

半無限多孔質飽和弾性体表面における
剛円盤の鉛直複素剛性に関する一考察ON DYNAMIC VERTICAL STIFFNESS OF A RIGID CIRCULAR PLATE RESTING
ON A FLUID-SATURATED POROELASTIC HALF-SPACE

高谷 富也*

北村 泰寿**

By Tomiya Takatani and Yasutoshi Kitamura

In the analysis of dynamic soil-structure interaction problems, ground is typically modelled by either an elastic or a viscoelastic medium. It may be more suitable, however, to assume a fluid-filled porous material for the soil deposit containing the ground water. The dynamic stiffness of a rigid circular plate that may be used to solve soil-structure interaction problems is evaluated by treating the ground as a fluid-saturated poroelastic medium whose behavior is governed by Biot's theory. The effects of the permeability and porosity of poroelastic half-space to the dynamic stiffness are investigated through some numerical examples. Also, the ratio of load carried by pore fluid to acting force is examined for some non-dimensional frequencies.

1. まえがき

臨海地等に設置される基礎構造物の動的解析においては、地盤を土粒子骨格と間隙水の二相系として取り扱う方が合理的である。このため、地盤を土粒子骨格と間隙水の二相系として取り扱った研究が近年増えてきているが、そのほとんどはBiotの理論¹⁾に基づいている。この内、解析的に加振問題を取り扱った論文としては、Halpernら²⁾、Philippacopoulos^{3), 4)}らによる表面加振問題、小堀ら^{5), 6)}、庄ら⁷⁾、著者ら⁸⁾による地表面の円形基礎のコンプライアンス問題などの論文が見られる。一般に、分布加振問題においては、その加振力を弾性骨格と液体が分担して受け持つと考えられるが、予め分担率を設定することは難しい。たとえば、小堀ら⁶⁾は、地表面全域において深さ方向の液体の応力勾配を零とする条件のもとで骨格と液体との分担率を調べている。しかし、分担率は載荷面内の液体の流出に対する適切な拘束条件のもとで決定される性質のものであろう。Halpernら²⁾は、矩形剛板の接触圧を求める解析過程において、矩形面内の骨格と液体の変位を同変位としているが、このような混合境界条件のもとで分担率が評価できる。

ところで、著者らは、多孔質飽和弾性地盤上の円形基礎の動的コンプライアンス問題に対して、間隙水の影響を調べてきた^{7), 8)}。しかし、これらの研究は応力境界値問題として位置づけられ、液体の分担率も零と仮定している。本来、構造物—地盤系の動的相互作用を解析する場合、基礎構造物を剛体と仮定して構造物底面の複素剛性を評価することが合理的と考えられている。また、前述のごとく、混合境界条件とすれば液体の分担率を考慮した複素剛性を導入することができ、間隙水の存在が構造物—地盤系の動的相互作用に

* 学博 舞鶴工業高等専門学校助手 土木工学科 (〒625 京都府舞鶴市白屋2 3 4 番地)

** 工博 神戸大学教授 工学部土木工学科 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

及ぼす影響をより現実に近づけた状態で評価できよう。

本研究は、著者らの研究^{7)~9)}をさらに一歩進めて、半無限多孔質飽和弾性体表面における剛円盤の鉛直複素剛性を求めたものである。解析手法としては、Lysmerら¹⁰⁾が円形底面の剛基礎の動的応答解析に用いたグリーン関数の離散化手法に準拠している。また、剛円盤と多孔質飽和弾性体の接触面における液体の挙動としてはHalpernら²⁾と同様の取り扱いとする。数値結果として、地盤の透水係数、間隙率等が複素剛性および剛円盤の接触面における骨格と液体の荷重分担率にどのような影響を及ぼすかについて調べた。さらに、剛円盤の接触面における液体の流出に対する拘束の有無が複素剛性に及ぼす影響についても明らかにした。

2. 解析方法

2.1 等分布円形加振に対する変位解の誘導

図-1に示すように直角座標系 (x, y, z) において、弾性骨格と液体の変位をスカラーおよびベクトル・ポテンシャルを用いて表わし、多孔質飽和弾性体の応力-ひずみ関係および運動方程式¹⁾に x, y に関する二重フーリエ変換を導入する。このとき、上昇波および下降波成分を含む変位・応力の一般解は、文献9)よりベクトル・マトリックス表現を用いて次式のように与えられる。なお、ここでは、円筒座標系に対して基礎式を誘導するのが適切であるが、紙面の節約と直角座標系からの変換が容易であることを勘案して、文献7)~9)の基礎式と定式化を拠り所とした。

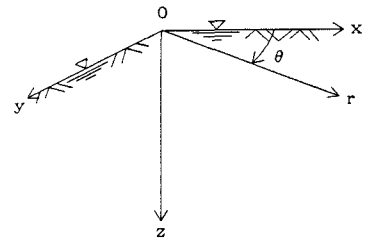


図-1 座標系

$$\{V\} = [F] [E] \{T\} \quad (1)$$

ただし、

$$\{V\}^T = \left\{ \hat{\sigma}_z, \hat{v} \right\} = \left\{ \frac{\hat{\sigma}_z}{\mu}, \frac{\hat{\tau}_{xz}}{i\xi\mu}, \frac{\hat{\sigma}_p}{\mu}, \frac{\hat{u}_x}{i\xi}, \hat{u}_z, \hat{U}_z \right\}$$

$$\{T\}^T = \{C_1, D_1, C_2, D_2, C_3, D_3\}$$

$$[F] = \begin{bmatrix} L_1 & L_1 & L_2 & L_2 & -2\kappa^2\beta_3 & 2\kappa^2\beta_3 \\ -2\beta_1 & 2\beta_1 & -2\beta_2 & 2\beta_2 & \kappa^2 + \beta_3^2 & \kappa^2 + \beta_3^2 \\ -B_1 & -B_1 & -B_2 & -B_2 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -1 & -1 & -\beta_3 & \beta_3 \\ -\beta_1 & -\beta_1 & -\beta_2 & -\beta_2 & \kappa^2 & \kappa^2 \\ -\alpha_1\beta_1 & \alpha_1\beta_1 & -\alpha_2\beta_2 & \alpha_2\beta_2 & \gamma\kappa^2 & \gamma\kappa^2 \end{bmatrix}$$

$$[E] = \begin{bmatrix} \exp(-\beta_1 z) & & & & & \\ & \exp(\beta_1 z) & & & & \\ & & \exp(-\beta_2 z) & & & 0 \\ & & & \exp(\beta_2 z) & & \\ 0 & & & & \exp(-\beta_3 z) & \\ & & & & & \exp(\beta_3 z) \end{bmatrix}$$

ここに、 $\kappa^2 = \xi^2 + \eta^2$ 、 $i = \sqrt{-1}$ 、 λ, μ は複合体のラーメの定数、 σ_z, τ_{xz} は弾性骨格の応力成分、 σ_p は液体の応力、 u_x, u_z は弾性骨格の変位、 U_z は液体の変位、 ξ, η は x, y に対応する像空間座標(波数)、 $C_1 \sim C_3, D_1 \sim D_3$ は未知係数で、記号 $\hat{}$ はフーリエ変換された像空間での諸量を意味する。また、定式に現れない変位・応力成分は除いた。なお、 $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \gamma, B_1, B_2, L_1, L_2$ の

詳細については文献9)に譲る。

いま、液体の荷重分担率を p とすれば、図-2 に示すように円形載荷面(半径 r_0)に等分布加振力 q_z が作用するとき、応力の境界条件は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z(0) &= \begin{cases} -(1-p)q_z & (\sqrt{x^2+y^2} \leq r_0) \\ 0 & (\sqrt{x^2+y^2} > r_0) \end{cases} \\ \sigma_r(0) &= \begin{cases} -pq_z & (\sqrt{x^2+y^2} \leq r_0) \\ 0 & (\sqrt{x^2+y^2} > r_0) \end{cases} \\ \tau_{xz}(0) &= \tau_{yz}(0) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

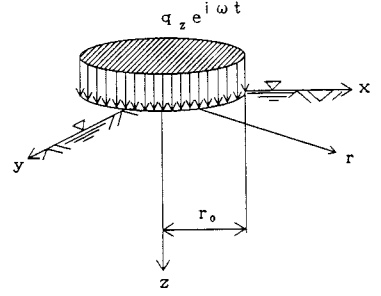


図-2 円形等分布加振力

上記の境界条件で、 $p=0$ とすれば骨格のみに、 $p=1$ とすれば液体のみに载荷したことになる。式(2)に二重フーリエ変換を施し、定積分公式¹¹⁾を利用すれば像空間での地表面における応力の境界条件が次式のように得られる。

$$\{\hat{\sigma}\}_{z=0} = \left\{ -\frac{(1-p)q_z r_0}{\kappa} J_1(\kappa r_0), 0, -\frac{pq_z r_0}{\kappa} J_1(\kappa r_0) \right\}_{z=0}^T = \{\hat{q}\}_{z=0} \quad (3)$$

ここに、 $J_1(\cdot)$ は1次のBessel関数である。

半無限多孔質飽和弾性体表面の分布加振問題であるため、上昇波成分が存在しないことより、未知係数ベクトルは $\{D_1, D_2, D_3\} = \{0\}$ となることを考慮すれば、像空間における表面変位ベクトル $\{v\}_{z=0}$ は式(1)より次式のように求められる。

$$\{\hat{v}\}_{z=0} = - \begin{bmatrix} K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ K_{41} & K_{42} & K_{43} \\ K_{61} & K_{62} & K_{63} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} K_{24} & K_{25} & K_{26} \\ K_{44} & K_{45} & K_{46} \\ K_{64} & K_{65} & K_{66} \end{bmatrix} \{\hat{q}\}_{z=0} \quad (4)$$

ここに、 $K_{21}, K_{22}, \dots$ はマトリックス積 $[K] = [F][E]_{z=0}[F]^{-1}$ の要素を意味する。

上式に二重フーリエ逆変換を施して得られる直交座標系の変位を円筒座標系の変位に変換すれば、最終的に、骨格の鉛直変位 u_z および液体の鉛直変位 U_z が次式のように得られる。

$$u_z = -\frac{q_z r_0}{2\mu} \int_0^\infty \frac{(1-p)V_1(\kappa)J_1(\kappa r_0) + pV_2(\kappa)J_1(\kappa r_0)}{F(\kappa)} J_0(\kappa r) d\kappa \quad (5)$$

$$U_z = -\frac{q_z r_0}{2\mu} \int_0^\infty \frac{(1-p)W_1(\kappa)J_1(\kappa r_0) - pW_2(\kappa)J_1(\kappa r_0)}{F(\kappa)} J_0(\kappa r) d\kappa \quad (6)$$

ただし、

$$\begin{aligned} V_1(\kappa) &= (\beta_1 B_2 - \beta_2 B_1) \delta_3^2, & V_2(\kappa) &= (\beta_1 L_2 - \beta_2 L_1) \delta_3^2 \\ W_1(\kappa) &= (\beta_3^2 + \kappa^2) (\alpha_1 \beta_1 B_2 - \alpha_2 \beta_2 B_1) - 2\gamma \kappa^2 (\beta_1 B_2 - \beta_2 B_1) \\ W_2(\kappa) &= (\beta_3^2 + \kappa^2) (\alpha_1 \beta_1 L_2 - \alpha_2 \beta_2 L_1) - 2\gamma \kappa^2 (\beta_1 L_2 - \beta_2 L_1) \\ &\quad - 4\kappa^2 \beta_1 \beta_2 \beta_3 (\alpha_1 - \alpha_2) \\ F(\kappa) &= (\beta_3^2 + \kappa^2)^2 (B_2 - B_1) - 4\kappa^2 \beta_3 (\beta_1 B_2 - \beta_2 B_1) \quad (\text{Rayleigh関数}) \end{aligned}$$

また、 $J_0(\cdot)$ は0次のBessel関数である。

2. 2 剛円盤の鉛直複素剛性

図-3 に示すように、Lysmerら¹⁰⁾の解析手法に準拠して、剛円盤と多孔質飽和弾性体との接触面を有限個の同心リング要素に分割する。各要素内での加振力を一定とし、影響係数の概念を用いて、全要素の等分布リング加振力による変位を重ね合わせる。これより、各要素に作用する未知等分布リング加振力に関する連立一次方程式を解く問題に帰着させることができる。

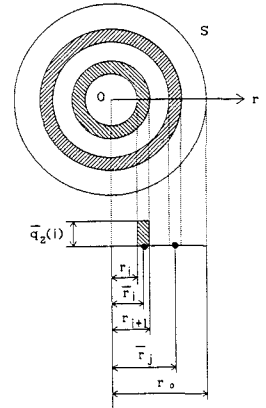


図-3 接触面の分割

いま、半無限多孔質飽和弾性体表面に面積 S の剛円盤が存在する場合、接触圧分布は、次式の積分方程式を解くことによって求められる。その際、接触面内での液体の流出を完全に拘束するためには、骨格の変位 u_z と液体の変位 U_z を等しくすればよい。

$$u_z = \int_0^{r_0} [G_{SS}(r|\bar{r})q_z^S(\bar{r}) + G_{FS}(r|\bar{r})q_z^F(\bar{r})] d\bar{r} \quad (\bar{r} \leq r_0) \quad (7)$$

$$U_z = \int_0^{r_0} [G_{SF}(r|\bar{r})q_z^S(\bar{r}) + G_{FF}(r|\bar{r})q_z^F(\bar{r})] d\bar{r} \quad (\bar{r} \leq r_0) \quad (8)$$

ここに、 $q_z^S(\bar{r})$ 、 $q_z^F(\bar{r})$ はそれぞれ接触面 S 内の弾性骨格および液体に作用する未知等分布リング加振力である。 $G_{SS}(r|\bar{r})$ 、 $G_{SF}(r|\bar{r})$ は、中央より $\bar{r}$ なる距離で弾性骨格に単位振幅のリング状集中加振力が作用した場合の r なる距離に生じる骨格および液体の変位、また $G_{FS}(r|\bar{r})$ 、 $G_{FF}(r|\bar{r})$ は、中心より $\bar{r}$ なる距離で液体に単位のリング状集中加振力が作用した場合の r なる距離に生じる骨格および液体の変位である。

さらに、図-3 に示す分割モデルに対して、式(7)、(8)は次式のように離散化される。

$$\bar{u}_z(j) = \sum_{i=1}^m [\bar{G}_{SS}(j|i)\bar{q}_z^S(i) + \bar{G}_{FS}(j|i)\bar{q}_z^F(i)] S_i \quad (j=1,2,\dots,m) \quad (9)$$

$$\bar{U}_z(j) = \sum_{i=1}^m [\bar{G}_{SF}(j|i)\bar{q}_z^S(i) + \bar{G}_{FF}(j|i)\bar{q}_z^F(i)] S_i \quad (j=1,2,\dots,m) \quad (10)$$

ここに、 $\bar{u}_z(j)$ および $\bar{U}_z(j)$ はそれぞれ j 要素中央点の骨格および液体の変位、 $\bar{q}_z^S(i)$ および $\bar{q}_z^F(i)$ は i 要素の骨格および液体に作用する等分布リング加振力の振幅、 m は剛円盤の同心リング分割要素数、 S_i は i 要素の面積である。また、 $\bar{G}_{SS}(j|i)$ 、 $\bar{G}_{FS}(j|i)$ 、 $\bar{G}_{SF}(j|i)$ 、 $\bar{G}_{FF}(j|i)$ は i 要素に作用する単位振幅の等分布リング加振力による j 要素の骨格および液体の変位を表わす影響係数で、式(5)、(6)より次式のように表わされる。

$$\bar{G}_{SS}(j|i) = -\frac{r_0}{2\mu} \int_0^\infty \frac{V_1(\kappa)}{F(\kappa)} \left\{ \frac{r_{i+1}}{r_0} J_1(\kappa r_{i+1}) - \frac{r_i}{r_0} J_1(\kappa r_i) \right\} J_0(\kappa \bar{r}_j) d\kappa \quad (11)$$

$$\bar{G}_{FS}(j|i) = -\frac{r_0}{2\mu} \int_0^\infty \frac{V_2(\kappa)}{F(\kappa)} \left\{ \frac{r_{i+1}}{r_0} J_1(\kappa r_{i+1}) - \frac{r_i}{r_0} J_1(\kappa r_i) \right\} J_0(\kappa \bar{r}_j) d\kappa \quad (12)$$

$$\bar{G}_{SF}(j|i) = -\frac{r_0}{2\mu} \int_0^\infty \frac{W_1(\kappa)}{F(\kappa)} \left\{ \frac{r_{i+1}}{r_0} J_1(\kappa r_{i+1}) - \frac{r_i}{r_0} J_1(\kappa r_i) \right\} J_0(\kappa \bar{r}_j) d\kappa \quad (13)$$

$$\bar{G}_{FF}(j|i) = \frac{r_0}{2\mu} \int_0^\infty \frac{W_2(\kappa)}{F(\kappa)} \left\{ \frac{r_{i+1}}{r_0} J_1(\kappa r_{i+1}) - \frac{r_i}{r_0} J_1(\kappa r_i) \right\} J_0(\kappa \bar{r}_j) d\kappa \quad (14)$$

ただし、 $\bar{r}_j = (r_j + r_{j+1})/2$ である。

したがって、各要素の骨格の変位 $\bar{u}_z(j)$ および液体の変位 $\bar{U}_z(j)$ が既知であれば、式(9)、(10)より各要素の等分布リング加振力 $\bar{q}_z^S(i)$ および $\bar{q}_z^F(i)$ を未知量とする連立一次方程式が得られる。いま、剛円盤の鉛直変位を Δ とすれば、各要素の変位が $\bar{u}_z(j) = \bar{U}_z(j) = \Delta$ で与えられ、等分布リング加振力 $\bar{q}_z^S(i)$ 、 $\bar{q}_z^F(i)$ が計算される。これより、剛円盤の複素剛性 K_{vv} は次式で求められる。

$$K_{vv} = \sum_{i=1}^m [\bar{q}_z^s(i) + \bar{q}_z^f(i)] S_i / \Delta \quad (15)$$

ところで、式(11)～(14)における被積分関数の分母 $F(\kappa)$ は半無限多孔質飽和弾性体のレーレー関数に相当するものである。液体の粘性による減衰を無視するとき、この関数は根を持つため、式(11)～(14)の無限積分の数値的評価は煩雑となる。半無限弾性体の場合、この種の無限積分には直接数値積分法^{たとえば12)}が適用されることが多く、半無限粘弾性体の場合には直接数値積分法はより有効となる。本研究の場合、液体の粘性による減衰が小さくなるとき、あるいは逆に減衰が大きくなるときには、被積分関数は顕著なピークを有するようになり、数値積分の積分きざみには十分な配慮が必要であるが、半無限粘弾性体に対する直接数値積分法を準用できる¹³⁾。

3. 数値計算結果とその考察

本研究では、剛円盤の接触面のリング要素数は $m=10$ とした、また、諸弾性定数、密度等の数値は、文献9)と同様に、次に示すHalpern²⁾の論文の値を用いた。

$$\mu = 98 \text{ MPa} \quad , \quad \lambda = 432 \text{ MPa} \quad , \quad Q = 280 \text{ MPa} \quad , \quad R = 274 \text{ MPa} \quad , \\ \rho_s = 2.67 \text{ g/cm}^3 \quad (\text{弾性骨格の密度}) \quad , \quad \rho_f = 1.0 \text{ g/cm}^3 \quad (\text{液体の密度})$$

なお、 Q は弾性骨格と液体の体積変化の間に起こる相互作用に関する連成係数、 R は液体の圧縮剛性に関する係数である¹⁾。また、上記の ρ_s 、 ρ_f は素材としての密度であり、空隙を有する弾性骨格と空隙を満たす液体の有効密度 ρ_{11} 、 ρ_{22} および質量連成係数 ρ_{12} との関係は次式で表わされる⁶⁾。

$$\rho_{11} + \rho_{12} = (1-f) \rho_s \quad , \quad \rho_{12} + \rho_{22} = f \rho_f \quad (16)$$

ここで、 ρ_{12} は仮定の密度で、負の値をとる。この ρ_{12} に関しては、著者らの行った内部点加振問題⁹⁾や円形基礎のコンプライアンス問題⁸⁾に関する検討結果より、本研究では $\rho_{12}=0$ とする。

次に、液体の粘性による減衰については、減衰係数 b の代わりにダルシー則を用いて次式に示すような無次元化量に書き換えて^{2), 6)}、パラメータとして値を設定する。

$$\frac{b}{\omega \rho_s} = f^2 \frac{\rho_f}{\rho_s} \cdot \frac{1}{a_0 K_0} \quad (17)$$

ここに、 $a_0 (= \omega r_0 / V_s)$ は無次元振動数、 $K_0 (= k V_s / g r_0)$ は無次元透水係数、 k は透水係数、 g は重力の加速度、 ω は円振動数、 V_s は素材における横波の伝播速度である。また、無次元透水係数 K_0 については、 10^{-1} ～ 10^{-4} なる範囲の値を仮定する。なお、 K_0 の値が小さくなることは液体の粘性による減衰が大きくなることを意味する。

図-4は、無次元透水係数 $K_0=10.0, 0.1, 0.001$ の3つの場合について、多孔質飽和弾性体の間隙率 f をパラメータにして剛円盤の複素剛性を図示したものである。なお、間隙率 $f=0.22, 0.48, 0.79$ は素材のポアソン比 $\nu=0.4, 0.3, 0.2$ に対応している。また、図中の $\text{Re}[]$ および $\text{Im}[]$ はそれぞれ実部および虚部を取ることを意味する。この図より、無次元振動数が $a_0=2.0$ 以上で複素剛性の実部に変動が生じており、無次元透水係数 K_0 が大きい場合に顕著である。 K_0 が大きくなることは減衰係数 b が小さくなることを意味するため、系は非減衰状態に移行し、式(5)、(6)および式(11)～(14)における分母のレーレー関数 $F(\kappa)$ の根が実根に近づく。このため、変位解の被積分関数には顕著なピークが現れるので、本研究ではこのピークの位置を解析的に求め、数値積分の積分きざみの決定に十分な配慮を行った。このように減衰係数 b を小さくするときには、数値積分上の工夫が要求され、精度も低下する恐れが生じるが、現段階では数値解の精度を的確に評価することは難しい。しかし、複素剛性の変動は、 $K_0=10.0$ の場合だけでなく、

被積分関数の性質に比較的問題が生じない $K_0=0.1$ の場合にも変動は生じており、必ずしも K_0 に依存する現象、すなわち精度上の問題とは言いきれない。一方、間隙率 f の影響に注目するとき、 $K_0=10.0$ の場合には、 $a_0=2.0$ 以上の変動は f が増加するとともに大きくなっているのに対して、 $K_0=0.1$ では逆の関係になっている。しかるに、式(17)より明かなように、間隙率 f が大きくなることと K_0 が小さくなることは、液体の粘性に及ぼす影響としては同じ意味合いを持つ。したがって、これらの諸点を考慮して、 $a_0=2.0$ 以上で複素剛性の実部に生じている変動については、波動論的に今後検討する必要がある。

図-5は、無次元振動数 a_0 をパラメータにして剛円盤の接触面における液体の荷重分担率 P の半径方向の分布を示したものである。剛円盤の接触面において、骨格と液体の変位を同振幅、同位相とするために、骨格、液体ともにその接触圧は半径方向に変動する。同図より、 $K_0=10.0$ および $K_0=0.1$ では分担率の虚部に、また $K_0=0.001$ の透水係数が小さい場合には実部、虚部ともに変動が生じており、載荷面内の液体の流出に対する拘束条件の影響が現れている。したがって、液体による荷重の分担率を一義的に設定することは難しいことがわかる。

いま、参考のため、間隙率 $f=0.48$ ($\nu=0.3$) について分担率 P を種々の値に仮定して、地表面の円形面上に作用する鉛直等分布加振力による載荷面中央の骨格の変位を図示したものが図-6で、動的コンプラ

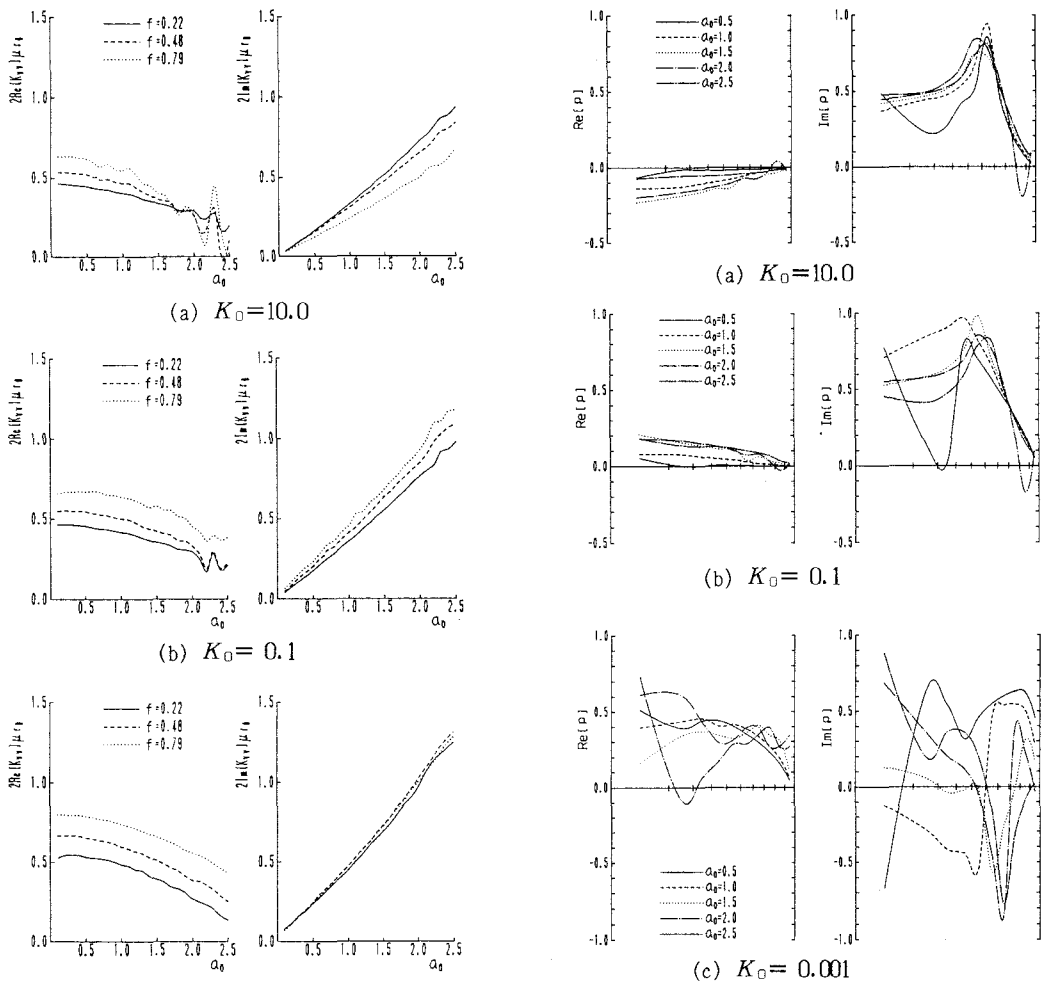
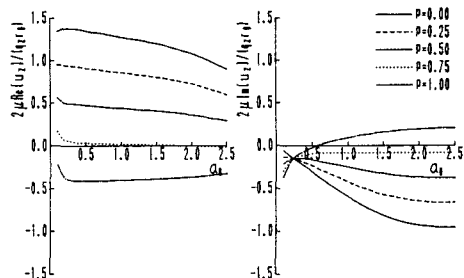


図-4 剛円盤の鉛直複素剛性

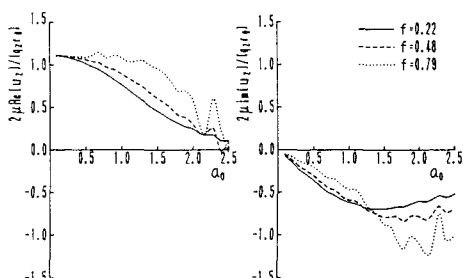
図-5 剛円盤底面における液体の分担率分布 ($f=0.48$)

イアンズと称するものである。一方、図-7は、加振力を一定にして剛円盤の変位を求めたもので、図-4の複素剛性の逆数に相当し、これも動的コンプライアンスと呼ばれる。図-6より、 $K_0=10.0$ および $K_0=0.1$ では、仮の分担率が大きくなるにつれて載荷面中央変位は小さくなっている。これは、分担率を考慮することによって骨格部分に作用する加振力が小さくなるためである。一方、 $K_0=0.001$ では分担率の影響が現れていないが、これは文献9)より K_0 が小さくなるとともに骨格と液体の相対変位が小さくなることに起因している。ところで、 $K_0=10.0$ および $K_0=0.1$ では、仮の分担率 $p=0.25$ の応答が図-7の応答と類似している。また、 $K_0=0.001$ では、仮の分担率 p の値いかに関わらず、図-6の応答は図-7のそれと近いことがわかる。これより、先述のごとく、分担率を予め設定するための物理的意味付けは難しいと言えよう。しかし、図-6の形で求めるコンプライアンスは工学的によく利用されるものであるため、さらにデータを集積して、仮の分担率として設定すべき値を模索する必要がある。

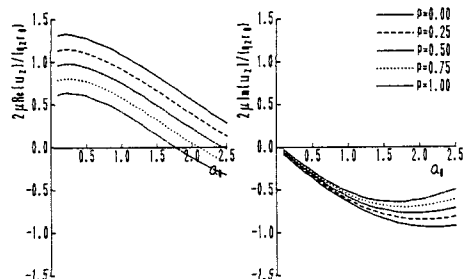
図-8は間隙率 $f=0.48$ について、弾性骨格と液体の両方が荷重を受け持つ場合と骨格のみが荷重を受け持つ場合（液体の分担率は0に相当）の剛円盤の複素剛性を比較したものである。無次元透水係数 K_0 が大きくなれば、振動数が低い範囲では両者はほぼ一致しているが、振動数が高くなるとともに差異が生じていることがわかる。一方、 K_0 が小さい場合には、両者は振動数に無関係にほぼ同じ値となっている。前述



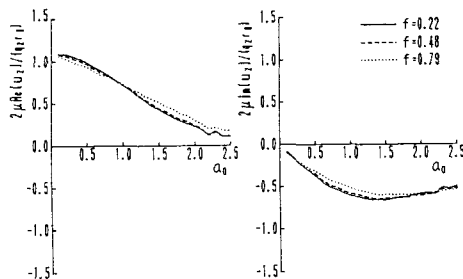
(a) $K_0=10.0$



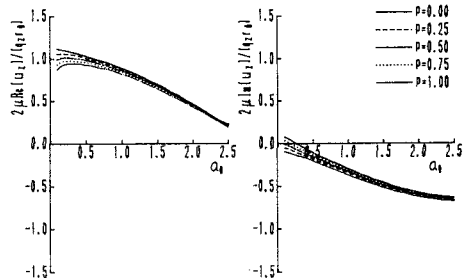
(a) $K_0=10.0$



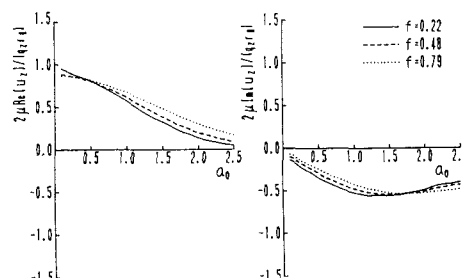
(b) $K_0=0.1$



(b) $K_0=0.1$



(c) $K_0=0.001$



(c) $K_0=0.001$

図-6 円形等分布加振力による載荷面中央変位

図-7 剛円盤の変位

のごとく、 K_0 が小さくなるとともに骨格と液体の相対変位は小さくなるため、 $K_0=0.001$ では分担率の影響はほとんど現れない。これに対して、 K_0 が大きくなれば無次元振動数の増加とともに骨格と液体の相対変位は大きくなる傾向にある。したがって、剛円盤の接触面内において、骨格と液体の変位を同振幅、同位相とする影響が、 a_0 の増加とともに強く現れ、両者の差異が大きくなると考えられる。これより、動的相互作用解析に際して必要となる複素剛性の評価において、透水係数が大きい場合には液体の分担率を無視するわけにはいかない。しかし、透水係数が小さい場合、液体の分担率に考慮を払う必要がなく、弾性骨格の変位より得られる複素剛性を用いても何んら問題はないと言えよう。

4. あとがき

本研究は、半無限多孔質飽和弾性体表面における剛円盤の複素剛性を求める解析手法を示した。数値計算例として、多孔質飽和弾性体の透水係数および間隙率の違いが剛円盤の複素剛性に及ぼす影響を調べた。また、等分布加振力による載荷面中央の骨格の変位と剛円盤の変位の比較を通して、分担率に対する検討を行った。さらに、剛円盤の接触面における液体の流出に対する拘束の有無が複素剛性に及ぼす影響についても調べた。これらの結果より、分布加振問題においては、予め分担率を設定することの物理的意味付けは難しいことがわかった。しかし、透水係数が小さい場合、液体の分担率は重要なものではなく、複素剛性の計算に際しては無視しても差し支えない。また、同じく透水係数が小さい場合には、分担率の問題に関係なく、円形等分布加振力に対する動的コンプライアンスを工学的には利用し得ることなどが明らかとなった。

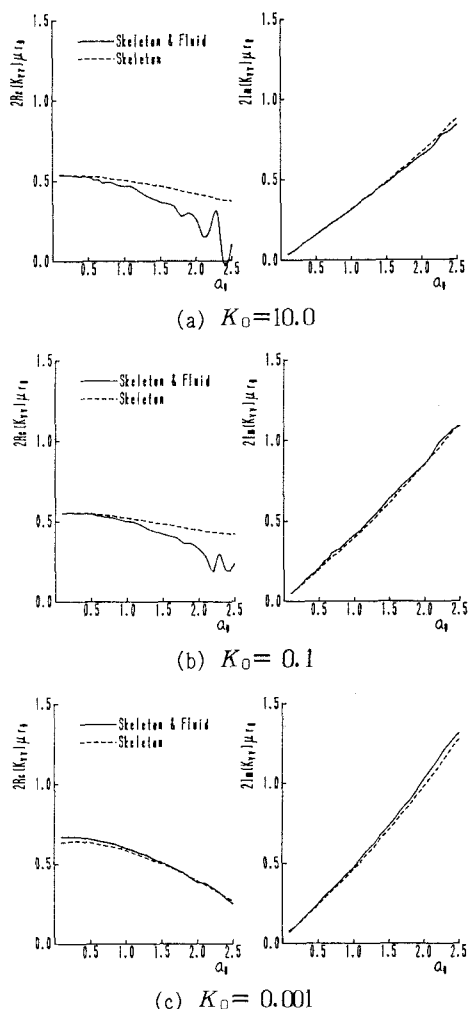


図-8 剛円盤の鉛直複素剛性 ($f=0.48$)

参考文献

- 1) Biot, M.A.: Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid, Journal of Acoustical Society of America, Vol.2, pp.168~178, 1956.
- 2) Halpern, M.R. and Christiano, P.: Respose of Poroelastic Half-Space to Steady-State Harmonic Surface Traction, International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol.10, pp.606~632, 1986.
- 3) Philippacopoulos, A. J. : Lamb's Problem for Fluid-Saturated Porous Media, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol.78, No.2, pp.908~923, 1988.
- 4) Philippacopoulos, A. J. : Waves in Partially Saturated Medium due to Surface Loads, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol.114, EM10, pp.1740~1759, 1988.
- 5) 小堀鐸二・立川 剛: 飽和砂質地盤への複合体理論の定式化について、日本建築学会論文報告集、第220号、pp.47~53、1974.

- 6) 小堀鐸二・立川 剛：飽和砂質地盤の動力学特性について（1）、日本建築学会論文報告集、第244号、pp.13～20、1976.
- 7) 庄 健介・北村泰寿：半無限多孔質飽和弾性体上の円形基礎の動的コンプライアンス、構造工学論文集、Vol.34 A、pp.855～864、1988.
- 8) 高谷富也・北村泰寿：剛基盤を有する多孔質飽和弾性体上の円形基礎の動的鉛直コンプライアンス、構造工学論文集、Vol.36 A、pp.1～7、1990.
- 9) 高谷富也・北村泰寿：半無限多孔質飽和弾性体内部の鉛直点加振力による変位解、土木学会論文集、第404号、pp.297～303、1989.
- 10) Lysmer, J. and F. E. Richart, Jr. : Dynamic Response of Footings to Vertical Loading, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol.92, SM 1, pp.65～91, 1966.
- 11) Bateman, H. : Tables of Integral Transforms, Vol.1, McGraw-Hill, p.27, 1954.
- 12) 野嶋 治・田治見 宏・市川修三：建物と地盤の相互作用に関する基礎的研究、竹中技術研究報告、第9号、pp.38～50、1973.
- 13) 北村泰寿・庄 健介：Biotの理論に基づく半無限多孔質飽和弾性体の表面点加振解、土地造成工学研究施設報告（神戸大学）、第6号、pp.91～106、1988.

（1991年9月30日受付）