

波による浮遊砂に関する研究

本 間 仁*・堀川 清司**・鹿島 遼一***

1. 結 言

砂移動現象にふくまれる基礎事項の一つとして、海岸における浮遊砂がある。最近、原子力発電所はもちろん、火力発電所も外海に面した地点に建設されるようになり、復水器冷却水の取水に関連して浮遊砂が問題になって来た。また海岸変形の機構を知るためにも浮遊砂について解明すべき点が多い。浮遊砂研究における一つの問題点は、実験で観測される結果と実際海岸での現象とを定量的に結びつけることが困難であったことである。これは単に原因が複雑化したためではなく、砂れんに見られる縮尺効果を考慮しないことに一因がある。その上に実験では規模が小さ過ぎるため、また実際海岸では規模が大き過ぎるために測定技術的な問題も生じる。本研究は水平床上を進行する波による浮遊砂という条件の限られた問題を実験的に解明しようとするものである。したがって碎波帯より沖側における浮遊砂だけを対象としている。

2. 実 験

(1) 実験装置

実験は長さ 24.5m、幅 60cm、深さ 80cm のフラッター式造波装置を有する 2 次元造波水槽で行なった。濃度測定に光電管式濃度計を使用するために水槽の幅を縮める必要があった。したがって造波部より 11m のところより水槽末端まで木材により仕切って内幅 15cm とし仕切りの中央部を観測部として 1.2m だけ両面ガラス張りとした(図-1)。砂は仕切り端部より 2m の点から約 7m にわたり、厚さ 11cm 程にしきつめた。濃度計の性質上、砂は均一で清浄な細砂(中央粒径 178μ 、標準偏差 32μ)を用いた。水路端に消波装置(1/7 勾配、金網とフィルム層)を置き、反射を 1割以下

図-1 実験装置平面図

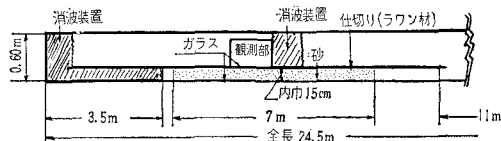
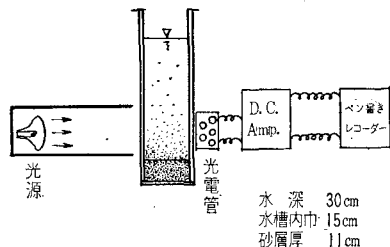


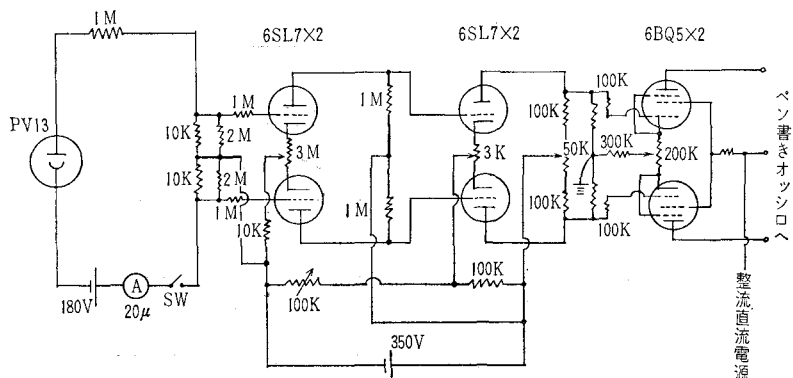
図-2 測定形式



におさえた。Straub ら¹⁾の実験によると消波装置末端から水深の 3 倍の距離付近で反射がいちじるしく見られたが、本実験では観測部の最も岸よりの点でも水深の 6 倍以上であり、進行波の条件に適合している。波の周期は変速機により 1.0~1.72 sec の範囲で変えることができ、波高は造波機のスロークを調節して変化させた。なお観測部は日おおいをつけて濃度計の光電管に自然光が入らないようにした。測定形式を図-2 に示す。

(2) 光電管式濃度計

図-3 光電回路と増幅回路図



浮遊砂の瞬間的濃度を測定できる光電管式濃度計を製作した。フォトランジスタを用いた場合、暗電流が比

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部
** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部
*** 正会員 工修 電力中央研究所

較的大きいために飽和してしまうので光電管（東芝製 PV 13）を用いた。光電回路を図-3 に示す。砂を含む水中に光を照射してその透過率から砂濃度を決定する原理はすでに報告した^{2),3)}。透過率を F/F_0 とし、砂粒子の断面積で光がしゃへいされるとすれば

$$\frac{F}{F_0} = \exp \left[-\frac{3}{2} \frac{Lm}{\bar{d}\rho} \cdot K \right]$$

ただし

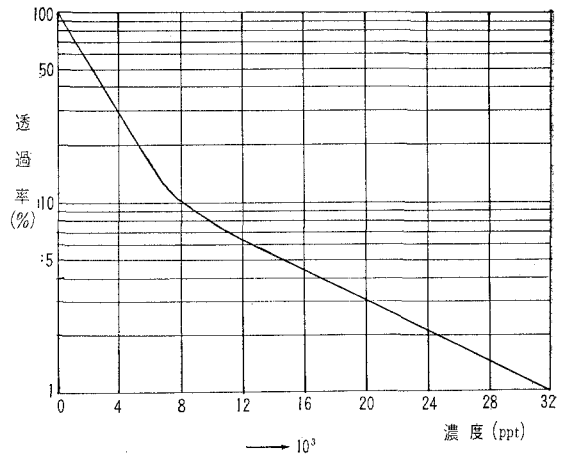
$$K = \frac{S \left(1 + \frac{\sigma^2}{\bar{d}^2} \right)}{\frac{E(d^3)}{\bar{d}^3}} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで S : 砂粒子形状および成分に関する係数, $\bar{d}$: 平均粒径, σ : 粒径の標準偏差, E : 期待値, ρ : 砂粒子密度, m : 濃度, L : 透過距離を表わす。

濃度が高いときは、砂粒子中を透過しながら光電管に達する光が透過光量を支配するようになるので、上の関係とはずれて来る。しかし水中に占める砂の体積によって減衰すると考えれば、やはり $F/F_0 \propto \exp [-m]$ が成立つとするのが妥当である。前の関係が粒度組成によって変化するのに対して後の関係は粒度組成に関係なく砂粒子の成分に関係するだけである。キャリブレーション（図-4）の結果 10^4 ppm 付近で $F/F_0 \sim m$ の関係が変化しているようであるが、 10^4 ppm のオーダーになると減衰がはなはだしく、暗電流と測定電流の比が大きくなるので誤差が大きく生ずるようになる。光電管は 1.5 cm ごとに 5 個並べてあるが、 10^4 ppm 以上の濃度は底に近い光電管でしか生じないことを考慮して、キャリブレーション曲線を求めた。濃度計はサイフォンによる採水式測定法と比較して、1) 瞬間的濃度を測定できる、2) 流体運動を攪乱しない、3) キャリブレーションが可能である、等の利点と同時に次の欠点を有する。1) 高濃度に対する精度が低い、2) 粒径の影響を受ける。

この 1) については、 10^4 ppm 以上の濃度は非常に底に近い範囲でのみ観測されるが、これをサイフォンで採水する方式で測定すれば、吸込口付近での底面の形状が採水している間に急激に変化するのが見られ、サイフォンによる値が信用できないことを考えると決定的な欠点ではない。2) については、 10^4 ppm 以下では $F/F_0 \sim m$ の関係は $K/\bar{d}$ によって変化する。 S が粒径によらないとすれば $K/\bar{d}$ が不変という条件は、 $K/S\bar{d} = (\bar{d}^2 + \sigma^2)/E(d^3)$ が不変ということと同じである。そうならばキャリブレーションの結果を一般的に用いることができる。もし粒径が単一ならこれは満たされる。本実験では粒径はかなり均一であるが、3種の波について

図-4 濃度計キャリブレーション曲線



は浮遊砂を採取し、沈降分析した結果は濃度が 400 ppm 以下の場合を除いて良好であった。

(3) 実験結果

水深を 30 cm とし、砂面を平坦にするが一部に突起をのこす。突起が攪乱源となって、そこから左右に比較的短時間に砂れんが発達し、安定する。砂れんが安定したかどうかは視察によって判断した。安定するまでに要する時間は実験した波の範囲で 30 分～20 時間程度である。安定した砂れんの山（または谷）上 1.5, 3.0, 4.5, 6.0, 7.5 cm に光電管をすえ、測定を行なった。実験記録の一例を図-5 に示した。波を起こし始めてから 20 波程度記録したが、10 波以後は平均的には定常な同型反復と見なせる。同時に抵抗線式波高計による記録をとり濃度計と波高計の距離を測定して波と濃度の位相差を算定した。結果を表-1 および図-6～9 に示す。波高が大きいときは砂れんの大きさの乱れが著しくなる傾向が見られた。砂れんの形成された状態は、場所的に一様ではなく、長時間波を作用させていると砂れんが消滅したり、山と山の間に新たな山を生じる乱れのいちじるしい

図-5 濃度計による記録の一例

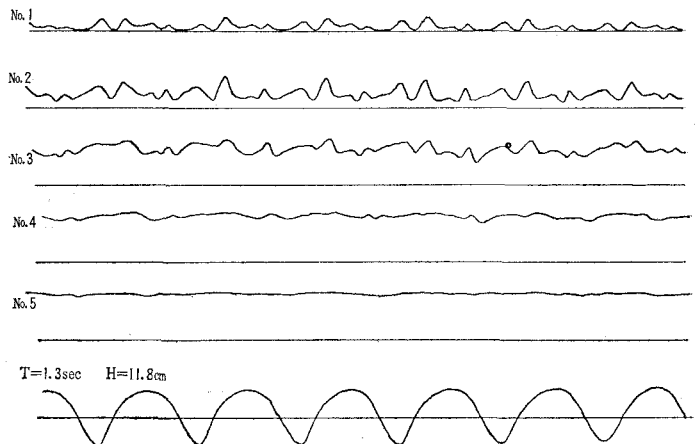


表-1 実験結果

周期 (sec)	波高 (cm)	位置	濃度計 No.	h (cm)	m_{max} 10^3 ppm	m_{max} の位相 °	m_{min} 10^3 ppm	$\bar{m}$ 10^3 ppm	ピーク数	周期 (sec)	波高 (cm)	位置	濃度計 No.	h (cm)	m_{max} 10^3 ppm	m_{max} の位相 °	m_{min} 10^3 ppm	$\bar{m}$ 10^3 ppm	ピーク数
1.0	8.8	谷	1	1.2	2.70	30	1.40	1.98	4	1.6	8.6	谷	1	1.0	6.5	40	1.80	3.80	4
			2	2.7	0.38	250	0.06	0.19	2				2	2.5	2.86	160	0.84	1.51	4
		山	1	1.8	2.40	280	1.00	1.60	3			山	3	4.0	0.98	10	0.30	0.49	3
			2	3.3	0.50	300	0.24	0.33	2				4	5.5	0.68	20	0.20	0.35	2
1.0	9.1	谷	1	1.2	0.52	320	0.20	0.31	3	1.6	8.6	谷	1	2.0	4.58	140	1.80	2.73	5
			2	2.7	0.12	320	0.02	0.074	1				2	3.5	1.54	60	0.66	1.10	4
		山	1	1.8	0.84	350	0.30	0.54	3			山	3	5.0	0.56	40	0.20	0.36	2
			2	3.3	0.14	310	0.18	0.26	3				4	6.5	0.24	20	0.08	0.16	1
1.3	5.4	谷	1	1.2	0.34	320	0.12	0.21	4	1.6	11.6	谷	1	1.0	27.9	160	5.40	13.7	4
			2	2.7	0.12	320	0.02	0.074	1				2	2.5	7.40	330	2.90	5.20	5
		山	1	1.8	0.38	310	0.18	0.26	3			山	3	4.0	2.62	20	0.62	1.37	2
			2	3.3	0.14	50	0.08	0.10	3				4	5.5	1.06	30	0.34	0.58	1
1.3	8.2	谷	1	1.1	5.0	20	2.20	3.46	4	1.6	11.6	谷	1	1.0	0.72	10	0.38	0.52	1
			2	2.6	1.58	300	0.68	1.13	4			山	2	2.0	14.1	130	2.90	7.00	4
		山	3	4.1	0.36	280	0.10	0.20	1				3	3.5	4.20	360	1.10	2.22	5
			1	1.9	2.70	90,360	1.40	2.00	4			山	4	5.0	1.06	360	0.14	0.38	2
1.3	11.8	谷	2	3.4	0.86	235	0.32	0.50	2	1.6	14.9	山	4	6.5	0.38	360	0.02	0.14	1
			3	4.9	0.24	230	0.02	0.086	1				5	8.0	0.10	40	0	0.02	1
		山	1	1.9	14.3	80	4.10	7.7	4			谷	1	0.9	32.0	170	7.60	19.1	4
			2	3.4	3.80	330	1.3	2.33	4				2	2.4	10.0	160	4.20	6.10	5
1.6	5.0	谷	3	4.1	1.84	295	0.30	0.95	3	1.72	10.0	谷	3	3.9	4.00	340	1.70	2.40	4
			4	5.6	0.64	300	0.12	0.30	2			山	4	5.4	2.10	30	0.68	1.17	4
		山	1	1.9	14.3	80	4.10	7.7	4				5	6.9	1.58	20	0.34	0.70	3
			2	3.4	3.80	330	1.3	2.33	4			山	1	2.1	19.6	120	4.70	8.70	4
1.6	11.8	谷	3	4.1	1.84	295	0.30	0.95	3	1.72	13.7	山	2	3.6	4.30	360	2.10	3.29	3
			4	5.6	0.64	300	0.12	0.30	2				3	5.1	1.78	360	0.46	0.87	2
		山	1	1.9	14.3	80	4.10	7.7	4				4	6.6	0.94	10	0.14	0.42	1
			2	3.4	3.80	330	1.3	2.33	4				5	8.1	0.54	10	0.06	0.23	1
1.6	5.0	谷	1	1.0	0.86	310	0.26	0.52	3	1.72	13.7	山	1	2.0	28.2	80	13.20	22.0	4
			2	2.5	0.26	310	0.10	0.13	2				2	3.5	12.4	350	5.20	7.70	4
		山	1	2.0	0.84	110	0.36	0.59	3			山	3	5.0	6.00	360	1.80	3.32	3
			2	3.5	0.20	285	0.10	0.12	3				4	6.5	4.50	360	0.90	1.89	3
1.6	5.0	谷	1	1.0	0.86	310	0.26	0.52	3	1.72	13.7	山	5	8.0	2.22	360	0.22	0.74	2
			2	2.5	0.26	310	0.10	0.13	2				1	2.0	28.2	80	13.20	22.0	4
		山	1	2.0	0.84	110	0.36	0.59	3			山	2	3.5	12.4	350	5.20	7.70	4
			2	3.5	0.20	285	0.10	0.12	3				3	5.0	6.00	360	1.80	3.32	3

部分をはさんで比較的に規則的な部分ができる。このことは他の実験例でも観測されている。またオーダーの大きい底面のうねりが見られた。Bagnold⁹⁾ も同様な現象を報告し反射だけでは説明できないと述べている。相当時間をかけないと、この現象は見られないが、砂の移動方向を一部分の観察から判断すると危険であることを示している。このうねりが目で見られる場合、それに対応して波の変形がいちじるしかった。

濃度の記録は10波以後の連続5周期を、一周期を36等分して読みとり、測定点を波頂が通過した時を位相0°として同じ位相に相当する濃度の平均値を求め、基準となる濃度変化を求めた。この実験では水槽幅15cmであり、側壁の影響の大きいことが懸念されるが水槽幅10cmにした場合と共に砂れんのスケールを他の例と比較するとInman⁵⁾の100~200μのデータのばらつき範囲におさまる、また水槽幅60cmの220μの砂の実験による傾向と一致することが本間、堀川⁶⁾の整理法からわかる(図-11, 12 参照)。したがって側壁の影響は小さいと考えられる。

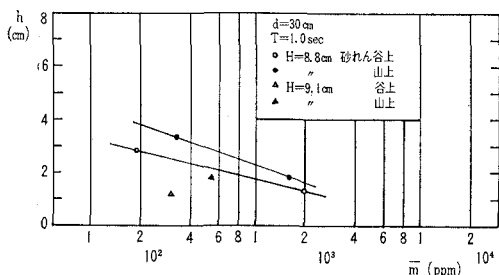
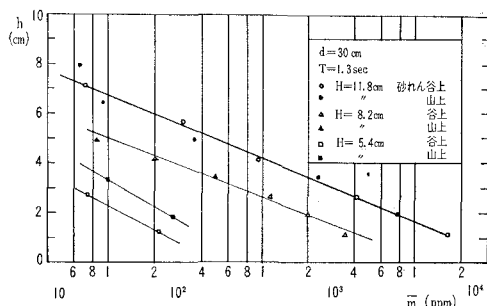
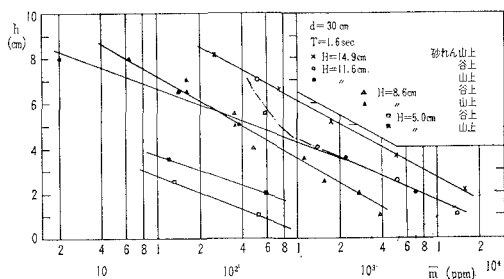
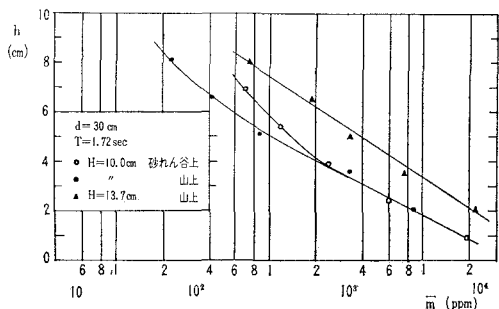
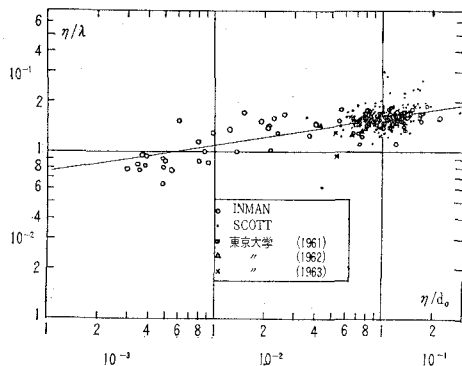
3. 砂れんのスケールの算定

本間、堀川⁶⁾は砂れんの形状に関する無次元量として、

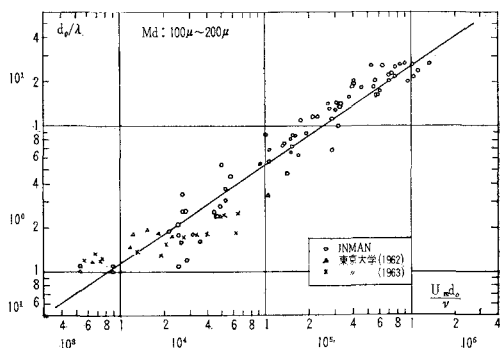
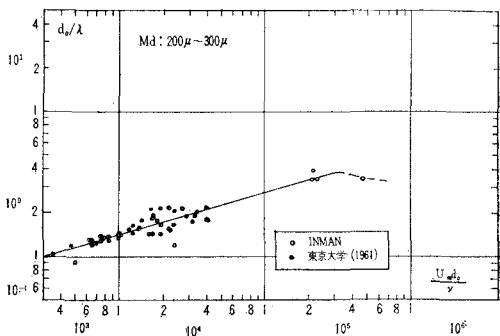
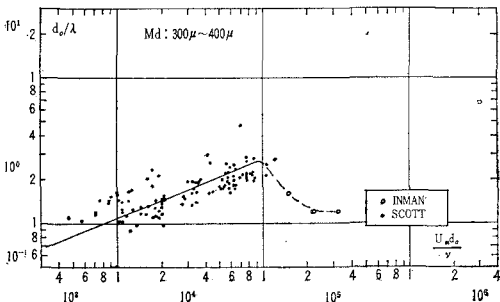
$\frac{\eta}{\lambda}, \frac{\eta}{d_0}, \frac{\lambda}{d_0}, \frac{U_m d_0}{\nu}, \frac{w_0 M_d}{\nu}$ の5個があることを導いた。ここで η : 砂れん高さ, λ : 砂れんピッチ, d_0 : 底部水粒子移動全振幅, U_m : 底部水粒子移動の最大流速, ν : 水の動粘性係数, w_0 : 砂粒子沈降速度, M_d : 砂粒子中央粒径。Strouhal 数と類似の量 η/d_0 と砂れんの後に生ずる渦の大きさに関係する量 η/λ とは、ともに Reynolds 数 $\frac{U_m \eta}{\nu}$ の関数であると考えられるから η/d_0 と η/λ には一定の関係が成立つとして、両対数目盛でプロットすると粒径に無関係な直線的な関係を得た。図-10 がそれである。また他の3個の無次元量については、 d_0/λ と $\frac{U_m d_0}{\nu}$ の間に粒径をパラメーターとする関係が成立っていることを見出した。図-11~13 に粒径別に示す。ここで d_0/λ は渦が砂れんを何個か越えて移動する場合の相対的移動幅を表わしており、 $\frac{w_0 M_d}{\nu}$ は粒径の影響を示す量である。 $\frac{U_m d_0}{\nu}$ は平滑な底面の存在する場合の境界層内の乱れを規定するパラメーターである。すなわち、底面から上向きに z 軸をとると、層流に対して

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial u_\infty}{\partial t} \dots \dots \dots (2)$$

を $z=0$ で $u=0$, $z \rightarrow \infty$ で $u_\infty = U_m \cos(kx - \omega t)$ なる境界条件下で解くと

図-6 実験結果 (平均濃度 $\bar{m}$) $T=1.0$ sec の場合図-7 実験結果 (平均濃度 $\bar{m}$) $T=1.3$ sec の場合図-8 実験結果 (平均濃度 $\bar{m}$) $T=1.6$ sec の場合図-9 実験結果 (平均濃度 $\bar{m}$) $T=1.72$ sec の場合図-10 η/λ と η/d_0 の関係図-11 d_0/λ と $\frac{U_m d_0}{\nu}$ の関係 $M_d=100\sim 200\mu$ の場合

×印は今回の実験において発生した砂れん

図-12 d_0/λ と $\frac{U_m d_0}{\nu}$ の関係 $M_d=200\sim 300\mu$ の場合図-13 d_0/λ と $\frac{U_m d_0}{\nu}$ の関係 $M_d=300\sim 400\mu$ の場合

$$u = U_m \left\{ \cos(kx - \omega t) - e^{-x/\delta} \cos\left(kx - \omega t - \frac{x}{\delta}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

となり、 $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$ は境界層の厚さを規定する量である。乱流状態に対し、Collins⁷⁾ は式(2)に対応して

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{\partial(\bar{u}'v')}{\partial z} = \frac{\partial u_\infty}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (4)$$

とし、Reynolds 応力項に

$$\overline{u'v'} = \text{const} \times \kappa^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (5)$$

を導入し、 $\bar{u}$ に対して式(3)を第1近似として入れたとき、粘性項と Reynolds 応力項の比が $\frac{U_m \delta}{\nu} \times \text{func}\left(\frac{z}{\delta}\right)$ に比例することから、 $\frac{U_m \delta}{\nu}$ が境界層内の流れの状態を表わす量として、重力波のもとでの乱れの発生が $\frac{U_m \delta}{\nu}$ の一定値と結びつくことを、質量輸送に関する Longuet-Higgins⁸⁾ の理論を応用して確かめている。 $\frac{U_m d_0}{\nu}$ は明らかに $\left(\frac{U_m \delta}{\nu}\right)^2$ に等しい。

この整理法によって実験室の規模でも実際海岸の規模でも統一的に砂れん形状を表示できる。これらを実際の砂れん形状算定に便利のように変形しよう。データ個数を表-2 に示す。 $\eta/\lambda \sim \eta/d_0$ の関係から式を求めると

表-2 砂れんデータ

測定者	種類	M_d (μ)	個数
INMAN	海岸	100~200	73
		200~300	6
		300~400	4
SCOTT	実験	310	104
東京大学 (1961)	実験	220	45
		188	8
		178	13

$$\frac{\eta}{\lambda} = 0.231 \left(\frac{\eta}{d_0} \right)^{0.160} \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、 $\frac{d_0}{\lambda} \sim \frac{U_m d_0}{\nu}$ の関係は粒径がパラメータになるので、 M_d によって 100~200 μ , 200~300 μ , 300~400 μ に分け、400 μ 以上はデータが少ないので除いた。直線にのる範囲とその時の式を示せば

$$\left. \begin{aligned} M_d = 100 \sim 200 \mu, \quad \frac{d_0}{\lambda} &= 0.00234 \left(\frac{U_m d_0}{\nu} \right)^{0.674} \\ M_d = 200 \sim 300 \mu, \quad \frac{d_0}{\lambda} &= 0.0985 \left(\frac{U_m d_0}{\nu} \right)^{0.289} \\ \text{ただし} \quad \frac{U_m d_0}{\nu} &< 3 \times 10^5 \\ M_d = 300 \sim 400 \mu, \quad \frac{d_0}{\lambda} &= 0.0253 \left(\frac{U_m d_0}{\nu} \right)^{0.409} \\ \text{ただし} \quad \frac{U_m d_0}{\nu} &< 9 \times 10^4 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(6), (7)より、つぎの式を得る。

$$\frac{\eta}{\lambda} = 0.175 \left(\frac{\lambda}{d_0} \right)^{0.190} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\lambda = \alpha T^\beta d_0^\gamma \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし α, β, γ は表-3 の値を各粒径に対してそれぞれとる。

表-3

M_d	α	β	γ
100~200 μ	8.85	0.674	-0.348
200~300 μ	1.93	0.289	0.422
300~400 μ	3.76	0.409	0.182

また、 $d_0 = H \text{cosech} \frac{2\pi d}{L}$, H : 波高, L : 波長, d : 水深, λ, d_0 の単位は [cm] とし, T の単位は [sec] としている。これから $\lambda \sim d_0$ 曲線を T をパラメーターとして描くことができる。図-14~16 がそれで、図中には $\frac{d_0}{\lambda} \sim \frac{U_m d_0}{\nu}$ において直線からずれている部分も曲線として入っている。これらの関係の下限として、 $\lambda = d_0$ が考えられるので⁵⁾ 図においてこれを一つの限界としている。また $\eta/\lambda \sim \lambda/d_0$ の関係は図-17 のようになる。粒径が決まれば、 T, d_0 から λ を算定し、その λ を用いて η を算定すればよい。これを使用する際に注意すべき点をあげると、

図-14 T, d_0 による砂れんピッチ λ の算定図
 $M_d = 100 \sim 200 \mu$ の時

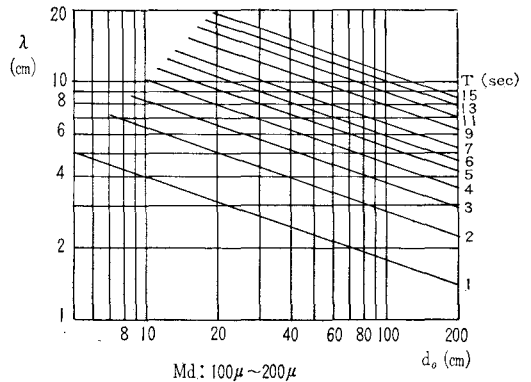


図-15 T, d_0 による砂れんピッチの算定図
 $M_d = 200 \sim 300 \mu$ の時

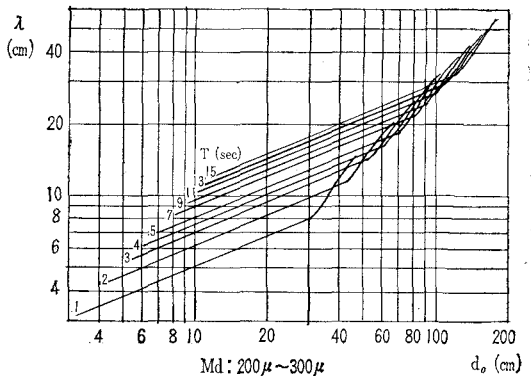


図-16 T, d_0 による砂れんビッチ λ の算定図
 $M_d=300\sim400\mu$ の時

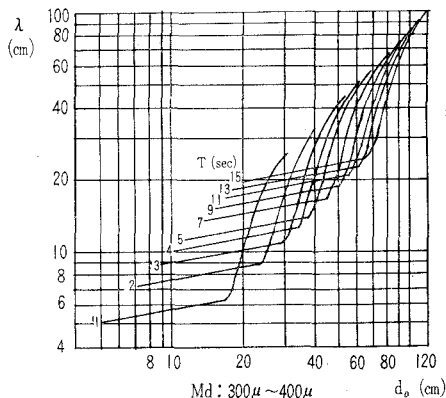
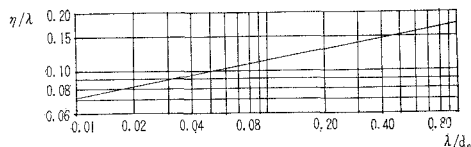


図-17 η/λ と λ/d_0 の関係
 $(\lambda, d_0$ による砂れん高さ η の算定図)



1) 200~300 μ の図は 200 μ に、また 300~400 μ の図は 300 μ に近いデータからつくられた。170 μ 以上はむしろ 200~300 μ の図とよく一致する。

2) 曲線部は精度が低い。砂れんそのものは不規則でありここに用いたデータは平均値であって、しかもかなりばらつきがある。

3) 砂れんの消滅限界は考慮していない。しかし曲線の描いてある付近まで砂れんのデータが実際にある。

4) 現地波のデータは有義波を用いている。

以上の通りであるが、砂れんの傾向は良く示されている。また後節でふれるように相当に納得できる値が得られ、砂れんの算定法として有力であると信ずる。

4. 浮遊砂比濃度分布曲線

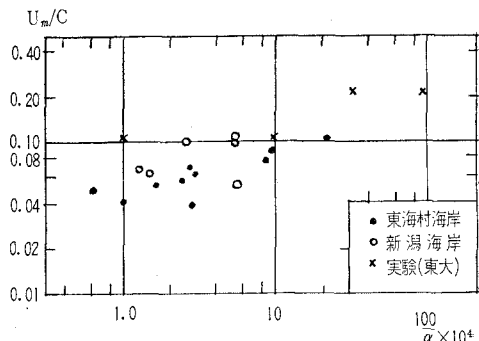
われわれは以前に拡散係数に対する表示として

$$\epsilon' = \frac{3}{\alpha} b^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad \dots\dots\dots (10)$$

(ここに b は水粒子の鉛直移動全振幅) を導き、 α が波の性質および高さによって変化することを見出した^{6), 9), 10)}。すなわち高さに関する変化を考えず平均値 $\bar{\alpha}$ を用いれば $\bar{\alpha}$ は U_m/C と関係があることが図-18 でわかる。

α の性質の一部はつぎに示すように混合距離に別の仮定を用いて説明し得る。すなわち混合距離を Kármán 常数を使った一般的な形にとる。

図-18 $\bar{\alpha}$ と U_m/C の関係
 (東海村海岸調査報告書より引用)



$$l = \kappa \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad \text{ただし } \kappa = \text{const.} \quad \dots\dots\dots (11)$$

したがって拡散係数に対してつぎの式を得る。

$$\epsilon = \kappa^2 \frac{\left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|^3}{\left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)^2} \quad \dots\dots\dots (12)$$

微小振幅波理論により流速 u に対し次の式を代入する。

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh k(z+d)}{\sinh kd} \sin \left(kx - \frac{2\pi}{T} t \right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし z は水面を原点とした上向き座標である。

したがって

$$\epsilon = \kappa^2 \frac{HC}{2 \sinh kd} \frac{\sinh^3 k(z+d)}{\cosh^2 k(z+d)} \left| \sin \left(kx - \frac{2\pi}{T} t \right) \right| \quad \dots\dots\dots (14)$$

ただし C : 波速

平均濃度の分布を考えているから絶対値のついた項を略し定数 K を導入して

$$\epsilon = \frac{1}{K} \frac{HC}{\sinh kd} \frac{\sinh^3 k(z+d)}{\cosh^2 k(z+d)} \quad \dots\dots\dots (15)$$

とする。 z の点における水平方向の速度成分 u の最大値を $U_{\max}(z)$ で表わすと

$$\frac{\epsilon}{\frac{\partial}{\partial z} U_{\max}(z)} = \frac{1}{K} \cdot \frac{\tanh^2 k(z+d)}{k^2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

式 (10) より

$$\frac{\epsilon'}{\left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|} = \frac{1}{\alpha} H^2 \frac{\sinh^2 k(z+d)}{\sinh^2 kd} \quad \dots\dots\dots (17)$$

左辺は互いに比例的であるとする ことは妥当であるから、

$$\begin{aligned} \alpha &\propto K k^2 H^2 \frac{\cosh^2 k(z+d)}{\sinh^2 kd} \\ &\propto K \cdot \left\{ \frac{U_{\max}(z)}{C} \right\}^2 \\ &\propto K \cdot \left(\frac{U_m}{C} \right)^2 \cosh^2 k(z+d) \quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

ただし $U_{\max}(-d) = U_m$ を用いた。この式を見ると K が一定であれば α は $\left(\frac{U_m}{C}\right)^2 \cosh^2 k \cdot (z+d)$ に比例することになる。しかるにこれは α の傾向に関する 図-18 について説明を与えるものであり、図より α の $\left(\frac{U_m}{C}\right)^2$ がほぼ成立していることがわかる。したがって新しい仮定はより合理的である。

ところで底面近くでは砂れんによって渦が発達し 1/2 周期ごとに底面からはなされて上方に出るために乱れが活発であって拡散もはげしい。このことは K が底の影響を受けることを予想させる。実際に式 (18) は α の $\left(\frac{U_m}{C}\right)^2$ を示しているのに対し、図は $\bar{\alpha}$ の $\left(\frac{U_m}{C}\right)^2$ を示している。 $\cosh k(z+d)$ の変化がゆるやかであると考えられるから、このことは K が α と同じく高さによって変化していることを示している。この後の計算では、 K は定数として扱って、分布形状から K の性質を求めるのであるが、 K は高さによって実際に変化しているから、拡散係数の定義に導入した K と性質が異なり、 K は比濃度分布曲線の中にあられる量と見なされなければならない。平均濃度の平衡を表わす式はつぎのとおりである。

$$w_0 \frac{\partial \bar{m}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon \frac{\partial \bar{m}}{\partial z} \right) = 0 \quad (19)$$

(15) を入れれば、 K を定数と見なして

$$\frac{\bar{m}}{\bar{m}_a} = \exp \left\{ -K \cdot \frac{w_0}{C} H \sinh kd \times \int_{-a}^z \frac{\cosh^2 k(z+d)}{\sinh^3 k(z+d)} dz \right\} \quad (20)$$

ただし $z = -a$ のとき $\bar{m} = \bar{m}_a$ とする。

積分を計算すると

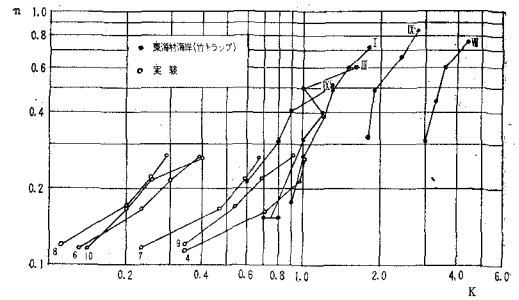
$$\int_{-a}^z \frac{\cosh^2 k(z+d)}{\sinh^3 k(z+d)} dz = \frac{1}{2k} \{ F(n_a, kd) - F(n, kd) \} \quad (21)$$

$$\text{ただし } F(n, kd) = \frac{\cosh knd}{\sinh^2 knd} - \log \left| \tanh \frac{knd}{2} \right|,$$

$n = \frac{z+d}{d}$, $n_a = \frac{d-a}{d}$, あるいは底面からの高さを h とすると $n = \frac{h}{d}$ である。

K を東海村海岸における捕砂率を用い、これが濃度に比例すると考えて求める。なお $w_0 = 3 \text{ cm/sec}$ とした。つぎに本実験において得た平均濃度の記録から K を求める。 w_0 は中央粒径に対し実験時の水温の効果を考慮して決めたが約 2.0 cm/sec である。 n_a は実験では 0.05 とし、東海村海岸実測値では 0.1 に近いものを採った。その結果によると K は高さによって変化している。高さ方向に広範囲にデータがあり、かつ分布曲線の形状が正常なものをプロットしたのが 図-19 である。 K は n に対して一定の傾向を有することがわかる。また注意すべきことは、IX と VIII は現地で同じ時期に同じ水深に設置されたものであって、求め得るなんらかのパラメーターに

図-19 K の n による変化



よって変化しているのではないことである。図から K の $n^{5/6}$ として、他のパラメーターの寄与を見よう。すでに述べたように K は境界の効果をあふむはずである。他に考え得るものとして流速の理論値とのずれであろう。ここでは前者を支配する量として d/η を、また後者を支配する量として H/L をとり、 $K = f\left(\frac{H}{L}, \frac{d}{\eta}\right) n^{5/6}$ の形を仮定する。まず東海村の調査時における砂れん高さ η を決定しなければならない。底質粒径を 250μ として 図-15, 17 を利用する。 f および η の算定にかなり誤差があることを考慮しながら、 f の形を

$$f = A \left(\frac{H}{L} \right)^m \left(\frac{d}{\eta} \right)^n \quad (22)$$

と想定して試算を行なうと $m = n$ とすると良好である。

図-20 から

$$f = 0.135 \left(\frac{H}{L} \cdot \frac{d}{\eta} \right)^{1.42} \quad (23)$$

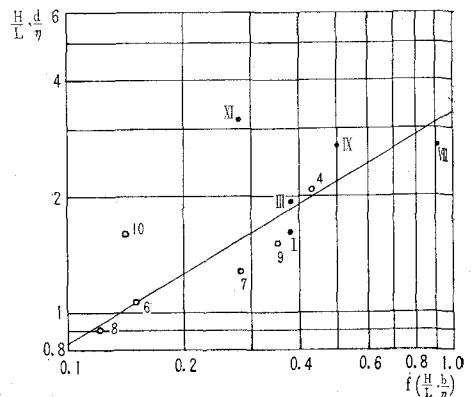
となり、結局

$$K = 0.135 \left(\frac{H}{L} \cdot \frac{d}{\eta} \right)^{1.42} n^{0.822} \quad (24)$$

η を精度高く測定することが困難であることから η を用いるのを避ければ $\frac{d}{\eta} = \frac{1}{0.175} \left(\frac{d_0}{\lambda} \right)^{0.190} \frac{d}{\lambda}$ を用いて

$$K = 0.161 n^{0.833} \left[\frac{H}{L} \cdot \frac{d}{\lambda} \right]^{1.42} \left[\frac{H}{\lambda \sinh kd} \right]^{0.270} \quad (25)$$

図-20 $f\left(\frac{H}{L} \cdot \frac{d}{\eta}\right)$ と $\frac{H}{L} \cdot \frac{d}{\eta}$ の関係



を得る。したがって比濃度分布曲線はつぎのようになる。

$$\frac{\bar{m}}{\bar{m}_a} = \exp \left[-0.0106 \frac{w_0}{C} \left(\frac{H}{L} \right)^{0.4} \left(\frac{d}{\eta} \right)^{1.4} \times n^{0.83} \sinh kd \{ F(n_a, kd) - F(n, kd) \} \right] \quad \dots\dots\dots (26)$$

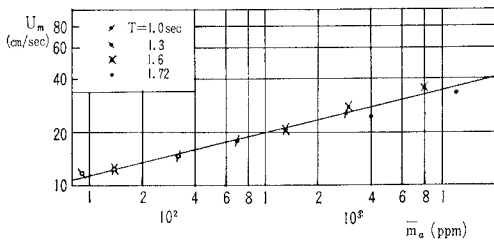
または

$$\frac{\bar{m}}{\bar{m}_a} = \exp \left[-0.0128 \frac{w_0}{C} \left(\frac{H}{L} \right)^{0.4} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^{1.4} n^{0.83} \times \left(\frac{H}{\lambda} \right)^{0.27} (\sinh kd)^{0.73} \{ F(n_a, kd) - F(n, kd) \} \right] \quad \dots\dots\dots (27)$$

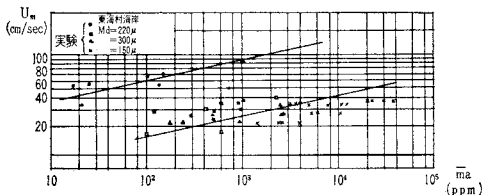
5. 浮遊砂平均濃度

図—6~9 を見ると Fairchild¹¹⁾ の指摘した砂れんの山の直上では平均底面からの高さが等しくても濃度が異なるという事実は一部の波による攪乱が弱く、浮遊砂の少ない場合のみ見られ、No. 4, No. 5 (底から 6 cm, 7.5 cm) の濃度計まで達するような浮遊砂が活発な場合には砂れんの山上、谷上によらず、濃度は平均底面からの高さに支配される。平均濃度を考える場合、少なくとも濃度の比だけに注目する場合は砂れんの山上の濃度だけを考慮して大体間違いがない。前節の K 値算定にはしたがって砂れん山上の結果を用いた。実際に濃度を算定する上で重要なのは、 $n=n_a$ における濃度 $\bar{m}_a$ を決定することである。従来から一定の n_a をとれば、 $\bar{m}_a$ と U_m は指数的に結びつけられることが実測値からいわれている^{6), 10)}。ここでも $n_a=0.10$ として U_m と $\bar{m}_a$ をプロットして見ると、図—21 に見るように非常に良くこのことが成立っている。さらに n_a を変えて n_a をふくむ実験式をたてて見ると次元を無視し $\bar{m}_a$ を [ppm] で

図—21 $n_a=0.10$ における平均濃度 $\bar{m}$ と U_m の関係
○印は砂れん谷上と山上の値の平均をとったことを示す



図—22 $n_a=0.10$ における $\bar{m}$ と U_m の関係の比較
(東海村海岸調査報告書より引用)



U_m を [cm/sec] で表わすとするならば次式を得る。

$$\bar{m}_a = (0.006 U_m)^{10 n_a} U_m^3 \quad \dots\dots\dots (28)$$

勿論 n が小さい範囲だけではあるがこれはデータと良い一致を示す。ところで東海村での実測値を含む同じ関係を示す図を図—22 に示した。 $\bar{m} \sim U_m$ の関係は実際海岸と実験が平行になり、海岸の方がはるかに小さい値を示している。勾配は $U_m^{10 n_a + 3}$ を必ずしもかけはなれていない。これは実際海岸では不規則波であって有義波を用いるためであろうと推定されていた。しかし、不規則波の場合にそれに代わり得る有効な単一波が、図に見るほど小さいことは納得できない点である。ここではこの縮尺効果について考慮する。

砂れん沖側面に沿って行き、砂れんの頂部ではなく離するという流速の小さい流れの状態から、砂れんの谷上に生じた渦が、それより上の流れに対する新しい境界をつくる渦の最盛期を経て、流速が再び小さくなるまで、砂は沖側面か頂部近くで掃流力によって移動し、下流に発達している渦にまきこまれる。流速が逆向きになると、渦の上端に働くせん断力によって渦は流れの方向に移動し始めるが、砂れんによってさえぎられて、砂れんの岸側面に当たり、上方に移動して砂れんの谷をはなれる。この時渦と共に砂も持ち上げられて浮遊砂の供給が行なわれる。このことを考慮すると浮遊砂濃度を算定する際に渦の大きさとの関連において基準の高さを決めなければならない。この見地からまず渦の大きさを検討しなければならない。実験での $n_a=0.1$ が渦の内部にあたるのに対し、実際海岸では同じ $n_a=0.1$ が渦の外部にあたることは、実験の方が相対的に大きい砂れんが生ずることから十分あり得るのである。渦の大きさを何によって表わすかが問題となる。染料や砂の拡散して行く上限に対する経験的な関係から類推して渦径を Δh とすると $\frac{\Delta h}{\eta}$ の $\left(\frac{U_m \eta}{\nu} \right)^N$ であることを利用すれば $\Delta h \propto \eta \cdot \left(\frac{U_m \eta}{\nu} \right)^N$ となるが、もっと簡単な関係を使わなければならないであろう。実験結果の図—6~9 を見ると $\bar{m}$ が 100 ppm 以下になる高さは大体 λ に近いことがわかる。したがって λ を高さの基準としてとることにする。層流境界層を考えると

$$\tau_0 = \mu \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{2}{\delta} \mu U_m \sin \left(kx - \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \quad \dots\dots\dots (29)$$

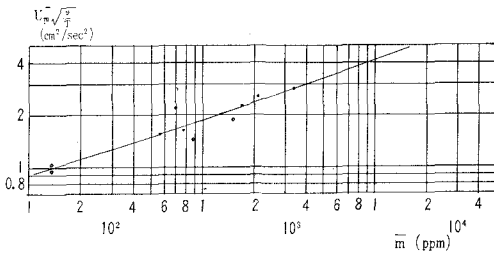
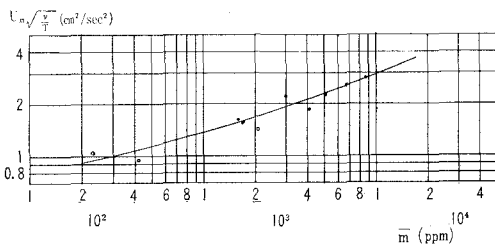
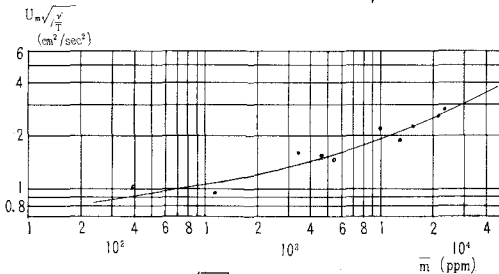
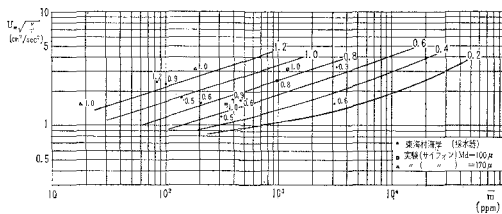
$$\therefore U_{*max}^2 = \sqrt{\frac{2\pi\nu}{T}} U_m \quad \dots\dots\dots (30)$$

ただし U_{*max} は最大摩擦速度である。

実際に砂れんの表面に働くせん断力が $\sqrt{\frac{\nu}{T}} U_m$ の関数であると仮定する。このことは層流境界層を考えているのではなく乱流境界層のときは、同じ形の式の関数としてせん断力があらわされることを仮定するわけである。ゆえに平均底面から h の高さの点における濃度 $\bar{m}$ は

図-23 $h/\lambda=0.20$ における $\bar{m}$ と $U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ の関係

○印は砂れん谷上と山上の平均を用いていることを示す

図-24 $h/\lambda=0.40$ における $\bar{m}$ と $U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ の関係図-25 $h/\lambda=0.60$ における $\bar{m}$ と $U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ の関係図-26 $\bar{m}$ と h/λ , $U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ の関係および他のデータとの比較図中の数字は h/λ を示す

h/λ と $U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ の関数であると仮定する。この場合 h は λ とほぼ等しいかそれ以下であるとする。実験値から $h/\lambda=0.2, 0.4, 0.6$ の場合の $\bar{m} \sim U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ のグラフを図-23~25 に示す。一定の傾向が得られる。 $h/\lambda=1.2$ までを同様にプロットして h/λ をパラメーターとした $\bar{m} \sim U_m\sqrt{\frac{\nu}{T}}$ のグラフが図-26 の実線で示した曲線群である。図中に東海村海岸における横型採水器による実測値およびそれに関連して行なった実験による値をプロットした。実測値の波は水深 10 m 地点での有義波から換算したものであり、砂れんは 3. の方法により推定

した値を用いた。粒径の差、採取方法の差（特に実測値は完全な平均濃度ではない）を考えると良い一致を示しているといわれなければならない。多くの仮定を用いているが縮尺の効果は砂れんを考えることによってなくなった。粒径の効果が今後考えられなければならない。

6. 浮遊砂濃度の時間的变化

濃度変化の一例を図-27, 28 に示した。砂れんが安定してから砂を沈め、新たに波を作用させると 10 波位から完全な周期的変化を示すことはすでに述べた。一周期中に濃度のピークが何回あるかを底に一番近い No. 1 濃度計の記録から見たのが図-29 である。横軸の d_0/λ

図-27 濃度変化の一例、砂れん上の場合

図中の数字は平均底面からの高さを示す。横軸の O および T は波頂が測定点の直上にある時刻にあたる。

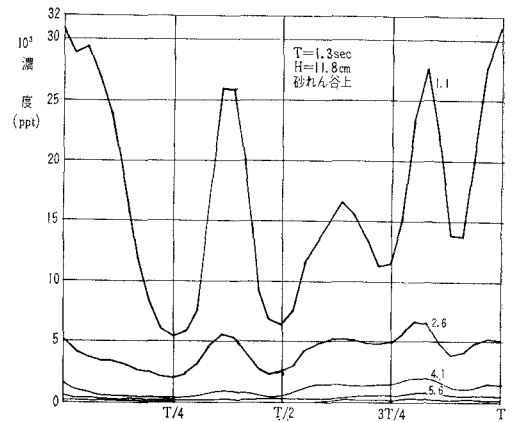


図-28 濃度変化の一例

砂れん山上の場合

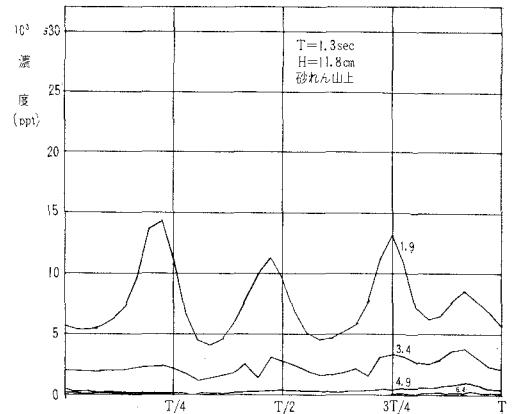


図-29 底面近くにおける濃度のピーク回数

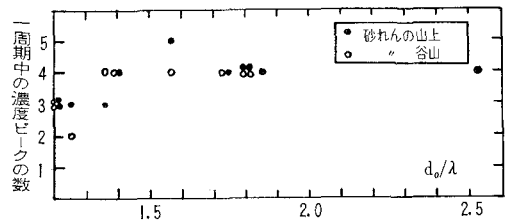
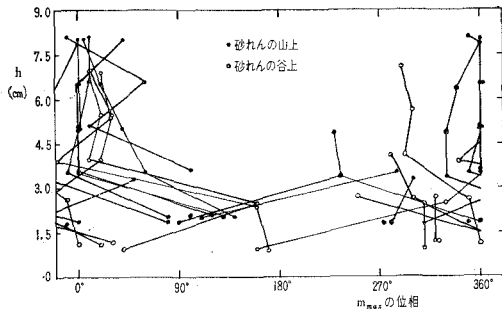
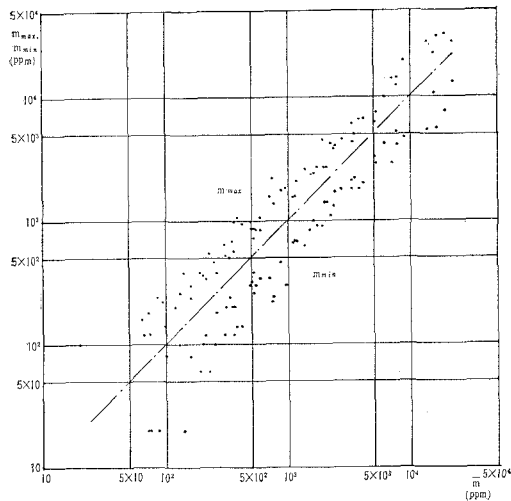


図-30 m_{max} の位相分布

0° と 360° は波頂が測定点直上に達した位相である

図-31 同一点における m_{max} , m_{min} と $\bar{m}$ の相関

は渦の発生する間隔と渦の移動する距離の比に相当する量である。図によれば一周期中に4回のピークが標準的である^{2), 3), 6)}。これは渦が砂をふくんだまま、となりの砂れんにまで達するからである。濃度の発生の過程から、砂れんの山と谷ではピークの出る位相が異なることがわかる。最大濃度は山では岸側にできた渦が沖向きにもどる時であり、谷上ではその渦が谷にとどまり最大になる場合である。実測値から濃度のピークの中で最大のものが生ずる位相を見ると(図-30), 以上のことがあらわれている。底から3cmを境として最大濃度の生ずる位相に差があるが、そこより上ではほぼ同時に最大濃度を生じ、かつ0°(岸向き流速最大)の近くに集中している。振幅もピークの数も上方に向かって減少し、今回の一連の実験ではNo. 5, すなわち底から7.5cmの濃度計に濃度を感じることがまれてあった。上方に行くほど水粒子の軌道運動が激しく、特に上下運動が入ってくる。砂の舞い上がりの激しいところと、その上にのこらない領域は、かなりはっきりした境界をなす部分をはさんで区別できる。この境界は波の周期と同じ周期で上下運動するためにこの付近では濃度は波と共に変化する。波の規模に比較して実験に用いた砂の沈降速度が大きく、

細かい土粒子をふくんでいないために、いわゆる“く”の字型の分布¹²⁾は見られず、はっきりした境界があらわれたのであろう。測定している間の流速が変化しているため、濃度波形と渦の大きさは直接的には結びつかない。最大濃度 m_{max} と最小濃度 m_{min} と平均濃度 $\bar{m}$ の関係をプロットすると図-31のように比較的単純な相関があることが分かる。すなわち

$$m_{max} = 1.90 \bar{m} \dots (31) \quad m_{max} = 0.59 \bar{m} \dots (32)$$

波の周期を基本周期として濃度波形を6倍調和成分まで分解して見たがいちじるしい結果は得られなかった。

7. 結 語

本論文は光電管式濃度計により、浮遊砂を攪乱しないで測定する方法を利用した、浮遊砂に関する実験的研究をまとめたものである。データとして東海村海岸調査による実際海岸のデータをも加えて検討を行なった。砂れんの大きさを決定する方式を示し、それを利用して、砂れんの大きさを考慮して実験と実際海岸の現象を統一的に扱うことができた。浮遊砂に関する実験では、この種の濃度計が有力であり、また海岸における実測値と関連づけるために、砂れんの縮尺を考慮することは特に浮遊砂に対して望まれていたことである。今後、浮遊砂採取方法の違いによる採取量の相互的な関連を検討する必要がある。この種の実験に際して使用できる流速計の開発が望まれる。なお本研究は昭和37, 38年度文部省科学試験研究費による研究成果の一部であることを付記する。濃度計の製作に当たった現特許庁通産技官間淵昭次氏および実験と解析に協力していただいた大学院学生小坂英治君に謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Straub, L.G., Bowers, C.E. and Herbach, J.B.: Laboratory Tests of Permeable Absorbers, Coastal Engng. 1958.
- 2) 本間 仁・堀川清司・間淵昭次: 浮遊砂濃度の測定法について, 第18回土木学会年次学術講演会, 1963.
- 3) Homma, M. and Horikawa, K.: A Laboratory Study on Suspended Sediment due to Wave Action, IAHR London, 1963.
- 4) Bagnold, R.A.: Motion of Waves in Shallow Water—Interaction between Waves and Sand Bottoms, Proc. Royal Soc., Vol. 187, 1946.
- 5) Inmen, D.L.: Wave-generated Ripples in Nearshore Sand, B.E.B. Tech. Memo. No. 100, 1957.
- 6) Homma, M. and Horikawa, K.: Suspended Sediment due to Wave Action, Coastal Engng., 1963.
- 7) Collins, J.I.: Inception of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves, J. Geophys. Res., 68, 1963.
- 8) Longuet-Higgins, M.S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Mag. Royal Soc. London, Vol. 254, 1953.
- 9) 堀川清司・鮮干 激: 波による浮遊砂濃度分布について, 第15回土木学会年次学術講演会, 1960.
- 10) 本間 仁・堀川清司: 浮遊砂濃度分布に関する研究, 東海村海岸調査報告書第2報, 日本原子力発電KK, 1960.
- 11) Fairchild, J.C.: Suspended Sediment Sampling in Laboratory Wave Action, B.E.B. Tech. Memo. No. 115, 1959.
- 12) 福島久雄・溝口 裕・柏村正和: 漂砂とその測定, 第1~4報, 第2, 5, 6, 7回海岸工学講演会, 1955, 57, 58, 59.