

建物—基礎構造体—表層地盤連成系の振動解析に関する研究 (その3)

—基礎構造体側壁での動的回転相互作用ばねの離散化表示—

安井 讓

Study on Interaction Problems of Superstructure-Substructure-Soil Surface Layer System (Part 3)

—Discrete Representation of Dynamic Interaction Spring Coefficients of Rotational Vibration—

Yuzuru Yasui

Abstract

In order to simulate a system which consists of a superstructure, a substructure and a soil surface layer and has large plan dimensions compared with its embedded depth by a lumped mass model, discrete representations of rotational spring coefficients due to vertical reactions of the surface layer are necessary besides dynamical interaction spring coefficients in the horizontal direction. However, there have been almost no studies concerning discrete rotational spring coefficients made up to this time. The author derived these discrete representations by applying the elastic wave propagation theory to the surface layer. As in the horizontal interaction case, the author's method has the following advantages: (1) coefficients are dynamic, not static, (2) dynamic effects of the surface layer are considered, (3) radiation damping from side walls is considered, and (4) representations are infinite series so that handling by computer is easy. These representations and some numerical examples are shown in this report.

概要

根入れ深さに比べて平面的な広がり大きい基礎構造体と表層地盤からなる系を集中質点系でモデル化する場合、水平方向の相互作用ばね¹⁾²⁾のほかに、表層地盤の上下反力に由来する回転ばねの離散化表示式も必要となる。ところで、この回転相互作用ばねについてはこれまで殆んど論じられていない。このたび、表層地盤に弾性波動理論を適用して、回転相互作用ばねについての離散化表示式を得た。本法は、水平相互作用ばねの場合と同様に、次の様な特長を持っている。即ち、(1) 動的な係数として求まること、(2) 表層地盤の動特性が考慮されていること、(3) 基礎構造体側面から表層地盤への波動逸散減衰効果が表示式の中に含まれていること、(4) 表示式が無級数で求まるため電算機による計算が容易であること。本報告では、回転ばねの離散化表示式の誘導過程を示すとともに、この表示式に関する若干の数値計算結果を示す。

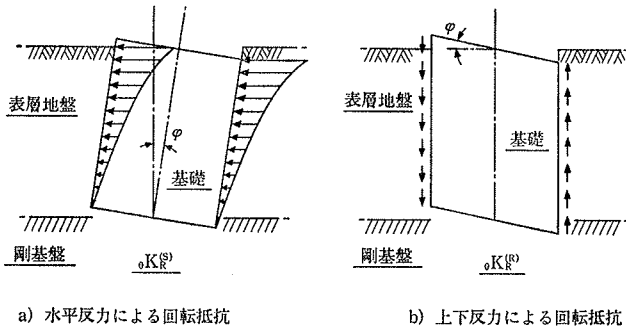
1. まえがき

近年、軟弱地盤上にも平面的な広がり大きい基礎を有する大型構造物が計画されるようになってきた。この様な大型構造物と周辺地盤との相互作用の問題を取り扱うとき、基礎の水平振動に関する相互作用ばねと震動土圧¹⁾²⁾のほかに、回転振動に関する相互作用ばねを考慮する必要が生じると思われる。そこで、基礎側壁での回転相互作用ばねの離散化表示式を誘導することとした。本報では、表層地盤に弾性波動理論を適用して求める離散化表示式の誘導過程について述べ、若干の数値計算結

果を示す。

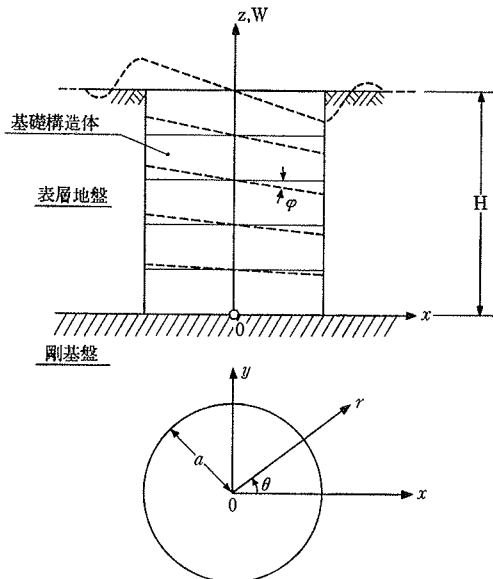
2. 表層地盤による回転抵抗

いま簡単のため、層厚Hの軟弱な表層を貫いて基礎に支持されている半径aの基礎を考える。この基礎が、その底面の中心軸を回転中心として回転するとする。そのとき基礎は表層地盤から、図-1に示した様な2種類の回転抵抗を受ける。一つは、表層地盤の水平反力によるものであり、他の一つは表層地盤の上下反力によるものである。ここで、前者に対応するばねを $K_R^{(s)}$ 、後者に対応するばねを $K_R^{(R)}$ と夫々表わすこととし、特に $K_R^{(s)}$ 、

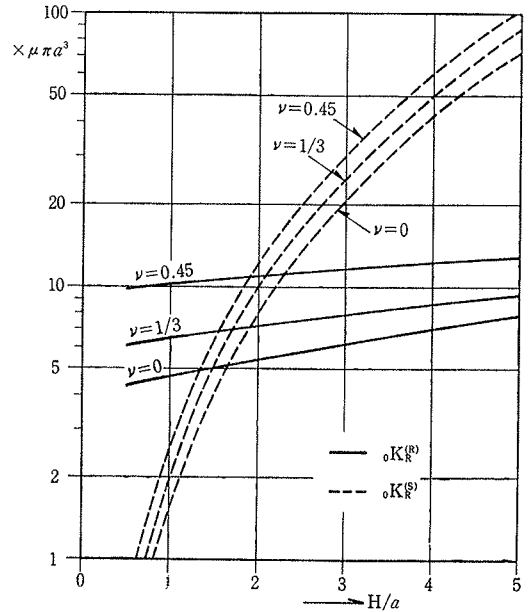


図一 表層地盤による回転抵抗

$K_R^{(R)}$ の静的ばねを夫々 $oK_R^{(S)}$, $oK_R^{(R)}$ で表わすこととする。ところで、水平反力に起因するばね $K_R^{(S)}$ の効果を考えることは前報まで¹⁾²⁾ で述べた水平振動に関する離散化ばね $K_{ij}^{(S)}$ を考慮することと同じであることから、問題は上下反力に起因する $K_R^{(R)}$ に相当する離散化ばね $K_{ij}^{(R)}$ を考える必要があるかどうかということになる。ここでは、剛基礎を例にとり、静的ばね $oK_R^{(S)}$ と $oK_R^{(R)}$ を比較することにより、平面的に広がり大きい基礎、即ち H/a が小さい基礎では、上下反力に起因するばね $K_R^{(R)}$ は無視できないことを示しておく。図一2は、 $oK_R^{(S)}$ と $oK_R^{(R)}$ の値を H/a に対してプロットしたものである。ここに、 $K_R^{(S)}$ は田治見の解³⁾により計算したものであり、 $K_R^{(R)}$ は後出の(17)式により計算したものである。図一2から、 H/a の値が小さくなると $oK_R^{(R)}$ の値が $oK_R^{(S)}$ の値と同等以上になることがわかる。また、 $oK_R^{(R)}$ と $oK_R^{(S)}$ が等しくなるのは $H/a=1.7\sim 1.9$ 付近である。なお、縦軸の倍率 $\mu\pi a^3$ の μ は表層地盤のせん断剛性である。次章以下では、 $K_R^{(R)}$ に対応する上下反力に起因する回転ばねの離散化表示を誘導することとする。この離散化表示は基礎構造体を集中質点系でモデル化する際に必要



図一3 解析モデルと座標



図一2 水平反力回転ばねと上下反力回転ばね

となるものである。

3. 一般解の誘導

本章では、表層地盤に弾性波動理論を適用して得られる一般解を示す。解析モデルを用いた座標を図一3にした。このとき、次の様な仮定を設けた。(1)地盤は層厚Hの単一の弾性表層と基盤とからなる。(2)基礎構造体の半径はaとし表層を貫ぬいて基盤に支持されているものとする。(3)表層は材料減衰を有するものとする。(4)表層において、水平変位は上下変位に比べて小さいとして無視する。(5)仮想地動 $w_g = -w_g(r/a) \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t}$ を考える。

上記(5)の仮定は内部地盤の共振現象¹⁾²⁾を把握するために必要なためあえて導入したものである。

さて、上記仮定のもとに表層地盤の波動方程式をたてると次の様になる。

$$\left\{ (\lambda + 2\mu) + i(\lambda' + 2\mu') \right\} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + (\mu + i\mu') \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right) = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \rho \frac{\partial^2 w_g}{\partial t^2} \dots (1)$$

ここに、 w : z 方向の基礎に対する相対変位、 λ, μ : ラーメの定数、 λ', μ' : 材料減衰に関する係数、 ρ : 表層地盤の単位体積あたりの質量

(1)式の解は、 $w_g=0$ とおいた同次方程式の解 w_1 と特解 w_2 の和で表わされる。

同次方程式の解は次の様にして求める。まず、解を次の様に仮定する。

$$w_1 = \sum_{n=1,3}^{\infty} w_n^{(1)} \cdot \sin \frac{n\pi z}{2H} \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(2)$$

(2)式を同次方程式に代入し $w_n^{(1)}$ を求めることにより、その解 w_1 は、 A_n を未定数として、次の様に求める。

$$w_1 = \sum_{n=1,3}^{\infty} A_n K_1 \left(\frac{\xi_{ln} \omega_l r}{c_T^*} \right) \sin \frac{n\pi z}{2H} \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(3)$$

ここに、

$$\xi_{ln}^2 = n^2 - \left(\frac{\omega}{\omega_l} \right)^2 + i \cdot 2h_L \cdot n^2$$

$$\omega_l = \frac{c_L \pi}{2H}, \quad c_T^* = c_T \sqrt{1 + i2h_L}, \quad c_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

$$h_T = \mu' / (2\mu), \quad h_L = (\lambda' + 2\mu') / \{2(\lambda + 2\mu)\}$$

$K_1(x)$: 第2種1次の変形されたベッセル関数

特解 w_2 は、次の様にして求める。まず解を次の様に仮定する。

$$w_2 = w_0^{(2)} \left(\frac{r}{a} \right) \sum_{n=1,3}^{\infty} \sin \frac{n\pi z}{2H} \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(4)$$

(4)式を(1)式に代入し $w_0^{(2)}$ を定めることにより、 w_2 は次式のように求まる。

$$w_2 = - \sum_{n=1,3}^{\infty} w_g \left(\frac{r}{a} \right) \cdot \frac{4}{n\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_l} \right)^2}{\xi_{ln}^2} \cdot \sin \frac{n\pi z}{2H} \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(5)$$

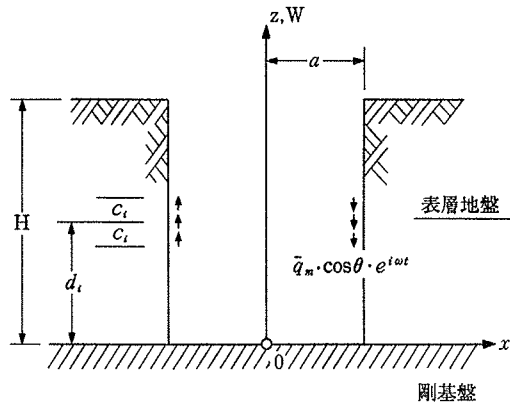
こととき、仮想地動 w_g として下式のフーリエ展開式を用いた。

$$w_g = -w_g \left(\frac{r}{a} \right) \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{4}{n\pi} \cdot \sin \frac{n\pi z}{2H} \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(6)$$

結局変位 w は(3)式と(5)式から次の様に書ける。

$$w = w_1 + w_2 = \sum_{n=1,3}^{\infty} \left\{ A_n K_1 \left(\frac{\xi_{ln} \omega_l r}{c_T^*} \right) - w_g \left(\frac{r}{a} \right) \cdot \frac{4}{n\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_l} \right)^2}{\xi_{ln}^2} \right\} \times \sin \frac{n\pi z}{2H} \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(7)$$

(7)式から、鉛直面内せん断応力 τ_{rz} は次の様にもとま



図—4 表層地盤に作用する荷重分布

る。

$$\tau_{rz} = (\mu + i\mu') \frac{\partial w}{\partial r} = -(\mu + i\mu') \sum_{n=1,3}^{\infty} \left[A_n \frac{\xi_{ln} \omega_l}{c_T^*} \left\{ K_0 \left(\frac{\xi_{ln} \omega_l r}{c_T^*} \right) + \frac{K_1 \left(\frac{\xi_{ln} \omega_l r}{c_T^*} \right)}{\left(\frac{\xi_{ln} \omega_l r}{c_T^*} \right)} + w_g \frac{1}{a} \cdot \frac{4}{n\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_l} \right)^2}{\xi_{ln}^2} \right\} \times \sin \frac{n\pi z}{2H} \right] \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(8)$$

ここに、 $K_0(x)$ は第2種の次の変形されたベッセル関数である。

(8)式を用いて、基礎構造体側壁 ($r=a$) の単位深さあたりに作用するモーメント p_m を求めることができる。ここで、モーメントの正の方向は、図—3において時計方向回りとした。

$$p_m = \int_0^a \tau_{rz} |_{r=a} \cdot a \cos \theta \, dz = (\mu + i\mu') \pi a^2 \sum_{n=1,3}^{\infty} \left[\frac{A_n}{a} \eta_{rn}^* \left\{ K_0(\eta_{rn}^*) + \frac{K_1(\eta_{rn}^*)}{\eta_{rn}^*} \right\} + \frac{w_g}{a} \cdot \frac{4}{n\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_l} \right)^2}{\xi_{ln}^2} \right] \times \sin \frac{n\pi z}{2H} \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(9)$$

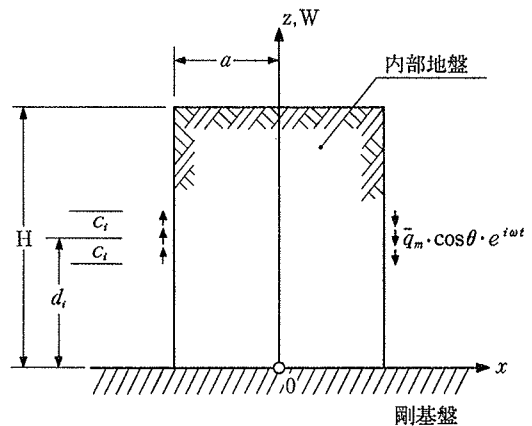
ここで、 $\eta_{rn}^* = \xi_{ln} \omega_l a / c_T^*$

最後に合モーメント M_R を求めておく。 M_R は次の様になる。

$$M_R = \int_0^H p_m \, dz = (\mu + i\mu') \pi a^2 \sum_{n=1,3}^{\infty} \left[\frac{A_n}{a} \eta_{rn}^* \left\{ K_0(\eta_{rn}^*) + \frac{K_1(\eta_{rn}^*)}{\eta_{rn}^*} \right\} + \frac{w_g}{a} \cdot \frac{4}{n\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_l} \right)^2}{\xi_{ln}^2} \right] \cdot \left(\frac{2H}{n\pi} \right) \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(10)$$

4. 動的回転相互作用ばねの離散化表示

本章では、前章で誘導した一般解を用いて基礎構造体側面での動的回転相互作用ばねの離散化表示式をもとめ



図—5 内部地盤に作用する荷重分布

る。

4.1. 表層地盤による動的な回転相互作用ばね

本節では、基礎構造体を取り巻く表層地盤による基礎構造体側壁での動的回転相互作用ばねの離散化表示式を求める。まず、基礎構造体の半径 a と等しい $r=a$ なる表層地盤中の円筒面上にいくつかの分割小円筒域を考える。その i 番目の分割小円筒域の深さを d_i 、厚さを $2c_i$ とする。この分割小円筒域の数は基礎構造体を質点系でモデル化する際の質点数に対応し、厚さは質点化するときの範囲に対応する。いま、 $w_g=0$ の場合を考え、図-4に示した様に、 i 番目の分割小円筒域に正弦振動する分布荷重 $\bar{q}_m \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t}$ が作用しているとする。この荷重は深さ方向には一様でその合モーメントの値は1であるとする。このとき、単位深さあたりのモーメント q_m は次式で表わされる。

$$q_m = \begin{cases} \frac{1}{2c_i} \cdot e^{i\omega t}, & (d_i - c_i) < z < (d_i + c_i) \\ 0, & \text{, 上記以外の領域} \end{cases} \dots\dots\dots(11)$$

(11)式をフーリエ級数で表わすと次のようになる。

$$q_m = \frac{4}{\pi c_i} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\pi c_i}{2H}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi d_i}{2H}\right)}{n} \cdot \sin\left(\frac{n\pi z}{2H}\right) \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(12)$$

$-q_m$ は、 $w_g=0$ とおいた、(9)式の p_m と等しいことから未定定数 A_n が定まる。この A_n を、 $r=a$ 、 $w_g=0$ とおいた(7)式に代入することにより、 $r=a$ での表層地盤の変位 $w_i(z)$ が次の様に求まる。

$$w_i(z) = -\frac{64H^2}{\pi^4 a^3 (\lambda + 2\mu) c_i} \times \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\pi c_i}{2H}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi d_i}{2H}\right)}{n^2 \xi_{ln}^2 \Omega_{rn}^*} \cdot \sin\left(\frac{n\pi z}{2H}\right) \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(13)$$

ここに、

$$\Omega_{rn}^* = 4 \cdot \frac{\eta_{rn}^* K_0(\eta_{rn}^*) + K_1(\eta_{rn}^*)}{\eta_{rn}^* K_1(\eta_{rn}^*)} \dots\dots\dots(14)$$

(13)式の変位から、回転角 $\phi_i(z)$ は次式により求められる。

$$\phi_i(z) = -w_i(z) / a \cos \theta \dots\dots\dots(15)$$

(15)式中の負の符号は回転角の正の方向を時計回りとしたために必要となるものである。

さて、この $\phi_i(z)$ を有限個の離散点の変位で代表させることを考える。離散点として各々の分割小円筒域の中点を考え、離散値として各々の分割小円筒域の平均値をとる。この j 番目の分割小円筒域の離散値を $\phi_{ij} \cdot e^{i\omega t}$ とすると、 ϕ_{ij} は次の様に求まる。

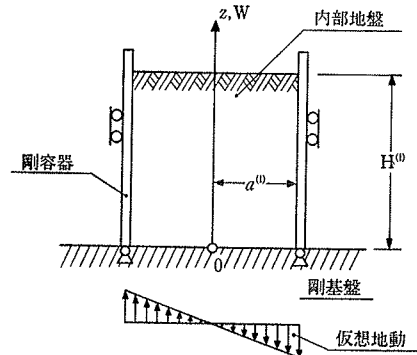


図-6 仮想震動回転土圧計算のためのモデル

$$\phi_{ij} \cdot e^{i\omega t} = \frac{1}{2c_i} \int_{d_j - c_j}^{d_j + c_j} \phi(z) dz = \frac{1}{\mu \pi a^3} \cdot \frac{1}{\left(\frac{c_L}{c_T}\right)^2} \cdot \frac{64}{\pi^3} \left(\frac{H}{c_i}\right) \left(\frac{H}{c_j}\right) \left(\frac{2H}{\pi a}\right) \times \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\pi c_i}{2H}\right) \sin\left(\frac{n\pi c_j}{2H}\right) \sin\left(\frac{n\pi d_i}{2H}\right) \sin\left(\frac{n\pi d_j}{2H}\right)}{n^2 \xi_{ln}^2 \Omega_{rn}^*} \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots(16)$$

(16)式で表わされる ϕ_{ij} を要素にもつマトリックス $[\Phi]$ で表わすと、求める動的回転相互作用ばねマトリクス $[K^R]$ は $[\Phi]^{-1}$ により求められる。

なお、2章で述べた剛体基礎が回転する場合のばねに対応する上下反力による回転ばね $K_R^{(R)}$ は、5等分割小円筒域の場合について、次式により計算したものである。

$$K_R^{(R)} = \sum_j \sum_i K_{ij}^{(R)} \dots\dots\dots(17)$$

ここに、 $K_{ij}^{(R)}$ は $[K^R]$ の要素を表わす。

4.2. 内部地盤による動的な回転相互作用ばね

次に、内部地盤による動的なばねの離散化表示式の求め方を示しておく、図-5は内部地盤の側壁に分布荷重が加わった場合の変形を求めるためのモデルを示したものである。この内部地盤の上面の応力は零と仮定する。この場合、4.1.節で得られた結果を次の様に変更するだけで良い。まず、 a を $a^{(0)}$ 、 H を $H^{(0)}$ とする。ここに $a^{(0)}$ は地中壁に囲まれた内部地盤の半径であり、 $H^{(0)}$ は内部地盤の厚さである。次に第2種の変形されたベッセル関数 $K_0(x)$ 、 $K_1(x)$ のかわりに、それぞれ、 $-I_0(x)$ 、 $I_1(x)$ を用いる。ここに、 $I_0(x)$ 、 $I_1(x)$ は第1種の変形されたベッセル関数である。こうして得られた結果に逆符号をつけたものが内部地盤による相互作用に関する係数の表示式となる。(外側の) 表層地盤による係数と内部地盤によるものと区別は表層地盤による諸量を表わす記号の右肩に(I)を追加することにより行うこととする。例えば、 $K_{ij}^{(R)}$ に対応する内部地盤によるばねは $K_{ij}^{(R)(I)}$ のように

する。

さて、内部地盤のばねについては、水平ばねの場合と同様に、内部地盤特有の共振振動数が問題になることが予想される。内部地盤の水平振動に関する共振振動数は、震動土圧がピークを示す振動数として定義した。そこで、回転振動についてもその振動土圧に対応する仮想震動回転土圧を定義しその表示式を求めておくこととする。図一6に示す様なモデルを考える。即ち、仮想地動 $w_g = -w_g(r/a) \cdot \cos \theta \cdot e^{i\omega t}$ が基礎において与えられるものとする。このとき基礎構造体内壁位置 ($r=a^{(1)}$) の基礎に対する上下相対変位を零とする。そのとき、 $r=a^{(1)}$ 位置に生じる合モーメントを仮想震動回転土圧と定義し、 $E_R^{(1)}$ で表わすことにする。 $E_R^{(1)}$ は次の様にして求める。

まず、假定から、

$$w \Big|_{r=a^{(1)}} = 0 \quad \dots\dots\dots(18)$$

(18)式と(7)式から An が定まる。この An を(10)式に代入することにより $E_R^{(1)}$ が求まる。即ち、

$$E_R^{(1)} = -\frac{4}{\pi^2} \left(\frac{a^{(1)}}{H^{(1)}} \right)^2 \sum_n \frac{Q_{rn}^{*I'}}{n^2} \times \frac{H^{(1)}}{2} m_s^{(SD)} \cdot \omega^2 w_g \quad \dots\dots\dots(19)$$

ここに、

$$Q_{rn}^{*I'} = 4 \cdot \frac{-\eta_{rn}^* I_0(\eta_{rn}^*) + 2I_1(\eta_{rn}^*)}{\eta_{rn}^{*2} I_1(\eta_{rn}^*)} \quad \dots\dots\dots(20)$$

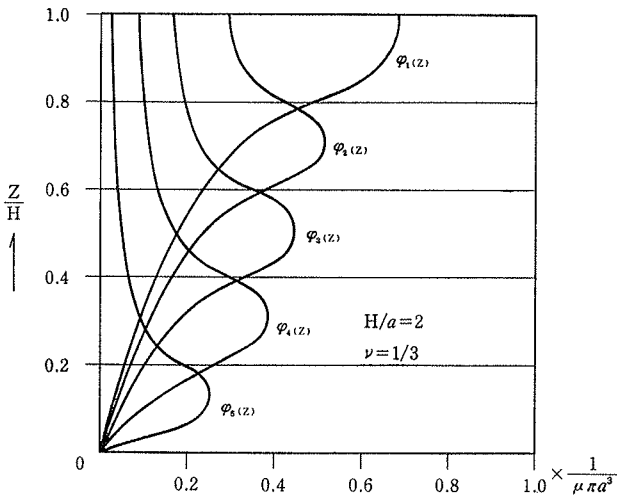
$$m_s^{(SD)} = \rho \pi a^{(1)} H^{(1)2} \quad \dots\dots\dots(21)$$

5. 数値計算例

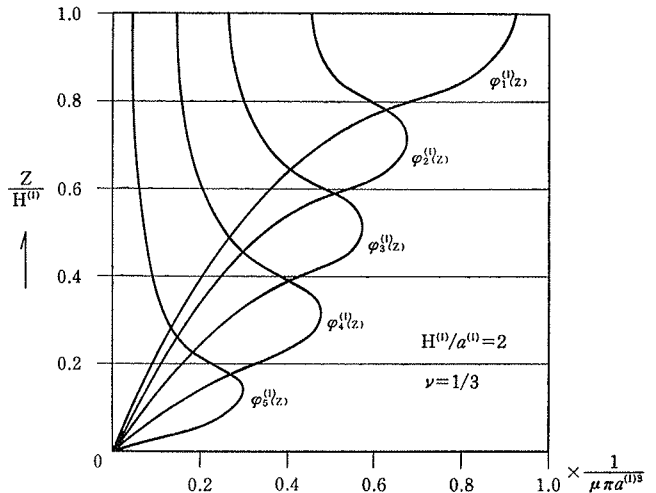
本章では、前章で得られた表示式の簡単な計算例を示す。詳しいパラメトリックスタディについては次報で行なうこととし、ここでは $w=0$ 、即ち静的な場合の計算結果を示しておく。

5.1. 数値計算モデル

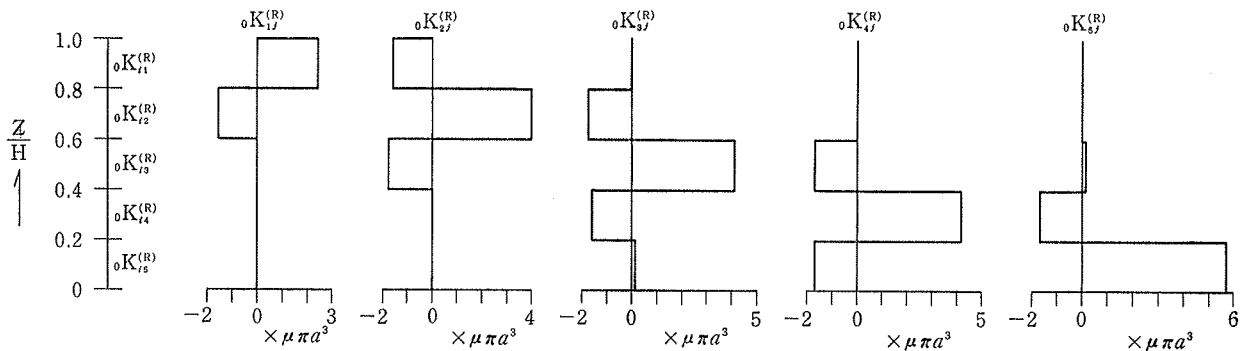
例題用の数値計算モデルとして次の様なもの考えた。表層地盤あるいは内部地盤のポアソン比 ν は $1/3$ とする。このとき $C_L/C_T=2$ である。また、これらの地盤の材料減衰は 5% とする。即ち $h_T=h_L=0.05$ とする。深さ比 H/a は 2 とする。また、内部地盤の場合についても $H^{(1)}/a^{(1)}$ を 2 とした。分割小円筒域の数は 5 とし各分割域の厚さは等しいとした。また無限級数の項数は 50 とした。



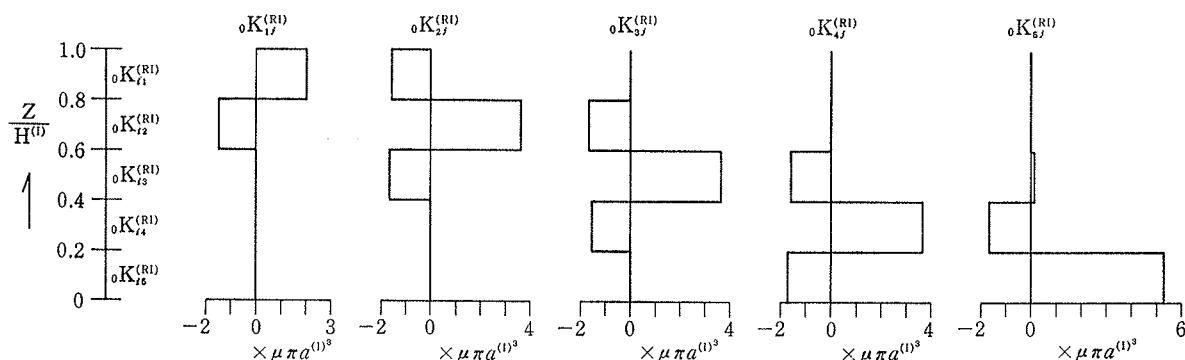
図一7 分布荷重による回転解分布 (表層地盤)



図一8 分布荷重による回転角分布 (内部地盤)



図一9 表層地盤による静的な回転相互作用ばね



図一10 内部地盤による静的な回転相互作用ばね

5.2. 分布荷重による変位（回転角）分布

図一7に表層地盤の $r=a$ なる側壁の各分割小円筒域に分布荷重が作用したときの静的な回転角分布をしめした。(15)式を計算したものである。この図から次の様なことがわかる。即ち、分布荷重の作用する位置が深くなるにつれて荷重が作用する小円筒域の回転角が小さくなること、荷重が作用する領域のみが変形するという Winkler の仮定が成立しそうでないこと等がわかる。

図一8は内部地盤に関する静的な回転角分布を示したものである。計算は(15)式に対応する内部地盤についての式によった(4.2.節参照)。内部地盤の場合も、表層地盤の場合と同様な性質を示しているようである。内部地盤の場合、いわば片持梁の変形曲線に似て荷重域の回転角がそのまま上層に受け継がれる筈であるが、この場合水平変位を拘束したため変形は上層にいくに従って拘束された形になっている。

なお、地盤には材料減衰5%を与えていることから静的変位には実数部の10%の虚数部が現われる。図一7と図一8はこの実数部のみを示したものである。

5.3. 静的な回転相互作用ばね

(16)式により回転角の離散値 ϕ_{ij} を求め $[K^R] = [\phi]^{-1}$ により $[K^R]$ の要素 $K_{ij}^{(R)}$ を計算する。内部地盤についても同様にして計算できる。ここで静的な回転相互作用ばねの記号として ${}_0K_{ij}^{(R)}$, ${}_0K_{ij}^{(RD)}$ を定義する。 ${}_0K_{ij}^{(R)}$, ${}_0K_{ij}^{(RD)}$ はそれぞれ振動数が零のときの $K_{ij}^{(R)}$, $K_{ij}^{(RD)}$ の実数部である。

図一9に表層地盤による静的なばね定数 ${}_0K_{ij}^{(R)}$ についての計算結果を示した。当然のことながら ${}_0K_{ij}^{(R)} = {}_0K_{ji}^{(R)}$ が成り立っている。 ${}_0K_{ii}^{(R)}$ とその直上と直下のばねは符号が反対である。また、これらのばね以外のばねの値は小さく無視して良さそうである。即ち、静的ばねからなるマトリクスは3重対角マトリクスで表わせ得ることがわかる。その対角項のばね ${}_0K_{ii}^{(R)}$ の値の大小関係は次の様である。即ち、地表面に最も近い ${}_0K_{11}^{(R)}$ が最も小さく、基盤に最も近い ${}_0K_{55}^{(R)}$ の値が最も大きい。

その他の ${}_0K_{22}^{(R)}$, ${}_0K_{33}^{(R)}$, ${}_0K_{44}^{(R)}$ の値は互いにほぼ等しい。3重対角行列の非対角項のばねは互いにほぼ等しい値をとるようである。

図一10に内部地盤による回転ばねを示した。表層地盤と同様な性質を有しているようである。

6. まとめ

(1) 表層地盤に根入された剛基礎の回転ばねを例にとり、根入れ深さ H に比べてその半径 a が大きくなると表層地盤の上下反力による回転ばねを無視できないことを示した。特に、水平反力による回転ばねが上下反力による回転ばねと等しくなるのは $H/a = 1.7 \sim 1.9$ なる形状の場合であることを示した。

(2) 表層地盤に弾性波動理論を適用して表層地盤の上下反力による回転抵抗ばねの離散化表示式を求めた。また、地中壁等に囲まれた内部地盤による回転ばねの離散化表示式も同様の手法で求め得ることを示した。これらの表示式は変形されたベッセル関数を含む無限級数として得られるため、動的な係数として求められるという利点のほかに電算機による計算が容易であるという長所を持っている。

(3) 上記表示式により、静的な回転相互作用ばねを計算した結果、その静的ばねマトリクスは3重対角行列と見做し得ることがわかった。

参考文献

- 1) 安井：建物—基礎構造体—表層地盤連成系の振動解析に関する研究(その1), 大林組技術研究所報, No. 20, (1980), pp. 25~33
- 2) 安井：建物—基礎構造体—表層地盤連成系の振動解析に関する研究(その2), 大林組技術研究所報, No. 21, (1980), pp. 19~26
- 3) 田治見：深い基礎を有する構造物の地震応答について, 日本地震工学シンポジウム, (1966)