

多孔質飽和弾性体の面内波動場における過渡応答解析

Transient Response Analysis of Saturated Porous Media
in the In-plane Wave Field

北村 泰寿*、一ノ瀬 泰治**

Yasutoshi KITAMURA and Taiji ICHINOSE

*工博 神戸大学教授 工学部建設学科 (〒657 神戸市灘区六甲台町)

**神戸大学大学院 建設学専攻修士課程 (〒657 神戸市灘区六甲台町)

In this paper, Green functions for saturated porous media are derived by using a thin-layered element and discrete wave number method based on Biot's theory. The validity of this solution is checked by comparison with time harmonic results obtained in authors' previous paper. Moreover, the effects of permeability on the impulse response of saturated porous media are examined.

Key Words: fluid-saturated poroelastic media, thin-layered method, discrete wave number method, time domain

1. まえがき

工学的な問題において、多孔質飽和弾性体の過渡応答解析が必要になることは少なくない。時間領域解析の場合、簡単な場合を除いて解析解を得ることは難しく、有限要素法や境界要素法などの数値解法が利用されている。

解析解に関する最近の研究では、Gajoら¹⁾が級数解を用いて次元波動に対する完全解を得ている。また、Senjuntichaiら²⁾は、ラプラス変換領域において境界条件を満足する解を求め、この解の数値逆変換によって空洞の過渡応答問題を解いている。

有限要素法の場合、節点変数として固体の絶対変位(u)、液体の絶対変位(U)、液体と固体の相対変位(w)、間隙水圧(p)のいずれかを適当に選択して定式が行われている。Gajoら³⁾は、 $u-p-U$ 、 $u-w$ 、 $u-U$ 定式の比較検討を行っており、Sandhuら⁴⁾は $u-w-p$ 定式の有効性を論じている。また、無限媒体のモデル化にあたっては放射境界条件の問題が生じるが、Zhang⁵⁾は構造物-多孔質地盤の一体解析において、一般化されたSmithの無反射境界法を取り入れている。Akiyoshiら⁶⁾は、paraxial近似境界の導入を提案しており、放射境界条件の改良も続けられている。

境界要素法による過渡応答解析には、2つの方法が考えられる。その一つは、ラプラス変換-数値逆変換によって基本解を評価し、時間領域で境界積分方程式

を解く方法である。他の方法は、ラプラス変換領域において境界積分方程式を解き、この解の数値逆変換を所要の解とするもので、一般にはこの方法が利用されている。Chen⁷⁾は、 $u-p$ モデルのもとでラプラス変換領域における基本解の解析解を求め、この解の特性について論じている。また、Chenら⁸⁾はラプラス変換領域の基本解を用い、上述の後者の方法によって過渡応答解を得ている。

ところで、薄層要素-離散化波数法と呼ばれる近似解法による衝撃応答解析が東平⁹⁾によって行われている。この方法では、支配方程式を離散化波数法によって水平方向に、薄層要素によって深さ方向に離散化し、時間に関するマトリックス形式の常微分方程式に帰着させ、モーダルアナリシス手法によって時間領域解を得る。一方、筆者らは薄層要素を用いて、多孔質飽和弾性体に対する周波数領域の加振解を求めている¹⁰⁾。本研究は、この文献の延長として、薄層要素-離散化波数法を適用して多孔質飽和弾性体に対する時間領域の加振解を誘導したものである。

2. 基礎式

多孔質飽和弾性体は、空隙を有する弾性骨格と空隙を完全に満たす圧縮性の流体で構成されているものとする。いま、Biotの全応力表示を用いれば、時間領域における多孔質飽和弾性体の支配微分方程式は次式で与えられる。なお、物体力は省略する。

$$Gu_{ij} + (\lambda + G)u_{ij} - \rho \ddot{u}_i - \phi \rho_f \ddot{v}_i + \frac{Ra}{\phi^2} (au_{ij} + \phi v_{ij}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{Ra}{\phi^2} u_{ij} + \frac{R}{\phi} v_{ij} - \rho_f \ddot{u}_i - \frac{\rho_a + \phi \rho_f}{\phi} \ddot{v}_i - \frac{\phi}{\kappa} \dot{v}_i = 0 \quad (2)$$

ここに、 u_i は骨格の変位、 v_i は骨格と間隙水の相対変位、 ϕ は間隙率、 λ 、 G は多孔質飽和弾性体のラーメの定数、 κ は透水性を表す係数、 ρ 、 ρ_f は多孔質飽和弾性体と間隙水の密度、 ρ_a は慣性力の相互作用に関する質量連成係数である。また、 a はBiotの有効応力係数、 R はBiotの用いた構成則の係数で、詳細は文献11)に譲る。

表面を x 軸、深さ方向を y 軸とする直角座標において、有限区間 $-L/2 < x < L/2$ に対して有限フーリエ変換を導入すれば、変位 u_i 、 v_i は次式のようにフーリエ級数表示できる。

$$\begin{Bmatrix} u_i(x, y, t) \\ v_i(x, y, t) \end{Bmatrix} = \frac{1}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \tilde{u}_n(y, t) \\ \tilde{v}_n(y, t) \end{Bmatrix} e^{-i\xi_n x} \quad (3)$$

ここに、 $\tilde{u}_n$ 、 $\tilde{v}_n$ は像空間での変位である。また、 ξ_n は離散化波数で次式で与えられる。

$$\xi_n = \frac{2\pi n}{L} \quad (4)$$

式(1)、(2)に有限フーリエ変換を施せば、像空間での支配微分方程式が次式のように得られる。

$$G \left(-\xi_n^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \tilde{u}_n - \rho \ddot{\tilde{u}}_n - \phi \rho_f \ddot{\tilde{v}}_n + \left(\lambda + G + \frac{Ra^2}{\phi^2} \right) \begin{Bmatrix} -i\xi_n \\ \partial / \partial y \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \tilde{u}_n + \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial y} \\ -i\xi_n \tilde{v}_n + \frac{\partial \tilde{v}_n}{\partial y} \end{Bmatrix} + \frac{Ra}{\phi} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \\ \partial / \partial y \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \tilde{v}_n + \frac{\partial \tilde{v}_n}{\partial y} \end{Bmatrix} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{Ra}{\phi^2} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \\ \partial / \partial y \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \tilde{u}_n + \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial y} \\ -i\xi_n \tilde{v}_n + \frac{\partial \tilde{v}_n}{\partial y} \end{Bmatrix} + \frac{R}{\phi} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \\ \partial / \partial y \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} -i\xi_n \tilde{v}_n + \frac{\partial \tilde{v}_n}{\partial y} \end{Bmatrix} - \rho_f \ddot{\tilde{u}}_n - \frac{\rho_a + \phi \rho_f}{\phi} \ddot{\tilde{v}}_n - \frac{\phi}{\kappa} \dot{\tilde{v}}_n = 0 \quad (6)$$

ただし、 $\{ \}$ は上段が x 方向、下段が y 方向の式を与える。

図-1のように、剛基盤を有する多孔質飽和弾性体を N 個の薄層に分割した離散化モデルを考える。この

とき、第 m 層内の変位を1次の変位関数を用いて次式のように表す。

$$\begin{Bmatrix} \tilde{u}_i \\ \tilde{v}_i \end{Bmatrix}_m = N_1 \begin{Bmatrix} \tilde{u}_i^{\overline{m}} \\ \tilde{v}_i^{\overline{m}} \end{Bmatrix} + N_2 \begin{Bmatrix} \tilde{u}_i^{\overline{m+1}} \\ \tilde{v}_i^{\overline{m+1}} \end{Bmatrix} \quad (7)$$

ここに、 $\tilde{u}_i$ 、 $\tilde{v}_i$ は第 m 層内の変位、 $\tilde{u}_i^{\overline{m}}$ 、 $\tilde{v}_i^{\overline{m}}$ は第 m 層上端の変位、 $\tilde{u}_i^{\overline{m+1}}$ 、 $\tilde{v}_i^{\overline{m+1}}$ は第 m 層下端の変位、 N_1 、 N_2 は変位関数である。

式(5)、(6)に式(7)の関係を考慮してガラーキン法を適用すれば、第 m 層に対する時間に関する常微分方程式がマトリックス表現で導かれる。この式を図-1に示す全薄層について重ね合わせれば、全体系に対するつぎのマトリックス式を得る。

$$\left[[M] \frac{d^2}{dt^2} + [C] \frac{d}{dt} + [K] \right] \{ \tilde{U}_* \} = \{ \tilde{F}_* \} \quad (8)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \{ \tilde{U} \}^T &= [\{ \tilde{u}_* \}^T, i \{ \tilde{u}_* \}^T, \{ \tilde{v}_* \}^T, i \{ \tilde{v}_* \}^T] \\ \{ \tilde{F} \}^T &= [\{ \tilde{\sigma}_{xx} \}^T, i \{ \tilde{\sigma}_{xx} \}^T, \{ 0 \}^T, -i \phi \{ \tilde{p} \}^T] \\ \{ \tilde{u}_* \}^T &= [\tilde{u}_1^{\overline{1}}, \tilde{u}_2^{\overline{2}}, \dots, \tilde{u}_N^{\overline{N}}] \\ \{ \tilde{v}_* \}^T &= [\tilde{v}_1^{\overline{1}}, \tilde{v}_2^{\overline{2}}, \dots, \tilde{v}_N^{\overline{N}}] \\ \{ \tilde{\sigma}_{xx} \}^T &= [\tilde{\sigma}_{xx}^{\overline{1}}, \tilde{\sigma}_{xx}^{\overline{2}}, \dots, \tilde{\sigma}_{xx}^{\overline{N}}] \\ \{ \tilde{p} \}^T &= [\tilde{p}^{\overline{1}}, \tilde{p}^{\overline{2}}, \dots, \tilde{p}^{\overline{N}}] \end{aligned}$$

ここに、 p は間隙水圧、 σ_{xx} は全応力、 N は層数、右上添字 $\overline{}$ 付き数字は層上端の境界を意味する。また、 $[M]$ 、 $[C]$ 、 $[K]$ は質量、粘性、剛性マトリックスに相当するもので、文献10)において、

$$-i\omega \Rightarrow \frac{d}{dt}, \quad -\omega^2 \Rightarrow \frac{d^2}{dt^2}, \quad -i\xi_n \Rightarrow \xi_n$$

なる置き換えを行えば容易に得られる。

つぎに、モーダルアナリシスの適用にあたって、式(8)の固有値問題は直接解けないため、文献12)で用いているFossの解法を利用する。まず、式(8)の表現を変えて次式のように書き直す。

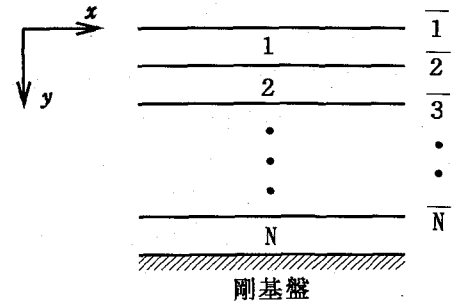


図-1 薄層モデル

$$\begin{bmatrix} [M] & [0] \\ [0] & -[K] \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \{\dot{\tilde{U}}_s\} \\ \{\tilde{U}_s\} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [C] & [K] \\ [K] & [0] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\dot{\tilde{U}}_s\} \\ \{\tilde{U}_s\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{\tilde{F}_s\} \\ \{0\} \end{bmatrix} \quad (9)$$

さらに、上式をつぎのように簡略化しておく。

$$[A] \frac{d}{dt} \{\tilde{\Delta}_s\} + [B] \{\tilde{\Delta}_s\} = \{\tilde{T}_s\} \quad (10)$$

上式において、右辺を0とおいて得られる特性方程式から固有値、固有ベクトルを求め、固有ベクトルの直交性を次式のように表す。

$$[\Lambda_s]^T [A] [\Lambda_s] = [I] \quad (11)$$

$$[\Lambda_s]^T [B] [\Lambda_s] = -\text{diag}[\omega_s] \quad (12)$$

ここに、 $[I]$ は単位マトリックス、 $[\Lambda_s]$ は離散化波数 ξ_s に対する固有ベクトルで構成されるマトリックス、 $\text{diag}[\omega_s]$ は ξ_s に対する固有値で構成される対角マトリックスである。

式(10)の変位ベクトルを、次式のように固有ベクトルの重ね合わせで表す。

$$\{\tilde{\Delta}_s\} = [\Lambda_s] \{\alpha(t)\} \quad (13)$$

上式を式(10)に代入し、固有ベクトルの直交性を利用すれば、非連成の常微分方程式が得られる。

$$\left(\frac{d}{dt} - \text{diag}[\omega_s] \right) \{\alpha(t)\} = [\Lambda_s]^T \{\tilde{T}_s\} \quad (14)$$

上式から $\{\alpha(t)\}$ を求めて式(13)に代入すれば、像空間での変位 $\{\tilde{\Delta}_s\}$ が次式のように表される。

$$\{\tilde{\Delta}_s\} = [\Lambda_s] [\Theta(t)] [\Lambda_s]^T \{\tilde{T}_s\} \quad (15)$$

ただし、

$$[\Theta(t)] = \text{diag}[\exp(-\omega_s t)]$$

である。このとき、任意の加振力に対する変位解が次式のように得られる。

$$\{U\} = \frac{1}{L} \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{-\xi_s x} \int_0^t [\Lambda_s] [\Theta(t-\tau)] [\Lambda_s]^T \{\tilde{T}(\tau)\} d\tau \quad (16)$$

なお、インパルス応答の場合、上式の積分は解析的に求まる。

3. 数値計算例

まず、最初に文献10)の結果との比較を試みる。計算モデルは、図-2に示すように、深さ10mの位置に剛基盤を有する多孔質飽和弾性体である。材料定数は、文献13)を参考にして、以下に示す値を用いる。

$$\lambda = G = 80 \text{ MPa}, \quad \kappa = 1.0 \times 10^{-9} \text{ m}^4/\text{N} \cdot \text{s}$$

$$\phi = 0.375, \quad \rho_s = 2.6 \text{ t/m}^3, \quad \rho_f = 1.0 \text{ t/m}^3,$$

$$\rho_a = 150 \text{ kg/m}^3, \quad \nu_s = 0.48, \quad B = 0.94$$

ここに、 ρ_s は骨格の密度、 ν_s は非排水ポアソン比、 B はスケンプトン係数である。また、鉛直点加振力の大きさはつぎの値とする。

$$Q_s^i = (Q_s) = 1.0 \text{ kN}$$

薄層要素-離散化波数法による解の精度に及ぼす因子は、式(3)における離散化波数の有限な上下限值と間隔に関する最大項数 n (以下、項数と略)と距離 L (以下、鏡像ソース点間距離⁹⁾と呼ぶ)および薄層要素数である。薄層要素数は文献10)に合わせて、均等層厚1mの10層とする。薄層要素数について、文献10)では横波の波長を λ_s として、層厚は $\lambda_s/10$ 程度以下が望ましいとしている。この場合、横波の伝播速度が200m/sであるから、層厚1mに分割すれば加振振動数20Hz程度までは精度は十分であるとみなせる。鏡像ソース点間距離 L は、解析時間内に鏡像ソース点からの波動の影響を受けないように決定する必要がある。多孔質飽和弾性体の場合、Biotにより定義された1種縦波と呼ばれる伝播速度の速い波動¹⁴⁾が対象となる。解析時間長を約1秒程度と考えているので、1種縦波の伝播速度約1400m/sから $L=1300\text{m}$ とする。項数 n については、文献9)を参考にするとともに、文献15)での検討結果から $n=180$ なる項数を用いる。この場合、離散化波数の上限値は約0.87c/mとなっている。

図-3、4は、正弦波加振力の振動数が8Hzのとき、振源距離10mの表面における骨格変位の鉛直成分を比較したものである。図-3は透水係数が $k_a=10^{-5}\text{m/s}$ 、図-4は $k_a=10^{-1}\text{m/s}$ に対応している。これらの図より、本研究の数値解法はほぼ妥当な結果を与えているとみなせる。

ところで、離散化波数の有限な上下限值を一定値に保つ場合、式(4)の関係から L を大きくすることは項数 n を大きく取ることになり、数値計算上は不利な問題となる。そこで、1種縦波の影響が混入することは許容して、通常弾性体の縦波速度から距離を $L=450\text{m}$ 、項数を $n=60$ としたときの結果を図-5に示す。同図は透水係数が $k_a=10^{-5}\text{m/s}$ の場合に対する

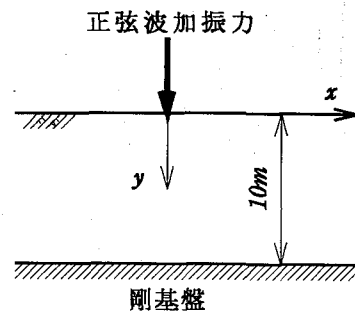


図-2 文献10)の計算モデル

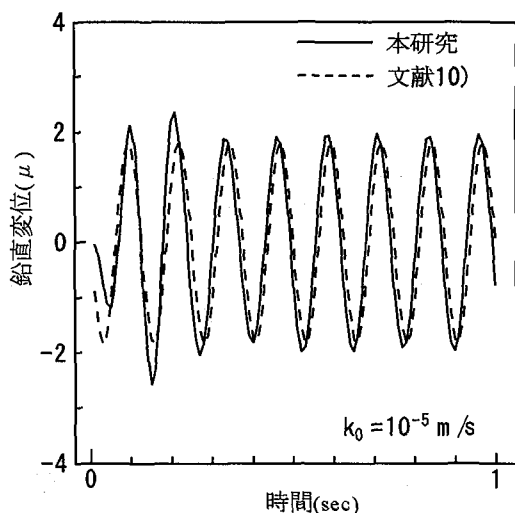


図-3 数値解法の検証

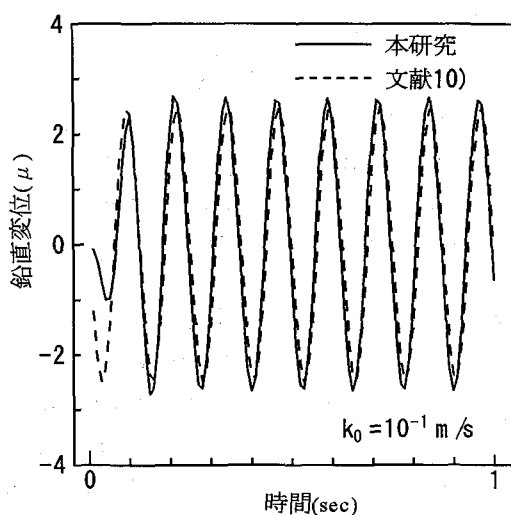


図-4 数値解法の検証

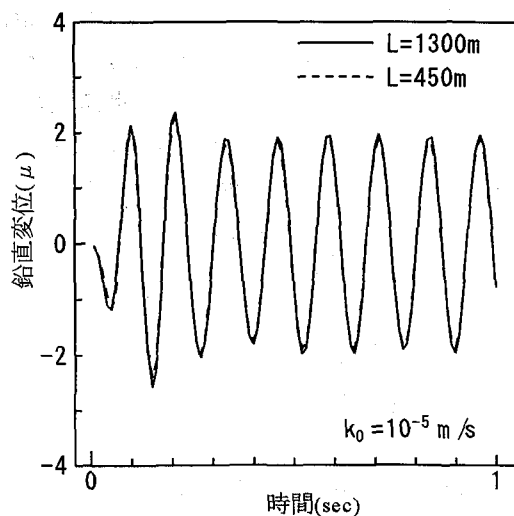


図-5 鏡像ソース点間距離の影響

ものであるが、 L の影響は僅かであることが分かる。

つぎに、文献9)の通常の弾性体に対する結果との比較を通して、透水係数の影響を調べる。計算モデルは、図-6に示す剛基盤上の厚さ 1km の均質弾性体である。横波の伝播速度を 1km/s 、ポアソン比を $1/3$ とし、多孔質飽和弾性体とする場合には前例の値に則してつぎの材料定数を仮定する。

$$G=2000 \text{ MPa}, \lambda=4000 \text{ MPa},$$

$$\kappa=1.0 \times 10^{-9} \text{ m}^4/\text{N} \cdot \text{s},$$

$$\phi=0.375, \rho_s=2.6 \text{ t/m}^3, \rho_f=1.0 \text{ t/m}^3,$$

$$\rho_a=150 \text{ kg/m}^3, \nu_a=0.48, B=0.94$$

加振源は、 400m から 600m の深さに、線状に分布する 0.2kN/m の鉛直方向のパルス力とする。通常の弾性体の場合、文献9)では薄層要素数は均等層厚 100m の10層、鏡像ソース点間距離は $L=30\text{km}$ 、項数は $n=80$ としている。多孔質飽和弾性体の場合、図-5の結果から通常の弾性体の場合の L と n の値でよいが、同一精度を確保するため、1種縦波の伝播速度約 7200m/s から $L=65\text{km}$ 、 $n=180$ とする。

ここで、薄層厚 100m に関しては、前例の基準を守るとすれば加振振動数を 1Hz 程度と想定することになる。この例では加振力はパルス力であるが、後に図示する応答波形から読みとれる振動数が 1Hz 程度であることにより、前例の基準を辛うじて満足していると考えられる。薄層要素数は式(13)の固有ベクトルの重ね合わせ個数に影響するが、文献9)では固有値の検討から上述の層数を妥当であるとしている。また、文献15)においても固有ベクトルの重ね合わせ個数が応答変位に及ぼす効果を調べているが、適切な基準を設定するために今後さらに検討を要する。

図-7は、振源距離が 3km の表面について、透水係数が $k_0=10^{-5}\text{m/s}$ の場合の骨格の鉛直変位と通常の弾性体の鉛直変位を比較したものである。図中、文献9)の波形は、著者が独自に再現したものである。通常の弾性体として加振源から観測点までの波動の到達時間を計算すると、縦波が約 1.5 秒、横波が約 3 秒となる。多孔質飽和弾性体ではこの縦波到着以前に振動が始まっているが、これは約 0.4 秒に到達する1種縦波による振動と考えられる。また、約 4 秒以降の振動は剛基盤上の弾性層の自由振動と考えられるが、この部分では周期がずれた波形となっている。

ところで、多孔質飽和弾性体に対するラーメの定数およびポアソン比は、骨格材料のみによる通常弾性体のそれとは異なるものである。一方、間隙水を含まない有孔弾性体は、間隙率を 0 にする極限で通常弾性体と弾性定数が一致する。そこで、図-7の応答性状をさらに調べるため、間隙率のみを $\phi=0.05$ とした場

合の応答を通常の弾性体の応答と比較して図-8に示す。約4秒以降の自由振動の周期のずれは小さくなり、多孔質飽和弾性体は通常の弾性体に近づく様子を示している。しかし、多孔質飽和弾性体の振幅は図-7のそれとほとんど差がなく、間隙水の影響は残る形となっている。

図-9は、図-7と同じ条件で、透水係数が骨格の鉛直変位に及ぼす影響を見たものである。両波形に周期の差は生じていないが、透水係数の大きい方が振幅が小さくなっている。透水係数が小さくなれば、骨格と液体の相対変位が小さくなり、見掛けの非減衰状態に移行して振幅が大きくなるものと考えられる¹⁶⁾。

層状地盤への適用例として、透水係数が異なる層の存在が過渡応答に及ぼす影響を調べる。図-10に示す3種類のモデルに対して、表面において鉛直方向に8Hzの正弦波1波の集中加振力が作用するとき、表面の骨格変位の鉛直成分を比較する。薄層要素数は均等層厚1mの10層、鏡像ソース点間距離は $L=450m$ とし、透水係数以外の材料定数は最初の計算例と同じとする。なお、これらの計算モデルは、文献10)で正弦波加振力による応答性状を調べたモデルであることを付記しておく。

図-11は、振源距離が10mの表面における骨格の鉛直変位波形である。まず、図a)のモデル①と②の比較では、モデル②は主要動部では振幅は小さいが、モデル①に比べて減衰が緩やかである。一方、図b)のモデル①と③においては、モデル③は立ち上がり部で振幅が大きい、減衰はモデル①より大きい。したがって、透水係数の異なる二層構造の場合、透水係数の大きいA層の位置関係が主要動部の振幅に影響を及ぼすことが分かる。また、いずれのモデル間においても、約0.4秒以降で周期に差異がみられる。図-9の結果では透水係数の違いが振動の周期に影響を及ぼしていないため、図-10のモデル②、③で考えられることは、透水係数の違うA、B両層間における間隙水運動の相互作用が関与しているものと考えられる。こ

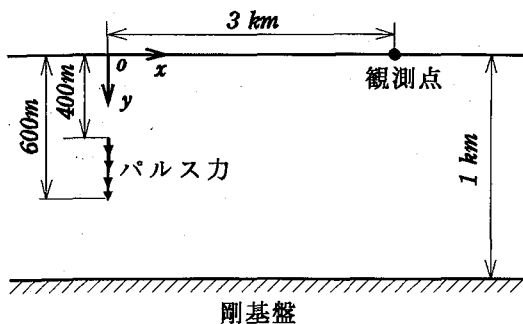


図-6 文献9)の計算モデル

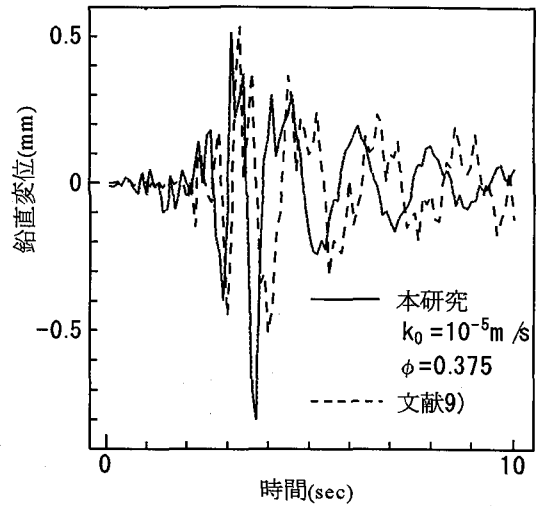


図-7 通常の弾性体との比較

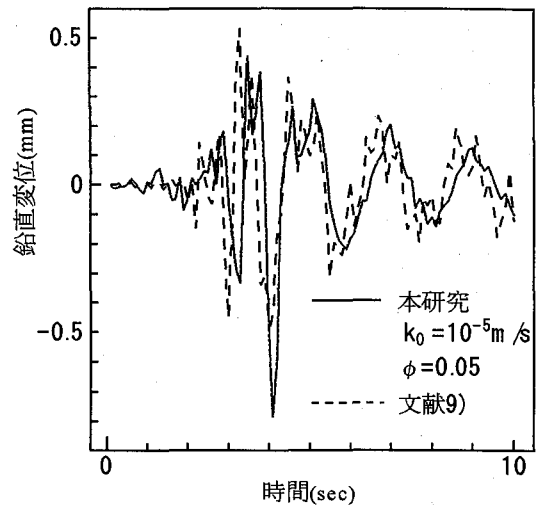


図-8 通常の弾性体との比較

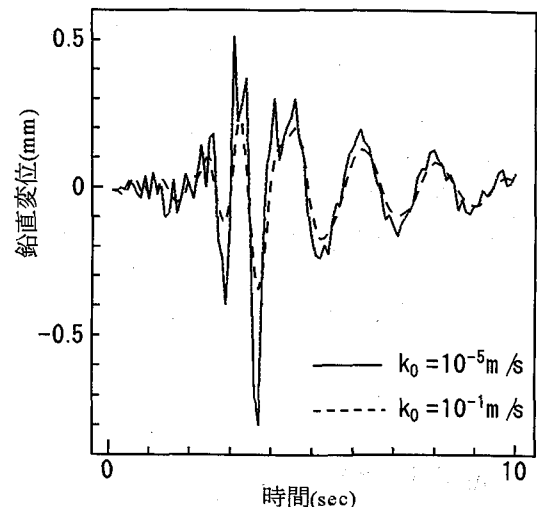


図-9 透水係数の影響

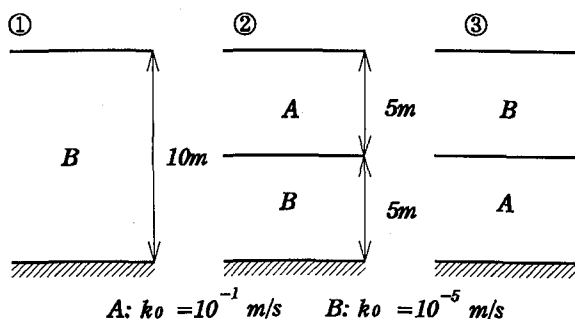
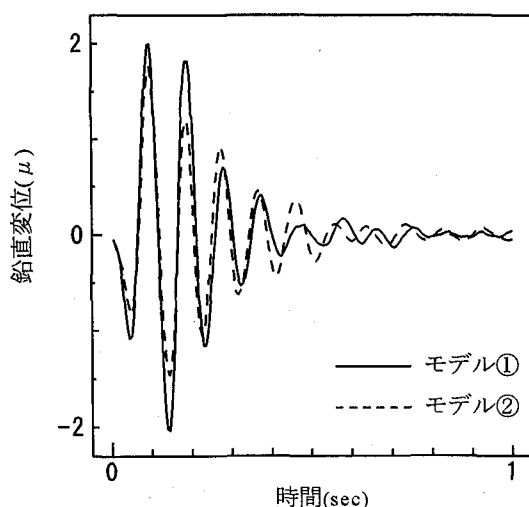
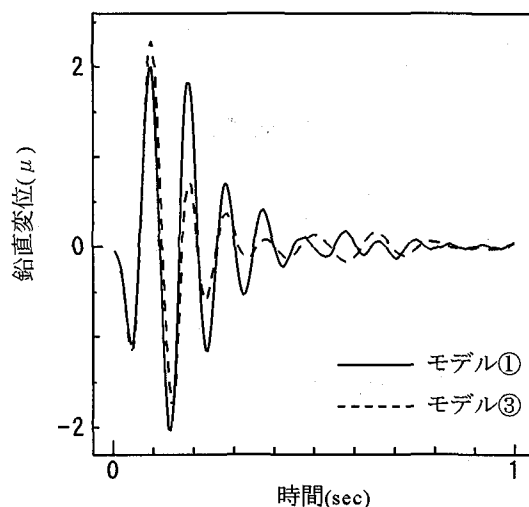


図-10 透水性の異なる成層モデル



a) モデル①と②の比較



b) モデル①と③の比較

図-11 成層性の影響

れらは、間隙水圧の逸散効果に関わりを持つものと考えられるため、今後さらに検討を進める必要がある。

4. あとがき

本研究では、薄層要素-離散化波数法による多孔質飽和弾性体の時間領域加振解の誘導に主眼を置いたが、有効応力、間隙水圧に対する定式にまで至っていない。このため、計算例として鉛直加振による骨格の鉛直変位のみを示し、本研究の数値解法の検証に重点を置くとともに、透水係数の影響に関する簡単な考察を加えた。振動の主要動部においては、概して透水係数が小さくなれば振幅が大きくなる傾向を示している。一方、減衰自由振動部においては、単一層と成層の場合で透水係数が振動の周期に及ぼす影響は異なる様子を示している。

今後は、有効応力、間隙水圧に対する定式を行い、土質構造および透水性の異なる層状の飽和地盤に衝撃性の加振力が作用するとき、間隙水圧がいかなる変化を示すかなどに注目したい。

参考文献

- 1) A. Gajo and L. Mongiovi : An Analytical Solution for the transient Response of Saturated Linear Elastic Porous Media, Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech., Vol.19, pp.399~413, 1995.
- 2) T. Senjuntichai and R. K. N. D. Rajapakse : Transient Response of a Circular Cavity in a Poroplastic Medium, Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech., Vol.17, pp.357~383, 1993.
- 3) A. Gajo, A. Saetta and R. Vitaliani : Evaluation of Three- and Two-field Finite Element Methods for the Dynamic Response of Saturated Soil, Int. J. Numer. Methods Eng., Vol.37, pp.1231~1247, 1994.
- 4) R. S. Sandhu, H. L. Shaw and S. J. Hong : A Three-field Finite Element Procedure for Analysis of Elastic Wave Propagation through Fluid-saturated Soils, Soil Dynam. Earthq. Eng., Vol.9, pp.58~65, 1990.
- 5) H. Zhang : Dynamic Finite Element Analysis for Interaction between a Structure and Two-phase Saturated Soil Foundation, Comput. Struct., Vol.56, pp.49~58, 1995.
- 6) T. Akiyoshi, K. Fuchida and H. L. Fang : Absorbing Boundary Conditions for Dynamic Analysis of Fluid-saturated Porous Media, Soil Dynam. Earthq. Eng., Vol.13, pp.387~397, 1994.
- 7) J. Chen : Time Domain Fundamental Solution to Biot's Complete Equations of Dynamic Poroplasticity, Part I: Two-dimensional Solution, Int. J. Solid Struct., Vol.31, pp.1447~1490, 1994.
- 8) J. Chen and G. F. Dargush : Boundary Element Method for Dynamic Poroplastic and Thermoelastic

- Analysis, Int. J. Solid Struct., Vol.32, pp. 2257~2278, 1995.
- 9)たとえば、東平光生：薄層要素-離散化波数法による成層弾性体の面内波動場での衝撃応答解析手法，土木学会論文集，No. 465/I-23, pp.137~144, 1993.
- 10)北村泰寿・浅井 聡：多孔質飽和弾性体に対する薄層要素を用いた加振解，土木学会論文集，No. 513/I-31, pp.161~167, 1995.
- 11)A. H. -D. Cheng, T. Badmus and D. E. Beskos : Integral Equation for Dynamic Poroelasticity in Frequency Domain with BEM Solution, J. Eng. Mech., ASCE, Vol.117, pp.1136~1157, 1991.
- 12)武藤 清・小林俊夫：各部別減衰系のモーダルアナリシス法，日本建築学会論文報告集，第204号，pp. 37~43, 1973.
- 13)風間基樹・野上仁昭：薄層要素法による二相系飽和地盤の動的応答解析，土木学会論文集，No. 446/I-19, pp.187~196, 1992.
- 14)岩崎敏夫・嶋津晃臣：土と基礎の振動，鹿島出版会，1975.
- 15)北村泰寿・田中宏治・有田昌義：成層粘弾性地盤の過渡応答解析，建設工学研究所報告，第37号，pp. 7~15, 1995.
- 16)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，No. 404/I-11, pp. 279~303, 1989.

(1995年9月18日受付)