

第2章 水平成層地盤の地震波動場解析法

2.1 まえがき

震源断層を含む水平成層地盤における地震波動場の定式化とその適用に関する研究は、地震学分野で発展してきた。これらの定式化としては、伝達行列に基づいた定式化がある (Aki and Richards 1980 や Chouet 1987, Kennet and Kerry 1979)^{1)~3)}。これらの地震学分野の定式化に対して、王 (2006)⁴⁾は、構造工学分野の研究者や技術者には馴染み深い剛性行列による定式化を導き、SH 波成分と P・SV 波成分の具体的計算式まで整理している。

本章では、原田ら (1999)⁵⁾、王 (2006)⁴⁾によって開発された剛性行列による地震波動場の定式化 (振動数・波数領域の剛性方程式への定式化) を記述するとともに、震源断層で発生した地震波の影響を表す剛性方程式の外力項の表現として、以下の3つの方法を示す (中村ら 2010)⁶⁾。

- (1) 半無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波による変位と応力を用いる方法
- (2) 半無限弾性体の剛性行列と解放基盤波を用いる方法
- (3) 無限弾性体の剛性行列と無限弾性体中の震源断層から放射される地震波変位を用いる方法

これら3つの外力項の表現方法において、(2)と(3)の外力項の比較により、これまでは解放基盤面での地震波動場 (解放基盤波) を求めるために伝達行列による定式化を用いていたことが解消され、剛性行列のみの定式化に基づく地震波動場の計算ができるようになった。

2.2 剛性行列による水平成層地盤の解析

図2.2.1に示すような震源断層を含む4層の水平成層地盤モデルにおける地震波動場の計算手順を説明する。ここで、 $q(z_n)$ は深さ z_n の境界面に単位面積当たりに作用する荷重を表す。

地盤の空間座標は3次元直交座標系 $(x-y-z)$ を使用し、時間座標を t とする。深さ z_n の境界面に単位面積当たりの荷重 $q(z_n)$ が作用している時、深さ z の境界面上の任意点 (x,y) の変位ベクトル $\mathbf{u}(x,y,z,t)$ は、次式(2.2-1)のような波数 (κ_x, κ_y) と振動数 ω の3重フーリエ積分 (積分範囲は $-\infty$ から ∞) によって計算することができる。

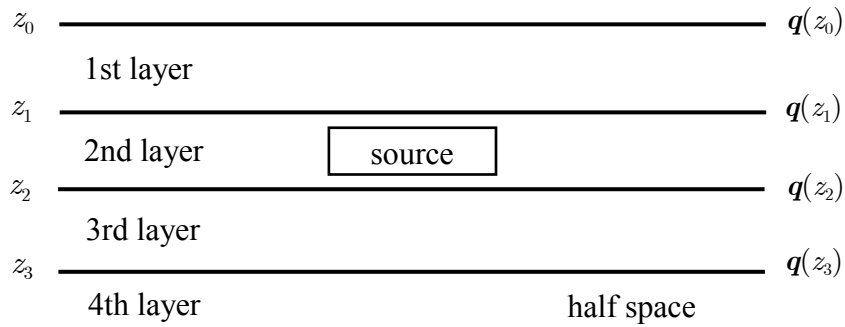


図 2.2.1 震源断層を含む 4 層の水平成層地盤モデルと記号

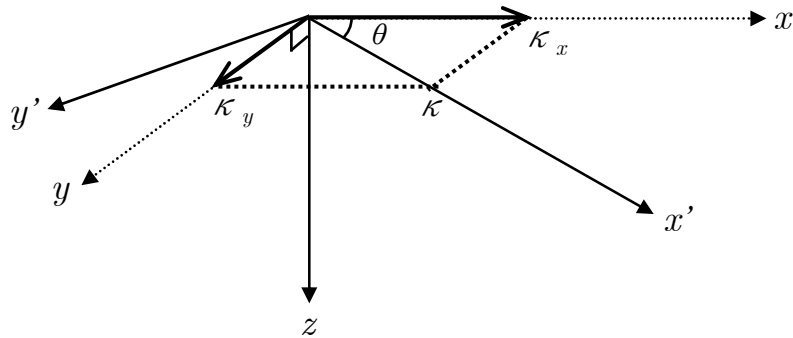


図 2.2.2 座標回転と波数の関係

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint \mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i(\kappa_x x + \kappa_y y - \omega t)} d\kappa_x d\kappa_y d\omega \quad (2.2-1)$$

ここに、 κ_x, κ_y は図 2.2.2 に示すように、 x, y 軸方向の波数を表す。

また、 $\mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ は変位ベクトル $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ の振動数・波数スペクトルを表し、座標軸 x, y 方向成分 $u(z) \equiv u(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega), v(z) \equiv v(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ 、と z 方向成分 $w(z) \equiv w(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ は、次式(2.2-2)から求められる。

$$\begin{aligned} u(z) &= \frac{\kappa_x}{\kappa} u_0(z) - \frac{\kappa_y}{\kappa} v_0(z) \\ v(z) &= \frac{\kappa_y}{\kappa} u_0(z) + \frac{\kappa_x}{\kappa} v_0(z) \\ w(z) &= w_0(z) \end{aligned} \quad (2.2-2)$$

ここに、 $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ は、SH 波と P・SV 波が進む方向の波数を表す。また、 $u_0(z), v_0(z), w_0(z)$ は、図 2.2.2 のように式(2.2-1)の調和平面波 $e^{i(\kappa_x x + \kappa_y y - \omega t)}$ の進む方向を x' とする新直交座標系 (x', y', z) を設けた場合のそれぞれの振動数・波数スペクトルを表す。

$u_0(z) \equiv u_0(\kappa, z, \omega), w_0(z) \equiv w_0(\kappa, z, \omega)$ は、P・SV 波問題から求められる振動数・波数スペクトルを、 $v_0(z) \equiv v_0(\kappa, z, \omega)$ は、SH 波問題から求められる振動数・波数スペクトルを表す。したがって、式(2.2-1)の振動数・波数領域の変位ベクトル $\mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ は、P・SV 波問題から求められる $u_0(z), w_0(z)$ と SH 波問題から求められる $v_0(z)$ を別々に求めて、その結果を式(2)に代入し求められる。これらの SH 波と P・SV 波の変位ベクトル $\mathbf{u}_0(z) \equiv \mathbf{u}_0(\kappa, z, \omega)$ は、次式(2.2-3)の剛性方程式を解いて求められる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{q}_0(z_0) \\ \mathbf{q}_0(z_1) + \mathbf{q}_{0s}(z_1) \\ \mathbf{q}_0(z_2) + \mathbf{q}_{0s}(z_2) \\ \mathbf{q}_0(z_3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} & \mathbf{o} & \mathbf{o} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{11}^{(2)} & \mathbf{K}_{12}^{(2)} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & \mathbf{K}_{21}^{(2)} & \mathbf{K}_{22}^{(2)} + \mathbf{K}_{11}^{(3)} & \mathbf{K}_{12}^{(3)} \\ \mathbf{o} & \mathbf{o} & \mathbf{K}_{21}^{(3)} & \mathbf{K}_{22}^{(3)} + \mathbf{K}_{half} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \\ \mathbf{u}_0(z_2) \\ \mathbf{u}_0(z_3) \end{pmatrix} \quad (2.2-3)$$

ここに、 $\mathbf{K}_{ij}^{(n)}$ と \mathbf{K}_{half} はそれぞれ第 n 層と半無限地盤の剛性行列を表す^{3),4),10)}。

式(2.2-3)右辺の第 1 項が図 2.2.1 のような全体系の剛性行列を表すが、これは重ね合わせの原理に従って、第 n 層の剛性行列から作成できる。式(2.2-3)左辺は振動数・波数領域の外力項で、 $\mathbf{q}_0(z_n)$ は、深さ z_n の境界面に作用する単位面積当たりの外力（応力） $\mathbf{q}(z_n)$ の SH 波、P・SV 波問題の新座標軸 (x', y', z) 成分を表わす。また、 $\mathbf{q}_{0s}(z_n)$ は、運動学的断層モデルから放射される地震波による外力項で、次式(2.2-4)から求められる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{q}_{0s}(z_1) \\ \mathbf{q}_{0s}(z_2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(2)} & \mathbf{K}_{12}^{(2)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(2)} & \mathbf{K}_{22}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \\ \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_2) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \\ \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_2) \end{pmatrix} \quad (2.2-4)$$

ここに、 $\mathbf{u}_{0s}^{(n)}(z), \mathbf{t}_{0s}^{(n)}(z)$ は、第 n 層内に存在する震源断層から放射される地震波によって深さ z の位置に生じる変位と応力を表す（具体式は原田ら 2004）⁷⁾。各層に外力が作用せず、震源断層による自然地盤応答の場合、

$$\mathbf{q}_0(z_0) = \mathbf{q}_0(z_1) = \mathbf{q}_0(z_2) = \mathbf{q}_0(z_3) = \mathbf{0} \quad (2.2-5a)$$

また、交通振動等による自然地盤応答の場合、

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{q}_{0s}(z_2) = \mathbf{0} \quad (2.2-5b)$$

ここで、各層に外力が作用せず、震源断層による自然地盤応答の特別な場合として、震源断層が半無限地盤内にある場合（第2層以下を半無限地盤とする）の剛性方程式を考察する。この場合、次式(2.2-6a)のような剛性方程式となる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{q}_{0s}(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} \quad (2.2-6a)$$

ここに、

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (2.2-6b)$$

いま、上式で与えられる震源断層による外力 $\mathbf{q}_{0s}(z_1)$ の別表現として、図 2.2.3 のように(1) 震源断層を含む半無限地盤の地表面が露頭する場合（第1層の厚さが零）における地表面変位を \mathbf{u}_{0free} とし、この地表面変位を用いた表現と、(2) 震源断層を含む半無限地盤上に同じ半無限地盤が存在し、結果的に無限地盤の変位を用いた表現、の2つの表現を求める。



- (1) 震源断層を含む半無限地盤の地表面が露頭する場合 (2) 震源断層を含む半無限地盤上に同じ半無限地盤が存在する無限地盤の場合

図 2.2.3 震源断層の外力項の別表現を求めるための2つの地盤モデル

まず、図 2.2.3(1)の場合、半無限地盤の地表面の応力（トラクション）は零で、変位は \mathbf{u}_{0free} であるので、次式(2.2-7a)が成り立つ。

$$\begin{aligned}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) &= \mathbf{u}_{0free} \\ \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) &= \mathbf{0}\end{aligned}\tag{2.2-7a}$$

したがって、式(2.2-6b)の震源断層による外力 $\mathbf{q}_{0s}(z_1)$ は、次式のように表される。

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{K}_{half}\mathbf{u}_{0free}\tag{2.2-7b}$$

これを式(2.2-6a)に代入すると、次式(2.2-8)が得られる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{half}\mathbf{u}_{0free} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix}\tag{2.2-8}$$

次に、図 2.2.3 (2)の場合、震源断層を含む半無限地盤（lower half space）上に想定する半無限地盤（upper half space）に対して、次式(2.2-9)の剛性方程式が成り立つ。

$$\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) = \mathbf{K}_{upper\ half}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)\tag{2.2-9}$$

したがって、式(2.2-6b)は次式(2.2-10a)のように書き換えられる。

$$\mathbf{q}_{0s}(z_1) = \mathbf{K}_{half}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) = \mathbf{K}_{full}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)\tag{2.2-10a}$$

ここに、 \mathbf{K}_{full} は次式のように半無限地盤の剛性行列 $\mathbf{K}_{lower\ half} (= \mathbf{K}_{half})$, $\mathbf{K}_{upper\ half}$ の和として与えられる無限地盤の剛性行列を表す。

$$\mathbf{K}_{full} = \mathbf{K}_{lower\ half} + \mathbf{K}_{upper\ half}\tag{2.2-10b}$$

半無限地盤の剛性行列は、第 n 層の剛性行列 $\mathbf{K}_{ij}^{(n)}$ の層厚を無限大として求めることができる。その結果、 $\mathbf{K}_{upper\ half}$ は、 $\mathbf{K}_{lower\ half}(= \mathbf{K}_{half})$ の対角項をそのままにして、非対角項の符号（正負）のみを逆転したものとなる。したがって、無限弾性体の剛性行列 \mathbf{K}_{full} は、 \mathbf{K}_{half} の対角項を 2 倍、非対角項を零とし、次式(2.2-11)のように与えられる。

SH 波問題での無限弾性体の剛性行列：

$$\mathbf{K}_{SH}^{full} = -2i\mu\gamma \quad (2.2-11a)$$

P・SV 波問題での無限弾性体の剛性行列：

$$\mathbf{K}_{P.SV}^{full} = \frac{1 + \frac{\gamma^2}{\kappa^2}}{1 + \frac{\nu\gamma}{\kappa^2}} \mu\kappa \begin{pmatrix} -2i\frac{\nu}{\kappa} & 0 \\ 0 & -2i\frac{\gamma}{\kappa} \end{pmatrix} \quad (2.2-11b)$$

ここに、 μ はせん断弾性係数、 γ, ν は鉛直方向の複素波数を表し、 C_S, C_P を S 波速度、P 波速度とすると、次式(2.2-11c)のように与えられる。

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\left(\frac{\omega}{C_S}\right)^2 - \kappa^2}, \quad \text{Im}(\gamma) \geq 0 \\ \nu &= \sqrt{\left(\frac{\omega}{C_P}\right)^2 - \kappa^2}, \quad \text{Im}(\nu) \geq 0 \end{aligned} \quad (2.2-11c)$$

式(2.2-10a)を式(2.2-6a)に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{full}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} \quad (2.2-12)$$

以上のような震源断層を含む半無限弾性体上にある 1 層の表層弾性体の応答は、次式右边に示す外力項のうちの 1 つを使って求められる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{K}_{11}^{(1)} & \mathbf{K}_{12}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{21}^{(1)} & \mathbf{K}_{22}^{(1)} + \mathbf{K}_{half} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_0(z_0) \\ \mathbf{u}_0(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{half}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{half}\mathbf{u}_{0free} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{K}_{full}\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} \quad (2.2-13a)$$

ここに、上式の入射波による外力項を整理すると以下の3通りとなる。

(1) 半無限地盤の剛性行列と無限地盤の入射波による変位と応力を用いる場合

$$(\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1)) \quad (2.2-13b)$$

(2) 半無限地盤の剛性行列と露頭波を用いる場合

$$(\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free}) \quad (2.2-13c)$$

(3) 無限地盤の剛性行列と無限地盤の入射波による変位を用いる場合

$$(\mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)) \quad (2.2-13c)$$

式(2.2-13)の外力項の関係から、次式(2.2-14)が得られる。

$$\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} = \mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) + \mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (2.2-14a)$$

$$\mathbf{K}_{half} \mathbf{u}_{0free} = \mathbf{K}_{full} \mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (2.2-14b)$$

式(2.2-14)は、半無限地盤の露頭波と震源断層による地震波の入射波の関係を表す。原田ら (1999)⁵⁾が示したように、これまでは、半無限地盤の露頭波 \mathbf{u}_{0free} は、地震波変位 $\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)$ と応力 $\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1)$ の2つの特性と伝達行列法を使って求められていた。このため伝達行列法を用いる定式化が含まれており、完全な剛性行列法ではなかった。本論文で提案した剛性行列法では、剛性行列の演算のみにより、式(2.2-14a)を用いる場合には、露頭波 \mathbf{u}_{0free} は、 $\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)$ と $\mathbf{t}_{0s}^{(2)}(z_1)$ の2つの特性から、式(2.2-14b)を使うと、 $\mathbf{u}_{0s}^{(2)}(z_1)$ のみの1つの特性から計算できる。式(2.2-14b)を使って、 \mathbf{u}_{0free} を求めると、次式(2.2-15)のようになる。

SH波：

$$v_{0free} = (\mathbf{K}_{half}^{SH})^{-1} \mathbf{K}_{full}^{SH} v_{0s}^{(2)} = \frac{-2i\mu\gamma}{-i\mu\gamma} v_{0s}^{(2)} = 2v_{0s}^{(2)}(z_1) \quad (2.2-15a)$$

P・SV 波：

$$\begin{pmatrix} u_{0free} \\ iw_{0free} \end{pmatrix} = (\mathbf{K}_{half}^{P.SV})^{-1} \mathbf{K}_{full}^{P.SV} \begin{pmatrix} u_{0s}^{(2)}(z_1) \\ iw_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} = \frac{2}{C_0} \begin{pmatrix} \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} & -i\frac{\gamma}{\kappa} \left(B_0 - A_0 \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \right) \\ -i\frac{\nu}{\kappa} \left(B_0 - A_0 \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \right) & \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{0s}^{(2)}(z_1) \\ iw_{0s}^{(2)}(z_1) \end{pmatrix} \quad (2.2-15b)$$

$$\begin{aligned} C_0 &= \left(\frac{\nu\gamma}{\kappa^2} + \left(B_0 - A_0 \frac{\nu\gamma}{\kappa^2} \right)^2 \right) \\ A_0 &= 2 \left(\kappa \frac{C_S}{\omega} \right)^2 \\ B_0 &= 1 - A_0 = 1 - 2 \left(\kappa \frac{C_S}{\omega} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.2-15c)$$

これらの \mathbf{u}_{0free} は伝達行列法を使って求めた解と一致しているので、本論文で提案した3つの定式 (式(2.2-6b), 式(2.2-7b), 式(2.2-10a), または式(2.2-13)) とこれらの定式から得られる無限地盤の剛性行列の具体式が検証されたものといえる。また、具体的記述は省略するが、式(2.2-14b)から求めた \mathbf{u}_{0free} も式(2.2-15)と同じになるので、このことからまた、本論文の3つの定式とその具体式が検証されたものといえる。

2.3 地震動波形の計算

2.2 で示した SH 波, P・SV 波問題それぞれから求められる振動数・波数スペクトル

$v_0(z) \equiv v_0(\kappa, z, \omega)$ (SH 波問題), $u_0(z) \equiv u_0(\kappa, z, \omega), w_0(z) \equiv w_0(\kappa, z, \omega)$ (P・SV 波問題) を, 式(2.2-1)の3重フーリエ積分することで, 変位ベクトル $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ を計算する。ここで, 式(2.2-1)の3重フーリエ積分は地震波動場を有限な空間領域 $L_x \times L_y (m \times m)$ と有限な時間領域 $T(s)$ における周期関数と仮定することで, 次式(2.3-1a)のような3重の離散化フーリエ変換を使用して計算することができる。

$$\mathbf{u}_{L_x L_y T}(j_x \Delta x, j_y \Delta y, z, k \Delta t) = \frac{1}{L_x L_y T} \sum_{m=0}^{N_\kappa-1} \sum_{n=0}^{N_\omega-1} \sum_{l=0}^{N_\omega-1} \mathbf{u}(m \Delta \kappa_x, n \Delta \kappa_y, z, l \Delta \omega) E_{N_\kappa}^{j_x m} E_{N_\kappa}^{j_y n} E_{N_\omega}^{kl} \quad (2.3-1a)$$

ここに,

$$\begin{aligned}
E_{N_\kappa} &= e^{i\frac{2\pi}{N_\kappa}} \\
E_{N_\omega} &= e^{-i\frac{2\pi}{N_\omega}}
\end{aligned}
\tag{2.3-1b}$$

式(2.3-1)の3重離散化フーリエ変換は、FFT (Fast Fourier Transform) を使うことで高速に計算することができる。

式(2.3-1)における振動数・波数領域の離散化パラメータは、次式(2.3-2)のように与えられる。

$$\begin{aligned}
\Delta\omega &= \frac{2\pi}{T} = \frac{2 \cdot \omega_{\max}}{N_\omega} \\
\Delta\kappa_x &= \frac{2\pi}{L_x} = \frac{2 \cdot \kappa_{x\max}}{N_\kappa} \\
\Delta\kappa_y &= \frac{2\pi}{L_y} = \frac{2 \cdot \kappa_{y\max}}{N_\kappa}
\end{aligned}
\tag{2.3-2}$$

ここに、 $\omega_{\max}, \kappa_{x\max}, \kappa_{y\max}$ は振動数・波数スペクトル $\mathbf{u}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega)$ が十分に小さく、零と見なすことができる振動数・波数領域の最大値を意味する。すなわち、振動数に関しては $-\omega_{\max} \leq \omega \leq \omega_{\max}$ 、波数では $-\kappa_{x\max} \leq \kappa_x \leq \kappa_{x\max}, -\kappa_{y\max} \leq \kappa_y \leq \kappa_{y\max}$ の領域の振動数・波数スペクトルを対象とすることを意味する。また N_ω, N_κ は対象とする全振動数・波数領域 $\pm\omega_{\max}, \pm\kappa_{x\max}, \pm\kappa_{y\max}$ の分割数（離散化数）を表す。

また、時間・空間領域の離散化パラメータは、次式(2.3-3)のように与えられる。

$$\begin{aligned}
\Delta t &= \frac{2\pi}{2 \cdot \omega_{\max}} \\
\Delta x &= \frac{2\pi}{2 \cdot \kappa_{x\max}} \\
\Delta y &= \frac{2\pi}{2 \cdot \kappa_{y\max}}
\end{aligned}
\tag{2.3-3}$$

2.4 まとめ

本章では、震源断層・地盤系を運動力学的断層モデルと水平成層地盤モデルを用いて表し、構造工学分野の研究者や技術者には馴染み深い剛性行列による地震波動場の定式化を整理した。さらに、

これまでは伝達行列法を使って求めていた震源断層で発生した地震波の影響を表す剛性方程式の外力項について、剛性行列の演算のみで求めることができる表現により完全な剛性行列法となった。剛性行列による定式化は震源断層による地盤震動だけでなく、外力による地盤振動問題などの波動に関する基礎的な問題全般に対して適用できるため（例えば、齊藤，2009 や原田ら，2011 など）⁸⁾、⁹⁾、数値解析を簡単に行なうことができる。

参考文献

- 1) Aki, K. and Richards, P. G.: Quantitative Seismology, Theory and Methods, W.H.Freeman and Company, 1980.
- 2) Chouet, B.: Representation of an extended seismic source in a propagator-based formalism, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 77, No. 1, pp. 14-27, 1987.
- 3) Kennett, B. L. N. and Kerry, N. J.: Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J.R. astr. Society*, Vol.57, pp.557-583, 1979.
- 4) 王宏沢：理論的方法による震源断層近傍の地震動特性と長大構造物の応答挙動に関する研究，宮崎大学大学院工学研究科博士論文（2005 年度），宮崎大学学術情報リポジトリ (<http://hdl.handle.net/10458/674>)，2006.
- 5) 原田隆典，大角恒雄，奥倉英世：3次元直交座標系における波動場の解析解とその地震動波形作成への応用，土木学会論文集，No.612/1-46，pp.99-108，1999.
- 6) 中村真貴，原田隆典，王宏沢，野中哲也：剛性行列による地震波動場の定式化と断層近傍の変位・速度・加速度波形の試算，応用力学論文集，Vol.13，pp. 675 – 682，2010.
- 7) 原田隆典，村上啓介，王宏沢：海洋および内陸型地震の震源域における長大構造物の応答特性の評価とその予測法，平成 13 年～平成 15 年度科学研究費補助金基盤研究(C)(2)研究成果報告書，宮崎大学工学部，宮崎大学学術情報リポジトリ，(<http://hdl.handle.net/10458/1053>)，2004.
- 8) 齊藤将司：調和振動荷重による地盤の層厚と各層の弾性定数の推定法に関する基礎的研究，宮崎大学大学院工学研究科博士論文（2008 年度），宮崎大学学術情報リポジトリ (<http://hdl.handle.net/10458/2006>)，2009.
- 9) 原田隆典，松田良介，中村真貴，粟田勇志：直交座標系とフーリエ変換を用いた水平成層弾性体の動的グリーン関数，応用力学論文集，土木学会，Vol.14，pp.915-924，2011.