

境界要素法による地表面上剛基礎の相互連成系解析

川瀬 博
(大崎研究室)吉田 一博
(大崎研究室)佐藤 俊明
(大崎研究室)

§ 1. はじめに

原子力発電所のような剛な大規模構造物の耐震設計には、構造物と地盤との動的相互作用の適確な評価は欠かせない。この構造物と地盤との相互作用は線形性を仮定すれば、2つの問題に分離して把握することができる。すなわち、外力による加振問題と入射波問題である。いま、基礎は剛体であると仮定すれば、前者は地盤の複素インピーダンス (Complex Impedance) あるいはその逆数の複素コンプライアンス (Complex Compliance) によって特徴づけられる一方、後者は基礎入力動 (Foundation Input Motion) または伝達外力 (Driving Force) として表現される¹⁾²⁾。この両者を求めることにより地盤と基礎の動的相互作用は完全に把握できるので、上部構造の応答はこれらを用いて簡単に求めることができる。これがいわゆるインピーダンスアプローチであるが、基礎を弾性体として取扱う場合にはサブストラクチャー法の考え方³⁾に基づき、上記の物理量を地盤と構造物の接触面全体に拡張すればよい。

今日に至るまで、剛基礎の複素インピーダンスまたはコンプライアンスを求めようとする試みは数多く行われてきた⁴⁾⁵⁾。その中で、数年前より Green 関数の重ね合わせにより任意形状の剛基礎のインピーダンスを評価した論文が相次いで報告されている^{6)~8)}。しかしながら、入射波問題を解析した論文はそれに比べて少ない。例えば、円形剛基礎の場合には Kobori et al.⁹⁾¹⁰⁾、矩形基礎の場合には井口¹¹⁾、Luco & Wong¹²⁾、Wong & Luco¹³⁾ などが見られるだけである。もしも垂直に入射する実体波のみを考えるのであれば、地表面上の波動は位相差を持たないので、地表面上の基礎の入力動は自由地表面上の変位と一致する。しかし、表面波の場合や入射角を有する実体波の場合、いわゆる進行波 (Traveling Wave) 入力の場合、基礎入力動を正しく評価する必要がある。実体波の地表面付近における入射角の実際値については未だ十分な観測データが整っていないが、軟

弱な沖積谷のように表層ほど軟くなるような成層構造を有する地盤においては、入射波は鉛直下方から入射すると仮定して支障ないであろう。しかし、比較的均質な硬質地盤においては層境界における屈折の効果があまり期待できないので、入射角の影響を考慮した検討を行なう必要がある。さらに、現実の構造物に最も多く用いられている矩形基礎においては、進行波入力の場合にはその入力方位 (Azimuth) の影響が存在する。この方位角効果に関する研究としては、Wong & Luco¹²⁾¹³⁾ の Rayleigh 波と SH 波の場合についての解析例などしか見当たらない。

上記のように、単独基礎の場合においても進行波入力の問題を取扱った論文は多くはないが、複数基礎の相互連成問題においてもインピーダンス問題のみを取扱ったものがほとんどであり¹⁴⁾、進行波を用いて解析している論文は例えば Wong et al.¹⁵⁾、川瀬・中井¹⁶⁾ あるいは橋梁構造物を取扱った Werner & Lee¹⁷⁾ などがあるぐらいである。当然予想されるように、隣接構造物の影響はそのインピーダンスに表われるのみならず基礎入力動 (または伝達外力) にも表われてくる。特に入射する波の方向のもたらす効果は、複数基礎の場合こそ大きなものとなることが予想される。

そこで、本研究では3次元半無限地盤上に置かれた1つもしくは2つの正方形剛基礎を解析モデルとして、地盤のインピーダンスだけでなく任意の入射方向を有する SH 波、SV 波および Rayleigh 波による基礎入力動をも求め、それらの特性に対する入射角・方位角・波動の種類の影響および隣接基礎の影響を明らかにしようとして試みた。地盤は履歴減衰を有する均質な半無限弾性体とし、解析は3次元境界要素法 (Boundary Element Method; BEM) を用いて周波数領域で行なった。本解析手法は、任意形状の剛基礎をもつ構造物(群)の入射波応答解析を比較的安価に行なうことができる。

§ 2. 解析手法

2.1 境界要素法の基礎式

地盤を履歴減衰（減衰定数 h ）を有する等質等方弾性体と仮定し、図-1に示す座標系を用いる。時間項を $\exp(i\omega t)$ とする定常問題を考えると支配方程式は、

$$(\lambda^* + \mu^*)u_{j,j} + \mu^*u_{i,jj} + \rho\omega^2u_i = 0 \quad \dots\dots(1)$$

のように書ける。ここで、 $\lambda^* = \lambda(1 + 2hi)$ 、 $\mu^* = \mu(1 + 2hi)$ は複素ラメ定数、 ρ は地盤密度、 ω は円振動数、 u_i ($i=1, 2, 3$) は変位である。BEMの基礎方程式は、式(1)を満足する Green 関数を重み関数として用いれば、

$$[C]^i \{u\}^i + \int_{\Gamma} [P^*] \{u\} d\Gamma - \int_{\Gamma} [U^*] \{p\} d\Gamma = \{w\}^i \quad \dots\dots(2)$$

のように表わせられる⁽¹⁰⁾⁽¹⁸⁾。ここで、 $[C]^i$ は i 点近傍の境界形状によって定まる定数マトリクス、 $\{u\}^i$ は i 点における変位ベクトル、 $[U^*]$ および $[P^*]$ は i 点を加振したときの変位と表面力の Green 関数である。 $\{u\}$ および $\{p\}$ は境界上の未知量を含む変位および表面力ベクトルである。 Γ は積分領域であり、式(1)を満足する媒体を取囲む境界そのものである。また $\{w\}^i$ は、ここでは入射変位場 (External Wave Field) と呼ぶが、入射波問題を解く場合に必要となる項であり、その詳細については後述する。

式(2)の境界積分方程式はそのままの形では解くことができないので、これを任意の三角形または四角形の一定要素、すなわち要素内で変位・表面力ともに一定と仮定した要素によって離散化すると次式が得られる。

$$[C]^i \{u\}^i + \sum_{j=1}^N \left[\int_{\Gamma_j} [P^*] [\Phi]^T d\Gamma \right] \{u\}_j - \sum_{j=1}^N \left[\int_{\Gamma_j} [U^*] [\Phi]^T d\Gamma \right] \{p\}_j = \{w\}^i \quad \dots\dots(3)$$

ここで、 $\{u\}_j$ および $\{p\}_j$ は j 番目の要素の境界値で、 $[\Phi]^T$ は内そう関数マトリクスである。一定要素の場合 $[\Phi]^T$ は単位マトリクス $[I]$ に等しい。

式(3)は i 番目の要素についての方程式であるが、これを N 個連立させ全体をマトリクス表示すると、

$$[H] \{u\} - [G] \{p\} = \{w\} \quad \dots\dots(4)$$

となる。これが解くべき代数方程式である。いま、地表面上の剛基礎を解析する場合、Green 関数として後に示すような自由地表面の境界条件を満足する半無限地盤の地表面点加振解を用いれば、領域 Γ として剛基礎と地盤の接触面のみ考えればよい。また、表面力の Green 関数 $[P^*]$ は恒等的に 0 となるので、 $[H]$ マトリクスは定数 $[C]^i$ のみより構成される対角マトリクスとなる。ここで注意すべきことは、地表面点加振解を Green 関数として用いるときには定数 $[C]^i$ の値として全無限地盤中の点加振解を用いるときのように $1/2$ をとるのではなく、 1 をとる必要があることである。これは、半無限地盤においては自由地表面の存在によって特異性の強さが 2 倍となることを意味している。

2.2 剛板条件の導入

基礎を質量および厚さのない剛板と仮定すると、剛板の基準点（一般には重心） $O(x_1^0, x_2^0, x_3^0)$ に関する変位 $\{U\} = \{U_1, U_2, U_3, \Phi_1, \Phi_2, \Phi_3\}^T$ と i 番目の要素の変位ベクトル $\{u\}^i = \{u_1^i, u_2^i, u_3^i\}^T$ の関係は次式で表わされる。

$$\{u\}^i = [T]^i \{U\} \quad \dots\dots(5)$$

$$[T]^i = \begin{bmatrix} 1, & 0, & 0, & 0, & (x_3^i - x_3^0), & -(x_2^i - x_2^0) \\ 0, & 1, & 0, & -(x_3^i - x_3^0), & 0, & (x_1^i - x_1^0) \\ 0, & 0, & 1, & (x_2^i - x_2^0), & -(x_1^i - x_1^0), & 0 \end{bmatrix}$$

ここで、 (x_1^i, x_2^i, x_3^i) は i 番目の要素の節点（中心点）の座標である。これを用いて、全要素の変位ベクトル $\{u\}$ と剛板の変位 $\{U\}$ との関係は変換マトリクス $[T]$ によって、

$$\{u\} = [T] \{U\} \quad \dots\dots(6)$$

と表わせられる。同様にして、剛板の合力および合モーメントベクトル $\{P\} = \{P_1, P_2, P_3, M_1, M_2, M_3\}^T$ と全要素の

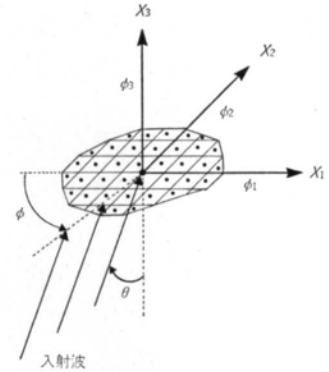


図-1 座標系

表面力ベクトル $\{P\}$ との関係は、

$$\{P\} = [T]^T [A] \{p\} \quad \dots\dots(7)$$

となる。ここで、 $[A]$ は各要素が占める面積を対角項にもつ対角マトリクスである。

2.3 インピーダンスと基礎入力動

式(4)を $\{P\}$ について解き、式(6)、(7)を考慮すると剛板の力—変位関係式が以下のごとく得られる。

$$\{P\} = [T]^T [A] [G]^{-1} ([H] [T] \{U\} - \{w\}) \quad \dots\dots(8)$$

上式においてインピーダンスを計算する場合、すなわち変位加振問題の場合には入射変位場 $\{w\} = \{0\}$ とする。そのときの $\{P\}$ と $\{U\}$ の関係よりインピーダンスマトリクス $[K]$ は、

$$[K] = [T]^T [A] [G]^{-1} [H] [T] \quad \dots\dots(9)$$

と表わされる。一方、入射波問題の場合には、 $\{P\} = \{0\}$ とし入射変位場 $\{w\}$ に各要素節点の入射波による変位を代入することにより、基礎入力動 $\{U_f\}$ が以下のごとく得られる。

$$\{U_f\} = [K]^{-1} [T]^T [A] [G]^{-1} \{w\} \quad \dots\dots(10)$$

伝達外力 (Driving Force) を求める場合には、その定義 (入射波を受けた剛板を静止させるのに必要な力) より式(8)において $\{U\} = \{0\}$ とおいて、

$$\{D_f\} = [T]^T [A] [G]^{-1} \{w\} \quad \dots\dots(11)$$

により得られる。

第 i 要素の入射による変位 $\{w\}^i$ は、入射角 θ (鉛直下方より時計回り)、方位角 ϕ (X_1 軸より下から見て時計回り) の SH 波の場合には、

$$\{w\}^i = \begin{cases} -\sin \phi \cdot \cos(k_s \cdot x_3^i \cos \theta) \\ \cos \phi \cdot \cos(k_s \cdot x_3^i \cos \theta) \\ 0 \end{cases} E_s(x_1^i, x_2^i) \quad \dots\dots(12)$$

$$E_s(x_1^i, x_2^i) = \exp\{-i k_s \cdot \sin \theta (x_1^i \cos \phi + x_2^i \sin \phi)\}$$

となる。ここで、 $k_s = \omega / V_s$ (V_s は地盤のせん断波速度) である。同じく、入射角 θ 、方位角 ϕ の SV 波の場合には、

$$\{w\}^i = \begin{cases} \cos \phi [-A_s \cdot \exp(i k_s x_3^i \cos \theta) \sin \theta + \{\exp(-i k_s x_3^i \cos \theta) \\ - B_s \cdot \exp(i k_s x_3^i \cos \theta)\} \cos \theta] \\ \sin \phi [-A_s \cdot \exp(i k_s x_3^i \cos \theta) \sin \theta + \{\exp(-i k_s x_3^i \cos \theta) \\ - B_s \cdot \exp(i k_s x_3^i \cos \theta)\} \cos \theta] \\ [A_s \cdot \exp(i k_s x_3^i \cos \theta) \cos \theta - \{\exp(i k_s x_3^i \cos \theta) \\ + B_s \cdot \exp(i k_s x_3^i \cos \theta)\} \sin \theta] \end{cases} E_s(x_1^i, x_2^i) \quad \dots\dots(13)$$

ここで、反射 P 波の角度を表わす $\cos p\theta$ と振幅 $A_s \cdot B_s$ は、

$$\cos p\theta = \{1/\eta^2 - \sin^2 \theta\}^{1/2}$$

$$\begin{Bmatrix} A_s \\ B_s \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 2 \sin^2 \theta - 1, & 2 \sin \theta \cos \theta \\ 2 \sin \theta \cos p\theta, & 1 - 2 \sin^2 \theta \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} 2 \sin \theta \cos \theta \\ 2 \sin^2 \theta - 1 \end{Bmatrix} \quad \dots\dots(14)$$

によって与えられる。なお、 $\eta = V_p / V_s$ (V_p は地盤の P 波速度) である。一方、方位角 ϕ の入射 Rayleigh 波の場合には、

$$\{w\}^i = \begin{cases} \cos \phi \left[\frac{2}{\zeta^2} \exp(k_R x_3^i \sqrt{1 - \zeta^2/\eta^2}) + \frac{\zeta^2 - 2}{\zeta^2} \exp(k_R x_3^i \sqrt{1 - \zeta^2}) \right] \\ \sin \phi \left[\frac{2}{\zeta^2} \exp(k_R x_3^i \sqrt{1 - \zeta^2/\eta^2}) + \frac{\zeta^2 - 2}{\zeta^2} \exp(k_R x_3^i \sqrt{1 - \zeta^2}) \right] \\ i \left[\frac{2\sqrt{1 - \zeta^2/\eta^2}}{\zeta^2} \exp(k_R x_3^i \sqrt{1 - \zeta^2/\eta^2}) + \frac{\zeta^2 - 2}{2\zeta^2 \sqrt{1 - \zeta^2}} \exp(k_R x_3^i \sqrt{1 - \zeta^2}) \right] \end{cases} E_R(x_1^i, x_2^i) \quad \dots\dots(15)$$

$$E_R(x_1^i, x_2^i) = \exp\{-i k_R (x_1^i \cos \phi + x_2^i \sin \phi)\}$$

となる。ここで、 $k_R = \omega / V_R$ 、 $\zeta = V_R / V_s$ (V_R は地盤の Rayleigh 波速度) である。

2.4 Green 関数

本論文で用いる半無限弾性体の Green 関数は、円筒座標系における 3 次元弾性体の一般解¹⁹⁾ を応用して求める。

まず、半径 r_0 の円盤状に等分布した地表面応力加振による解を求め、次に応力の合計を 1 に保ったまま、その半径を 0 にもっていくという極限操作を施すことによって地表面上の点加振解を得る。結果を無次元化表示すると、

$$[G_{ij}] = \begin{bmatrix} g_{11}(i|j), g_{12}(i|j), g_{13}(i|j) \\ g_{21}(i|j), g_{22}(i|j), g_{23}(i|j) \\ g_{31}(i|j), g_{32}(i|j), g_{33}(i|j) \end{bmatrix} \quad \dots\dots(16)$$

$$g_{11}(i|j) = \frac{1}{4\pi\mu^*r_{ij}}(I_1 + I_2 \cos 2\phi_{ij})$$

$$g_{12}(i|j) = -\frac{1}{4\pi\mu^*r_{ij}}I_2 \sin 2\phi_{ij}$$

$$g_{13}(i|j) = -\frac{1-\nu}{2\pi\mu^*r_{ij}}I_4 \cos \phi_{ij}$$

$$g_{21}(i|j) = g_{12}(i|j)$$

$$g_{22}(i|j) = \frac{1}{4\pi\mu^*r_{ij}}(I_1 - I_2 \cos 2\phi_{ij})$$

$$g_{23}(i|j) = -\frac{1-\nu}{2\pi\mu^*r_{ij}}I_4 \sin \phi_{ij}$$

$$g_{31}(i|j) = \frac{1-\nu}{2\pi\mu^*r_{ij}}I_4 \cos \phi_{ij}$$

$$g_{33}(i|j) = \frac{1}{2\pi\mu^*r_{ij}}I_3$$

$$I_1 = (1-\nu) + e^{-at/\sqrt{1+2hi}} - a \int_0^\infty \left\{ \frac{\beta\xi}{(1+2hi)F(\xi)} + (1-\nu) \right\} J_0(a\xi) d\xi$$

$$I_2 = -(1-\nu) - \frac{2\sqrt{1+2hi}}{a} i (1 - e^{-at/\sqrt{1+2hi}}) - e^{-at/\sqrt{1+2hi}} + a \int_0^\infty \left\{ \frac{\beta\xi}{(1+2hi)F(\xi)} + (1-\nu) \right\} J_2(a\xi) d\xi$$

$$I_3 = (1-\nu) - \frac{1}{1+2hi} \int_0^\infty \left\{ \frac{\alpha\xi}{F(\xi)} + (1-\nu)(1+2hi) \right\} J_0(a\xi) d\xi$$

$$I_4 = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} - \frac{1}{1-\nu} \int_0^\infty \left\{ \frac{\xi^2(\xi^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta)}{F(\xi)} + \frac{1-2\nu}{2} \right\} J_1(a\xi) d\xi$$

$$\alpha^2 = \xi^2 - \gamma^2 / (1+2hi), \quad \beta^2 = \xi^2 - 1 / (1+2hi), \quad \gamma^2 = (1-2\nu) / 2(1-\nu)$$

$$F(\xi) = \left(2\xi^2 - \frac{1}{1+2hi} \right)^2 - 4\alpha\beta\xi^2$$

$$a = \omega r_{ij} / V_s, \quad r_{ij} = \sqrt{(x_1^j - x_1^i)^2 + (x_2^j - x_2^i)^2}$$

ϕ_{ij} : i 点と j 点を結ぶ線が X_1 軸となす角 (rad.), $J_n(\)$: n 次の Bessel 関数, ν : ポアソン比

なお、ここで $[G_{ij}]$ は i 要素と j 要素を結ぶ $[G]$ マトリクスの部分マトリクスである。また、自身の要素積分は座標変換を施すことにより特異性を打ち消して精度よく計算できる²⁰⁾。

§ 3. 結果と考察

3.1 単独基礎の場合

まず始めに、単独の正方形剛基礎の場合について解析する。図-2 に、そのモデルと分割メッシュを图示する。地盤のポアソン比 $\nu=1/3$, 履歴減衰定数 $h=0.02$ とする。また、長さの基準量として基礎半幅 B を用いる。図-3, 4 にそのインピーダンスを無次元振動数 $a_0 = \omega B / V_s$ に対して示す。図-3 は水平インピーダンス ($K_{11}=K_{22}$) および鉛直インピーダンス (K_{33}), 図-4 は回転インピーダンス ($K_{44}=K_{55}$) およびねじれインピーダンス (K_{66}) で、次式のように無次元化してある。

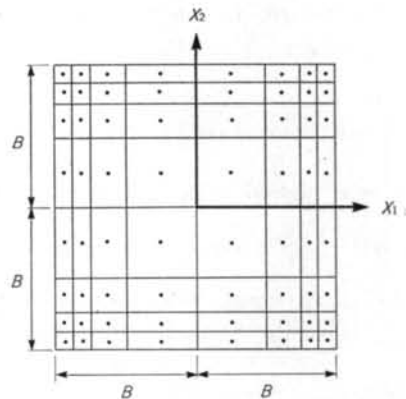


図-2 剛基礎の要素分割

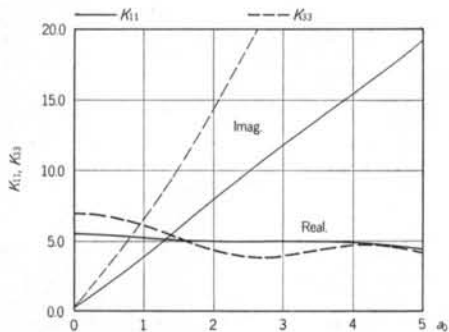


図-3 水平および鉛直インピーダンス

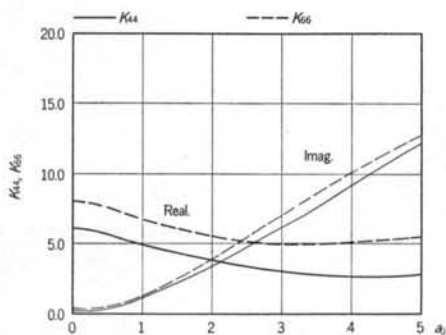


図-4 回転およびねじれインピーダンス

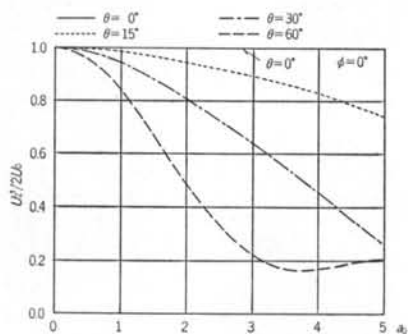


図-5 SH波による基礎入力動(水平)における入射角の影響

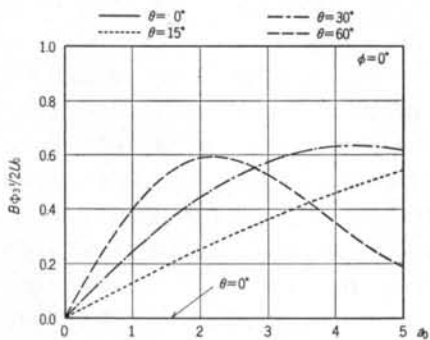


図-6 SH波による基礎入力動(ねじれ)における入射角の影響

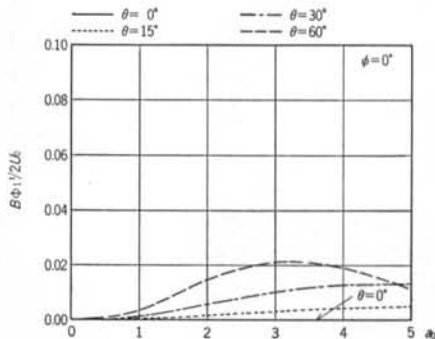


図-7 SH波による基礎入力動(回転)における入射角の影響

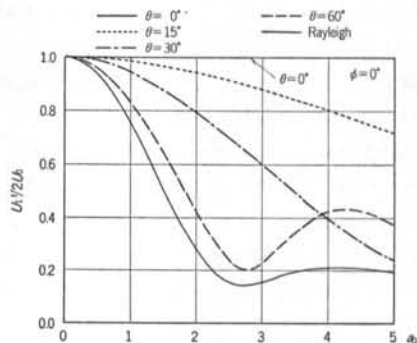


図-8 SV波による基礎入力動(水平)における入射角の影響

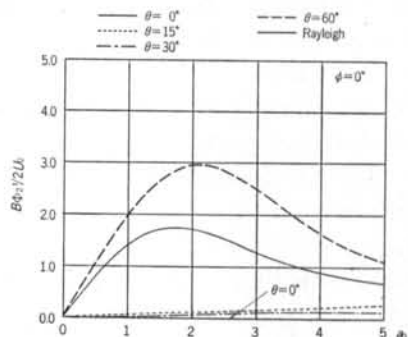


図-9 SV波による基礎入力動(回転)における入射角の影響

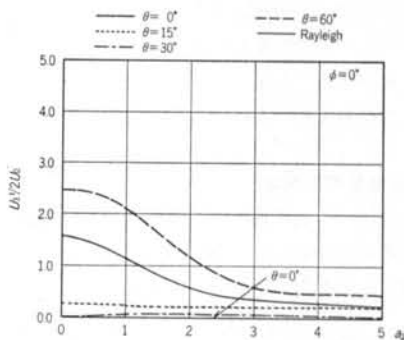
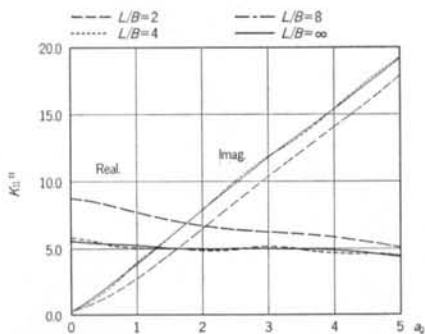
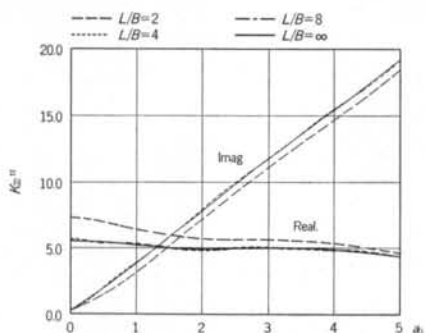


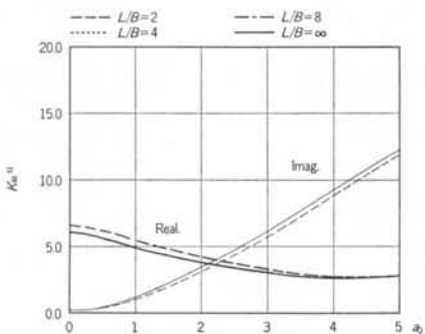
図-10 SV波による基礎入力動(上下)における入射角の影響



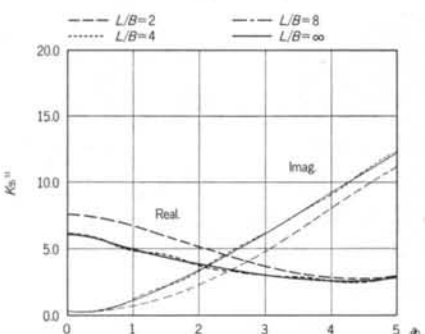
図一14(a) 連成基礎の水平インピーダンス K_{11}^{II}



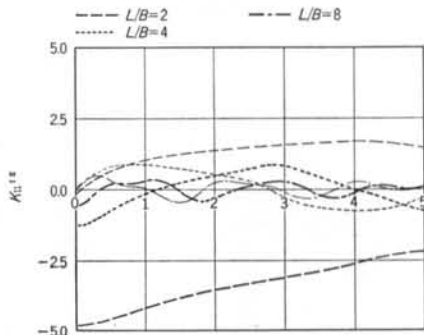
図一14(b) 連成基礎の水平インピーダンス K_{22}^{II}



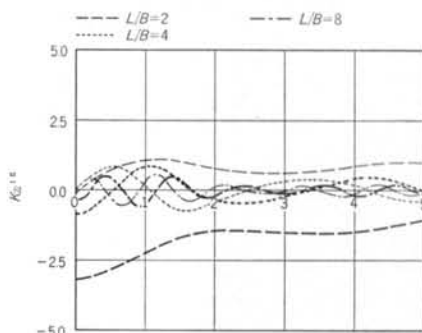
図一15(a) 連成基礎の回転インピーダンス K_{44}^{II}



図一15(b) 連成基礎の回転インピーダンス K_{55}^{II}



図一16(a) 連成基礎のクロス(水平-水平)インピーダンス $K_{11}^{I II}$



図一16(b) 連成基礎のクロス(水平-水平)インピーダンス $K_{22}^{I II}$

ていく。特に対角項においては収束が早い、また、 K_{11}^{II} と K_{22}^{II} 、 K_{44}^{II} と K_{55}^{II} を比較すると同じ水平や回転であっても隣接基礎の影響の表われ方に差のあることが分かる。つまり、 K_{11}^{II} と K_{55}^{II} の方が K_{22}^{II} 、 K_{44}^{II} よりも影響が大きく表われ、また変動の周期も大きくなっているのである。このことは連成項についてもいえる。これは、2つの基礎の連成のメカニズムが方向によって異なっていることに因るものと考えられる。なお、主な連成項以外の副次的な2つの基礎間の連成項については、その値は無視できる程小さい。

図一17～図一19に、SH波が入射角 $\theta=30^\circ$ で2つの正方形基礎に入射したときの、水平変位 U_1 、 U_2 およびねじれ変位 $B\phi_3$ をそれぞれの基礎について示す。回転角 ϕ_1 、 ϕ_2 は比較的小さいのでここは省略した。パラメータとして方位角 ϕ を 0° 、 30° 、 60° 、 90° に選択する。2つの基礎中心間距離を $L=2B$ と仮定する。なお、単独基礎の結果を細線で記入してある。これらの図から以下のことが分かる。すなわち、入射波の先に到達する前方基礎(図一13で左側に位置する基礎I)の方が、後方基礎(同じく基礎II)に比べ水平変位 U_1 、 U_2 の変動幅が大きく、また変動の周期も短くなっている。一方、ねじれ

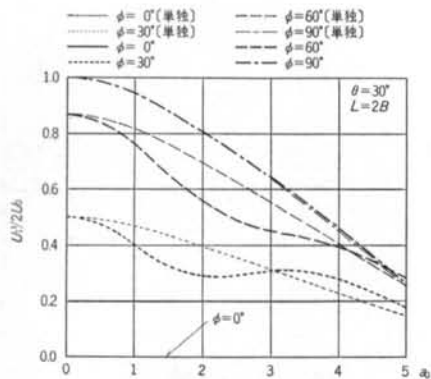


図-17(a) 連成基礎の入力動 (U_1) における方位角の影響 (SH 波入射): 基礎 I

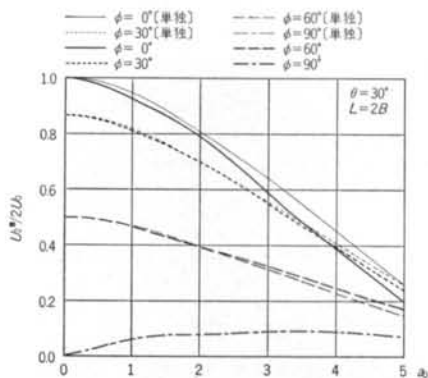


図-18(b) 連成基礎の入力動 (U_2) における方位角の影響 (SH 波入射): 基礎 II

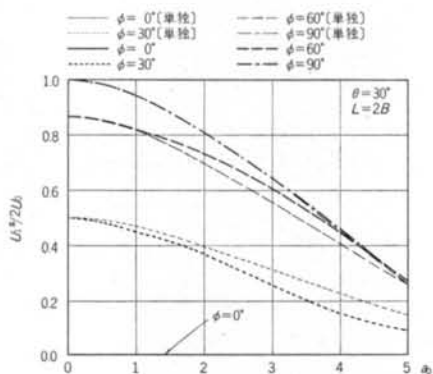


図-17(b) 連成基礎の入力動 (U_1) における方位角の影響 (SH 波入射): 基礎 II

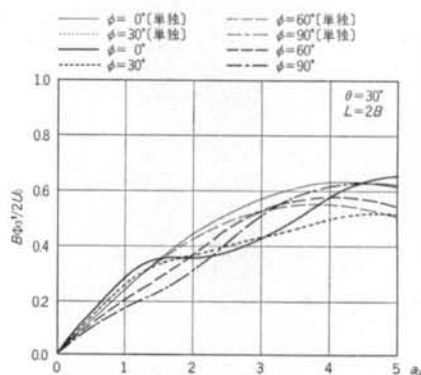


図-19(a) 連成基礎の入力動 (ねじれ) における方位角の影響 (SH 波入射): 基礎 I

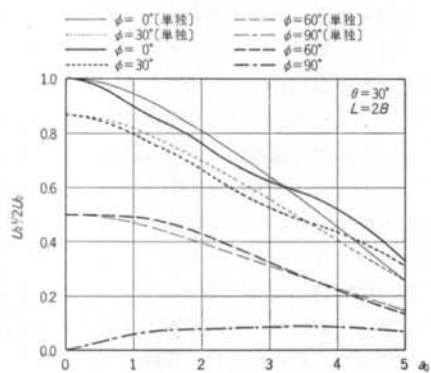


図-18(a) 連成基礎の入力動 (U_2) における方位角の影響 (SH 波入射): 基礎 I

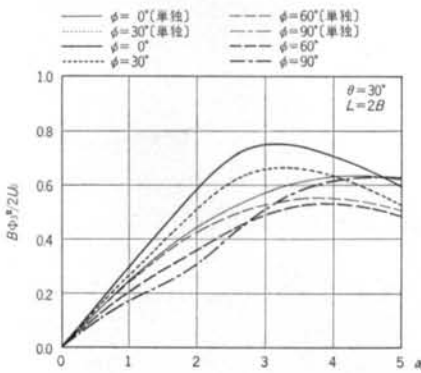
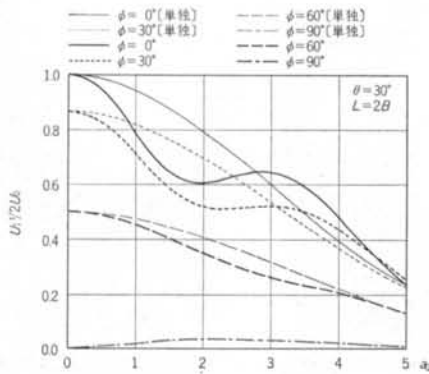


図-19(b) 連成基礎の入力動 (ねじれ) における方位角の影響 (SH 波入射): 基礎 II

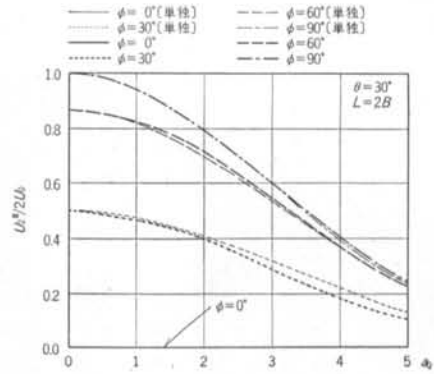
動は後方基礎の方がより大きく現われている。全体に U_1 における隣接基礎の影響の方が U_2 におけるそれよりも大きく生ずる傾向にあり、故に $\phi=0^\circ$ の場合の変動幅は小さなものとなっている。 $\phi=90^\circ$ の場合はかなり特殊で、2つの基礎の応答は一致し U_1 はほぼ単独基礎の値を示し、 U_2 は本来生じないはずであるが最大約

10%程度の応答を示す。

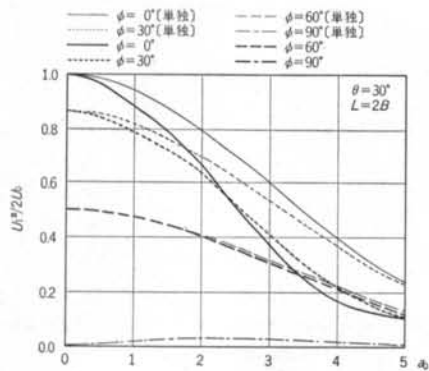
図-20, 21および図-22, 23には、入射角 $\theta=30^\circ$ のSV波およびRayleigh波が入射したときの基礎入力動のうち水平変位成分のみを示す。これらの図より、前方基礎の方が後方基礎より変動の周期が短いこと、および U_1 における変動の方が U_2 における変動に比べ大きい



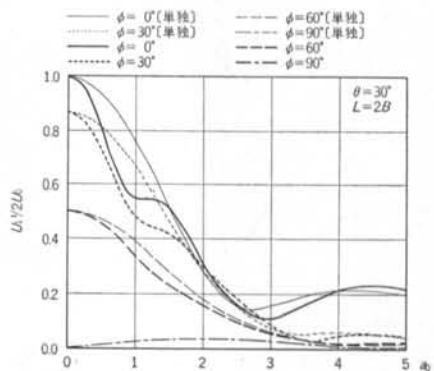
図一20(a) 連成基礎の入力動 (U_1) における方位角の影響 (SV 波入射) : 基礎 I



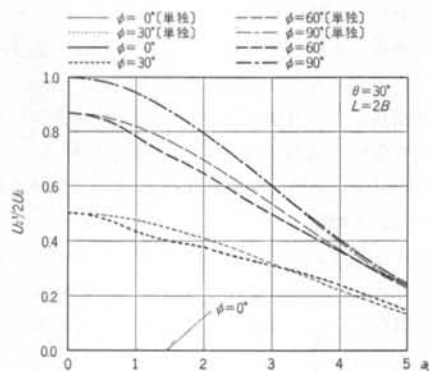
図一21(b) 連成基礎の入力動 (U_2) における方位角の影響 (SV 波入射) : 基礎 II



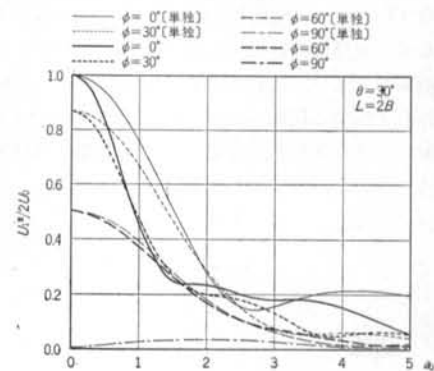
図一20(b) 連成基礎の入力動 (U_1) における方位角の影響 (SV 波入射) : 基礎 II



図一22(a) 連成基礎の入力動 (U_1) における方位角の影響 (Rayleigh 波入射) : 基礎 I



図一21(a) 連成基礎の入力動 (U_2) における方位角の影響 (SV 波入射) : 基礎 I



図一22(b) 連成基礎の入力動 (U_1) における方位角の影響 (Rayleigh 波入射) : 基礎 II

ことなどは入射波の種類にかかわらず共通した特徴となっている。また、SH 波と SV 波では波面の方向が 90° 違うため、SV 波入射の場合には $\phi=0^\circ$ で最大の差が生じており、 $\phi=90^\circ$ では 2 つの基礎の水平変位はほぼ単独基礎のものに等しく、連成効果は無視できることが分かる。Rayleigh 波入射の場合、地表面付近で振幅が最

大となっているので隣接基礎の影響は大きく、特に後方基礎の入力動が減少する傾向が顕著である。

図一24には SH 波入射の場合の水平変位を $\theta=30^\circ$ 、 $\phi=0^\circ$ の場合について基礎中心間距離 L をパラメータにして示す。この図より L が大きくなるに従い変動の周期が小さくなると同時に変動幅も小さくなって、単独基礎

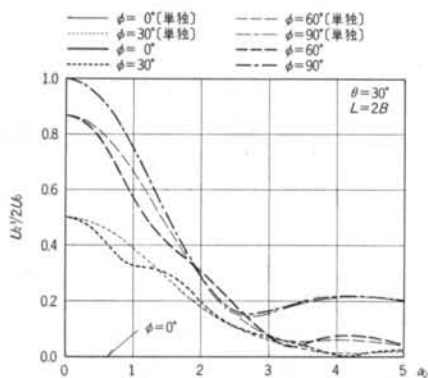


図-23(a) 連成基礎の入力動 (U_2) における方位角の影響 (Rayleigh 波入射): 基礎 I

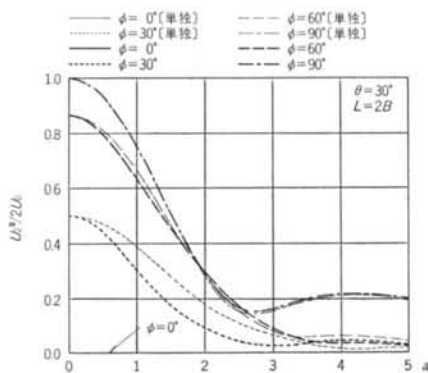


図-23(b) 連成基礎の入力動 (U_2) における方位角の影響 (Rayleigh 波入射): 基礎 II

の場合 ($L=\infty$) に収束していくことが分かる。また、前方基礎の変動周期は後方基礎のその2倍以上短いことが指摘できよう。これらの L による影響は波の種類にかかわらず同様に観測される。なお、SH 波および SV 波入射のときの方位角の影響を考察する際に $\theta=30^\circ$ という値を用いたが、上述した性状は定性的にはより少ない入射角の場合でも成り立つ。

§ 4. 結論

境界要素法と半無限地盤の Green 関数を用いて、地表面上の剛基礎(群)の動的相互作用解析を行なった。単独および2つの連成基礎のインピーダンスのみならず、SH 波、SV 波および Rayleigh 波が任意の方向から入射したときの基礎入力動をも求め、2つの基礎間の相互連成の影響について考察を加えた。その結果、以下のようことが明らかとなった。

(1) 単独基礎の場合でも、入射角を有する入射波による

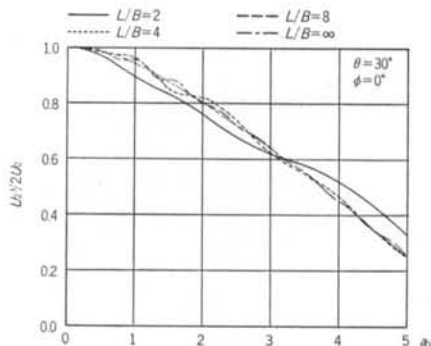


図-24(a) 連成基礎の入力動 (U_1) における基礎間距離の影響 (SH 波入射): 基礎 I

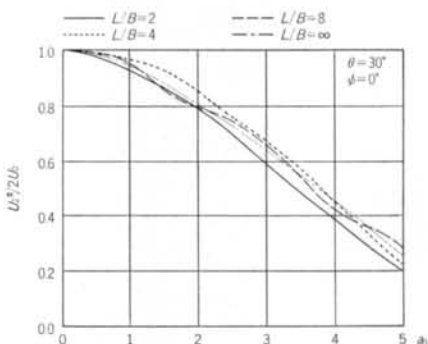


図-24(b) 連成基礎の入力動 (U_1) における基礎間距離の影響 (SH 波入射): 基礎 II

基礎入力動は方位角 ϕ の影響をうける。

(2) インピーダンスにおいては、特に対角項の場合には影響が少なく、隣接基礎が少し遠方にあればその存在は無視できる。また、水平および回転の方向によって連成の程度に差のあることが指摘できる。

(3) 連成基礎の入力動においては、前方基礎の方が後方基礎より変動の周期が短いこと、および U_1 における変動の方が U_2 における変動に比べ大きいことが入射波の種類を問わずいえる。

(4) 連成基礎における方位角の影響は大きく、特に $\phi=90^\circ$ のときには単独基礎とみなしうるのに対して、 $\phi \neq 90^\circ$ の場合には前方基礎と後方基礎はかなり異なった応答を示す。

今回の解析は地表面上の質量のない剛基礎を対象としており、上部構造が付加された場合の応答における隣接建物の影響を明らかにすることが次の課題となろう。また一方では、根入れを有する基礎間の連成度は、地表面上の基礎間のそれに比べ格段に増大することが指摘されている¹⁶⁾ので、今後そのような連成問題について研究を進めていく必要があると考えている。

<参考文献>

- 1) R.A. Parmelee: "Building-Foundation Interaction Effects" J. Eng. Mech. Div., ASCE, Vol. 93 (1967) pp. 131~152
- 2) J.E. Luco et al.: "A Note on the Dynamic Response of Rigid Embedded Foundations" Earthquake Eng. & Struct. Dynamics, Vol. 4 (1975) pp. 119~128
- 3) J.A. Gutierrez: "A Substructure Method for Earthquake Analysis of Structure-Soil Interaction" EERC 76-9, Earthquake Engineering Research Center, UCB (1976)
- 4) F.E. Richart et al.: "Vibrations of Soils and Foundations" Prentice-Hall (1970)
- 5) G. Gazetas: "Analysis of Machine Foundation Vibrations: State of the Art", Soil Dynamics & Earthquake Eng., Vol. 2, No. 1, (1983) pp 2~42
- 6) H.L. Wong & J.E. Luco: "Dynamic Response of Rigid Foundations of Arbitrary Shape" Earthquake Eng. & Struct. Dynamics, Vol. 4 (1976) pp. 579~587
- 7) 北村泰寿・桜井春輔: "長方形剛基礎底面の複素剛性について" 土木学会32回大会, III-156 (1977年) pp. 285~286
- 8) 武藤清他: "振動アドミッタンスに基づく原子炉建屋と地盤の動的相互作用に関する研究—(その2) 剛基礎の場合—" 日本建築学会大会梗概集 (1978年) pp. 885~886
- 9) T. Kobori et al.: "Vibration of a Rigid Circular Disc on an Elastic Half-Space Subjected to Plane Waves" Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 21 (1973) pp. 109~119
- 10) T. Kobori et al.: "Vibration of a Rigid Circular Disc on an Elastic Half-Space Subjected to Plane Waves (Part 2)" Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 24 (1976) pp. 153~167
- 11) 井口道雄: "地震動の位相差及地盤—構造物の相互作用を考慮した地震応答" 日本地震工学シンポジウム梗概集 (1973年) pp. 211~218
- 12) J.E. Luco & H.L. Wong: "Dynamic Response of Rectangular Foundations for Rayleigh Wave Excitation" Proc. 6th W.C.E.E. (1977) pp. 1542~1548
- 13) H.L. Wong & J.E. Luco: "Tables of Impedance Functions and Input Motions for Rectangular Foundations" Report No. CE 78-15, USC (1978)
- 14) 日下部馨: "構造物群相互連成系の応答性状に関する研究" 京都大学学位論文 (1977年)
- 15) H.L. Wong & M.D. Trifunac: "Two-dimensional, Antiplane, Building-Soil-Building Interaction for Two or More Buildings and for Incident Plane SH-waves" Bull. Seism. Soc. Amer. (1975) pp. 1863~1885
- 16) 川瀬博・中井正一: "境界要素法による複数基礎—地盤系の動的相互作用解析" 第31回応力連合講演論文集 (1981年) pp. 145~146
- 17) S.D. Werner & L.C. Lee: "The Response of Structures to Traveling Body and Surface Waves" Proc. 7th W.C.E.E. (1980) pp. 367~374
- 18) C.A. Brebbia: "The Boundary Element Method for Engineers" Pentech Press (1978)
- 19) K. Sezawa: "Further Studies on Rayleigh Waves Having Some Azimuthal Distribution" Bull. Earth. Res. Inst. Tokyo, Vol. 6, No. 2 (1929) pp. 1~18
- 20) T. Sato et al.: "Dynamic Response Analysis of Rigid Foundations Subjected to Seismic Waves by Boundary Element Method" Proc. 5th International Conference on Boundary Elements (1983) pp. 765~774

