

開水路流れに起因する地盤内過剰間隙水圧の発生機構に関する一考察

A consideration on the developmental mechanism of excess pore water pressure in the seabed due to open channel flow

松田達也¹, 前田健一², 泉典洋³, 伊藤嘉⁴, 山口敦志⁵
三宅達夫, 宮本順司⁶, 角田紘子⁶, 鶴ヶ崎和博⁶

1 豊橋技術科学大学・建築・都市システム学系・t.matsuda@ace.tut.ac.jp

2 名古屋工業大学・都市社会工学科

3 北海道大学・公共政策学連携研究部

4 国土交通省中部地方整備局・木曾川河川上流事務所

5 名古屋工業大学・大学院工学研究科博士前期課程

6 東洋建設株式会社・鳴尾研究所

概 要

開水路流れに伴う洗掘現象では、地盤表層に作用する掃流力に加えて地盤内に過剰間隙水圧が発生し、洗掘を助長する可能性が指摘されている。本研究では、開水路流れに起因する過剰間隙水圧の発生機構について、移動床水路実験により地盤内の間隙水圧変動を詳細に観測するとともに、移動床の透水性を考慮した流速分布から算出した理論解を求め、両者を比較することによりその要因を分析した。移動床水路実験において、地盤の相対密度を変化させた砂質土地盤を用いた場合、特に緩く堆積した地盤において、地盤内部に過剰間隙水圧 u_e が発生し、地盤表層では液状化に似た応力状態となることがわかった。過剰間隙水圧の発生について開水路流れによって誘発される移動床内部の浸透流の鉛直流速分布を求め、流速分布から速度差に起因して発生する過剰間隙水圧を算出したところ、地盤表層では過剰間隙水圧が発生することを明らかとした。

キーワード：開水路流れ、洗掘、過剰間隙水圧

1. はじめに

津波や洪水などの水流により、海底床や河床が洗掘され、大規模な地形変化をもたらす。また、構造物周りにおいては非常に複雑な流れとなり、局所的に洗掘が発生することで支持力を失い、崩壊する事例が多々ある。このような自由表面流れによる地盤の洗掘現象は、これまでに精力的に研究され（例えば、芦田、道上¹⁾）、水流により地盤表層を通過する流体力に伴い生じるせん断力、つまり掃流力による洗掘現象に焦点があてられてきた。一方で、近年の著者らの研究²⁾では、移動床上の水流による流体力は、移動床が多孔質材料であることから地盤表層にのみ影響を与えるだけでなく、地盤内部の応力も変化させ、洗掘を助長させる可能性を指摘した。

そこで、本研究では、開水路流れに起因する過剰間隙水圧の発生機構について、移動床水路実験によりさらに地盤洗掘・浸食速度および地盤内の間隙水圧変動の詳細な計測を踏まえ、洗掘現象について考察した。さらには、開水路流れに伴って誘発される移動床内の浸透流の流速分布を理論的に求め、その流速分布の勾配から土粒子に作用する

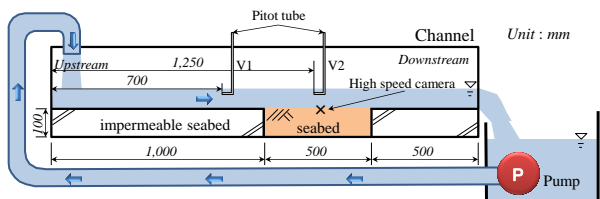
揚圧力となる過剰間隙水圧を算出し、実験結果との比較を行い、過剰間隙水圧の発生について検討した。

2. 移動床水路を用いた開水路流れによる洗掘実験

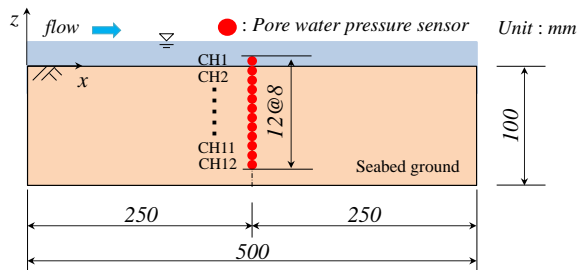
2.1 実験概要

本研究で用いた実験装置は長さ 2.0m×幅 0.3m×高さ 0.3m のアクリル製移動床水路である（図 1(a)）。水路内には流入境界となる上流から 1.0m を起点とし、長さ 0.5m×幅 0.3m×高さ 0.1m の移動床区間を設置した。移動床区間においては、実験対象となる地盤材料を各種諸条件に合うように堆積させて地盤を作製した。移動床以外は不透水性の海底床としたが、海底床の表面は摩擦を考慮して、平均粒径 $D_{50}=0.17\text{mm}$ の豊浦砂を付着させている。

開水路流れは、装置下流側に設けた貯水タンクから水中ポンプを用いて水をくみ上げて装置上流に排出させることで循環流を発生させた。実験には、 $0.12\text{m}^3/\text{min}$ の規格を有する水中ポンプを使用した。水中ポンプの脈動による水面振動を取り除くため、上流側の排水付近に水面振動防止



(a)



(b)

図1 移動床実験装置の概略図：(a)，装置の概略；(b)，間隙水圧計の設置位置

表1 実験ケース

実験ケース	地盤材料	飽和度 S_r (%)	相対密度 D_r (%)
Case1-1	豊浦砂	100	40
Case1-2			40
Case2-1			70
Case2-2			70

装置を設置した。

実験時は、ピトー管計測および画像解析により開水路流れの断面流速分布を計測した。また、地盤内の間隙水圧を計測するため、小型間隙水圧計 (SSK 製) を用いた。現象を視覚的に考察するため、高速度カメラ (200~400fps) とビデオカメラ (29.97fps) を用いて現象の撮影を行った。

2.2 実験条件

実験ケースを表1に示す。本実験では、材料をいくつか用いて実験を実施したが、特に、本稿では豊浦砂を飽和状態に管理した移動床の実験ケースについて洗掘現象を詳細に分析したので、その結果について述べる。

図1(b)に移動床内の間隙水圧計の設置位置を示す。間隙水圧計は、境界の影響が少ないと考えられる断面中央に等間隔に設置した。

2.3 実験結果と考察

(1) 開水路流れの流速分布と掃流力

開水路流れによって作用する移動床表面のせん断応力に関して、無次元掃流力 τ^* を求め、岩垣の式³⁾から算出される無次元限界掃流力 τ_c^* と比較し、本実験条件について確認した。

まず、ピトー管による計測結果および撮影画像を用いた PTV 解析結果を合わせた速度分布を図2に示す。ピトー管

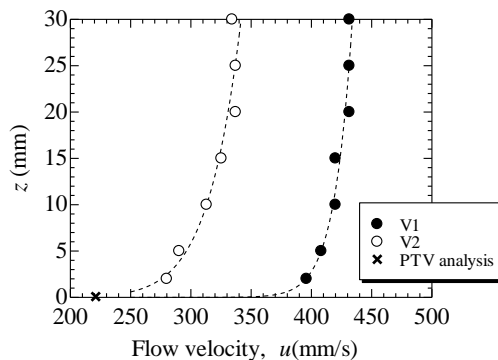


図2 図1(a)に示すV1 (不透水床) およびV2 (透水床) での流速分布およびPTV解析による流速

での計測は、模型水路の固定床上と移動床中央で行い、水路底面から 5mm 間隔で水面まで計測した。画像解析による結果は地盤表層近傍のトレーサに移動速度を計測した。また、測定された流速分布をもとに、Prandtl-Karman の対数分布則を用いて、摩擦速度 u^* を求めた。

$$\frac{u}{u^*} = A_r + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k} \quad (1)$$

ここで、 κ : Karman 定数 ($\kappa=0.4$), k : 相当粗度 ($k=0.2$), A_r : 実験定数 ($A_r=8.5$), z : 底面からの高さである。

画像解析による流速値が比較的正しい値と考えると、各計測により統合的に求めた流速分布は比較的正確に計測できているものとする。そこで、次に、摩擦速度 u^* を用いて、次式により無次元掃流力 τ^* を算出した。

$$\tau^* = \frac{u^*{}^2}{sgd} \quad (2)$$

ここで、 s : 砂の水中比重 ($s=1.65$), g : 重力加速度, d : 砂の粒径であり、砂の平均粒径 ($D_{50}=0.173$ mm) を用いることとした。

土粒子が移動し始める無次元限界掃流力を砂の粒径から算出し、本実験条件で得られる無次元掃流力と比較した。その結果、豊浦砂では $\tau^*=0.129$: 移動床上 $> \tau_c^*=0.075$ となり、無次元掃流力が無次元限界掃流力を上回ることから、洗掘が発生する条件であることを確認した。

(2) 洗掘進行と表層に形成されるデューンの変化

実験時の洗掘の様子を図3に示す。地盤表層では、洗掘が発生し、土粒子が移動と堆積を繰り返すことで、デューンと呼ばれる河床波が形成された。この流下速度に着目し、地盤の相対密度の違いによるデューンの流下速度の比較を行ったところ (図4), 相対密度 $D_r=40\%$ の方が早くデューンが形成され、さらに、移動速度も速いことがわかった。

(3) 洗掘・浸食速度

次に洗掘・浸食速度について議論する。本研究で対象とする砂質土については、これまでに実験により洗掘・浸食速度が求められ、いくつかの算定式が提案されている。例えば、Wang and Bowles⁴⁾は堤体侵食について次の推定式を用いた検討を行っている。

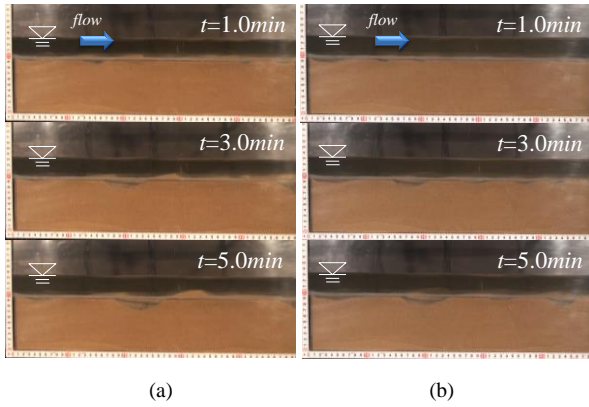


図 3 洗掘形状の変化 : (a), Case1-1($D_r=40\%$) ; (b), Case2-1($D_r=70\%$)

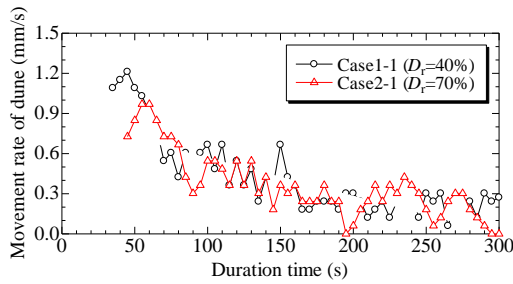


図 4 水流により生成されたデューンの流下速度の経時変化

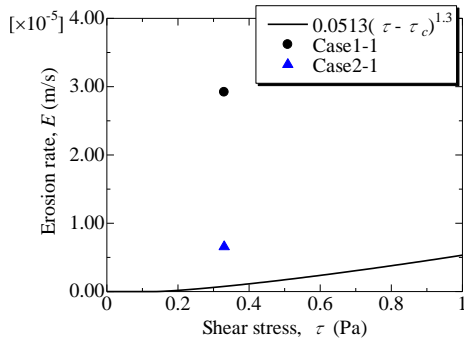


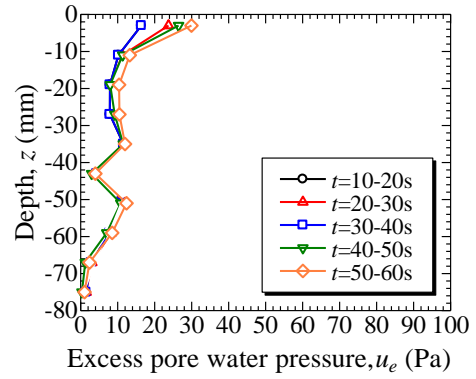
図 5 断面平均による洗掘・浸食速度

$$E = 0.0513(\tau - \tau_c)^{1.3} \quad (3)$$

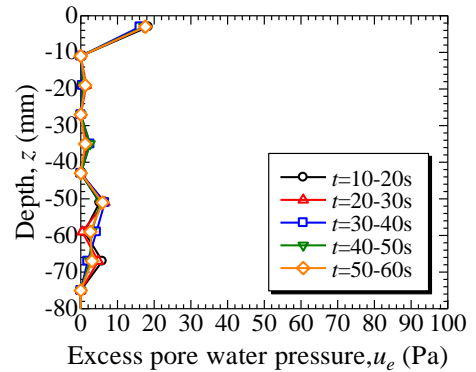
ここで、 τ 、 τ_c は掃流力および限界掃流力である。

上式を用いて洗掘・浸食速度を推定した。その結果と本実験において観察した洗掘速度を比較した(図 3)。実験値においては、実験開始 60 秒後の移動床において、 $x=0$ から $\Delta x=5\text{ mm}$ 間隔で初期地盤面 $z=0$ からの変動分 Δz を計測して洗掘面積を求め、その値を移動床幅 500 mm に経過時間 60 秒を掛けた値で除して求めた。

相対密度 $D_r=70\%$ の洗掘・浸食速度が推定式と比較的近い値を示していることがわかる。一方で、相対密度 $D_r=40\%$ の地盤では、推定式に比べて洗掘・浸食速度が大きいことがわかった。前項で、デューンの流下速度にも相



(a)



(b)

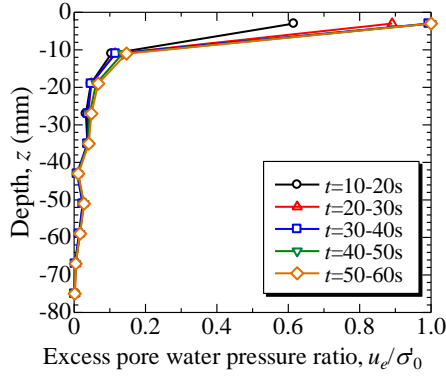
図 6 地盤内部の過剰間隙水圧分布 : (a), Case1-2 ($D_r=40\%$) ; (a), Case2-2 ($D_r=70\%$)

対密度による違いが見られたが、洗掘・浸食速度においても、地盤の密度状態が起因してくることが明らかとなった。

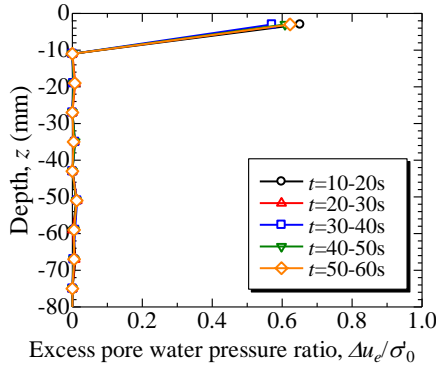
(4) 地盤内の間隙水圧変化

地盤の相対密度により、洗掘現象に違いが生じることが明らかとなったことから、その要因について分析するため、開水路流れが作用している際の地盤内部の間隙水圧の変化に焦点をあてて考察することにした。

図 6 に計測した間隙水圧から静水圧を差し引いた変動過剰間隙水圧 u_e の深度方向分布を示す。地盤表層($G.L.-3\text{ mm}$)のみに過剰間隙水圧が発生する $D_r=70\%$ に比べ、 $D_r=40\%$ では土槽中央付近($G.L.-60\text{ mm}$)まで変動過剰間隙水圧の発生が見られる。地盤内に変動過剰間隙水圧の発生することで、土粒子の有効重量が減少し、洗掘を助長すると考えられる。このことから、次に、変動過剰間隙水圧が地盤不安定化に与える影響を定量的に考察するため、過剰間隙水圧比を算出した(図 7)。過剰間隙水圧比は、各間隙水圧計から得られた変動過剰間隙水圧を、設置位置における土骨格の初期有効土被り圧(σ_0')で除して求めた($=u_e/\sigma_0'$)。 $D_r=40\%$ では、地盤表層($G.L.-3\text{ mm}$)において $u_e/\sigma_0'=1.0$ に達しており、液状化に似た状態(流動化)となっていることがわかる。一方で、 $D_r=70\%$ においても地盤表層($G.L.-3\text{ mm}$)で $u_e/\sigma_0'=0.6$ 程度となっている。 $D_r=40\%$ では地盤表層が $u_e/\sigma_0'=1.0$ となる液状化層厚が土粒子約 18 個分発生することがわかった。



(a)



(b)

図 7 計測された過剰間隙水圧により算出した過剰間隙水圧比の分布 : (a), Case1-2 ($D_r=40\%$); (b), Case2-2 ($D_r=70\%$)

3. 移動床内の浸透流分布に基づく間隙水圧の上昇

本章では、地盤内に発生する過剰間隙水圧の発生要因を検討するため、移動床内に開水路流れに伴い浸透流が発生するものと考え（図 8）、その流速分布から速度勾配に起因して発生する過剰間隙水圧について考察する。

3.1 開水路流れの流速分布

2次元の乱流場における開水路流れは、Reynolds 平均をとった 2次元 Navier-Stokes 方程式で表すことができる。座標軸は実験と同様に x 座標および z 座標をとり、 z 座標の原点を水路底面の透水層上としている。

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + F_i \quad (4)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

ここで、 U_i は流速ベクトル、 T_{ij} は応力テンソル、 F_i は体積力、 ρ は水の密度である。また、下付き i および j はそれぞれ x 成分、 z 成分を示す。流れが乱流であり、レイノルズ応力が分子粘性応力に卓越している場合は、応力テンソルは次式で表すことができる。

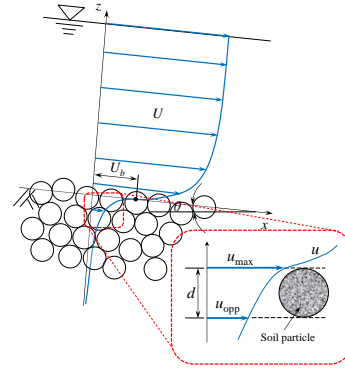


図 8 開水路流れによる透水性を有する移動床場の流速分布の模式図

$$T_{ij} = -P\delta_{ij} + \rho\nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

ここで、 P は圧力、 ν_T は渦動粘性係数である。渦動粘性係数は混合距離モデルを用いて表されるが、開水路流れにおける自由表面の影響を考慮し、また、浸透層上の混合距離明確でない^{5), 6), 7)}ことから、底面位置の補正量 z_0 を考慮した混合距離を用いて次式のように定義する。

$$\nu_T = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| = \left[\kappa(z+z_0) \left(1 - \frac{z}{H} \right)^2 \right] \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (7)$$

ここで、 l は混合距離、 H は水深を示す。

次に、開水路流れを流下方向に等流状態と仮定すると

$$\frac{U}{U_f} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z+z_0}{z_0} + \frac{U_b}{U_f} \quad (8)$$

を得ることができる。ここで、 U_f および U_b はそれぞれ摩擦速度および $z=0$ でのスリップ流速である。

3.2 浸透流の流速分布

浸透流の2次元流れは、2次元 Navier-Stokes 方程式の体積平均および Reynolds 平均をとった次式で表される^{8), 9)}。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) - \frac{nv}{K} u_i - \frac{nvF}{K} |u_i| u_i + F_i \quad (9)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0 \quad (10)$$

ここで、 u_i は浸透層内において体積平均をとった実質流速ベクトル、 p は間隙水圧、 n は間隙率、 ν は水の動粘性係数、 $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ は Reynolds 応力テンソルである。また、下付き i および j はそれぞれ x 成分、 z 成分を示し、 $u_x=u$ 、 $u_z=w$ とする。

式(9)の第6項の流速に比例する項は Darcy の抗力を表し、第7項の流速の二乗に比例する項は Forchheimer の抗力項を示している。Reynolds 数が小さい浸透流では Darcy の抗力が支配的となり、Reynolds 数が大きくなるに従い Forchheimer の抗力が支配的となる。二つの抗力項に表れる K は長さの二乗の次元をもった透水性を表す係数であ

り、次式で表されることがわかっている¹⁰⁾。

$$K = \frac{d_s^2 n^3}{180(1-n)^2} \quad (11)$$

$$F = \frac{n}{100(1-n)} \frac{d_s}{\nu} \quad (12)$$

浸透流の特性を決める長さスケールは三つ存在するが、粒子径 d_s および透水性を表す長さスケール \sqrt{K} と浸透層上面における摩擦速度を用いて、二つの Reynolds 数が定義できる⁶⁾。

$$\text{Re}_d = \frac{d_s U_f}{\nu} \quad (13)$$

$$\text{Re}_K = \frac{\sqrt{K} U_f}{\nu} \quad (14)$$

ここで、 Re_d は粗度高さと粘性底層厚さの比を表す Reynolds 数であり、底面の粗滑を決定する無次元量である。一方で、 Re_K は平均的な空隙の長さスケールと粘性底層厚さの比を表す Reynolds 数である。

浸透流も開水路流れと同様に等流状態を仮定する。

Re_K が小さい場合、開水路流れと浸透流の間の交換が制御されるため、浸透流は開水路流れの乱流の影響をほとんど受けない。そのため、比較的粒径の小さい砂で構成された移動床が該当する。このとき、乱流に起因する項は無視でき、Brinkman 方程式¹¹⁾が得られる。この微分方程式を解くと浸透流の流速が次式で求めることができる。

$$u = \left(\frac{U_b}{n} - \frac{Kg \sin \theta}{nv} \right) \exp \left[z \sqrt{\frac{n}{K}} \right] + \frac{Kg \sin \theta}{nv} \quad (15)$$

ここで、 θ は移動床の傾きを表す。

Re_K が大きい場合、境界面付近の浸透流も開水路流れの影響を大きく受け、乱流に起因するレイノルズ応力や Forchheimer の抗力項が支配的となる。たとえば、比較的透水性を有する砂礫で構成されており、土砂が流れにより輸送される場合はこれに該当する。この場合の浸透流の流速は、混合距離理論を用いて次式で表される。

$$u = \left[\frac{U_b}{n} - \left(\frac{Kg \sin \theta}{nvF} \right)^{1/2} \right] \exp \left[\left(\frac{nvF}{2l^2 K} \right)^{1/3} z \right] + \left(\frac{Kg \sin \theta}{nvF} \right)^{1/2} \quad (16)$$

ここで、 l は混合距離であり、浸透流の現象について、混合距離 l は浸透層内の空隙スケール B により規定されるといふ考えに則して決定した^{5), 12)}。

3.3 開水路流れと浸透流の接続

境界面においては、せん断力が連続になることが推定される。ここでは、開水路流れと浸透流をその境界面において接続することを考える。

Re_K が小さい場合、開水路流れが境界に及ぼすせん断力は開水路内の流れに働く重力成分であり、また、境界面浸透層のせん断応力は主に分子粘性によって担われ、 $z=0$ において次式が成立する。

$$n\rho\nu \frac{du}{dz} = \rho g H \sin \theta = \rho U_f^2 \quad (17)$$

上式の関係を用いると、式(15)より

$$U_b = \left(\frac{1}{\nu} \sqrt{\frac{K}{n}} + \frac{K}{\nu H} \right) U_f^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{n}} + \frac{\sqrt{K}}{H} \right) \text{Re}_K U_f \quad (18)$$

となり、式(18)において、 \sqrt{K}/H は $1/\sqrt{\varepsilon}$ と比較すると十分小さいことから、以下のように近似することができる。

$$\frac{U_b}{U_f} = \frac{1}{\sqrt{n}} \text{Re}_K \quad (19)$$

Re_K が大きい場合、乱流による Reynolds 応力がせん断力を担うため、 $z=0$ において

$$n\rho l^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 = \rho g H \sin \theta = \rho U_f^2 \quad (20)$$

また、式(16)を用いると

$$\frac{U_b}{U_f} = \left(\frac{2n^{1/2} K}{\nu Fl} \right)^{1/3} + \left(\frac{nK}{\nu FH} \right)^{1/2} \quad (21)$$

を得る。式(21)から U_b/U_f は Re_K に関係なく一定の値を取ることがわかる。右辺第2項は第1項と比較して非常に小さくなり無視できる。式(11)および(12)より式(21)は次式となる。

$$\frac{U_b}{U_f} = \left(\frac{1.1n^{5/2} d_s}{1-n l} \right)^{1/3} \quad (22)$$

式(19)および式(21)について、Suga et al.¹³⁾によって実験で得られた U_b/U_f と Re_K の関係と整合性を確認している。

3.4 理論的に得られた流速分布

図9に、式(16)を用いて得られた浸透流速の理論値を示す。また、計算に用いたパラメータは表2の通りである。 $G.L.$ ($z=0\text{m}$)での流速は、スリップ速度 $U_b=221.3\text{ mm/s}$ となる。相対密度による違いがあまりなく、実験結果と比較すると極めて表層(土粒子約3個分)にのみ浸透流が生じる結果となった。

3.5 地盤内の浸透流速から得られた過剰間隙水圧

速度勾配によって表層近傍の土粒子に揚圧力が作用すると考えられるため、Bernoulli のエネルギー保存則を用いて、土粒子に作用する過剰間隙水圧 Δu_e を次式で求めた。

$$u_e = \rho c_L^* \frac{u_{\max}^2 - u_{\text{opp}}^2}{2} \quad (23)$$

ここで、 u_{\max} : 土粒子上面の流速、 u_{opp} : 土粒子下面の流速、 c_L^* : 粒子レイノルズ数に基づく揚力係数である(図8)。

図10に過剰間隙水圧の分布の理論値を示す。速度勾配が急となる表層近傍においては過剰間隙水圧 u_e が発生する。実験結果と比較すると、理論値が地盤際表面において最大で約22 Paであるのに対し、実験値は約20~30 Paとなり、比較的よく再現できている。しかしながら、深度分布について着目すると、実験では見られた土槽内部に至る

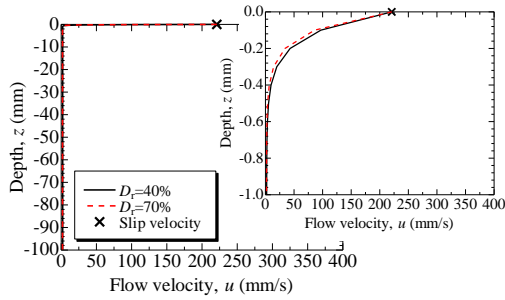


図 9 理論解による地盤内の浸透流速

表 2 理論解の計算に用いた主なパラメータ

D_r	40 %	70 %
z_0 (mm)	4.85×10^{-3}	5.5×10^{-2}
n	0.451	0.418
l (mm)	6.35×10^{-2}	5.55×10^{-2}
K	2.27×10^{-11}	1.61×10^{-11}
F	0.952	0.832

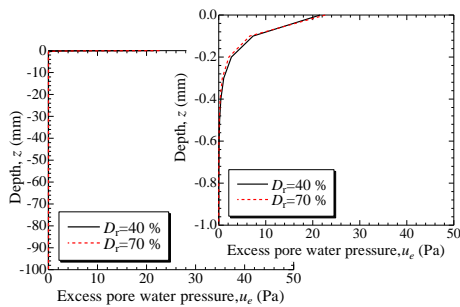


図 10 Bernoulliのエネルギー保存則を仮定した過剰間隙水圧の分布の理論値

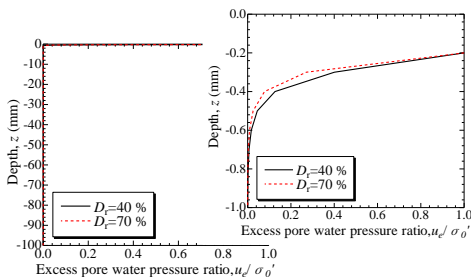


図 11 Bernoulliのエネルギー保存則を仮定した過剰間隙水圧の理論値を用いて算出した過剰間隙水圧比

過剰間隙水圧 Δu_e の上昇は得られなかった。図 11 に過剰間隙水圧比の分布を示しているが、地盤表層の土粒子約 2

個分の層で地盤の強度低下が誘発されることがわかった。

4. 結言

移動床実験により開水路流れに起因して地盤内部に過剰間隙水圧が発生することがわかった。特に緩く堆積した地盤では、地盤表層において液状化に似た応力状態となることがわかった。過剰間隙水圧の発生について理論値と実験値を比較したところ、開水路流れに起因して地盤内に浸透流が発生し、その浸透流の流速差に伴い地盤表層では過剰間隙水圧が発生することを明らかとし、理論値は実験値を定量的に評価できていることがわかった。

謝 辞

本研究は、日本学術振興会科学研究費補助金基礎研究(B)23360203 および研究スタート支援 26889035、特別研究員奨励金(24・9200)の助成を受けており、ここに記して深謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 芦田和男, 道上正規: 移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究, 土木学会論文集, 第206号, pp. 59-69, 1972.
- 2) 今瀬達也, 前田健一, 伊藤嘉, 三宅達夫, 鶴ヶ崎和博, 澤田豊, 角田紘子: 間隙圧の変化に着目した開水路流れ及び越流による洗掘メカニズムの実験的考察, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 68, No. 2, pp.I-836-I-840, 2012.
- 3) 岩垣雄一: 限界掃流力に関する基礎的研究(I) 限界掃流力の流体力学的研究, 土木学会論文集, 第41号, pp.1-21, 1956.
- 4) Wang, Z. and Bowles, D. S.: Three-dimensional non-cohesive earthen dam breach model. Part 1: Theory and methodology, *Advances in Water Resources*, Vol.29, pp.1528-1545, 2006.
- 5) 山田正, 川端規之: 浸透層上の流れの抵抗則に関する理論的研究, 土木学会論文報告集, 第325号, pp.69-80, 1982.
- 6) Nepf, H. and Ghisalverti, M.: Flow and transport in channels with submerged vegetation, *Acta Geophys*, Vol. 56, pp.753-777, 2008.
- 7) Nikora, V., Koll, K., Mclean, S., Dittrich, A. and Aberle, J.: Zero-plane displacement for rough-bed open-channel flows, In: International Conference on Fluvial Hydraulics River Flow, 2002, September 4-6 2002, Louvain-la-Neuve, Belgium, pp.83-92, 20-2.
- 8) Whitaker, S.: The Forchheimer equation: a theoretical development, *Transport in Porous Media*, Vol.25, pp.27-61, 1996.
- 9) Breugem, W. P., Boersma, B. J., and Uittenbogaard, R. E., The influence of wall permeability on turbulent channel flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 562, 35-72, 2006.
- 10) MacDonald, I. F., El-Sayed, M. S., Mow, K. and Dullien, F. A. L., Flow through porous media: the Ergun equation revisited, *Industrial Eng. Chem. Fund.*, 18, 199-208, 1979.
- 11) Brinkman, H. C., A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles, *Appl Sci. Res.*, A1, 27-34, 1947.
- 12) Inoue, E.: On the turbulent structure of air flow within crop canopies, *Journal of Meteorological Society Japan*, Vol.41, No.6, 1963.
- 13) Suga, K., Matsumura, Y., Ashitaka, Y., Tominaga, S., and Kaneda, M.: Effects of wall permeability on turbulence, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.31, pp.947-984, 2010.