

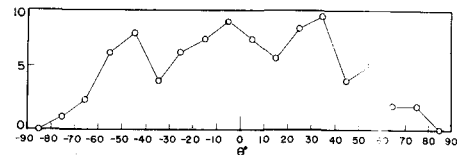
粒状土の応力比～ヒズミ～ダイレタンシー関係に関する微視的考察

京都大学防災研究所 正員 村山翔郎
 京都大学大学院 学生員 松岡 元
 国 鉄 正員 坂東 弘
 前田建設 正員 前田憲一

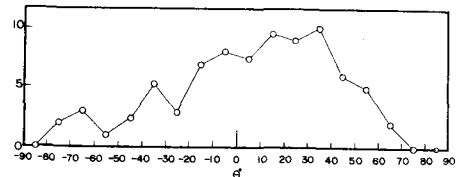
さきに発表^{1,2)}したように粒状土のせん断抵抗を直接的に支配する微視的要因として、粒子接点角 ϕ 、粒子間力 f 、粒子間摩擦角 δ をあげ、それらと正確に評価し「 ϕ の度数分布」という概念を導入して、巨視的の量としてのせん断抵抗およびダイレタンシー量を表現した。特に、ダイレタンシー量の評価にはモンテカルロ法を適用し電子計算機(FACOM230-60)を用いて数値計算した。

1. 粒子接点角 ϕ の度数分布について ϕ は着目している接点で接触する2個の粒子の共通接線がせん断面となす傾斜角であらわれ、せん断方向に粒子が乗り上がる向きを正、真上で0、下るときを負とする。さて、種々の大きさの粒子がランダムに配置している粒状土がせん断を受けた場合の ϕ の評価方法として、

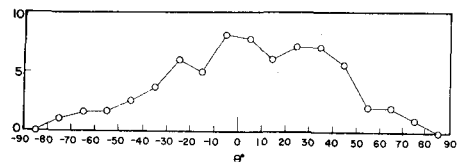
-90°から+90°までの ϕ の範囲とある等間隔の変域に正分し、写真よりせん断面上の ϕ を読み取ってこの変域について ϕ の度数分布を求めてみた。図-1は4種の径(φ1.6, 3, 5, 9mm)からなるアルミ棒積層体を一面せん断型(試料幅20cm)の試験機でせん断したときのせん断面上の ϕ の度数分布(10°間隔)である。せん断前の初期状態では(a)図のように左右対称的な分布をなす傾向がみられ、その分布形状は締め固め状態や粒度分布、粒子形状によって異なると考えられる。その後、せん断変位が進むにつれて、ピークが右の方(ϕ の正の領域)に現われる傾向がある。ピークが右へ寄るほど抵抗(やわい角度になるわけであるが、(b)図はピーク強度付近に対応している。せん断変位がさらに進むと、粒子は強制的に



(a) セン断前の初期状態



(b) ピーク強度付近



(c) 残留強度付近

図-1 セン断による ϕ の度数分布の変化特性にせらされるので、度数分布のピークは右から中央の方へもどり、それにつれてせん断抵抗も弱まりやわい残留強度になる傾向がみられる((c)図)。

2. 粒子間力 f について セン断時の粒子間力の伝達状況を把握するため光弾性材料の棒(φ6.2, 10mm)の積層体の光弾性せん断試験を行なった。この結果、 ϕ の度数 N_{ϕ} と同じ変域内の粒子間力の f の和 F_f の間には相関性がみられ、図-2に示すように多くの度数をもつ ϕ の接点を通してはより多くの力が伝達される傾向にあるが、両対数紙にプロットした結果からみて粒子間力の大きき F_f は ϕ の度数 N_{ϕ} の2乗に比例すると仮定する。

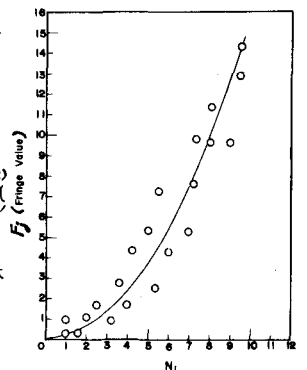


図-2 変域内の ϕ の度数 N_{ϕ} と粒子間力の大きき F_f の関係

3. セン断抵抗(ϕN)の微視的評価 図-3に示すようにせん断面上の滑動している個々の粒子接点に着目すると、 i 番目の接点の粒子間力を f_i 、粒子接点角を ϕ_i 、粒子間摩擦角を一定値 δ とすれば、せん断抵抗は一般に次のように表わす

れる。 $\frac{\tau}{\sigma_N} = \frac{S}{N} = \frac{\sum_{i=1}^n f_i \cdot \sin(\theta_i + \delta)}{\sum_{i=1}^n f_i \cdot \cos(\theta_i + \delta)}$ (1) ここにはセ=断面工の滑動している粒子の接点数である。 f_i と θ_i は関係づけるため θ の全範囲 ($-90^\circ \sim +90^\circ$) とある肉隔 $\Delta\theta$ の変域 (その中央値を θ_j とする) に区分し、 θ_j 変域内 θ の度数 N_j と θ 粒子間力の大きさ F_j という概念で解析を進めた。 θ_j , F_j を用いれば (1) 式は次式に変換できる。

$\frac{\tau}{\sigma_N} = \frac{\sum_{j=1}^m F_j \cdot \sin(\theta_j + \delta)}{\sum_{j=1}^m F_j \cdot \cos(\theta_j + \delta)}$ (2) ここには θ の分割変域の数である。また 2. で判断した $F_j = c \cdot N_j^2 (c: \text{const})$ (3) を (2) 式に代入すると次式を得る、 $\frac{\tau}{\sigma_N} = \frac{\sum_{j=1}^m N_j^2 \cdot \sin(\theta_j + \delta)}{\sum_{j=1}^m N_j^2 \cdot \cos(\theta_j + \delta)}$ (4) (4) 式は巨視的なセ=断面抵抗は θ の度数分布 $N_j(\theta_j)$ を求めるに算定することができ (計算値と実測値の比較データは省略する)。

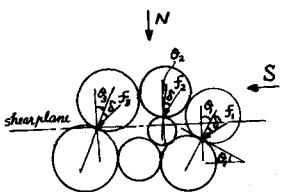


図-3

4. ゲイルランシー量の微視的評価 一般に粒状工がセ=断面変形を受けると、その粒状性のため同時に体積変化も生じ、これをゲイルランシーと呼んでいる。図-4はその発生機構を微視的観点から示したものである。この図のi番目の粒子の上と粒子接点角 θ_i とをなす (i+1) 番目の粒子が $\Delta\theta_i$ だけ角度変化したことによる高さの変化量 Δh_i は、 $\Delta h_i = (r_i + r_{i+1}) \cdot \sin \theta_i - \Delta\theta_i$ と表現できる。ここには r_i 番目の粒子の半径である。i番目方向に n 個の粒子が存在するものとすれば、全体の高さの変化量 ΔL は $\Delta L = \sum_{i=1}^n \Delta h_i = \sum_{i=1}^n (r_i + r_{i+1}) \cdot \sin \theta_i \cdot \Delta\theta_i$ (5)、全体の高さは、 $L = \sum_{i=1}^n (r_i + r_{i+1}) \cdot \cos \theta_i + (r_1 + r_n)$ (6) と表わされる。単純セ=断的な一様なセ=断面にズミを受けただけの場合を考えると、 θ の度数分布は高さ方向について図-1と同様な変化特性を示すので、各粒子接点の θ のセ=断面にともなう θ の度数分布の変化に代わって変化すると考えられる。また $\Delta\theta_i$ は巨視的なセ=断面にズミの変化 $\Delta\theta$ の各粒子接点における応容量と考えることができるが、事実 $\Delta\theta = 2^\circ$ のとき $\Delta\theta_i$ は平均値と約 2° 、標準偏差と 3.5° とする正規分布的な分布となることがアルミ棒積層体についての単純セ=断試験より確かめられている。

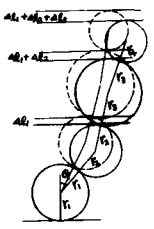


図-4

5. 応力比 ~ ヒズミ ~ ゲイルランシー関係について 以上の考察より、セ=断面にともなう θ の度数分布形の変化が求まれば、応力比 (τ/σ_N) もゲイルランシー量も算定できることがわかる。セ=断面にズミは角度変化であるから θ の度数分布と関係づけられるはずであるが、ヒーク強度以前の機構に定量化の困難な部分があるので、ここでは図-1に示すようなセ=断面にともなう変化特性をもつ θ の度数分布の変化のモデルパターンを仮定して応力比とゲイルランシー量を計算してみた。応力比は (4) 式より、試料の粒子間摩擦角 δ が既知であれば直ちに算定できる。ゲイルランシー量については、 r_i は試料の粒子数に因するものに变换した粒径体積曲線をもとにして一様乱数と発生させモンテカルロ法を適用して抽出し、 $\Delta\theta_i$ は平均値が $\Delta\theta$ に等しくある分散と正規分布をなすものと仮定して同様な方法で抽出し、 θ_i はセ=断段階に代わって θ の度数分布のモデルパターンから同様に抽出して (5), (6) 式を組み合わせて電子計算機により算出した。その計算結果の一例を図-5に示す。I → IV に代わってモデルパターンの初期の台形状分布の肩 (上底) 幅が小さくなっているが (肩幅は図中のカッコの中に示す)、これは実際の砂礫の密なものがらゆるいものに対応していると考えられ、定性的に我々の経験事実と一致している。詳細は講演時に発表する。

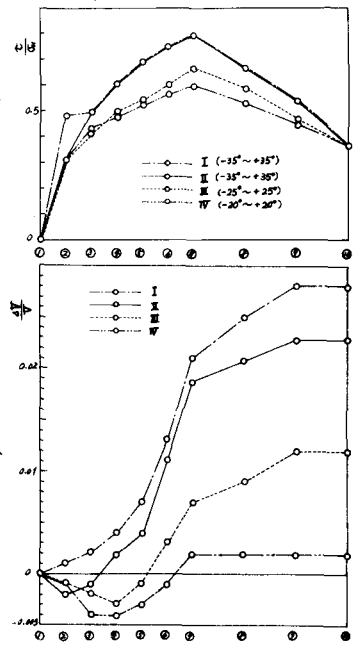


図-5 セ=断面にともなう応力比 (τ/σ_N) とゲイルランシー (Q_g) の計算結果

終りに電子計算機の「プログラム」について助言をいただいた京大土木亀田弘行助教授に謝意を表します。
1) 村山朝郎・松岡元：粒状体のセ=断現象の微視的考察 土木学会第24回年次学術講演会Ⅱ-8, 昭.44. 2) 村山朝郎・松岡元：2次元モデルによる粒状体のセ=断現象の微視的考察 京大防災研究所年報第13号B, 昭和45.3.