の一部とみなしうる。三軸試験における摩擦角と滑り面の方向は理論と一致する関係を示した。

（2） 側圧とピストン圧の極値との関係は常に式 (1) の直線式をよく満足させる。間隙圧の影響らしいものは認められないが，さらに研究を要する。

（3） 応力歪曲線の接線係数 E は側圧 σ_L とともに増し

$$K=E/(\sigma_0+\sigma_L)=E_0/\sigma_0 \quad \cdots\cdots (4)$$

とすると，K は土質と含水量によつてほぼ一定値となる。なお K は m に対してかなりはつきりした傾向を示している。

（4） 容積変化は軸方向の歪と比例せず，漸減して極値を示す。極値の位置はピストン圧の極値とほぼ一致する。

（5） 土の締め固め特性と力学性との関係はあまり明らかでない。

この研究に助力されたかたがたは運輸省港湾技術研究所石井，近藤，長谷川の各技官，東京プラント田中社長，竹中工務店大内，大井両氏その他で，実験者は河内，榎本，鵜沢，金子，長瀬の諸君である。なお文部省科学試験研究費の援助をうけた。深く感謝する。

(6—10) 粘弾性体の対称載荷問題

正員 東京大学工学部 山 口 柏 樹

粘性地盤を粘弾性体とみなし，半無限粘弾性体の境界値問題を非圧縮性の仮定の下に最上教授が解かれ，理論的に Housel 実験公式を導きかつ粘性地盤の限界支持力に関して議論された。ここでは該論文の直接的拡張として圧縮性を考慮に入れかつ適当な初期条件に応ずる過渡域を含む解を求めた結果を報告する。

地表で $z=0$ かつ下向に z 軸を有する円壔座標について軸対称荷重の下での応力成分は

$$\left.\begin{aligned}
\widehat{rr}&=-\boldsymbol{L}\Delta+2\boldsymbol{K}\frac{\partial u}{\partial r}, & \widehat{r\theta}&=0\\
\widehat{\theta\theta}&=-\boldsymbol{L}\Delta+2\boldsymbol{K}\frac{u}{r}, & \widehat{\theta z}&=0\\
\widehat{zz}&=-\boldsymbol{L}\Delta+2\boldsymbol{K}\frac{\partial u}{\partial z}, & \widehat{rz}&=\boldsymbol{K}\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial r}\right)
\end{aligned}\right\}$$

ただし Voigt 型粘弾性体として

$$\boldsymbol{L}=\lambda+\lambda'\,\partial/\partial t \qquad \boldsymbol{K}=\mu+\mu'\,\partial/\partial t$$

慣性を省略した応力平衡方程式は

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial\widehat{rr}}{\partial r}+\frac{\partial\widehat{rz}}{\partial z}+\frac{\widehat{rr}-\widehat{\theta\theta}}{r}=0\\
&\frac{\partial\widehat{rz}}{\partial r}+\frac{\partial\widehat{zz}}{\partial z}+\frac{\widehat{rz}}{r}=0
\end{aligned}\right\}$$

以上の式から変位成分を求めると

$$\left.\begin{aligned}
u&=\int_0^\infty e^{-\alpha z}\left[B(\alpha,t)J_1(\alpha r)+\frac{1}{2\alpha\mu'}e^{-\mu t/\mu'}\{J_1(\alpha r)-\alpha rJ_0(\alpha r)\}\int_0^t e^{\mu t/\mu'}\left(\nu+\nu'\frac{\partial}{\partial t}\right)A(\alpha,t)dt\right]d\alpha\\
w&=\int_0^\infty e^{-\alpha z}\left[\left(B-\frac{A}{\alpha}\right)J_0(\alpha r)+\frac{1}{2\alpha\mu'}e^{-\mu t/\mu'}\{\alpha rJ_1(\alpha r)-J_0(\alpha r)\}\int_0^t e^{\mu t/\mu'}\left(\nu+\nu'\frac{\partial}{\partial t}\right)A\,dt\right]d\alpha
\end{aligned}\right\}$$

ただし　$\lambda+\mu=\nu \quad \lambda'+\mu'=\nu'$

これより境界 $(z=0)$ での応力成分は

$$\left.\begin{aligned}
(\widehat{rz})_0&=\int_0^\infty\left\{\boldsymbol{K}(A-2\alpha B)-\alpha\frac{\partial}{\partial\alpha}\left(\nu A+\nu'\frac{\partial A}{\partial t}\right)\right\}J_1(\alpha r)d\alpha\\
(\widehat{zz})_0&=\int_0^\infty\left\{\boldsymbol{L}A+2\boldsymbol{K}(A-\alpha B)-\alpha\frac{\partial}{\partial\alpha}\left(\nu A+\nu'\frac{\partial A}{\partial t}\right)\right\}J_0(\alpha r)d\alpha
\end{aligned}\right\}$$

変位 $(w)_0$ は

$$\left.\begin{aligned}
(w)_0&=\int_0^\infty\left\{\left(B-\frac{A}{\alpha}\right)-\frac{I}{2\mu'\alpha}+\frac{1}{2\mu'}\frac{\partial I}{\partial\alpha}\right\}J_0(\alpha r)d\alpha\\
I&=e^{-\mu t/\mu'}\int_0^t e^{\mu t/\mu'}\left(\nu+\nu'\frac{\partial}{\partial t}\right)A\,dt
\end{aligned}\right\}$$

で与えられ，$A(\alpha,t)$，$B(\alpha,t)$ は境界条件より定まる。しかして初期条件として $(u)_{t=0}\doteqdot(w)_{t=0}=0$ を考える時 $B(\alpha,o)=0$ とおくべきである。いま境界条件として

$$\left.\begin{aligned}\widehat{(zz)}_0&=-p_0 &&(r\leq a)\\ &=0 &&(r>a)\\ \widehat{(rz)}_0&=0\end{aligned}\right\}$$

をとると

$$\left.\begin{aligned}(w)_0&=\frac{\lambda+2\mu}{2\mu(\lambda+\mu)}ap_0\xi-\frac{1}{2}\left\{\frac{e^{-(\lambda+\mu/\lambda'+\mu')t}}{\lambda+\mu}+\frac{1}{\mu}e^{-\mu t/\mu'}\right\}ap_0\xi\\ \xi&=\int_0^\infty\frac{J_0(\alpha r)J_1(a\alpha)}{\alpha}d\alpha\end{aligned}\right\}$$

$$(w)_0|_{\lambda\to\infty}=\frac{ap_0\xi}{2\mu}(1-e^{-\mu t/\mu'})$$

を得る。また p_0 の代りに p_0+p_1t をとれば定常的な変位として

$$(w)_0|_{t大}=\frac{a\xi}{2\mu}\left\{(\lambda+2\mu)\left(\frac{\nu p_0-\nu' p_1}{\nu^2}+\frac{tp_1}{\nu}\right)+\frac{\mu\lambda'-\mu'\lambda}{\mu\nu}p_1\right\}$$

$$\doteqdot\frac{a\xi}{2\mu}\left\{\left(1+\frac{\mu}{\lambda+\mu}\right)(p_0+p_1t)-\frac{\mu'}{\mu}\left(1-\frac{\mu}{\lambda+\mu}\right)p_1\right\}$$

これに対して最上教授の求められた非圧縮性表示式は

$$(w)_0=\frac{a\xi}{2\mu}\left(p_0+p_1t-\frac{\mu'}{\mu}p_1\right)$$

であり従つて圧縮性のための沈下の増加量は

$$\varDelta(w)_0=\frac{a\xi}{2\mu(\lambda+\mu)}\{\mu(p_0+p_1t)+\mu'p_1\}$$

で与えられる。

(6—11)　不等方応力による粘土の過剰水圧について

准員　大阪市立大学理工学部　　三　笠　正　人

水で飽和した粘土の過剰水圧 u は1次元圧密の場合その点の鉛直圧力 σ_z に等しくなるのであるが，干拓堤防などのように粘土層が直接部分的に載荷された場合にも，やはり $u=\sigma_z$ として圧密沈下を論ずることが一般に行われている。しかし一般に不等方応力を受ける粘土塊の過剰水圧はその点の3つの主応力 σ_1, σ_2, σ_3 のみによつて定まるべきものであつて σ_z とは無関係である。自分はさきに粘土の骨組構造を Hooke's Law に従う等方弾性体と仮定すればその値が

$$u=\frac{1}{3}(\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3)=\sigma_m\quad(平均附加圧力)\cdots\cdots(1)$$

になることを導き，その時の骨組に働く応力と変形を調べて一般の不等方応力による粘土層の沈下を論じた[1]。しかし実際の粘土の骨組は上の仮定とは随分かけ離れた性質を持つている。またいままでの実験結果は (1) 式の与える値とかなりの開きを示している。たとえば Rendulic の得た結果[2]から1例をひくと図—1 のようである。そこで粘土の骨組のどのような性質がこのような違いをもたらすのかを考えてみた結果，すでに砂において注目されている dilatancy—剪断変形が体積に変化を与える性質--が u と σ_m との開きの原因であることを知り得た。この dilatancy の機構としては，剪断変形による骨組構造の弱まりを考えるのが自然であるが，その他にも一応考えられるものがある。その1つは異方性に基くもので，もし x, y 方向の弾性係数が z 方向のそれの n 倍であれば，過剰水圧の値は

$$u=(\sigma_x+\sigma_y+n\sigma_z)/(n+2)\cdots\cdots(2)$$

となる。また Skempton の発表した[3]考え方は，圧密試験において膨脹に対

図—1

$\sigma_1=\sigma_2=\sigma_3=2\,kg/cm^2$ $(u=0)$ より出発し σ_1 だけを増して行つた時の u の変動状況(σ空間内)