り，次式で表されることがわかっている[10)]。

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

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

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)]。

$$\mathrm{Re}_d = \frac{d_s U_f}{\nu} \tag{13}$$

$$\mathrm{Re}_K = \frac{\sqrt{K} U_f}{\nu} \tag{14}$$

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。

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

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。

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

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う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。

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

上式の関係を用いると，式(15)より

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

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。

$$\frac{U_b}{U_f} = \frac{1}{\sqrt{n}} \mathrm{Re}_K \tag{19}$$

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

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

また，式(16)を用いると

$$\frac{U_b}{U_f} = \left(\frac{2n^{1/2} K}{\nu F l} \right)^{1/3} + \left(\frac{nK}{\nu F H} \right)^{1/2} \tag{21}$$

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。

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

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=0m）での流速は，スリップ速度 U_b=221.3 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。

$$u_e = \rho c_L^* \frac{u_{\max}^2 - u_{opp}^2}{2} \tag{23}$$

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