

地盤内応力に関する一研究

A Study on Stresses in Soil Grounds

勝見 泰 而 * (Taiji Katsumi)

藤 村 尚 ** (Hisashi Fujimura)

岩 成 敬 介 * (Keisuke Iwanari)

森 野 久 栄 *** (Kyuei Morino)

キーワード：浅い基礎／応力／荷重／支持力／塑性／弾性／沈下／模型実験 (I G C : E - 1)

1 緒 言

地盤の許容地耐力を考える場合、地盤の「強さ」と「変形」の2つの面から考えなければならない。そこで浅い基礎におけるそれぞれの面からみた従来の理論的な研究について述べる。

地盤が全般せん断破壊の形態をとる場合には、その「強さ」つまり極限支持力が基礎の安全性を決定する重要な要素となる。この場合には地盤を剛塑性体とみなして、その破壊時の塑性解析を行なうことにより極限支持力が算定できる。Terzaghi は極限支持力を粘着力、自重、上載圧の影響を考慮して、それぞれに対して支持力係数を求めた¹⁾。彼は地盤内のすべり線場を仮定し土塊論により帯基礎に対する支持力係数を求めており、これが今日一般に用いられているものである。

一方、塑性釣合い方程式(Kötterの式)を特性曲線法により解くと、極限支持力を厳密に求めることができる。Ko, Scott²⁾はこの方法により、滑らかな帯状基礎に対する塑性解を実用に供しうる形で示している。円形基礎のような3次元軸対称問題に対し、土の塑性理論を最初に展開したのはCoxら³⁾である。彼らは特性曲線に関する数値積分を行ない、粘着力に対する支持力係数やすべり線形状を明らかにした。その後、山口ら⁴⁾は土の自重を考慮した場合についても計算を行っている。ところでこのような軸対称条件下での塑性状態においては未知応力が4つあるのに対し、基礎方程式は釣合い方程式2つと破壊条件式1つの3つであり、中間主応力を何らかの形で仮定しなければならない。Kármán-Haarの仮定⁵⁾はその1つであるが、なお検討する余地があろう⁶⁾。

また、地盤の変形の問題は構造物の沈下量を算定するうえで非常に重要な問題であるにもかかわらず、従来種々の試験法や計算法を用いて行った判断が正確でなかった例が少なくない。これは地盤が一般的には一様ではなく、局部的に性質が大きくばらついているため局部的性質しかつかむことのできない、土質試験によっては平均的な地盤の性質が把握しにくいことや応力分布から変形量を求める現在の計算法に含まれる仮定の問題などが考えられる。

また基礎地盤上で、浅い基礎を通じて構造物の重量が地盤に伝えられ地盤内に応力が発生すると、それによる圧縮ひずみとせん断ひずみが集積されて基礎は沈下する。構造物の沈下を解析するためには構造物建設前後における有効地盤内応力を知る必要がある。建設後における有効地盤内応力は土かぶり圧に構造物荷重による地盤内応力の増加分を加えたものである。この応力の増加分の数学的な厳密解は、半無限弾性体の上面に集中荷重が作用する場合として、1885年Bousinesqによって解かれている。現在においても実用上はBousinesqの解によって地盤内応力を計算するのが普通である。沈下性状についていえば、弾性論の近似度が高いとはいえないが、応力分布に限れば弾性解の与える結果は相当信頼性があり、弾性解析が基礎地盤の力学的挙動を解明する一つの有力な手がかりとなることは否定できない。また地盤のせん断破壊に対して十分な安全率をもつ構造物が地表にのった場合に生ずる地盤内応力は、地盤の極限支持力に比べて割合小さいので、土を弾性体と仮定しても合理的な

* 鳥取大学工学部土木工学科

** 同海洋土木工学科

*** 滋賀県庁

近似解が得られる。

Höegら⁸⁾は有限要素法に類似の Lumped parameter method により地盤の弾性および塑性状態の応力を計算している。彼らは Tresca の降伏規準に従う弾完全塑性体上に帯状荷重を加えた場合の地盤挙動を図-1に示している。同図によれば鉛直応力は塑性状態においても弾性状態のそれと大差がないのに反し、水平直応力やせん断応力に関しては塑性状態における分布は弾性状態のそれと大きく異なっていることがわかる。このことから鉛直応力の弾性解を地盤内応力の評価に利用することがある程度の妥当性がうかがえる。

本論文では、このような観点に立って、円形基礎に対する地盤内応力伝播の問題を等分布荷重により解かれたLove⁹⁾の解を参考に回転放物荷重について解き、その結果を数値計算した。そして中間主応力係数⁶⁾についても弾性論的立場から検討した。また模型実験により地盤内応力分布を実測し、従来の研究と比較しながら理論値との対応も検討したので次節以降に記述する。

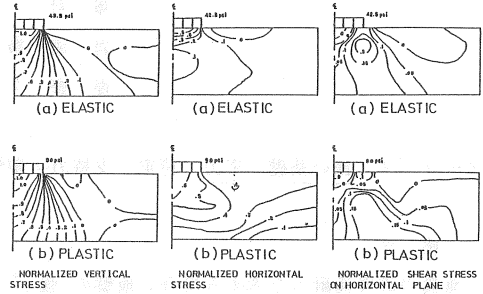


図-1 弾性時および塑性時の地盤内応力分布 (Höeg)

2. 弾性理論式の誘導

半無限弾性地盤に円形基礎が作用した場合の応力伝播式を3次元軸対称問題として解く。なおここでは構造物荷重による地盤内応力の増加分を考慮するので土の自重は考えないものとする。応力とひずみの関係式はHookeの法則より次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= 2G \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\nu e}{1-2\nu} \right), \quad \sigma_\theta = 2G \left(\frac{u_r}{r} + \frac{\nu e}{1-2\nu} \right) \\ \sigma_z &= 2G \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\nu e}{1-2\nu} \right), \quad \tau_{rz} = G \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \\ e &= \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに、 G :せん断弾性係数。式(1)を3次元軸対称の応力の弾性つり合い方程式に代入すると次式が書ける。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 u_r + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} &= 0 \\ \nabla^2 w + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ここに、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{r \partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

式(2)は軸対称問題における変位の釣合い方程式である。ここで変位関数 Φ_0 を用いて変位成分を次のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} u_r &= -\frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial r \partial z} \\ w &= 2(1-\nu) \nabla^2 \Phi_0 - \frac{\partial \Phi_0}{\partial z^2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

これを式(2)に代入すると

$$\nabla^4 \Phi_0 = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{r \partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi_0 = 0 \quad (4)$$

すなわち重調和関数 Φ_0 によって変位成分が式(3)で表わされることになる。式(3)を式(1)に入れて整理すると、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= 2G \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \nabla^2 \Phi_0 - \frac{\partial \Phi_0}{\partial r^2} \right) \\ \sigma_\theta &= 2G \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \nabla^2 \Phi_0 - \frac{\partial \Phi_0}{r \partial r} \right) \\ \sigma_z &= 2G \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (2-\nu) \nabla^2 \Phi_0 - \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} \right\} \\ \tau_{rz} &= 2G \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (1-\nu) \nabla^2 \Phi_0 - \frac{\partial \Phi_0}{\partial z^2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

地盤内応力に関する一研究

Φ_0 は式 (2) を満足しなければならないので Bessel の微分方程式

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{df}{r dr} + \xi^2 f = 0 \quad (6)$$

の解が $J_0(\xi r)$ となることに注意して式 (4) に $r J_0(\xi r)$ をかけて 0 から ∞ まで積分する。まず,

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty r J_0(\xi r) \nabla^2 \Phi_0(r, z) dr &= \left[\frac{\partial \Phi_0}{\partial r^2} r J_0 \right]_0^\infty - \left[\Phi_0 \frac{d}{dr} (r J_0) \right]_0^\infty \\ &+ \int_0^\infty \Phi_0 \frac{d^2}{dr^2} (r J_0) dr + \left[\Phi_0 J_0 \right]_0^\infty - \int_0^\infty \Phi_0 \frac{d J_0}{dr} dr + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_0^\infty r \Phi_0 J_0 dr \end{aligned} \right\} (7)$$

ここで, $\Phi_0, \partial \Phi_0 / \partial r$ は $r \rightarrow \infty$ で 0 に近づくことと仮定すると $J_0, d J_0 / dr$ も同じ性質をもつから上式 (7) の [] 内は 0 としてよい。したがって,

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty r J_0(\xi r) \nabla^2 \Phi_0(r, z) dr &= \int_0^\infty \Phi_0 \frac{d^2}{dr^2} (r J_0) dr - \int_0^\infty \Phi_0 \frac{d J_0}{dr} dr \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_0^\infty r \Phi_0 J_0 dr = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \xi^2 \right) \int_0^\infty r \Phi_0(r, z) J_0(\xi r) dr = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \xi^2 \right) G_0(\xi, z) \end{aligned} \right\} (8)$$

を解くと

$$G_0(\xi, z) = (A + Bz) e^{\xi z} + (C + Dz) e^{-\xi z} \quad (9)$$

ここに, A, B, C, D は境界条件から定まる定数である。 G_0 が求まれば式 (8) の逆変換

$$\Phi_0(r, z) = \int_0^\infty \xi G_0(\xi, z) J_0(\xi r) d\xi \quad (10)$$

を行うことによって Φ_0 が求まる。式 (10) を式 (5) に代入し, 式 (9) の関係を用いると,

$$\begin{aligned} \sigma_r &= 2G \int_0^\infty \left[\{ A\xi + B(1 + 2\nu + \xi z) \} e^{\xi z} - \{ C\xi - D(1 + 2\nu - \xi z) \} e^{-\xi z} \right] \cdot \xi^3 J_0(\xi r) d\xi - \frac{2G}{r} \int_0^\infty \left[\{ A\xi + B(1 + \xi z) \} e^{\xi z} \right. \\ &\quad \left. - \{ C\xi - D(1 - \xi z) \} e^{-\xi z} \right] \xi^2 J_1(\xi r) d\xi \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\sigma_\theta = 2G \int_0^\infty 2\nu \left[\{ B e^{\xi z} + D e^{-\xi z} \} \xi^3 J_0(\xi r) + \frac{2G}{r} \int_0^\infty \left[\{ A\xi + B(1 + \xi z) \} e^{\xi z} - \{ C\xi - D(1 - \xi z) \} e^{-\xi z} \right] \xi^2 J_1(\xi r) d\xi \right] \quad (11b)$$

$$\sigma_z = 2G \int_0^\infty \left[\{ -A\xi + B(1 - 2\nu - \xi z) \} e^{\xi z} + \{ C\xi + D(1 - 2\nu + \xi z) \} e^{-\xi z} \right] \xi^3 J_0(\xi r) d\xi \quad (11c)$$

$$\tau_{rz} = 2G \int_0^\infty \left[\{ A\xi + B(2\nu + \xi z) \} e^{\xi z} + \{ C\xi - D(2\nu - \xi z) \} e^{-\xi z} \right] \xi^3 J_1(\xi r) d\xi \quad (11d)$$

2-1 基礎底面がなめらかで円形等分布荷重の場合, 境界条件を次のように考える。

$$(\sigma_z)_{z=0} = \begin{cases} p_0; & r \leq a \\ 0; & r > a \end{cases} \quad (12a)$$

$$(\tau_{rz})_{z=0} = 0 \quad (12b)$$

$$z \rightarrow \infty; \text{ 応力成分} = 0 \quad (12c)$$

境界条件 (12c) より無限遠で応力が消失すべきことから, 式 (11a~d) における発散項 $e^{\xi z}$ を取り去らなければならない。したがって,

$$A = B = 0 \quad (13)$$

また, 関数 $f(r)$ は Fourier-Bessel 積分 (または Hankel 積分)⁹⁾ より

$$f(r) = \int_0^\infty \left[\int_0^\infty f(\lambda) J_0(\xi \lambda) \lambda d\lambda \right] J_0(\xi r) \xi d\xi \quad (14)$$

と表わせるので境界条件 (12a) より

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_z)_{z=0} &= p_0 \int_0^\infty \left[\int_0^a J_0(\xi \lambda) \lambda d\lambda \right] J_0(\xi r) \xi d\xi \\ &= p_0 \int_0^\infty \left[\frac{\lambda J_1(\xi \lambda)}{\xi} \right]_0^a J_0(\xi r) \xi d\xi \\ &= p_0 a \int_0^\infty J_0(\xi r) J_1(\xi a) d\xi \end{aligned} \right\} (15)$$

したがって式 (11c), (13), (15) より

$$2G \{ C\xi + D(1 - 2\nu + \xi z) \} \xi^3 = p_0 a J_1(\xi a) \quad (16)$$

また、式(11 d)，境界条件(12 b)より

$$C\xi - 2\nu D = 0 \tag{17}$$

式(16)，(17)を解くと

$$\left. \begin{aligned} C &= a b_0 \cdot \frac{J_1(a\xi)}{\xi} \cdot \frac{\nu}{G} \\ D &= \frac{a b_0}{2G} \cdot \frac{J_1(a\xi)}{\xi^3} \end{aligned} \right\} \tag{18}$$

これを式(11 a~d)に代入して整理すると、

$$\frac{\sigma_r}{p_0} = a \int_0^\infty (1-\xi z) e^{-\xi z} J_1(a\xi) J_0(\xi r) d\xi - a \int_0^\infty (1-2\nu-\xi z) e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi r} \cdot J_1(a\xi) J_1(\xi r) d\xi \tag{19a}$$

$$\frac{\sigma_\theta}{p_0} = a \int_0^\infty 2\nu e^{-\xi z} J_1(a\xi) J_0(\xi r) d\xi + a \int_0^\infty (1-2\nu-\xi z) e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi r} \cdot J_1(a\xi) J_1(\xi r) d\xi \tag{19b}$$

$$\frac{\sigma_z}{p_0} = a \int_0^\infty (1+\xi z) e^{-\xi z} J_1(a\xi) J_0(\xi r) d\xi \tag{19c}$$

$$\frac{\tau_{rz}}{p_0} = a \int_0^\infty z \xi e^{-\xi z} J_1(a\xi) J_1(\xi r) d\xi \tag{19d}$$

2-2 基礎底面がなめらかで回転放物形分布荷重の場合

砂質土の表面に剛な円形基礎による載荷をすると、そのときの接触圧分布は中心で大きく、荷重縁部で小さくなることは Kögler-Scheidung¹⁰⁾、Oscar Faber¹¹⁾らによって実測されている。そこで半径 a の円形フーチングの底面に最大強度 q_0 なる回転放物状の荷重分布を考えたときの半無限弾性地盤内応力を求める。荷重分布式は

$$q(r) = q_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)$$

で与えられるが、平均等分布荷重強さ q_{av} を用いて表わすことを考える。全荷重 Q は

$$Q = \pi \int_0^a q_0 \frac{a^2}{2} (q_0 - q) dq = \frac{1}{2} \pi q_0 a^2$$

一方、 $Q = \pi q_{av} a^2$ したがって $q_0 = 2 q_{av}$

$$q(r) = 2 q_{av} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)$$

境界条件を次のように考える。

$$(\sigma_z)_{z=0} = \begin{cases} 2 q_{av} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right); & r \leq a \\ 0; & r > a \end{cases} \tag{20a}$$

$$(\tau_{rz})_{z=0} = 0 \tag{20b}$$

$$z \rightarrow \infty; \text{応力成分} = 0 \tag{20c}$$

境界条件(20 b)，(20 c)より2-1の場合と同様にして

$$A' = B' = 0, \quad C' \xi - 2\nu D' = 0 \tag{21}$$

また Fourier-Bessel 積分を利用すると境界条件(20 a)により

$$(\sigma_z)_{z=0} = \int_0^\infty \left[2 q_{av} \int_0^a \left(1 - \frac{\lambda^2}{a^2}\right) \lambda J_0(\xi \lambda) d\lambda \right] \times J_0(\xi r) \xi d\xi$$

ここで、 $\frac{d}{dz} [z^\nu J_\nu(z)] = z^\nu J_{\nu-1}(z)$ 、(J_ν : ν 次の Bessel 関数)

なる関係を利用すると、

$$\begin{aligned} \int_0^a \lambda J_0(\xi \lambda) d\lambda &= \left[\frac{\lambda}{\xi} J_1(\xi \lambda) \right]_0^a = \frac{a}{\xi} J_1(a\xi) \\ \int \lambda^3 J_1(\xi \lambda) d\xi &= \frac{\lambda^2 \cdot \lambda J_1(\xi \lambda)}{\xi} - \frac{2}{\xi} \int \lambda^2 J_1(\xi \lambda) d\lambda \\ &= \frac{\lambda^3}{\xi} J_1(\xi \lambda) - \frac{2}{\xi^2} \lambda^2 J_2(\xi \lambda) + c \end{aligned}$$

したがって、

$$(Q_z)_{z=0} = 4 q_{av} \int_0^{\infty} \frac{1}{\xi} J_2(a\xi) J_0(\xi r) d\xi \quad (22)$$

ゆえに、式(11c), (21), (22)より、

$$2G \{ C' \xi + D'(1-2\nu) \} \xi^3 = \frac{4}{\xi} q_{av} J_2(a\xi) \quad (23)$$

式(21), (23)を解くと、

$$C' = 4 q_{av} \frac{J_2(a\xi)}{\xi^5} \cdot \frac{\nu}{G}, \quad D' = \frac{2 q_{av}}{G} \cdot \frac{J_2(a\xi)}{\xi^4} \quad (24)$$

これを式(11a~d)に代入して整理すると

$$\frac{\sigma_r}{q_{av}} = 4 \int_0^{\infty} (1-\xi z) e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi^2 r} J_2(a\xi) J_0(\xi r) d\xi - 4 \int_0^{\infty} (1-2\nu-\xi z) e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi^2 r} J_2(a\xi) J_1(\xi r) d\xi \quad (25a)$$

$$\frac{\sigma_\theta}{q_{av}} = 4 \int_0^{\infty} 2\nu e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi} J_2(a\xi) J_0(\xi r) d\xi + 4 \int_0^{\infty} (1-2\nu-\xi z) e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi^2 r} J_2(a\xi) J_1(\xi r) d\xi \quad (25b)$$

$$\frac{\sigma_z}{q_{av}} = 4 \int_0^{\infty} (1+\xi z) e^{-\xi z} \cdot \frac{1}{\xi} J_2(a\xi) J_0(\xi r) d\xi \quad (25c)$$

$$\frac{\tau_{rz}}{q_{av}} = 4 \int_0^{\infty} z e^{-\xi z} \cdot J_2(a\xi) J_1(\xi r) d\xi \quad (25d)$$

3. 理論式の数値計算結果とその考察

2-1では円形フーチングによる地盤内応力伝播の問題を等分布荷重の場合と回転放物形荷重の場合についてそれぞれ σ_r , σ_θ , σ_z , τ_{rz} について理論式(19), (25)を導いたが、この節ではその数値計算の方法と結果および考察について述べる。

Bessel関数 $J_0(x)$, $J_1(x)$, $J_2(x)$ については第1種 Bessel 関数

$$J_n(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!(n+m)!} \cdot \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2m} \quad (26)$$

($n = 0, 1, 2$)

による値として漸化式により求める。

1次元半無限区間の積分

$$\int_0^{\infty} e^{-xz} \cdot f(x) dx \quad (27)$$

の値は Gauss-Laguerre の公式により求める。

求める地盤内応力はすべて無次元表示し、半径方向および深さ方向の距離についてもフーチングの半径でそれぞれ無次元化したうえで計算を行った。なお以上の数値計算は HITAC M-150 により行った。

式(19), (25)からもわかるように σ_z , τ_{rz} はポアソン比の値に無関係である。 σ_r , σ_θ の計算においては、実験値との比較のために、ポアソン比を0.25とした。図-2, 3は地盤内の各応力を載荷重で除し、無次元表示した影響値としての等圧線図を描いたものである。図中、実線は回転放物荷重の場合を、破線は等分布荷重の場合を示す。これらの図より、両荷重による違いは載荷面直下において大きく、特にせん断応力の分布は著しく異なることがわかる。浅い基礎における地盤の破壊はせん断破壊形態をとることが多く、上に述べたことは注目される。次に以

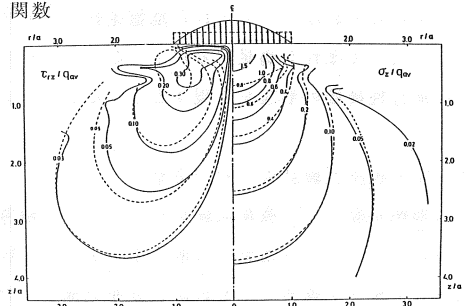


図-2 回転放物荷重による地盤内応力分布 (τ_{rz}/q_{av} , σ_z/q_{av})

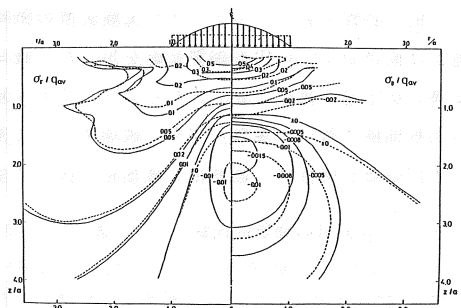


図-3 回転放物荷重による地盤内応力分布 (σ_r/q_{av} , σ_θ/q_{av})

前著者の1人が述べた支持力理解⁶⁾の立場より、弾性解による中間主応力係数 K^* の分布と各主応力の方向と大きさについて検討する。

$\sigma_\theta = \sigma_z$ なる関係があるから $r-z$ 平面について考えると最大、最小の各主応力 σ_1, σ_3 はそれぞれ次式により求められる。

$$\sigma_{1,3} = \frac{\sigma_z + \nu_r}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_z - \sigma_r}{2}\right)^2 + \tau_{rz}^2} \quad (28)$$

図4は K^* の分布を予測されるすべり線と対比させて示したものである。当然のことながら K^* の値は場所によって異なり、その値は半径方向に大きくなり、深さ方向に小さくなる傾向がある。主働くさび域近傍における K^* の平均的な値としてはおおよそ0.1と考えられる。もちろんこの値は弾性論的立場から述べたものであるが、地盤が破壊するとき、弾性状態から塑性状態へ移行する段階で K^* が極端に変化することは考えられない。弾性状態における中間主応力は塑性状態にはいると $\sigma_2 = \sigma_3$ ($K^* = 0$) なる Harr-Kármán の仮定を満足する方向へ変化するものの、 K^* が0に達するまでに進行性破壊をするものと考えられる。図-5は主応力の方向とその大きさを線分表示するとともに予測すべり線をあわせて示したものである。ここに予測すべり線は塑性理論に従い主応力方向と角 $(\pi_1 - \phi_2)$ で交わっている。したがって、地盤が弾性状態から塑性状態へなめらかに移行するものとすれば、与えられた地盤条件に応じて、上記2者のなす角はほぼ $(\pi_1 - \phi_2)$ の条件を満足するはずである。ただし、厳密な両者の対応については進行性破壊の形態を表現するような土のモデルを考える必要があろう。

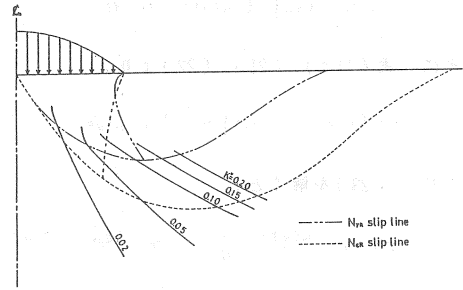


図-4 K^* の分布と予測すべり線

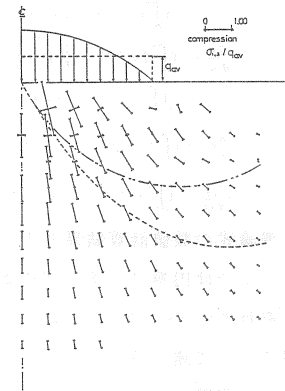


図-5 主応力方向とその大きさ

4 室内模型実験結果とその考察

円形剛基礎による載荷実験を行ったときの地盤内応力伝播のようすをとるために、モデル地盤に市販の小型土圧計 (BE-2KD, BE-2KC; 共和電業K,K製) を埋設し、その応力分布を測定した。模型土槽の大きさは600 × 600 × 370 mm で地盤試料は鳥取市伏野産の川砂を乾燥させたもので、840 μmふるいを通したものをを用いた。その物理的性質を表-1に、模型地盤の平均的な特性を表-2に示す。また実験装置の概略図を図-6に示す。模型地盤は直径10cmの円形鋼製基礎を用いた。載荷方法はジャッキにより基礎の沈下量が毎分1mmとなるようなひずみ制御法を採用した。測定は30秒間隔で行い、地盤が完全に破壊するまで基礎を貫入させ、地盤内の土圧分布を弾性時、破壊前、破壊後 (図-7参照) に分けて調べた。

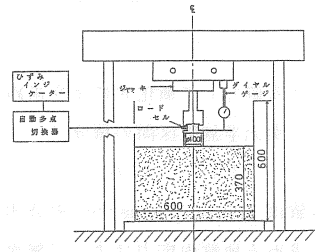


図-6 実験装置概略図

表-1 伏野砂の物質的性質

Specific gravity of grain G_s	2.67
Effective size D_{10}	0.20 mm
Uniformity coefficient D_{60}/D_{10}	1.85
Maximum porosity n_{max}	49.0 %
Minimum porosity n_{min}	37.8 %

表-2 モデル地盤の特性

Unit weight	1.66 gf/cm ³
Water content w	0.23 %
Porosity n	39.0 %
Relative Density D_r	95.0 %

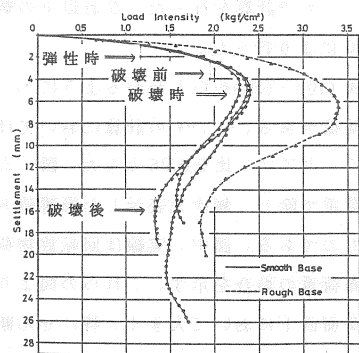


図-7 荷重沈下曲線

図8～10は荷重沈下曲線から判断した弾性時、破壊前、破壊時、破壊後の各時点の応力を影響値として深さのレベルごとに示したものである。あわせて回転放物荷重の場合の計算値も図示した。図-8 a, b は鉛直応力に関するものであるが、実測値は荷重面の直下で計算値をかなり上まわり、大きな応力集中をおこしている。そして浅いところではその傾向が特に顕著であることがわかる。これは砂地盤特有の性質であり、かって Kögler らによっても指摘されている。Kögler, Scheidig は大きな土槽内に比較的配合のよい石英砂を密に詰め、表面にさまざまな径の円形フーチングを用いた載荷実験を行っている。図-11は彼らによって実測された圧力土根(鉛直土圧)の一例である。図-8 a, b にも示すように彼らの実測値は、今回の実験値と理論値との中間的な値を与えている。また彼らはフーチングの寸法が小さくなるにしたがって大きな応力集中が生じることも示している。以上に述べた応力集中に対する原因としては次のように考えられる。つまり、フーチングの外周の地表面には水平分力が生じ、粘着性のない土はそれに抵抗することはできない。なぜならば、砂のせん断抵抗力は粒子間の内部摩擦によるもので地表面に荷重がないときは、フーチング周縁の拘束圧が土かぶり圧と大差なく、したがって砂の間には有効摩擦力は生じえないからである。粘着力のない土はこの部分の粒子間に相対変位を生じやすくフーチングの圧力は地表面付近では横に伝達されない。その結果砂の場合は載荷点の直下に大きな集中応力を生じ計算値よりも大きな値になるものと思われる。しかし地盤の深い所では拘束圧が大きくなり、地盤は弾性的性質を示すと思われ、実測値は計算値に近づくはずであるが、今回の実験では載荷

中心部で常に実測値が計算値よりも大きい。これに対しては Fröhlich の応力集中係数による考察だけでは説明しきれない。そこで考えられることは(1)フーチングの寸法効果(2)土槽底面の影響(3)作成地盤の異方性(4)地盤と土圧計の圧縮性の違いなどがある。寸法効果については Kögler らが示すフーチングの直径とその接触圧分布の関係からある程度うなずける。また図-8 a, b において地盤の破壊前後についてみると、破壊に近づくにつれて応力の分布形状は、浅いところでは載荷中心に大きく応力集中していくことがわかるが、深いところではあ

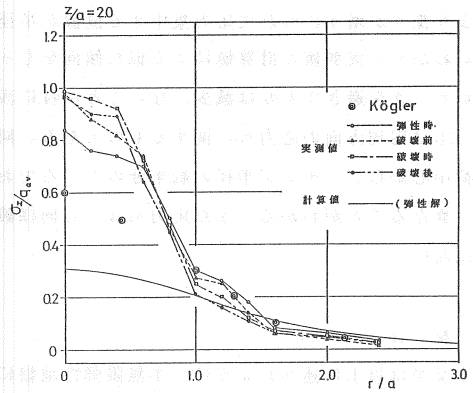


図-8(a) 鉛直応力分布の実測値

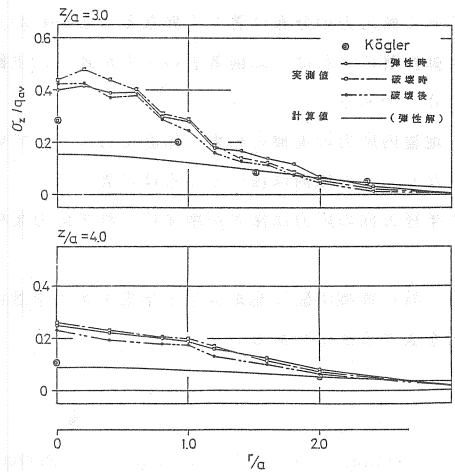


図-8(b) 鉛直応力分布の実測値

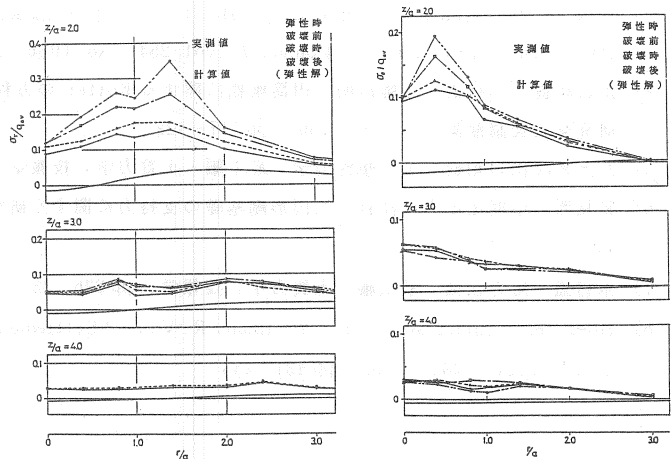


図-9 半径方向の応力分布の実測値 図-10 円周方向の応力分布の実測値

より変化しない。図-9は半径方向の応力 σ_r に関するものである。同図より深さが増すにつれて応力集中する位置が半径方向に移動することがわかり、実測値と計算値はよく似た傾向をもっている。また載荷重がピークを過ぎても σ_r は減少しないことが特に浅いところでいえる。図-10は円周方向の応力 σ_θ に関するものである。同図より応力集中は載荷中心からフーチング半径の約半分のところでおこり計算値とは大きく異なることがわかる。また応力 σ_θ は σ_r と同様破壊後も減少することはない。

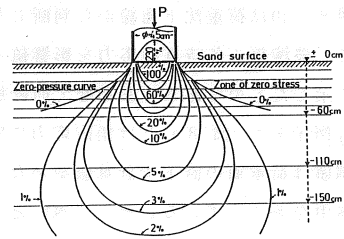


図-11 砂地盤内における鉛直土圧の等圧線 (Kögler)

5. 結 言

本文では以上に述べたように、半無限弾性地盤に回転放物形荷重を加えたときの、地盤内応力伝播の理論式を誘導し、支持力理論の観点から実験的検討も加えた。その結果をまとめてみると以下ようになる。

- (1) 弾性論による各地盤内応力の計算の結果、放物線荷重と等分布荷重による違いは載荷面直下において大きく、特にせん断応力の分布は著しく異なることがわかった。
- (2) 弾性解によれば、以前著者の1人が述べた主動くさび域近傍の予測すべり線上における中間主応力係数⁶⁾の値は0.1である。
- (3) 地盤内応力の実測の結果、鉛直応力についていえば、地盤が破壊するにつれて載荷中心軸上で応力集中が大きくなり、この傾向は浅いところほど著しい。
- (4) 半径方向の応力は深さが増すにつれて応力集中する位置が半径方向に移動することが実測された。

謝辞：特に模型実験は鳥取大学工学部土木工学教室土質研究室の各位に対してご協力を賜った。ここに深甚なる謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Terzaghi, K.: Theoretical Soil Mechanics, John Wiley and Sons, pp.118-143.
- 2) Ko, H.Y., and Scott, R.F.: "Bearing Capacity by Plasticity Theory", ASCE, SMI, 1973, pp. 25-43.
- 3) Cox, A.D., Eason, G. and Hopkins, H.: "Axially Symmetric Plastic Deformations in Soils", Phil. Trans. Roy. Soc. of London A, Vol. 254, No. 1036, 1961, pp. 1-45.
- 4) 山口柏樹・木村孟・寺師昌明・円筒座標に関する Kötter の方程式と支持力論への適用, 第2回土質工学研究発表会講演集, 1-21, 1967, pp.117-122.
- 5) たとえば山口柏樹: 土の塑性力学, 最上編・土質力学, 技報堂, pp.840-842.
- 6) 勝見雅: 中間主応力に注目した円形剛基礎の支持力に関する研究, 土木学会論文報告集, No. 252, 1976, pp.73-85.
- 7) 木村孟: 応力伝播, 最上編・土質力学, 技報堂, pp.226-233.
- 8) Höeg, K., Christian, J.T., Whitman, R.V.: "Settlement of Strip Load on an Elastic-Plastic Soil" ASCE, SM12, 1968, pp.431-445.