

# 薄層要素に基づく離散ディスロケーション法 による断層近傍地震動のシミュレーション

竹宮 宏和<sup>1</sup>・合田 和哉<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 岡山大学教授 環境理工学部 環境デザイン工学科 (〒700-8530 岡山県岡山市津島中3)

<sup>2</sup>正会員 工博 東洋建設(株) 土木設計部 (元岡山大学自然科学研究科大学院生)

本研究では、運動学的断層破壊過程(ディスロケーション)において、破壊の進行性と各破壊点での震源関数を導入した断層地震動の発生・伝播シミュレーション手法を開発した。使用したグリーン関数は薄層要素法による定式化を経て、空間に関するフーリエ変換、時間に関するラプラス変換を用いた波数・時間領域の準解析解であり、破壊の遷移性に関する合積分は解析的に、進行性には離散化合積分から効率的に対処した。本手法の特徴は、地震の発生機構において、ハスケルモデルおよび応力降下(コストロフ)モデルを容易に適用できることである。数値解析例において、断層近傍地盤における地震波のシミュレーション精度の検討を行った。

**Key Words** : fault dislocation, 3-dimensional analysis, near source motions, multi-layered soil, thin layer approach, wave propagation, Laplace transform, discrete wave number method, example studies

## 1. はじめに

近年、甚大な被害をもたらした都市直下地震である1994年のノースリッジ地震<sup>1)</sup>、1995年の兵庫県南部地震<sup>2)</sup>は内陸活断層によって引き起こされたもので、その予測手法としての地震動のシミュレーション法の開発が都市の地震危険度評価の観点から強く望まれている。

地震動には地層構造が大きく影響することから、理論地震動の計算でそれを考慮できる多層地盤内の震源断層を扱った過去の研究を分類すると、応答解析で、(I)振動数領域解を得てその数値的逆フーリエ変換をするもの。(II)直接に時間領域で計算するものがある。空間内の波動伝播を離散化する場合、(1)差分、(2)有限要素法、(3)成層内の波動伝播マトリックス法、(4)薄層要素法、(5)波数展開法、(6)境界要素法がとられている。波数領域解析からの逆変換には、(a)直接に波数積分する方法と(b)離散波数法がある。対象とした震源過程(ディスロケーション)で(i)点震源(ダブルカップル)、(ii)Haskellモデル<sup>3)</sup>、(iii)Kostrovモデル<sup>4)</sup>がある。代表的な文献を挙げれば、Day<sup>5)</sup>[(II), (2), (i)], Apse<sup>6)</sup>[(I), (3. a), (i)], Olson Orcutt & Frazier<sup>7)</sup>[(II), (2), (i)], 佐藤・長谷川<sup>8)</sup>[(I), (2, 4, 5. b), (iii)], 東平<sup>9)</sup>[(II), (4, 5. b), (i)], Theoharis & Deodatis<sup>10)</sup>[(I), (3), (i, ii)], 片岡・大町<sup>11)</sup>[(I), (6), (i,

ii)], 原田・大角・黒川<sup>12)</sup>[(II), (3, 5)], etc. がある。

震源断層で重要なことは、破壊フロントの進行と各点のすべりの遷移性である。前者については、一般に対象域をサブ要素に分割して、各中心位置で点震源を仮定し、破壊時間差を考慮している。文献(10)ではHaskellモデルの解析解を誘導している。しかし釜江・入倉<sup>13)</sup>によるインバージョン解析からは、震源からのラジアル破壊進行が妥当であることを指摘されている。振動数領域解を時間領域へ逆フーリエ変換する場合、アライアジング問題が解析精度に係ってくる。兵庫県南部地震のように複数アスペリティの存在する場合、特にそれらに時間差が大きいため膨大なデータ処理となり、シミュレーション精度が落ちる。

つぎに、すべり時間関数において、単一のランプ関数を用いた場合、高振動数成分が波形に表現できない。そこで破壊力学からの知見を反映したKostrovモデル<sup>4)</sup>が注目されている。

本研究のシミュレーション手法は運動学的モデル<sup>14)</sup>をとっている。同手法は断層破壊によって生ずる微視的な力学場の理論の厳密性を欠くが、周辺地盤の変形状態を巨視的に表現できる。そして本解析には、次の項目に特に留意した。

1) サイトの地層の速度構造を考慮でき、震源域は異なる

地層にまたがって存在することができる。

- 2) 断層破壊は面として起こる。それに伴う地震波の3次元伝播を評価する。
- 3) 断層破壊は、時間的、空間的に起こる事象であるが、断層内にはアスペリティ、バリア分布があり、それらに対しての因果性を考慮できる。
- 4) 震源断層面の破壊進行には、ユニラテラル、バイラテラル、ラジアル方向の表現がとれ、面上のすべりの時間変化を規定する震源関数には一様すべりの Haskell モデルと応力降下に伴う Kostrov モデルがとれる。

以上のことより、著者らは本研究で、半無限多層地盤の時間領域グリーン関数を薄層要素法<sup>15)</sup>から計算し、ディスクロケーション理論の定式化において、発地震波動の伝播をせん断滑り(その等価力<sup>16),17)</sup>の時間の遷移性、空間の進行性と2重積分として表した。その際、前者に対してはラプラス変換を用いて波数-時間領域の解析解を誘導し、後者に対しては空間座標におけるフーリエ変換から離散化積分法によって空間解を求めた。従って本手法は複数のアスペリティによる断続的な断層破壊に容易に対応できる。

数値解析例として、本手法による断層地震動の3次元解の精度の検証のため、層状地盤と Kostrov 震源関数に注目した2ケースを行い、既往解<sup>18),19)</sup>と比較した。実震源断層への適用例は別論文<sup>20),21)</sup>において示す。

## 2. ディスクロケーション理論

### (1) 波動場の解法

地中内の断層破壊によって発生する地震波の伝播を解明するのに、3次元粘弾性体の動的支配式である Navier 式を積分変換法から解く。そのため変位ベクトル  $\mathbf{u}$  に対して、時間  $t$  に関するラプラス変換および水平面座標  $x, y$  に関するフーリエ変換対を次式で定義する。

$$\tilde{\mathbf{u}}(\xi_x, \xi_y, z, p) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \mathbf{u}(x, y, z, t) \cdot e^{-pt} e^{i\xi_x x} e^{i\xi_y y} dt dx dy \quad (1)$$

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{u}}(\xi_x, \xi_y, z, p) \cdot e^{pt} e^{-i\xi_x x} e^{-i\xi_y y} dp d\xi_x d\xi_y \quad (2)$$

ここに、 $\tilde{\mathbf{u}}$  は波数領域量、 $\mathbf{u}$  はラプラス領域量であることを表し、 $p$  はラプラスパラメータ、 $\xi_x$  と  $\xi_y$  はそれぞれ  $x$  方向、 $y$  方向の波数成分を表し、水平面内での波動伝播方向の波数は、 $\xi = \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}$  となる。

ところで、断層面の破壊は、滑り始めから終わりまでである時間変化を示すと同時に、破壊フロントが進行する。この震源関数と進行性を解析に取り入れるため、本研究では効率的な計算法を提案する。いま、破壊進行を  $x$  軸方向とし、破壊フロント  $X(t)$  における等価力を  $f_k(X(t))$  と、対象地盤の原点対するグリーン関数を  $g_{ik}(x, y, z, t)$  で定義する。地盤応答は、したがって震源関数と進行性のそれぞれに関する時間の2重積分で与えられる。

$$u_{ik}(x, y, z, t) = \int_0^t \int_0^t g_{ik}(x - X(\epsilon), y, z, \epsilon) f_k(X(\epsilon), \tau) d\tau d\epsilon \quad (3)$$

ここに添字  $i, k$  は  $k$  方向対荷による  $i$  方向変位を指す。しかし、時間パラメータ  $\epsilon$  と  $\tau$  には一位性があり、それらを同一時間軸にとることができ、その結果

$$u_{ik}(x, y, z, t) = \int_0^t g_{ik}(x - X(t - \tau), y, z, t - \tau) f_k(X(\tau), \tau) d\tau \quad (4)$$

ここで、グリーン関数  $g_{ik}(x, y, t)$  は波数領域解  $\tilde{g}(\xi_x, \xi_y, z, t)$  が最初に求められるので(第3節参照)、下式(5)の破壊フロント  $X(t)$  の移動に関する合積分を  $\xi_x$  波数領域で遂行することができる。つまり

$$u_{ik}(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^t g_{ik}(\xi_x, \xi_y, z, t - \tau) f_k(X(\tau), \tau) e^{i\xi_x X(\tau)} e^{-i\xi_x x} e^{-i\xi_y y} d\tau d\xi_x d\xi_y \quad (5)$$

以下、時間  $\tau$  に関する合積分は仮定した震源関数に対してラプラス変換を通して解析解を求めていく。一方、破壊の進行性に関しては離散的に考慮する。

### (2) 断層面上の等価力

断層面上の位置  $\zeta$ 、時刻  $\tau$  における変位の不連続ベクトル  $\mathbf{u}(\zeta, \tau) = \mathbf{u}^+(\zeta, \tau) - \mathbf{u}^-(\zeta, \tau)$  (境界面は上盤、下盤の2面あるためそれぞれに添字  $\pm$  で表す。そしてそれぞれの法線を  $\mathbf{n}^{\pm}$  を付して表す)をすべり方向の単位ベクトル  $\mathbf{v}$  と、スカラー量である相対変位量  $\Delta_s(\zeta, \tau)$  との積として表す。断層面の法線ベクトル  $\mathbf{n}$  とすべり方向の単位ベクトル  $\mathbf{v}$  は直交するので、断層面  $\Gamma$  上の位置  $\eta$  での等価力は次式のダブルカップルで表される<sup>16), 17)</sup>。

$$f_k(\eta, \tau) = -\mu \iint_{\Gamma} \frac{\partial}{\partial \eta_l} \delta(\eta - \zeta) \left\{ \mathbf{n}_k^- \cdot \mathbf{v}_l + \mathbf{n}_l^- \cdot \mathbf{v}_k \right\} \Delta_s(\zeta, \tau) d\Gamma(\zeta) \quad (6)$$

ここに下添字  $k, l$  は座標方向を示す。

いま断層面を傾斜角(ディップ角)  $\gamma$  とくい違いの方向(レイク角)  $\phi$  を与え、せん断くい違い量を下盤に対す

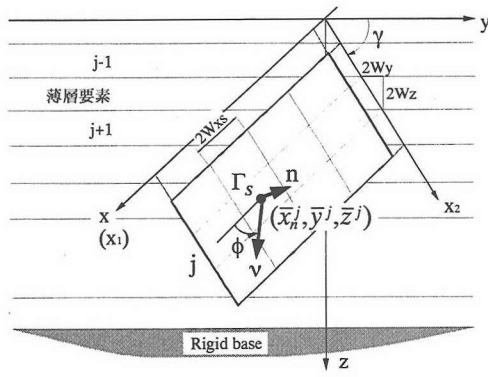


図-1 断層モデル

る上盤の動きで定義すると、断層面下方境界に対するベクトル  $\mathbf{n}$  および  $\mathbf{v}$  は、

$$\mathbf{n} = (0, \sin \gamma, -\cos \gamma) \quad (7)$$

$$\mathbf{v} = (\cos \phi, \sin \phi \cos \gamma, \sin \phi \sin \gamma) \quad (8)$$

断層面内での複雑なせん断破壊過程を表現するために図-1のように断層面を複数のサブ断層に分割して離散的に考える。その際、各サブ断層面  $\Gamma_s$  内では相対変位量を一定と仮定すれば、同断面上での等価力は式(6)より

$$\tilde{f}_{zs} = \mu^s \int_{\Gamma_s} \cos \phi \begin{bmatrix} i \xi_x \sin \gamma \delta(z - x_2 \sin \gamma) \\ + \cos \gamma \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - x_2 \sin \gamma) \end{bmatrix} \Delta_s(t) \quad (9.a)$$

$$\cdot e^{i \xi_x x_1} e^{i \xi_y x_2 \cos \gamma} dx_1 dx_2$$

$$\tilde{f}_{ys} = \mu^s \int_{\Gamma_s} \begin{bmatrix} i \{ \xi_x \cos \phi \sin \gamma + \xi_y \sin \phi \sin \gamma \} \\ \delta(z - x_2 \sin \gamma) \\ + \sin \phi \cos 2\gamma \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - x_2 \sin \gamma) \end{bmatrix} \Delta_s(t) \quad (9.b)$$

$$\cdot e^{i \xi_x x_1} e^{i \xi_y x_2 \cos \gamma} dx_1 dx_2$$

$$\tilde{f}_{xs} = \mu^s \int_{\Gamma_s} \begin{bmatrix} i \{ \xi_x \cos \phi \cos \gamma + \xi_y \sin \phi \cos \gamma \} \\ \delta(z - x_2 \sin \gamma) \\ + \sin \phi \cos 2\gamma \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - x_2 \sin \gamma) \end{bmatrix} \Delta_s(t) \quad (9.c)$$

$$\cdot e^{i \xi_x x_1} e^{i \xi_y x_2 \cos \gamma} dx_1 dx_2$$

ただし、 $x_1$  は  $x$  軸、 $x_2$  は  $y-z$  平面での断層面に沿った座標軸である。

### (3) 破壊進行と震源関数

震源からの断層破壊は、図-1の  $x-x_2$  面上でレイク角に従って進行する。ここでは断層面をセグメント分割して定式化するので、いま破壊フロントが  $z$  方向で  $j$  層

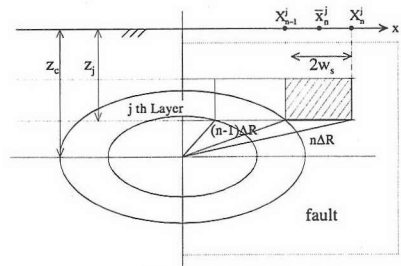


図-2 断層の破壊進行の離散化 (断層面  $x-x_2$  の  $xz$  面への投影)

内にあるとする。一方、 $x$  軸方向には、第  $j$  層での初期破壊の発生位置を  $x_0^j$ 、破壊の進行速度を  $c_x^j(k\Delta t)$  とし、時間刻み  $\Delta t$  とすれば、第  $n$  番目のステップ ( $n\Delta t \leq t \leq (n+1)\Delta t$ ) で、破壊進行フロントの  $x$  座標は

$$X_n^j = x_0^j + \sum_{k=1}^n c_x^j(k\Delta t)\Delta t \quad (10)$$

これにより破壊進行をサブ層の  $x$  方向幅  $2W_x^j$  とその中心の  $x$  座標  $\bar{x}_n^j$  で表すことができる。つまり

$$W_{xn}^j = (X_n^j - X_{n-1}^j)/2 \quad (11)$$

$$\bar{x}_n^j = \bar{x}_{n-1}^j + (W_{x(n-1)}^j + W_{xn}^j) = \bar{x}_s \quad (12)$$

以下、 $j$  層内の  $n$  番目で  $s$  断層セグメントを定義すると、式(12)はその中心点の  $x$  座標となる。そして断層破壊は  $\bar{x}_s$  が断層の端に到達するまで進行する。

具体的に説明すると、図-2を参照して、横ずれ断層破壊に対する Haskell モデルの場合、深さ方向に沿っての各サブ層内において、震源位置から水平方向に幅  $W_x = C_r \Delta t$  で断層面の端まで順次進む。従って水平方向の分割は断層幅を  $L$  とすれば  $L/W_x$  となる。一方ラジアル方向破壊の場合、破壊フロントは時間刻み  $\Delta t$  に対して距離  $\Delta R = C_r \Delta t$  だけ進む。したがって時間  $t = n\Delta t$  での水平方向への進行は、 $j$  層内では  $\bar{x}_n^j = \sqrt{(n\Delta R)^2 - \bar{z}_j^2}$ 、ただし  $z_j$  は震源(深さ  $z_c$ ) から  $j$  層下面(深さ  $z_j$ ) までの鉛直距離に対応した断層面上の距離で、 $\bar{z}_j = |z_c - z_j| \sec \gamma$

( $\gamma$  はディップ角)である。破壊進行は  $n\Delta R$  が断層面の端に到達するまで続く。

つぎに震源関数  $\Delta_s(t)$  の離散化表現を行い、複雑な時間関数に近似的に対応できるように図-3に示すランプ関数  $D_{sn}(t)$  の重ね合わせをとる。よって時刻  $t = N\Delta t$  のとき、 $j$  層内の  $n$  番目ステップで定義される断層セグメントの震源関数は

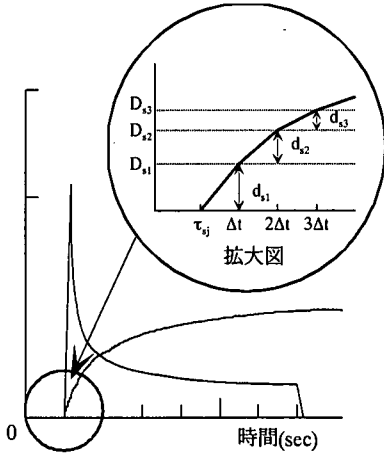


図-3 震源関数の線形近似

$$\Delta_s(t = N\Delta t) = \sum_{n=1}^N D_{sn}(t - \tau_{sj} - (n-1)\Delta t) \quad (13)$$

ここに、 $\tau_{sj}$  は破壊フロントの通過時間を表し、各時間刻み  $\Delta t$  ごとの断層滑り時間としている。 $\tau_{sj}$  は破壊形式、レイク角によって決定される。ランプ関数  $D_{sn}(t)$  は、最終相対変位量  $d_{sn}$  によって

$$D_{sn}(t) = \begin{cases} 0 & , t \leq 0 \\ d_{sn} \cdot t / \Delta t & , 0 \leq t \leq \Delta t \\ d_{sn} & , \Delta t \leq t \end{cases} \quad (14)$$

これにラプラス変換を行えば、

$$\bar{D}_{sn}(p) = \begin{cases} \frac{d_{sn}}{p^2 \Delta t} & ; \text{Re}(p) \geq 0, 0 \leq t \leq \Delta t \\ \frac{d_{sn}}{p^2 \Delta t} (1 - e^{-p\Delta t}) & ; \text{Re}(p) \geq 0, \Delta t \leq t \end{cases} \quad (15)$$

なお、震源関数をすべり率で与える場合は、式(14)は

$$\dot{D}_{sn}(t) = d(D_{sn}(t)) / dt \quad (16.a)$$

式(15)は

$$\bar{D}_{sn}(p) = p \bar{D}_{sn}(p) \quad (16.b)$$

### 3. 薄層要素法による層状地盤解析

#### (1) ラプラス・波数領域解

3次元弾性体の波動方程式は、断層の破壊進行を擬似的に考えているので

$$\mu u_{i,jj} + (\lambda + \mu) \mu_{,ji} + f \ddot{u}_i = f_i \quad (17)$$

と表される。ここに、 $u_i$  は変位ベクトル、 $f_i$  は等価力を表すベクトル、 $\rho$  は単位体積重量、 $\lambda, \mu$  はラメ一定数で、媒体に内部減衰を考慮する場合は、 $\lambda' = \lambda(1+i/Q)$ 、 $\mu' = \mu(1+i/Q)$  として  $Q$  値を導入する。 $\ddot{u}_i$  は変位の時間に関する2階微分である。添字  $i, j$  は直交座標系の  $x, y, z$  方向成分を表す。上式(17)に式(1)の変換を施す。3次元波動を波動伝播方向に関する面内波 (P波とS V波から成る) および面外波 (SH波から成る) として独立に扱うために、 $x, y$  方向に関して次の座標変換を施す。

$$\begin{Bmatrix} \tilde{\tilde{u}}_1 \\ \tilde{\tilde{u}}_2 \\ \tilde{\tilde{u}}_3 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\xi_x / \xi & -i\xi_y / \xi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ i\xi_x / \xi & -i\xi_y / \xi & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{\tilde{u}}_x \\ \tilde{\tilde{u}}_y \\ \tilde{\tilde{u}}_z \end{Bmatrix} = C \begin{Bmatrix} \tilde{\tilde{u}}_x \\ \tilde{\tilde{u}}_y \\ \tilde{\tilde{u}}_z \end{Bmatrix} \quad (18)$$

ここに、添字 1, 2, 3 は座標変換後の座標成分を表す。物体カベクトル  $f_i$  についても同様である。このときラプラス-波数領域での波動方程式が次のように導かれる。

面内波に対して、

$$\mu \frac{d^2 \tilde{\tilde{u}}_1}{d^2 z} - (\lambda + 2\mu) k_\alpha^2 \tilde{\tilde{u}}_1 - (\lambda + \mu) \xi \frac{d \tilde{\tilde{u}}_2}{dz} = -\tilde{f}_1 \quad (19.a)$$

$$(\lambda + \mu) \xi \frac{d \tilde{\tilde{u}}_1}{dz} + (\lambda + 2\mu) \frac{d^2 \tilde{\tilde{u}}_2}{d^2 z} - \mu k_\beta^2 \tilde{\tilde{u}}_2 = -\tilde{f}_2 \quad (19.b)$$

面外波に対して、

$$\mu \frac{d^2 \tilde{\tilde{u}}_3}{d^2 z} - \mu k_\beta^2 \tilde{\tilde{u}}_3 = -\tilde{f}_3 \quad (20)$$

ここに、 $V_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ 、 $V_s = \sqrt{\mu/\rho}$  であり、 $V_p, V_s$  はそれぞれP波速度、S波速度、 $k_\alpha = \sqrt{\xi^2 + (p/V_p)^2}$ 、 $k_\beta = \sqrt{\xi^2 + (p/V_s)^2}$  はP, S波の波数を定義している。

上式(19.a), (19.b), (20)は、円筒座標系に対する支配方程式と同じ微分方程式となっていることが分かる。よって、任意の波数  $\xi_x, \xi_y$  に対するラプラス・波数領域での変位解は、円筒座標系での変位解に式(17)の逆座標変換を行うことによって得られる。

ラプラス・波数領域に変換された波動方程式を、線形内挿関数を用いた薄層要素法<sup>15)</sup>により深さ方向に離散化する。ここでは変位の層内変化を線形とした。作用力  $f_i$  の層内分布も同様な内挿関数で節点力化した。その結果

面内波に対して、

$$\left\{ \xi^2 \mathbf{A}^{sv-p} + \xi \cdot \mathbf{B}^{sv-p} + \mathbf{C}^{sv-p} + p^2 \mathbf{M}^{sv-p} \right\} \tilde{\tilde{\mathbf{U}}}^{sv-p} = \tilde{\tilde{\mathbf{F}}}^{sv-p} \quad (21.a)$$

面外波に対して、

$$\left\{ \xi^2 \mathbf{A}^{sh} + \mathbf{C}^{sh} + p^2 \mathbf{M}^{sh} \right\} \tilde{\tilde{\mathbf{U}}}^{sh} = \tilde{\tilde{\mathbf{F}}}^{sh} \quad (21.b)$$

ここに、 $\xi$  は波動伝播方向の波数、 $p$  はラプラスパラメータ、 $\tilde{\mathbf{u}}$  は層境界での節点変位、 $\tilde{\mathbf{F}}$  は節点外力を表す。節点力は断層面上のダブルカップルを表す式(6)を  $y$ - $z$  平面内で薄層要素の離散化に従い、それぞれの層内で  $x$  方向への破壊進行過程に応じて分割して得られる。また、肩添字  $sv-p$  は面内波動場を、 $sh$  は面外波動場を示す。なお、薄層要素のマトリックス  $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{M}$  の成分については付録に示す。節点外力項は、元の座標系で直接に求め、式(19)の変換を介して面内、面外のそれぞれの波動場に対して得られる。

ところで地盤のモデル化において剛基盤仮定をしているので、ラプラスパラメータに関する固有値解析を行い、固有値および固有モードベクトルを用いたフレキシビリティ・マトリックスを定義する。式(21. a), (21. b) はラプラスパラメータに関する次のような一般化固有値問題となる。

$$\left\{ \hat{\mathbf{A}}^{sv-p} + (p^2) \mathbf{M}^{sv-p} \right\} \phi_m^{sv-p} = 0 \quad (22)$$

ここに  $\hat{\mathbf{A}}^{sv-p} = (\xi^2 \hat{\mathbf{A}}^{sv-p} + \xi \mathbf{B}^{sv-p} + \mathbf{C}^{sv-p})$  あるいは  $\hat{\mathbf{A}}^{sh} = \xi^2 \mathbf{A}^{sh} + \mathbf{C}^{sh}$  である。この固有値は、面内波に対しては一般化されたレーリ波を、面外波に対しては一般化されたラブ波に関したものである。いま対象多層系地盤を  $n$  層に分割すれば、それぞれ  $2n$  個および  $n$  個の固有値  $\Lambda$ 、固有ベクトル  $\Phi$  が得られる。これらの特性として、

$$\hat{\mathbf{A}}^{sv-p} \Phi^{sv-p} = \mathbf{M}^{sv-p} \Phi^{sv-p} \Lambda^{sv-p} \quad (23. a)$$

$$\hat{\mathbf{A}}^{sh} \Phi^{sh} = \mathbf{M}^{sh} \Phi^{sh} \Lambda^{sh} \quad (23. b)$$

$$\text{ここに } \Phi^{sv-p} = [\phi_1^{sv-p} \phi_2^{sv-p} \dots \phi_{2n}^{sv-p}]$$

$$\Phi^{sh} = [\phi_1^{sh} \phi_2^{sh} \dots \phi_n^{sh}]$$

そして  $\mathbf{M}$  に関する正規直交性

$$\phi_i^T \mathbf{M} \phi_j = \delta_{ij} \quad (24)$$

を導入すれば、

$$(\Phi^{sv-p})^T \hat{\mathbf{A}}^{sv-p} \Phi^{sv-p} = \Lambda^{sv-p} \quad (25. a)$$

$$(\Phi^{sh})^T \hat{\mathbf{A}}^{sh} \Phi^{sh} = \Lambda^{sh} \quad (25. b)$$

$$\Lambda^{sv-p} = \text{diag}[-(p_i^{sv-p})^2], (i=1, 2, \dots, 2n) \text{ (薄層要素数)} \quad (26. a)$$

$$\Lambda^{sh} = \text{diag}[-(p_i^{sh})^2], (i=1, 2, \dots, n) \text{ (薄層要素数)} \quad (26. b)$$

したがって、変位-節点力関係がつぎのように表せる。

$$\begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{u}}_1 \\ \tilde{\mathbf{u}}_2 \\ \tilde{\mathbf{u}}_3 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_1 \Omega^{sv-p} \Phi_1^T & \Phi_1 \Omega^{sv-p} \Phi_2^T \\ \Phi_2 \Omega^{sv-p} \Phi_1^T & \Phi_2 \Omega^{sv-p} \Phi_2^T \\ \Phi_3 \Omega^{sh} \Phi_3^T \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{F}}_1 \\ \tilde{\mathbf{F}}_2 \\ \tilde{\mathbf{F}}_3 \end{Bmatrix}$$

$$= [\Phi \Omega \Phi] \begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{F}}_1 \\ \tilde{\mathbf{F}}_2 \\ \tilde{\mathbf{F}}_3 \end{Bmatrix} \quad (27)$$

ここに、

$$\Omega^{sv-p} = \text{diag} \left( \frac{1}{p^2 + (p_j^{sv-p})^2} \right), \quad \Omega^{sh} = \text{diag} \left( \frac{1}{p^2 + (p_j^{sh})^2} \right) \\ (j=1, 2, \dots, 2n \text{ (薄層要素)}) \quad (j=1, 2, \dots, n \text{ (薄層数)}) \quad (28. a), (28. b)$$

3次元直交座標系での支配方程式は、式(20)に式(17)の座標変換を行うことによって、

$$\begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{u}}_x \\ \tilde{\mathbf{u}}_y \\ \tilde{\mathbf{u}}_z \end{Bmatrix} = \mathbf{C}^{-1} \cdot [\Phi \Omega \Phi] \cdot \mathbf{C} \begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{F}}_x \\ \tilde{\mathbf{F}}_y \\ \tilde{\mathbf{F}}_z \end{Bmatrix} \quad (29)$$

外力項の薄層要素に伴う離散化後の表現を付録に示した。

## (2) 時間・空間領域解

断層破壊進行の離散化、地盤の薄層要素化に従って式(5)は時間  $t_N = N\Delta t$  に対して

$$u_{ik}^s(x, y, z, N\Delta t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^N \quad (30)$$

$$\tilde{G}_{ik}^{sn}(\xi_x, \xi_y, z, N\Delta t) e^{-i\xi_x y} e^{i\xi_y x} e^{i\xi_x z} d\xi_y d\xi_x,$$

$$\tilde{G}_{ik}^{sn}(\xi_x, \xi_y, z, N\Delta t) = \int_0^{\Delta t} \tilde{g}_{ik}^{sn}(\xi_x, \xi_y, z, N\Delta t - \tau_n) f_k(\xi_x, \xi_y) D_{sn}(\tau_n) d\tau \quad (31)$$

ただし  $\tau_n = \tau - \tau_{sj} - (n-1)\Delta t$

上式(31)の計算は式(28)中のラプラス・パラメータに関する項に対してなされるもので、震源関数の第  $n$  ステップに対する第  $j$  次の固有モードの貢献は

$$\bar{E}_n^{sv-p} = \Omega^{sv-p} \bar{D}_n = \begin{cases} \text{diag} \left( \frac{d_n}{p^2(p^2 + (p_j^{sv-p})^2) \cdot \Delta t} \right), 0 \leq t_n \leq \Delta t \\ \text{diag} \left( \frac{d_n(1 - e^{-\Delta t p})}{p^2(p^2 + (p_j^{sv-p})^2) \cdot \Delta t} \right), \Delta t \leq t_n \end{cases} \quad (Re(p) \geq 0) \quad (32)$$

このラプラス逆変換解はラプラス複素平面上での極の留数値に対する解析解として得られる。その結果、

$$E_n^{sv-p} = \begin{cases} \text{diag} \left( \left( \frac{d_n}{\Delta t} \right) \left[ -\frac{\sin(p_j^{sv-p} \cdot t_n)}{(p_j^{sv-p})^3} + \frac{t_n}{(p_j^{sv-p})^2} \right] \right), 0 \leq t_n \leq \Delta t \\ \text{diag} \left( \left( \frac{d_n}{\Delta t} \right) \left[ \frac{\{\sin(p_j^{sv-p} \cdot t_n) - \sin(p_j^{sv-p} \cdot (t_n - \Delta t))\}}{(p_j^{sv-p})^3} \right] \right) \\ \left[ + \frac{\Delta t}{(p_j^{sv-p})^2} \right], \Delta t \leq t_n \end{cases} \quad (33)$$

つぎに y 方向の波数積分には離散化波数法<sup>22)</sup>を適用する。波数  $\xi_y$  の離散化量  $\xi_{y,k}$  を基本長を  $L$  として

$$\xi_{y,k} = 2\pi k / L \quad (k = 0, 1, 2, \dots, K) \quad (34)$$

と与えれば、サブ断層  $s$  の等価力に対する断層面からの放出波による遷移応答は、式(32)において

$$\tilde{u}_i^s(\xi_x, y, z, N\Delta t) = \mu^s \sum_{k=0}^K \sum_{n=1}^N \left[ \sum_{j=1}^3 S_{ij} \cdot \Theta_{ij}^s \right] \Delta \xi_y \quad (35)$$

$$\text{ここに,} \quad \Delta \xi_y = 2\pi / L \quad (36)$$

ここで基本長  $L$  のとり方で、 $L/2$  の境界からの影響が解析時間  $t$  内に現れないようにする。そのため、初期载荷位置から観測点までの  $x$  軸方向に沿った距離を  $L_x$  として、境界からの P 波の反射および移動载荷点の位置を考慮して、 $L > L_{x_p} + tV_p$  かつ  $L > L_{x_r} + tV_r$  を満足させる。ただし、 $V_p$  は P 波速度、 $V_r$  は断層の破壊進行速度である。式(35)は、式(33)の  $\tau$  に関する合積分を既に行った後の表現である。さらに  $\xi_x$  の離散化波数を

$$\xi_{x,l} = 2\pi l / L \quad (l = 0, 1, 2, \dots, K) \quad (37)$$

として式(35)において断層からの放出波の  $\xi_x$  に関する波数積分に離散化の表現をとれば

$$u_i(m\Delta L, y, z, N\Delta t) = \frac{1}{m\Delta L} \sum_{l=0}^K \left[ \sum_{s=1}^{\text{要素数}} \tilde{u}_i^s(\xi_{x,l}, y, z, N\Delta t) \right] \exp(-i\xi_{x,l} m\Delta L) \quad (38)$$

この離散フーリエ変換には、高速フーリエ変換アルゴリズムを使用する。なお、上式(35)の  $S_{ij}$  は式(31)のグリーン関数と式(33)の時間に関する関数からなるマトリックスであり、以下のように表される。

$$S_{xx} = (\xi_x / \xi)^2 \Phi_1 E^{sv-p} \Phi_1^T + (\xi_{y,l} / \xi)^2 \Phi_3 E^{sh} \Phi_3^T \quad (39. a)$$

$$S_{xy} = (\xi_x / \xi^2) (\Phi_1 E^{sv-p} \Phi_1^T - \Phi_3 E^{sh} \Phi_3^T) \quad (39. b)$$

$$S_{xz} = i(\xi_x / \xi) \Phi E^{sv-p} \Phi_2^T \quad (39. c)$$

$$S_{yx} = (\xi_x \xi_{y,l} / \xi^2) (\Phi_1 E^{sv-p} \Phi_1^T - \Phi_3 E^{sh} \Phi_3^T) \quad (39. d)$$

$$S_{yy} = (\xi_{y,l} / \xi)^2 \Phi_1 E^{sv-p} \Phi_1^T + (\xi_x / \xi)^2 \Phi_3 E^{sh} \Phi_3^T \quad (39. e)$$

$$S_{yz} = (i / \xi) \Phi_1 E^{sv-p} \Phi_2^T \quad (39. f)$$

$$S_{zx} = -i(\xi_x / \xi) \Phi_2 E^{sv-p} \Phi_1^T \quad (39. g)$$

$$S_{zy} = -(i / \xi) \Phi_2 E^{sv-p} \Phi_1^T \quad (39. h)$$

$$S_{zz} = \Phi_2 E^{sv-p} \Phi_2^T \quad (39. i)$$

また、 $\Theta_{ij}$  は付録に記述した等価節点力の和として得られる全体系での等価節点力ベクトルより成り、第  $j$  層サブ断層  $s$  に対するそれぞれの成分は

$$\Theta_{xx}^{j,s} = \pm \frac{2 \cos \phi}{\pi W_z^j} \cdot SE \cdot \left[ \begin{array}{l} CY \left\{ \frac{SW}{\xi_{y,k}} (\tan^2 \gamma + 1) - CW \cdot \tan \gamma \cdot W_z^j \right\} \\ \mp SY \cdot SW \cdot \tan \gamma \cdot W_z^j \end{array} \right] \quad (40. a)$$

$$\Theta_{yx}^{j,s} = \pm i \frac{2 \cos \phi}{\pi W_z^j} \cdot SE \cdot \left[ \begin{array}{l} SY \left\{ \frac{SW}{\xi_{y,k}} (\tan^2 \gamma + 1) - CW \cdot \tan \gamma \cdot W_z^j \right\} \\ \pm CY \cdot SW \cdot \tan \gamma \cdot W_z^j \end{array} \right] \quad (40. b)$$

$$\Theta_{xy}^{j,s} = \pm \frac{2SE}{\pi W_z^j \cos \gamma} \cdot \left[ \begin{array}{l} SY \left\{ SW(-\xi_x \cos \phi \cdot \sin \gamma \cdot W_z^j \pm i \sin \phi \cdot (\sin 2\gamma \cdot \tan \gamma)) \right. \\ \left. + \cos 2\gamma \right\} \mp iCW \cdot \xi_{y,l} \cdot \sin \phi \cdot \sin 2\gamma \cdot W_z^j \\ \left. + CY \cdot \left\{ \frac{SW}{\xi_{y,l}} (\pm \xi_x \cos \phi \cdot \sin \gamma \cdot \tan \gamma) \right. \right. \\ \left. \left. + i\xi_{y,l}^2 \sin \phi \cdot \sin 2\gamma \cdot W_z^j \right\} \right. \\ \left. \mp CW \cdot \xi_x \cos \phi \cdot \sin \gamma \cdot W_z^j \right] \quad (40. c)$$

$$\Theta_{yy}^{j,s} = i \frac{2SE}{\pi W_z^j \cos \gamma} \cdot \left\{ -CY \left[ \frac{SW}{\xi_{yk}} (-\xi_x \cos \phi \cdot \sin \gamma \cdot W_z^j \pm i \sin \phi \cdot (\sin 2\gamma \cdot \tan \gamma) + \cos 2\gamma) \mp i CW \cdot \xi_{yk} \cdot \sin \phi \cdot \sin 2\gamma \cdot W_z^j \right] + \frac{SY}{\xi_{yk}} \cdot \left[ \frac{SW}{\xi_{yk}} (\pm \xi_x \cos \phi \cdot \sin \gamma \cdot \tan \gamma) + i \xi_{yk}^2 \sin \phi \cdot \sin 2\gamma \cdot W_z^j \right] \mp CW \cdot \xi_x \cos \phi \cdot \sin \gamma \cdot W_z^j \right\} \quad (40. d)$$

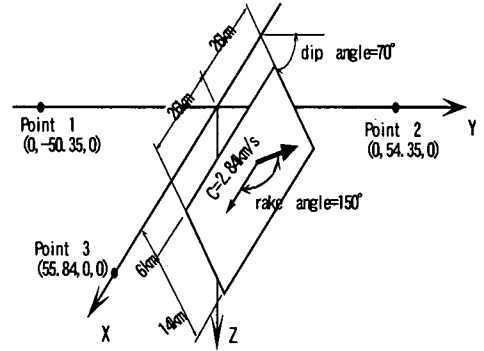


図-4 断層と応答評価点 (Deodatis and Theoharis<sup>18)</sup>)  
(本研究の総サブ層分割数813)

$$\Theta_{xz}^{j,s} = i \frac{2SE}{\pi W_z^j \cos \gamma} \cdot \left\{ CY \left[ \frac{SW}{\xi_{yk}} (-\xi_x \cos \phi \cdot \cos \gamma \cdot W_z^j \pm i \sin \phi \cdot (\cos 2\gamma \cdot \tan \gamma) - \sin 2\gamma) \mp i CW \cdot \sin \phi \cdot \cos 2\gamma \cdot W_z^j \right] - \frac{SY}{\xi_{yk}} \left[ \frac{SW}{\xi_{yk}} (\mp \xi_x \cos \phi \cdot \cos \gamma \cdot \tan \gamma + i \xi_{yk}^2 \sin \phi \cdot \cos 2\gamma \cdot W_z^j) \right] \mp CW \cdot \xi_x \cos \phi \cdot \cos \gamma \cdot W_z^j \right\} \quad (40. e)$$

表-1 Deodatis and Theoharis<sup>18)</sup>の断層モデル

パラメータ	表層	半無限下層
層厚	1000 m	$\infty$
P-波速度	2000 m/s	6150 m/s
S-波速度	1300 m/s	3550 m/s
密度	2.0 t/m <sup>3</sup>	2.8 t/m <sup>3</sup>
減衰のQ値	100	400

$$\Theta_{yz}^{j,s} = \frac{2SE}{\pi W_z^j \cos \gamma} \cdot \left\{ SY \left[ \frac{SW}{\xi_{yk}} (-\xi_x \cos \phi \cdot \cos \gamma \cdot W_z^j \pm i \sin \phi \cdot (\cos 2\gamma \cdot \tan \gamma) - \sin 2\gamma) \mp i CW \cdot \sin \phi \cdot \cos 2\gamma \cdot W_z^j \right] + CY \cdot \left[ \frac{SW}{\xi_{yk}} (\mp \xi_x \cos \phi \cdot \cos \gamma \cdot \tan \gamma + i \xi_{yk}^2 \sin \phi \cdot \cos 2\gamma \cdot W_z^j) \right] \mp CW \cdot \xi_x \cos \phi \cdot \cos \gamma \cdot W_z^j \right\} \quad (40. f)$$

$$\Theta_{zx}^{j,s} = \Theta_{xx}^{j,s}, \quad \Theta_{yx}^{j,s} = \Theta_{xy}^{j,s}, \quad \Theta_{zz}^{j,s} = \Theta_{xz}^{j,s} \quad (40. g)$$

ここに,  $SE = \frac{\sin(\xi_x W_{xz}^j)}{\xi_x} e^{i\xi_x \bar{y}^j}$ ,  $SW = \sin(\xi_{yl} W_y^j)$

$$CW = \cos(\xi_{yl} W_y^j) \quad SY = \sin(\xi_{yl} (\bar{y}^j - y)),$$

$$CY = \cos(\xi_{yl} (\bar{y}^j - y))$$

ただし符号 $\pm, \mp$ は付録の等価節点力 $F^j, F^{j+1}$ の定義に従う。 $\bar{y}^j$ はサブ断層の中心位置のy座標を,  $W_y^j, W_z^j$ はそれぞれサブ断層のy方向, z方向の半幅を示す。

#### 4. 数値解析例

##### (1) 本解析手法の検証例1

本解析手法の検証として, Deodatis and Theoharis<sup>18)</sup>によるハスケルモデルを用いた2層地盤での解と比較を

行う。解析モデルは表-1に示すパラメータの2層地盤である。図-4は断層モデルと地表面上の観測点の位置を示したものであり, 震源断層は半無限地盤内にあり, 破壊はxの正の方向にレイク角150°で進行するとする。地震パラメータとして, 地震モーメントは $2 \times 10^{20}$  Nm, ランプ関数の立ち上がり時間は3.0sである。解析パラメータは, 最大振動数0.3Hz, 最大波数0.0009rad/mである。一方, 本解では半無限地盤を近似するために基盤までの深さを405km, 最大振動数1.5Hzまでを考慮できるように上層を0.2km, 下層を0.5kmのサブ層に分割しており, 総サブ層分割数は813となる。最大波数は0.001rad/m, 基本長は $L=898.4$ km, 解析の時間刻みは $\Delta t=0.3$  secとした。離散波数法でのFFT計算には1024点をとった。

図-5は, 両解の比較としてx方向の地表面変位波形を示したものである。同図からは, 地表面上での変位波形において両解の十分な一致が見られる。ただし, 下盤側変位(Point 1)と断層破壊進行方向(Point 3)において最大値にわずかの差がある, Deodatis and Theoharis解では最大振動数を0.3Hzに設定した上で波数積分を行っているのに対して, 本解では波数のみを設定して離散波数法を遂行しているため, 文献(18)より高振動数成分が含まれている。なお, Point 3は破壊進行の前面に位置するためドップラー効果により高振動数成分を含む。したがって層厚を本解でのモデルより粗くした場合, Point 3での最大変位が上記の文献の解に近づくことを確認している。

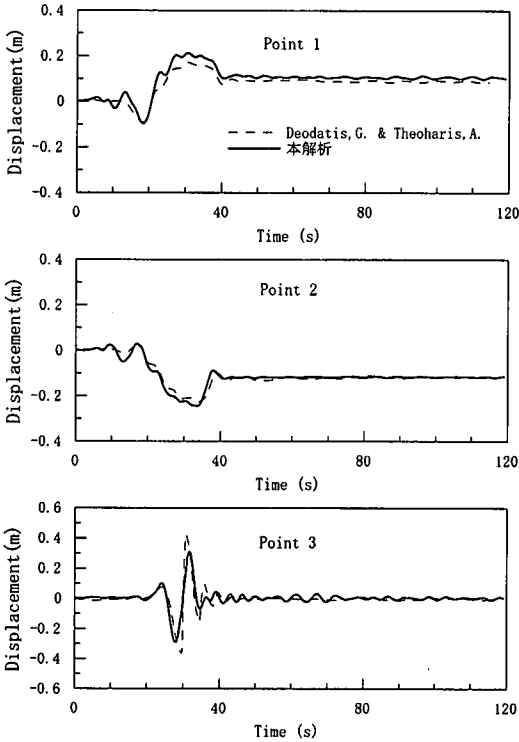


図-5 図3のディスロケーションによる遷移変位応答の比較

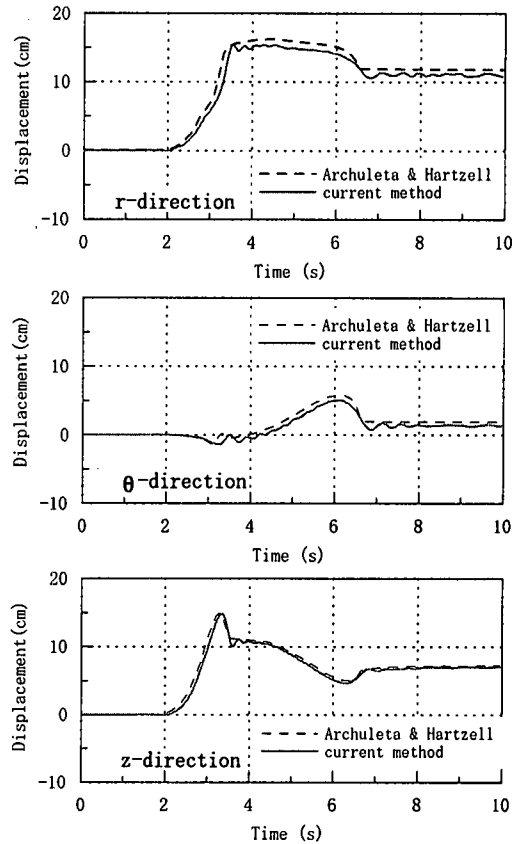


図-7 図-5のディスロケーションによる遷移変位応答の比較

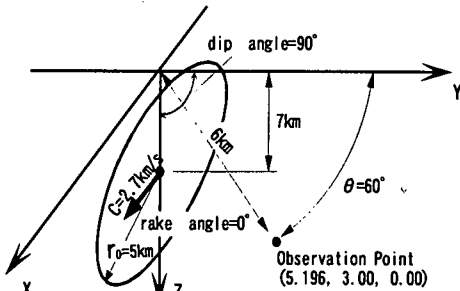


図-6 Archuleta and Hartzell<sup>19)</sup>の断層モデルと応答評価点 (本研究の総サブ層分割数280)

## (2) 本解析手法の検証例2

Archuleta and HartzellによるKostrov変位関数を用いた断層解<sup>19)</sup>との比較を行う。地盤モデルは、P波速度 $V_p = 5.2 \text{ km/s}$ 、S波速度 $V_s = 3.0 \text{ km/s}$ 、せん断弾性係数 $\mu = 3 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ 、減衰特性 $Q=100$ の一樣半無限地盤である。断層モデルは、図-6に示す。x-z平面内にある半径 $r_0 = 5 \text{ km}$ 、中心深度7kmの円形断層に横ずれで、破壊進行はラジアルに起こると仮定する。その断層面上での相対変位は、破壊進行速度が一定のもとの応力のリラクゼーションを仮定したKostrov変位関数<sup>4)</sup>を以下のように設定した。半径 $r$ における時間 $t$ の相対変位 $\Delta u(r, t)$ は、

$$\Delta u(r, t) = C(c/V_s)\sigma_e \frac{V_s}{\mu} \sqrt{t^2 - \frac{r^2}{c^2}} H\left(t - \frac{r}{c}\right), t < t_c(r) \quad (41)$$

$$\Delta u(r, t) = C(c/V_s)\sigma_e \frac{V_s}{\mu} \sqrt{t_c(r)^2 - \frac{r^2}{c^2}}, t > t_c(r) \quad (42)$$

$$\text{ここに} \quad t_c(r) = \frac{r_0}{c} + \frac{r_0 - r}{V_h} \quad (43)$$

であり、 $C(c/V_s)$ はS波速度 $V_s$ と破壊進行速度 $c$ によって決定される定数であり、 $V_h$ はヒーリング速度、 $\sigma_e$ は有効応力、 $r$ は半径、 $H(\cdot)$ はヘヴィサイド関数を表す。式(41)は図-3の震源関数において、初期の衝撃的立ち上がりを表している。解析モデルではパラメータの設定を、 $c = 2.7 \text{ km/s}$ 、 $V_h = 3.6 \text{ km/s}$ 、 $\sigma_e = 10^7 \text{ N/m}^2$ としている。地盤応答解析では、上述の震源関数と半無限点荷重によるグリーン関数との積積から計算している。

本解では基盤までの深さを35 km、最大振動数5 Hzまでを考慮できるように0.125 kmのサブ層に分割しており、



総サブ層数は280である。最大波数は6rad/km, 解析時間刻みは  $\Delta t=0.3$  sec とした。図-7は、本解析解と Archuleta and Hartzell の解とを、半径6km,  $\theta=60^\circ$  の地表面上の変位波形で比較したものである。両解は非常に良い一致を示しており、本解析法はKostrov 変位関数のような高い振動数から成る断層モデルに対しても十分に適用が可能であることが確認された。

## 5. むすび

本研究では、震源断層の近傍地盤内の波動伝播を評価・予測するための3次元コンピュータ・シミュレーション手法を開発した。本手法は、グリーン関数の計算において、地盤の深さ方向のモデル化に薄層要素分割を行い、水平面の波動伝播には離散化波数法を採用している。断層のディスロケーションに対する地盤応答計算には、断層のサブ分割に従ってグリーン関数と震源関数の合積分を解析的に求め、一方、破壊進行には離散合積分から処理している。

本シミュレーション手法の特徴を列挙すれば、

- 1) 地層の速度構造を段階的に層分割することで考慮でき、震源域は異なる地層にまたがって分布することができる。半無限基盤は対象波長からの十分な比をとって剛基盤で近似できる。
- 2) 震源断層の破壊面の進行を等価分布力の時間変化で捉え、ユニラテラル、バイラテラル、ラジアル方向を規定することができる。破壊進行過程を効率的に同方向の波数領域解において離散的に捉えている。断層面上の破壊の時間変化はステップ関数の位相差を考慮した重ね合わせで応力降下量に従う形状を近似し、これとグリーン関数との合積分を解析的に遂行している。
- 3) 時間に関してラプラス変換解を解析的に評価していることから、断層破壊アスペリティ、バリア分布に従って複数個の震源セグメントの因果性を精度よく表現できる利点がある。

なお、本解析システムを用いて、既往の直下地震動のシミュレーションを実施したものを別論文<sup>21)</sup>で示した以外に文献(22)で予定している。

## 付録 薄層要素法のマトリックスと節点力

ラプラス・フーリエ変換領域の支配方程式を  $z$  方向に離散化するに際して、仮定変位の原理を適用する。

$$\int_z \left( \delta \tilde{\mathbf{e}} \mathbf{u}^T \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \rho \cdot p^2 \cdot \delta \tilde{\mathbf{u}}^T \tilde{\mathbf{u}} + \delta \tilde{\mathbf{u}}^T \tilde{\mathbf{f}} \right) dz = 0 \quad (\text{A.1})$$

ここに  $\delta \tilde{\mathbf{u}}^*$ ,  $\delta \tilde{\mathbf{e}}^*$  は実変位ベクトル  $\mathbf{u}$ , 実ひずみベクトル  $\mathbf{e}$  に対する仮想共役複素数の変位, ひずみベクトルである。

応力とひずみ関係は3次元フック則より

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{D} \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \quad (\text{A.2})$$

ここに  $\mathbf{D}$  は構成マトリックスを定義している。ひずみ-変位関係は、微分をとおして

$$\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbf{B} \tilde{\mathbf{u}} \quad (\text{A.3})$$

各層内の局所座標  $z_j$  における変位の内挿関数  $\mathbf{N}$  を介して、

$$\tilde{\mathbf{u}}^j(z_j) = \mathbf{N}(z_j) \tilde{\mathbf{U}}^j \quad (\text{A.4})$$

$$\int_0^{h_j} \left( \left[ \mathbf{B}^T \mathbf{N} \right] \cdot \mathbf{D} \cdot \left[ \mathbf{B} \cdot \mathbf{N} \right] - \rho \cdot p^2 \cdot \mathbf{N}^T \mathbf{N} \right) \cdot \tilde{\mathbf{U}}^j dz + \int_0^{h_j} \mathbf{N}^T \tilde{\mathbf{f}} \cdot dz = 0 \quad (\text{A.5})$$

以上の式化を面内波動場の式(19.a), (19.b), 面外波動場の式(20)に適用する。その結果、マトリックスと節点カベクトルが下記のように求まる。

$$\mathbf{A}^{j,sv-p} = \frac{h_j}{6} \begin{bmatrix} 2(\lambda^* + 2\mu^*) & 0 & \lambda^* + 2\mu^* & 0 \\ 0 & 2\mu^* & 0 & \mu^* \\ \lambda^* + 2\mu^* & 0 & 2(\lambda^* + 2\mu^*) & 0 \\ 0 & \mu^* & 0 & 2\mu^* \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{B}^{j,sv-p} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \mu^* - \lambda^* & 0 & \mu^* + \lambda^* \\ \mu^* - \lambda^* & 0 & -(\mu^* + \lambda^*) & 0 \\ 0 & -(\mu^* + \lambda^*) & 0 & \lambda^* - \mu^* \\ \mu^* + \lambda^* & 0 & \lambda^* - \mu^* & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{C}^{j,sv-p} = \frac{1}{h_j} \begin{bmatrix} \mu^* & 0 & -\mu^* & 0 \\ 0 & \lambda^* + 2\mu^* & 0 & -(\lambda^* + 2\mu^*) \\ -\mu^* & 0 & \mu^* & 0 \\ 0 & -(\lambda^* + 2\mu^*) & 0 & \lambda^* + 2\mu^* \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{M}^{j,sv-p} = \frac{\rho_j h_j}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{A}^{j,sh} = \frac{h_j}{6} \begin{bmatrix} 2\mu^* & \mu^* \\ \mu^* & 2\mu^* \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C}^{j,sh} = \frac{1}{h_j} \begin{bmatrix} \mu^* & -\mu^* \\ -\mu^* & \mu^* \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{M}^{j,sh} = \frac{\rho_j h_j}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

第  $j$  層のサブ断面  $s$  の等価節点力は

$$\tilde{F}_{x_s}^{j,j+1} = \frac{4\mu \cos \phi \sin(\xi_x W_x^j) \cdot e^{i\xi_x \bar{x}} e^{i\xi_y \bar{y}}}{h_j \xi_x}$$

$$\left[ \begin{array}{l} \sin(\xi_y W_y^j) \left\{ i W_z^j \tan \gamma \pm \frac{1}{\xi_y} (\tan^2 \gamma + 1) \right\} \\ \mp \cos(\xi_y W_y^j) W_z^j \tan \gamma \end{array} \right] \Delta_s^j$$

$$\tilde{F}_y^{j,j+1} = \frac{4\mu \sin(\xi_x W_x) \cdot e^{i\xi_x \bar{x}} e^{i\xi_y \bar{y}}}{h_j \xi_x \xi_y \cos \gamma}$$

$$\left[ \begin{array}{l} \sin(\xi_y W_y) \left\{ i(\xi_x \cos \phi \sin \gamma + \xi_y \sin \phi \sin 2\gamma) \right. \\ \left. (W_z \mp i \frac{\tan \gamma}{\xi_y}) \pm \sin \phi \cos 2\gamma \right\} \\ \mp \cos(\xi_y W_y) \cdot W_z (\xi_x \cos \phi \sin \gamma + \xi_y \sin \phi \sin 2\gamma) \end{array} \right] \Delta_s$$

$$\tilde{F}_z^{j,j+1} = \frac{4\mu \sin(\xi_x W_x) \cdot e^{i\xi_x \bar{x}} e^{i\xi_y \bar{y}}}{h_j \xi_x \xi_y \cos \gamma}$$

$$\left[ \begin{array}{l} \sin(\xi_y W_y) \left\{ -i(\xi_x \cos \phi \sin \gamma + \xi_y \sin \phi \sin 2\gamma) \right. \\ \left. (W_z \mp i \frac{\tan \gamma}{\xi_y}) \pm \sin \phi \cos 2\gamma \right\} \\ \pm \cos(\xi_y W_y) \cdot W_z (\xi_x \cos \phi \cos \gamma + \xi_y \sin \phi \cos 2\gamma) \end{array} \right] \Delta_s$$

ただし、符号  $\pm, \mp$  は上面節点力  $\tilde{F}^j$  については上方の符号を、下面節点力  $\tilde{F}^{j+1}$  については下方の符号を採る。

### 参考文献

- 1) 土木学会：1994年ノースリッジ地震 震害調査報告 1997.2
- 2) 日本地震学会：地盤工学会、土木学会、日本建築学会、日本機械学会編、阪神・淡路大震災調査報告、1998.3.
- 3) Haskell, N.A.: Radiation pattern of surface waves from point sources in a multi-layered medium, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, pp.377-394, 1964.
- 4) Kostrov, B.V.: Self-similar problem of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.*, 28,, 1077-1087, 1964.

- 5) Day, S.M.: Finite element analysis of seismic scattering problems, *Ph. D. thesis*, Univ. of Calif., San Diego, 1977.
- 6) Apsel, R.J.: Dynamic Green functions for layered media and applications to boundary value problems, *Ph. D. thesis*, Univ. of Calif., San Diego, 1979.
- 7) Olson, A.H, Orcutt, J.A. and Frazier, G.A.: The discrete wavenumber /finite element method for synthetic seismograms, *Geophys. J. R. astr. Soc.* pp.421-460, 1984.
- 8) 佐藤俊明、長谷川正幸：三次元薄層要素と軸対称有限要素のハイブリッド法を用いた理論地震動の計算方法、日本建築学会構造系論文報告集、第414号、pp.55-69, 1990.
- 9) 東平光生：薄層要素-離散化波数法による半無限弾性体の波動解析、土木学会論文集、No. 495/1-28, pp.131-134, 1994.
- 10) Theoharis, A.P. and Deodatis, G.: Seismic ground motion in a layered half-space due to a Haskell-type source. I: Theory, *Soil Dyn. & Earthq. Eng.*, No.13, pp.281-292, 1994.
- 11) 片岡正次郎・大町達夫、震源近傍の不整形地盤における地震動の三次元シミュレーション、土木学会論文集、No. 556/1-38, pp.139-149, 1997.
- 12) 原田隆典、大角恒雄、黒川丈史、断層近傍の強震動特性と地盤増幅特性、第10日本地震工学シンポジウム、pp.845-850, 1998.
- 13) 釜江克宏、入倉孝次郎：1995年兵庫県南部地震の断層モデルと震源近傍における強震動シミュレーション、日本建築学会、構造系論文集、第500号、pp.29-36, 1997.
- 14) 理論地震研究会：地震動、その剛性と波形処理、鹿島出版会、1994.
- 15) Kausel, E., J.M. Roesste, and G. Waas: Dynamic analysis of footings on layered media, *J. Eng. Mech. Div., ASCE*, EM5, Oct., pp.679-693, 1975.
- 16) Maruyama, T.: On the Force Equivalents of Dynamically Elastic Dislocations with Reference to the Earthquake Mechanism, *Bull. seism. soc. Am.* Vol.41, pp.467-486, 1963.
- 17) Burridge, R. and L. Knopoff Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.* 54, 6, pp.1875-1888, 1964.
- 18) Deodatis, G. and Theoharis, A.P. : Seismic Ground Motion in a Layered Half-space due to a Haskell-type Source. II: Applications, *Soil Dyn. & Earthq. Eng.*, 13, pp.293-301, 1994.
- 19) Archuleta, R.J. and Harzell, S.: Effects of fault finiteness on near-source ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 4, 939-957, 1981.
- 20) Takemiya, H., Goda, K. and Miyagawa, G.: Simulation of near source ground motions due to multiple dislocations in layered soils, *Int. Symp. The effect of surface geology on seismic motion*, Yokohama, pp.915-922, 1998.
- 21) 竹宮宏和・宮河元：ディスロケーション・モデルによる直下型地震動の再現、土木学会論文集投稿中(1999)
- 22) Bouchon, M. and Aki, K.: Discrete wave number representation of seismic source wave fields, *Bull. Seis., Soc. Am.*, pp.259-277, 1977.

(1999.2.8 受付)

## THIN LAYER METHOD SIMULATION OF NEAR SOURCE GROUND MOTIONS DUE TO DISCRETIZED DISLOCATIONS IN LAYERED SOILS

Hirokazu TAKEMIYA and Kazuya GODA

A new technique, based on the kinematic model for dislocation is developed for simulating ground motions caused by fault ruptures. The concerned motions are solved by the convolution scheme in time for source function and in space along rupture direction with the relevant Green function obtained by the thin layer method along depth. The Laplace transform is used for the former and the Fourier transform for the latter. Focused points in the formulation are the effects of asperity distribution, soil layering and rupture process on the transient response. The validation is made from the existing work for a Haskell rupture model in layered soil and a Kostrov model in uniform halfspace soil.