

砂漣形状と間隙圧発達特性との関係

前野 賀彦*・松岡 裕二**・林田 洋明***・間瀬 肇****

1. 序 論

砂層表面付近の間隙圧発達特性について、前野(1988)は砂層表面付近とそれ以下の層とで圧力の減衰特性が異なり、表面付近では急激に間隙圧が減衰することを示し、この様な砂層表面付近における間隙圧の減衰特性が、砂層と水の境界付近におけるエネルギー損失の影響を反映していることを指摘した。実際の砂層表面は、理想化された平坦なものではなく、波浪の作用により砂層表面に砂漣が発達し、渦等の複雑な流況が生じ、波浪条件によっては浮遊砂が認められる。従来、著者の間隙圧の発達特性に関する研究は、各種漂砂形態が観察される状況下における間隙圧を評価してきたことになる。そこで、土屋・坂野(1987)により指摘されている漂砂形態の分類に用いられる支配パラメータ、シールズ数、砂粒レイノルズ数(または、Sediment-fluid 数)、及び水粒子軌道直径粒径比と間隙圧の発達特性との関連を検討し、これらのパラメータが間隙圧の発達特性に密接に関連していることを示した。それは、シールズ数及び水粒子軌道直径粒径比における圧力の発達特性の変化点が、利穂(1981)により示された砂漣の発生限界とほぼ一致し、間隙圧の発達特性により砂漣の発生限界が得られる可能性を示すものであった。

本研究では、このような砂層と水の境界付近のエネルギー損失を間隙圧変動の測定により考察することを目的として、造波水槽を用いた実験において、砂層中の間隙圧変動と土圧変動を測定し、それと同時に観察した砂漣形状(波高、波長)との関連を考察した。また、有効応力変動と漂砂形態、砂漣形状および砂層表面付近の流速・圧力との関連で波浪による砂層表層の液化化現象を考察した。

2. 実験の装置および実験条件

実験は、舞鶴工業高等専門学校土木工学科に設置され

ている造波水槽を用いて行なった。本装置は、周期0.63sから2.16sの範囲の波を起こすことが可能である。

水槽中に厚さ40cm、長さ9mの砂床を設け、図-1に示すように砂層中3cmの深さに間隙圧計と土圧計を埋設し、間隙圧変動と土圧変動を測定した。この計測と並行して砂層表面で波圧変動を、砂層表面下2cm、10cm、20cm、30cm、40cmの5点で間隙圧変動をそれぞれ測定した。また、水位変動は容量式波高計を用いて圧力変換器の真上の地点で測定した。

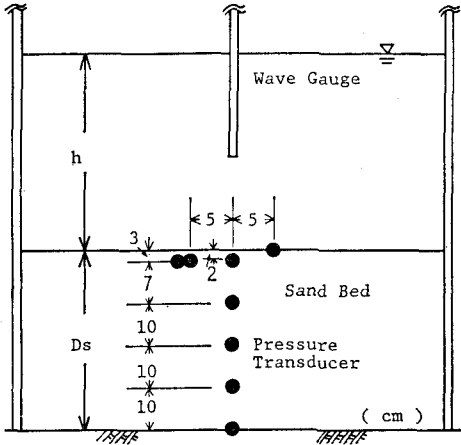


図-1 圧力変換器の設置状況

本実験における砂床は、波の進行方向およびその逆方向の透水を阻害することなく実験を行なうため、金属メッシュでジオテキスタイルを挟んで、自立させた砂層フィルターを砂床の前後端部に設置した。この砂層フィルターは、ジオテキスタイルの厚さと材質を換えることにより、砂層に合わせた透水特性が得られるものである。

表-1 難波江砂の特性

Specific gravity	2.70
Uniformity coefficient	1.53
Effective grain size	0.114 mm
Average grain size	0.160 mm
Permeability	0.023 cm/s

* 正会員 農博 舞鶴工業高等専門学校助教授 土木工学科
** 正会員 日本テトラポッド株式会社 九州支店工事部
*** 協和設計株式会社
**** 正会員 工博 京都大学工学部助手 土木工学科

ここで注意すべきは、フィルターの目詰まりである。目詰まりを防止するため金属フィルターの目の粗さを条件に合わせて決定し、自立させるための金属メッシュはそのフィルターを固定する枠に溶接してある。

また、実験に用いた砂は従来より用いている福井県大飯郡高浜町難波江浜の砂である。その物理特性は表-1に示すとおりである。その他実験の詳細については、前野(1988)に詳しい。

3. 砂層表面付近の間隙圧変動と土圧変動

砂層表面付近（今回の実験では砂層表面から 3 cm の深さ）において、間隙圧変動と土圧変動を測定し、その発達特性を、(1) 式で定義されるシールズ数 ϕ 、(6) 式で定義されるレイノルズ数 R 、および水粒子軌道直径粒径比 d_0/d_{50} との関連で考察した。

$$\phi = \frac{u^{*2}}{(\rho_s/\rho_w - 1)gd_{50}} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$u^* = (f_w/2)^{1/2}u_m \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$u_m = \pi d_0/T \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$d_0 = H/\sinh(kh) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$k = 2\pi/L \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$R = u_m d_0/\nu = \pi d_0^2/(\nu T) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 d_0 は水粒子軌道直径、 u_m は底面における最大水粒子速度、 u^* は摩擦速度、 ν は水の動粘性係数、 T は波の周期、 H は波高、 L は波長、 h は水深、 k は波数である。 D は粒径で、ここでは中央粒径 d_{50} を用いた。また、(2) 式中の摩擦係数は、次式で定義される粗度係数を用いて、Swart (1976) の式により求めた。

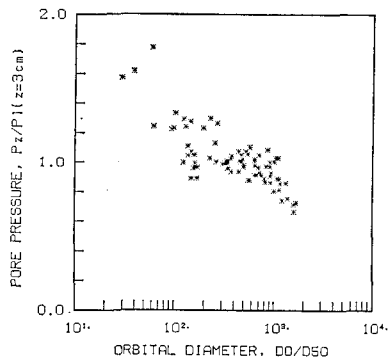
$$k_s = 2d_{50} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$f_w = 0.00251 \exp [5.21 (a/k_s)^{-0.19}]$$

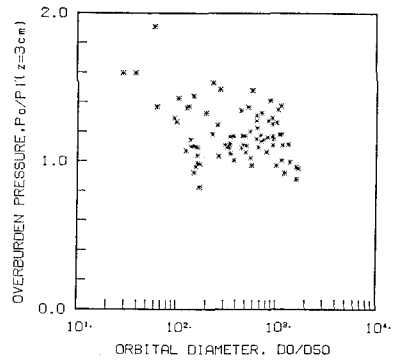
$$\text{for } a/k_s > 1.57 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$f_w = 0.3 \quad \text{for } a/k_s < 1.57 \quad \dots\dots\dots (9)$$

図-2 に砂層表面の線形波理論による推定波圧変動振幅で除した間隙圧変動振幅と土圧変動振幅と水粒子軌道直径粒径比との関係をそれぞれ示した。



(a) 間隙圧変動と d_0/d_{50} との関係



(b) 土圧変動と d_0/d_{50} との関係

図-2 間隙圧および土圧変動と d_0/d_{50} との関係

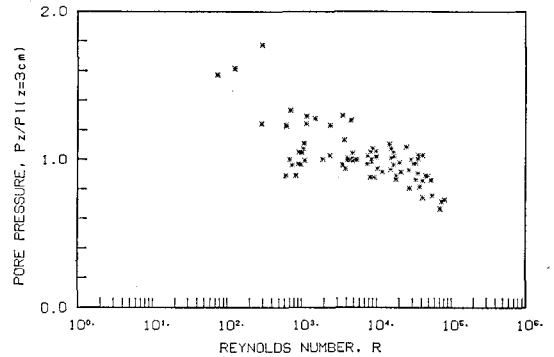


図-3 間隙圧変動とレイノルズ数との関係

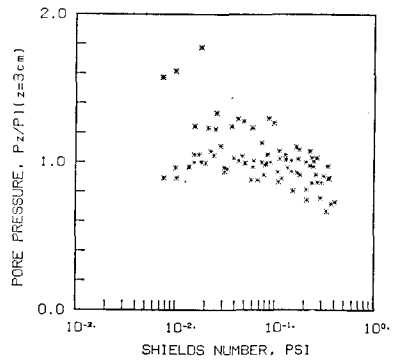


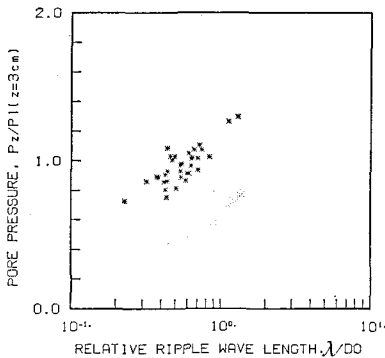
図-4 間隙圧変動とシールズ数との関係

図-3、4 に無次元化した間隙圧変動振幅とレイノルズ数およびシールズ数との関係をそれぞれ示した。

これらの結果によれば、線形波理論による砂層表面の推定波圧変動振幅 P_i で除した間隙圧変動振幅 P_z/P_i は、各パラメータの増加に伴い減少しており、その減少の割合は各パラメータの増加に伴い増している。一方、間隙圧変動と同じく砂層表面の推定波圧振幅で除した土圧変動振幅 P_o/P_i は、間隙圧とは異なり各パラメータの増加

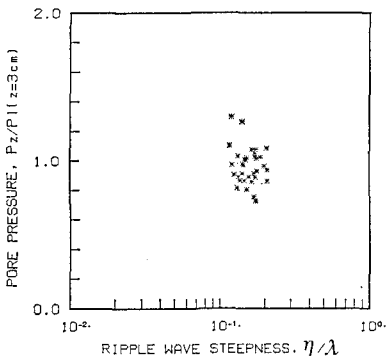
に対してはほぼ一定であり減少傾向は認められない。このことにより、土圧は砂が浮遊しても堆積しても一定で水面変動に対応して変動するものであることから妥当な結果であり、間隙圧の発達特性が砂と水の境界付近のエネルギー損失の影響を受けていることが確認できる。

従来の砂漣に関する研究によれば、水粒子軌道直径粒径比、レイノルズ数およびシールズ数が、水粒子軌道直径で除した砂漣波長 λ/d_0 および砂漣波形勾配 η/λ とよい相関を示していることが知られている。ここでは、砂層表面の推定波圧振幅で無次元化した砂層中の間隙圧変動振幅と水粒子軌道直径で除した砂漣波長 λ/d_0 および砂漣波形勾配 η/λ との関係を直接検討した。



図—5 間隙圧変動と砂漣波長との関係

図—5 に間隙圧変動振幅と水粒子軌道直径で除した砂漣波長 λ/d_0 との関係を示した。それによれば、間隙圧変動振幅はデータのバラツキがあるものの、 λ/d_0 の増加に伴い増加傾向にあり、相関を有していることが認められる。



図—6 間隙圧変動と砂漣波形勾配との関係

図—6 に間隙圧変動振幅と砂漣波形勾配 η/λ との関係を示した。それによれば、間隙圧変動振幅は、 η/λ の変化に対して明確な相関を示していない。砂漣波形勾配の変動の範囲は今回の実験においては、0.1から0.4の間

にあり、砂漣の消滅限界付近を問題にする場合を除いては砂漣形状を規定するパラメータとしては適していない。

以上の考察に基づけば、線形波理論による砂層表面の推定波圧で除した間隙圧変動振幅は、砂漣波長の増加に伴い増加している。言い換えれば砂漣波長が短くなるに従って、砂漣付近の剝離渦の発生の影響が大きくなりエネルギー損失が増大しているものと考えられる。

そこで、砂漣によるエネルギー損失を算定してみることにした。まず粗度としては砂漣波高と砂漣波長を用いた Swart (1976) の式により算定した。

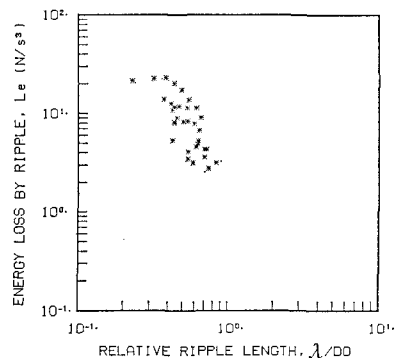
$$k_s/\eta = 25(\eta/\lambda) \quad \dots\dots\dots (10)$$

また、粗度によるエネルギー損失は次式で現わされる。

$$L_e = \frac{2\rho f_w \pi^2 H^3}{3T^3 \sinh^3 kh} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 ρ 、 H 、 T 、 h は、それぞれ水の密度、波高、周期、水深で、 k は波数 ($2\pi/L$) である。また摩擦係数 f_w は (8)、(9) 式により現わされる Swart (1976) の式を用いた。

図—7 に、(11)式を用いて算定した粗度によるエネルギー損失と水粒子軌道直径で除して無次元化した砂漣波長 λ/d_0 との関係を示した。それによれば、エネルギー損失 L_e は、 λ/d_0 の増加に伴い減少している。すなわち砂漣波長が短くなるに従って砂漣によるエネルギー損失が大きくなっていることがわかる。



図—7 粗度によるエネルギー損失と砂漣波長との関係

さらに、以上の検討からエネルギー損失が砂漣波長と相関があることから、図—8 に間隙圧変動振幅と砂漣によるエネルギー損失との関係を検討した。それによると、エネルギー損失が増大するにしたがって間隙圧変動振幅は増加しているが、推定波圧振幅に対する比は減少している。それは、前野(1988)が指摘しているとおり砂層表面付近の間隙圧発達特性は砂漣による剝離渦の発達に起因するエネルギー損失の影響を受けていることを裏付けるものである。

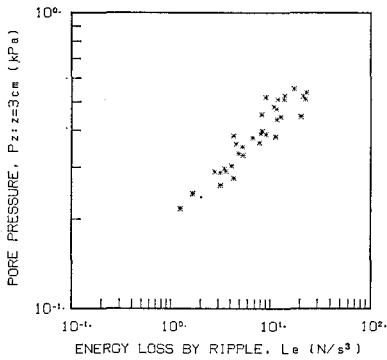


図-8 砂澁によるエネルギー損失と間隙圧発達特性

4. 砂層表層の液状化と漂砂形態との関係

造波水槽中の実験砂層内で間隙圧変動 u と土圧変動 σ を測定することにより、砂層内の有効応力変動 σ_e を得て波浪による液状化傾向の検討を行なった。ここでは、波浪による砂層表層の液状化を考えることから、土圧変動（全応力変動）から間隙圧変動を減じたものを有効応力変動と定義し、

$$\sigma_e = \sigma - u \quad \dots\dots\dots (12)$$

その振幅特性を水粒子軌道直径粒径比 d_0/d_{50} 、レイノルズ数 R およびシールズ数 ϕ の各パラメータとの関係で検討した。

善ら(1987)によれば、波浪による砂層表面付近の液状化条件は次式で現わされる。

$$\sigma' = \sigma_0 + (P_b - P_z) \leq 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\sigma_0 = \gamma' z \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\gamma' = (1-n)(\rho_s - \rho_w)g \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 σ' は有効鉛直応力、 σ_0 は有効土被り圧、 P_b は砂層表面の波圧変動振幅で多くの場合線形波理論による波圧変動振幅 P_l が用いられるが、砂層表面の実測波圧変動振幅 $P_z(z=0)$ が用いられる場合もある。また、 P_z は砂層中の間隙圧変動振幅、 γ' は砂の水中単位体積重量、 z は地盤深度、 n は間隙率、 ρ_s は砂粒子の密度、 ρ_w は水の密度、 g は重力加速度である。

Mei & Foda(1981) および Okusa(1985) は、波浪により引き起こされる多孔質海底地盤内の有効応力に関する研究において、液状化条件を次式で与えている。

$$\sigma' = \gamma' z + \sigma_e \leq 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 σ_e は有効鉛直応力変動分である。

そこで、有効応力の発達特性と漂砂形態との関係を考察するために、図-9, 10, 11 に砂層表面の線形波理論による推定波圧変動振幅 P_l で無次元化した有効応力変動 σ_e の振幅 P_e/P_l とレイノルズ数 R 、シールズ数 ϕ および水粒子軌道直径粒径比 d_0/d_{50} との関係を示した。

その結果によれば、有効応力変動振幅 P_e/P_l は各無次

元パラメータの増加に対して減少しており、それぞれ $R = 10^5$ 、 $\phi = 0.5$ 、 $d_0/d_{50} = 1500$ で有効応力変動振幅がゼロとなることが外挿により推定される。

有効応力変動振幅がゼロとなる各無次元パラメータの臨界値は、砂澁の発達特性、砂層表面付近における流速・圧力の発達特性および砂移動機構と密接に関連しているものと考えられる。砂澁の消滅限界(上界)およびシートフローの発生限界は、多くの研究者により提案されている。例えば、Nielsen(1979)は砂澁の消滅限界として $\phi = 0.83$ を、Shibayama・Horikawa(1982)はシートフローの発生限界として $\phi = 0.5 \sim 0.6$ を、柴山(1984)は実験に基づいてシートフローの発生限界として $\phi = 0.4$ を、柿山等(1984)は大型造波水路を用いた実験に基づき砂澁の消滅限界として $\phi = 1.5$ をそれぞれ提案している。図-10 から読み取れるシールズ数 $\phi = 0.5$ という値は、これらの値と同程度の値である。また、図-11 より読み取れる水粒子軌道直径粒径比 $d_0/d_{50} = 1500$ という値は、土屋・坂野(1987)により砂澁の消滅限界(上界)として提案されている $d_0/d_{50} = 1000$ と近い値を示している。このように考えると、砂澁の消滅限界とシートフローの発生限界の明確な区別まではできないにしても、それらの限界が有効応力変動と密接に関連していることが認められる。シートフロー状態と言うのが小さな渦の連続したもので砂が流動化しているとすると、その層における圧力減衰分と砂の流動化による間隙水圧の増加分が打ち消しあって、結果として有効応力変動が生じなくなると考えられる。

図-9 より波高が高くなり周期が短くなるに従って、言い換えれば流速が遷移域に近づくに従って有効応力変動振幅が小さくなることが予測される。このことは、善・山崎・渡辺(1987)等による波浪による砂層表層の液状化はこれらの条件下では生じないことを示している。すなわち水圧が瞬間的に伝播されないという仮定が成り立たなくなるからと考えられる。

図-12に水粒子軌道直径で除した砂澁波長 λ/d_0 と砂

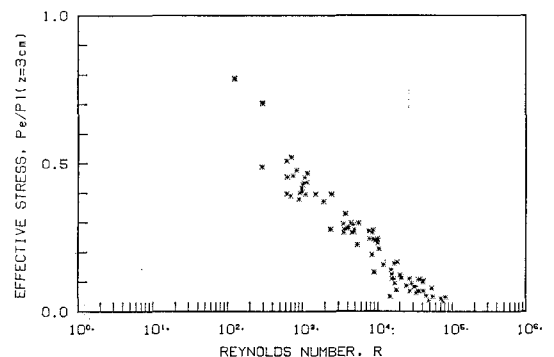


図-9 レイノルズ数と有効応力変動振幅との関係

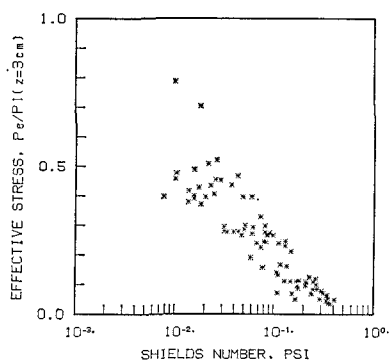


図-10 シールズ数と有効応力変動振幅との関係

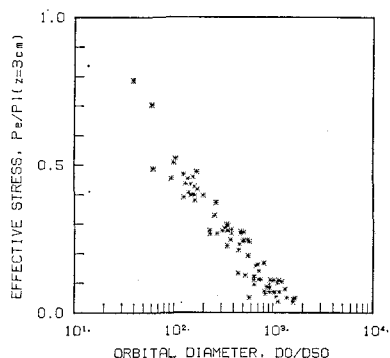


図-11 水粒子軌道振幅と有効応力変動振幅との関係

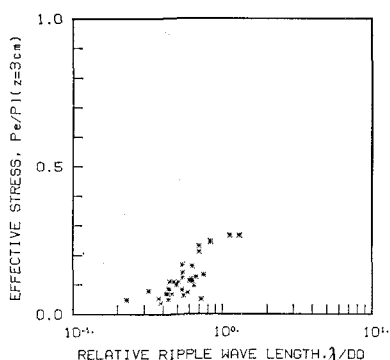


図-12 砂漣波長と有効応力変動振幅の関係

層表面での波圧変動振幅 P_i で除した有効応力変動振幅 P_e/P_i との関係を示した。

それによれば、相対砂漣波長 λ/d_0 が減少するに従って有効応力変動振幅が減少している。このことは砂漣波長が短く剥離渦の効果が大きくなると有効応力変動振幅が小さくなり、結果として波浪による砂層表層の液状化が発生しなくなることを示している。

5. 結 論

以上の検討の結果、以下の結論を得た。

(1) 砂層中の間隙圧の発達特性は、砂層と水の境界

付近のエネルギー損失の影響を受けており、ここで検討したレイノルズ数、シールズ数および水粒子軌道直径粒径比の各値の増加に伴い減少傾向を示した。一方土圧は、各パラメータの増減に対して敏感でなく、どちらかというとも無関係であった。

(2) 砂漣によるエネルギー損失を算定し、それが砂漣波長との間で強い相関を有していることを示し、砂層中の間隙圧変動振幅の減衰の原因の一つであることを示した。

(3) 善・山崎・渡辺(1987)の定義による砂層表層の液状化傾向が、造波水槽内の間隙圧変動と土圧変動の測定に基づき確認できた。それによれば、波高が高くなり周期が短くなるに従って有効応力変動振幅が小さくなり、波浪による砂層の液状化は発生しない。

(4) 有効応力変動振幅 P_e/P_i は各無次元パラメータの増加に対して減少しており、レイノルズ数は 10^5 で、シールズ数は 0.5 で、水粒子軌道直径粒径比は 1500 で有効応力変動振幅がゼロとなることが外挿により推定される。

(5) 砂漣波長が短く剥離渦の効果が大きくなると有効応力変動振幅が小さくなり、結果として波浪による砂層表層の液状化が発生しなくなる。

(6) 水圧が瞬間的に伝播されないという仮定に基づく砂層表層の液状化は、砂漣形状、砂層表面付近の流速・圧力、漂砂形態、砂移動機構と密接に関連しており、砂漣の消滅限界およびシートフローの発生限界を規定する可能性がある。

本研究は、文部省科学研究費国際学術研究(共同研究) No. 01044137 (代表者：前野賀彦) の一環として行なわれたものであることを付記する。

参 考 文 献

- 楠山 勉等 (1984)：大型造波水路における砂漣の形状特性と消滅限界，第 31 回海講論文集，pp. 331～385。
- 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤 (1987)：海底地盤の波浪による液状化および高密度化，港技研究報告，第 26 巻，第 4 号，pp. 125～180。
- 土屋義人・坂野雅人 (1987)：漂砂形態とその発生領域，第 34 回海講論文集，pp. 222～226。
- 前野賀彦 (1988)：砂層と水の境界付近のエネルギー損失の間隙圧発達特性への効果，第 35 回海講論文集，pp. 732～736。
- 利徳吉彦・渡辺 晃・堀川清司 (1981)：二次元海浜変形と岸沖漂砂，第 28 回海講論文集，pp. 217～221。
- Nielsen, P. (1979)：Some basic concepts of wave sediment transport, Inst. Hydrodyn. Hydraul. Eng. Tech. Univ. of Denmark. Series Pap. 20.
- Okusa, S. (1985)：Wave-induced stress in unsaturated submarine sediments, Geotechnique, Vol. 35, No. 4, pp. 517～532.
- Shibayama, T. and K. Horikawa (1982)：Sediment transport due to waves, Proc. of 18th ICCE, ASCE, pp. 1439～1458.
- Swart, D. H. (1976)：Coastal sediment transport. Computation of longshore transport, Delft Hydraulics Lab, Rep. R968, Part 1.