

大潟海岸の碎波帯における砂漣観測とその砂漣の再現実験について

An observation of sand ripple profile in nearshore area in the Ogata coast
and its reproduction model tests

伊藤政博^{*}・伊藤 猛^{**}

By Masahiro ITO and Takeshi ITO

Sand ripple profile in nearshore area in the Ogata coast, Niigata was measured under the stormy wave condition. A reproduction model test for the sand ripple in the Ogata coast was conducted in the two-dimensional wave basin using the irregular wave similar to the wave conditions in the field, applying Ito and Tsuchiya's scale model relationship and time scale. Characteristics of sand ripple forms by model tests and in the field are discussed using dominant parameters such as the orbital diameter, the Shields number, and the sand grain Reynolds number that were obtained from sediment and wave conditions.

Keyword: bed form, sand ripple, reproduction model, beach change, stormy wave condition

1. 緒言

海浜の維持・保全のために各種の海岸構造物が設置されるが、これらの構造物による効果・影響をあらかじめ予測しておくことは非常に重要なことである。予測手法の一つとして、移動床模型実験が度々実施されてきた。しかし、この種の移動床実験には、いくつかの問題点がある。つまり小さな模型で海浜変形を取り扱う場合、幾何学的に波と底質粒径を縮小して再現すると、必ずしも海浜断面形状が現地と相似にならないことがある。この原因として、Saville¹⁾がscale effectの影響であることを実験的に明らかにした。つまり、現地海岸の海浜変形をスケールの小さな模型実験で取り扱うことには限界があると考えられている。そのため、海浜変形を模型実験で取り扱う場合、何をどこまで期待できるかについて不明確な点が多く、最終的には専門家の経験にたよっている現状である。そのため、筆者らは実験的な研究を進め、二次元的ではあるが、現地における海浜変形をある程度の精度で再現できる海浜変形の相似則を見出した²⁾。しかしながら、この相似則を適用した場合、海底面に発生する砂漣のような微地形変動の再現性については、まだ十分明らかにしてない。

一方、海浜の微地形変動としての砂漣について、Inman³⁾は、米国カリフォルニア州のLa Jolla、San Diego、メキシコ、およびハワイ島のなど多くの海岸で、砂漣に関する大規模な現地観測を実施した結果をまとめている。また、Miller・Komar⁴⁾はオレゴン州およびニューヨーク州の海岸で砂漣調査を行い、その結果を

* 正会員 工博 名城大学教授 理工学部土木工学科

(〒468 名古屋市天白区塩釜口一丁目501)

** 学生会員 名城大学大学院

まとめて発表している。砂澁の実験的な研究としては、古くはBagnold⁵⁾に始まり、以後多くの研究者によって行われ、数多くの実験結果が発表されている。これら、規則波による実験資料はKomar・Miller⁶⁾によってまとめられ、さらに土屋⁷⁾が砂澁の発生・消滅についてShields数とsediment-fluid数の関係で総括的に整理している。また、規則波および不規則波振動流装置による実験的研究もこれまでに数多く行われ、佐藤ら⁷⁾によって、整理集約されている。これまでの砂澁の形状特性に関する研究は、鉛直方向の乱れが少ない碎波帯より沖側を対象にしたものが多い。また、現地観測とこれを対象にしたスケールの小さい模型実験の結果を用いて、再現性や砂澁特性を直接検証した研究はあまり見られない。

最近、筆者らのグループ⁹⁾は、荒天時の海象下の新潟県大潟海岸で、時々碎波が起こる碎波帯で砂澁観測を栈橋で実施した。このような乱れの影響が強い碎波帯での砂澁の観測例はあまり無く、ユニークといえよう。そこで、筆者らの海浜変形の相似則及び時間縮尺を用いて大潟海岸の海浜変形の模型実験を行い、海底の微地形変動としての砂澁の形状特性が、現地の砂澁特性をどの程度再現できるかについて検討する。さらに、現地とスケールの違う模型の砂澁が従来提案された砂澁特性と外力水理量の関係に、どのように対応するかについて検討を加える。

2. 大潟海岸における砂澁観測

低気圧の通過に伴う高波浪時の砂澁形状の観測は、京都大学防災研究所の漂砂波浪観測栈橋に沿って、表-1に示す位置で実施した。測定方法は、針金にグリスを塗った櫛を海底に突き刺し、グリスに付着した砂から砂澁形状を読み取った。しかし、高波浪時の観測は困難を極め、櫛の長さ(1.8m)の制約などがあって、シャープな砂澁形状が読み取れた場合は3点と少なく、砂澁の存在が十分読み取れなかったケースも少なくない。この中には、sheet flow 状態のケースも含まれている。観測時の波浪の経時変化が、直江津港の波浪観測資料を用いて観測日の約2日前から整理し、図-1に示してある。砂澁の観測は、1989年12月5日と6日の2日間に実施し、図-1中に砂澁の観測時刻が“▼”印で示してある。砂澁を測定した位置とその点の底質砂の粒径が表-1に示してある。写真-1は観測時の波浪の状況を示すもので、崩れ波碎波の発生が見らる。

Naoetsu P.	Model	
-----	-----	Max Wave
_____	_____	Significant Wave
- - - - -	- - - - -	Mean Wave

3. 模型実験

3.1 海浜変形の相似則

大潟海岸の再現実験の実験諸条件は、式(1)に示す伊藤・土屋²⁾の海浜変形の相似則を用いた。

$$\Lambda_d = \left(\frac{1}{1.7} \right)^a \Lambda_1^b \quad (1)$$

ここに、 Λ_d は模型と現地の底質砂粒径の比、 $(d)_m/(d)_p$ である。 Λ_1 は実験縮尺 $1/n$ である。また、 a および b は実験縮尺によって定まる定数で次の値をとる。

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_1 &= 1 \sim 1/2.2, & a &= 0, & b &= 0.87 \\ \Lambda_1 &= 1/2.2 \sim, & a &= 1, & b &= 0.2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

さらに、時間縮尺として、伊藤¹⁰⁾が確めた式(3)のFroudeの時間縮尺を用いる。

$$\Lambda_t = \sqrt{\Lambda_1} = \sqrt{1/n} \quad (3)$$

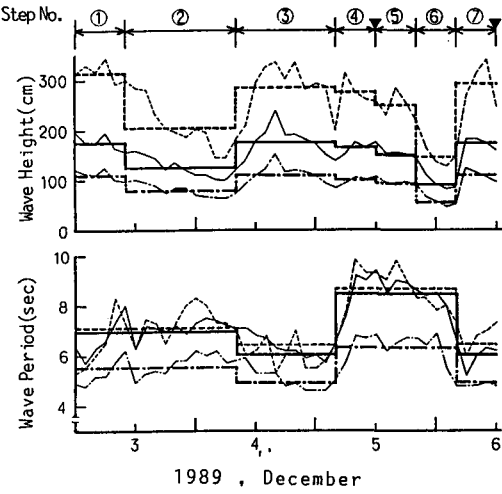


図-1 大潟海岸の波浪変化と実験波

ここに、 Λ_t は、模型と原型における波の作用時間の比、 $(t)_m/(t)_p$ である。ただし、式(1)および(3)の相似則は、模型の水平および鉛直縮尺が同じ(縮尺歪の無い)場合について確かめられたものである。

3.2 造波装置

模型実験は、長さ30m、幅1m、および深さ1mの鋼鉄製片面ガラス張りの造波水槽を用いた。この水槽にはパーソナルコンピューター制御型油圧式不規則波発生装置が設置しており、不規則波および規則波の発生が可能である。

3.3 海浜断面形状および底質

新潟県大潟海岸の岸沖990m区間の海浜断面形状を幾何学的に縮尺 $\Lambda_l=1/50$ に水平、鉛直ともに縮小した海浜断面形状を造波水槽内に造った。移動床として使用した底質は、式(1)の海浜変形の相似則によれば、 $\Lambda_d=1/3.7$ となる。大潟海岸の砂漣観測地点の底質粒径は、表-1に示されるように岸沖方向に $(d_{50})_p=1.60\sim0.2\text{mm}$ とかなり変化している。

厳密には、模型実験でも岸沖方向に底質砂の粒径を変化させるべきであるが、式(1)の相似則に従って、 $(d_{50})_m=0.15\text{mm}$ の珪砂(砂と同程度の比重)を用いることにした。この模型実験の底質は、現地海岸の底質粒径に換算すると、 $(d)_p=0.56\text{mm}$ に相当することになる。

3.4 実験波

実験波を砂漣観測時の高波浪の経時変化に出来る限り近づけるために、図-1に示すように砂漣観測日の約2日前からの現地波浪を対象に実験波を定めた。波高および周期の変化を模型で再現するために段階的に変化(Step No.①～⑦)させた。実験には、不規則波を使用した。不規則波は、現地の波浪観測解析結果と同じようなBretschneider型のスペクトル分布を示す。波の作用時間は式(3)のFroudeの時間縮尺に従って定めた。

3.5 模型実験における砂漣形状の測定

砂漣形状の測定は、実験の各Step(①～⑦)後に大潟海岸での砂漣観測地点と対応する位置およびその他の位置について砂漣の波長 λ 、波高 η を造波水槽側面のガ

表-1 大潟海岸の砂漣観測地点の水深と底質砂の粒径

測点 No.	汀線から 測点までの 距離(m)	水深 (m)	底質の 中央粒径 d_{50} (mm)
1	199.0	4.70	0.20
2	168.0	4.10	0.32
3	147.1	4.05	0.33
4	128.1	4.05	0.87
5	96.2	4.40	1.16
6	61.9	4.50	1.41
7	21.7	2.80	1.60

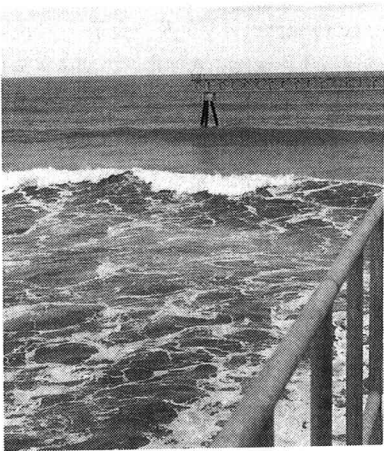


写真-1 砂漣観測時の入射波の状況

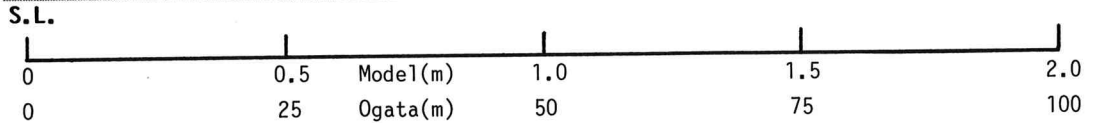
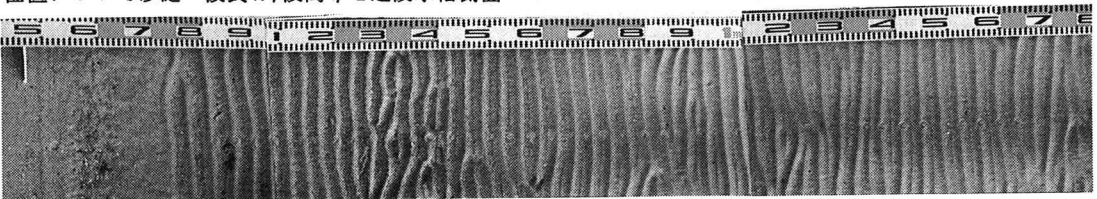


写真-2 再現実験による砂漣の形成

表-2 砂漣特性に関する無次元水量

$\eta_{\#}$	η/λ	η/D_o	η/d_{50}
$\lambda_{\#}$	λ/D_o	λ/d_{50}	
$d_{\#}$	d_{50}/D_o	ω/U_m	
$H_{\#}$	h/L , H/L , U_r	波の種類(不規則波, 規則波)	
$\Psi_{\#}$	$\tau_m/((\rho_s-\rho)gd_{50})$, $U_m/((\rho_s/\rho-1)gd_{50})^{1/2}$		
$R_{o\#}$	U_md_{50}/ν , $\omega d_{50}/\nu$	U_mD_o/ν , $((\rho_s/\rho-1)g/\nu^2)^{1/3}d_{50}$	
$\rho_{\#}$	ρ_s/ρ		

D_o :水粒子軌道直径、 d_{50} :底質の粒径、 ω :底質の沈降速度、 h :水深、 L :波長、 H :波高、 U_r :アーセル数、 τ_m :底面最大剪断応力、 U_m :底面最大流速、 ν :水の動粘性係数、 ρ_s :底質の密度

ラスから定規を用いて5波分測定し、その平均を求めた。写真-2には、模型実験による砂漣形状が示してある。この写真から、swash zone では砂漣が発生していないが、これより沖側ではきれいな砂漣の発生が見られる。

4. 次元解析

波および振動流による砂漣の波高; η 及び波長; λ と、外力水理量との関係について、Homma・Horikawa¹¹⁾、Mogridge・Kamphuis¹²⁾、及び金子¹³⁾は次元解析を行って、砂漣形状と無次元水理量との関係を示している。これらの無次元水理量の関係については神山ら¹⁴⁾が詳しく検討している。従来の研究で引用された砂漣形状に大きく関係する無次元水理量をまとめると、次式のように表されよう。

$$\eta_{\#} \text{ or } \lambda_{\#} = F [d_{\#}, H_{\#}, \Psi_{\#}, Re_{\#}, \rho_{\#}, \dots] \quad (4)$$

ここで、 $\eta_{\#}$ 及び $\lambda_{\#}$ は砂漣の無次元波高及び波長、 $d_{\#}$:無次元底質砂の粒径、 $H_{\#}$:波に関する無次元量、 $\Psi_{\#}$:Shields数に対応する量、 $Re_{\#}$:Reynolds数に対応する量、 $\rho_{\#}$:底質砂の無次元密度である。一般に、これらの無次元量は、表-2に示すものが良く使われる。

5. 大渦海岸の砂漣特性と実験結果との比較

5.1 砂漣の再現性

図-2には、大渦海岸で観測された砂漣波長、波高および波形勾配の岸沖方向の分布が表-3の印で分けて示してある。この図中、○印は明確な砂漣、△印は不明確な砂漣の観測を示している。また、sheet flow によって砂漣が無いと考えられる場合については示していない。また、実験による再現結果も比較のために、縮尺換算して図中に示

表-3 砂漣測定位置と測定日の区分記号

		Measured St. No.						
		1	2	3	4	5	6	7
1989	Ogata	◇	△	△	△	○	△	
Dec.5	Model	△	△	△	△	○	△	
1989	Ogata	△	△	△	⊖	⊖	△	△
Dec.6	Model	△	△	△	⊖	⊖	△	△

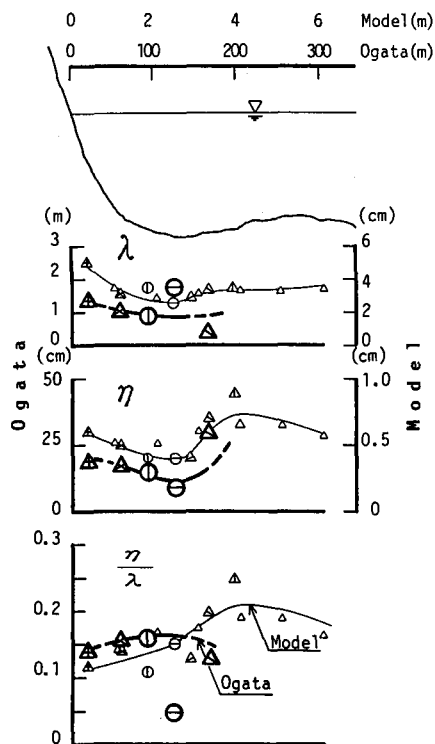
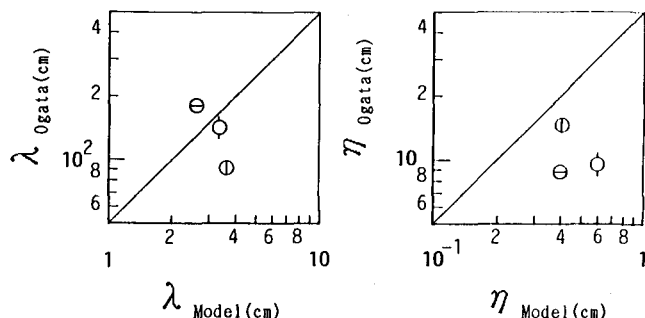


図-2 大渦海岸と模型実験における砂漣波長、波高、波形勾配の相似性



3 (a) 砂漣波長 3 (b) 砂漣波高
図-3 砂漣の再現性

してあるので、再現性の様子が良くわかる。特に、大渦海岸で明確な砂漣形状が認められた位置（○印で示す）に対応する模型実験の砂漣の波長と波高の比較が、図-3 (a)および(b)に示してある。模型実験は長さの縮尺1/50で行われているので、大渦海岸と相似になっていれば、図中に縮尺1/50の実線が入れてあるので、この線に一致するはずである。図-3 (a)から、砂漣波長の再現性は比較的良好といえよう。しかし、図-3 (b)の砂漣波高については、模型のほうが高くなっている。

5.2 砂漣波高と波長の関係

大渦海岸および実験による砂漣波高 η 波長 λ の関係、つまり砂漣の幾何形状の相似性の比較が表-2の印を用いて図-4に示してある。この図中の直線は、Inman⁴⁾が現地海岸での砂漣観測結果を砂漣の波長と波高で整理し、砂漣形状の上限を示したものである。この図で示されるように、Inmanの直線の下に大渦海岸の砂漣が入っている。しかし、実験で再現された砂漣については、Inmanの傾向より少し上に出ている。従って、実験による砂漣の形状は、わずかではあるが現地より少しずれていることがわかる。

5.3 次元解析に基づく水理量による再現比較

大渦海岸とその再現実験による砂漣形状について、砂漣波長・水粒子軌道直径比 λ/D_0 と水粒子軌道直径・底質粒径比 D_0/d と粒子Reynolds数、およびShields数とsediment-fluid数による砂漣の発生、消滅との関連性を検討する。これらの計算では、大渦海岸の波に關係する波高および周期等の諸量の算定に当たって、有義波を対象にした。

(a) λ/D_0 と D_0/d の関係

佐藤・堀川¹⁵⁾は砂漣に関する数多くの現地・実験資料に基づいて、 λ/D_0 と D_0/d の関係を調べている。その結果 $D_0/d < 1300$ で、 $\lambda/D_0 \approx 0.6$ としている。さらに、 $D_0/d > 1300$ では、ばらつきが大きくなり一定の傾向を見出すことができない。一方、榊山¹⁴⁾は大型造波水槽の実験結果を同様に整理している。この図によると、Mogridge・Kamphuisによる関係のほぼ上限としてばらついている。このばらつきの平均的傾向は、 $\lambda/D_0 \approx 0.6$ である。大渦海岸とその再現実験による砂漣波長について、

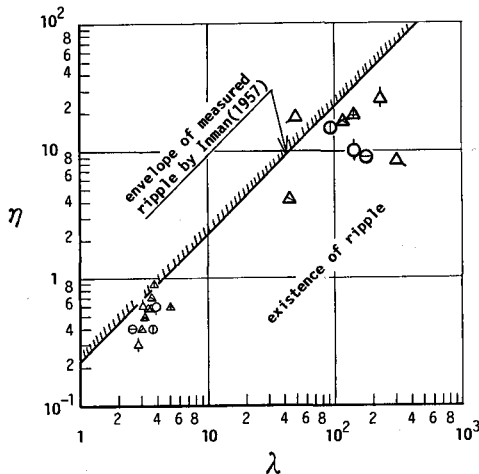


図-4 砂漣波長と波高の関係

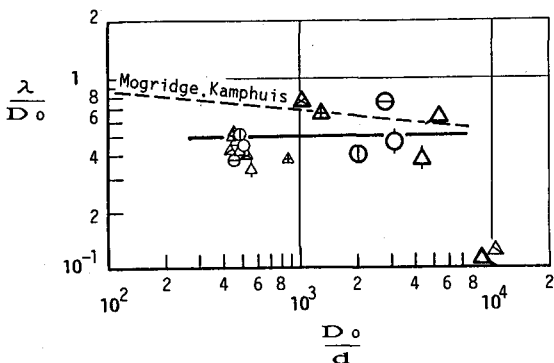


図-5 λ/D_0 と D_0/d との関係

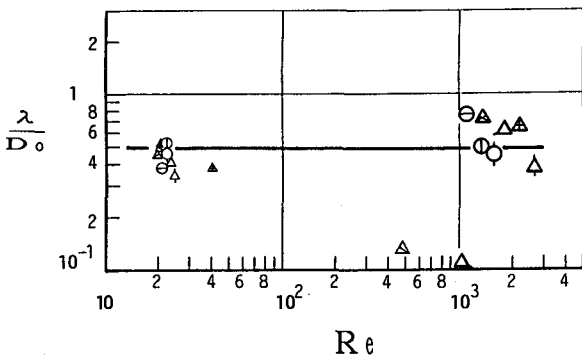


図-6 λ/D_0 と Re との関係

λ/D_0 と D_0/d の関係で整理した結果を図-5に示し、その傾向が実線で示してある。この図によると、実験のスケールが大きく違うにもかかわらず $4 \times 10^2 \leq D_0/d \leq 6 \times 10^3$ の範囲では、水粒子軌道直径・底質粒径比に関係なく、 $\lambda/D_0 \approx 0.5$ となっていることが興味深い。また、この図中には、Mogridge・Kamphuisによる関係が破線で示してあるが、筆者らの関係とよく似ている。

(b) λ/D_0 と粒子レイノルズ数の関係

λ/D_0 と粒子レイノルズ数 $Re = U_m d/\nu$ との関係で、大渦海岸および模型実験の結果を整理し、図-6に示してある。この図から模型実験に比べて大渦海岸のレイノルズ数は、2オーダー程(100倍)大きくなっているが、 λ/D_0 は、ほとんど変化していないことがわかる。このことから、 λ/D_0 は現象のスケールを表すレイノルズ数の影響をあまり受けないことがわかる。

(c) Shields数とsediment-fluid数との関係

土屋ら⁷⁾は、各種の比重の底質を用いて砂漣の実験を行うとともに、多くの研究者によって従来発表された砂漣に関する実験資料も含めて、Shields数 $\Psi = \tau_m / \{(\rho_s - \rho) g d_{50}\}$ とsediment-fluid数 $D_{\nu}^* = \{(\rho_s / \rho - 1) g / \nu^2\}^{1/3} d_{50}$ の関係で整理し、図-7のように"no movement"、"flat bed"、"ripple"、および"sheet flow"領域に分けている。この図に、大渦海岸と模型実験の砂漣について Ψ と D_{ν}^* の関係が示してある。大渦海岸ではsheet flowの領域にも砂漣の存在が認められ、特に、大渦海岸で砂漣の存在が明確な3点は、sheet flowとrippleとの境界に位置している。さらに、砂漣が存在しない sheet flow 状態については($\diamond$ 印)で示してあるが、 $\Psi \approx 4$ である。また、この領域区分図に模型実験条件を入れたと、nomovementとflat bedにあり、有意な砂移動が起こらない事になるが、現に実験では砂漣が十分発生している。これは、模型実験に不規則波を用いているので、砂漣の発生は大きな波(最大波)によって左右されるものと考えられる。土屋らによる図-7は、現地海岸の資料が十分取り入れていないのみならず、不規則波による十分な数の実験結果に基づいて得られたものではないので、普遍性に若干の問題があろう。従って、漂砂移動形態を区分したこの図に基づいて詳しい議論はできないが、大渦海岸と模型実験による漂砂の移動形態は一致しないと考えられる。

6. 結 語

大渦海岸の砂漣形状、および不規則波による模型実験で再現した砂漣形状について、検討を加え、明らかになった結果を要約すると次のようである。

- (1) 大渦海岸の砂漣の波高 η と波長 λ の関係は、Inmanの現地観測結果の傾向とよく一致する。しかし、模型実験の場合、Inmanの傾向よりわずかであるが砂漣波高が高くなる。
- (2) 砂漣波長・水粒子振幅比 λ/D_0 および水粒子振幅・底質粒径 D_0/d との関係で大渦海岸と模型実験結果を調べた結果、 D_0/d の影響をあまり受けることなく、 λ/D_0 は一定になる。このことは、海浜変形を相似にするために、底質粒径の縮尺が歪めてあるにもかかわらず、現地の砂漣波長を模型で比較的良く再現できる

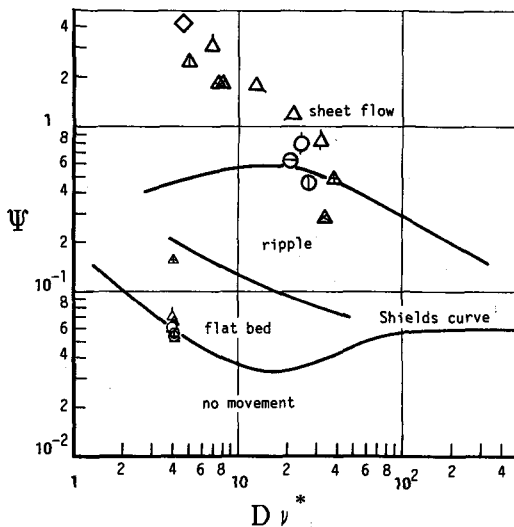


図-7 Ψ と D_{ν}^* による漂砂形態の領域区分との比較

ことを裏付けている。

(3) λ/D_0 と粒子レイノルズ数の関係は、大潟海岸と模型実験で現象のスケールが大きく違い粒子レイノルズ数は2オーダー異なるが、 λ/D_0 はほぼ同じ値になっている。つまり、本研究の実験範囲では、スケールの違いが λ/D_0 にほとんど影響を及ぼさない。

(4) 大潟海岸および模型実験の条件を、土屋らによるShields数 Ψ とsediment-fluid数 D_{v*} との関係による漂砂形態の領域区分図内に示した。その結果、大潟海岸および模型実験の砂漣形態と漂砂形態は、Shields数が大きく違うため、十分な一致が見られなかった

最後に、本研究は、利根地下技術株式会社からの委託研究費の一部を用いたことを明記する。本研究で利用した資料は、京都大学防災研究所海岸災害部門および同附属大潟波浪観測所の関係者と共同観測を行った結果であることを付記する。さらに実験の実施に当って、平成3年度卒業研究生杉本幸男君および篠原充君の協力を得たことを付記し、感謝の意を表明する。

参考文献

- 1) Saville, J. Jr. : Scale effects in two dimensional beach studies, Proc. 7th IAHR, pp. A-3-1-8, 1957.
- 2) 伊藤政博・土屋義人 : 二次元海浜変形の相似則について, 土木学会論文集 II, No. 357/II-3, pp. 177-186, 1985.
- 3) Inman, D. L. : Wave generated ripples in nearshore sand, B. E. B., Tech. Memo., No. 100, 42p., 1957.
- 4) Miller, M. C. and Komar, P. D. : A field investigation of the relationship between oscillation ripple spacing and the near-bottom water orbital motions, Journal of sediment Petrology, Vol. 50, pp. 183-191, 1980.
- 5) Bagnold, R. A. : Motion of waves in shallow water, Interaction between waves and sand bottom, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. Vol 187, pp. 1-15, 1946.
- 6) Komar, P. D. and Miller, M. C. : The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high stresses under waves, Jour. Sed. Petrology, Vol. 45, No. 3, pp. 697-703, 1974.
- 7) 土屋義人・坂野雅人 : 漂砂形態とその発生領域, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 222-226, 1987.
- 8) 佐藤慎司・杉浦志樹・渡辺晃 : 不規則振動流中における砂移動機構と砂漣の消滅限界, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 246-250, 1987.
- 9) 河田恵昭・白井亨・吉岡洋・伊藤政博・土屋義人 : 高波浪時の海底微地形の観測, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 329-333, 1990.
- 10) 伊藤政博 : 海浜変形の移動床模型実験における時間縮尺について, 土木学会論文集, 第423号/II-4, pp. 151-160, 1990.
- 11) Homma, M. and Horikawa, K. : Suspended sediment due to wave action, Proc. 8th Coastal Eng. Conf. ASCE, pp. 168-193, 1963.
- 12) Morigridge, G. R. and Kamphuis, J. W. : Experiments of bed form generation by wave action, Proc. 13th Conf., ASCE, PP. 1123-1142, 1972.
- 13) 金子 新 : 振動流中で形成されるサンド・リップルの波長, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 270-210, 1980.
- 14) 榊山 勉・清水隆夫・斉藤昭三・鹿島遼一・丸山康樹 : 砂漣の形状特性と消滅限界, 電力中央研究所報告, 研究報告, 385050, 36p., 1986.
- 15) 佐藤慎司・堀川清司 : 非対象振動流下における砂漣上の砂移動に関する実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 286-290, 1984.