

# 時間領域境界要素法による三次元地震断層解析

阿部和久\*・吉田 裕\*\*・中村智樹\*\*\*

本研究では、無限場における時間依存の基本解を用いた三次元境界要素法に基づき、地表面を有する半無限場の地震断層モデルを構成した。無限場の基本解を用いているため、地表面の離散化が必要となるが、基本解の構成が簡明であり、係数行列の計算が容易になる。1989年の Loma Prieta 地震における断層近傍の地震動解析を通し、解析結果の妥当性、必要となる計算時間と記憶容量などに基づき、適用性について検討した。

**Key Words :** 3-D B.E.M., time domain, dislocation source, near-field seismogram

## 1. はじめに

地震動を面的に広がる断層上の動的破壊過程として記述する試みが多く、研究者によりなされて来ている<sup>1),2),3)</sup>。これは地震断層の破壊機構の解明のみならず、震源近傍で得られた観測データを補間するという意味で工学的にも重要である。地震断層の解析には、無限または半無限場を適切に表現できる Aki-Larner 法<sup>4)</sup>(A-L法)や Green 関数に基づく定式化が有効であるが、一般に断層面から発生した波動が観測点にまで到達する間の地質構造は複雑で、その詳細を知ることは極めて困難であり、実地盤に対応した Green 関数を理論的に構成することは不可能である。そのため、小地震の観測記録より、半経験的に Green 関数を構成し、地質構造の影響を自動的に取り込む解析法<sup>5)</sup>が有効な手法として用いられている。しかし、この方法により任意地点での応答を詳細に解析することができるのは、アレイ観測結果が利用できる地域に限られるため、理想化された地質構造に対し理論的に構成した Green 関数等に基づいた解析が震源近傍の地震動の特徴に対して有益な情報を与える。例えば、山田ら<sup>6)</sup>は半無限多層地盤中の SH 波と Love 波成分を対象とした地震断層モデルを構成し、1979年の Imperial Valley 地震における震源近傍での地盤変動解析への適用を試みている。また、上林ら<sup>7)</sup>は3次元 A-L 法により矩形断層震源に対する堆積盆地の地震動応答を解析し、盆地形状や波動周期が応答に及ぼす影響について調べている。

なお、これらの地震断層解析に用いられている手法の多くは周波数領域での解法に基づいたものである。時間領域の解析では、過去の応答と Green 関数との合成積によって解が定義され、各時間ステップにおいて新たな係

数行列の計算と追加が必要となる。そのため、周波数領域での解法と比べ、より多くの計算時間と記憶容量とを必要とする。しかし例えば、破壊過程において接触による摩擦の影響などを考慮に入れ、断層面での運動を予め仮定することなく、力学的により厳密なモデルのもとで解析するためには、問題が非線形となり周波数領域での解析が不可能となるため、時間領域での解法の適用が不可欠となる。したがって、地震断層解析に対する時間領域型解法の適用の意義は大きい。

Haskell<sup>2)</sup>は時間領域での積分表現式に基づいた解析を行っているが、無限領域での Green 関数を用いているため、対象は無弾性体中での地震動に限られている。また、Abe<sup>3)</sup>も同様に無限場での解析を時間領域の積分表現式に基づいて行っており、得られた波動を二倍することで地表面での応答を近似的に評価している。一般に、半無限場に対する時間依存の Green 関数を構成することは難しく、条件の限られた問題に対して適用されているに過ぎない<sup>8),9)</sup>。

無限場の Green 関数を用いて半無限場を解析する場合、積分方程式において地表面の離散化が必要となり、計算時間や記憶容量の増加は避けられない。しかし、計算機の能力の向上に伴い、このような問題点も徐々に軽減されつつあり、さらに、基本解の構成が簡単で、係数行列の計算が容易である。

そこで本研究では、無限場における時間依存の Green 関数を基本解に用いた三次元境界要素法に基づき地表面を有する半無限場の地震断層モデルを構成し、1989年の Loma Prieta 地震への適用結果を通し、断層近傍の地動応答解析への適用可能性について検討した。

以下では、まず三次元断層モデルの時間領域境界要素法による定式化の過程について述べる。次に、Loma Prieta 地震の解析のために用いた離散化について示し、解析で得られた鉛直方向永久変位、鉛直および水平方向速度応

\* 工博 新潟大学助教授 工学部建設学科 (〒950-21 新潟市五十嵐二の町 8050 番地)

\*\* 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

\*\*\* 工修 清水建設(株)

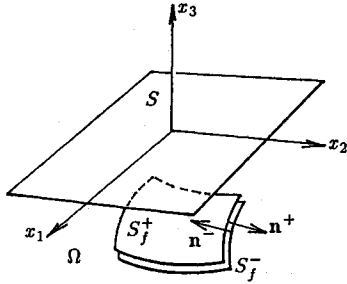


Fig.1 Half-space with fault surface.

答などと観測結果との比較を通し、本解析の妥当性および地震断層解析への適用性を検討する。最後に、解析に要する計算時間と記憶容量の面から時間領域型解法の特徴と適用可能性について調べる。

2. 境界要素法による地震断層モデルの定式化

(1) 地震断層モデルの積分方程式表現

Fig.1 に示す断層面  $S_f$  を含む半無限弾性領域  $\Omega(x_3 < 0)$  を考える。自由表面  $S$  上では表面力は恒等的にゼロとし、断層面の一方を  $S_f^+$ 、他方を  $S_f^-$  とし、各々の面上における単位法線ベクトルを図のように定義し、それぞれを  $n^+, n^-$  とする。各面上の変位と表面力をそれぞれ  $u_i^+, p_i^+$  および  $u_i^-, p_i^-$  とする。ここで  $(\cdot)_i$  はベクトルの  $x_i (i = 1, 2, 3)$  方向成分を意味し、 $p_i^+, p_i^-$  は次式で与えられるものとする。

$$p_i^+ = \sigma_{ji}^+ n_j^+, \quad p_i^- = \sigma_{ji}^- n_j^- \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $\sigma_{ji}^+, \sigma_{ji}^-$  は断層面上の  $S_f^+, S_f^-$  側の応力テンソルである。なお、繰り返し指標は総和規約に従うものとする。断層面で表面力は連続とすると次式が成り立つ。

$$p_i^+ + p_i^- = 0 \quad (\text{on } S_f) \dots \dots \dots (2)$$

また、 $S_f$  上での変位の不連続量を  $a_i$  とし、次式で定義する。

$$a_i = u_i^+ - u_i^- \quad (\text{on } S_f) \dots \dots \dots (3)$$

このとき、半無限弾性体内の任意点  $x$  における変位  $u_i$  は次の積分表現式で定義される。

$$u_i(x, t) = - \int_{S_f} \int_0^{t^+} p_{ij}^*(y, t; x, \tau') a_j(y, \tau') d\tau' d\Gamma_y - \int_S \int_0^{t^+} p_{ij}^*(y, t; x, \tau') u_j(y, \tau') d\tau' d\Gamma_y \quad (\text{in } \Omega) \dots \dots (4)$$

ただし、 $\tau' = 0$  において  $a_j(y, 0) = 0, u_j(y, 0) = 0$  とし、物体力の影響は考慮しないものとする。

また、ここで  $p_{ij}^*$  は、無限領域における時間依存の基本解  $u_{ij}^{*10}$  に対する  $n$  方向表面力成分であり、具体的には次式で与えられる。

$$p_{ij}^*(y, t; x, \tau') = \frac{1}{4\pi} \left\{ -6 \frac{C_T^2 t'}{r^2} \left( 5 \frac{r_i r_j r_n}{r^5} - \frac{n_i r_j + r_i n_j + \delta_{ij} r_n}{r^3} \right) \cdot \left[ H(t' - \frac{r}{C_L}) - H(t' - \frac{r}{C_T}) \right] + 2 \left( 6 \frac{r_i r_j r_n}{r^5} - \frac{n_i r_j + n_j r_i + \delta_{ij} r_n}{r^3} \right) \cdot \left[ \delta(t' - \frac{r}{C_T}) - \frac{C_T^2}{C_L^2} \delta(t' - \frac{r}{C_L}) \right] + 2 \frac{r_i r_j r_n}{C_T r^4} \left[ \delta(t' - \frac{r}{C_T}) - \frac{C_T^2}{C_L^2} \delta(t' - \frac{r}{C_L}) \right] - \frac{r_i n_j (1 - 2 \frac{C_T^2}{C_L^2})}{r^3} \left[ \delta(t' - \frac{r}{C_L}) + \frac{r}{C_L} \delta(t' - \frac{r}{C_L}) \right] - \frac{\delta_{ij} r_n + n_i r_j}{r^3} \left[ \delta(t' - \frac{r}{C_T}) + \frac{r}{C_T} \delta(t' - \frac{r}{C_T}) \right] \dots \dots (5) \right.$$

ここで、 $C_T, C_L$  はそれぞれ  $S$  波と  $P$  波の伝播速度であり、 $r_i = y_i - x_i, r = |y - x|, r_n = r_i n_i, t' = t - \tau'$  である。また、 $H(\cdot), \delta(\cdot)$  はそれぞれ Heaviside のステップ関数および Dirac のデルタ関数であり、 $\dot{\delta}(t) = \partial \delta(t) / \partial t$  である。なお、式 (4) において  $S_f$  上では  $n = n^+$  とする。

断層面上での破壊過程に対して力学的条件を考慮に入れる場合、不連続量  $a_i$  は未知量となるため、表面力に関する積分方程式を併用した断層面上の表面力に基づく滑動解析が必要となるが、ここでは予め断層運動を仮定する最も簡単なモデルにより解析する場合を対象とし、時間領域型解法の地震断層解析への適用性について検討する。また、式 (5) で与えられる無限領域での基本解を用いる場合、一般に自由表面  $S$  上で  $p_{ij}^* \neq 0$  であるため、式 (4) より変位応答を得るためには、右辺第二項の計算が必要となり、したがって予め  $S$  上の変位応答を求めることが必要である。そこでまず、半無限領域内部の点  $x$  を自由表面  $S$  へ近付け、極限移行をとることにより、 $S$  上の変位に関する次の境界積分方程式を誘導する。

$$\frac{1}{2} u_i(x, t) = - \int_{S_f} \int_0^{t^+} p_{ij}^*(y, t; x, \tau') a_j(y, \tau') d\tau' d\Gamma_y - \int_S \int_0^{t^+} p_{ij}^*(y, t; x, \tau') u_j(y, \tau') d\tau' d\Gamma_y \quad (\text{on } S) \dots \dots (6)$$

断層面の運動  $a_i$  が予め与えられている場合、自由表面上の応答は式 (6) を解くことにより得られる。

(2) 境界要素方程式

式 (6) の境界積分方程式の近似解を得るために、自由表面上の変位  $u_i$  と断層面上の変位の不連続量  $a_i$  とを離散化する。空間方向へは一定要素を用い、時間方向へは一定の時間ステップ幅  $\Delta t$  の下、区間線形な補間を与える。

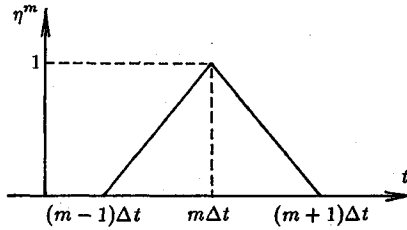


Fig. 2 Time interpolation function.

また、その際に自由表面の有限領域を  $N_e$  個の要素で、一方、断層面を  $N_f$  個の要素で分割する。なお、時間方向の補間関数  $\eta^m$  を Fig. 2 のように定義する。

すると、 $t = M\Delta t$  における境界積分方程式より、次の境界要素方程式を得る。

$$\sum_j^{N_e} H_{ij}^1 u_j^M = - \sum_m^{M-1} \left( \sum_j^{N_e} H_{ij}^{M-m+1} u_j^m \right) - \sum_m^M \left( \sum_j^{N_f} H_{fj}^{M-m+1} a_j^m \right) \quad (i = 1, \dots, N_e) \quad \dots (7)$$

ここで、 $u_j^m, a_j^m$  はそれぞれ自由表面および断層面上の  $j$  番要素における第  $m$  ステップでの変位と変位の不連続ベクトルであり、 $H_{ij}^m$  は速点  $i$  に関する自由表面要素  $\Gamma_j$  からの影響を示す  $3 \times 3$  の係数行列成分であり、次式で定義される。

$$H_{ij}^1 = \frac{1}{2} I \delta_{ij} + \int_{\Gamma_j} \int_0^{\Delta t} p^* \eta^0 dt' d\Gamma$$

$$H_{ij}^m = \int_{\Gamma_j} \int_{(m-2)\Delta t}^{m\Delta t} p^* \eta^{m-1} dt' d\Gamma \quad (m = 2, 3, \dots) \quad \dots (8)$$

ここで、 $I$  は  $3 \times 3$  の恒等行列であり、 $\delta_{ij}$  は Kronecker のデルタである。

また、断層からの影響を示す係数  $H_{fj}^m$  も同様にして断層要素上の積分により定義される。

断層面の運動が予め与えられていれば、式 (7) において右辺はすべて既知であり、この連立方程式を解くことにより第  $M$  ステップ目の自由表面変位  $u_j^M$  を求めることができる。

なお、式 (8) で定義された係数成分の計算において、時間に関する積分は解析的に行った。また、空間方向の積分は Gauss の数値積分を用い、基本解における波動前面を内部に含む要素に対しては、さらに領域を  $5 \times 5$  に細分割し、各部分領域で Gauss の数値積分を適用した。

### 3. 地震断層解析

#### (1) Loma Prieta 地震の概要

Loma Prieta 地震は 1989 年 10 月 17 日午後 5 時 4 分に米国カリフォルニア州で発生した。震源地

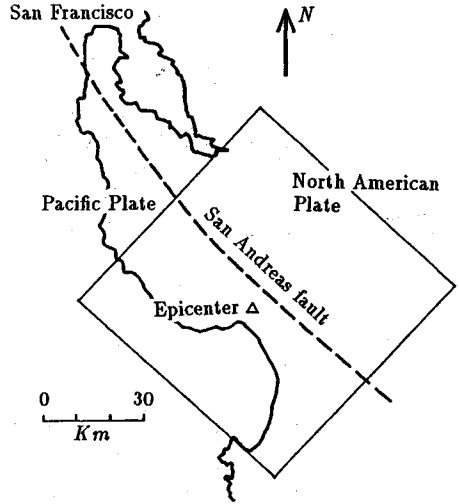


Fig. 3 Map showing epicenter of the 17 October 1989, Loma Prieta earthquake and the San Andreas fault. Triangle shows location of the epicenter, and broken curve shows the San Andreas fault.

は、USGS (U.S. Geological Survey) の発表によると北緯  $37.037$  度、西経  $121.883$  度で<sup>11)</sup>、太平洋プレートと北米プレートとの境界上にあるサンアンドレアス断層上にはほぼ位置しており、地震の規模は表面波マグニチュードで  $M_s = 7.1$  と報告されている<sup>12)</sup>。滑動はサンアンドレアス断層上の長さ  $40\text{Km}$ 、深さ  $18\text{Km}$  の範囲で発生し、上端が地表より  $6\text{Km}$  に位置する潜在断層となっている。また、断層面の傾斜角は  $70^\circ$  であり、破壊は右横ずれ成分  $1.6\text{m}$  と逆断層成分  $1.1\text{m}$  とを伴い、断層中央の最深部より発生し、断層両方向へ比較的滑らかに伝播し、6 秒以内で止まったとされており<sup>13)</sup>、破壊過程は他の地震に比べ比較的単純なものとなっている。サンアンドレアス断層および震央位置を Fig. 3 に示す。

#### (2) 断層モデルの設定と離散化

解析では上記の報告を参考に、Fig. 4 のように断層面を設定し、 $40\text{Km} \times 17\text{Km}$  の断層面を  $8 \times 4$  の長方形要素で一様に分割した。Loma Prieta 地震における断層面の滑動については詳細な検討も報告されているが<sup>14)</sup>、震源は断層面中央の最深部に設定し、破壊は震源点より一様に伝播するものとした。また、変位の不連続量が水平方向に  $1.6\text{m}$ 、鉛直に  $1.1\text{m}$  となるように滑動方向をとり、断層運動に関しては Fig. 5 に示す Haskell モデル<sup>2)</sup> を用いた。Fig. 5 で  $D$  は最終的に生ずる不連続量、 $\tau$  は各点で滑動が終了するまでの時間間隔 (ライズタイム) である。また、断層端の滑動条件は断層モデルを構成する上で重要となるが、実際の滑動はかなり複雑な挙動をしていた

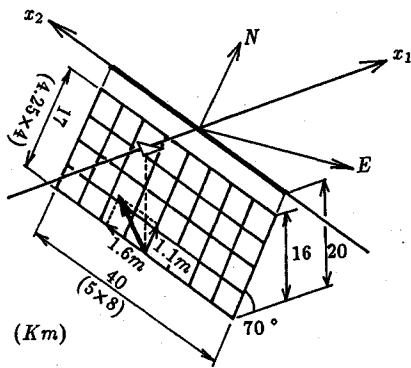


Fig.4 Analytical model of the fault surface.

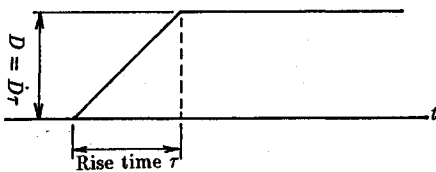


Fig.5 Time function of dislocation.

ものと考えられ、本研究では断層端のみに特別な処理を施すことはせず、一様な滑動を設定した。Haskellモデルでは短周期波動の再現が難しいとされているが、本解析で採用した要素の大きさや時間ステップ幅の面からも解析可能な波動周期には限界がある。さらに、短周期成分の波動は局所的な地質構造の影響を大きく受けるため、均一場としての解析で、これを的確に再現することは不可能である。したがって、実際の地震動スペクトルをシミュレートするために不均一な破壊過程を導入して短周期成分を発生させる、アスペリティーモデルやバリアモデルは特に用いず、破壊が一様に伝わるHaskellモデルに基づいて概ねライズタイム以上の長周期震動をシミュレートすることを目的とした。なお、破壊の伝わる速度 $V_R$ と、ライズタイム $\tau$ については観測波形との比較に基づき決定する。

自由表面はFig.3の枠で囲まれた領域を対象に、Fig.6に示すように断層がほぼ中央に位置する $80\text{Km} \times 80\text{Km}$ の正方領域を、一辺 $5\text{Km}$ の正方形要素により256要素で等分割した。なお、一定要素を用いているため、各要素節点は要素中央におかれている。

自由表面の分割は、主要な解析領域に境界端の打ち切りの影響が及ばない程度に広くとることが望ましい。しかし、分割領域や要素分割数の設定には、計算機の能力や解析に要する費用の面からの制約があり、本解析では上記のような分割とした。

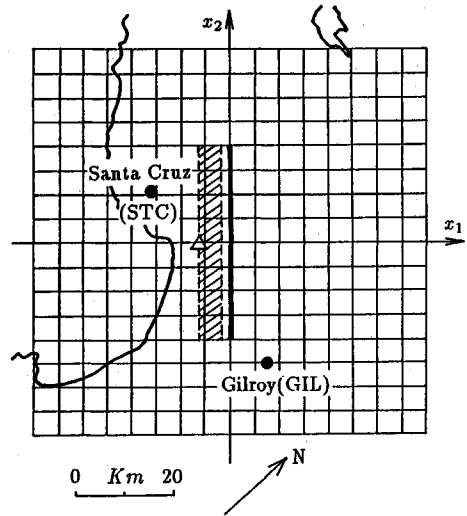


Fig.6 Discretization of the surface. The area of  $80\text{Km} \times 80\text{Km}$  is discretized by 256 boundary elements.

また、解析領域における波動の伝播速度は深さ方向に一様に増加し、地表付近から断層下端までの範囲でP波の伝播速度は $3.4\text{Km/s}$ から $6.5\text{Km/s}$ まで変化しているといわれている<sup>15)</sup>。解析においては、文献15)を参考にS波とP波の伝播速度を深さ方向に平均化し、それぞれ $C_T = 3.0\text{Km/s}$ 、 $C_L = 5.196\text{Km/s}$ とし、ポアソン比は0.25と設定した。なお、時間ステップ幅 $\Delta t$ に関しては、計算機の能力や安定性に配慮しつつ<sup>16)</sup>観測波形との比較に基づき $\Delta t = 0.3\text{s}$ とした。

### (3) 解析に際して採った方策について

式(5)の基本解からもわかるように、三次元問題における係数行列成分の被積分関数は、時刻 $t = 0$ に選点より発したP波とS波の前面で挟まれた領域外ではゼロとなる。したがって、S波通過後の領域においては係数成分の積分計算は不要である。また、このことより、第2ステップ目以降においては $r = 0$ を含む有限な範囲で被積分関数がゼロとなり、係数計算において特異項は存在しないこととなる。なお、係数成分の計算においては、特異性を持たない被積分関数に対してGaussの数値積分法を用いたが、計算効率を配慮して、選点と被積分要素との距離に応じて積分点数を $10 \times 10$ から $2 \times 2$ の範囲で変えて評価するようにした。

また、自由表面上の要素に関する係数行列成分 $H_{ij}^m$ に関しては選点と要素とが同一平面上に位置するため、9成分のうち、 $P_{13}^*, P_{23}^*, P_{31}^*, P_{32}^*$ の各基本解に対応する4成分以外はゼロとなり、記憶する必要はない。さらに、ゼロでない係数行列成分についても、その値が十分小さいものについては記憶せずに切り捨てる方法をとった。切

捨てが解に及ぼす影響を確認の上、切捨て基準値を第1ステップの係数行列成分中の絶対最大値の1/1000に設定した。

(4) 解析結果と観測結果との比較

断層の破壊過程において、通常すべり速度  $\dot{D}$  は 1m/s 前後、破壊の伝播速度  $V_R$  は S 波速度の 0.6 から 0.7 倍とされている<sup>17)</sup>。そこで、Haskell モデルにおける  $\tau$  と  $V_R$  を

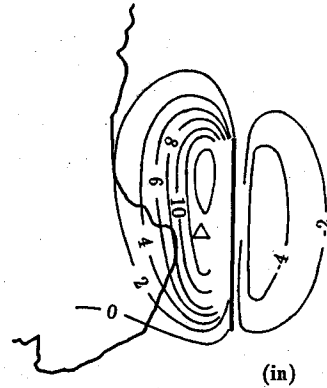
$$\tau = 1.7s(\dot{D} = 1.12m/s), 2.0s(\dot{D} = 0.95m/s), \\ 2.4s(\dot{D} = 0.8m/s), 3.0s(\dot{D} = 0.63m/s)$$

$$V_R = 1800m/s(0.6C_T), 2100m/s(0.7C_T), \\ 2400m/s(0.8C_T), 2700m/s(0.9C_T)$$

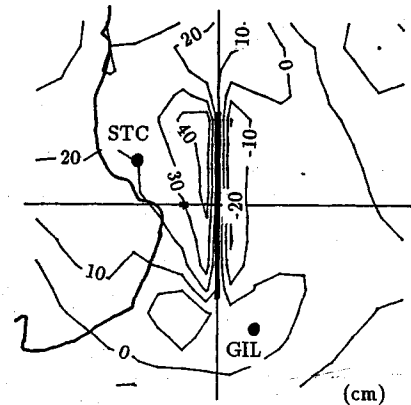
とし、各組合せの下で合計 16 ケースを設定して、(2) に示した離散化条件の下で解析した。  $\tau$  の増加と共に波形の振幅は減少し、一方、  $V_R$  の増加と共に振幅と振動数とが増加する傾向が認められ、観測結果との比較に基づき両パラメータを  $\tau=1.7$  秒、  $V_R=2100$  m/s と設定した。比較には、断層近傍に位置する Santa Cruz(STC) と Gilroy(GIL) (Fig.6) における、比較的波形が明瞭な鉛直速度成分の観測結果を用いた。両地点ともフランシスカン層と呼ばれる硬い岩盤の露出部に位置しているため、表層部に発生する表面波の影響は少なく、本研究に用いた一様地盤に近い挙動を示すものと考えられる。

時刻が経過しほぼ静止した後の数値解は静弾性問題の解を与える。解析結果の妥当性を検証するために、この段階で得られる鉛直方向永久変位を実測結果に基づく推定値<sup>18)</sup>と比較して示したものが Fig.7 である。観測値と比べ、解析結果では隆起と沈下が断層近傍にいくぶん集中しているが、太平洋プレート上では震央の西側の広い範囲において隆起している点、太平洋プレート側の隆起が北米プレート側の沈下に比べて大きめとなっている点において定性的一致が認められる。また、観測では隆起と沈下の最大値がそれぞれ 45cm と 15cm とされているのに対し、解析では約 40cm と 20cm となっており、定量的にも比較的良く一致している。

次に、  $\tau$  および  $V_R$  の決定の際に用いたものではあるが、 STC と GIL における鉛直速度成分の時刻歴について観測結果と解析結果とを比較して各結果を Fig.8 に示した。 Fig.8 における観測結果の速度波形はカリフォルニア鉾山地質局より公開された強震加速度記録<sup>12)</sup>を、50%低域遮断周波数 0.08Hz(STC), 0.14Hz(GIL)の下で数値滤波および積分して<sup>19)</sup>求めたものであり、解析結果は  $\Delta t = 0.3s$  の下で得られた各時間ステップにおける STC および GIL 近傍の変位解より、中央差分によって速度成分を求めたものである。 Fig.8 の 0 sec において、観測結果および解析結果の速度は完全にゼロとはなっていない。これは、



(a) 1989 Loma Prieta earthquake<sup>17)</sup>.



(b) Numerical result.

Fig.7 Comparison of vertical displacement of the 1989 Loma Prieta earthquake with the numerical result.

図の 0 sec が記録の起動時刻であるためであり、P 波はそれ以前に到達していたと考えられる。

Fig.7 に示したように、解析によって評価された STC と GIL における鉛直方向永久変位はそれぞれ約 20cm と 5cm であり、STC において比較的大きな値を示している。解析によって得られた STC の波形における 0 ~ 5sec の大きな応答は、断層運動に伴って生じた永久変位に対応する波動である。一方観測結果の波形では、上述のような数値処理の影響と考えられるが、解析結果に見られる初動時の大きな応答はほとんど認められない。解析結果における 10 秒以降の応答については、主要な波形の振動周期が観測結果に比べて多少短くなっている。実際の滑動はかなり複雑であり、解析において設定した断層運動と実際のとの差がその原因の一つと考えられるが、波動の振幅を含めて定性的には観測結果と比較的良好一致している。GIL における波形においても、波動到達直後を除けば、観測結果と概ね良好な一致が認められる。各

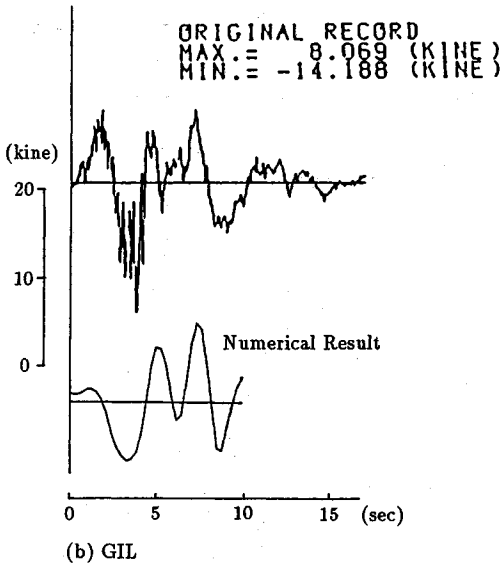
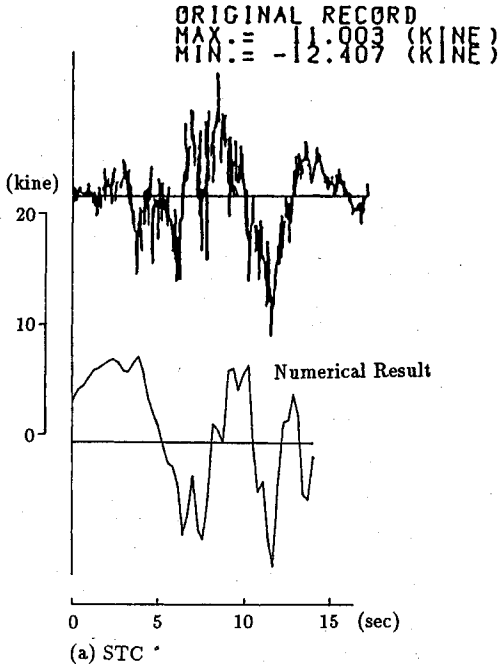


Fig.8 Comparison of the integrated vertical velocities and the numerical results.

要素節点で得られた水平面内速度軌跡を Fig.9 に示す。断層の走行線上での速度軌跡において断層直交方向の方向性が認められるが、震源点からの波動の到達時刻から、これらの波動がS波であることがわかる。

解析結果においては、太平洋プレート側の西部で大きな速度軌跡が認められ、逆に北米プレート側の東部で小さくなっている。また、地表面における水平方向速度の

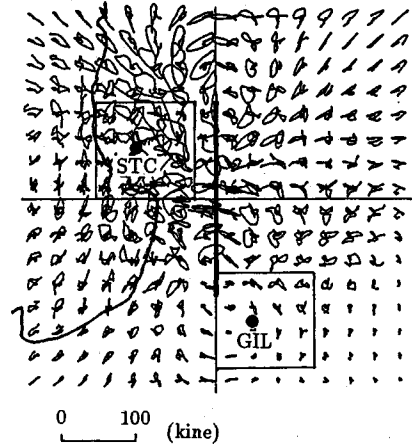


Fig.9 Locus of horizontal velocity at each element node.

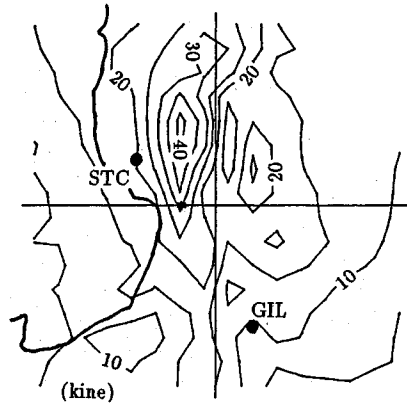


Fig.10 Center of maximum horizontal velocity.

絶対最大値の分布を図示したものが Fig.10 である。断層の滑動面の北西端部付近で最大値を示し、西側で高い値となっている。

これに対して、この領域に位置する STC と GIL での観測値における水平面内速度成分の絶対最大値は、震央及び震央直交方向に対し、STC で 22.665kine, 22.654kine, GIL で 34.306kine, 35.589kine といずれも GIL の方が大きな値を示している。STC と GIL における観測波形を周波数分解し、部分周波数帯ごとの水平面内速度地動軌跡を描いたものが Fig.11 であるが、GIL での応答では相対的に高い周波数に対応する成分が大きいことがわかる。

解析においては断層運動に対し Haskell モデルを用いており、さらに時間ステップ幅と要素の大きさといった点からも、解析可能な周波数域には限界が存在する。STC と GIL における解析結果に対し鉛直、震央、震央直交方向の速度成分に関する Fourier 振幅スペクトルを求めて

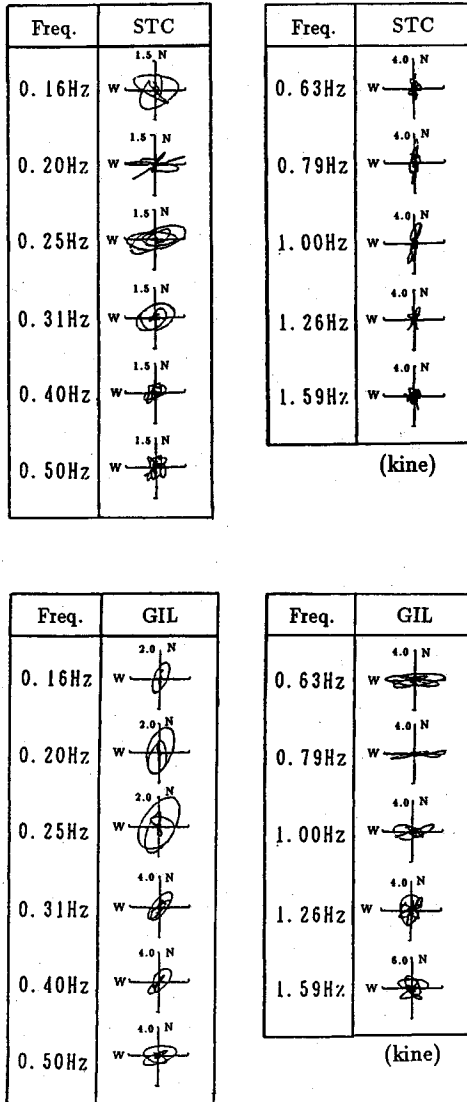


Fig.11 Loci of horizontal velocity at STC and GIL.

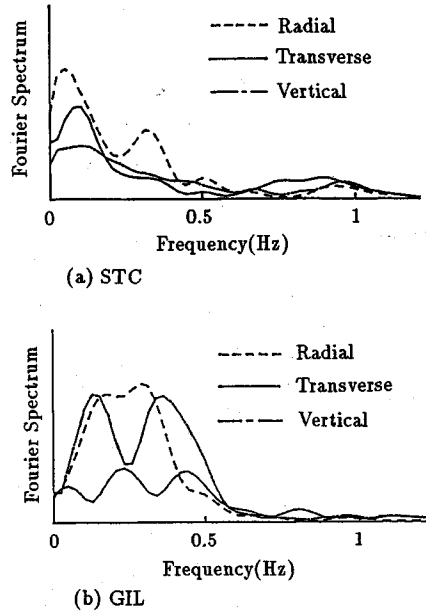


Fig.12 Fourier spectra of the numerical result at (a)STC and (b)GIL.

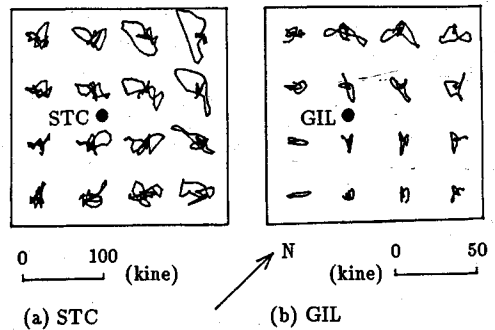


Fig.13 Loci of horizontal velocity at the neighborhood of STC and GIL.

示したものが Fig.12 であるが、解析によって得られた波形は主に 0.55Hz 以下の成分で構成されており、それ以上の周波数域の波動成分が殆ど含まれていないことがわかる。したがって、GIL における速度応答の絶対最大値が解析において小さく得られたのは、高周波成分が離散化の下では十分に再現できなかったことによるものと考えられる。

Fig.9 において枠で囲まれた STC および GIL 近傍の水平面内速度軌跡を拡大したものを Fig.13 に示す。STC 近傍では、断層面中央から断層面に対して約 45° 方向に位置する地点で、速度軌跡の主軸に震央方向の方向性が

認められる。また、STC のごく近傍の速度軌跡の主軸は断層面に対してほぼ直交した方向となっている。GIL 近傍では、GIL より断層面側および北西側では、断層面直交方向に主軸が揃っているが、GIL より南東域では断層面に対し平行な方向に方向性が認められ、GIL の付近で方向性が大きく変化している。一方、Fig.11 の周波数帯ごとの軌跡において、0.5Hz 以下の成分を見ると、STC では震央方向から断層面直交方向に方向性が認められ、GIL では震央直交方向から断層面直交方向に特徴があらわれており、解析結果と観測結果における 0.5Hz 以下の成分との比較において、ほぼ対応した傾向が得られている。

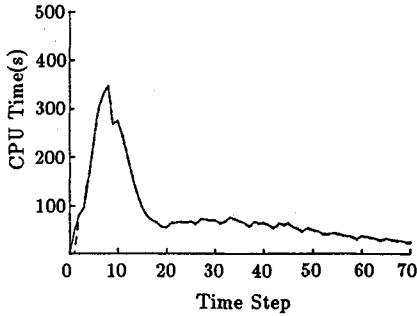


Fig.14 CPU time at each time step. Solid and broken curve shows total CPU time at each time step and CPU time required for calculation of the coefficient matrices, respectively.

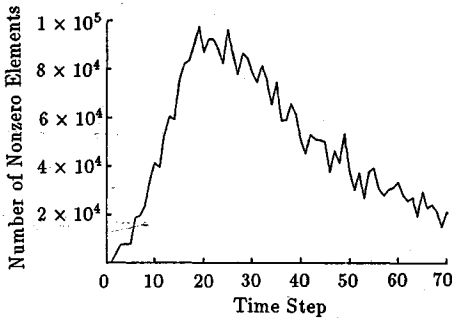


Fig.15 Number of nonzero elements of the coefficient matrices calculated at each time step.

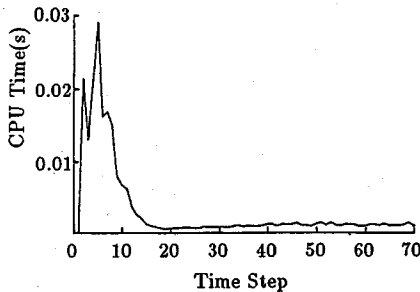


Fig.16 CPU time required for the calculation of one element at each time step.

#### (5) 解析に要した計算時間と記憶容量について

解析において、各ステップの計算に要した CPU 時間 (新潟大学総合情報処理センターの ACOS2010 による)、各ステップで新たに追加された非ゼロ係数行列成分総数、および各ステップでの一係数成分当りの平均計算時間をそれぞれ Fig.14,15,16 に示す。Fig.14 で実線は各ステップにおける全計算時間を、破線はその中で係数行列

成分の計算に費やされた時間を示したものであるが、図より、計算の大部分が係数行列成分の計算によって占められていることがわかる。70 ステップまでの計算に要した CPU 時間は 5886 秒であったが、特に最初の 20 ステップまでに全 CPU 時間の 50% 以上が費やされており Fig.16 より一成分当りの計算時間が最大となる 4 ステップ目と 20 ステップ以降とは、一成分の計算に要した時間が約 30:1 と大きく異なっていることがわかる。これは前述のように、被積分関数が非ゼロとなる要素と選点との距離が時間ステップの進行に伴って増大し、その結果数値積分における積分点数が  $10 \times 10$  から  $2 \times 2$  へと大幅に減少したことによるものであり、選点と被積分要素との距離に応じて積分点数を変えることが計算時間の短縮に対し有効であったことがわかる。

また、各ステップで作成される係数行列成分の数は、Fig.15 に示すように 20 ステップ前後で最大となり、それ以降はほぼ一様に減少している。なお、70 ステップにおける非ゼロ成分の総数は約 347 万成分である。非ゼロ成分の数は、初期の段階においては P 波の到達範囲の拡大と共に増加するが、有限領域を離散化しているため、時間の経過と共に P 波と S 波に挟まれた範囲に位置する要素数が次第に減少し、その結果各ステップで新たに追加される非ゼロ成分の数も減少して行くこととなったものである。

以上より、ここに示した三次元問題における時間領域型境界要素解析においては、計算時間と係数行列成分の数の両者共、比較的初期の時間ステップにおいては大幅に増加するが、それ以降に関しては計算ステップの増加が解析において殆ど負担になっていないことがわかる。

#### 4. おわりに

無限領域に対する時間依存グリーン関数を基本解に用いた境界要素法による時間領域型三次元地震断層解析システムを構成し、Loma Prieta 地震を対象に Haskell モデルに基づく地震断層解析を行い、観測結果などとの比較により、その妥当性を検討した。その結果、断層近傍における比較的長周期の地震動に対して妥当な結果が得られていることを確認し、断層面上の運動に力学的条件を考慮した非線形解析への適用も十分期待できることが確かめられた。

ここに示した解析過程においては、無限領域でのグリーン関数を用いているため、係数行列の計算は容易であるが、自由表面を有する問題の解析に対しては自由表面の離散化が必要となる。係数行列成分の空間方向の積分には Gauss の求積法を用いたが、選点と被積分要素との距離に応じ、積分点数を  $10 \times 10$  から  $2 \times 2$  の範囲で設定し、計算時間の節約を図った。三次元問題の基本解の特徴により、選点から被積分関数がゼロでない値を持つ領



域までの距離が時間の経過と共に増大するため、一係数行列成分当りの数値積分に要する平均時間は、比較的初期の時間ステップにおいて最大となった後、積分点数の減少と共に急減少する。ここに示した解析においては最大値の約 1/30 にまで減少することが確かめられた。

各ステップで新たに追加される非ゼロ成分の数は、初め P 波の到達範囲の拡大と共に増加するが、自由表面の要素分割を有限領域で打ち切っているため、時間の経過と共に、P 波と S 波に挟まれた被積分関数がゼロでない範囲に位置する要素の数が次第に減少し、非ゼロ成分の数も減少して行くこととなる。したがって、ここに示した時間領域の解析では、比較的初期の時間ステップにおいて多くの計算時間を必要とし、多くの係数行列成分が追加されるが、それ以降の時間ステップ数の増加に対しては計算時間と記憶容量の負担は相対的に小さくて済んでいる。

なお、本研究における解析は、新潟大学総合情報処理センターの ACOS 2010 によった。

#### 参考文献

- 1) Burridge, R. and Knopoff, L.: Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.54, pp.1875-1888, 1964.
- 2) Haskell, N.A.: Elastic displacements in the near-field of a propagating fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.59, pp.865-908, 1969.
- 3) Abe, K.: Static and dynamic fault parameters of the Saitama earthquake of July 1, 1968, *Tectonophysics*, Vol.27, pp.223-238, 1975.
- 4) Bouchon, M. and Aki, K.: Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.67, pp.259-277, 1977.
- 5) Hartzell, S.H.: Earthquake aftershocks as Green's functions, *Geoph. Res. Lett.*, Vol.5, pp.1-5, 1978.
- 6) 山田善一・野田茂・大脇嵩: 1979 Imperial Valley 地震による震源近傍での地盤変動の評価, 土木学会論文集, 第 344 号, pp.303-312, 1984.
- 7) 上林宏敏・掘家正則・竹内吉弘: 断層震源による不規則境界を有する 3 次元堆積盆地の地震動特性, 日本建築学会構造系論文報告集, 第 413 号, pp.75-86, 1990.
- 8) 丹羽義次・小林昭一・大津政康: アコースティック・エミッションの発生機構に関する考察, 土木学会論文報告集, 第 314 号, pp.125-136, 1981.
- 9) Kostrov, B.V. and Shamita Das: Principles of earthquake source mechanics, Chapter 5, *Cambridge Univ. Press*, 1988.
- 10) Mansur, W.J. and Brebbia, C.A.: Transient elastodynamics, Chapter 5 in: *Topics in Boundary Element Research*, Vol.2, (C.A. Brebbia Ed), Springer-Verlag, 1985.
- 11) USGS: October 17, Loma Prieta earthquake, Preliminary observations, October 12, 1989.
- 12) Shakal, A.F. et al.: CSMIP strong-motion records from the Santa Cruz Mountains (Loma Prieta), California earthquake of 17 October 1989, California department of Conservation, Division of Mines and Geology, Office of Strong Motion Studies, Report No. OSMS 89-06, November 17, 1989.
- 13) 亀田弘行 (代表): 1989 年ロマプリエタ地震によるサンフランシスコ湾岸地域等の被害に関する調査研究, 文部省科学研究費 (No.011102044) 総合研究 (A) 突発災害研究成果重点領域「自然災害」総合研究班, No.B-1-3, 1990 年 3 月.
- 14) The 1989 Loma Prieta, California, earthquake and its effects, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.81, No.5, 1991.
- 15) 杉戸真太・Kiremidjian, A.S.・納多勝: Loma Prieta 地震における地震動に関する基礎的検討, 土木学会第 45 回年講 I, pp.1022-1023, 1990.
- 16) 吉田裕・阿部和久: 面内波動問題時間領域型境界要素法の実用化に向けての一検討, 土木学会論文集, 第 416 号, pp.265-274, 1990.
- 17) 宇津徳治 (総編集): 地震の事典, 6 章, 朝倉書店, 1987.
- 18) Lessons learned from the Loma Prieta earthquake of October 17, 1989, USGS Circular 1045.
- 19) 吉田裕・岡山和生: 地震加速度記録の積分における濾波計算のアルゴリズム, 土木学会論文報告集, 第 221 号, pp.25-38, 1974.

(1992.9.4 受付)

## NEAR-FIELD SEISMIC ANALYSIS BY THREE-DIMENSIONAL TIME DOMAIN BOUNDARY ELEMENT METHOD

Kazuhisa ABE, Yutaka YOSHIDA and Tomoki NAKAMURA

Three-dimensional time domain boundary element method with the fundamental solution of the infinite-space is applied to the analysis of the near-field of a dislocation source. Although, the discretization of the free surface is necessary, the fundamental solution is rather simple, then the coefficient matrices can be calculated readily. Through the application of the method to the 1989 Loma Prieta earthquake, the feasibility of the method is discussed based on the comparison of the numerical results and the observed records, and the CPU-time and memory requirement in the analysis.