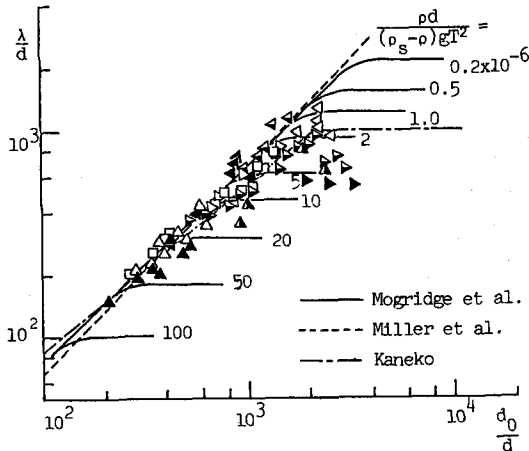
本論文では以上の事実を踏まえ、波・流れ共存時の砂漣形状の表示にあたり、まず波のみの場において形成される砂漣について検討し、その後これを流れをも含んだ場へ拡張する。

波動場あるいは振動流場で測定された砂漣波長をまとめたものが図3である。図中で、 λ ：砂漣波長、 d ：底質粒径、 d_0 ：底面水粒子軌道全振幅である。図3に描かれた記号と研究者との対応を表1上段に示した。実線、鎖線、一点鎖線はそれぞれ Mogridge & Kamphuis¹¹⁾、Miller & Komar⁶⁾、および金子¹²⁾により提案されている波長算定式であり、実験値との対応は良好である。図より、 λ/d と d_0/d はほぼ比例関係にあり、砂漣波長の支配要因は底面水粒子軌道距離 d_0 であることがわかる。

次に砂漣の波形勾配 η/λ と最大シールズ数 τ_* との関係を調べた結果が図4である。ここで、 η は砂漣波高である。また、 τ_* の算定には著者らの提案した波・流れ共存時摩擦係数 f_{cw} ¹³⁾を用い、流れ成分をゼロとした。相当粗度としては粒径を用いている。 τ_* が0.4以上になると η/λ が急速に減少している。これは、シート・フローの発生限界が $\tau_* = 0.5 \sim 0.7$ （香取・渡辺・堀川¹⁴⁾）で考えれば当然の結果である。

図3、図4より、回帰式として次式を得る。

図3. 波動場の砂漣波長



purely oscillatory flow		
wave flume		
△ Sawamoto et al. [4]		d=0.2mm
▲ Shibayama et al. [5]		0.2
▲ Miller et al. [6]		0.168
oscillatory water tunnel		
◁ Hashimoto et al. [7]		0.27
▲ Sleath [8]		0.41
▲ "		0.2
▷ Nakato et al. [9]		0.14
▷ Carstens et al. [10]		0.19
▷ "		0.297
□ "		0.585
wave and current motion		
wave flume		
○ authors	(opposing)	0.4
○ "	(")	0.18
⊖ Tanaka et al. [15]	(")	0.16
⊖ "	(")	
⊖ Inman et al. [16]	(following)	0.20
⊖ Abou-Seida [17]	(")	0.145

表1. 記号対照表

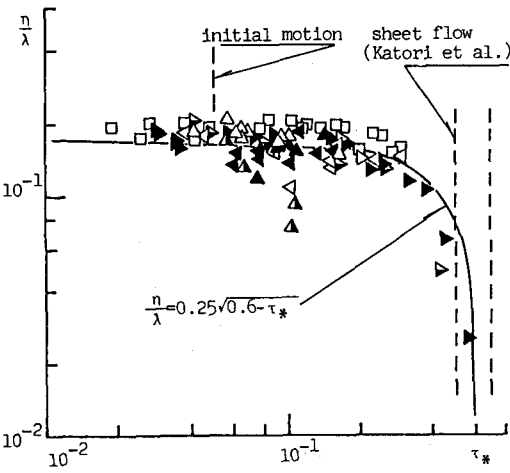


図4. 波動場の砂漣波形勾配

$$\lambda/d = 0.65 d_0/d \quad (1)$$

$$\eta/\lambda = 0.25 \sqrt{0.6 - \tau_*}, \quad \tau_* < 0.6 \quad (2)$$

式(1)は Miller & Komar⁶⁾ による提案式と同じものである。

式(1), (2)は波・流れ共存場のひとつの極限である $\bar{u}_c/\hat{U}_w = 0$ ($\bar{u}_c$: 定常流断面平均流速, $\hat{U}_w$: 波動成分の底面水粒子速度の振幅) における表示式であると考えることができる。以下では式(1), (2)をもとに, $\bar{u}_c/\hat{U}_w$ が有限値を持つ時の表示式を見出す。

波・流れ共存時の砂漣波長 λ を図 3 と同様な表示方法でまとめたのが図 5 である。横軸の d_0 は次式で与えられる。

$$d_0 = \frac{\hat{U}_w T}{\pi} = \frac{HT}{L} \frac{(L/T \pm \bar{u}_c)}{\sinh(2\pi h/L)} \quad (3)$$

ここで, T : 周期, H : 波高, h : 水深, L : 波長である。波長は分散関係式

$$(L/T \pm \bar{u}_c)^2 = \frac{gL}{2\pi} \tanh(2\pi h/L) \quad (4)$$

より求まる。ただし, 複号は順流時に負, 逆流時に正をとる。図中の記号と研究者名との対応は表 1 の下段に記した。

図 5 の横軸には定常成分の効果が入っておらず, 当然のことながら式(1) (図中の鎖線) は成立しない。全体的な傾向として, データは鎖線の左側に位置している。また図中の実線は波と流れの相対強度 $\bar{u}_c/\hat{U}_w$ の等値線を表わしているが, 定常流成分が卓越するほど鎖線から離れていくことがわかる。これを模式的に示したのが図 6 である。

粒径 d の砂からなる移動床の上に $d_0^{(1)}$ なる水粒子軌道距離を生ぜしめる波が存在するならば, 波長 $\lambda^{(1)}$ の砂漣が発生するが, 波と流れが共存する時には波長 $\lambda^{(1)}$ の砂漣が形成されるのに $d_0^{(2)}$ の軌道距離で足りてしまう。すなわち $d_0^{(1)}$ と $d_0^{(2)}$ との差が定常流の効果を表わしている。従って, $\bar{u}_c/\hat{U}_w$ が大きい程, 鎖線との距離が大きくなる。そこで, $d_0^{(1)}/d_0^{(2)}$ を α とし, α と $\bar{u}_c/\hat{U}_w$ との関係を調べた結果が図 7 である。確かに $\bar{u}_c/\hat{U}_w$ が増加するにつれて α が大きくなっている。 α と $\bar{u}_c/\hat{U}_w$ の関係を表わす回帰式として次式を得る。

$$\alpha = 1 + 0.37 (\bar{u}_c/\hat{U}_w)^{1.44} \quad (5)$$

よって, 図 5 の横軸として (あるいは式(1)右辺の) d_0/d にかわり,

$$\frac{d_0}{d} \alpha = \frac{d_0}{d} \left\{ 1 + 0.37 \left(\frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^{1.44} \right\} \quad (6)$$

を用いれば, λ/d との間に直線関係が成立するはずである。結果を図 8 に示した。

図中には鮫川河口での実測結果も記されている。△印,

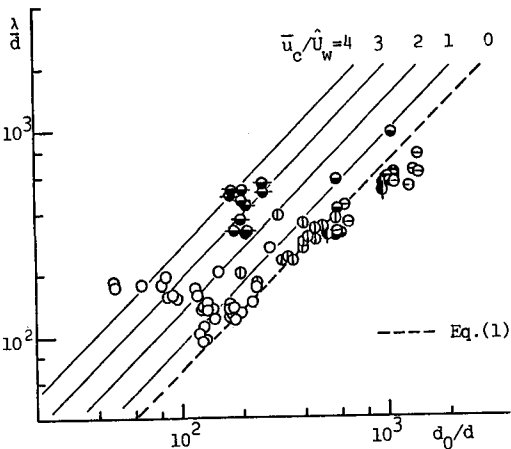


図 5. 波・流れ共存時の砂漣波長

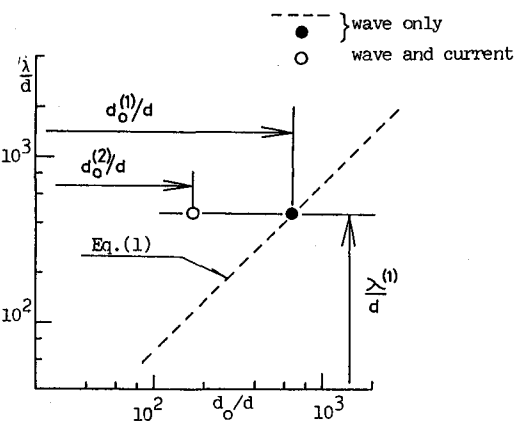


図 6. 図 5 の説明図

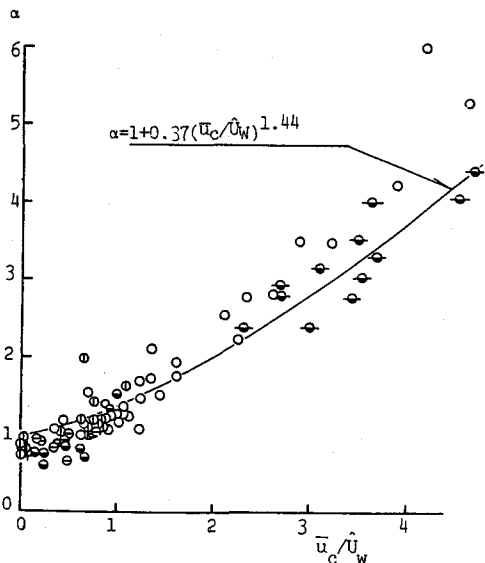


図 7. $\alpha \sim \bar{u}_c/\hat{U}_w$

および□印はそれぞれ昭和56年、57年のデータを表わしている。ただし、横軸に含まれる $\bar{u}_c$ としては、砂澁測定時刻近くの5分間平均値を用いている。 d_o 、 $\hat{U}_w$ については、この期間内の有義波高、周期よりこれを算出した。現地の河口では室内実験に比べて大規模な砂澁が形成されている。また、現地でのデータは波長・粒径比がほぼ一定である。

図8より、波・流れ共存時の砂澁波長算定式と次式が得られる。

$$\frac{\lambda}{d} = 0.65 \frac{d_o}{d} \left\{ 1 + 0.37 \left(\frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^{1.44} \right\}$$

$$\frac{d_o}{d} \left\{ 1 + 0.37 \left(\frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^{1.44} \right\} \leq 1600 \quad \text{..... (7)}$$

$$\lambda / d = 1000$$

$$\frac{d_o}{d} \left\{ 1 + 0.37 \left(\frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^{1.44} \right\} \geq 1600 \quad \text{..... (8)}$$

図8中の鎖線および一点鎖線はそれぞれ式(7)および式(8)を表わしている。式(8)はYalin¹⁸が提案した定常流場での砂澁波長算定式と一致している。

$\bar{u}_c / \hat{U}_w$ がゼロの時、すなわち波のみの時、式(7)はMiller & Komar⁶の式(1)と一致している。一方、一方向流のみのケースは $\bar{u}_c / \hat{U}_w \rightarrow \infty$ あるいは $d_o \rightarrow \infty$ と表わされるから、式(8)の適用範囲には定常流も包含されていると考えてよい。したがって、今回得られた式(7)、(8)は、波・流れ共存場の2つの極限である波のみのケースおよび流れのみのケースに対しても矛盾なく適用できる。

一方、波・流れ共存時の砂澁の波形勾配を示したのが図9である。波のみの場に対して得られた回帰式である実線とは逆に右上がりの傾向を示しており、式(2)をそのまま用いることはできない。ただし、横軸の値の広がり

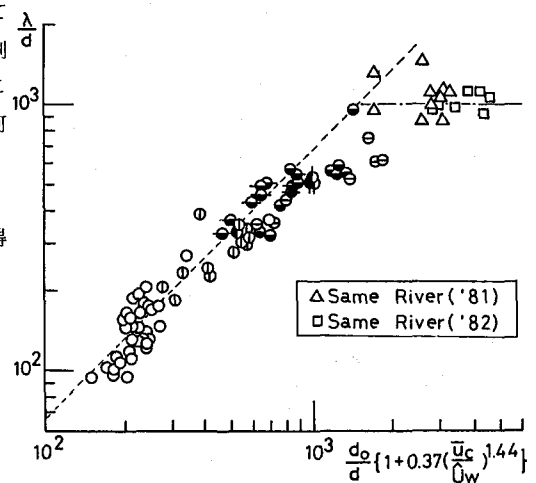


図8 波・流れ共存時の砂澁波長

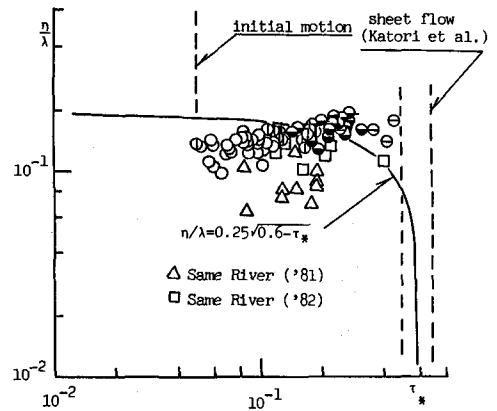


図9. $\eta / \lambda \sim \tau_*$

4. 流砂量

昭和56年度の流砂量測定は水理観測の合間をぬって6回行われただけであった。昭和57年度には約1時間30分毎に継続的に捕砂を行い、計30ケのデータが得られた。各ケースでサンド・トラップ設置期間中の諸水理量と捕砂量とをまとめて示したのが図10である。横軸はケース番号であるが、各々の観測はほぼ等間隔で行われたので、時系列と考えると良い。上段より水深 h 、定常流断面平均流速 $\bar{u}_c$ 、有義波波高 $H_{1/2}$ 、周期 $T_{1/2}$ および捕砂量 Q を表わしている。最下段の捕砂量で○印は図2(a)の吹き流しトラップによる値、●印は(b)のバケット型トラップによる測定値に対応している。図中の波高、周期の段で値が示されていない時間帯では有意な波の存在が認められなかった。この時、捕砂量は極めて少なく、逆に存在により砂量の増加する傾向が読みとれる。特に、ケースNo.10から15で波高変化と捕砂量の増減とが明瞭な対応している点は興味深い。

二種類のサンド・トラップで得られた捕砂量の間に特に大きな差はないが、バケット型の捕砂器には冲刷からも砂が入り、また浮遊砂を取り逃がしている可能性のあることを考え合わせれば、吹き流し型トラップ

の方が信頼性が高いと思われる。そこで、吹き流しトラップによるデータと図10に示した水理量をもとに無次元流砂量 $q_B^* = q_B / u_* d$ と最大シールズ数 τ_* を算出し図11にプロットした。ここに、 q_B ：単位幅、単位時間当たりの流砂量、 u_* ：摩擦速度である。縦軸と横軸に含まれる摩擦速度は著者らの波・流れ共存時の摩擦係数¹³から算出されている。相当粗度としては粒径を用いている。図中の実線は河川の流砂量公式として既に提案されているもののうち代表的な式を示したものである。黒丸印は丸山・鹿島・近藤¹⁹が福島第一原子力発電所の港口部で実測した値である。発電所では多量の冷却水を取水しているため、港口部には定常流と入射波の共存する場が形成される。ただし、波と流れの進行方向は同じであり、この点が河口の流れと逆である。今回、鮫川河口で得られた流砂量は、従来、一方向流れに対して提案されている流砂量則に比べ、かなり小さな値を示している。この傾向は丸山らの実測結果と一致しており、河口地形変化量から掃流砂関数を検討した中村・佐々木²⁰の結果とも同じ傾向を示している。

データのばらつきは大きい、回帰式として次式が得られる。

$$q_B^* = 2 \tau_* (\tau_* - 0.04) \quad (9)$$

実測値のばらつきの原因としては測定精度の問題もさることながら、流砂量則をシールズ数のみの関数として表現しようとするアプローチにも無理がある。今後、精度の良い現地データの蓄積とともに、砂移動のメカニズムに基づいた流砂量則の確立が望まれる。

5. 結 論

波・流れ共存時の砂漣波長算定式として式(7)、(8)を得た。この式は室内実験および野外観測の測定データに基づいて得られたものである。式(7)、

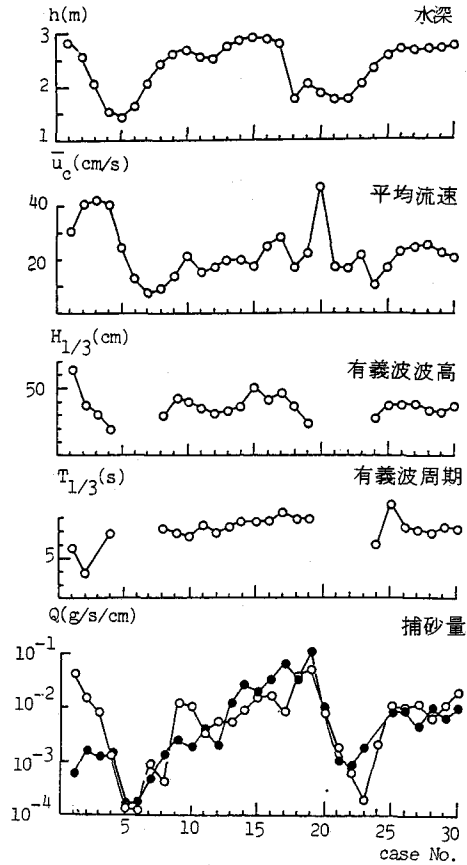


図10. 水理量と捕砂量の変化

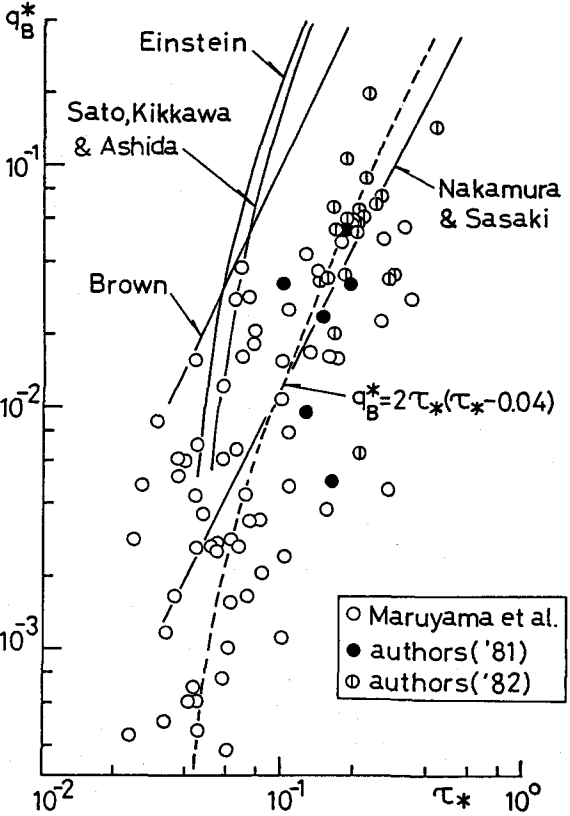


図11. $q_B^* \sim \tau_*$

(8)は波のみ、あるいは流れのみの場合、従来の提案式とほぼ一致している。また、砂漣の波形勾配は0.15程度であることがわかった。

現地観測データより、河口における流砂量則として式(9)が得られた。

謝 辞

現地観測の計器調達に際し、海岸環境工学研究センターならびに電力中央研究所の関係者各位に御便宜をいただいた。観測にあたっては、東北大学工学部後藤智明助手、小川由信助手、山路弘人技官をはじめとする河川研究室の皆様にも助力を仰いだ。室内実験を行うにあたり、東北大学大学院佐藤功君の協力を得た。また、九州大学応力研金子新助教授には文献複写の依頼を快く引き受けていただいた。ここに記して深甚なる謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 田中・首藤：鮫川河口部の水理現象に関する現地観測，第28回海講，1981。
- 2) 例えば，「河川工学」（吉川秀夫著），朝倉書店，1966。
- 3) 藤間・小川・首藤：波打帯の岸沖漂砂量の観測，第38回年講，1983。
- 4) 沢本・山下・北村：砂漣上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布，第28回海講，1981。
- 5) Shibayama and Horikawa : Laboratory study on sediment transport mechanism due to wave action, Proc. J.S.C.E., 1980。
- 6) Miller and Komar : Oscillation sand ripples generated by laboratory apparatus, J. Sed. Pet., Vol. 50, 1980。
- 7) 橋本・辻本・早川：大規模砂漣上の流速分布と浮遊砂濃度，第29回海講，1982。
- 8) Sleath : The suspension of sand by waves, J. Hydr. Res., Vol. 20, No 5, 1982。
- 9) Nakato et al. : Wave entrainment of sediment from rippled bed, Proc. A.S.C.E., Vol. 103, WW. 1, 1977。
- 10) Carstens et al. : Bed forms generated in the laboratory under an oscillatory flow, C.E.R.C. Tech. Memo, 28, 1969。
- 11) Mogridge and Kamphuis : Experiments on bed form generation by wave action, Proc. 13th I.C.C.E., 1972。
- 12) 金子：振動流中で形成されるサンド・リップルの波長，第27回海講，1980。
- 13) Tanaka and Shuto : Friction coefficient for a wave current coexisting system, Coastal Eng. in Japan, Vol. 24, 1981。
- 14) 香取・渡辺・堀川：シートフロー状態の底質移動に関する実験，第27回海講，1980。
- 15) 田中・小笹・小笠原：波と流れによる砂移動に関する実験，港研報告第12巻第4号，1973。
- 16) Inman and Bowen : Flume experiments on sand transport by waves and currents, Proc. 8th I.C.C.E., 1963。
- 17) Abou-Seida : Sediment transport by waves and currents, Tech. Rep. HEL-2-7, Univ. of Calif., 1964。
- 18) Yalin : Geometrical properties of sand wave, Proc. A.S.C.E., Vol. 90, HY. 5, 1964。
- 19) 丸山・鹿島・近藤：発電所港湾における港内堆砂に関する現地調査，第28回海講，1981。
- 20) 中村・佐々木：河口滞砂における掃流砂関数の検討（現地観測とその解析），第14回水講，1970。