

今月は論文集第110号(39年10月発行)登載予定論文としてつぎの5編を紹介します。なお、次号では第111号登載予定論文として下記の3編を紹介する予定です。

- 畑野 正：コンクリートの静的圧縮変形破壊に対する温度効果
- 森 宣制：鋼管組立材の横方向の安全性
- 岩間 滋：コンクリート舗装の構造設計に関する実験的研究

粘性土のコーン指数と切削抵抗 について

島 昭 治 郎

現在、施工機械運用計画ならびにその実施能率および成果の判定、検討のため、現場における土質試験法の一元的確立が望まれており、諸方面において各種のものが考案され、それぞれの分野で活用されている。

機械施工上とくに問題となるのは、軟弱地面の強度であり、機械の通行性(Trafficability)、けん引力、走行抵抗、掘削・運搬などの作業抵抗、機械各部への土の固着などに大きい影響をもたらすものである。

粘性土に対して現地で直接実施する試験方法として最も一般的に用いられているものは、円錐、円板、円筒などを圧入してその貫入抵抗を測定する各種の貫入試験法と、十字羽根あるいは各種の形状の板を用いるせん断試験の2つに大別できる。近年、trafficabilityの判定などに多用されてきている円錐貫入試験は前者に属するものであって、構造、操作が簡単で、比較的安定した値が得られ、その値が土の粘着力に比例することが知られている。

著者がさきに提案した土の切削強度試験法は後者に属し、求めた値がその土の切削抵抗に比例することが確かめられているが、これが粘着力に比例するかどうか、また比例する場合の係数の値については、まだ明らかにされていない。

これらは現場土質試験法の一例であるが、それぞれの特性をあらわす重要なものであり、相互間の関係を明らかにすることが緊要であると考えられる。この理由によって、本文においては、これら2つの方法を解析し、その間の関係式を確立して、相互間の変換を容易にするため、理論的・実験的研究を行なったものである。以下にその概略について述べる。

1. コーン指数

コーン指数は、頂角 2α の円錐体を土中に静かに押し込むときの貫入抵抗を、円錐の底面積で割った値をもってあらわされるが、円錐底面と地表面との間の相対位置によって、初期貫入および定常貫入の2つの状態にわけて考えることができる。

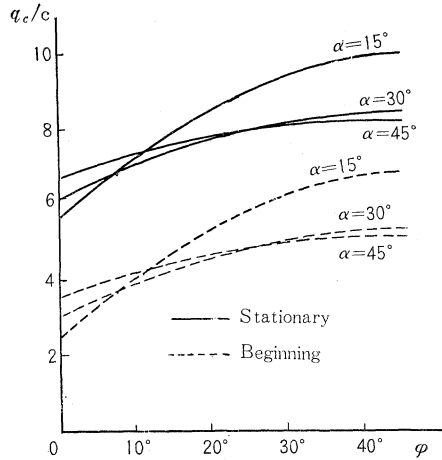
初期貫入状態とは、円錐底面が地表面のごく近くにある場合であるが、円錐底面が地表面より上方にあるときは、貫入抵抗を除すべき底面積として、円錐体を地表面で切ったときの断面積を用いることはもちろんである。したがってこの場合、貫入

抵抗自身は、貫入量の2乗にほぼ比例する。

定常貫入状態とは、円錐底面が地表面から下がってゆくと、同一強度の土ではある深さから以後はその貫入抵抗が一定となるが、この場合を指すものである。その深さは、円錐頂角の大小、円錐面摩擦の多少によって異なる。

それぞれについて、粘性土を内部摩擦のない、非圧縮性の等方剛塑性体であると仮定し、土の自重を無視して円錐体付近の滑り線場をもとめた。その結果を用いて、コーン支持力 q_c 、粘着力 c 、コーン頂角 2α 、円錐表面における土との間の摩擦角 φ の間の関係を図示すれば図-1のようになる。図は縦軸に q_c/c 、横軸に φ をとり、 α をパラメータとして表わしてある。

図-1



一方、実地試験の結果は、四日市海岸深部の粘土に対して、初期 $q_c/c=8.4$ 、定常 $q_c/c=12.3$ となっており、また普通には $q_c/c=10.0$ が用いられている。いずれも式示すれば、つぎのようになる。

$$q_c = k_1 \cdot c \dots\dots\dots(1)$$

図-1によれば、 k_1 はいずれも10より小さいが、これは理論解に用いた仮定が2次元的なものであることによるものと考えられる。

2. 切削強度試験

切削強度測定方法は、幅 B の薄い鋼板を深さ t だけ土中に押し込み、地表面上に固定した支点のまわりに回転させて、板前方の土を掘りかえすときの最大掘り返しモーメント M を測定し、それから次式によって切削強度指数 e_s を求めるものである。

$$e_s = M/Bt^3 \dots\dots\dots(2)$$

この e_s が、その土の切削抵抗にほぼ正比例することが実験的に確かめられているが、粘性土の場合には、その粘着力 c にも正比例するはずである。この点を解析するために、つぎのような仮定をおいてみた。

(1) 試験鋼板の回転にともなって、板前方の土のうち半径 t 、幅 B の1/4円筒体が板とともに斜め上方に滑り上るものとし、円筒面および両側面に単位面積あたり c (粘着力)のせん断抵抗が作用し、その方向は滑動体の運動を妨げる方向である。

(2) 土の自重および内部摩擦角の影響は無視する。

以上の仮定のもとに計算を行なうと、

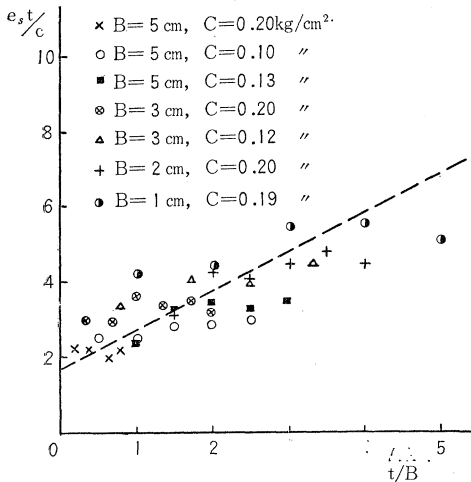
$$e_s = \left(\frac{1}{2t} + \frac{1}{3B} \right) \pi c \dots\dots\dots(3)$$

となる。あるいは、

$$e_c = e_s t = \left(\frac{1}{2} + \frac{t}{3B} \right) \pi c \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで、 e_c は粘土（内部摩擦角 $\phi=0^\circ$ ）の場合の切削強度指数であり、前の実験（村山・畠：土木学会誌 40-3（1955）p. 49）においては t に無関係にほぼ一定となっていたものである。式（4）によれば、 $t/3B$ がきわめて小さいか、あるいは t の変化範囲がせまいときに、 e_c はほぼ一定値をとるというように訂正せねばならない。

図-2



試験板幅 $B=1,2,3,5$ cm, 押込み深さ $t=1\sim 15$ cm で、 $c=0.1\sim 0.2$ kg/cm² の粘土について行なった実験結果を 図-2 に示す。縦軸は $e_s t/c$, 横軸は t/B をとってあらわし、式（4）の直線を破線でいれてある。実測値と計算値はほぼ一致しているが、組ごとにみると、 t の小さいときは理論値より大きく、 t の大きいときは逆に理論値より小さく測定されているのがわかる。これは、滑動体形状の仮定の誤差および、測定時の誤差によるものと考えられる。測定時の誤差とは、鋼板下部は土中に押し込みやすくなるため先端をとがらせてあるため、 t が大きくなれば、板の圧入によって、その近くの土を乱すことに起因するものである。しかしながら、全体的にみるときは実測値はかなりよく理論直線に沿っているから、式（4）によって、 $e_c (=e_s t)$ から粘着力の大略を求めることは可能であると考えられる。また、 B は 5 cm に一定するとしているから、式（4）はつぎのようになる。

$$e_c = e_s t = \left(\frac{1}{2} + \frac{t}{15} \right) \pi c \text{ [kg/cm}^2\text{]} \quad \dots\dots\dots (5)$$

3. 切削抵抗との関係

切削抵抗と切削強度指数との間には 前述（前出文献）のとおりの比例関係があり、式示すればつぎのようになる。

$$H_0 = k_2 e_c B t_1 = k_2 e_s B t_1^2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 H_0 は幅 B_1 の平面刃を、深さ t_1 だけ地表面に直角に切込み、その深さを一定に保ちながら、地表面に平行に切削したときの刃面にかかる切削抵抗の地表面に平行な方向の分力、 k_2 は比例係数で、粘性土の場合は実験の結果 $k_2=1.82$ となる。 $e_c = e_s t_1$ は切削深さと等しい深さ t_1 において測定した切削強度指数である。

式（1）、（5）から

$$e_s = \left(\frac{1}{2 t_1} + \frac{1}{15} \right) \pi \frac{q_c}{k_1} \quad \dots\dots\dots (7)$$

がえられるから、これを式（6）に代入すれば、切削抵抗を、コーン指数によってあらわすことができる。すなわち

$$H_0 = \frac{k_2}{k_1} \pi q_c \left(\frac{1}{2 t_1} + \frac{1}{15} \right) B t_1^2$$

ここで、 k_2, k_1 は実験により $k_2=1.82, 1/k_1=0.15$ となるから、

$$H_0 = 0.858 q_c B t_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{t_1}{15} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

となり、コーン指数 q_c から切削抵抗 H_0 を計算することができる。

4. 結 語

本文においては、従来土の切削抵抗を求めるための測定方法が種々で、実施上不便なことを考え、最もひろく行なわれている円錐貫入試験をもって代表させるために究明を行なったものである。この結果式（8）に示すように、コーン指数から切削抵抗を算出しようようになった。

今後は、砂のごとき内部摩擦の大きいものに対して、同様の関係を求めることが必要であり、研究中である。

（1964.2.4・受付）

〔筆者：正会員 工博 京都大学助教授 工学部〕

中型電子計算機による応地域航空三角 測量ブロック調整の実用化について

田 浦 秀 春

1. 概 要

航空三角測量は航空写真測量の骨幹となるきわめて重要なものである。その中で測量区域が1コースで撮影された場合の計算法は、長年研究されて相当の段階に達している。しかし測量区域が広く数本の平行コースでおおわれている場合には、コース間の接合にくい違いを生じてなかなか大変である。これを解決するためにはアナログコンピュータがあって、機械的に処理されている。しかしXY方向とZ方向をべつべつに取り扱っているから相当手間がかかる。また電子計算機を使用する方法は、大型計算機でないと不可能のように思われている。その計算法も複雑でXY方向とZ方向をべつべつに取り扱っている。本論ではこれらの常識を打破して、中型電子計算機による実用性の高い方法を開発した。これがためにはXYZ三方向を同時に取り扱っているので、電子計算機NEAC-2203の基礎装置だけでも、わずかに1モデル当り3.5分の計算時間に収まった。

2. 理論的考察

三次元空間で x, y, z 座標系の任意の一点 (x_n, y_n, z_n) をXYZ座標系に変換すると、新しい座標 (X_n, Y_n, Z_n) はつぎの式で計算される。ただし ω, ϕ, κ はそれぞれ x, y, z 軸を中心とした回転量、 x_0, y_0, z_0 は原点間の平行移動量を表わす。

$$\begin{aligned} X_n &= l_x \cdot x_n + l_y \cdot y_n + l_z \cdot z_n + x_0 \\ Y_n &= m_x \cdot x_n + m_y \cdot y_n + m_z \cdot z_n + y_0 \\ Z_n &= n_x \cdot x_n + n_y \cdot y_n + n_z \cdot z_n + z_0 \quad \dots\dots\dots (1) \\ l_x &= \sin \phi \sin \omega \sin \kappa + \cos \phi \cos \theta \sin \kappa \\ l_y &= \sin \phi \sin \omega \cos \kappa - \cos \phi \sin \kappa \\ l_z &= \sin \phi \cos \omega \\ m_x &= \cos \omega \sin \kappa \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_y &= \cos \omega \cos \kappa \\
m_z &= -\sin \omega \\
n_x &= \cos \phi \sin \omega \sin \kappa - \sin \phi \cos \kappa \\
n_y &= \cos \phi \sin \omega \cos \kappa + \sin \phi \sin \kappa \\
n_z &= \cos \phi \cos \omega
\end{aligned}$$

式(1)を簡単にするとつぎのような近似式になる。

$$\begin{aligned}
X_n &= -\kappa y_n + \phi z_n + x_n + x_0 \\
Y_n &= \kappa x_n - \omega z_n + y_n + y_0 \\
Z_n &= \phi x_n + \omega y_n + z_n + z_0 \dots \dots \dots (2)
\end{aligned}$$

さらにコースの中心線の偏移量を x の2次関数 R^2 で、回転量 ω, κ, ϕ を x の1次関数 r で表わされるものとする、4コースの場合には式(2)が誘導される。

$$\begin{aligned}
&(-X_1 + X_2 - X_3 + X_4)S_x + R_1^2(Dx_1) - y_1'r_1(D\kappa_1) \\
&+ z_1'r_1(D\phi_1) - R_2^2(Dx_2) + y_2'r_2(D\kappa_2) - z_2'r_2(D\phi_2) \\
&+ R_3^2(Dx_3) - y_3'r_3(D\kappa_3) + z_3'r_3(D\phi_3) - R_4^2(Dx_4) \\
&+ y_4'r_4(D\kappa_4) - z_4'r_4(D\phi_4) = (-x_1 + x_2 - x_3 + x_4) \\
&(-Y_1 + Y_2 - Y_3 + Y_4)S_y + R_1^2(Dy_1) + r_1(Dy_1') \\
&+ (Dy_1'') - R_2^2(Dy_2) - r_2(Dy_2') - (Dy_2'') \\
&+ R_3^2(Dy_3) + r_3(Dy_3') + (Dy_3'') - R_4^2(Dy_4) \\
&- r_4(Dy_4') - (Dy_4'') = (-y_1 + y_2 - y_3 + y_4) \\
&+ z_1'r_1(D\omega_1) - z_2'r_2(D\omega_2) + z_3'r_3(D\omega_3) - z_4'r_4(D\omega_4) \\
&(-Z_1 + Z_2 - Z_3 + Z_4)S_z + R_1^2(Dz_1) + r_1(Dz_1') \\
&+ y_1'r_1(D\omega_1) - R_2^2(Dz_2) - r_2(Dz_2') - y_2'r_2(D\omega_2) \\
&+ R_3^2(Dz_3) + r_3(Dz_3') + y_3'r_3(D\omega_3) - R_4^2(Dz_4) \\
&- r_4(Dz_4') - y_4'r_4(D\omega_4) = (-z_1 + z_2 - z_3 + z_4) \dots \dots \dots (3)
\end{aligned}$$

この式を逐次最小自乗法により解けば所期の成果が得られる。

(1963.12.27・受付)

[筆者：正会員 国際航業KK]

粘弾性体の振動

畑野 正

構造物の耐震問題を取り扱うとき、構造物および基礎の材料力学的性質として、弾性と流体粘性とが併立した形を考えるのが一般である。この場合弾塑性的性質を加味することも行なわれているが、粘性減衰の点では変わりはない。このような力学的性質を採用すること、すなわち Kelvin 模型を採用することは、いかなる根拠にもとづくのか、それが実際問題として正しいかどうか、このような基本的な疑問を出発点として、各種の粘弾性体の振動を論ずるのが本文の主題である。著者はすでに数回にわたってコンクリートの応力、ひずみ時間の関係につき発表し、Maxwell-Kelvin 体とすればこれらの関係が相当よく現わせるものであることを示して来た。岩とか土とか構造物の基礎材料の性質も非線型性の大小はあるにせよこれと同じ性質をもつと考えてよいであろう。このような

性質を振動論に適用すれば、構造物の振動性状を Kelvin 体として従来の取り扱いより、さらによく説明することが可能であるろうと示唆して来たわけである。まずこの第一歩として一端固

表-1

模 型	応力 σ とひずみ ϵ の比 E_0
Maxwell-Kelvin 体	$E_0 = E \frac{p + \alpha}{p + \beta p^{-1} + \gamma} \quad (1)$ $\alpha = \frac{E_1}{\eta_0}, \beta = \frac{EE_1}{\eta\eta_1}, \gamma = \frac{E}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_1} + \frac{E}{\eta}$ $(p = \frac{d}{dt})$
簡易化した Maxwell-Kelvin 体	$E_0 = E \frac{p + \alpha}{p + \gamma} \quad (2)$ $\alpha = \frac{E_1}{\eta_1}, \gamma = \frac{E}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_1}$
Kelvin 体	$E_0 = E_1(1 + \delta p) \quad (3)$ $\delta = \frac{\eta_1}{E_1}$
Maxwell 体	$E_0 = E \frac{p}{p + \gamma} \quad (4)$ $\gamma = \frac{E}{\eta}$
完全弾性体	$E_0 = E \quad (5)$

表-2

振動方程式	(6)
$E_0 I \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \frac{\rho A}{g} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\frac{\rho A}{g} \frac{d^2 g_0}{dt^2}$	(6)
$y: \text{相対変位} \quad g_0: \text{地動 } z \sin \omega t$	
境界条件	(7)
$x=0-y=0 \quad \frac{dy}{dx} = 0$ $x=l - \frac{d^2 y}{dx^2} = 0 \quad \frac{d^3 y}{dx^3} = 0$	(7)
解	(8)
$y = \sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) (a_n \sin \omega t + b_n \cos \omega t)$	(8)
$f_n(x) = A_n (\sin m_n x - \sinh m_n x) + (\cos m_n x - \cosh m_n x)$	(9)
$\cos m_n l \cosh m_n l + 1 = 0$	(10)
$A_n = \frac{\sin m_n l - \sinh m_n l}{\cos m_n l + \cosh m_n l}$	(10)
Maxwell-Kelvin 体	(11)
$a_n = z \omega^2 \cdot \frac{(\omega - \beta/\omega)(Bm_n^4 \omega - \omega^3 + \omega\beta) + \gamma(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2)}{(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2)^2 + (Bm_n^4 \omega - \omega^3 + \omega\beta)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$ $b_n = z \omega^2 \cdot \frac{(\omega - \beta/\omega)(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2) - \gamma(Bm_n^4 \omega - \omega^3 + \omega\beta)}{(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2)^2 + (Bm_n^4 \omega - \omega^3 + \omega\beta)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$	(11)
簡易化した M-K 体	(12)
$a_n = z \omega^2 \cdot \frac{\omega(Bm_n^4 \omega - \omega^3) + \gamma(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2)}{(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2)^2 + (Bm_n^4 \omega - \omega^3)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$ $b_n = z \omega^2 \cdot \frac{\omega(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2) - \gamma(Bm_n^4 \omega - \omega^3)}{(Bm_n^4 \alpha - \gamma\omega^2)^2 + (Bm_n^4 \omega - \omega^3)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$	(12)
Kelvin 体	(13)
$a_n = z \omega^2 \cdot \frac{(Bm_n^4 - \omega^2)}{(Bm_n^4 - \omega^2)^2 + (Bm_n^4 \delta \omega)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$ $b_n = z \omega^2 \cdot \frac{-Bm_n^4 \delta \omega}{(Bm_n^4 - \omega^2)^2 + (Bm_n^4 \delta \omega)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$	(13)
Maxwell 体	(14)
$a_n = z \omega^2 \cdot \frac{\omega(Bm_n^4 \omega - \omega^3) - \gamma^2 \omega^2}{(\gamma\omega^2)^2 + (Bm_n^4 \omega - \omega^3)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$ $b_n = z \omega^2 \cdot \frac{-\omega(\gamma\omega^2) - \gamma(Bm_n^4 \omega - \omega^3)^2}{(\gamma\omega^2)^2 + (Bm_n^4 \omega - \omega^3)^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx}$	(14)
完全弾性体	(15)
$a_n = z \omega^2 \cdot \frac{1}{Bm_n^4 - \omega^2} \cdot \frac{\int_0^l f_n(x) dx}{\int_0^l f_n^2(x) dx} \quad (15) \text{ 注 (11)(12)(14)(15) において } B = \frac{EIg}{\delta A}$ $b_n = 0 \quad \text{注 (13) において } B = \frac{E_1 I g}{\delta A}$	(15)

表-3

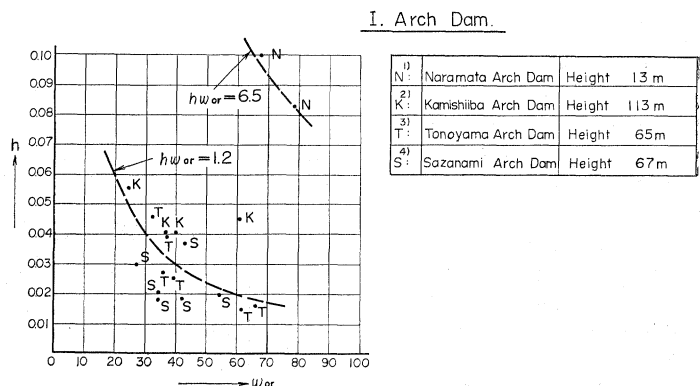
	合成相対振幅 y ただし地動 $x \sin \omega t = \frac{c_1}{\omega^2} \sin \omega t$	共振振幅 $y_{res.}$	静的変位 $y_{st.}$	$h = y_{st.}/2 y_{res.}$
Maxwell-Kelvin 体	$y = c_1 \frac{\sqrt{(\omega - \frac{\beta}{\omega})^2 + \gamma^2}}{\sqrt{(\omega_0 \alpha - \gamma \omega)^2 + (\omega_0^2 \omega - \omega^2 + \omega \beta)^2}}$	$\omega_0 \gg \alpha, \beta, \gamma$ $y_{res.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{(r-\alpha)}$	$y_{st.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0^2} \frac{r}{\alpha}$	$\omega_0 \gg \alpha, \beta, \gamma$ $h \approx \frac{1}{\omega_0} \frac{(r-\alpha)}{2} \frac{r}{\alpha}$
簡易化した M-K 体	$y = c_1 \frac{\sqrt{\omega^2 + \gamma^2}}{\sqrt{(\omega_0^2 \alpha - \gamma \omega)^2 + (\omega_0^2 \omega - \omega^2)^2}}$	$\omega_0 \gg \alpha, \gamma$ $y_{res.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{(r-\alpha)}$ $\omega_0 \ll \alpha, \gamma$ $y_{res.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0^3} \frac{r}{(1-\frac{\alpha}{r}) \sqrt{\frac{\alpha}{r}}}$	$y_{st.} = c_1 \frac{1}{\omega_0^2} \frac{r}{\alpha}$	$\omega_0 \gg \alpha, \gamma$ $h \approx \frac{1}{\omega_0} \frac{(r-\alpha)}{2} \frac{r}{2}$ $\omega_0 \ll \alpha, \gamma$ $h \approx \omega_0 \frac{1}{2} \alpha \left\{ \left(1 - \frac{\alpha}{r}\right) \sqrt{\frac{\alpha}{r}} \right\}$
Kelvin 体	$y = c_1 \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega_0^2 \omega \delta)^2}}$	$\delta \ll 1$ $y_{res.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0^2 \delta}$	$y_{st.} = c_1 \frac{1}{\omega_0^2}$	$\delta \ll 1$ $h \approx \omega_0 \frac{\delta}{2}$
Maxwell 体	$y = c_1 \frac{\sqrt{\omega^2 + \gamma^2}}{\sqrt{(\gamma \omega)^2 + (\omega_0^2 \omega - \omega^2)^2}}$	$\omega_0 \gg \gamma$ $y_{res.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{r}$	$y_{st.} \approx c_1 \frac{1}{\omega_0^2}$	$\omega_0 \gg \gamma$ $h \approx \frac{1}{\omega_0} \frac{r}{2}$

定他端自由の角柱の単弦地動による強制曲げ振動の解を Kelvin 体をふくめて、Maxwell-Kelvin 体、簡易化された Maxwell-Kelvin 体、Maxwell 体、および完全弾性体につき求めて見る。この種解は姉沢、末広、Nolle、小野木などの諸家の Kelvin 体に対するものが得られているだけである。表-1 は振動方程式の基本になる応力とひずみの関係を表わしたものである。表-2 はこれを用いて規準振動型による解を計算した結果である。いずれも強制振動の相対変位を地盤加速度と、材料の物理的性質、棒の形状・地動の振動数によって定まる共振係数、および規準の振動型によって定まるモード係数、の三者の積の形で与えている。つきにこれらの解を利用して、各種粘弾性体からなる構造物の振動特性を吟味することを考えて見る。最も簡単には構造物と基礎地盤が一体となった自由度一の場合の比較である。表-3 は主な項目についての、この計算結果である。固有角振動数を ω_0 とすれば、共振振幅 $y_{res.}$ は Kelvin 体では ω_0^3 に逆比例しておりしたがって限界減衰に対する割合 $h = y_{st.}/2 y_{res.}$ の値は ω_0 に正比例する。換言すれば振動数が大きいほど減衰が大きくなるという、現在一般に構造物の振動について当然のこととして受け入れられている事柄を示すものである。また Kelvin 体の振動の限界条件をしらべると $\omega_0 \leq 2/\delta$ となって固有振動数に最大限度があるという結果が出てくる。これに対し Maxwell 体では $y_{res.}$ は ω_0 の一乗に逆比例しており、限界減衰に対する割合 h が Kelvin 体と同様に $y_{st.}/2 y_{res.}$ で表現されるとすると h は ω_0 に逆比例することになる。換言すれば振動数が大きいほど減衰が小さくなるという従来の常識と逆の結果を与えている。また Maxwell 体の振動の限界条件をしらべると $\omega_0 \geq r/2$ となって振動数に最小限度があるという結果が出てくる。Maxwell-Kelvin 体ではその物理定数と ω_0 との大小にしたがって、Kelvin 体と Maxwell 体の両方の性質のいずれかを示すという結果となる。以上から構造物の振動に対する応答が、模型体の選び方でいぢるしく変わってしまうことがわかる。

しからば実際の構造物はどうなのか。図-1 はアーチダムについて実物振動実験を行なって得られた共振角振動数 ω_{or} と限界減衰に対する割合 h との関係図である。各種のダムを併記してあるが、K.T.S. は大きなダムに対して微小振動を与えて得られた共振曲線から計算された値であり、N は小さな試験ダムに破壊的大振動を与えて得られた値である。図-2 は橋脚についての同様の結果であり、基礎の土質にしたがって分類されることがわかる。図-3 は火力発電所の配管系についての大小各種の振動の結果から得られた値である。ともに ω_{or} と h とは反比例の関係にあり、Kelvin 体としての取り扱いの誤りであることがわかる。さらに注目すべきことはコンクリートや土に関係した場合には大きな応力を生ずる振動の場合は減衰が大きくなるという非線型性が表われているということである。表-1~3 はすべて線型の範囲の議論であるが、Maxwell 体または Maxwell-Kelvin 体を想定するとき大きな応力状態で η や γ_1 の値が減少するという非線型性が説明できるであろう。これに対し配管系のような鋼構造物は非線型要素が少ない。前述のようにコンクリートや土石類は材質的に Maxwell-Kelvin 体として説明すべきであるから、ダムや橋脚についての実測結果が、従

図-1

Relations Between the Fraction of Critical Damping (h) and Natural Circular Frequency (ω_{or}) of the Structure



来の Kelvin 体としての取り扱いの結果と異なり、Maxwell 系統の模型体の振動理論解と一致することは予期されたことであったが、鋼構造物についても同様の傾向があるということは、著者にとって意外であった。そこで実験的に精密な観測を行なってこれを確かめるために、コンクリート板、鋼鉄のおのおのについて振動台上の強制振動と床上の自由減衰振動の実験を行なった。この結果は 図-4 に示すようで、強制振動時の y_{res} はコンクリート、鋼鉄の両者ともに ω_{or} の一乗に 逆比例していることが確かめられた。一方減衰振動時の h と ω_{or} との関係は、コンクリート板では Maxwell 系統の性質を表わし、鋼鉄では Kelvin 系統の性質を示した。自由振動の実験はきわめて微小な振幅の場合であるので、固定端からのエネルギーの消散はきわめて微小であり、主として部材内の粘性、空気の抵抗により減衰したと考えられるので鋼材は材質的に Kelvin 体として考えてよいのかも知れない。これが大きな振動となって固定端からのエネルギー消散が大きくなると、Maxwell 体としての様相が支配的となる。鋼構造物についてのこの問題は大きい研究を要する点が多いと考えられる。

いずれにせよ 従来の振動微分方程式は実物構造物の振動を説明するためには不適當である。Kelvin 模型を採用している根拠は、単に 流体粘性抵抗があると想定すればと観念的に考えたことから出発したものと想像される。動的な耐震設計に一般に使用されている Kelvin 体を基にした 加速度スペクトラム、速度スペクトラムなどは現実に合う 模型体にしたがって作り直さなければならない。また Housner 流に一定の h に対して、地震波の速度スペクトラムがほぼ一定であるから、構造物の耐震設計は一定速度を基にして行なえばよいという議論があるが、この考えは Kelvin 体であろうが Maxwell 体であろうが全くの誤りであることを指摘しておく必要がある。表-3 に示すように $h \times \omega_{or}$ または $h \times 1/\omega_{or}$ が物理定数に 関係した定数なのであ

図-3

Relations Between the Fraction of Critical Damping (h) and Natural Circular Frequency (ω_{or}) of the Structure

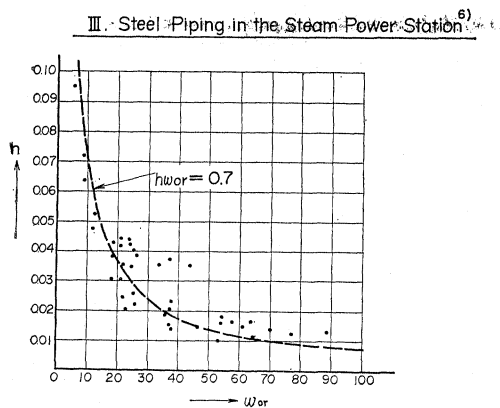


図-2

Relations Between the Fraction of Critical Damping (h) and Natural Circular Frequency (ω_{or}) of the Structure

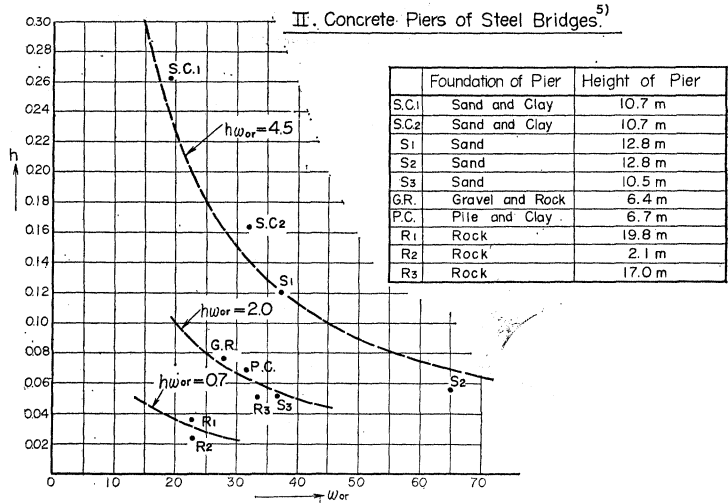
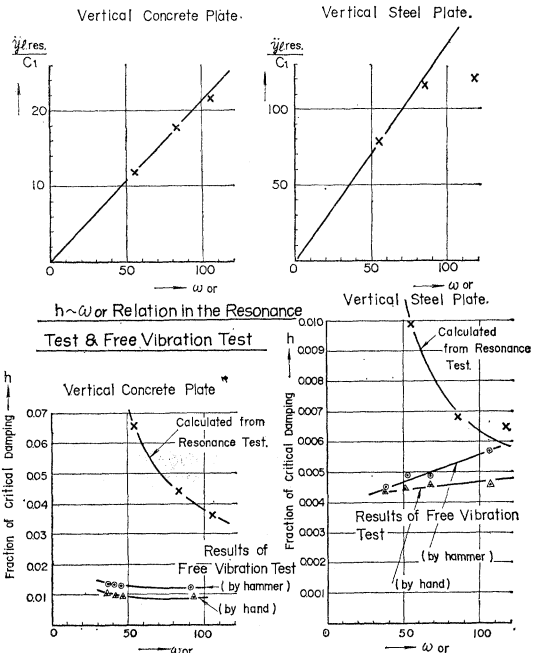


図-4

$y_{l.res}/C_1 \sim \omega_{or}$ Relation in the Resonance Test



るから、同じような地盤上に同種の材料で規模の異なる 構造物を造っても h の値は一定とはならないのである。

(1964.3.13・受付)

[筆者：正会員 工博 電力中央研究所技術研究所]

大阪市の産業構造よりみた都市の 再開発に関する一考察

毛利正光・橋井啓一

最近の既成都市に見られる交通の混雑マヒ・不良住宅地の発生・都市環境の悪化などの老化現象に対して、これを再開発し、都市機能の高度化能率化を計り環境を整備するためのマスタープランが樹てられなければならないが、日本経済が国の所得倍増計画の方針に沿って大きく伸長しつつある今日、大阪市において都市再開発計画を策定するにも経済産業の発展を考慮に入れずに考えることはできない。

経済の発展は都市がさらに膨張発展することであり、これに適応する都市施設を設けなければ都市はいろいろの面でさらにいっそう行き詰り状態を呈することとなる。また正確な将来の経済構造の予測にもとづいた都市計画を遂行しなければ将来再び再開発計画を樹てなければならない事態になりかねない。そこで大阪市に関し産業連関分析の手法を採り入れて将来の産業構造を予測し、これにもとづいた都市の構成基準を樹てた。

1. 産業連関分析

全国を大阪市(K)とその他の地域(L)に分け、産業を15部門に分類し昭和30年度全国表を基準にして大阪市地域産業連関表を作成した。一部を記号で表わすと表-1のようになる。

表-1

in-put \ out-put		i		j		f	totals
		K	L	K	L		
i	K	$a_{ii}^{KK} X_i^K$	$a_{ii}^{KL} X_i^L$	$a_{ij}^{KK} X_j^K$	$a_{ij}^{KL} X_j^L$	f_i^K	X_i^K
	L	$a_{ii}^{LK} X_i^K$	$a_{ii}^{LL} X_i^L$	$a_{ij}^{LK} X_j^K$	$a_{ij}^{LL} X_j^L$	f_i^L	X_i^L
j	K	$a_{ji}^{KK} X_i^K$	$a_{ji}^{KL} X_i^L$	$a_{jj}^{KK} X_j^K$	$a_{jj}^{KL} X_j^L$	f_j^K	X_j^K
	L	$a_{ji}^{LK} X_i^K$	$a_{ji}^{LL} X_i^L$	$a_{jj}^{LK} X_j^K$	$a_{jj}^{LL} X_j^L$	f_j^L	X_j^L

ここにaは投入係数、fは最終需要、xは生産額を表わす。これをもとにしてつぎの分析を行なう。

すなわち行列記号で表わして、

$$AX + F = X \dots\dots\dots(1)$$

式(1)を変形して

$$[I-A]X = F \dots\dots\dots(2)$$

表-2 大阪市生産額予測値(昭和45年度)

(単位 100万円)

部 門	45年度 生産高	部 門	45年度 生産高
1. 農林水産業	12 077	9. その他製造業	275 988
2. 鉱 業	35	10. 公共事業	81 910
3. 食料品	273 862	11. 商業	1 018 108
4. 織 維	206 485	12. 運輸通信	226 581
5. パルプ・紙・印刷・出版	245 757	13. サービス業	843 784
6. 石油・石炭・製品・化学	343 250	14. 建設補修	304 117
7. 金 属	788 183	15. そ の 他	559 584
8. 機 械	406 320	計	5 586 041

ここにIは単位行列、Aは投入係数行列を表わす。[I-A]⁻¹が存在するならば、

$$X = [I-A]^{-1}F \dots\dots\dots(3)$$

すなわち逆行列係数[I-A]⁻¹を計算しておけば対象年度の大阪市産業に対する最終需要Fを与えることにより式(3)からその年度の大阪市各産業生産高Xが求められる。

昭和45年度大阪市最終需要を別途推計し、式(3)にあてはめ算出した45年度予測大阪市生産額が表-2である。

2. 工業地域必要用地量および商業地域必要容積量の算出

(1) 工業地域

通産省“工業用水統計”による用地係数調査を基礎にして大阪市の産業連関表部門別用地係数(m²/生産額100万円)を推計したのが表-3の(A)であり、これと表-2の生産額を乗じて昭和45年度必要工業用地量を算出した結果が表-3の(B)である。

表-3

	(A) 45年度 用地係数	(B) 45年度 必要工業用地
食 料 品	7 109	194.69
織 維	17 783	367.19
パルプ・紙 (印刷出版)	12 244	232.60
石 油・石 炭 製 品・化 学	18 221	625.44
金 属	20 218	1 593.55
機 械	23 535	956.27
その他製造業 計	31 610	872.40
		4 842.14

(2) 商業地域

阪神都市圏容積調査を基礎にして大阪市の産業連関表部門別容積係数(m³/生産額100万円)を推計したのが表-4の(A)であり、これと表-2の生産額を乗じて昭和45年度必要容積量を算出した結果が表-4の(B)である。

表-4

	(A) 容積係数	(B) 45年度 第3次産業必 要容積
商 業	13.2	1 344
運輸(通信)業	36.4	664
サービス業	19.1	1 612
計		3 620

3. 都市構成基準

都市再開発計画として街路、公園、その他施設の計画をたてるにあたって、これらの規模は土地の用途、建築物の容積に係したものであるべきであり、したがって計画基準はこれらと相関性をもっていなければならない。

均等論によれば市街地において土地の合理的構成が行なわれるならば、市街地の容積率(E)と空地率(J)の比(W)は一定であるべきであるとしている。すなわち

$$W = \frac{J}{E} \dots\dots const.$$

W値に関し大阪市の現況などより商業地域0.7、工業地域1.3、住居地域1.5が適当と考えられる。このW値の関係のもとに現行大阪市用途地域制をそのまま是認するとして、前述

表-5 大阪市地域別構成基準

地 域 別	建 設 率	宅地利利用率			土地利用率			市 容 積 率	市 空 街 地 率	W値
		宅 地 容 積 率	平均 階 数	宅 地 率	道 路 率	公 園 率				
住居A	30%	75.2%	2.5	70%	24%	6%	52.6%	79.0%	1.5	
住居B	40	76.0	1.9	65	27	8	49.4	74.2	1.5	
工業	40	82.3	2.1	68	26	6	56.0	72.8	1.3	
準工業	50	83.5	1.7	63	29	8	52.6	86.5	1.3	
商 業	80	240.0	3.0	47	37(16)	16	112.0	78.4	0.7	

の必要工業用地量を工業地域および準工業地域に、また必要第3次産業容積の7割を商業地域にそれぞれふりあてるといふ仮定のもとに各地域の構成基準を算出した結果が表-5である。

以上の結果を検討してみるに将来の都市構成は現況よりみて、かなり Compact にせねばならないことになり、地価の高い市内において公共用地を増加することは困難なことではあるが限られた土地を有効に利用し将来さらに都市の発展を旨とするためにも都市の構成は必要なことであると考えられる。

(1964.3.12・受付)

[毛利:正会員 工博 大阪市大助教授 工学部]
[橋井:正会員 大阪市技術吏員 総合計画局]

薄肉曲線材の静力学的解析に関する基礎理論

深 沢 泰 晴

薄肉直線材の曲げねじれに関する H. Wagner の理論を曲率一定な薄肉曲線材の解析に拡張し、各種の断面定数を曲線材に固有な形で定義し、任意な外力を受ける曲線材の力と変形の関係における基本式をもっとも一般的と思われる形で与えたものである。

1. 断面定数

曲線材の横断面上に任意に選んだ定点 D を原点とし、曲率面に垂直な \bar{x} 軸、曲率中心方向と一致する \bar{y} 軸、母線の接線方向と一致する \bar{z} 軸をもった右手系直角座標系 $(D-\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ を設ける。この座標系を用いた、曲率一定な曲線材の定点 D に関する断面定数のうちで、まず単純引張りりと単純曲げに關係する断面定数は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} F_D &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} dF, & Z_{\bar{x}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{y} dF, \\ Z_{\bar{y}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{x} dF, & J_{\bar{x}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{y}^2 dF, \\ J_{\bar{y}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{x}^2 dF, & J_{\bar{x}\bar{y}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{x} \bar{y} dF \end{aligned} \right\} \dots(1)$$

ここに、 ρ は断面上の任意点 P を通る母線の曲率半径、 R_D は各断面の D 点を連ねた軸線の曲率半径、 $F(=\int_F dF)$ は曲線材の横断面の面積を表わす。

つぎに、定点 D をねじりの中心とした Saint Venant のねじりによる薄肉の曲線材のそり関数は開断面に対して、

$$\left. \begin{aligned} \bar{\omega} &= \bar{\omega}_1 - \frac{\rho}{R_D} \frac{B \bar{\omega}_1}{F} \\ \text{ここに、} & \bar{\omega}_1 = R_D \rho \int_0^s \frac{1}{\rho^2} \bar{r} ds \\ & B \bar{\omega}_1 = R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{\omega}_1 dF \end{aligned} \right\} \dots(2)$$

s は薄肉板の中心線に沿った線座標であり、 \bar{r} は D 点から任意点 P における s の接線におろした垂線の長さである。閉断面の場合は省略。

定点 D を中心としたねじれに対する Saint Venant のねじれ定数 (D 点に関するねじれ定数) は、開断面について

$$J_{TD} = \frac{1}{3} R_D^3 \int_F \frac{1}{\rho^3} t^2 dF \dots(3)$$

閉断面について、

$$J_{TD} = \int_F \frac{\rho}{R_D} \left[\frac{R_D}{\rho} \bar{r} - \rho \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega}{\rho} \right) \right]^2 dF \dots(4)$$

定点 D をねじりの中心としたときの曲げねじれに關係する断面定数はつぎのように表わされる

$$\left. \begin{aligned} C_{\bar{x}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{\omega} \bar{y} dF, & C_{\bar{y}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{\omega} \bar{x} dF \\ C_{\bar{\omega}} &= R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{\omega} dF \end{aligned} \right\} \dots(5)$$

なお、

$$B_{\bar{\omega}} = R_D \int_F \frac{1}{\rho} \bar{\omega} dF = 0 \dots(6)$$

が常に成り立つ。

2. 中立点せん断中心

いかなる単純曲げによっても垂直応力が生じない点を中立点と定義するとき、中立点 0 の位置は

$$\bar{x}_0 = \frac{Z_{\bar{y}}}{F} = \frac{\int_F \frac{1}{\rho} \bar{x} dF}{\int_F \frac{1}{\rho} dF}, \quad \bar{y}_0 = \frac{Z_{\bar{x}}}{F} = \frac{\int_F \frac{1}{\rho} \bar{y} dF}{\int_F \frac{1}{\rho} dF} \quad (7)$$

ここに \bar{x}_0, \bar{y}_0 は座標系 $(D-\bar{x}, \bar{y})$ における中立点 0 の座標である。

せん断中心 S の位置は、座標系 $(D-\bar{x}, \bar{y})$ における S の座標を (\bar{x}_s, \bar{y}_s) とすると、

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}_s &= \frac{R_D^2}{R_D^2} \frac{C_{\bar{x}}(J_{\bar{y}} + \frac{\bar{x}_0}{R_D} J_{\bar{x}\bar{y}}) - C_{\bar{y}}(J_{\bar{x}\bar{y}} + \frac{\bar{x}_0}{R_D} J_{\bar{x}})}{J_{\bar{x}}(J_{\bar{y}} - \frac{R_0}{R_D^2} C_{\bar{y}}) - J_{\bar{x}\bar{y}}(J_{\bar{x}\bar{y}} - \frac{R_0}{R_D^2} C_{\bar{x}})} \\ \bar{y}_s &= -\frac{R_0}{R_D} \frac{C_{\bar{y}} J_{\bar{x}} - C_{\bar{x}} J_{\bar{y}}}{J_{\bar{x}}(J_{\bar{y}} - \frac{R_0}{R_D^2} C_{\bar{y}}) - J_{\bar{x}\bar{y}}(J_{\bar{x}\bar{y}} - \frac{R_0}{R_D^2} C_{\bar{x}})} \end{aligned} \right\} \dots(8)$$

ここに、 $J_{\bar{x}}, J_{\bar{y}}, J_{\bar{x}\bar{y}}$ は中立点の断面二次モーメントであり、 R_0 は中立点を連ねた軸線 (中立軸) の曲率半径。

3. 変形量と断面力

定点 D の $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ 方向への変位をそれぞれ $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ 、断面のねじれ回転角を φ とすると、 D 点を通る軸線の伸び率 $\varepsilon_{\bar{x}}, \bar{y}-\bar{z}$ 面内における曲率の変化 $\kappa_{\bar{x}}, \bar{x}-\bar{z}$ 面内における曲率 $\kappa_{\bar{y}}$ 、ねじれ率 $\psi_{\bar{z}}$ 、曲げねじれ率 $\vartheta_{\bar{\omega}}$ はつぎのように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{\bar{x}} &= \frac{1}{R_D} \left(\frac{d\bar{w}}{d\theta} - \bar{v} \right), & \kappa_{\bar{x}} &= \frac{1}{R_D^2} \left(\frac{d^2 \bar{v}}{d\theta^2} + \frac{d\bar{w}}{d\theta} \right), \\ \kappa_{\bar{y}} &= \frac{1}{R_D^2} \left(\frac{d^2 \bar{u}}{d\theta^2} + R_D \varphi \right), & \psi_{\bar{z}} &= \frac{1}{R_D} \left(\frac{d\varphi}{d\theta} - \frac{1}{R_D} \frac{d\bar{u}}{d\theta} \right), \\ \vartheta_{\bar{\omega}} &= \frac{1}{R_D} \frac{d\psi_{\bar{z}}}{d\theta} = \frac{1}{R_D^2} \left(\frac{d^2 \varphi}{d\theta^2} - \frac{1}{R_D} \frac{d^2 \bar{u}}{d\theta^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots(9)$$

ここに、 θ は端部からの開き角を表わす。

つぎに断面力すなわち、軸方向力 $N_{\bar{x}}$ 、 \bar{x} 軸のまわりの曲げモーメント $M_{\bar{x}}$ 、 \bar{y} 軸のまわりの曲げモーメント $M_{\bar{y}}$ 、 D 点に関する曲げねじれモーメント $M_{\bar{\omega}}$ 、 D 点のまわりのねじれモーメント $T_{\bar{x}}$ は式 (9) の諸量を用いて表わすと、

$$\left. \begin{aligned} N_{\bar{x}} &= E(F_D \varepsilon_{\bar{x}} - Z_{\bar{x}} \kappa_{\bar{x}} - Z_{\bar{y}} \kappa_{\bar{y}}) \\ M_{\bar{x}} &= E(Z_{\bar{x}} \varepsilon_{\bar{x}} - J_{\bar{x}} \kappa_{\bar{x}} - J_{\bar{x}\bar{y}} \kappa_{\bar{y}} - C_{\bar{x}} \vartheta_{\bar{\omega}}) \\ M_{\bar{y}} &= E(Z_{\bar{y}} \varepsilon_{\bar{x}} - J_{\bar{x}\bar{y}} \kappa_{\bar{x}} - J_{\bar{y}} \kappa_{\bar{y}} - C_{\bar{y}} \vartheta_{\bar{\omega}}) \\ M_{\bar{\omega}} &= -E(C_{\bar{x}} \kappa_{\bar{y}} + C_{\bar{y}} \kappa_{\bar{x}} + C_{\bar{\omega}} \vartheta_{\bar{\omega}}) \\ T_{\bar{x}} &= G J_{TD} - \frac{1}{R_D} E(C_{\bar{x}} \kappa_{\bar{x}}' + C_{\bar{y}} \kappa_{\bar{y}}' + C_{\bar{\omega}} \vartheta_{\bar{\omega}}') \end{aligned} \right\} \dots(10)$$

E はヤング係数、 G はせん断弾性係数、 $'$ は θ に関する微分を表わす。

表-1 ($D = \frac{d}{d\theta}$)

\bar{w}	\bar{v}	\bar{u}	$R_D \varphi$	荷重項
$(EJ_{\bar{x}} + EF_D R_D^2 - 2EZ_{\bar{x}} R_D) D^3$	$(EJ_{\bar{x}} - EZ_{\bar{x}} R_D) D^3 - (EF_D R_D^2 - EZ_{\bar{x}} R_D) D$	$(EJ_{\bar{x}\bar{y}} - EZ_{\bar{y}} R_D - \frac{EC_{\bar{x}}}{R_D}) D^3$	$\frac{EC_{\bar{x}}}{R_D} D^3 + (EJ_{\bar{x}\bar{y}} - EZ_{\bar{y}} R_D) D$	$-R_D^4 q_{\bar{x}} - R_D^3 m_{\bar{x}}$
$(EJ_{\bar{x}} - EZ_{\bar{x}} - R_D) D^3 - (EF_D R_D^2 - EZ_{\bar{x}} R_D) D$	$EJ_{\bar{x}} D^4 + 2EZ_{\bar{x}} R_D D^3 + EF_D R_D^3$	$(EJ_{\bar{y}\bar{y}} - \frac{EC_{\bar{y}}}{R_D}) D^4 + EZ_{\bar{y}} R_D D^3$	$\frac{EC_{\bar{y}}}{R_D} D^4 + EJ_{\bar{y}\bar{y}} D^3 + EZ_{\bar{y}} R_D$	$R_D^4 q_{\bar{y}} - R_D^3 m_{\bar{y}}'$
$EJ_{\bar{x}\bar{y}} - EZ_{\bar{y}} R_D - \frac{EC_{\bar{x}}}{R_D} D^3$	$(EJ_{\bar{x}\bar{y}} - \frac{EC_{\bar{x}}}{R_D}) D^4 + EZ_{\bar{y}} R_D D^3$	$(EJ_{\bar{y}} - \frac{EC_{\bar{y}}}{R_D} - 2\frac{EC_{\bar{y}}}{R_D}) D^4 - GJ_{TC} D^3$	$-\frac{EC_{\bar{y}}}{R_D} D^4 + (EJ_{\bar{y}} + GJ_{TD} - \frac{EC_{\bar{y}}}{R_D}) D^3$	$R_D^4 q_{\bar{x}} - R_D^4 m_{\bar{y}}' + R_D^3 m_{\bar{y}}'$
$\frac{EC_{\bar{x}}}{R_D} D^3 + (EJ_{\bar{x}\bar{y}} - EZ_{\bar{y}} R_D) D$	$\frac{EC_{\bar{x}}}{R_D} D^4 + EJ_{\bar{x}\bar{y}} D^3 + EZ_{\bar{y}} R_D$	$-\frac{EC_{\bar{y}}}{R_D} D^4 + (EJ_{\bar{y}} + GJ_{TD} - \frac{EC_{\bar{y}}}{R_D}) D^3$	$\frac{EC_{\bar{y}}}{R_D} D^4 - (GJ_{TD} - 2\frac{EC_{\bar{y}}}{R_D}) D^3 + EJ_{\bar{y}}$	$R_D^3 m_{\bar{x}} - R_D^2 m_{\bar{y}}'$

4. 弾性方程式

曲線材の微小長さの力のつりあい条件から定点 D を通る軸線の変形 ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \varphi$) で表わした弾性方程式は 表-1 のように四元連立常微分方程式として得られる。同表において、 $q_{\bar{x}}, q_{\bar{y}}, q_{\bar{x}}$ は作用線がそれぞれ $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ 軸に一致する荷重、 $m_{\bar{x}}, m_{\bar{y}}, m_{\bar{z}}$ はそれぞれ $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ 軸のまわりのモーメント荷重、 $m_{\bar{w}}$ は D 点

に関する曲げねじれモーメント荷重である。これらはすべて D 点を通る軸線の単位長さあたりの荷重強度で表わしている。

弾性方程式を中立軸の変形で表わせば、 $Z_{\bar{x}} = Z_{\bar{y}} = 0$ であり、せん断中心軸の変形で表わせば、 $C_{\bar{x}} = C_{\bar{y}} = 0$ であるからそれぞれ一長一短を有する。

(1964.4.8・受付)

[筆者：学生会員 東京大学大学院 数物系研究科 土木工学専門課程 博士課程存学]

書 評

わかる工業数学(上巻)

福田武雄 日新出版刊

本書の前身は昭和9年に山海堂から出版された「工業数学」である。当時は1冊ものであったが、今回は上巻と下巻とに分冊され、上梓された上巻には数値計算・代数学の一般法則・座標・直線・1次方程式・円・放物線・だ円・双曲線・2次関数と2次方程式・3次関数と3次方程式・ベキ関数・対数・指数関数と対数関数・三角関数・双曲線関数・特殊な平面曲線・行列式・空間の点、直線および平面・2次曲面の20章がふくまれ、微分学・積分学に関する章は下巻に包括される由である。

本書の特色は技術者にとって通常必要と思われる数学の基礎部門について、煩きな証明や吟味はなるべくこれを避け、平易簡明にその核心を記述したもので、多分に公式集的な匂いがある。しかし著者は工学上への応用問題を付加することを忘れてはいない。たとえば、双曲線の章ではオイラーの長柱公式について、2次関数と2次方程式の章では等分布荷重を受けるはりの曲げモーメントについて、ベキ関数の章では応力とひずみに関する

パッハ・シュレーの法則について、さらには指数関数と対数関数の章でコンクリートの圧縮強さと水セメント比または材齢との関係についてなど、適切な応用例を興味深く解説している。

評者は本書を通読してミスプリントやミステークがなく、きわめて読みやすいことなどからして、著者が本書を改稿するに際し、当用漢字および現代かなづかいに改めるのにいかに努力を注いだかまた校正に当たっていか

に苦心を払ったかを想像することができたのである。

巻末に14表からなる数表が付属しているのも便利である。

紙質・印刷・装幀いずれも立派。下巻の出版を期待する。

著者：本会会長 東京大学名誉教授

体裁：A5判 294ページ 定価 900円

日新出版：東京都世田谷区深沢町3の3 振替東京 6044

【中央大学 春日屋・記】