

波による砂移動に関する一考察

堀川 清司*・渡辺 晃**

1. 概 説

海岸構造物の設計上あるいは海浜変形の問題を論じる際に、波の作用による海海底質の移動限界が問題となることが多い。移動限界の解析は、また海浜における複雑な底質運動機構の解明とも密接なつながりをもつものと思われる。

移動限界水深を求める試みは、佐藤・岸¹⁾、栗原・篠原・椿・吉岡²⁾、石原・樺木³⁾、佐藤・田中^{4), 5)}および野田・井保⁶⁾らによってなされてきた。以上の移動限界表示は野田・井保のものを除いては、いずれも次式で表わせる。

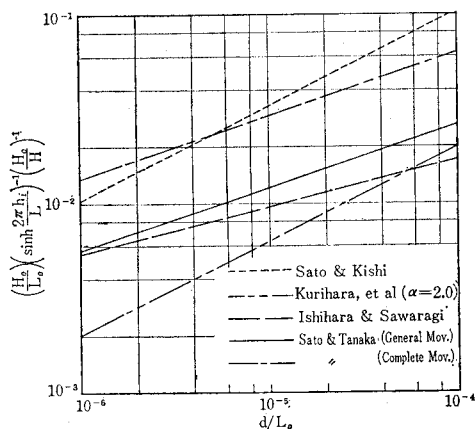
$$\frac{H_0}{L_0} = \alpha \left(\frac{d}{L_0} \right)^n \sinh \frac{2\pi h_i}{L} \cdot \left(\frac{H_0}{H} \right) \dots \dots (1)$$

ここで、 h_i ：移動限界水深、 H_0 、 L_0 ：沖波の波高および波長、 H 、 L ：水深 h_i での波高および波長、 d ：底質粒径であり、係数 α 、 n の値は提案者によって異なり表-1 のようになる。各移動限界式の比較をしたものが図-1 である。これらの各式で係数の値が異なる理由としては、移動限界の判定の基準が異なること、条件の限られた範囲における資料から導いた式を広い範囲にまで拡張していることなどが考えられる。また式を導くにあたって、層流境界層を仮定していること、定常流の抵抗法則を用いていることも大きな問題点である。これらの限界式は d/L_0 が定まれば、 $(H_0/L_0) [\sinh(2\pi h_i/L)]^{-1} \cdot (H_0/H)^{-1}$ が一定値をとることを示しており、これは現地の現象と模型実験の間に Froude の相似則が常に成立することを意味する。しかしながら、これははなはだ疑問であり現地と模型の現象の間に縮尺効果が存在することは十分予測される。野田・井保は移動限界水深を βH_0 をパラメーターとして h_i/L_0 と d/H_0 の関係で示している。ここに $\beta = (\sigma/2\nu)^{1/2}$ 、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 T ：波の周期、 ν ：水の動粘性係数である。彼らの表示は βH_0 をパラメーターとして用いていることからして、Froude の相似則が常に成り立つのではないということを意味するものと考えられ、その意味では上述の諸式に比して取り扱いが厳密になったといえる。しかし、彼らの限界表示もやはり層流境界層を仮定し、また定常流の抵抗係数をそ

表-1 従来の底質移動限界式 (1)

	佐藤・岸	栗原・篠原	石原・樺木	佐藤・田中
n	1/2	1/2	1/4	1/3
α	10.2	1.56~2.44	0.171	0.565
移動形式	全面移動	初期移動	初期移動	全面移動

図-1 従来の底質移動限界式 (2)



のまま用いているために、その結果におのずから適用限界があることは提案者自身が認めているところである。

このように従来求められてきた移動限界表示が提案者によって異なり、またそれぞれ理論的考察や現地への適用に問題を有することが予測されることから、著者らは常々これらの移動限界表示を統一的に説明することはできないものかと考えてきた。振動流れにおける抵抗法則に関する梶浦の理論的研究^{7), 8)}に示唆を与えられ、底面の粗滑や層流と乱流の範囲なども考慮して移動限界に検討を加えたので、その結果をここに報告する。

また本間・堀川^{9), 10)}は砂れんのスケールと波の諸元との間に適当な無次元量を用いることにより統一的に整理できることを示したが、砂と比重の異なる底質を用いた実験結果にこの整理方法を適用し若干の興味ある結果を得たのであわせてその概要を報告する。

2. 波運動下における抵抗係数

(1) 底質の移動開始と抵抗係数

波の作用下における底面の摩擦応力 $\tau_B = \hat{\tau}_B e^{i\theta}$ を底面近くの水平方向の流速 $u_0 = \hat{u}_0 e^{i\theta_0}$ を用いて、

$$\tau_B = \rho_f f \hat{u}_0 u_0 \dots \dots \dots (2)$$

* 正会員 工博 東京大学助教授 工学部

** 学生会員 東京大学大学院工学系研究科

すなわち、

$$\hat{\tau}_B e^{i\theta_1} = \rho_f f \hat{u}_0^2 e^{i\theta_2} \dots\dots\dots (3)$$

と表わし、式(2)によって与えられる f をもって抵抗係数と定義する。ただし $\hat{\tau}_B$, $\hat{u}_0$ はそれぞれ τ_B , u_0 の振幅、 ρ_f は水の密度を表わし、浅海における進行波を考えると、

$$\hat{u}_0 = \frac{\pi H}{T} \left/ \sinh \frac{2\pi h}{L} \right. \dots\dots\dots (4)$$

である。式(3)より、

$$f = \frac{\hat{\tau}_B}{\rho_f \hat{u}_0^2} e^{i(\theta_1 - \theta_2)} \dots\dots\dots (5)$$

となるから、抵抗係数 f の振幅 $\hat{f}$ は次式のようになる。

$$\hat{f} = \frac{\hat{\tau}_B}{\rho_f \hat{u}_0^2} \dots\dots\dots (6)$$

さて、波による底質の移動を考える際、個々の底質粒子に注目すると、波による鉛直力、および d/H が小さい時の水平加速度による力が無視しうることが従来の研究者⁽¹¹⁾によって示されていることから、その移動開始時における力の平衡関係は、式(6)を用いてつぎのように表わすことができる。

$$(\rho_s - \rho_f) \frac{\pi}{6} g d^3 \tan \varphi = \rho_f K \frac{\pi}{4} d^2 \hat{f} \hat{u}_0^2 \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 ρ_s : 底質の密度、 g : 重力の加速度、 d : 底質粒径、 φ : 水中における底質の静止摩擦角であり K は底質の形状および初期移動が全面移動かなどにより異なる値をとる係数である。式(7)を変形すると、

$$\hat{f} = \frac{2}{3K} \cdot \frac{sgd \tan \varphi}{\hat{u}_0^2} \dots\dots\dots (8)$$

$$s = \frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \dots\dots\dots (9)$$

を得る。

抵抗係数の振幅 $\hat{f}$ はまた、 $\hat{u}_0 d / \nu$ および $\hat{u}_0 \delta / \nu$ の関数であると考えることができるから、

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{u}_0 d}{\nu} \right)^p \left(\frac{\hat{u}_0 \delta}{\nu} \right)^q \dots\dots\dots (10)$$

とおく。ただし a, p, q は係数であり、

$$\left. \begin{aligned} \delta &= (2\nu/\sigma)^{1/2} = \beta^{-1} \\ \sigma &= 2\pi/T \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

式(10)に式(11)を代入すれば、

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{u}_0 d}{\nu} \right)^p \left[\hat{u}_0 \left(\frac{2}{\nu\sigma} \right)^{1/2} \right]^q \dots\dots\dots (12)$$

となる。底面が流体力学的に粗で境界層が完全に乱流の状態にある時は、抵抗係数 f におよぼす分子粘性の影響は微小になるものと考えられるから、式(12)において $p = -q/2$ でなければならず、結局その場合の抵抗係数はつぎようになる。

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{u}_0 d}{\nu} \right)^{-q/2} \left[\hat{u}_0 \left(\frac{2}{\nu\sigma} \right)^{1/2} \right]^q = a \left(\frac{2\hat{u}_0}{\sigma d} \right)^{q/2} \dots\dots\dots (13)$$

一方、境界層が層流で底面粗度よりも分子粘性の影響が顕著となる場合は、式(10)で $p \ll q$ とおけるから、

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{u}_0 \delta}{\nu} \right)^q \dots\dots\dots (14)$$

と表わせる。さて、式(13)を式(8)に代入して式(11)および $L_0 = (g/2\pi)T^2$ の関係を用いて式を整理すると、つぎのような移動限界表示式が得られる。

$$\left(\frac{H_0}{L_0} \right) = \left(\frac{4s \tan \varphi}{3Ka\pi} \right)^{\frac{2}{4+q}} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{\frac{2+q}{4+q}} \sinh^{-\frac{2\pi h_i}{L}} \left(\frac{H_0}{H} \right) \dots\dots\dots (15)$$

式(15)で、

$$\left(\frac{2+q}{4+q} \right) = n, \quad \left(\frac{4s \tan \varphi}{3Ka\pi} \right)^{\frac{2}{4+q}} = \alpha \dots\dots\dots (16)$$

とおけば、式(1)と一致する。つまり式(1)で示されるような限界水深表示は、底面が粗で境界層が十分乱れている場合に相当すると考えられ、野田・井保の表示を除く前述の諸式は、層流の理論から出発して乱流の場合に相当する形式の表示を得ていることになる。また式(13)で係数 a および q の値は $\hat{u}_0 d$ の範囲によって変化することが予測され、したがってそのような理由からも表-1に示された係数 α, n の値が異なるものと思われる。

(2) 抵抗係数に関する梶浦の理論的取扱い

簡単な考察により、抵抗係数が底面条件、境界層の状態に応じて式(13)あるいは式(14)のごとく表わしうることを前節に示した。これに対し、梶浦^{(7),(8)}は明解な理論的考察によって波の作用下における抵抗係数を解析している。彼は底面での摩擦応力 τ_B を式(2)と同様に、

$$\tau_B = \rho_f C \left(\frac{8}{3\pi} \right) \hat{u}_0 u_0 \dots\dots\dots (17)$$

で表わし、式(17)によって応力 τ_B と流速 u_0 の位相差も考慮した C を定義し、これを摩擦係数となづけているが、式(2)と式(17)とを比較すれば、 C の振幅 $\hat{C}$ と $\hat{f}$ の間には $\hat{C} \propto \hat{f}$ なる関係が成立しなければならないことがわかる。彼の理論によれば、浅海波の条件 ($1/25 < h/L < 1/2$) を満足するような進行波の作用下における摩擦係数 C は、境界層に関連した無次元のパラメーターと結びつけることができ、また底面条件や、境界層が層流か乱流かによって摩擦係数が分類できる。これを示したのが図-2および図-3であり、図-2は底面が流体力学的に粗で境界層が乱流の場合の $\hat{C}$ と $\hat{u}_0/\sigma z_0$ の関係、図-3は境界層が層流の場合および底面が流体力学的に滑らかで境界層が乱流の場合の $\hat{C}$ と $\hat{u}_0 \delta/\nu$ の関係である。ただし z_0 は底面が粗である時の粗度長さ(roughness length)。つまり a', a'', q', q'' を変化する係数とすれば、底面が粗で乱流の場合は、

$$\hat{C} = a' (\hat{u}_0/\sigma z_0)^{q'} \dots\dots\dots (18)$$

底面が滑らかで乱流の場合は、

図-2 振動流れの摩擦係数 (1) —粗面・乱流—

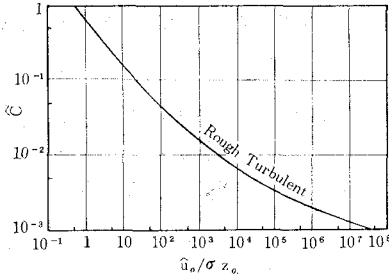
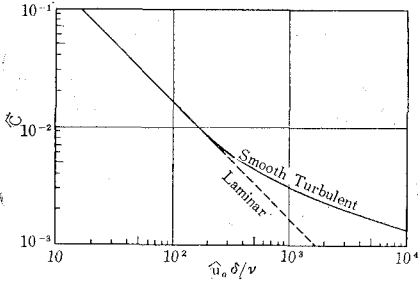


図-3 振動流れの摩擦係数 (2)
—層流および滑面・乱流—



$$\hat{C} = a'' (\hat{u}_0 \delta / \nu)^{a''} \dots\dots\dots (19)$$

が成立し、境界層が層流の場合は次式ようになる。

$$\hat{C} = (3\sqrt{2}\pi/8) (\hat{u}_0 \delta / \nu)^{-1} \dots\dots\dots (20)$$

底面粗度長さ z_0 は、砂れんや人工粗度がある時にはそのスケールや形状の関数であり、また振動流れの性質の関数でもあり得ることが Jonsson¹²⁾ らの実験により示されているが、砂れんが存在しない時には、 z_0 は粒径 d の関数として表わすことができると考えれば、前節に示した式 (13)、(14) の結果は式 (18)、(20) と一致することがわかる。

(3) 底面の粗滑および層流と乱流の境界

進行波の作用下の抵抗係数が、底面条件や境界層の状態により分類できることを 2.(1)、2.(2) で述べたので、この節ではそれらの境界に関する従来の研究について説明を加える。Li¹³⁾ は水路内で水平単振動をしている粗面板上に水面より過マンガン酸カリの粒子を投入し、それが水底で水に溶解して出す赤色流線が、乱れてその上層水と混合する時に乱流であるとして層流と乱流の境界を求め、同時に底面の粗滑の基準を定めた。Manohar¹⁴⁾ も同じような実験を行ない Li の結果と一致した。それによると、底面の粗滑は δ/d によってつぎのように定まり、

$$\text{滑面の条件: } \delta/d > 6.54 \dots\dots\dots (21)$$

$$\text{粗面の条件: } \delta/d < 4.02 \dots\dots\dots (22)$$

$4.02 < \delta/d < 6.54$ の範囲は、底面が粗滑の遷移領域である。そしてそれらの各領域に対して、層流と乱流の境界は異なりつぎのようになると述べている。

$$\text{滑面領域} \begin{cases} \text{乱流: } \hat{u}_0 \delta / \nu > 566 \dots\dots\dots (23) \\ \text{層流: } \hat{u}_0 \delta / \nu < 566 \dots\dots\dots (24) \end{cases}$$

$$\text{遷移領域} \begin{cases} \text{乱流: } \hat{u}_0 d / \nu > 104 \dots\dots\dots (25) \\ \text{層流: } \hat{u}_0 d / \nu < 104 \dots\dots\dots (26) \end{cases}$$

$$\text{粗面領域} \begin{cases} \text{乱流: } \hat{u}_0 d^{0.2} / \nu > 1.15 \times 10^3 \dots\dots\dots (27) \\ \text{層流: } \hat{u}_0 d^{0.2} / \nu < 1.15 \times 10^3 \dots\dots\dots (28) \end{cases}$$

ただし、式 (27)、(28) は c.g.s. 単位を用いる。

これに対し、Kalkanis¹⁵⁾ は Li, Manohar の結果で遷移領域と粗面領域における層流と乱流の境界が異なるのは、彼らの実験方法の不備によるものであるとし、同じく振動板による実験ではあるが粗面領域でも式 (25)、(26) が成立するのではないかと述べている。一方、Vincent¹⁶⁾ は進行波による実験結果から、底面が粗である時の遷移は $\hat{u}_0$ と粒径 d に関係し、

$$\hat{u}_0 = 1.2 d^{-1/2} \dots\dots\dots (29)$$

で層流と乱流の境界が与えられるとしている。ただし、式 (29) は c.g.s. 単位。また底面が滑らかである時の限界の Reynolds 数に関しては、Collins¹⁷⁾ の研究があり、彼は進行波を用いて実験を行ない、

$$\text{乱流: } \hat{u}_0 \delta / \nu > 160 \dots\dots\dots (30)$$

$$\text{層流: } \hat{u}_0 \delta / \nu < 160 \dots\dots\dots (31)$$

なる結果を得ている。梶浦⁸⁾ は粒径 d と境界層の厚さ D_L との比で底面の粗滑が定まることを、Nikuradse および White・Colebrook¹⁸⁾ らの定常流における実験と考察に基づいて報告しており、

$$\text{滑面の条件: } d/D_L < 1 \dots\dots\dots (32)$$

$$\text{粗面の条件: } d/D_L > 1 \dots\dots\dots (33)$$

とするのが妥当であろうと結論づけ、 $D_L \propto \frac{(3\pi/8)N\nu}{\hat{u}_B^*}$ (ここで N は実験的に定まる Reynolds 数で定常流では一定で約 11.8、 $\hat{u}_B^*$ は底における最大摩擦速度で $\tau_B/\rho_f = (8/3\pi)\hat{u}_B^{*2}$) とおいた。ただし実際は振動流それ自身により生じる乱れも考慮しなければならず、粗滑の遷移に対して d/D_L のみが関係するのかどうかは不明であるとしている。このように底面の粗滑の基準および境界層の層流と乱流の境界に関しては、十分なる確信をもって用い得るものが少ないので、以下の整理、考察にあたってはその点に留意しながら解析を加えていくことにする。

3. 波による底質の移動限界

(1) 移動限界の実験と結果

a) 実験方法と底質の特性 実験には長さ約 25m、幅 60 cm、深さ 80 cm の二次元造波水路を用いた (図-4)。造波機はフラッター式で、周期は無段変速機により 0.5 sec から 2.2 sec まで連続的に変えることができ、また造波板のストロークを変えることにより波高を変化させることができる。造波板から約 5 m のところより消波装置の部分までに高さ 70 cm の仕切板を設け、仕切った内側の幅が 35 cm になるようにした。実験に用いた底質は、豊浦標準砂であり中央粒径 0.20 mm、

比重 2.65 である。底質は消波装置より 8m 程度のところから約 3m にわたり、15cm 厚さ程度に敷きつめ、そのうち中央の約 1.5m の部分を観測区間とした。移動限界として Manohar は、水底の表面に比較的突出した粒子が、いくつか動き出す限界を初期移動 (initial movement), 水底の表面の第一層の砂がほとんど動き出す限界を全面移動 (general movement) 限界と定義しており、これが一般的であると思われるので著者らもこの定義にしたがい、水深、周期を段階的に変え波高を変

図-4 実験装置

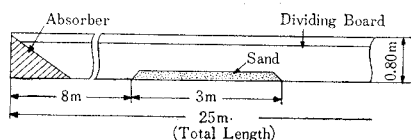


表-2 (a) 砂の初期移動限界

h (cm)	T (sec)	H (cm)	$\hat{u}_0$ (cm/sec)	δ (mm)	$\frac{sgd \tan \phi}{\hat{u}_0^2}$	$\frac{\hat{u}_0 \delta}{\nu}$
15.0	2.19	3.37	13.1	0.829	0.189	110
	2.00	4.59	17.6	0.781	0.105	139
	1.80	3.12	11.8	0.751	0.233	90
	1.61	3.29	12.3	0.710	0.214	89
15.5	1.40	4.65	16.5	0.673	0.119	113
	1.22	3.80	13.0	0.619	0.192	82
	1.03	3.22	10.2	0.568	0.312	59
	0.80	3.52	9.43	0.500	0.364	48
22.0	2.17	4.28	14.1	0.825	0.163	118
	2.00	5.09	16.6	0.787	0.117	132
	1.58	3.97	12.4	0.705	0.211	88
	1.39	4.02	12.1	0.660	0.222	81
	1.20	3.45	9.81	0.614	0.336	61
	1.01	3.77	9.65	0.563	0.348	55
26.0	0.80	4.76	9.66	0.500	0.347	49
	1.21	5.95	13.8	0.615	0.170	86
	1.00	5.89	11.7	0.560	0.236	67

表-2 (b) 砂の全面移動限界

h (cm)	T (sec)	H (cm)	$\hat{u}_0$ (cm/sec)	δ (mm)	$\frac{sgd \tan \phi}{\hat{u}_0^2}$	$\frac{\hat{u}_0 \delta}{\nu}$
15.0	2.19	6.77	26.2	0.829	0.0472	220
	2.00	7.54	28.9	0.781	0.0388	229
	1.80	5.99	22.6	0.751	0.0635	172
	1.61	5.43	20.2	0.710	0.0794	145
15.5	1.40	7.00	24.9	0.673	0.0522	170
	1.22	5.62	19.2	0.619	0.0879	120
	1.03	5.95	18.9	0.568	0.0907	109
	0.80	4.94	13.2	0.500	0.186	67
20.0	2.17	5.67	18.7	0.825	0.0925	156
	2.00	6.55	21.4	0.787	0.0707	171
	1.80	8.47	27.2	0.751	0.0438	207
	1.58	5.78	18.1	0.705	0.0989	129
	1.39	6.02	18.1	0.660	0.0989	121
	1.20	3.88	11.0	0.614	0.268	69
	1.01	4.62	11.8	0.563	0.233	68
26.0	0.80	6.45	13.1	0.500	0.189	67
	1.00	5.55	11.0	0.560	0.268	63

化させて、上記の各限界に相当する波高、周期、水深および水温を測定し、初期移動および全面移動の限界を求めた。

b) 結果および考察 実験の結果を表-2 (a), (b) に示す。ただし、 $s=1.65$, $\nu=9.86 \times 10^{-3} \text{cm}^2/\text{sec}$ (水温 21°C) であり $\tan \phi=1$ とおいた。また $\hat{u}_0$, δ , σ はそれぞれ、式 (4), (11) を用いて算出したものである。

2.(1) で定義した抵抗係数の振幅 $\hat{f}$ と梶浦の理論における摩擦係数の振幅 $\hat{C}$ の間に、 $\hat{f} \propto \hat{C}$ なる関係が成立しなければならないこと、および $\hat{C}$ は式 (18), (19), (20) あるいは図-2, 3 に示されるように、底面条件や境界層の状態に応じて無次元パラメーター $\hat{u}_0/\sigma z_0$ あるいは $\hat{u}_0 \delta/\nu$ の関数であることを 2.(2) に述べた。また粗度長さ z_0 が底質粒径 d の関数であることと、 $\hat{f}$ が式 (8) で表示されることから、 $sgd \tan \phi/\hat{u}_0^2$ と $\hat{u}_0/\sigma d$ (底面が粗で境界層が乱流の場合) あるいは $\hat{u}_0 \delta/\nu$ (境界層が層流あるいは底面が滑らかで境界層が乱流の場合) の間に関数関係が予想される。したがって得られた実験結果を用いて、これらの無次元量の間の関係を求めることにする。従来の移動限界表示を統一的に説明しようという意図から著者らの実験値以外にこれまで報告された実験資料を用いて整理した。整理に用いた資料を表-3 に示す。佐藤・岸、石原・榎木、野田・井保らの資料は得られなかった。

さて、与えられた資料を整理するにあたり、まず底面や境界層の条件に応じて資料を分類しなければならないが、これらの基準が未だ確立していないことは 2.(3) で述べたところである。そこでここでは便宜的につぎのような基準を用いた。

滑面領域: $\delta/d > 6.54$ (34)

振動板による実験に対して、

層流: $\hat{u}_0 \delta/\nu < 566$ (35)

乱流: $\hat{u}_0 \delta/\nu > 566$ (36)

進行波による実験に対して、

層流: $\hat{u}_0 \delta/\nu < 160$ (37)

乱流: $\hat{u}_0 \delta/\nu > 160$ (38)

粗面領域: $\delta/d < 6.54$ (39)

層流: $\hat{u}_0 d/\nu < 104$ (40)

乱流: $\hat{u}_0 d/\nu > 104$ (41)

上の各境界の意味は 2.(3) に述べてある。底面の粗滑の基準として式 (34), (39) を用いたのは、梶浦の示し

表-3 整理に用いた実験資料

実験者	移動形式	実験方法
Manohar	初期移動・全面移動	水平振動板
栗原・篠原ら	初期移動	進行波
Vincent	初期移動	
Goddet ⁽⁹⁾	全面移動	
佐藤・田中	全面移動	
著者	初期移動・全面移動	

た境界 $d/D_L=1$ における D_L はその定義からして明確に定めることのできぬものであるからであり、また底面が粗である時の進行波の作用下における境界層の層流と乱流の境界として、式 (29) を用いず式 (40), (41) を採用したのは、後者によって整理した方がよりまとまりのよい結果を得るからである。いずれにせよ式 (34) ~ (41) に示す基準が完全なものでないことに留意する必要があることは前述のとおりである。なお整理にあたり、 $\dot{u}_0$ の値としては佐藤・田中は実測しているのをそれを用い、それ以外のもの (ただし Manohar の資料を除く) については式 (4) による計算値を用いた。また ν の値が明記されていないものについては、 $\nu=1.02 \times 10^{-2}$ cm²/sec とし、 $\tan \phi$ はその値が報告されていないので近似的に $\tan \phi=1$ として計算した。

以上記した方法により整理した結果が 図-5 (a), (b) と 図-6 (a), (b) である。図-5 と 図-6 は、それぞれ全面移動限界および初期移動限界に対するもので、(a) と (b) はそれぞれ前者は底面が粗で境界層が乱流の場合、後者は境界層が層流である場合および底面が滑らかで境界層が乱流の場合に相当する。式 (8), (13), (15), (16) の関係を用いると、1. に述べた各移動限界水深式はおおのづきのように変形できる。

$$\text{佐藤・岸} : sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2 = 0.0105 \dots\dots\dots (42)$$

$$\text{栗原・篠原ら} : sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2 = 0.262 \dots\dots\dots (43)$$

(ただし $\alpha=2.0$ とした場合)

$$\text{石原・榎木} : sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2 = 6.96 (\dot{u}_0 / \sigma d)^{-4/3} \dots\dots\dots (44)$$

佐藤・田中

$$\text{全面移動} : sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2 = 1.66 (\dot{u}_0 / \sigma d)^{-1} \dots\dots\dots (45)$$

$$\text{完全移動} : sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2 = 0.472 (\dot{u}_0 / \sigma d)^{-1} \dots\dots\dots (46)$$

以上の各式もその移動形式に応じて 図-5 (a), 図-6 (a) に示した。これらの図から判断すると、佐藤・田中の全面移動限界の式は底面が粗で境界層が乱流の場合に適用する限りにおいては、限界をかなりよく表示しているといえるが、 $\dot{u}_0 / \sigma d > 10^3$ の範囲ではずれが大きくなるようである。石原・榎木、佐藤・岸、栗原・篠原らの式もそれぞれある特定範囲の $\dot{u}_0 / \sigma d$ に対してのみ成立するものと思われる。また栗原・篠原らは、層流の条件下の資料を用いて乱流の場合に相当する形式の式 (43) を求めていることが想像される。図-6 (b) において、栗原らの石炭粉を用いての実験結果が他の資料からはずれているのは、石炭粉の形状が他の底質材料の形状と、かなり異なるために移動条件に差異を生じることと、 $\tan \phi=1$ とおくことに無理があるためであろうか。

つぎに、得られた結果を梶浦の理論と比較検討する。 $\hat{C}$ と $sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2$ の間には、 $\hat{C} \propto f \propto sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2$ なる関係が成立するので、

$$\frac{sgd \tan \phi / \dot{u}_0^2}{\hat{C}} = K_1 \dots\dots\dots (47)$$

図-5 (a) 全面移動限界 (1) —粗面・乱流—

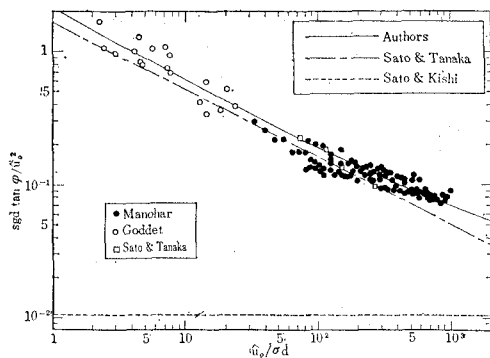


図-5 (b) 全面移動限界 (2)

—層流および滑面・乱流—

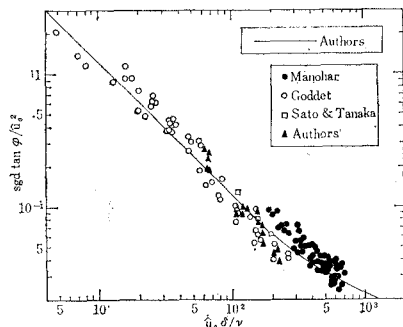


図-6 (a) 初期移動限界 (1)

—粗面・乱流—

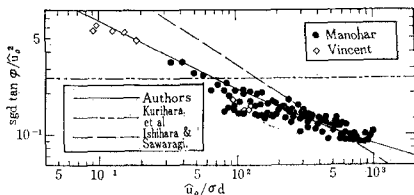
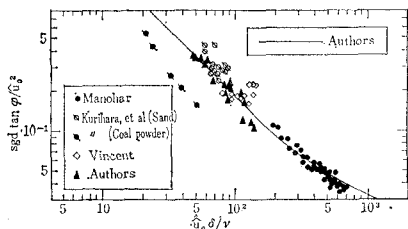


図-6 (b) 初期移動限界 (2)

—層流および滑面・乱流—



とおき、定数 K_1 を求めることを試みる。全面移動限界を考えると、図-3 と 図-5 (b) の比較により、境界層が層流あるいは底面が滑らかで境界層が乱流の場合に対して、 $K_1=7.5$ と求まる。これが底面が粗で境界層が乱流の場合にも成立するとして、図-2 と 図-5 (a) とを比較すると、ほぼ $\dot{u}_0 / \sigma z_0 = 4 \dot{u}_0 / \sigma d$ とおくと良好である。この結果から直接、粒径 d と粗度長さ z_0 の間に $z_0/d=1/4$ という関係が得られる。初期移動の場合も同様の比較をすると、 $K_1=11$, $z_0/d=1/7$ とおくことによ

り梶浦の曲線と実験資料とを結びつけることができる。このようにして求めた曲線が 図-5 (a), (b), 図-6 (a), (b) に実線で示された曲線であり、実験データはこの曲線の周辺にかなりよくまとまっている。ただ資料の整理に際し、すべての底質に対して $\tan \varphi = 1$ として $sgd \tan \varphi / \hat{u}_0^2$ を計算していることは問題であり、おのこの底質に固有の $\tan \varphi$ の値を用いるべきである。正確な $\tan \varphi$ の値を導入すれば前述の K_1 が変化し、 z_0/d の値もより厳密な値に近づくものと予想される。このように $\tan \varphi = 1$ と仮定している点、 K_1 が移動形式のみにより定まる定数で境界層の状態にはよらないとしている点に若干の問題があり、また z_0/d が $\hat{u}_0/\sigma d$ の範囲によって変化することも十分考えられるが、一応、粗度長さ z_0 と粒径 d の間に、初期移動段階では z_0/d は $1/7$ 前後、全面移動の段階では z_0/d は約 $1/4$ という結果が得られた。ただし、 z_0 の値に対しては、底面摩擦応力の測定や境界層付近の流速分布の測定などの方向からも解析を加えていく必要がある。これに関して Jonsson¹²⁾ が得た結果および Zingg²⁰⁾ の式を以下に付記する。

Jonsson は、人工粗度を設けた U 型管内で水を振動させて、底面近くの流速分布を測ることにより粗度長さ z_0 を求めた。実験に用いた人工粗度は 図-7 に示すようなものであり、 $z_0 = 0.077$ cm を得ている。 z_0 と人工粗度の高さ 0.6 cm の比をとると約 $1/8$ となる。また Zingg は z_0 と砂粒径 d の関係として、

$$z_0 = 0.081 \log_{10}(d/0.18) \dots\dots\dots (48)$$

(z_0, d は mm 単位) なる式を提案している。この結果は Bagnold が粒径の小さい砂について求めた $z_0/d = 1/30$ 、および White が大きな粒径について求めた $z_0/d = 1/9$ を包含している点ではある程度適用性の大きい式といえるが、その式の形からして $d \leq 0.18$ mm の場合には適用することができない。

佐藤^{4), 5)} は放射性ガラス砂を現地海岸に投入し、その移動分布を測定したが、その沖浜に投入されたガラス砂のカウント線の広がり方から移動の程度を第 1 群から第 4 群までに分類している。彼の分類によれば第 3 群と第 4 群の境界がほぼ全面移動限界に相当する。式 (34) から (41) までを用いて観測値を分類すると、 $d = 2.80$ mm のデータ 2 個を除いてはいずれも境界層が層流であるか底面が滑らかで境界層が乱流の場合に相当するので、これらの観測値から $sgd \tan \varphi / \hat{u}_0^2$ および $\hat{u}_0 \delta / \nu$ の値を算出してプロットしたものが 図-8 である。図-8 には 図-5 (b) に求められた全面移動限界を示す曲線も描いてある。観測値の第 4 群および第 1~3 群はこの曲線によって明確に区分され、著者らの提案する移動限界が妥当であることを示している。

(2) 全面移動の限界水深

式 (8) で表わされる抵抗係数の振幅 $\hat{f}$ を式 (10) の

図-7 Jonsson の人工粗度

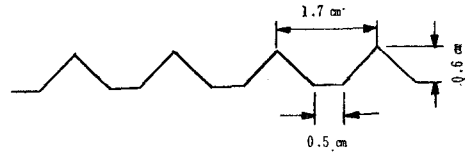
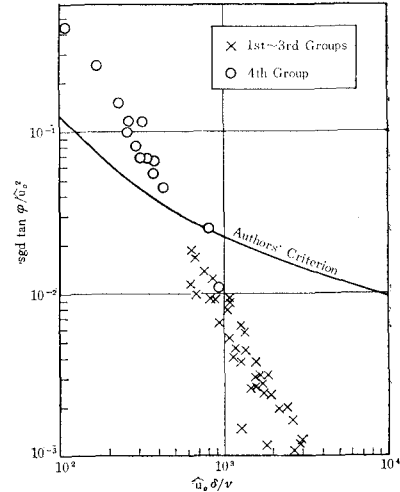


図-8 移動限界の現地資料への適用



形式で表示すれば、一般的な移動限界水深表示式に対応して次式が得られる。

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right) = \left[\frac{2 \left(\frac{p}{2} + \frac{q}{4} + 2\right) sg - \left(\frac{p}{2} + \frac{q}{4}\right) \tan \varphi}{3 Ka \pi \left(\frac{p}{2} + \frac{q}{4} + 1\right)} \right]^{\frac{1}{p+q+2}} \cdot \left[L_0 - \left(\frac{p}{2} + \frac{3}{4}q + 1\right) d^{(1-p)} \nu^{\left(\frac{p}{2} + \frac{q}{4}\right)} \right]^{\frac{1}{p+q+2}} \cdot \sinh \frac{2\pi h_i}{L} \cdot \left(\frac{H_0}{H}\right) \dots\dots\dots (49)$$

前節までの議論により、底面が粗で境界層が乱流の場合は $p = -q/2$ 、底面が滑らかで境界層が乱流の場合は $p = 0$ 、境界層が層流の場合は $p = 0, q = -1$ となることがわかっているので、式 (49) は各ケースに対応してつぎのように変形できる。

粗面、乱流：

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right) = \left(\frac{4 s \tan \varphi}{3 Ka \pi}\right)^{\frac{2}{4+q}} \left(\frac{d}{L_0}\right)^{\frac{2+q}{4+q}} \cdot \sinh \frac{2\pi h_i}{L} \cdot \left(\frac{H_0}{H}\right) \dots\dots\dots (50)$$

滑面、乱流：

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right) = \left(\frac{4 s \tan \varphi}{3 Ka \pi}\right)^{\frac{1}{2+q}} \left(\frac{\delta}{L_0}\right)^{\frac{q}{2+q}} \left(\frac{d}{L_0}\right)^{\frac{1}{2+q}} \cdot \sinh \frac{2\pi h_i}{L} \cdot \left(\frac{H_0}{H}\right) \dots\dots\dots (51)$$

層流：

$$\left(\frac{H_0}{L_0}\right) = \left(\frac{4 s \tan \varphi}{3 Ka \pi}\right) \left(\frac{L_0}{\delta}\right) \left(\frac{d}{L_0}\right) \cdot \sinh \frac{2\pi h_i}{L} \cdot \left(\frac{H_0}{H}\right) \dots\dots\dots (52)$$

また一方、式(34)から式(41)までを移動限界表示のために変形すると、式(34)、(39)はそれぞれ、

$$\frac{d}{L_0} < 0.153 \left(\frac{\delta}{L_0} \right), \quad \frac{d}{L_0} > 0.153 \left(\frac{\delta}{L_0} \right) \quad \dots\dots\dots (53), (54)$$

式(35)、(36)は、

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h_i}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} < 566 \left(\frac{\delta}{L_0} \right) \quad \dots\dots\dots (55)$$

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h_i}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} > 566 \left(\frac{\delta}{L_0} \right) \quad \dots\dots\dots (56)$$

式(37)、(38)は、

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h_i}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} < 160 \left(\frac{\delta}{L_0} \right) \quad \dots\dots\dots (57)$$

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h_i}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} > 160 \left(\frac{\delta}{L_0} \right) \quad \dots\dots\dots (58)$$

式(40)、(41)は、

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h_i}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} < 104 \left(\frac{L_0}{d} \right) \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (59)$$

$$\frac{H_0}{L_0} \left(\sinh \frac{2\pi h_i}{L} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{H} \right)^{-1} > 104 \left(\frac{L_0}{d} \right) \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (60)$$

となる。底面条件および境界層の条件に応じて満足すべき式を表-4に示す。

式(8)、(10)、(50)、(51)、(52)および表-4の条件を用いて、前節で著者らが提案した全面移動限界(図-5(a),(b))を限界水深表示になおしたものが図-9である。ただし、 $s=1.65$ 、 $\tan \varphi=1$ において計算したので砂と比重の異なる底質の移動限界水深の算出には適用できない。図-9からわかることは $(H_0/L_0) [\sinh(2\pi h_i/L)]^{-1} (H_0/H)^{-1}$ と d/L_0 の間に L_0/δ がパラメーターになっており、 d/L_0 の値が等しくとも L_0/δ (簡単には波の周期 T) が異なれば $(H_0/L_0) [\sinh(2\pi h_i/L)]^{-1} (H_0/H)^{-1}$ の値が異なるということである。従来の移動限界水深表示では結果的に Froude の相似則が成立する

図-9 砂の全面移動限界水深

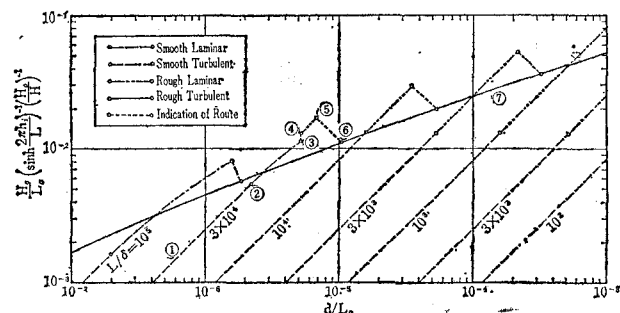


表-4

	Smooth	Rough
Laminar	(53), (57)*	(54), (59)
Turbulent	(53), (58)*	(54), (60)

* 振動板による実験では(57)、(58)の代りに(47)、(48)を用いる。

ことになるが、それは誤りであることが結論づけられた。 $L_0/\delta=3 \times 10^4$ の場合を例にとって説明すると、移動限界水深を表わす曲線は d/L_0 の増加につれて ①, ②, ..., ⑦の径路をたどるわけである。この時、底面および境界層の状態は、(i) 滑で層流(②~③), (ii) 滑で乱流(②~③), (iii) 粗で層流(④~⑤), (iv) 粗で乱流(⑥~⑦)の順に変化することになる。 L_0/δ がさらに大きい値をとる時には粗で層流の領域がなくなり、 L_0/δ が小さな値をとる時には滑で乱流の領域は表われない。しかしながら整理に用いた基準(表-4)が完全なものとは考えがたいので実際に上記のような領域を経て変化するか否かは疑問である。また領域相互間で不連続に変化する(たとえば、③~④、⑤~⑥)という結果になっているが、この点も現在の段階では確かではない。これらの点については、底面の粗滑や境界層の遷移に関する綿密な理論的考察や実験を行ない、さらに詳細な研究を続けていかなければならない。

4. 砂れんのスケールと波の諸元

本間・堀川^{9),10)}は砂れんの形状に関する無次元量として、 η/λ , η/d_0 , λ/d_0 , $\dot{u}_0 d_0/\nu$, $w_0 d_0/\nu$ の5個があることを導き、それらの無次元量を用いることにより砂れんのスケールと波の諸元を統一的に整理できることを示した。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、 $\dot{u}_0$: 底部水平流速の振幅、 ν : 水の動粘性係数、 w_0 : 砂粒子沈降速度、 d_{50} : 砂粒子中央粒径。このたび、砂とは比重の異なる底質材料としてポリスチロールスルホン系樹脂粒を用いて実験を行ない、その結果に本間・堀川の整理方法を適用して、若干の興味ある結果を得た。ポリスチロール粒は、中央粒径 $d_{50}=0.54 \text{ mm}$ 、比重 $\rho_s/\rho_f=1.21$ 、水中安息角 $\varphi_r \approx 18^\circ$ である。実験装置は移動限界の実験におけるもの(図-

4) とほぼ同一であるが、仕切板は内幅が 14 cm になるように設けた。実験は水深 23~24 cm 程度で行ない、ポリスチロール粒を厚さ約 12 cm で平坦に敷きならしたあと波を送り砂れんを観測した。波高と周期を計測し、砂れんが安定したのち波をとめて砂れんのピッチと高さを側面で読みとった。その結果を表-5に示す。

a) 砂れんのピッチについて 実験値から d_0/λ と $\dot{u}_0 d_0/\nu$ を計算しプロットしたのが図-10である。これらの実験値から最小二乗法により、

$$d_0/\lambda = 0.0795(\dot{a}_0 d_0/\nu)^{0.332} \dots\dots\dots (61)$$

が求まる。ポリスチロール粒の場合も、砂の場合と同様な整理方法ができることがわかる。底質が砂であるときの砂れんに比して最も顕著な差異は、 $\lambda/d_0 > 1$ なるデータすなわち水粒子軌道直径 d_0 より大きいピッチ λ をもつ砂れんが多数観測されたことである。従来、 λ/d_0 には上限が存在しその値は 1.0 であると考えられてきた²¹⁾。これに対して若干の疑問が生じるが、砂の場合には砂れんの発生限界以上の $\dot{a}_0$ 、 d_0 における $\dot{a}_0 d_0/\nu$ に対してはすでに $\lambda/d_0 < 1$ になっているということも考えられ、この点さらに検討の必要がある。本間・堀川の整理方法において、 d_0/λ と $\dot{a}_0 d_0/\nu$ の関係には $w_0 d_{50}/\nu$ がパラメーターとして入ってくるが、砂の場合比重がほぼ一定であることから沈降速度 w_0 は粒径で一義的に定まるので d_{50} をパラメーターとして整理してきた。ポリスチロール粒の粒径 (0.54 mm) を $w_0 d_{50}/\nu$ が等しい砂の粒径に換算すると、沈降速度に関する Allen の法則、

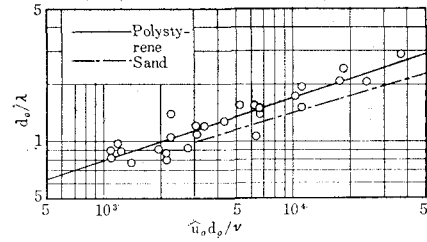
$$w_0 = \left\{ \left(\frac{4}{225} \right) \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right)^2 \frac{g^2}{\nu} \right\}^{1/3} d \dots\dots\dots (62)$$

を用いて約 0.21 mm となる。著者ら¹⁰⁾は先に $d_{50} = 0.2 \sim 0.3$ mm の砂粒に対してはつぎの関係式を求めている。

$$d_0/\lambda = 0.0985(\dot{a}_0 d_0/\nu)^{0.289} \dots\dots\dots (63)$$

図-10 には式 (61)、(63) を表わす直線を示してある

図-10 d_0/λ と $\dot{a}_0 d_0/\nu$ の関係



が、データのばらつきも考慮すると両者はよく一致し、 $w_0 d_{50}/\nu$ をパラメーターとして用いることの妥当性が強まったといえる。

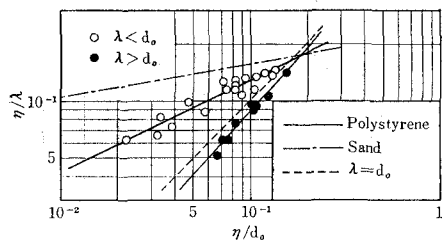
b) 砂れんの steepness について η/λ と η/d_0 を算出してプロットすると 図-11 が得られる。図には著者らが先に砂の場合に対して求めた式、

$$\eta/\lambda = 0.231(\eta/d_0)^{0.160} \dots\dots\dots (64)$$

および $\lambda = d_0$ を表わす破線も示してある。図からわかることは (i) η/λ と η/d_0 の間の関係は砂の場合とポリスチロール粒の場合で異なる、(ii) ポリスチロール粒の場合だけを取りあげても、 $\lambda > d_0$ と $\lambda < d_0$ では明らかに異なる直線になる、(iii) $\lambda > d_0$ と $\lambda < d_0$ の両直線の交点はほぼ $\lambda = d_0$ を表わす破線上にあり、またその付近で η/λ は最大となっていることなどである。(i) の理由としては、砂粒子とポリスチロール粒の $\tan \phi_r$

表-5 砂れんのスケールと波の諸元の関係 (ポリスチロール粒)

h (cm)	T (sec)	H (cm)	ν (cm ² /sec)	λ (cm)	η (cm)	$\frac{\dot{a}_0 d_0}{\nu}$	$\frac{d_0}{\lambda}$	$\frac{\eta}{\lambda}$	$\frac{\eta}{d_0}$
23.9	0.86	4.64	1.51×10^{-2}	2.60	0.16	1.26×10^3	0.876	6.15×10^{-2}	7.02×10^{-2}
"	"	4.89	"	3.07	0.16	1.40×10^3	0.785	5.21×10^{-2}	6.64×10^{-2}
23.1	1.04	3.19	1.64×10^{-2}	2.80	0.30	1.10×10^3	0.871	1.07×10^{-1}	1.23×10^{-1}
"	"	"	"	2.78	0.26	"	0.877	9.35×10^{-2}	1.07×10^{-1}
22.9	"	4.26	1.56×10^{-2}	3.88	0.24	2.11×10^3	0.851	6.19×10^{-2}	7.28×10^{-2}
"	"	"	"	"	0.35	"	"	9.03×10^{-2}	1.06×10^{-1}
23.9	1.39	2.45	1.56×10^{-2}	3.01	0.29	1.20×10^3	0.957	9.64×10^{-2}	1.01×10^{-1}
24.0	"	3.10	"	3.97	0.56	1.92×10^3	0.918	1.41×10^{-1}	1.54×10^{-1}
"	"	3.74	"	4.65	0.36	2.78×10^3	0.942	7.75×10^{-2}	8.23×10^{-2}
22.9	1.50	3.73	1.56×10^{-2}	4.17	0.58	3.38×10^3	1.20	1.39×10^{-1}	1.16×10^{-1}
"	"	5.08	"	6.37	0.91	6.26×10^3	1.07	1.43×10^{-1}	1.33×10^{-1}
"	"	"	"	4.39	0.56	"	1.56	1.28×10^{-1}	8.19×10^{-2}
24.1	1.67	3.32	1.47×10^{-2}	4.11	0.44	3.17×10^3	1.21	1.07×10^{-1}	8.85×10^{-2}
"	"	"	"	4.53	0.51	"	1.10	1.13×10^{-1}	1.03×10^{-1}
"	"	3.87	"	4.58	0.62	4.30×10^3	1.27	1.35×10^{-1}	1.07×10^{-1}
"	"	4.81	"	5.04	0.66	6.63×10^3	1.43	1.31×10^{-1}	9.16×10^{-2}
"	"	"	"	4.85	0.59	"	1.48	1.22×10^{-1}	8.20×10^{-2}
"	"	6.22	"	6.12	0.53	1.11×10^4	1.52	8.66×10^{-2}	5.69×10^{-2}
"	"	"	"	4.90	0.36	"	1.90	7.35×10^{-2}	3.87×10^{-2}
"	"	7.98	"	4.97	0.40	1.83×10^4	2.40	8.05×10^{-2}	3.34×10^{-2}
23.3	2.19	2.37	1.59×10^{-2}	4.71	0.65	2.26×10^3	1.06	1.38×10^{-1}	1.30×10^{-1}
"	"	"	"	3.58	0.41	"	1.40	1.15×10^{-1}	8.19×10^{-2}
"	"	3.58	"	4.89	0.56	5.15×10^3	1.55	"	7.40×10^{-2}
"	"	5.13	"	6.29	0.78	1.06×10^4	1.73	1.24×10^{-1}	7.19×10^{-2}
"	"	6.62	"	6.65	0.65	1.77×10^4	2.10	9.78×10^{-2}	4.64×10^{-2}
"	"	7.75	"	8.05	0.53	2.42×10^4	2.04	6.59×10^{-2}	3.23×10^{-2}
"	"	9.65	"	7.19	0.44	3.75×10^4	2.84	6.13×10^{-2}	2.16×10^{-2}

図-11 η/λ と η/d_0 の関係

の相違, (ii) および (iii) の原因としては, 水粒子が砂れん頂部を sweep off する力と, 渦の洗掘力との相対関係が $\lambda \geq d_0$ により異なることなどが考えられるが明確な結論を得るには至っていない。また観測されている砂れんの最大の steepness (η/λ) は約 0.14 であり, これは $1/2 \tan \phi_r = 0.16$ ($\phi_r \approx 18^\circ$) より若干小さいが, $\lambda < d_0$ に対する直線 ($\lambda > d_0$ の直線は誤差が大きい) と $\lambda = d_0$ を表わす破線との交点から, 砂れんの steepness は, 最大 0.160 にまでなり得る可能性があり, これは $1/2 \tan \phi_r$ にほぼ等しく, 著者らが η/λ の最大値を $1/2 \tan \phi_r$ で規定しているのは正しいと考えられる。

5. 結 語

本論文は波運動下の抵抗係数に関する理論を用いて, 従来報告されてきた底質の移動限界水深表示式に統一的な説明を加え, より厳密な移動限界の解析を試みたものである。またポリスチロール粒による砂れんの実験資料から, 砂れんのスケールに関する本間・堀川の方法に検討を加えた。ここに著者らの得た研究結果を要約する。

(i) 底質の移動限界は底面の粗滑および境界層の条件に応じて, 抵抗係数の振幅に比例する無次元量 $(\rho_s/\rho_f - 1)gd \cdot \tan \phi/\hat{u}_0^2$ と $\hat{u}_0/\sigma d$ あるいは $\hat{u}_0/\nu$ との関係で表示される。

(ii) 移動限界水深は従来の表示方法では不十分であり, d/L_0 と $(H_0/L_0)[\sinh(2\pi h_i/L)]^{-1}(H_0/H)^{-1}$ の関係にさらに L_0/δ をパラメーターとして用いる必要がある。すなわち移動限界に関しては Froude の相似則は必ずしも成立しない。

(iii) 本間・堀川の砂れんのスケールに関する整理方法において, $w_0 d_{90}/\nu$ をパラメーターとして用いること, および $1/2 \tan \phi_r$ を砂れんの steepness の上限とすることの妥当性が強まった。

以上であるが, 底面条件や境界層の層流と乱流の境界および粗度長さ z_0 については, さらに詳細な研究が望まれる。

本研究は昭和 40 年度文部省科学試験研究費によって行なった研究成果の一部である。また移動限界水深の取り扱いについて東京大学地震研究所教授梶浦欣二郎博士

より多大の示唆を与えられ, 東京大学工学部教授本間仁博士には終始御教示をたまわった。ここに記して謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 佐藤清一・岸 力: 漂砂に関する研究 (7), 波動による海底せん断力と底質の移動, 建設省土木研究所報告, 第 85 号-6, 1952.
- 2) 栗原道徳・篠原謙爾・椿東一郎・吉岡益男: 波による海浜の砂移動, 第 3 回海岸工学講演会講演集, 1956.
- 3) 石原藤次郎・榎木 享: 漂砂の移動限界流速, 限界水深および移動量について, 第 7 回海岸工学講演会講演集, 1960.
- 4) 佐藤昭二・田中則男: 水平床における波による砂移動について, 第 9 回海岸工学講演会講演集, 1962.
- 5) 佐藤昭二: 港湾建設計画に関連した漂砂の研究, 港研技研資料 No. 5, 運輸省港湾技術研究所, 1963.
- 6) 野田英明・井保武寿: 波による海底砂の移動限界と砂れんの発生, 第 11 回海岸工学講演会講演集, 1964.
- 7) Kajiura, K.: On the bottom friction in an oscillatory current, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 42, No. 1, 1964.
- 8) Kajiura, K.: On the bottom frictional stress in a turbulent oscillatory flow, Recent Studies on Tsunami Run-up, U.S.-Japan Cooperative Scientific Research, April, 1965.
- 9) Homma, M. and Horikawa, K.: Suspended sediment due to wave action, Proc. of 8th Conf. on Coastal Engng., 1963.
- 10) 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, 1964.
- 11) たとえば 3).
- 12) Jonsson, I.G.: Measurements in the turbulent wave boundary layer, 10th Congress, I.A.H.R., London, Vol. 1, 1963.
- 13) Li, H.: Stability of oscillatory laminar flow along a wall, B.E.B. Tech. Memo. No. 47, 1954.
- 14) Manohar, M.: Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, B.E.B. Tech. Memo. No. 75, 1955.
- 15) Kalkanis, G.: Transportation of bed material due to wave action, U.S. Army Coastal Engng. Research Center, Tech. Memo. No. 2, 1964.
- 16) Vincent, G.E.: Contribution to the study of sediment transport on a horizontal bed due to wave action, Proc. of 6th Conf. on Coastal Engng., 1958.
- 17) Collins, J.I.: Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves, J. Geophys. Res., 68, 1963.
- 18) Colebrook, C.F., and White, C.M.: Experiments with fluid friction in roughened pipes, Proc. Roy. Soc., A 161, 1937.
- 19) Goddet, J.: Étude du début d'entraînement des matériaux mobiles sous l'action de la houle, La Houille Blanche, No. 2, 1960.
- 20) Zingg, A.W.: Wind tunnel studies of the movement of sedimentary material, Proc. of 5th Hydraulics Conference, 1952.
- 21) たとえば, Inman, D.L.: Wave-generated ripples in nearshore sand, B.E.B. Tech. Memo. No. 100, 1957.