

送電用鉄塔基礎の引揚抵抗力について

ON THE UPLIFT RESISTANCE OF TRANSMISSION TOWER FOOTINGS

松 尾 稔*
By Minoru Matsuo

1. 緒 言

送電用鉄塔は風によって大きな引揚力をうけるので、その基礎の引揚抵抗力が設計上重要な問題となる。引揚抵抗力については従来からかなり研究されているが、実際の計算にあたっては、実情と隔たりのある仮定を多くふくんだ単純な形で算定されているのが現状である。その結果、危険な設計になったり、逆に不経済な設計を行なうおそれがある。

ここでは、まず引揚抵抗力の算定方法について述べ、そのあとに、得られた支持力算定式の妥当性を室内における小型模型実験と実物大の基礎を用いた現地実験によって検証した。ここに示す算定方法の手順は、(1) 基礎が引揚抵抗力をうけて抜けあがるときのすべり面の決定、(2) すべり土塊の重量の算定、(3) すべり面に作用するせん断抵抗応力の鉛直分力の算定である。すべり面がきまり、それに応じて(2),(3)の力が求まると、これらの力に基礎体の自重を加えることによって限界引揚抵抗力が求められる。ただし理論的解析にあたっては、基礎体の柱体部、基礎スラブの形は軸対称な円柱および円板形としている。

2. すべり面の決定¹⁾

従来は基礎スラブ直上の円柱形の土塊の重量とすべり面(円柱の外周)に作用するせん断力をもって引揚抵抗力としたり (earth pressure method)²⁾、基礎スラブ外端からある角度でたちあがる単純な円すい面をもってすべり面とし、これによって形成されるさい頭角すいまたはさい頭円すいの重量をもって引揚抵抗力としていた (earth-load method)³⁾ 場合が多い。わが国電気学会の送電用鉄塔設計標準 (JEC) や建築学会の鉄塔構造計算規準においては、ともに後者にもとづいている⁴⁾。また A. Balla は、すべり面を土の内部摩擦角と地表面から基礎スラブまでの深さにより一義的に定まる円弧の一部を母線とした回転面であると仮定して、理論的解析方法を示した⁵⁾。しかし現地実験および室内模型実験の結果、すべり面が単純な円すい面で表わせないのはいうまでもないが、またある特殊な場合を除いては、A. Balla が示す単純な球面の一部にもならないようである。

さて、すべり面は、基礎体の中心を通る断面上において2次元的方法で決定できるものとする。基礎体が引揚力をうけ、基礎地盤にせん断破壊を生ずるとき、その土圧状態は基礎スラブ周辺の準主動状態から地表面にむかって次第に受動状態に移行していくものと考えられる。そこで基礎体の中心を通る断面において、すべり面は基礎スラブ外端直上にある地表面上の点(図-1のg点)を通る直線を動径とする対数らせんと Rankine の受動状態における直線とを合成したのになると仮定する。この仮定は模型実験の結果からみてさしつかえのないものであると考えられる。

図-1 すべり面の決定方法

Fig. 1 Determination of the Sliding surface at meridian Section of the Breaking out Earth Body

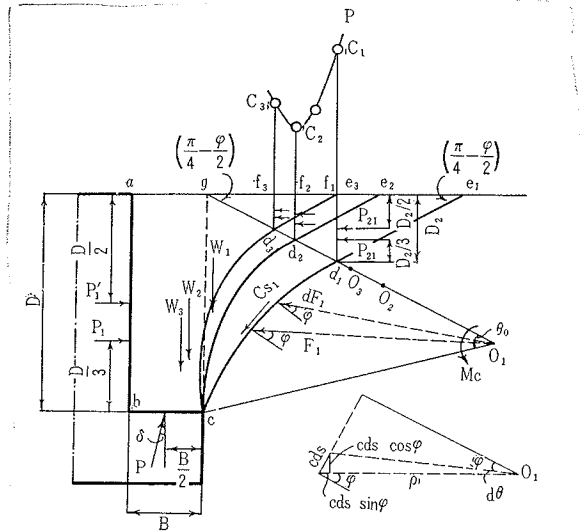


図-1 において一つの可能なすべり面 cd_1e_1 を考えてみる。曲線 cd_1 は O_1 を中心として、 $O_1d_1 = \rho_0$ とした場合、

$$\rho = \rho_0 e^{\theta \tan \varphi} \dots \dots \dots (1)$$

で表わされる対数らせんであり、直線 d_1e_1 は水平地表面と $(\pi/4) - (\varphi/2)$ の角度をなし、かつ d_1 において対数らせんに接する直線である。ここに θ は O_1d_1 から反時計まわりにとった角であり、 φ は土の内部摩擦角である。

つぎに土塊 $abcd_1f_1$ に作用する力について考えてみる。これらの力は $W_1, P_1, P_1', P_{21}, P_{21}', F_1, C_{31}$ および

* 正員 工修 京都大学助手 京都大学防災研究所

P である(図-1参照)。土の粘着力が0の場合は、前記諸力のうち P'_1, P'_{21}, C_{s1} を省略すればよい。これらの力について説明を加えると、

(W_1); 土塊 $abcd_1f_1$ の全重量で、この土塊の重心の位置に作用する。

(P_1 と P'_1); 基礎体の柱体部と土塊の接触面 ab 上に作用する土圧である。 P_1 は土の単位体積重量と地表面からの深さによってきまり、 P'_1 は土の粘着力にもとづくものである。これらの土圧の作用方向は、実際の場合ある角度をなして傾斜しており、さらに締った土の場合にはダイレイタンスの影響で受動土圧に近い値となることが予想されるが、ここでは近似的に、作用方向が水平な静止土圧とする。すべり面を決定する際には O_1 点のまわりのモーメントをとることになるから、この傾斜角と土圧の大きさの違いがすべり面形の決定におよぼす影響は微少であるので、作用方向水平の静止土圧としてもすべり面決定には大差がない。このように考えたときこの土圧の大きさは次式で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} K \cdot r \cdot D^2 \\ P'_1 &= K' \cdot c \cdot D \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに K, K' は土圧係数(実際計算では上に述べたように $K=K'=K_0$ =静止土圧係数、をとる)、 r は土の単位体積重量、 c は土の粘着力、 D は地表面から基礎スラブ上面までの深さである。そして、これらの力の作用点 は、 b 点からそれぞれ $D/3, D/2$ の位置である。

(P_{21} と P'_{21}); 断面 d_1f_1 に作用する受動土圧である。図-1において gd_1e_1 で表わされる土塊内の応力状態は Rankine の受動状態であるから、この土圧の作用方向は水平となる。 P_{21} を土の単位体積重量と地表面からの深さにもとづく土圧 P_{21} を土の粘着力によってきまる土圧とすると、これらの作用点は地表面からそれぞれ $2D_2/3, D_2/2$ の位置であり (D_2 は地表面から点 d_1 までの深さ)、その大きさは次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} P_{21} &= \frac{1}{2} \cdot r \cdot D_2^2 \tan^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) \\ P'_{21} &= 2 \cdot c \cdot D_2 \tan \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

なお厳密には破壊は3次的に生ずるから、 P_{21}, P'_{21} の算定には土塊 $d_1e_1f_1$ 内の土圧に対する3次的考慮を必要とするが、(P_1 と P'_1) のところで述べたのと同様にこの影響は非常に小さいので、すべり面の決定にあたっては式(3)で十分である。

(F_1 と C_{s1}); F_1 は土の粘着力が0の場合にすべり面 cd_1 に作用する合力であり、この作用線はらせん中心 O_1 を通る。また C_{s1} は土の粘着力にもとづく抵抗力である。すべり面の決定に際しては、 C_{s1} による O_1 点のまわりのモーメント M_{c1} を求めればよい。らせん部 cd_1 の任意の微小部分 ds に作用する粘着力 $c \cdot ds$ は、動径

方向の成分 $c \cdot ds \cdot \sin \varphi$ と垂直成分 $c \cdot ds \cdot \cos \varphi$ に分解できる。前者は O_1 点を通るから、後者の O_1 点のまわりのモーメントを求めると、

$$\begin{aligned} M_{c1} &= \int_0^{\theta_0} dM_{c1} = \int_0^{\theta_0} c \cdot \rho_0^2 \cdot e^{2\theta \tan \varphi} d\theta \\ &= \frac{c}{2 \tan \varphi} (\rho_1^2 - \rho_0^2) \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここに ρ_1 は cO_1 の長さである。

(P); 基礎体が土塊におよぼす土圧であり、その作用点は近似的に基礎スラブ bc の中点と考えられる。そしてこの作用方向は鉛直とある傾斜角 δ をなす方向と仮定する。

さて以上の力は極限平衡状態においてつり合っているから、らせん中心 O_1 点のまわりのモーメントの和を0とおいて P を求め、これを d_1f_1 の鉛直延長線上にプロットして C_1 点を定める。つぎに、この手順を他の可能なすべり面 cd_2e_2, cd_3e_3 などにくり返し、 C_2, C_3 点を定め、図-1の上部に示した曲線 P を求める。曲線 P が求まると、すべり面はその最小値(図-1では C_2 点)をとるすべり面 cd_2e_2 として決定される。

3. すべり土塊の重量の算定

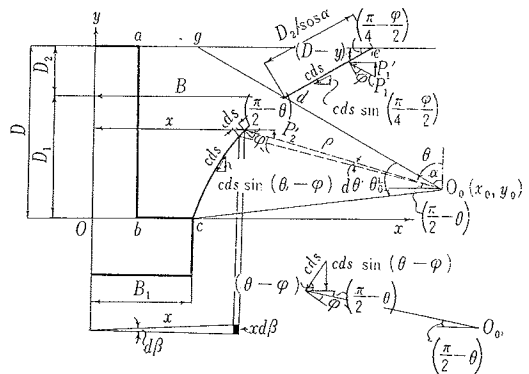
すべり面がきまると限界引揚抵抗力 R は、基礎体の自重 G 、すべり土塊の重量 rV (V はすべり土塊の体積)、すべり面に作用するせん断抵抗応力の鉛直分力を T とすると、

$$R = G + rV + T \dots\dots\dots (5)$$

で表わされる。

図-2 断面の各寸法とすべり面の微小部分に作用する応力

Fig. 2 Geometrical Symbols and Infinitesimal Part at the Sliding Surface



rV を求めることは V を求めることに帰結する。図-2に示すように、基礎体の基礎スラブ上面における水平線と柱体部の中心線を x, y 軸に選べば、 V は y 軸を中心とし、すべり面 cde を母線とした回転体の体積から基礎体の柱体部の体積を減じたもので与えられる。すべり面の直線部分 de 、らせん部分 cd を回転して得られ

る体積をそれぞれ V_1, V_2 , 基礎体の柱体部の体積を V_3 とすると, すべり土塊の体積 V は次式で表わされる。

$$V = V_1 + V_2 - V_3 \dots\dots\dots(6)$$

まず V_1 については, 直線 de が,

$$x = y \tan \alpha + (D_2 - D_1) \tan \alpha + B_1 \dots\dots\dots(7)$$

で表わせるから,

$$V_1 = \pi \int_{D_1}^{D=D_1+D_2} x^2 dy = \pi \cdot D_2 \times \left(\frac{7}{3} D_2^2 \tan^2 \alpha + 3 B_1 D_2 \tan \alpha + B_1^2 \right) \dots\dots(8)$$

となる。ここに $\alpha = (\pi/4) + (\varphi/2)$, D_2, D_1 はそれぞれ地表面から d 点までの深さ, d 点から基礎スラブ上面までの深さであり, B_1 は基礎スラブの半径である。

つぎに対数らせん cd の中心 O_0 の座標を (x_0, y_0) とすると, この対数らせんはつぎの形で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x &= -\rho_0 e^{(\theta-\alpha) \tan \varphi} \sin \theta + x_0 \\ y &= \rho_0 e^{(\theta-\alpha) \tan \varphi} \cos \theta + y_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

式 (9) を用いて V_2 を求めると

$$V_2 = \pi \cdot \rho_0 [\rho_0^2 F_1'(\varphi, \theta_0) + \rho_0 x_0 F_2'(\varphi, \theta_0) + x_0^2 F_3'(\varphi, \theta_0)] \dots\dots\dots(10)$$

ここに θ_0 はらせん中心角 $< dO_0c$ であり, $F_1'(\varphi, \theta_0) \sim F_3'(\varphi, \theta_0)$ は以下に示すとおりである。

$$F_1'(\varphi, \theta_0) = -\frac{1}{4} e^{3\theta_0 \tan \varphi} \left[-\frac{1}{3} \cos 3(\theta_0 + \alpha) + \frac{1}{(9 \tan^2 \varphi + 1)} \left\{ \frac{3}{\cos^2 \varphi} \cos(\theta_0 + \alpha) - 8 \tan \varphi \sin(\theta_0 + \alpha) \right\} + \frac{1}{4} \left\{ -\frac{1}{3} \cos 3\alpha + \frac{1}{(9 \tan^2 \varphi + 1)} \times \left(\frac{3}{\cos^2 \varphi} \cos \alpha - 8 \tan \varphi \sin \alpha \right) \right\} \right]$$

$$F_2'(\varphi, \theta_0) = \frac{1}{2} e^{2\theta_0 \tan \varphi} \left\{ \sin 2(\theta_0 + \alpha) - \frac{1}{\tan \varphi} \right\} - \frac{1}{2} \left(\sin 2\alpha - \frac{1}{\tan \varphi} \right) \quad (\varphi \neq 0)$$

$$= \frac{1}{2} (\cos 2\theta_0 - 2\theta_0 - 1) \quad (\varphi = 0)$$

$$F_3'(\varphi, \theta_0) = -e^{\theta_0 \tan \varphi} \cos(\theta_0 + \alpha) + \cos \alpha$$

基礎体の柱体部の体積 V_3 は基礎体がきまるとただちにきまる値であるから, 以上のようにして V_1, V_2 が計算されると V が求められる。

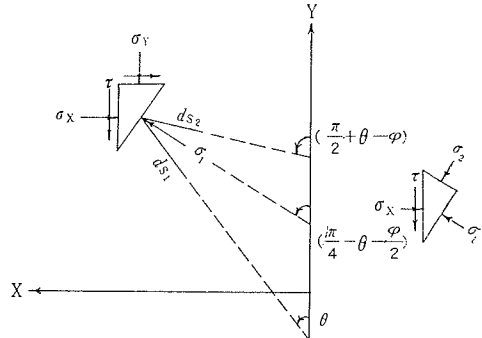
4. すべり面に作用するせん断抵抗合応力の鉛直分力の算定

以上に示したように式 (5) の G と rV が求められたから, 最後に T を求める必要がある。ここでは数式の複雑さをさけるために, まず土の粘着力が 0 の場合について考え, その後にこれに準じて, 粘着力のみによる鉛直分力を算定する。

(1) 粘着力 c が 0 である場合

せん断抵抗合応力の算定にききだつて, その基礎となる方程式が 図-3 に示す座標系にもとづいて誘導された⁷⁾。図-3 からただちに,

図-3 一点に作用する応力の説明図
Fig. 3 Element Considered in the Derivation of the Expressions for Stress at a Point

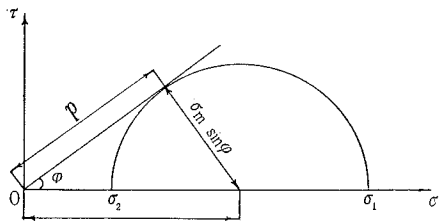


$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_X}{\partial X} + \frac{\partial \tau}{\partial Y} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_Y}{\partial Y} + \frac{\partial \tau}{\partial X} + r &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_X &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \sin(2\theta - \varphi) \\ \sigma_Y &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) - \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \sin(2\theta - \varphi) \\ \tau &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \cos(2\theta - \varphi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

ここに σ_1, σ_2 は主応力 ($\sigma_1 > \sigma_2$) であり, $\sigma_m = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$ とおくと 図-4 から明らかなように σ_1, σ_2 はつぎの形で表わされる。

図-4 モールの円
Fig. 4 The Mohr Circle for the Stress Condition Illustrated in Fig. 3



$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= (1 + \sin \varphi) \sigma_m \\ \sigma_2 &= (1 - \sin \varphi) \sigma_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

式 (13) を式 (12) に代入し, さらに θ が X, Y の関数であることに注意して, これを式 (11) に用いると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_m}{\partial X} + \sin \varphi \left\{ \sin(2\theta - \varphi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial X} + \cos(2\theta - \varphi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial Y} \right\} \\ + 2 \sigma_m \sin \varphi \left\{ \cos(2\theta - \varphi) \frac{\partial \theta}{\partial X} - \sin(2\theta - \varphi) \times \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right\} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_m}{\partial Y} - \sin \varphi \left\{ \sin(2\theta - \varphi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial Y} - \cos(2\theta - \varphi) \frac{\partial \sigma_m}{\partial X} \right\} \\ - 2 \sigma_m \sin \varphi \left\{ \cos(2\theta - \varphi) \frac{\partial \theta}{\partial Y} + \sin(2\theta - \varphi) \right\} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} & \times \frac{\partial \theta}{\partial X} \} + r = 0 \\ & \dots\dots\dots(14) \end{aligned} \right\} \times \left(\frac{2}{3} D_2 \tan \alpha + \frac{1}{2} B_1 \right) \dots\dots\dots(20)$$

図-3 に示すように、大きいほうの主応力から時計まわりおよび反時計まわりに $(\pi/4) - (\varphi/2)$ だけ回転したすべり面方向の線素をそれぞれ ds_1, ds_2 とする。 ds_1, ds_2 の X, Y 軸に対する方向余弦が $(\sin \theta, \cos \theta), \{\cos(\theta - \varphi), -\sin(\theta - \varphi)\}$ であることを用いて X, Y 方向の微係数をすべり面方向の微係数で書きかえ、これを式(14)に用いると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} & \cos \varphi \frac{\partial \sigma_m}{\partial s_1} - 2 \sigma_m \sin \varphi \frac{\partial \theta}{\partial s_1} = -r \cos(\theta - \varphi) \\ & \cos \varphi \frac{\partial \sigma_m}{\partial s_2} + 2 \sigma_m \sin \varphi \frac{\partial \theta}{\partial s_2} = r \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(15)$$

いま問題とするすべり面は大きいほうの主応力から反時計まわりに $(\pi/4) - (\varphi/2)$ だけ回転したすべり面であるから、せん断抵抗応力 p と σ_m との間に $\sigma_m \cos \varphi = p$ の関係があることに注意して、式(15)の下の式を書きかえと、

$$\frac{\partial p}{\partial s} + 2 p \tan \varphi \frac{\partial \theta}{\partial s} = r \sin \theta \dots\dots\dots(16)$$

式(16)は2次元的な立場から得られた式であり、座標系を異にするが、Kötterの式と同種のものである。しかし現段階では問題を3次元的に解析するのが困難であるので、式(16)から得られた p が $ds \cdot x d\beta$ (図-2 参照)なる微小面積に作用しているとして、3次元的な全すべり面に作用する抵抗力を算定する。なお以下においては、すべり面の直線部分、対数らせん部分の微小線素 ds に作用するせん断抵抗応力をそれぞれ p_1, p_2 (これらの力はすべり面にたてた垂線と角 φ をなして作用する)、その鉛直分力をそれぞれ p_1', p_2' とする。

まず直線部分については、式(16)における $\partial \theta / \partial s$ は0となるから、

$$\frac{\partial p_1}{\partial s} = r \sin \theta \dots\dots\dots(17)$$

いま鉛直分力は下向きを正としておくと、直線部分では明らかに負であるから、 p_1 と p_1' との間には、

$$p_1 \cos \alpha = -p_1' \dots\dots\dots(18)$$

の関係がある。これを式(17)に用い、 $\theta = \alpha = \text{const.}$ であることに注意して積分を行ない、 $y = D$ (地表面) で $p_1 = p_1' = 0$ とおいて積分常数をきめると次式が得られる。

$$p_1' = r(y - D) \sin \alpha \dots\dots\dots(19)$$

式(7),(19)から、直線部分を y 軸のまわりに回転した場合の全すべり面に作用するせん断抵抗応力の鉛直分力 T_1 を求めると、

$$T_1 = \iint p_1' x ds d\beta = -2 \pi r D_2^2 \tan \alpha$$

つぎに対数らせん部分については、図-2 に示すように θ をとっているから、式(16)はつぎのようにかける。

$$\frac{\partial p_2}{\partial \theta} + 2 p_2 \tan \varphi = \frac{r \rho_0 \sin \theta}{\cos \varphi} e^{(\theta - \alpha) \tan \varphi} \dots\dots(21)$$

鉛直分力は下向きを正と約束していることに注意してこの微分方程式をとき、 $\theta = \alpha$ で $p_2' = -r D_2 \sin \alpha$ となる境界条件を用いて積分常数をきめると次式が得られる。

$$\begin{aligned} p_2' &= \frac{r \rho_0 \cos \theta}{(9 \tan^2 \varphi + 1) \cos \varphi} \{ (3 \tan \varphi \sin \alpha - \cos \alpha) e^{2(\alpha - \theta) \tan \varphi} \\ &\quad - (3 \tan \varphi \sin \theta - \cos \theta) e^{(\theta - \alpha) \tan \varphi} \\ &\quad - r D_2 \tan \alpha \cos \theta e^{2(\alpha - \theta) \tan \varphi} \dots\dots\dots(22) \end{aligned}$$

一方、 x は式(9)で与えられているから、式(9),(22)より対数らせんを y 軸のまわりに回転した場合の全すべり面に作用するせん断抵抗応力の鉛直分力 T_2 を求めると、

$$\begin{aligned} T_2 &= 2 \pi r \rho_0 \{ \rho_0^2 F_4'(\varphi, \theta_0) + \rho_0 x_0 F_5'(\varphi, \theta_0) \\ &\quad + D_2 x_0 F_6'(\varphi, \theta_0) + D_2 \rho_0 F_7'(\varphi, \theta_0) \} \dots\dots(23) \end{aligned}$$

ここに $F_4'(\varphi, \theta_0) \sim F_7'(\varphi, \theta_0)$ は以下に示すとおりである。

$$\begin{aligned} F_4'(\varphi, \theta_0) &= \frac{1}{4(9 \tan^2 \varphi + 1)} \left[-\frac{e^{3\theta_0 \tan \varphi}}{3} \{ 4 \tan \varphi \sin 3(\theta_0 \right. \\ &\quad + \alpha) + (3 \tan^2 \varphi - 1) \cos 3(\theta_0 + \alpha) - 3(\tan^2 \varphi \\ &\quad + 1) \cos(\theta_0 + \alpha) \} + \frac{1}{3} \{ 4 \tan \varphi \sin 3\alpha \\ &\quad + (3 \tan^2 \varphi - 1) \cos 3\alpha - 3(\tan^2 \varphi + 1) \cos \alpha \} \\ &\quad \left. + (\tan^2 \varphi + 1) (3 \tan \varphi \sin \alpha - \cos \alpha) \right] \\ &\quad \times \{ \cos 2(\theta_0 + \alpha) - \cos 2\alpha \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_5'(\varphi, \theta_0) &= \frac{1}{(9 \tan^2 \varphi + 1)} \left[-\frac{e^{2\theta_0 \tan \varphi}}{4} \{ (3 \tan^2 \varphi - 1) \right. \\ &\quad \times \sin 2(\theta_0 + \alpha) - 4 \tan \varphi \cos 2(\theta_0 + \alpha) \\ &\quad \left. - \frac{(\tan^2 \varphi + 1)}{\tan \varphi} \} + \frac{1}{4} \{ (3 \tan^2 \varphi - 1) \sin 2\alpha \right. \\ &\quad \left. - 4 \tan \varphi \cos 2\alpha - \frac{(\tan^2 \varphi + 1)}{\tan \varphi} \} \right] \\ &\quad + \frac{(3 \tan \varphi \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \varphi} \{ e^{-\theta_0 \tan \varphi} \\ &\quad \times \cos(\theta_0 - \alpha) - \cos \alpha \} \quad (\varphi \neq 0) \\ &= \frac{1}{4} \left\{ \sin 2 \left(\theta_0 + \frac{\pi}{4} \right) - 2 \sqrt{2} \sin \left(\theta_0 + \frac{\pi}{4} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \theta_0 + 1 \right\} \quad (\varphi = 0) \end{aligned}$$

$$F_6'(\varphi, \theta_0) = \tan \alpha \{ -e^{-\theta_0 \tan \varphi} \cos(\theta_0 - \alpha) + \cos \alpha \}$$

$$F_7'(\varphi, \theta_0) = \frac{1}{8 \cos^2 \alpha} \{ -\cos 2(\theta_0 + \alpha) + \cos 2\alpha \}$$

(2) 粘着力 c のみによるせん断抵抗力の鉛直分力

ここでは c のみによる鉛直分力を(1)に準じた方法で求める。

図-2 の直線部分の微小すべり線素 ds に作用する粘着力の鉛直分力 $c ds \cdot \cos \alpha$ は x, y に無関係に一定であ

るから、 $c \cdot \cos \alpha$ に直線部分を y 軸のまわりに回転した回転体の表面積 (すべり面の全面積) をかけることによって、直線部分に関する鉛直分力 T_3 が求められる。この表面積は、 $\pi \cdot D_2 \cdot \sec \alpha (3 D_2 \tan \alpha + 2 B_1)$ となるから、

$$T_3 = \pi \cdot c \cdot D_2 (3 D_2 \tan \alpha + 2 B_1) \dots\dots\dots(24)$$

つきに対数らせん部分については、微小線素 ds に作用する粘着力の鉛直分力は、

$$c \cdot ds \sin(\theta - \varphi) = \frac{c \cdot \rho_0 \cdot \sin(\theta - \varphi)}{\cos \varphi} e^{(\theta - \alpha) \tan \varphi} d\theta \dots\dots\dots(25)$$

で表わせるから、これに式 (9) を用いて鉛直分力 T_4 を計算すると、

$$T_4 = \iint c \cdot \sin(\theta - \varphi) \cdot ds \cdot x d\theta = 2\pi c \rho_0 \times \left\{ \frac{\rho_0}{2} F_2'(\varphi, \theta_0) + x_0 F_3'(\varphi, \theta_0) \right\} \dots\dots\dots(26)$$

ここに $F_2'(\varphi, \theta_0)$, $F_3'(\varphi, \theta_0)$ は体積 V_2 を表わす式 (10) 中に用いたものと同じものである。

5. 計算式のまとめ

ここでは 3., 4. において得られた各計算式をまとめる。

限界引揚抵抗力は式 (5) を書きなおして、

$$R = (G - r V_3) + (r V_1 + T_1 + T_3) + (r V_2 + T_2 + T_4) \dots\dots\dots(5)'$$

いま

$$\left. \begin{aligned} (B_1 + D_2 \tan \alpha) = B = \frac{x_0}{a} = \frac{D_2}{b} \\ a = \frac{x_0}{B} \\ b = \frac{D_2}{B} \\ \rho_0 = \frac{(a-1)B}{\sin \alpha} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(27)$$

ここに B は y 軸から、対数らせんより直線への移行点までの距離 (図-2 参照) であり、 a, b はすべり面係数である。

式 (27) を用いて式 (5)' の右辺第 2 項、第 3 項を変形し、これをまとめると R は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} R = G + K_1 \cdot r + K_2 c \\ K_1 = \pi B^3 \{ (a-1)(a^2 F_1 + a F_2 + ab F_3 + b F_4 + F_5) + b \} - r V_3 \\ K_2 = \pi B^3 \{ (a-1)(a F_6 + F_7) + b(b \tan \alpha + 2) \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(28)$$

$F_1 \sim F_7$ は以下に示すとおりであり、実用計算を容易にするために、 θ_0 が与えられたときのこれらの数値を 図-5 ~ 8 に示した。

$$F_1 = \frac{1}{\sin \alpha} \left\{ \frac{F_1'(\varphi, \theta_0) + 2 F_4'(\varphi, \theta_0)}{\sin^2 \alpha} \right.$$

$$\left. + \frac{F_2'(\varphi, \theta_0) + 2 F_5'(\varphi, \theta_0) + F_3'(\varphi, \theta_0)}{\sin \alpha} \right\}$$

$$F_2 = -\frac{1}{\sin^2 \alpha} \left\{ \frac{2 F_1'(\varphi, \theta_0) + 4 F_4'(\varphi, \theta_0)}{\sin \alpha} \right.$$

$$\left. + F_2'(\varphi, \theta_0) + 2 F_5'(\varphi, \theta_0) \right\}$$

図-5 抵抗係数とらせん中心角および内部摩擦角との関係 Fig. 5 Coefficients of Breaking out Resistance

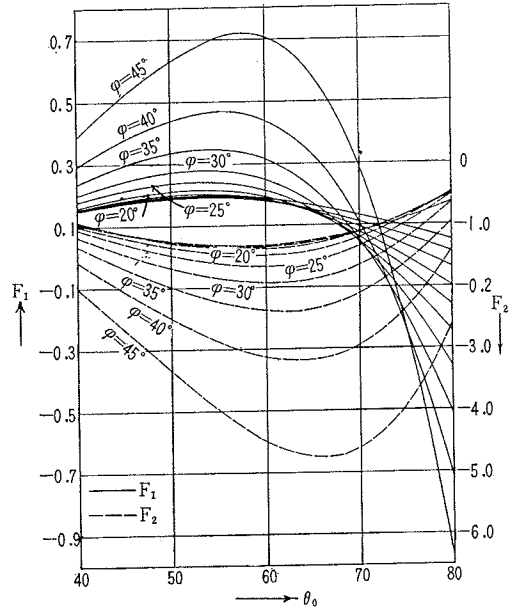
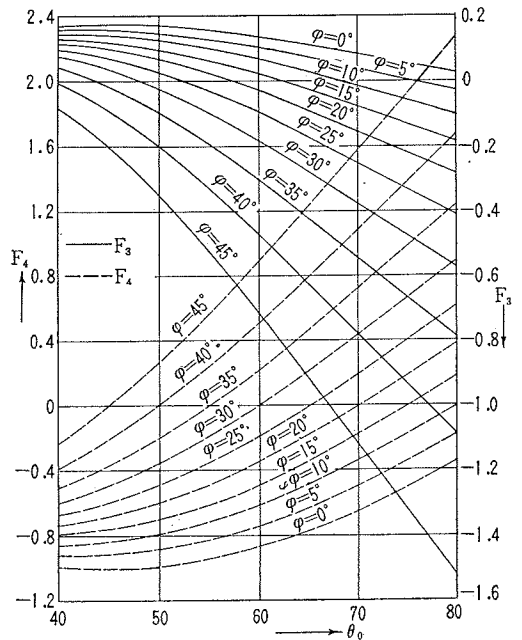


図-6 抵抗係数とらせん中心角および内部摩擦角との関係 Fig. 6 Coefficients of Breaking out Resistance



$$F_3 = \frac{1}{\sin \alpha} \left\{ 2 F_6'(\varphi, \theta_0) + \frac{2 F_7'(\varphi, \theta_0)}{\sin \alpha} \right\}$$

$$F_4 = -\frac{2 F_7'(\varphi, \theta_0)}{\sin^2 \alpha}$$

$$F_5 = \frac{F_1'(\varphi, \theta_0) + 2F_4'(\varphi, \theta_0)}{\sin^3 \alpha}$$

$$F_6 = \frac{1}{\sin \alpha} \left\{ \frac{F_2'(\varphi, \theta_0)}{\sin \alpha} + 2F_3'(\varphi, \theta_0) \right\}$$

$$F_7 = \frac{F_2'(\varphi, \theta_0)}{\sin^2 \alpha}$$

図-7 抵抗係数とらせん中心角および内部摩擦角との関係
Fig. 7 Coefficients of Breaking out Resistance

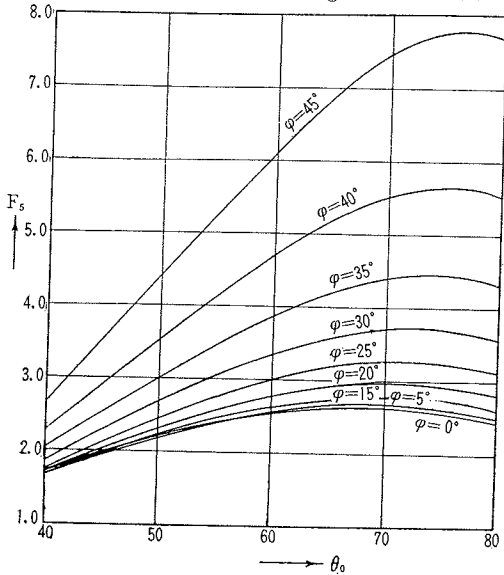


図-9 粒径加積曲線
Fig. 9 Grain Size Distribution Curve

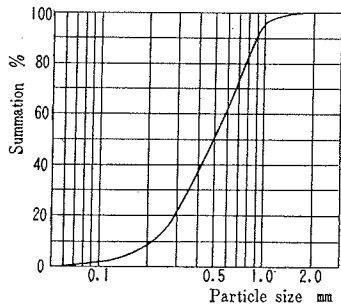
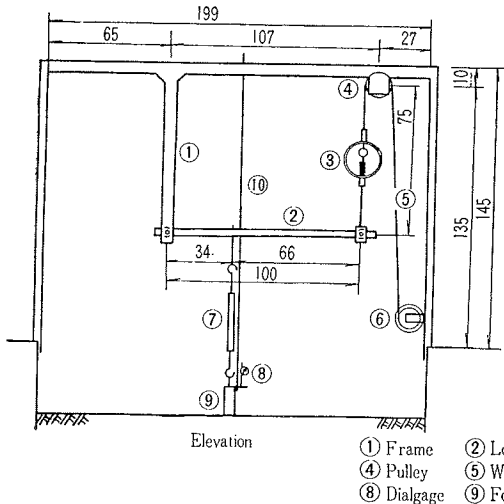


図-10 模型基礎引きあげ装置 (Fig. 10 Laboratory Test Apparatus)



- ① Frame
- ② Loading arm
- ③ Proving ring
- ④ Pulley
- ⑤ Wire
- ⑥ Winch
- ⑦ Turnbuckle
- ⑧ Dialgauge
- ⑨ Foundation
- ⑩ mounting post

6. 室内模型実験

実験は 2m×4m×1.5m のコンクリート製実験土槽に、粒径加積曲線が 図-9 で示される砂を充てんし、この中に 表-1 に示すような寸法、形状を異にした各種

図-8 抵抗係数とらせん中心角および内部摩擦角との関係
Fig. 8 Coefficients of Breaking out Resistance

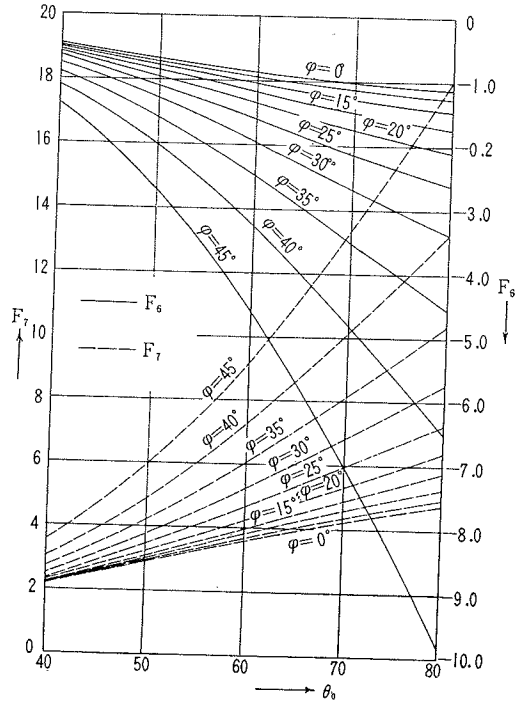


表-1 模型基礎の寸法
Table. 1 Model Dimensions

N O.	I	II	III	IV	V	VI	VII
2B1 (cm)	18	24	30	24	24	24	24
d (cm)	6	6	6	6	6	6	6
H (cm)	65	65	65	65	65	65	65
h (cm)	1	1	1	1	1	1	1
θ (°)	0	0	0	15	30	45	60

模型基礎(鉄製)を埋設して行なった。基礎に引揚力を加えるには 図-10 に示す引きあげ装置を用い、引きあげ実験は定荷重式と定変形式の両方式で行なった。後者の場合、引揚速度は 1~3 mm/min の範囲に変えた一連の予備実験の結果、引揚抵抗力にほとんど差異が認められなかったので 2 mm/min とした。実験時の砂は 表-2 に示すように、締固め密度と含水比を変えた 4 種類の状態のものを用いた。

(1) すべり面について

気乾状態および湿っていてもゆるい場合には、試験後の掘削の際に掘削面が崩壊してすべり面を確認することが

表-2 用いた砂の諸常数
Table. 2 Sand Used at Laboratory Tests

	w (%)	γ (g/cm ³)	ϕ (°)	c (g/cm ²)
Air dry sand (1)	0.5	1.36	37.5	0
Air dry sand (2)	0.5	1.51	42.5	8
Wet sand (3)	3.3	1.39	34.5	10
Wet sand (4)	3.3	1.54	37.5	20

写真-1 観察されたすべり面の一例

Photo. 1 Shape of the Breaking out Earth Mass

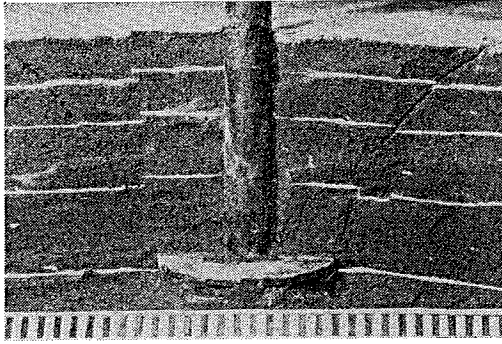
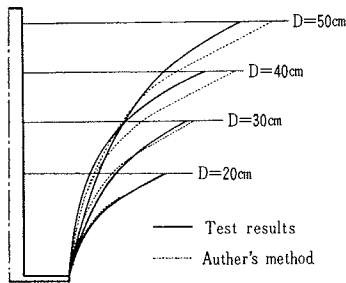


図-11 すべり面の比較
Fig. 11 Comparison of sliding Surfaces



できなかったので、ここでは密に締固めた湿った砂（表-2のWet sand (4)）の場合に得られた結果の一例をあげる。実験に先だち模型を埋設する際には、砂は各10 cmごと層状に締固め、各層の上に石灰をうすく敷いて、試験後掘削したときすべり面を見やすくした。

掘削面の一例として、Ⅱ型基礎（表-1参照）を用い、埋設深さ D を30 cmとした場合のすべり面の状態を示すと写真-1のようであった。なお最上層のみ5 cmの間隔で石灰を敷いたのは、すべり面が地表面とまじわる角度を明確にみるためである。

基礎体の中央断面において実測したすべり面に著者の方法によるすべり面をかき加えた例をあげると図-11のようになる。これはⅡ型基礎に対して、埋設深さの異なる4つの場合について描いたもので、実線は実測すべり面を、点線は著者の方法により、 $\delta = \phi/3$ として求めたすべり面を表わしている。この図によると実測すべり面は地表面近くで急激に外方向にひろがり、しかもほぼ直線的であって地表面と $26^\circ \sim 27^\circ$ の角度でまじわっている。この場合の砂は $\phi = 37.5^\circ$ であるから、さきに述べたすべり面の仮定における地表面との交角は $\{45^\circ - (37.5/2)^\circ\}$

$= 26.5^\circ$ であり、両者はよい一致を示している。また、この図をみると、著者の方法によるすべり面は実際のすべり面とかなりよくあっているといえるが、特に埋設深さが小さい場合（実際の基礎では基礎スラブ幅または直径に対する深さの比は普通この程度である）によくあっている。

(2) 限界引揚抵抗力について

ここでは表-2における4種の砂を用いて行なった定変形式引きあげ試験の結果を示す。なお、ここで述べる限界引揚抵抗力とは引きあげ試験の結果得られた引揚力～基礎の変形量曲線において極大値を与える引揚力のことであり、以下に示す各計算値および実験値は基礎体の自重を除いたものである。

図-12 計算値と実験値の比較
Fig. 12 Comparison of Test Values with Values Computed by the Authors Method

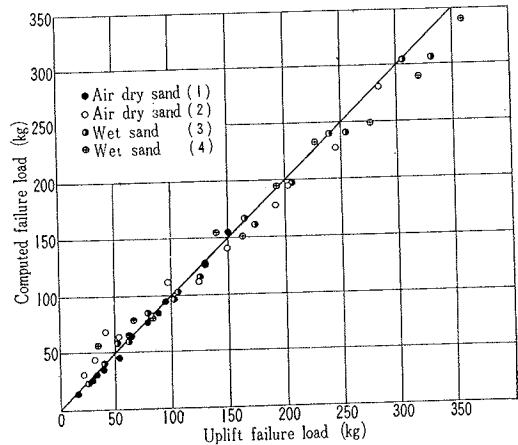
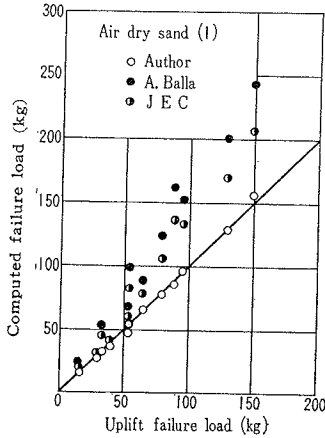


図-12は4種の砂に対する計算値と実験値の関係を総括して表わしたもので、縦軸に計算値、横軸に実験値をとり、著者の方法によって得られた各計算値を実験値に対してプロットしたものである。図中実線は両軸と 45° をなす直線である。この図によると、計算値は全般にこの実線によくのっているといえる。ただよく締固めたAir dry sand (2) とWet sand (4) の場合には、ゆるい砂の場合にくらべてややばらつきがみられ、そして、このばらつきは埋設深さの小さいときは大きい側に、深さの大きいときは小さい側にする傾向がみられるようである。

また図-13は著者の方法によって求めた計算値とA. Ballaの方法、JECの方法によって得られた値とを比較するために、Air dry sand (1)について同様のプロットを行なったものである。この図によると著者の計算値がよく実線にのっているのに対し、A. BallaとJECの計算値は実験値にくらべて非常に大きくなっている。詳細は省略するが、A. Ballaの値が実験値より大きくなる主たる原因は、すべり面に作用する力としてせん断力の鉛直分力のみを考慮し、その起因力であるすべり面

図-13 計算値と実験値の比較
Fig. 13 Comparison of Method of Calculation

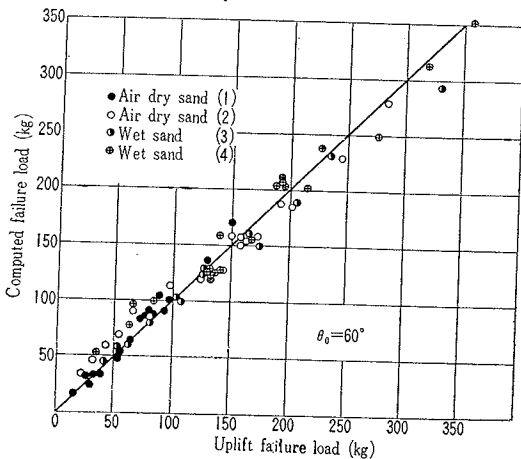


に垂直な力の鉛直分力を無視していることである。そして程度の差はあるが、この大きい側(危険側)へのはずれは他の3種の砂の場合にもみられた。また JEC の方法は土の破壊現象を正確にとりあげようとしているとはいいがたく、その計算方法には問題点が多くあり、土の状態によって 図-13 のように実際の値よりも大きくでたり、逆に非常に小さくでたりする。

(3) 限界引揚抵抗力の近似計算法

著者の方法ではすべり面の決定がやや複雑で、かなり時間がかかるので近似法について検討してみる。いま砂の場合について多数の作図の結果、対数らせんの中心角 θ_0 はおおむね $55^\circ < \theta_0 < 65^\circ$ の間に入るので、 θ_0 を近似的に 60° としてよいことがわかった。そこで、すべての実験について、 $\theta_0 = 60^\circ$ として計算した近似計算による限界引揚抵抗力を縦軸に、それに対応する実験値を横軸にとってプロットしたものが 図-14 である。この図

図-14 計算値と実験値の比較
Fig. 14 Comparison of Test Values with Values Computed as $\theta_0 = 60^\circ$



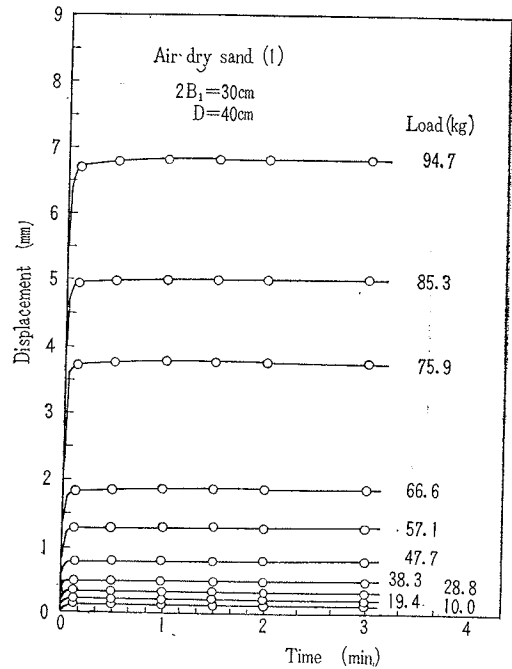
によると計算値はほぼ 45° の直線上にのり、近似性はきわめてよく、実用上の近似法として十分使用できること

がわかる。なお、この図には基礎スラブに taper のついた IV~VII 型基礎(表-1 参照)の場合の結果もふくまれている。

(4) 引揚力と変形量の関係

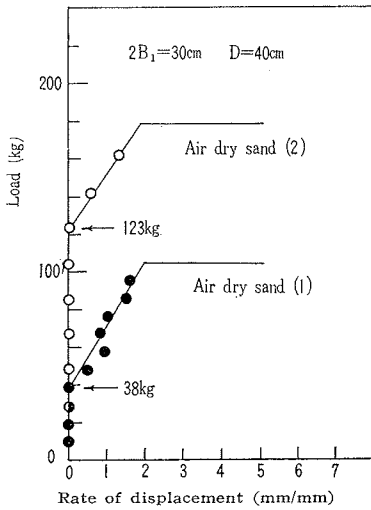
支持力を問題とする場合、基礎の変形量が非常に重要な要素であることはいまさらいうまでもないが、現段階では、特に砂の場合その変形量を強度に結びつけることが非常にむずかしく、今後の基礎的研究に待たねば解決できない問題が多い。ここでは Air dry sand (1),(2) に対して行なった定荷重試験において得られた一、二の結果について述べる。

図-15 変位量と時間の関係
Fig. 15 Displacement vs. time curves Obtained by Load Control Test



加荷方式は一定荷重を4分間ごとに加えた。各荷重段階ごとに変形量(基礎体の抜けあがり量)と時間との関係を图示した一例が 図-15 である。この図によると、ごく初期にその荷重段階による全抜けあがり量の95%以上が生じているが、変形はその後とも時間とともに徐々に進んでいる。この図にもとづいてクリープ領域である加荷後30秒から1分30秒の間の曲線を近似的に直線とみなし、その傾斜をとって各荷重段階に対してプロットすると 図-16 のようになる。この図には Air dry sand (2) の結果もプロットしてある。この図から明らかのように、変形速度は荷重が小さい間ではほとんど0であるが、ある荷重を境として急激に増大している。砂の場合降伏値の決定に関しては議論の多いところであるが、引揚支持力については、図-16 に示した整理法による折点荷重をもって地盤の降伏値とすることが一つの方法であ

図-16 荷重と変位速度の関係
 Fig. 16 Relations of Load vs. Rate of Displacement to Determine Yield Values

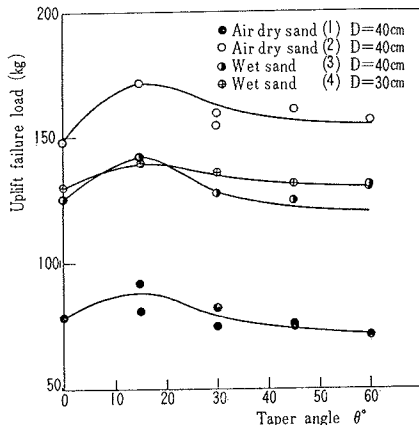


ると考えられる。そこでこのようにして求めた降伏値を、変形速度が無限大となる破壊荷重に対して描くと(ここでは図を省略するが)、両者の関係はほぼ直線関係となり、降伏値は Air dry sand (1) では破壊値の約 40%, Air dry sand (2) では約 80% となった。しかし、この値は土の粒度組成、締固め程度、含水比などによって当然異なってくるものであるから、今後の研究で少しでも明らかにしていきたいと考えている。なお定荷重試験による破壊荷重と定変形試験による限界引揚力の間にはほとんど差はなかった。

(5) 基礎スラブに taper のついている場合

基礎スラブに taper をつけた模型基礎は 表-1 に示したように 4 種類である。これらに対して埋設深さを 30 または 40 cm とし、定変形式によって試験を行なった。この試験から得られた限界引揚抵抗力を taper の傾斜角 θ に対して描くと 図-17 のようになる。この図

図-17 限界引揚抵抗力と Taper angle との関係
 Fig. 17 Relations of Uplift Failure Load vs. Taper Angle of Foundation Slab



には θ が 0 の場合もプロットしてある。この図をみると限界引揚抵抗力は θ にあまり影響をうけないようであるが、しいていえば $\theta=15^\circ$ のあたりで最大となり、 θ がそれ以上になると抵抗力はかえって低下する。従来一部には $\theta=60^\circ$ 付近で抵抗力が最大となるといわれているが、これは基礎体の自重もふくめた抵抗力を対象としたものではないかと思われる。

7. 現地実験

現地実験は関西電力KKの協力を得て 2 カ所において実施したが、ここでは枚方変電所内で行なった試験結果を略記する。

本実験では、基礎体として 図-18 に示す形式のものを採用し、 $B_1=20, 40, 60$ cm の 3 種のものについて試験

図-18 実物大の模型基礎
 Fig. 18 The Proto-type Model Used at Field Tests

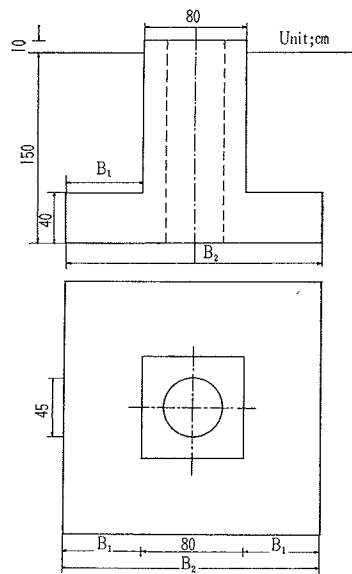
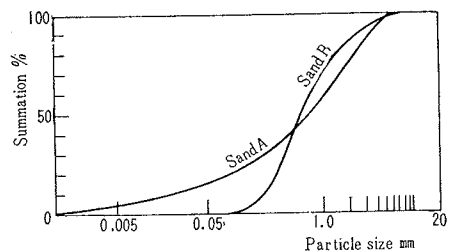


図-19 粒径加積曲線
 Fig. 19 Grain Size Distribution Curves



した。図-19 は埋設した砂質土の粒径加積曲線である。埋設深さは 1.5 m で、埋設には一層のまき出し厚を 20 cm とし、均質な締固め効果を得るために、ドイツ製タンピングランマーを用い、各層ごとにプロクターニードルで締固め程度を調査しながら締固めた。基礎の引きあげ方法は、基礎体の中央に直径 45 cm の穴をあけ、直径 30 cm のコンクリートパイルを打ち込み支持杭と

し、この支持杭と基礎体に埋めこんだアンカー ボルトに取り付けたチャンネルとの間にオイル ジャッキを置いて、これにより基礎に引揚力を加えた。なお加荷方式は 10 分間ごとに 2t ずつ加える定荷重式を採用した。

引揚力と変形量、時間などの関係については、室内模型実験と同様の結果が得られており、一部はすでに報告⁹⁾したことであるので、ここでは限界引揚抵抗力についてののみ見てみる。

この現地実験での基礎体の形は、柱体部も基礎スラブも 図-18 に示してあるように角柱形である。先に述べた算定方法を用いるために便宜上、正方形の横断面を、その面積が等しい円におきかえて修正した基礎につき計算を行なった。この結果を実験値に対して描いたものが

図-20 計算値と実験値の比較
Fig. 20 Comparison of Test Values with Values Computed as $\theta_0=60^\circ$

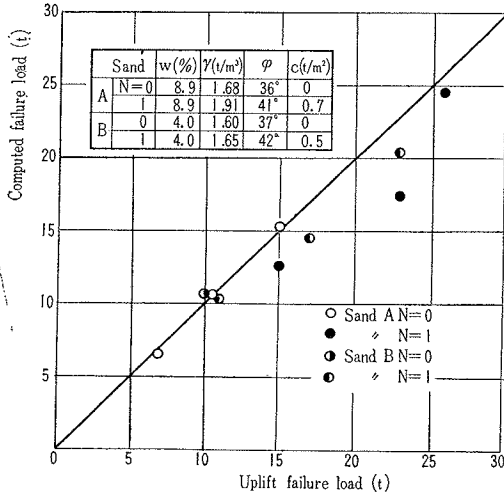


図-20 である。計算値はすべり面のらせんの中心角 θ_0 を 60° として、6.(3) に述べた近似計算法により計算したものであり、実験値としては変形速度が無限大となる最終の荷重をとった。また図中 N は締固めランマーの走行回数である。図に示した結果は、現地実験としてはかなり満足できる結果であると考えられるが、この図によるとランマーで締固めた場合には計算値が全般に小さくでている。これは主としてつぎの理由によるものであろう。すなわち、よく締固めたときには、実際に作図してすべり面を求めると θ_0 が 60° より多少小さくなり、したがって実際のすべり面はもう少し外側にてでくる傾向があ

ること。つぎに計算においては基礎スラブ側面の摩擦抵抗を無視していることが考えられる。基礎スラブの厚さがかなり大きく、基礎スラブ側面の土もよく締固めたので実際にはこの側面摩擦抵抗がかなりあるはずである。

8. 結 び

送電用鉄塔に用いられる逆T字型基礎の限界引揚抵抗力の一算定法を示し、その結果を室内模型実験および現地実験の結果と対比した。

ここに示した限界引揚抵抗力の算定方法が従来の方法と特に異なる点は、すべり面を連続した対数らせんと直線で近似し、しかも、これを作図的に求めるとともにすべり面に作用するせん断抵抗合応力の鉛直分力を算定したことである。また、この方法によって計算した値が、砂質土を用いて行なった模型実験の結果とよい一致をみせることを示した。さらに実用計算のための近似法、地盤の降伏値などについて簡単にふれた。

なお現在までに行なった実験はすべて砂質土に対するものであるが、今後、粘性土に対しても同様の検討をしていく予定である。

終りにあたり、この研究に対して終始多大のご指導を賜った京都大学教授 村山朔郎博士、同助教授 柴田徹博士に深く感謝するとともに、現地実験、資料提供など全面的にご援助をいただいた関西電力 KK、ならびに実験その他にご協力をいただいた森田啓介（現在、大阪市交通局）、後藤浩一（現在、関西電力）の両氏に深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Terzaghi, K. : Theoretical Soil Mechanics, John Wiley & Sons Inc., New York, 1951
- 2) Mäjer, J. : Zur Berechnung von Zugfundamenten, Österreichische Bauzeitschrift, Ht. 5. 1955
- 3) Mors, H. : Das Verhalten von Mastgründungen bei Zugbeanspruchung, Die Bautechnik, Ht. 10. 1959
- 4) 電気学会 : 送電用鉄塔設計標準, JEC-127, 1958
- 5) 建築学会 : 鉄塔構造計算規準・同解説, 1962
- 6) Balla, A. : The Resistance to Breaking out of Mushroom Foundation for Pylons, Proc., 5th., Int. Conf. Soil Mech. and Found. Eng., Vol. 1, 1961
- 7) 最上武雄・渡辺 隆・山口柏樹 : 土質力学, 共立出版 KK, 1958
- 8) 松尾 稔・森田啓介 : 逆 T 字型基礎の引き上げ抵抗について, 土木学会関西支部講演会講演概要, 1961

(1963.10.29・受付)