

名古屋工業大学

"

"

大学院生

正員 ○ 松岡 元

正員 竹田 一夫

学生員 藤井 俊逸

1)

前報に引き続き、光弾性材料の丸棒($\phi 6, 10\text{mm}$, 長さ 20mm)の混合積層体(混合本数比 $\phi 6 : \phi 10\text{mm} = 4 : 1$)を粒状体の2次元モデルとして二軸圧縮試験を行ない、せん断・圧密機構の解明を試みた。今回は、特に等方圧密時、せん断時および異方圧密時の粒子接点角分布の変化特性を、粒状体の円形領域内でみた場合とある角度をなす面(滑動面)に沿ってみた場合の関係を論じる。

図-1に示すように、粒状体の円形領域内で粒子接点角 β (最大主応力方向と2粒子の接触法線方向のなす角)をなして接触している2粒子を、最大主応力面から角 α をなす面(滑動面の場合は $\alpha = 45^\circ + \phi_{mo}/2$; $\phi_{mo} = \sin^{-1}\{(\sigma_1 - \sigma_3)/(\sigma_1 + \sigma_3)\}$)からみると、粒子接点角 θ (滑動面の方向と2粒子の接触面の方向のなす角)は $\theta = \alpha + \beta$ となる。2粒子の中心を結ぶ線分 OO' を角 α をなす線が横切る確率は、2粒子の中心間距離が全て一定と仮定すれば、 $\cos \theta$ に比例すると考えられる。²⁾したがって、円形領域内で読み取った粒子接点角 β の度数分布は、滑動面に沿って読み取った粒子接点角 θ の度数分布と定性的には容易に関係付けることができる。例えば、 β の分布が完全円形であれば、 θ の分布は $\cos \theta$ に比例した分布となり、 β の分布が縦長のだ円形であれば、 θ の分布は丸味をもった三角形に近い分布となる(三角形のピークでの $\theta (= \theta_p)$ は応力比が高くなれば最大主応力 σ_1 の方向($\beta = 0$)に対応する)。なお、 β の度数分布は最大主応力 σ_1 の方向を鉛直線(0° とする)、最小主応力 σ_3 の方向を水平線($\pm 90^\circ$ とする)として放射状に表示し、 θ の度数分布は粒子がせん断応力の作用方向に直下の粒子を乗り上がることを正、下だるときを負として棒グラフで表示した。

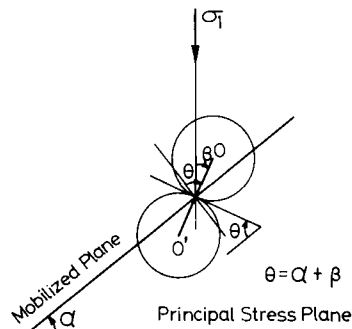
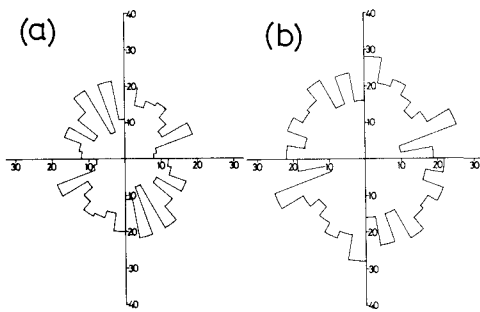
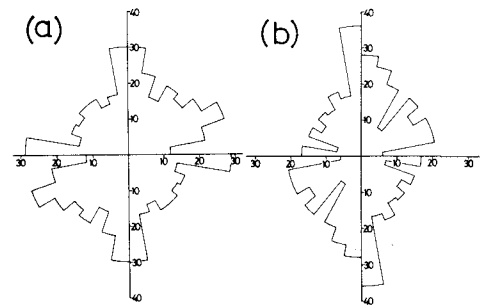
図-1 粒子接点角 β と θ の関係図-2 等方圧密時の β の分布の変化
(a) $\sigma_m = 0.28 \text{ kgf/cm}^2$, (b) $\sigma_m = 6.99 \text{ kgf/cm}^2$ 図-3 せん断時の β の分布の変化
(a) 主応力比 $R = 1.0$, (b) $R = 2.66$ (ピーク時)

図-2(a), (b)と図-5(a), (b)は、等方圧密(主応力比 $R = \sigma_1 / \sigma_3 = 1$)時の同じ光弾性写真からそれぞれ β の度数分布¹⁾および θ の度数分布を読み取ったものである。平均主応力 σ_m の増加に伴って、 β の分布ではほぼ円形分布で大きくなる傾向を示すが、 θ の分布では上述のように $\cos \theta$ に比例したような形で高くなるのがみられる。図-3(a), (b)と図-6(a), (b)は、せん断($\sigma_m = 1.0 \text{ kgf/cm}^2$)時の同じ光弾性写真から β の度数分布¹⁾および θ の度数分布を読み取ったものである。主応力比 R の増加に伴って、 β の分布ではほぼ縦長のだ円形に変化し、 θ の分布ではピークを θ の正の領域にもつ三角形形状に変化するのがみられる。図-4(a), (b)と図-7(a), (b)は、異方圧密(主応力比 $R = 2.2$)時の同じ光弾性写真から β の度数分布および θ の度数分布を読み取ったものである。試料は一度積み上げた丸棒の積層体から何本か棒を抜いてゆる詰め構造としたが、(a)図に対応する間隙比は $e_1 = 0.20$ であった。平均主応力

σ_m の増加に伴って、 β の分布ではほぼ縦長のだ円状の分布が相似的に膨れる傾向を示し、 θ の分布ではほぼ三角形の分布がピークの位置はあまり変えないで高くなる傾向を示すのがうかがわれる。異方圧密時の粒子接点角の分布は、等方圧密時とせん断時の特性が合わさったような形で起っているようである。なお、このような光弾性実験を行なって感じたことは、ゆる詰め試料の等方圧縮であっても、粒子が間隙に落ち込むことはごくまれであって、せん断と同様2粒子間の滑動が主要なメカニズムであるということである。また、光弾性しよの形から2粒子間の力の伝達方向のズレ(粒子間摩擦角 ϕ_μ のモービライズされる方向)がわかるので、粒子が動こうとしている方向も識別され興味深い。

以上のような等方圧密時、せん断時、異方圧密時の β の分布の変化特性を模式的に円とだ円で表示すれば図-8(a), (b), (c)のようになり、 θ の分布の変化特性を単純化して三角形で表示すれば図-9(a), (b), (c)のようになるであろう。今後は、これらの粒子接点角分布の変化特性に粒子の滑動方向(粒子間摩擦角 ϕ_μ のモービライズされる方向)を考慮して、粒状体の応力・ひずみ関係式を統一的に式示したい。

謝辞

御援助いただいている本学山内利彦教授、光弾性実験について御教示いただいた本学松浦聖教授、東北大学新関茂助手、名城大学清水泰弘講師に謝意を表します。

文献

- 1) 松岡・竹田・藤井(1983): 第18回土質工学研究発表会。
- 2) 小西(1977): 土木学会第32回年次講演会, III-45.

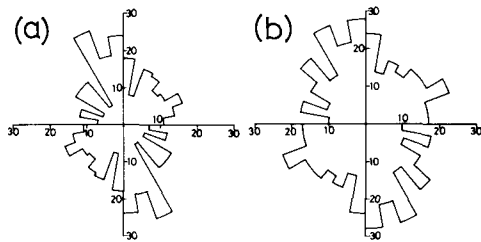


図-4 異方圧密時の β の分布の変化
(a) $\sigma_m = 0.30 \text{ kgf/cm}^2$, (b) $\sigma_m = 1.98 \text{ kgf/cm}^2$

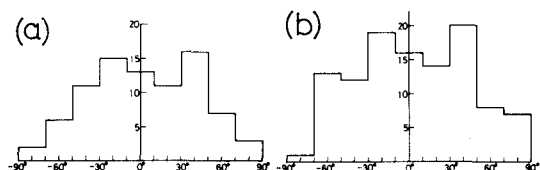


図-5 等方圧密時の θ の分布の変化
(a) $\sigma_m = 0.28 \text{ kgf/cm}^2$, (b) $\sigma_m = 6.99 \text{ kgf/cm}^2$

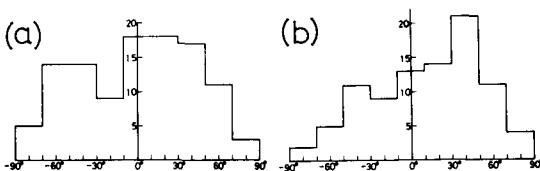


図-6 せん断時の θ の分布の変化
(a) 主応力比 $R = 1.0$, (b) $R = 2.66$ (ピーク時)

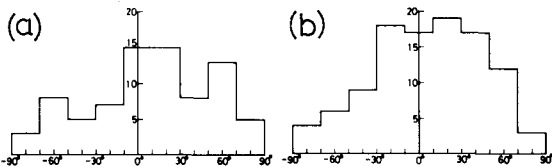


図-7 異方圧密時の θ の分布の変化
(a) $\sigma_m = 0.30 \text{ kgf/cm}^2$, (b) $\sigma_m = 1.98 \text{ kgf/cm}^2$

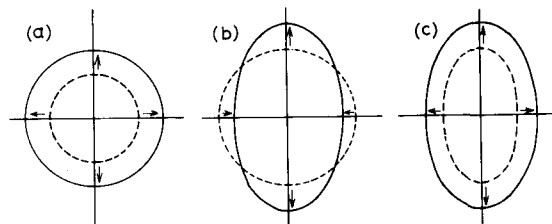


図-8 粒子接点角 β の分布の変化特性(模式図)
(a)等方圧密時, (b)せん断時, (c)異方圧密時

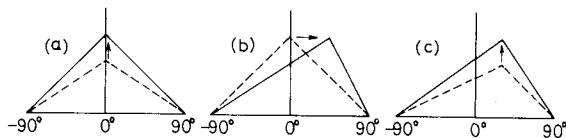


図-9 粒子接点角 θ の分布の変化特性(模式図)
(a)等方圧密時, (b)せん断時, (c)異方圧密時