

## Chapter 4

# 無限弾性体中の運動学的断層モデルによる地震波

### 4.1 点震源に対する運動学的断層モデル

#### 4.1.1 点震源モデル

第2章の式(2.3-1)より、等方均質な無限弾性体中の運動学的断層モデルによる地震波変位は次式によって与えられる。

$$u_k(\mathbf{x}, \omega) = \int_{\Gamma} m_{ij}(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) \frac{\partial G_{ki}(\boldsymbol{\xi}_{so} | \mathbf{x}, \omega)}{\partial \xi_{soj}} d\Gamma(\boldsymbol{\xi}_{so}) \quad (4.1-1)$$

ここでは簡単のため、式(2.3-1)の $u_k$ において入射波を表す上添字 $i$ を省略して表現している。

上式は断層面 $\Gamma$ 上に分布する地震モーメントテンソル $m_{ij}$ を重みとした積分として地震波変位が与えられることを示している。ここで断層面が小さく、 $m_{ij}$ が断層面上の1地点 $\boldsymbol{\xi}_{so}$ に集中したものとして評価できるような点震源モデルでは、上式は次式のように表される。

$$u_k(\mathbf{x}, \omega) = M_{ij}(\omega) \frac{\partial G_{ki}(\boldsymbol{\xi}_{so} | \mathbf{x}, \omega)}{\partial \xi_{soj}} \quad (4.1-2a)$$

ここに、

$$M_{ij}(\omega) = \int_{\Gamma} m_{ij}(\boldsymbol{\xi}_{so}, \mathbf{n}, \omega) d\Gamma(\boldsymbol{\xi}_{so}) \quad (4.1-2b)$$

$$m_{ij}(\boldsymbol{\xi}_{so}, \mathbf{n}, \omega) = \lambda n_n \Delta u_n(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) \delta_{ij} + \mu (n_i \Delta u_j(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) + n_j \Delta u_i(\boldsymbol{\xi}, \omega)) \quad (4.1-2c)$$

例えば図4.1-1に示すような座標系において、せん断型の断層すべりを想定し、平均相対すべりベクトルを $D$ とすると、上式は次式のように表される。

$$\begin{aligned} M_{ij}(\omega) &= \mu (D_j(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) n_i(\boldsymbol{\xi}_{so}) + D_i(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) n_j(\boldsymbol{\xi}_{so})) \int_{\Gamma} d\Gamma(\boldsymbol{\xi}) = \\ &= \mu A (D_j(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) n_i(\boldsymbol{\xi}_{so}) + D_i(\boldsymbol{\xi}_{so}, \omega) n_j(\boldsymbol{\xi}_{so})) \end{aligned} \quad (4.1-3a)$$

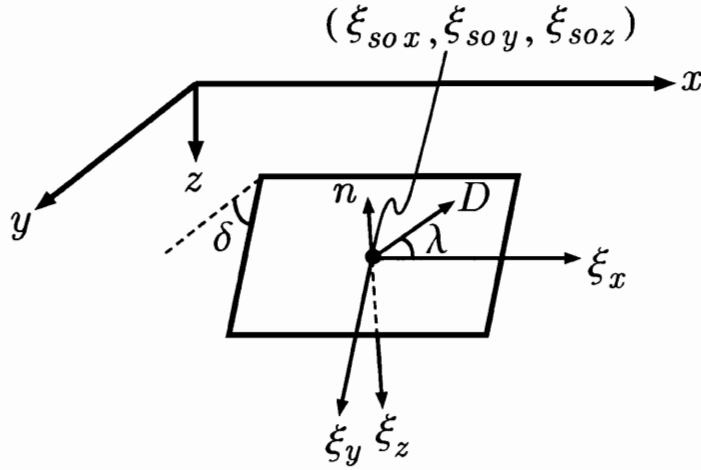


図 4. 1 - 1 せん断型点震源モデルの座標とパラメータの記号

ここに  $A$  はせん断型断層の面積を表し、次式で与えられる。

$$A = \int_{\Gamma} d\Gamma(\xi) \quad (4.1 - 3b)$$

断層面の鉛直ベクトルとすべりベクトルの  $x - y - z$  座標系の成分は、図 4. 1 - 1 に示すような座標系において幾何学的関係から次式のように求められる。

$$\mathbf{D} = (D \cos \lambda, -D \sin \lambda \cos \delta, -D \sin \lambda \sin \delta) \quad (4.1 - 4a)$$

$$\mathbf{n} = (0, \sin \delta, -\cos \delta) \quad (4.1 - 4a)$$

ここに  $D$  は平均相対すべり量の大きさを表す。これは振動数の関数であるが、簡単のため省略している。したがってせん断型の断層の点震源モデルにおける地震モーメントテンソル  $M_{ij} = M_{ji}$  は次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} M_{xx} &= 0 \\ M_{xy} &= M_o(\omega) \sin \delta \cos \lambda \\ M_{xz} &= -M_o(\omega) \cos \delta \cos \lambda \\ M_{yy} &= -M_o(\omega) \sin 2\delta \sin \lambda \\ M_{yz} &= M_o(\omega) \cos 2\delta \sin \lambda \\ M_{zz} &= M_o(\omega) \sin 2\delta \sin \lambda \end{aligned} \quad (4.1 - 5a)$$

ここに、

$$M_o(\omega) = \mu A D(\omega) \quad (4.1 - 5b)$$

式 (4.1-2) から、地震モーメントテンソルと変位グリーン関数の微係数が与えられると無限弾性体中のせん断型運動学的断層モデルによる変位地震波を求めることができる。次節では変位グリーン関数の具体式を記述する。

### 4.1.2 無限弾性体における変位グリーン関数

震源断層は矩形とするので、ここでは直交座標系における変位グリーン関数を示しておく。導出過程の詳細等は付録Aに述べるものとする。

変位グリーン関数  $G_{ki}(\boldsymbol{\xi}_{so}|\mathbf{x}, t)$  は、振動数-波数領域における変位グリーン関数から次式のような3重フーリエ変換によって求めることができる。

$$G_{ki}(\boldsymbol{\xi}_{so}|\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint G_{ki}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i[\kappa_x(x-\xi_{sox})+\kappa_y(y-\xi_{soy})-\omega t]} d\kappa_x d\kappa_y d\omega \quad (4.1-6a)$$

したがって振動数領域における変位グリーン関数  $G_{ki}(\boldsymbol{\xi}_{so}|\mathbf{x}, \omega)$  は、次式のように波数に関する2重フーリエ変換として与えられる。

$$G_{ki}(\boldsymbol{\xi}_{so}|\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint G_{ki}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i[\kappa_x(x-\xi_{sox})+\kappa_y(y-\xi_{soy})]} d\kappa_x d\kappa_y \quad (4.1-6b)$$

ここに、 $z < \xi_{soz}$  に対する上昇波では、

$$G_{xi}^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) = i \left[ \kappa_x \phi_{in}^i e^{-i\nu(z-\xi_{soz})} + \kappa_y \psi_{3in}^i e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} + \gamma \psi_{2in}^i e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \quad (4.1-7a)$$

$$G_{yi}^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) = i \left[ \kappa_y \phi_{in}^i e^{-i\nu(z-\xi_{soz})} - \gamma \psi_{1in}^i e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} - \kappa_x \psi_{3in}^i e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \quad (4.1-7b)$$

$$G_{zi}^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) = i \left[ -\nu \phi_{in}^i e^{-i\nu(z-\xi_{soz})} + \kappa_x \psi_{2in}^i e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} - \kappa_y \psi_{1in}^i e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \quad (4.1-7c)$$

また、 $z > \xi_{soz}$  に対する下降波では、

$$G_{xi}^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) = i \left[ \kappa_x \phi_{out}^i e^{i\nu(z-\xi_{soz})} + \kappa_y \psi_{3out}^i e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} - \gamma \psi_{2out}^i e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \quad (4.1-8a)$$

$$G_{yi}^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) = i \left[ \kappa_y \phi_{out}^i e^{i\nu(z-\xi_{soz})} + \gamma \psi_{1out}^i e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} - \kappa_x \psi_{3out}^i e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \quad (4.1-8b)$$

$$G_{zi}^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) = i \left[ \nu \phi_{out}^i e^{i\nu(z-\xi_{soz})} + \kappa_x \psi_{2out}^i e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} - \kappa_y \psi_{1out}^i e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \quad (4.1-8c)$$

上式の上昇波と下降波の係数は、次式で与えられる。

P波に関して：

$$\phi_{in}^x = \phi_{out}^x = \frac{\kappa_x}{\nu} \frac{1}{2\mu \left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-9a)$$

$$\phi_{in}^y = \phi_{out}^y = \frac{\kappa_y}{\nu} \frac{1}{2\mu \left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-9b)$$

$$\phi_{in}^z = -\phi_{out}^z = -\frac{1}{2\mu \left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-9c)$$

S波に関して (x方向の荷重)：

$$\psi_{1in}^x = \psi_{1out}^x = 0 \quad (4.1-10a)$$

$$\psi_{2in}^x = -\psi_{2out}^x = \frac{1}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-10b)$$

$$\psi_{3in}^x = \psi_{3out}^x = \frac{\kappa_y}{\gamma} \frac{1}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-10c)$$

S波に関して (y方向の荷重) :

$$\psi_{1in}^y = -\psi_{1out}^y = -\frac{1}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-11a)$$

$$\psi_{2in}^y = \psi_{2out}^y = 0 \quad (4.1-11b)$$

$$\psi_{3in}^y = \psi_{3out}^y = -\frac{\kappa_x}{\gamma} \frac{1}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-11c)$$

S波に関して (z方向の荷重) :

$$\psi_{1in}^z = \psi_{1out}^z = -\frac{\kappa_y}{\gamma} \frac{1}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-12a)$$

$$\psi_{2in}^z = \psi_{2out}^z = \frac{\kappa_x}{\gamma} \frac{1}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \quad (4.1-12b)$$

$$\psi_{3in}^z = \psi_{3out}^z = 0 \quad (4.1-12c)$$

ここに上添字  $x, y, z$  は単位荷重の作用方向を意味する。また  $C_s, \mu$  はS波速度とせん断弾性係数を表す。 $\nu, \gamma$  はP波とS波の  $z$  軸方向の波数を意味し、次式で与えられる。

$$\nu = \sqrt{\left(\frac{\omega}{C_p}\right)^2 - \kappa^2}, \quad \text{Im}(\nu) > 0 \quad (4-1.13a)$$

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2 - \kappa^2}, \quad \text{Im}(\gamma) > 0 \quad (4-1.13b)$$

以上の式より振動数領域における変位グリーン関数  $G_{ki}(\xi_{so}|\mathbf{x}, \omega)$  が求められる。

### 4.1.3 無限弾性体中の点震源による地震波動場

無限弾性体中の点震源による地震波動場変位の具体式を示しておく。

地震波動場変位  $u_k(\mathbf{x}, t)$  は、振動数-波数領域における変位グリーン関数から次式のような3重フーリエ変換によって求めることができる。

$$u_k(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint u_k(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i[\kappa_x(x-\xi_{sox}) + \kappa_y(y-\xi_{soy}) - \omega t]} d\kappa_x d\kappa_y d\omega \quad (4.1-14a)$$

したがって振動数領域における地震波動場変位  $u_k(\mathbf{x}, \omega)$  は、次式のように波数に関する2重フーリエ変換として与えられる。

$$u_k(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint u_k(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i[\kappa_x(x-\xi_{sox})+\kappa_y(y-\xi_{soy})]} d\kappa_x d\kappa_y \quad (4.1-14b)$$

ここに点震源からの上昇波に関しては、

$$\begin{aligned} u_x^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_x R_{Pin} e^{-i\nu(z-z_{so})} + i(\kappa_y R_{S3in} + \gamma R_{S2in}) e^{-i\gamma(z-z_{so})} \right] \\ u_y^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_y R_{Pin} e^{-i\nu(z-z_{so})} - i(\gamma R_{S1in} + \kappa_x R_{S3in}) e^{-i\gamma(z-z_{so})} \right] \\ u_z^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ -i\nu R_{Pin} e^{-i\nu(z-z_{so})} + i(\kappa_x R_{S2in} - \kappa_y R_{S1in}) e^{-i\gamma(z-z_{so})} \right] \end{aligned} \quad (4.1-15)$$

ここに、

$$\begin{aligned} R_{Pin} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ -2\frac{\kappa_x\kappa_y}{\nu} \sin\delta - 2\kappa_x \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ 2\kappa_y \cos 2\delta + \left(\frac{\kappa_y^2 - \nu^2}{\nu}\right) \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \\ R_{S1in} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ \kappa_x \sin\delta - \frac{\kappa_x\kappa_y}{\gamma} \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ \left(\frac{\kappa_y^2 - \gamma^2}{\gamma}\right) \cos 2\delta - 2\kappa_y \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \\ R_{S2in} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ -\kappa_y \sin\delta + \left(\frac{\kappa_x^2 - \gamma^2}{\gamma}\right) \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ -\frac{\kappa_x\kappa_y}{\gamma} \cos 2\delta + \kappa_x \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \\ R_{S3in} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ \frac{(\kappa_x^2 - \kappa_y^2)}{\gamma} \sin\delta - \kappa_y \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ -\kappa_x \cos 2\delta - \frac{\kappa_x\kappa_y}{\gamma} \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \end{aligned} \quad (4.1-16)$$

また点震源からの下降波に関しては、

$$\begin{aligned} u_x^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_x R_{Pout} e^{i\nu(z-z_{so})} + i(\kappa_y R_{S3out} - \gamma R_{S2in}) e^{i\gamma(z-z_{so})} \right] \\ u_y^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_y R_{Pout} e^{i\nu(z-z_{so})} + i(\gamma R_{S1out} - \kappa_x R_{S3in}) e^{i\gamma(z-z_{so})} \right] \\ u_z^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\nu R_{Pout} e^{i\nu(z-z_{so})} + i(\kappa_x R_{S2out} - \kappa_y R_{S1out}) e^{i\gamma(z-z_{so})} \right] \end{aligned} \quad (4.1-17)$$

ここに、

$$\begin{aligned}
 R_{Pout} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ -2\frac{\kappa_x\kappa_y}{\nu} \sin\delta + 2\kappa_x \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ -2\kappa_y \cos 2\delta + \left(\frac{\kappa_y^2 - \nu^2}{\nu}\right) \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \\
 R_{S1out} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ -\kappa_x \sin\delta - \frac{\kappa_x\kappa_y}{\gamma} \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ \left(\frac{\kappa_y^2 - \gamma^2}{\gamma}\right) \cos 2\delta + 2\kappa_y \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \\
 R_{S2out} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ \kappa_y \sin\delta + \left(\frac{\kappa_x^2 - \gamma^2}{\gamma}\right) \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ -\frac{\kappa_x\kappa_y}{\gamma} \cos 2\delta - \kappa_x \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right] \\
 R_{S3out} &= \frac{i}{2\mu\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2} \left[ \left\{ \left(\frac{\kappa_x^2 - \kappa_y^2}{\gamma}\right) \sin\delta + \kappa_y \cos\delta \right\} \cos\lambda + \left\{ \kappa_x \cos 2\delta - \frac{\kappa_x\kappa_y}{\gamma} \sin 2\delta \right\} \sin\lambda \right]
 \end{aligned}
 \tag{4.1-18}$$

上式によって無限弾性体中の点震源による地震波動場変位  $u_k(\mathbf{x}, \omega)$  は求められる。

## 4.2 矩形断層による地震波動場

点震源による地震波動場を重ね合わせることによって、図4. 2-1に示すような4つの一様すべりの矩形断層による地震波動場変位の具体的計算式を示しておく。

時間-空間領域における変位  $u_k(x, y, z, t)$  は、次式の3重フーリエ変換から求められる。

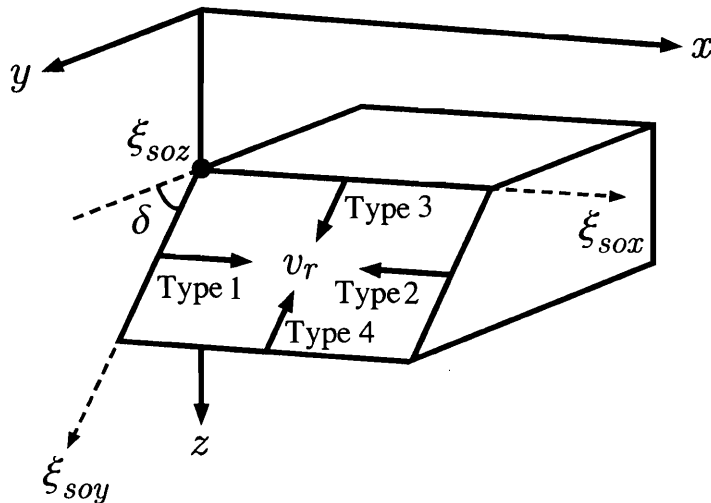


図4. 2-1 4つの一様すべりの矩形断層の定義

$$u_k(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint u_k(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i(\kappa_x x + \kappa_y y - \omega t)} d\kappa_x d\kappa_y d\omega
 \tag{4.2-1a}$$

したがって振動数領域における地震波動場変位  $u_k(\mathbf{x}, \omega)$  は、次式のように波数に関する2重フーリエ変換として与えられる。

$$u_k(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint u_k(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) e^{i[\kappa_x x + \kappa_y y]} d\kappa_x d\kappa_y \quad (4.2-1b)$$

ここに振動数-波数領域での上昇波に対しては、

$$\begin{aligned} u_x^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_x R_{P_{in}} S_{pm} e^{-i\nu(z-\xi_{soz})} + i(\kappa_y R_{S3_{in}} + \gamma R_{S2_{in}}) S_{sm} e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \\ u_y^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_y R_{P_{in}} S_{pm} e^{-i\nu(z-\xi_{soz})} - i(\gamma R_{S1_{in}} + \kappa_x R_{S3_{in}}) S_{sm} e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \\ u_z^{(in)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ -i\nu R_{P_{in}} S_{pm} e^{-i\nu(z-\xi_{soz})} + i(\kappa_x R_{S2_{in}} - \kappa_y R_{S1_{in}}) S_{sm} e^{-i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \end{aligned} \quad (4.2-2)$$

また振動数-波数領域での下降波に対しては、

$$\begin{aligned} u_x^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_x R_{P_{out}} S_{pm} e^{i\nu(z-\xi_{soz})} + i(\kappa_y R_{S3_{out}} - \gamma R_{S2_{out}}) S_{sm} e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \\ u_y^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\kappa_y R_{P_{out}} S_{pm} e^{i\nu(z-\xi_{soz})} + i(\gamma R_{S1_{out}} - \kappa_x R_{S3_{out}}) S_{sm} e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \\ u_z^{(out)}(\kappa_x, \kappa_y, z, \omega) &= M_o(\omega) \left[ i\nu R_{P_{out}} S_{pm} e^{i\nu(z-\xi_{soz})} + i(\kappa_x R_{S2_{out}} - \kappa_y R_{S1_{out}}) S_{sm} e^{i\gamma(z-\xi_{soz})} \right] \end{aligned} \quad (4.2-3)$$

ここに、

Type1 のすべりに対して：

$$\begin{aligned} S_{p1} &= \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i(\kappa_x - \frac{\omega}{v_r})L} - 1) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \nu \sin \delta)W} - 1)}{(\frac{\omega}{v_r} - \kappa_x) (\kappa_y \cos \delta - \nu \sin \delta)} \\ S_{s1} &= \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i(\kappa_x - \frac{\omega}{v_r})L} - 1) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \gamma \sin \delta)W} - 1)}{(\frac{\omega}{v_r} - \kappa_x) (\kappa_y \cos \delta - \gamma \sin \delta)} \end{aligned} \quad (4.2-4a)$$

Type2 のすべりに対して：

$$\begin{aligned} S_{p2} &= \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i\kappa_x L} - e^{\frac{i\omega L}{v_r}}) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \nu \sin \delta)W} - 1)}{(\frac{\omega}{v_r} + \kappa_x) (\nu \sin \delta - \kappa_y \cos \delta)} \\ S_{s2} &= \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i\kappa_x L} - e^{\frac{i\omega L}{v_r}}) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \gamma \sin \delta)W} - 1)}{(\frac{\omega}{v_r} + \kappa_x) (\gamma \sin \delta - \kappa_y \cos \delta)} \end{aligned} \quad (4.2-4b)$$

Type3のすべりに対して：

$$S_{p3} = \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i\kappa_x L} - 1) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \nu \sin \delta - \frac{\omega}{v_r})} - 1)}{\kappa_x (\nu \sin \delta - \kappa_y \cos \delta + \frac{\omega}{v_r})} \quad (4.2-4c)$$

$$S_{s3} = \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i\kappa_x L} - 1) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \gamma \sin \delta - \frac{\omega}{v_r})} - 1)}{\kappa_x (\gamma \sin \delta - \kappa_y \cos \delta + \frac{\omega}{v_r})}$$

Type4のすべりに対して：

$$S_{p4} = \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i\kappa_x L} - 1) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \nu \sin \delta)} W - e^{i\frac{\omega W}{v_r}})}{\kappa_x (\nu \sin \delta - \kappa_y \cos \delta - \frac{\omega}{v_r})} \quad (4.2-4d)$$

$$S_{s4} = \frac{1}{LW} \frac{(e^{-i\kappa_x L} - 1) (e^{-i(\kappa_y \cos \delta - \gamma \sin \delta)} W - e^{i\frac{\omega W}{v_r}})}{\kappa_x (\gamma \sin \delta - \kappa_y \cos \delta - \frac{\omega}{v_r})}$$

ここに、

$$M_o(\omega) = M_o F(\omega) \quad (4.2-5)$$

$$M_o = \mu L W D_o \quad (4.2-6)$$

$$F(\omega) = \begin{cases} \frac{e^{i\omega\tau} - 1}{\omega^2\tau} + \pi\delta(\omega) & \text{傾斜関数モデル} \\ \frac{1}{\omega^2\tau} \frac{(i\omega\tau - \omega^2\tau^2)}{(2 + \omega^2\tau^2)} + \pi\delta(\omega) & \text{指数関数モデル} \end{cases} \quad (4.2-7)$$

断層の大きさが無視できる場合には、 $L \rightarrow 0$ 、 $W \rightarrow 0$ 、 $v_r \rightarrow \infty$ の極限を考えると、 $S_{pm}$ 、 $S_{sm}$ は次式のようになる。

$$S_{pm} = S_{sm} = 1 \quad (4.3-13)$$

このことは、断層の大きさが無視できる場合の波動場は、点震源による波動場と一致していることを表わしていることがわかる。