

II-539

3次元砂漣の発生限界とその統計的な特性

大阪大学工学部 正会員 榎木 亨
 大阪大学工学部 正会員 出口一郎
 大阪大学大学院 学会員 ○金 圭漢

1. はじめに

ミクロスケールの地形としての砂漣は作用流体力の増加につれて 初期砂漣、2次元砂漣、3次元砂漣、砂漣の消滅という遷移を示す。一般に漂砂の移動形態もこのような砂漣と関係され掃流、浮遊、及びシートフロー領域に分類される。砂漣の発生領域の限界については従来、流体の運動領域と底質の相対的な大きさ d_o/D (水粒子移動全振幅/中央粒径) と底部せん断力を表す無次元パラメータ ϕ (Shields数) を用いて説明されてきた。しかしながら、2次元あるいは3次元砂漣という形状の判別基準は確立されておらず、各領域での砂漣の形状特性も充分把握されていない。そこで本研究では不規則を含む波動場において発生する砂漣のうち、特に3次元砂漣の発生限界とその形状特性の定量化のための検討を行った。

2. 実験の概要

移動床は長さ3m, 6m厚さ10cmで、中央粒径 $D=0.012\text{cm}$ 及び 0.045cm の2種類のほぼ均一な底質で作成した。入射波としては、周期が1~3秒になる規則波と有義周期が1~2秒となるBretschneider-光易型のスペクトルを持つ不規則波を作用せしめた。水深 h は25cmと50cmを用いた。砂漣形状の測定は、2次元砂漣と3次元砂漣の形状特性及び発生限界を明確にするため、波の進行方向に2測線で抵抗式砂面計を用いて0.5cm間隔で1024点の測定を行った。得られた水深データはHigh-Pass filterを通した後、波別解析法によって砂漣の波高及び砂漣の波長を決定し、同時に波数スペクトルの計算も行った。また、各砂漣モードの時間変動の検討のためビデオによる測定も行った。

3. 3次元砂漣の空間波形

実験から得られた典型的な砂漣の形状の例 ($D=0.012\text{cm}$, $T=1.5\text{sec}$, $h=25\text{cm}$) を写真-1に示す。写真-1の(a), (b), (c)はそれぞれ波高7cm, 10cm, 14cmの場合に対応する。入射波が小さい場合は写真-1の(a)に示されるような、砂漣の波峰が長く連なり、さらに規則的な2次元砂漣が形成される。入射波が大きい場合は、写真-1の(b), (c)に示されるようにその波峰は短くなり、平面的に島模様の砂漣も出現し、かなり不規則的な砂漣を持つようになる。なお、本実験で得られた3次元砂漣においては既往の研究^{(1)・(2)}でのBrick Patternという形状は見られなかった。このような2次元砂漣と3次元砂漣の判別は先に述べたような2測線間の空間波形を対比させることによって確認できる。また、3次元砂漣は波進行方向と直角方向にも波数を持つことから波に対して直角方向の砂漣形状の空間波形を比較するとさらに容易に判別できる。

ここでは波進行方向に測定された1測線の水深データに基づいて砂漣の3次元性を定量的に評価することを考える。砂漣のスペクトルモーメントから計算されるパラメータの中で、次の式(1)のようなスペクトルの帯域幅の広がりを表す指標 ε を用いて、各領域の砂漣の形状特性を調べた。

$$\varepsilon = (1 - m_2^2 / (m_0 m_4))^{1/2} \quad \dots \dots (1)$$

ここで、 $m_n = \int_0^\infty f^n s(f) df$ である。

図. 1は、3次元砂漣の発生領域を ε とShields数との関係で表したものである。2次元砂漣と3次元砂漣において得られる形状特性の差異としては砂漣の波形勾配が挙げられる。そこで底部せん断力にかかわる粗度を評価する場合も従来のような底質粒径のみではなく、砂漣形状も考慮する必要があると思われる。従って、ここでのShields数 $\phi_n (= f_* u^2 / 2\sigma_* gD)$ は、摩擦係数 f_* の計算に用いる相当粗度

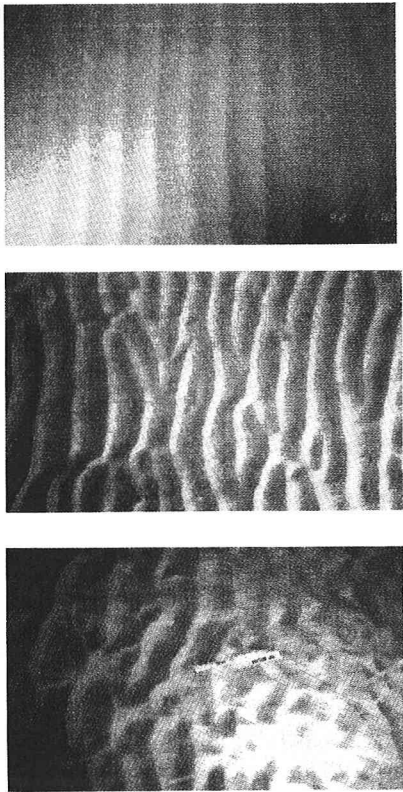
ksに対して、底質粒径と共に砂漣形状を考慮に入れたNielsonの表現($k_s = 2.5D + 8(\eta/\lambda)\eta$)に基づいて算定した値を用いた。図から3次元砂漣の領域でのスペクトル幅パラメータ ε は不規則波、規則波にかかわらず、0.87以上の値を持っており、3次元砂漣は2次元砂漣より大きいスペクトル幅を内在しているのがわかる。また、不規則波によって形成される3次元砂漣は同じShields数で規則波によって形成された3次元砂漣よりスペクトル幅パラメータの値は小さい。波形の前傾度を表すパラメータ(atiltness)についても検討を行ったが、この砂漣の波形の非対称性については講演時に詳述する。

4. 3次元砂漣の発生限界

3次元砂漣の発生限界については、 $(\phi, d_0/D), (U/(sgD)^{1/2}, D/\delta)(\delta; (2\nu/\omega)^{1/2})$ というパラメータで検討が行われてきた。 $U/(sgD)^{1/2}$ と D/δ によって整理を行った結果、本実験値の D/δ の範囲では、既往の研究の発生領域にほぼ当てはめる。ここでは図. 2に示すように、パラメータとしてShields数 ϕ_η と d_0/D を用いて整理を行う。参考のため、振動流場での(Lofquist, Carstens)の既往の結果も一緒に示しておく。不規則波においては有義波の諸元を用いて整理を行ったが、3次元砂漣の発生限界に対しては規則波とほぼ同じような値を表している。

(参考文献)

1. Bagnold, R. A., "Motion of Waves in Shallow Water, Interaction Between Waves and Sand Bottoms," Proc., Royal Soc. of London, Series A, Vol. 187, 1946, pp. 1-18.
2. 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, 1980, pp. 207-210.



(a)

(b)

(c)

写真-1 典型的な2次元砂漣と3次元砂漣

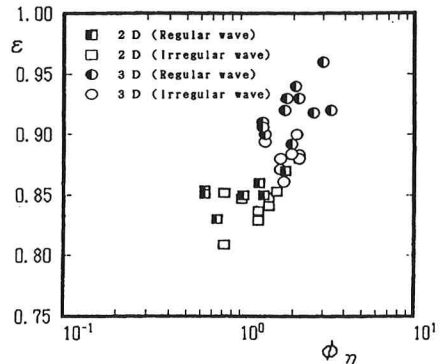


図. 1 砂漣の形状特性 (ε と ϕ_η の関係)

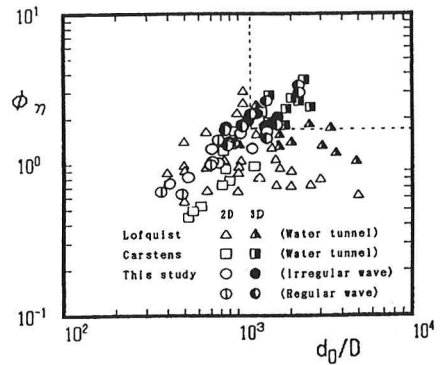


図. 2 砂漣の発生限界 (ϕ_η と d_0/D の関係)