

## 強震動予測における震源のモデル化

## Modeling of Earthquake Source for Predicting Strong Ground Motion

久田嘉章\*

Yoshiaki HISADA

The methodologies and applications are reviewed for predicting strong ground motions near earthquake source areas. First, the omega-squared model and the scaling law of the seismic source spectra are explained. Second, the semi-empirical method, the stochastic Green's function method, and the theoretical methods (the k-squared model, and the omega-inverse-squared model) are presented. Finally, the hybrid method, in which the semi-empirical / stochastic Green's function method for high-frequency waves and the theoretical method for low-frequency waves are combined, are explained together with their applications for strong motion simulations at broad-band frequencies.

## 1. はじめに

1994年ノースリッジ地震や1995年兵庫県南部地震などを契機として、活断層による震源近傍における強震動特性に関する知見は飛躍的に高まった。中でも震源近傍にて、断層面に直交する成分が卓越する長周期パルス波の存在が広く認知されたことは特筆すべきことであろう(forward directivity effects; 例えば、久田、1995; 嶺嶺、1996)。最近のトルコ・コジャエリ地震(1999/9/7)や台湾・集集地震(1999/9/21)の震源近傍における強震観測記録にも、周期2~5秒で卓越する明瞭な長周期パルス波が観測されており、今後の詳細な震源特性の解明が期待される。

本論文では、震源近傍における時刻歴波形を作成することを念頭に、震源のモデル化に関する最近の知見を紹介したい。震源近傍での強震動シミュレーションのコツは、低振動数領域(1Hz程度以下)におけるコヒーレントな波動特性(永久変位や長周期パルス波など)と、高振動数領域(1Hz程度以上)におけるランダムな波動特性をいかに生成させ、重ね合わせるか、にある。その際、拠りどころとなる最も基本的な震源モデルは $\omega^2$ モデル(omega-squared model)と震源スケーリング則である。従って本論文では、始めに震源のモデル化と震源スペクトルの導入を紹介し、次いで $\omega^2$ モデルにおける震源スケーリング則、及び統計的震源モデルを説明する。さらに震源近傍での強震動予測を前提とした半経験的手法、統計的グリーン関数法、理論的手法、及びそれらの組み合わせであるハイブリッド手法による震

源のモデル化、及び実用例を紹介する。なお強震動予測全般に関しては、優れたレビューは多く存在するので、そちらも合わせて参考にされたい(例えば、入倉、1994; 香川、1998; 地震予知総合研究振興会、1998、1999; 岩田・入倉、1998など)。

## 2. 震源のモデル化と震源スペクトルの導入

図1に示すように長さ $L$ 、幅 $W$ の矩形の断層面を想定し、破壊開始点から破壊フロントが伝播しているとす。任意点 $Y$ における変位の $i$ 方向成分( $x$ 、 $y$ 、または $z$ )は、周波数領域において次式で表せる。

$$U_i(Y; \omega) = \int_0^L \int_0^W \left\{ \mu D(e_k n_j + e_j n_k) U_{ik,j}^* e^{i\omega t} \right\} dx dy \quad \dots\dots (1)$$

ここで $\omega$ は円振動数、 $\mu$ は地盤のせん断剛性、 $D$ はすべり(食い違い変位)、 $n_j$ は断層面方線方向の単位ベクトル成分、 $e_k$ は滑り方向の単位ベクトル成分、 $U_{ik,j}^*$ はグリーン関数の $j$ 方位微分であり、 $j, k, l$ に関しては総和規約を用いている。また $t_0$ は破壊開始時間であり、ここでは平均の破壊開始時間と、それからのずれ量であるインコヒーレントな破壊開始時間に分ける(図1)。

$$t_r = \frac{r}{\bar{V}_r} + \Delta t_r(x, y) \quad (2)$$

ここで、 $\bar{V}_r$ は平均破壊伝播速度、 $\Delta t_r$ はインコヒーレントな破壊開始時間である。

次に、 $\omega^2$ モデルを理解するために震源スペクトルを

導入する。グリーン関数に等方無限体の基本解を用い、遠方の点震源を仮定すると、(1)式は次式で表せる。

$$U_i(Y;\omega) = \frac{R_i}{4\pi\rho r\beta^3} M(\omega) \quad (3)$$

ここで、 $R_i$  はラディエーションパターン、 $\rho$  は密度、 $\beta$  はせん断波速度、 $r$  は震源から観測点までの距離である。 $M$ は震源スペクトルで、遠方変位場におけるスペクトル特性を規定する関数である。

$$M(\omega) = \mu \int_0^{t_0} \int_0^L V(x, y; \omega) \exp\{i\omega(t_0 + t_r)\} dx dy \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで  $V$  はすべり速度、 $t_0$  は破壊先端部のシグナルが観測点  $Y$  まで到達する時間である。対象が低振動数であれば震源スペクトルは(4)式を解いて決定論的に評価することも可能である。しかし高振動数の場合は、振幅スペクトルを統計的に決め、ランダムな位相と組み合わせて評価した方が実用的である。このような統計的震源モデルの代表的なモデルが  $\omega_2$  モデルである。

### 3. $\omega_2$ モデルによる震源スケージング則、及び統計的手法による震源のモデル化

Aki(1967)により  $\omega_2$  モデルと震源スケージング則が提案されて以降、様々な統計的震源モデルが提案されている。 $\omega_2$  モデルによる震源スケージング則は、強震動予測を行う上で、平均的な震源モデルとして今後とも利用され続けるものと思われる。ここでは代表的なモデルとして Brune の  $\omega_2$  モデル(1970)を紹介し、Kanamori and Anderson(1975)のスケージング則を用いて、 $\omega_2$  モデルによる震源スケージング則の基本的な性状を説明する。

Aki(1967)、Brune(1970)の  $\omega_2$  モデルによると、震源スペクトル(遠方場の変位スペクトル)は次式で表せる。

$$M(f) = \frac{M_0}{1 + (f/f_c)^2} \quad (5)$$

ここで、 $f$  は振動数、 $M_0$  は地震モーメント、 $f_c$  は応力降下量 ( $\Delta\sigma$ : または応力パラメータ) と地震モーメントで規定されるコーナー振動数であり、それぞれ次式で表せる。

$$M_0 = \mu DLW \quad (6)$$

$$f_c = 4.9 \times 10^6 \beta \left( \frac{\Delta\sigma}{M_0} \right)^{1/3} \quad (7)$$

次に、Kanamori and Anderson(1975)によれば大地震と小地震の諸パラメータ間には近似的に次のスケージング則が存在する(図2(a); 三宅・他、1999)。

$$\frac{L_l}{L_s} = \frac{W_l}{W_s} = \frac{D_l}{D_s} = \frac{\tau_l}{\tau_s} \approx \left( \frac{M_{0l}}{M_{0s}} \right)^{1/3} \approx N \quad (8)$$

$$\Delta\sigma_l \approx \Delta\sigma_s \quad (9)$$

ここで、下付きの  $l$  が大地震、 $s$  が小地震であることを意味し、 $\tau$  はライズタイム、 $N$  は相似比である。

(6)~(9)式を(5)式に代入し、大地震と小地震の震源スペクトル比を、低振動数と高振動数でそれぞれ計算すると次式を得る。

$$\frac{M_l(f)}{M_s(f)} = \begin{cases} \frac{M_{0l}}{M_{0s}} = N^3, & (f \ll f_{cl}) \\ \frac{M_{0l} \left( \frac{f_{cs}}{f_{cl}} \right)^2}{M_{0s} \left( \frac{f_{cs}}{f_{cs}} \right)^2} = \left( \frac{M_{0l}}{M_{0s}} \right)^{2/3} = N, & (f \gg f_{cs}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (10)$$

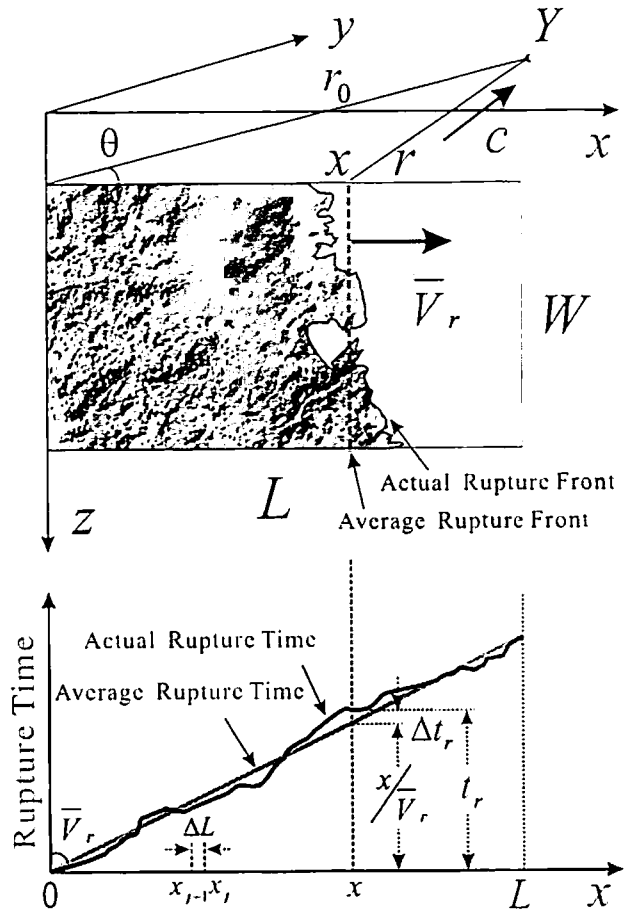


図1 震源のモデル化。ここでは簡単なため、1方向に破壊フロントが伝播するユニラテラルな1次元モデルを描いている。実際の破壊フロントは直線にはならず複雑な形状となる(上図)。そこで本モデルでは、破壊開始時間  $t_r$  は、平均破壊伝播速度 ( $\bar{V}_r$ ) によるコヒーレントな値と、平均値からのずれであるインコヒーレントな値 ( $\Delta t_r$ ) に分けている(下図; Hisada, 1999 より)。

すなわち小地震と大地震の震源スペクトル比は、低振動数では  $N$  の3乗に、高振動数では  $N$  の1乗に比例する(図2(d))。

一方、(5)式に  $\omega$  の2乗をかけると遠方場における加速度スペクトルとなるが、(5)式のままでは  $f_c$  より高振動数では振動数に依存せず一定値になる(図2(e))。しかし実際に観測される加速度スペクトルは、ある高い振動数以降、振幅スペクトルが急減することが知られている。このコーナー振動数は Hanks (1982) により  $f_{max}$  と名付けられた。通常、 $f_{max}$  の導入は(5)式にハイカットフィルターをかけて用いる(例えば、Boore, 1983)。観測記録に見える  $f_{max}$  の成因が震源によるのか、表層地盤によるサイト特性によるのか、現在でも議論が分かれているのが現状である(例えば、木下、1988、に詳しい)。

**統計的震源モデル:** 多くの観測記録から  $\omega^2$  モデルが経験的に成り立つことが確認されており(例えば、Houston and Kanamori, 1986)、 $\omega^2$  モデルを用いた震源モデルは**統計的震源モデル**と呼ばれている(例えば、入倉、1994)。通常、グリーン関数は(3)式に示されるように単純な幾何減衰( $1/r$ )のみ考慮し、自由表面や表層地盤による増幅特性、及び周波数依存のラディエーションパターンなどを考慮した  $\omega^2$  モデルより振幅スペクトルを決め、ランダム位相により周波数領域における強震動を作成する。時刻歴波形は、フーリエ逆変換した波形に適切な振幅包絡関数(Boore 型、Jennings 型など)を乗じて作成し、もとの振幅スペクトルに収束するように時刻歴波形の振幅を決定する。統計的震源モデルを強震動予測に用いる場合、点震源を仮定し、ランダム位相を用いるなどの制約により、適用範囲は遠方震源を対象とした高振動数波の生成に限定される。代表的なモデルとして Boore のモデル(1983)がある。

#### 4. 震源近傍における強震動予測に有効な各種震源のモデル化

##### 4.1 半経験的手法と統計的グリーン関数法

**半経験的手法:** Hartzell (1978) によって提案された小地震の観測記録を用いて大地震の強震動を合成する手法(半経験的手法)は、Irikura (1983) により(8)式のスケーリング則が導入され、その後、 $\omega^2$  モデルによる震源スケーリング則に従うように様々な改良が行われている(例えば、入倉(1994)や壇(1999)に詳しいレビューがあるので参照されたい)。この方法は大地震の断層面を分割することにより、震源の破壊伝播過程も再現され、directivity effects や hanging wall effects (逆断層や正断層タイプの地震にて、hanging wall 側の強震動が foot wall 側よりも大きくなる現象: Abrahamson and

Somerville, 1996) なども再現され、震源近傍の強震動予測にも有効である。ここでは半経験的手法の代表的なモデルの一つである Irikura (1986) による手法、及びその物理的な背景を紹介し、その後、半経験的手法の応用である**統計的グリーン関数法**を説明する。

Irikura (1986) によれば、大地震時の変位波形  $U(t)$  は、小地震時の変位波形  $u(t)$  を用いて次式で表せる。

$$U(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{r}{r_{ij}} F(t-t_{ij}) * \{c \cdot u(t)\} \quad (11)$$

ここで図2(a)に示すように、 $r_i$  は大地震の断層面を  $N$  (相似比) で  $N \times N$  に分割したときの小断層  $ij$  の代表点から観測点までの距離、 $r$  は小地震から観測点までの距離、 $t_{ij}$  は小断層  $ij$  の破壊開始時間、\* は畳み込み積分、 $c$  は大地震と小地震の応力降下量の比である。また  $F$  は小地震のすべり関数を、大地震のすべり関数に変換するための関数で、次式で与えられる。

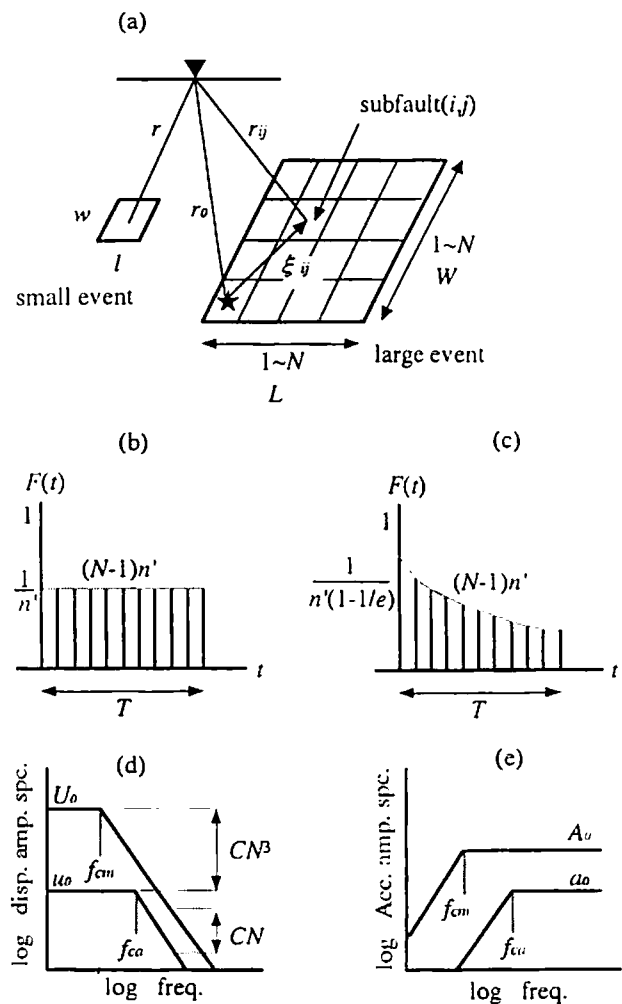


図2  $\omega^2$  モデルによる震源のスケーリング則、及び Irikura (1996) による半経験的手法の説明図(三宅・他、1999、より)。

$$F(t) = \delta(t) + \frac{1}{n'} \sum_{k=1}^{(N-1)n'} \delta\left\{t - \frac{k-1}{(N-1)n'} \tau_1\right\} \quad (12)$$

$$\rightarrow \delta(t) + \frac{N-1}{\tau_1} B\tau_1(t), \quad (n' \rightarrow \infty)$$

ここで、 $\delta$  はデルタ関数、 $B\tau_1$  は幅  $\tau_1$  (大地震のライズタイム: 図2ではT) のボックスカー関数である。ここで  $n'$  は、小地震のすべり関数を  $N$  個の等間隔に配置することによる人工的な卓越周期を避けるために導入されたパラメータである。 $n'$  を大きくすると(12)式の下式に示したように、第2項の級数部分は幅  $\tau_1$  のボックスカー関数に収束する(補遺Aに証明)。さらに、(12)式をフーリエ変換すると、次式を得る。

$$F(\omega) = 1 + (N-1) \frac{\sin(\omega\tau_1/2)}{\omega\tau_1/2} \exp\left(i\omega\tau_1/2\right) \quad (13)$$

(13)式より、低振動数 ( $\omega \rightarrow 0$ ) ではデルタ関数(第1項)とボックスカー関数(第2項)の双方の寄与により  $F=N$  となり、高振動数 ( $\omega \rightarrow \infty$ ) ではデルタ関数のみの寄与により  $F=1$  になることが分かる。すなわち、小地震のすべり関数を大地震のすべり関数に重ね合わせず際、小地震の低振動数成分は大地震の全継続時間に渡って重ね合わせるが、小地震の高振動数成分は大地震のすべり関数の開始時にデルタ関数として集中させていることが分かる(図2(b))。高振動数波の発生がすべり関数の開始時に集中することは、次章で述べるように動力的な震源モデルとも一致しており、物理的にも妥当性があると考えられる。なお最近、三宅・他(1999)は、関数  $F$  によるすべり関数が動力的モデルにより近い形状になるように改良を試みている(図2(c))。

一方、(11)式が  $\omega^2$  モデルによる震源スケールリング則に従うことは次のように説明される。まず(13)式より、 $F$  は低振動数では  $N$  に、高振動数では1になる。この結果と(11)式から、大地震と小地震のスペクトル比は、低振動数では  $N^3$  (断層長さ、幅、すべり時間に関してそれぞれ  $N$  倍)に、高振動数では  $N^2$  (断層長さと同幅に関して  $N$  倍)のランダム和により  $N$  となり、前章の(10)式で説明した震源スケールリング則に従うことが確認できる。

**統計的グリーン関数法:** 一方、対象とする震源と観測点の組み合わせで理想的な小地震記録が得られることは稀である。このため、前章で説明した統計的手法により小地震の地震動を作成し、半経験的手法により大地震の強震動を構築する方法も有望であり、**統計的グリーン関数法**と呼ばれている(釜江、他、1991; 地震予知総合研究振興会、1998)。統計的グリーン関数法では、任意の大きさの要素地震波を自在に作成することができるため、経験的手法でしばしば生じる、単一の

小地震波を多数重ね合わせることによるスペクトルの人工的な落ち込みの問題なども避けることができる(入倉、1994)。

半経験的手法や統計的グリーン関数法では、(1)式におけるグリーン関数と震源のモデル化に関する明確な分離はされていない。すなわち、大地震の要素断層と小地震との詳細な破壊過程の違いは無視され、要素断層内の破壊過程は一種のランダム過程とし、小地震記録が要素断層内の代表点に配置される。従って要素断層の破壊過程が重要となる場合、例えば小さなアスペリティーから発生する長周期パルス波などコヒーレントな波動の再現などには困難な場合も予想される。加えて半経験的手法では、小地震記録には低振動成分を欠いている場合が多い。従って半経験的手法及び統計的グリーン関数法は、特に高振動数の強震動予測に優れた手法であると言える。低振動数における震源のモデル化、及び強震動予測には物理的な意味がより明快な理論的手法が適している。

#### 4.2 理論的手法

**理論的手法(または決定論的手法)**による震源モデルには、**動力的震源モデル(Dynamic Source Model)**と**運動力学的震源モデル(Kinematic Source Model)**がある。動力的震源モデルでは、断層面及び対象領域周辺の変位・応力の混合境界値問題が、差分法などの数値解析手法によって解かれる(例えば、宮武、1998)。強震動波形だけでなく、断層面の破壊開始時間、すべり分布、すべり関数などはすべて結果として求まる。一方、運動力学的震源モデルでは、破壊開始時間、すべり分布、すべり関数などは既知量として与え、(1)式を用いて強震動を計算する。グリーン関数の計算は、平行成層地盤の場合は解析的手法が、不整形地盤の場合は差分法などの数値解析手法が用いられる。簡便さに加え、動力的モデルや震源逆解析などから震源の動力的パラメータデータの蓄積が進んでいることなどから、強震動予測には現在、運動力学的モデルが多用されている。本論文でも以下の説明は運動力学的モデルに限定する。

**運動力学的震源モデル:** 運動力学的な震源モデルはダブルカップル点震源に始まり、破壊伝播速度を考慮した線震源、一様破壊を仮定した面震源モデル(Haskell モデル、巨視的震源モデル)と発展し、現在では破壊過程の不均質さを考慮した**非一様破壊モデル(アスペリティーモデル)**が標準となっている。通常、必要な震源パラメータには、断層長さ、幅、走向角、傾斜角、及び断層面各点における滑り角度、最終すべり量、

すべり速度関数、破壊開始時間(または破壊開始点と破壊伝播速度)、である。最近では数多くの地震の震源逆解析により、震源のすべり分布などに関する多くのデータが蓄積されてきており、強震動予測に有用な情報を提供している。それを基にした統計解析なども行われており、周期1秒程度までの震源モデルの構築に有効である(Somerville 他、1999)。但し、データが揃っているのはマグニチュード7程度までの横ずれ断層タイプで、特にM7後半からM8クラスの強震動予測に必要な震源データは著しく不足しているのが現状である。

**震源逆解析による震源パラメータを用いた震源のモデル化:** 理論的手法により強震動予測を行う際、震源パラメータを決定する最も現実的な方法の一つは、対象となる地震に似た条件(マグニチュードや深さ、断層タイプなど)の過去の地震のパラメータを、そのまま用いることである(例えば、Heaton 他、1995)。但し、不確定性の大きなパラメータ(破壊開始点やアスペリティー分布など)は、パラメータスタディにより観測点に対する最悪条件などが調べられるのが通常である。ここで注意すべきことは、震源逆解析で得られたパラメータや対象周波数範囲を同じ条件のもとで使用しないと、本来得べき結果と全く異なった結果を得る可能性があることである。例えば、兵庫県南部地震の震源逆解析に際し、Waldモデル(1995)では破壊フロントの伝播を滑らかに表現するために各小断層内で8点の積分点を配置しているが、Sekiguchiモデル(1996)では1点しか用いていない。従って例えば、Waldモデルの震源パラメータを用い、かつ各小断層内で1点の積分点を用いて強震動予測を行うと、破壊フロントが小断層単位で伝播することに起因する人工的な高振動数波動を励起してしまうことになる。

理論的手法による震源モデル構築するその他の方法は、過去の地震のパラメータを参考にしつつ、 $\omega^2$ モデルによる震源スケール則に従うという拘束条件で震源パラメータを決定する方法がある。震源逆解析で得られた諸パラメータ(すべり分布など)に自己相似などを仮定することによって、もともと逆解析モデルの持つ解像度の適用範囲外に外挿していくことも可能である。代表的なモデルとして、ここでは $k^2$ モデルと $\omega^1$ モデル(または、修正 $k^2$ モデル)を紹介する。

**$k^2$ モデル:**  $k^2$ モデル( $k$ -squared model)は、最終すべりの断層面上での空間分布が $k$ (空間波数)の2乗に逆比例すると仮定する(Herrero and Bernard, 1994、図3に1例を示す)。このモデルは、(9)式に示したように応力降下量が地震規模に依存しないことなども整合する。最近、Somerville 他(1999)は震源インバージョンに

よって得られたすべり分布を調べ、 $k^2$ モデルに従うことを確認している。さらに図4(A)に示したように、 $k^2$ モデルは破壊伝播速度を一定とし((2)式で $\Delta t_r=0$ とする)、かつ様々な継続時間のボックスカー関数で構成されるすべり速度関数を仮定することにより、震源スペクトルが $\omega^2$ モデルになることを示した(Bernard 他、1996)。震源スペクトルに占めるすべり速度関数の寄与(振幅スペクトル)は $\omega^0$ (omega-constant)であるため、すべり分布とスムーズな破壊伝播の寄与により $\omega^2$ モデルを構築している。但し、実際には破壊伝播速度は図1に示したように不均質であることが知られており、破壊伝播速度を一定とすると高振動数を過小に評価してしまう。一方、すべり速度関数にボックスカー関数を用いるとすべり加速度が発散し、逆に高振動数を過大に評価してしまう。従って $k^2$ モデルは物理的に妥当なモデルとは言えない。

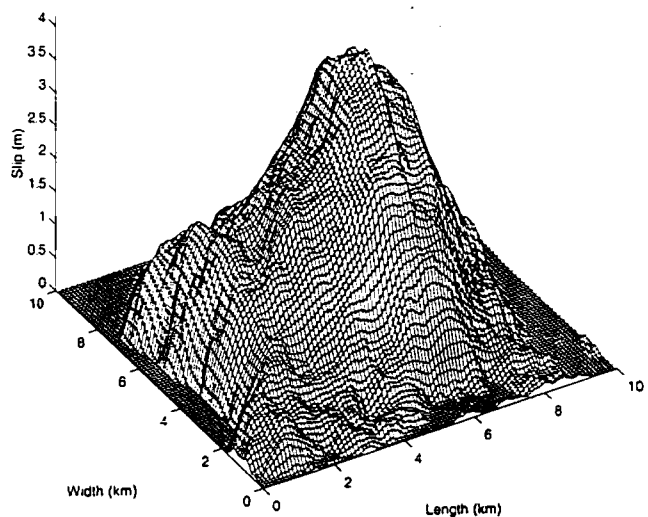
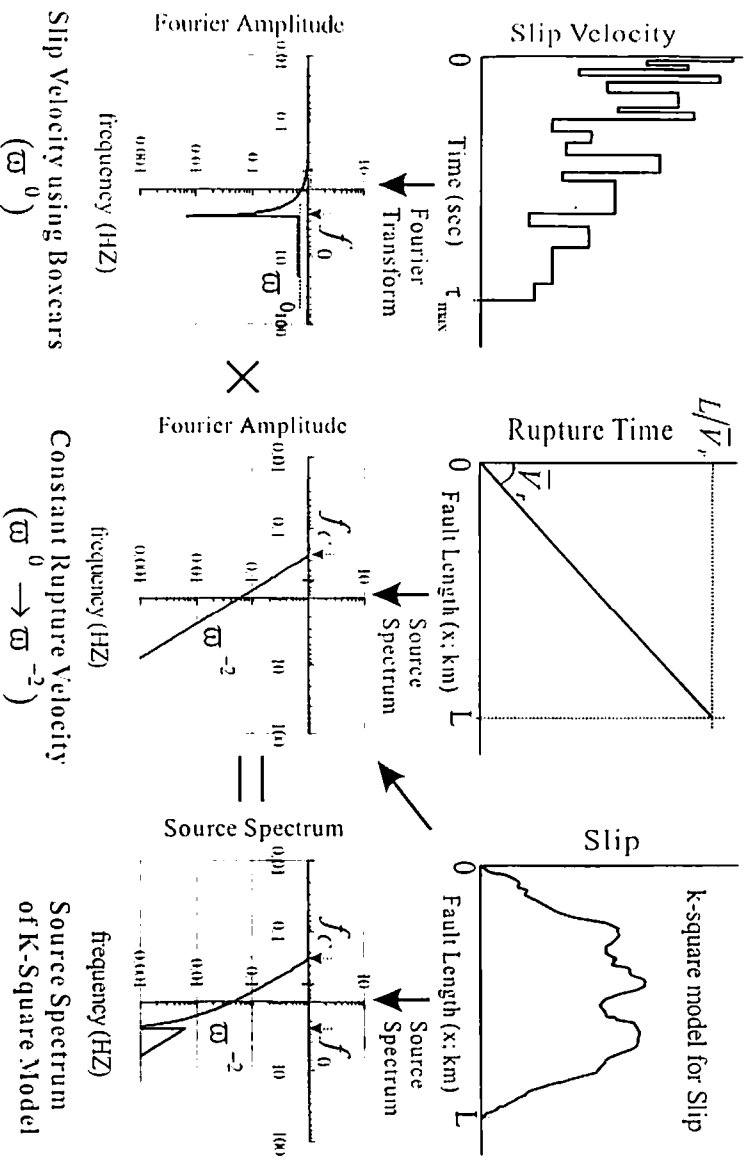
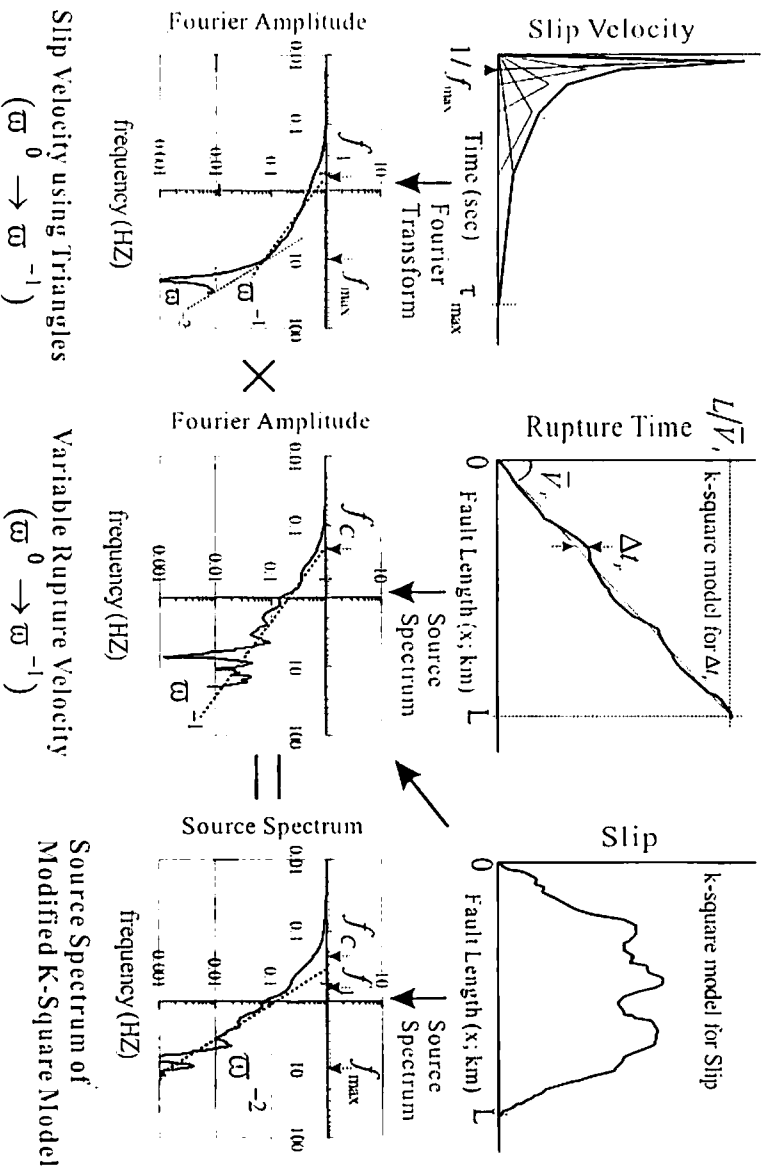


図3:  $k^2$ モデルによる最終すべり分布の1例。(14)式と同様にL、W方向に無次元化波数に関する各モードの $\cos$ 関数を重ね合わせて作成した。位相は各モードでランダムに発生させるが、基本モードは断層中央部で最大値になるようにしている。

**$\omega^1$ モデル(修正 $k^2$ モデル):**  $\omega^1$ モデル( $\omega$ -inverse-squared model)は、 $k^2$ モデルをより物理的に妥当にした $\omega^2$ モデルである(Hisada, 1999)。図4(B)に示したように、まず、すべり分布は $k^2$ モデル同様に $k$ (空間波数)の2乗に逆比例すると仮定する。一方、すべり速度関数は、岩石実験や動力学的モデルで調べられているように急峻な立ち上がりと比較的ならかな尾部を持つ関数(Kostrov 型関数; Kostrov, 1964)とし、これを継続時間の異なる二等辺三角形の重ね合



(A) K-Squared Model



(B) Omega-Inverse-Squared (Modified K-Squared Model)

図4  $k^2$ モデル(Bernard 他, 1996)及び $\omega^1$ モデル(Hisada, 1999)による、震源スケールが $\omega^2$ モデルになることの説明図。 $k^2$ モデル(上図(A))では、すべり速度関数による寄与を $\omega$ モデルに、すべり及び破壊開始時間による空間変動の寄与を $\omega^2$ モデルにしている。一方、 $\omega^1$ モデル(下図(B))では、すべり速度関数と、すべり及び破壊開始時間の空間変動の寄与をそれぞれ $\omega^1$ モデルとしている。物理的には $\omega^1$ モデルの方が現実に近い。

わせで構成する(図4(B)および図6を参照)。半経験的手法の項で説明したように、高振動数波はすべり速度関数の急峻な立ち上がり部分から励起されることに注意されたい。すべり速度関数の振幅スペクトルは、全継続時間で決まる振動数 $f_1$ と、三角形の最小の継続時間で決まる振動数 $f_{max}$ の2つのコーナー振動数を持つ。2つのコーナー振動数の間で振幅は $\omega$ に逆比例し( $\omega$ 1モデル)、 $f_{max}$ より高振動数では $\omega$ の2乗に逆比例する。一方、破壊伝播速度には変化を持たせるため、すべり分布と同様に、(2)式の $\Delta tr$ の空間分布を $k$ の2乗に逆比例すると仮定する。この時、 $k^2$ に分布するすべり分布と破壊開始時間の寄与による震源スペクトルは $\omega$ に逆比例する( $\omega$ 1モデル)。最終的な震源スペクトルは、この震源スペクトル( $\omega$ 1モデル)とすべり速度関数( $\omega$ 1モデル)の合積であるため、 $\omega$ の2乗に逆比例することになる。すなわち図4(B)に図示したように、 $\omega$ 2モデルに占めるすべり速度関数の寄与と、すべり及び破壊開始時間の空間変動の寄与がそれぞれ $\omega$ 1モデルであるため、このモデルを $\omega$ 1<sup>2</sup>モデルと呼ぶ。

理論的手法による震源モデルは、震源逆解析の解像度による制約(M7地震で周期1秒程度、M8地震で3秒程度)や、破壊フロントの連続性を保証するために断層面上に非常に多くの積分点を要すること、などから通常は、低振動数領域(1Hz程度以下)に限定される手法である。

#### 4.3 ハイブリッド手法と1995年メキシコ地震への応用例

前2章で見てきたように、半経験的手法や統計的グリーン関数法は通常、1Hz程度以上の高振動数領域におけるランダム波形の合成に優れ、一方、理論的手法は1Hz程度以下の低振動数領域におけるコヒーレントな波形の合成に優れている。そこで高振動数には前者を、低振動数には後者を用いて、両者を重ね合わせて広振動数帯域の波形合成を行う手法が開発され、ハイブリッド手法と呼ばれる(Kamae 他、1998;地震予知総合研究振興会、1998、1999)。

ハイブリッド手法には様々な応用例が報告されている(例えば、1995年兵庫県南部地震にはKamae 他(1998);1923年関東地震には佐藤、他(1998)などがあり、特に理論的手法には差分法を用いて盆地地盤特性を考慮したグリーン関数が使用されている)。ここでは、一例としてHisada(1999)による1985年メキシコ地震(M=8)における震源域直上の強震記録の広振動数帯域における再現例を紹介する。

図5に対象となる震源域及び4箇所の観測点を示す。

すべり分布はMendoza and Hartzell(1989)を、地盤モデルはSomerville 他(1991)を用いた。グリーン関数は、観測点が震源直上にあることから全無限体の基本解を用い、表層の増幅率を乗じて評価した。

高振動数(0.5Hz~10Hz)には統計的グリーン関数法を用いた。 $\Delta\sigma=100$ (bar)、 $f_{max}=10$  Hzとし、各小断層ごとにBooreの点震源(1983)を用いて要素地震波を生成し、(11)式のIrikuraの手法(1996)を用いて重ね合わせた( $V_r=2.8$  km/sとした)。但し、小断層からの要素波形を計算する際、継続時間は小断層の対角線長さを破壊伝播速度で割った値とした。

一方、低振動数(1Hz以下)では、 $\omega$ 1<sup>2</sup>モデルを用いた。図6に、用いたすべり速度関数とその振幅スペクトルを示す。 $f_{max}=10$  Hzとし、6つの三角形を重ね合わせている(継続時間は0.1、0.2、0.4、0.8、1.6、3.2秒)。隣り合う三角形の面積比を $\sqrt{2}$ としているため、ピーク値の後、振幅は $\sqrt{t}$ で減少し、Kostrov型のすべり速度関数となっている。また図7には、コヒーレント(平均)な破壊開始時間とインコヒーレントな破壊開始時間( $\Delta tr$ )を示す。 $\Delta tr$ には、次式による $k^2$ 分布を用いた。

$$\Delta tr(x, y) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{4 \cdot \Delta t}{\sqrt{1 + (m^2 + n^2)^2}} \times \cos\left(2\pi \cdot m \cdot \frac{x}{L} + \theta_{mn}\right) \cos\left(2\pi \cdot n \cdot \frac{y}{W} + \theta_n\right) \quad (14)$$

ここで、 $m$ と $n$ は無次元化波数、 $\theta_{mn}$ 、 $\theta_n$ は0から $2\pi$ までのランダム数、 $\Delta t$ は6秒とした。

上記の2手法で計算した波形はそれぞれ、0.5~1Hz間でクロスするフィルターをかけて重ね合わせた。図4に示した4観測点における観測と計算による加速度、速度、及び変位波形を図8(a)~(c)に、加速度フーリエスペクトルを図9に示す。観測された加速度波形に見られるディレクティブティー効果(破壊開始点に近いCALで継続時間が長く、破壊伝播が近づくZIHで短い、など)が良く再現されている。また速度波形に見られる長周期パルス波や、変位波形にみられる傾斜関数状の永久変位などのコヒーレントな波形特性も比較的良く再現されている。さらに図9のフーリエスペクトルより、0~10Hz間の広帯域で観測波の再現に成功している。

#### 5. まとめと今後の課題

本論文では震源近傍での時刻歴波形を作成することを念頭におき、震源のモデル化に関する最近の知見をまとめた。まず $\omega$ 2モデルによる震源のスケーリング則を説明し、それを基礎とした経験的手法、統計的グリーン関数法、理論的手法、及びハイブリッド手法を説明し、

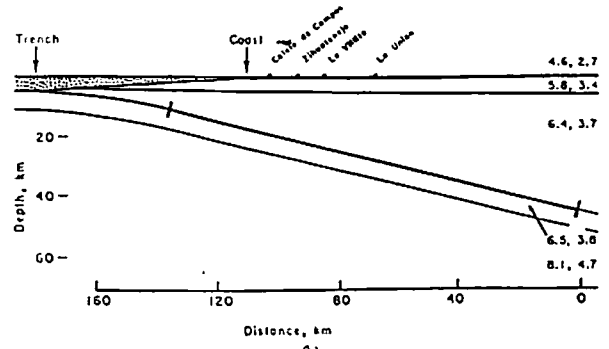
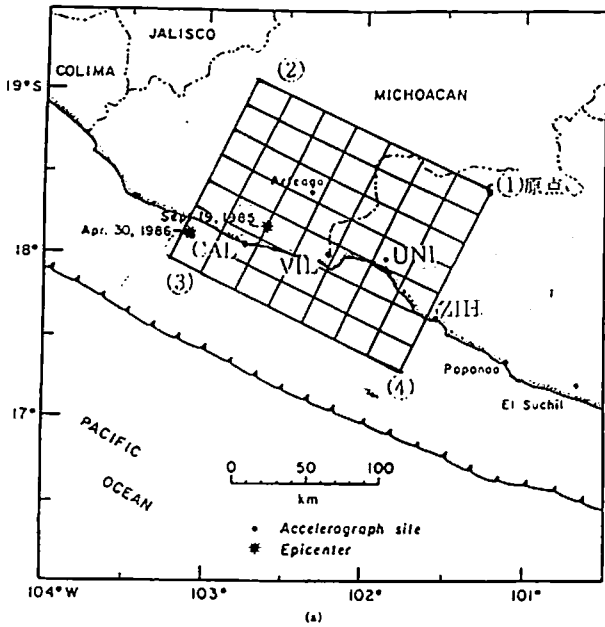
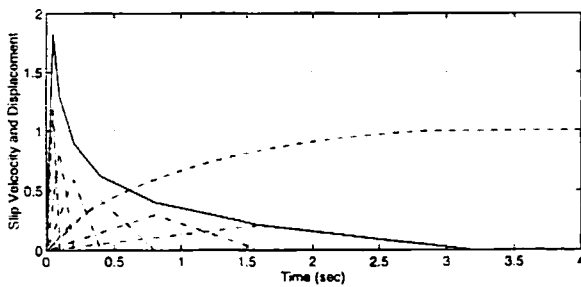
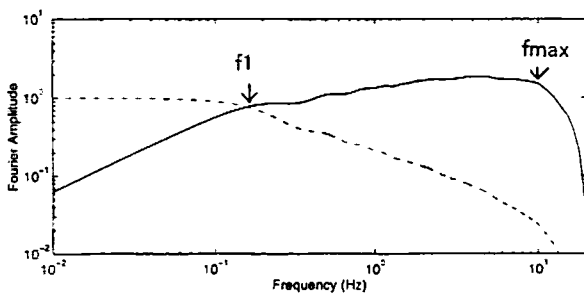


図5 1985年 Michoacan 地震の断層モデル、破壊開始点、及び観測点(右図)と、断面図(左図)。Somerville 他(1991)に加筆(Hisada, 1999)。



(a) すべり速度関数(実線)とすべり関数(破線)



(b) すべり速度関数(破線)とすべり加速度関数(実線)

図6  $\omega^2$  モデルによる1985年 Michoacan 地震の強震動シミュレーションに用いたすべり速度関数とすべり関数(上図)、及びフーリエ振幅スペクトル(下図)。すべり速度関数は、0.1, 0.2, 0.4, 0.8, 1.6, 3.2 秒の継続時間を持つ6個の正三角形を重ねて構築した。隣りあう三角形の面積比を $\sqrt{2}$ としたため振幅は $\sqrt{t}$ で減少し、Kostrov 型関数となる。最大継続時間の約2倍の逆数が第1コーナー振動数( $f_1$ )を、最小継続時間0.1秒の逆数が $f_{max}$ となり、その間は振動数の逆数に比例する( $\omega^{-1}$ モデル)。

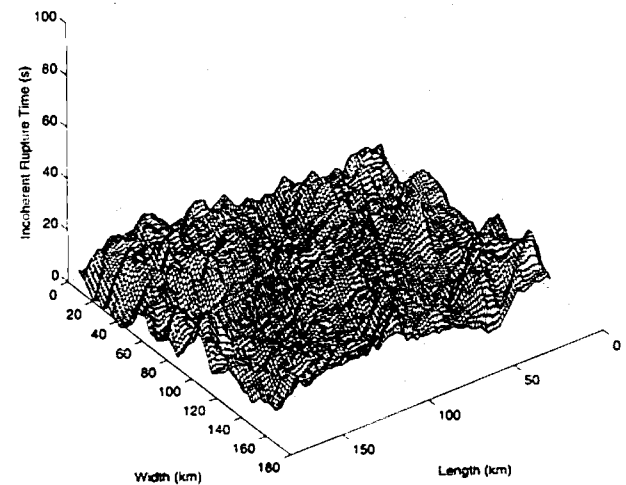
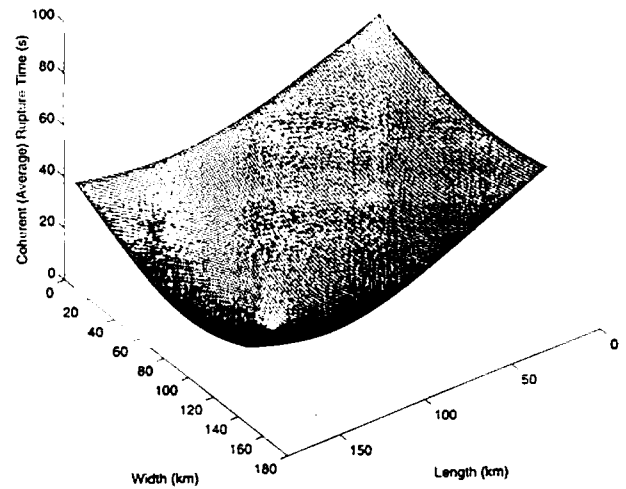


図7 コヒーレント(平均)破壊開始時間(上図)とインコヒーレントな破壊開始時間(下図、 $\Delta t_{tr}$ )の断層面上の分布。



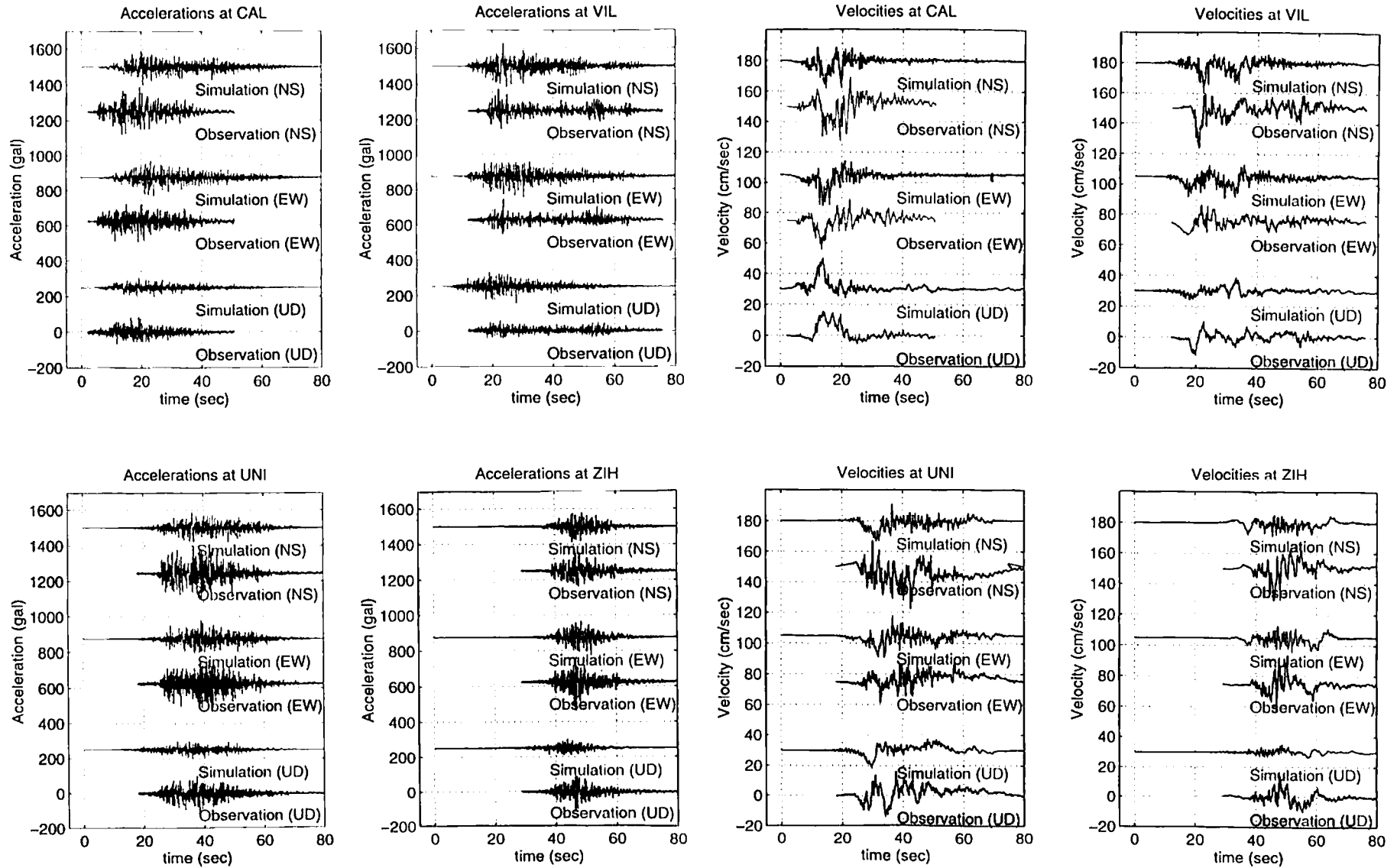


図8(a) 1985年 Michoacan 地震における震源直上の4観測点のシミュレーション及び観測された加速度波形の比較

図8(b) 1985年 Michoacan 地震における震源直上の4観測点のシミュレーション及び観測された速度波形の比較

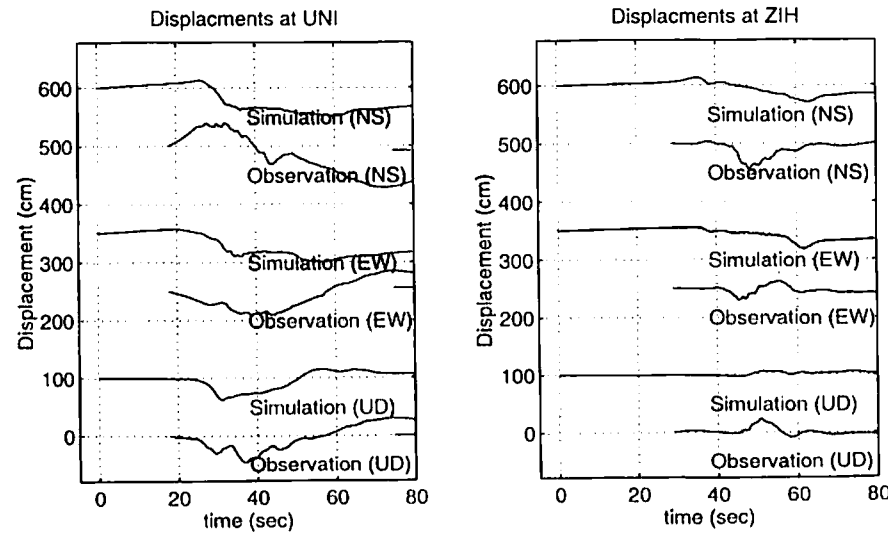
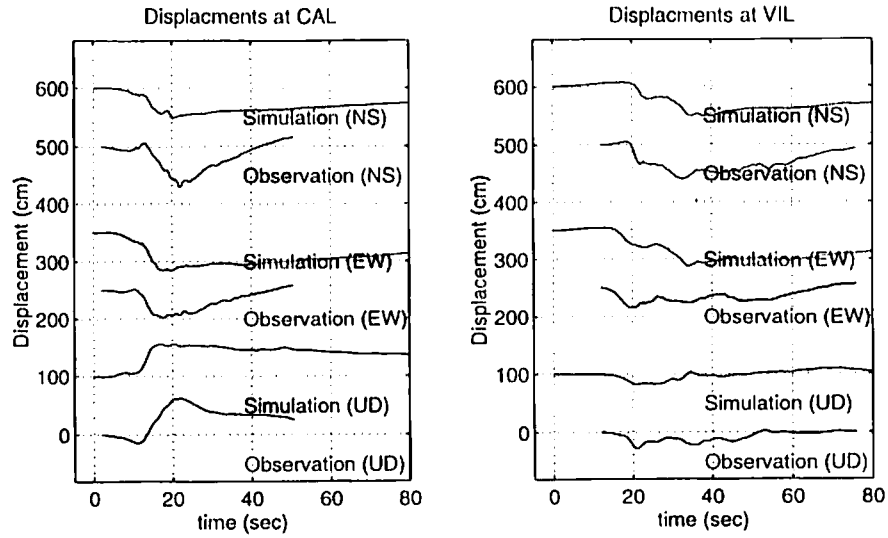


図8(c) 1985年 Michoacan 地震における震源直上の4観測点のシミュレーション及び観測された変位波形の比較

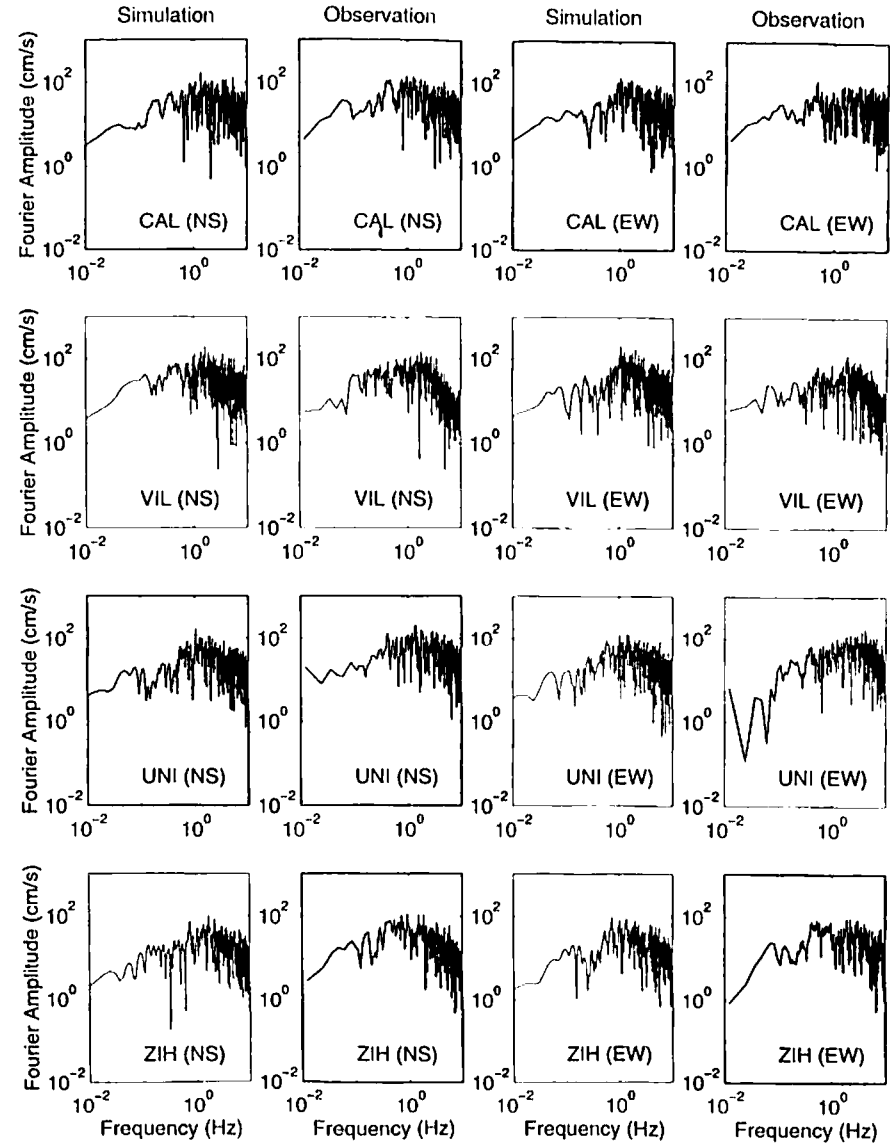


図9 1985年 Michoacan 地震における震源直上の4観測点のシミュレーション及び観測された加速度フーリエ振幅スペクトルの比較

10/12

具体例を紹介した。高振動数では経験的手法または統計的グリーン関数法が優れ、低振動数では理論的手法が優れているため、両者を組み合わせたハイブリッド手法が、現在では最も実用性の高い手法だと言える。

今後、より精度の高い震源のモデル化を行うためのいくつかの課題を記したい。まずは震源近傍における強震観測網の充実である。特にマグニチュード7後半から8クラスの震源近傍の強震動データは著しく不足しているのが現状である。震源パラメータは、今後とも実際に起こった地震の精度の高いデータが使用され続けると予想される。従って規模、深さ、断層タイプなどが異なる様々な地震の震源パラメータのデータベースを充実させることが最も重要である。兵庫県南部地震を契機として、K-Net やHi-Net に代表される全国レベルでのバックボーンとなる強震観測網が充実してきたので、今後は危険度の高いと判定された活断層の近傍での強震観測網の重点配備が望まれる。

震源近傍の強震観測記録の不足により、震源パラメータの構築に関しても、まだ不明な点が多いのが現状である。例えばすべりの大きい部分(アスペリティー)と高振動数の発生場所に関する関係も未だに明らかになっていない。通常モデル化では、高振動数波動は断層面にベター面か、すべり量にほぼ比例させて発生させている。しかし実際には高振動数波動はアスペリティーからではなく、その周辺部から発生しているケースも報告されている(例えば、寛、他、1994)。

また震源深さの違いによる強震動発生メカニズムの違いにも不明な点が多い。特に強い地震動を発生する場所(アスペリティー)の浅さの限界を把握することが重要である。経験上、アスペリティーの浅さ限界は10km程度であることが知られているが、その理由はまだ説明されていない。特に南関東地震や仮想東海地震のようにプレート境界の最浅部が陸地にかかっている場合、比較的深い地震のパラメータ(1995年メキシコ地震など、図5の断面図を参照)をそのまま適用すると、当然ながら最浅部にて非常に大きな強震動が発生する。過去の構造物被害から推定された強震動分布とシミュレーション結果の比較などから、プレート境界の最浅部で過去に実際どれくらいの強震動を発生したのかを調べることも重要な課題である。

#### 参考文献

Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, 72, pp.1217-1231.  
Bernard, P., A. Herrero, and C. Berge (1996). Modeling directivity of heterogeneous earthquake ruptures, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86, pp.1149-1160.

Abrahamson, N.A., and P.G. Somerville (1996). Effects of the Hanging Wall and Footwall on Ground Motions Recorded during the Northridge Effects, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86, No.1B, pp.S93-S99.  
Boore, D.M. (1983). Stochastic Simulation of High-Frequency Ground Motions based on Seismological Models of Radiated Spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, pp.1865-1894.  
Brune, J.N. (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 75, pp.4997-5009.  
壇 一男 (1999). 強震動予測のための半経験的波形合成法に関する総合報告 - 震源のモデル化に着目して -, *ORI 研究報告*, 99-01, 大崎総合研究所.  
Hanks, T.C. (1982). *fmax*, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, pp.1867-1879.  
Hartzell, S.H. (1978). Earthquake Aftershocks as Green's functions, *Geophys. Res. Lett.*, 5, No.1, pp.1-4  
Heaton T.H., J.F. Hall, D.J. Wald, and M.W. Halling (1995). Response of High-Rise and Base-Isolated Buildings to a Hypothetical Mw 7.0 Blind Thrust Earthquake, *Science*, 267, pp.206-211.  
Herrero, A. and P. Bernard (1994). A kinematic self-similar rupture process for earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84, pp.1216-1228.  
久田嘉章、山本俊六(1995). ノースリッジ地震の地震動-類似点と相違点、第23回地盤震動シンポジウム、日本建築学会、pp.93-100.  
Hisada, Y. (1999). A Physical Model for Constructing the Omega-Square Model - Modification of the K-Square Model including Spatial Variation in Slip Distribution, Slip Velocity, and Rupture Velocity -, accepted by *Bull. Seismo. Soc. Am.*  
Hisada, Y. (1999). A Hybrid Method for Predicting Strong Ground Motions at Broad-Frequencies near M8 Earthquakes in Subduction Zones, *Proc. 12 WCEE, New Zealand*, (printing).  
Houston, H. and H. Kanamori (1986). Source Spectra of Great Earthquakes: Teleseismic Constraints on Rupture Process and Strong Motion, *Bull. Seismo. Soc. Am.*, 76, pp.19-42.  
Irikura, K. (1983). Semi-Empirical Estimation of Strong Ground Motions during Large Earthquakes, *Bull. Disaster Prevention Res. Inst., Kyoto Univ.*, 33, Part 2, No.298, pp.63-104.  
Irikura, K. (1986). Prediction of strong acceleration motions using empirical Green's function, *Proc. 7th Japan Earthq. Symp.*, pp.151-156.  
入倉孝次郎(1994). 震源のモデル化と強震動予測、地震、第46巻、pp.495-512.  
岩田知孝、入倉孝次郎(1998). 理論的強震動予測における震源のモデル化、第26回地盤震動シンポジウム、pp.31-38.  
地震予知総合研究振興会(1998、1999). 強震動評価手法のレビューと事例的検討・報告書、財団法人・地震予知総合研究振興会・地震調査研究センター  
寛 楽麿、入倉孝次郎、芝 良昭(1994). 経験的グリーン関数法による1993年釧路沖地震の強震動波形

の合成, 京都大学防災研究所年報, 37, pp.217-223.

香川敬生, 入倉孝次郎, 武村雅之 (1998), 強震動予測の現状と将来の展望, 地震, 第51巻, pp.339-354.

釜江克弘, 入倉孝次郎, 福知保長 (1991), 地震のスケールリング則に基づいた大地震時の強震動予測, 日本建築学会構造系論文報告集, 第430号, pp.1-9.

Kamae, K., K. Irikura, and A. Pitarka (1998), A Technique for Simulating Strong Ground Motion using Hybrid Green's Function, *Bull. Seismo. Soc. Am.*, 88, No.2, pp.357-367.

Kanamori, H., and O. Anderson (1975), Theoretical Basis of Some Empirical Relations in Seismology, *Bull. Seismo. Soc. Am.*, 65, pp.1073-1095.

木下繁夫 (1988), fmax 周辺の話, 地震, 第41巻, pp.629-639.

瀬藤一起 (1996), カリフォルニアの被害地震と兵庫県南部地震, 科学, Vol.66, No.2, 岩波書店, pp.93-98.

Kostrov, B. V. (1964), Self-similar problems of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.*, 28, 1077-1087.

Mendoza, C. and S. H. Hartzell (1989), Slip Distribution of the 19 September 1985 Michoacan, Mexico, earthquake: Near-Source and Telesismic Constraints, *Bull. Seismo. Soc. Am.*, 79, pp.655-669.

三宅弘恵, 岩田知孝, 入倉孝次郎 (1999), 経験的グリーン関数法を用いた1997年3月26日 (Mjma 6.5) 及び5月13日 (Mjma 6.3) 鹿児島県北部地震の強震動シミュレーションと震源モデル, 地震, 第51巻, pp.431-442.

宮武 隆 (1998), 震源のダイナミクスと強震動, 理論的強震動予測における震源のモデル化, 第26回地盤震動シンポジウム, pp.39-46.

佐藤俊明, 壇一男, R.W. Graves, and P.G. Somerville (1998), 1923年関東大地震 (Ms8.2) の断層の非一様すべり破壊を考慮した3次元差分法と半経験的手法のハイブリッドによる東京の広帯域強震動シミュレーション, 第10回日本地震工学シンポジウム, Vol.1, pp.679-684.

Sekiguchi, H., K. Irikura, T. Iwata, Y. Kakehi and M. Hoshihara (1996), Minute Locating of Fault Plane and Source Process of the 1995 Hyogo-ken-Nanbu (Kobe), Japan, Earthquake from the Waveform Inversion of Strong Ground Motion, *J. Phys. Earth.*, 44, pp.473-487.

Somerville, P.G., M. Sen, and B. Cohee (1991), Simulation of Strong Ground Motions Recorded during the 1985 Michoacan, Mexico and Valparaiso, Chile Earthquakes, *Bull. Seismo. Soc. Am.*, 81, pp.1-27.

Somerville, P., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa, N. Smith, A. Kowada (1999), Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong motion, *Seism. Res. Lett.*, 70, 59-80.

Wald, D.A. (1995), A Preliminary Dislocation Model for the 1995 Kobe (Hyogo - ken Nanbu), Japan,

Earthquake Determined from Strong Motion and Telesismic Waveforms, *Seismo. Res. Letters*, 66, pp.22-28,

#### 補遺A

(12)式に示したように,  $n'$  が無限大になると級数部分がボックスカー関数になることを証明する。ここでは, (12)式の級数部分をフーリエ変換し, これが(13)式の第2項になることを示す。(12)式の級数部をF2とすると, このフーリエ変換は次式となる。

$$F2 = \frac{1}{n'} \sum_{k=1}^{(N-1)n'} \exp\{i\omega(k-1)\Delta\tau\} \quad (A1)$$

$$\Delta\tau = \frac{\tau_l}{(N-1)n'} \quad (A2)$$

ここで $(N-1)n'$ を2の累乗, すなわち  $2^M$  とする。次に(A1)式を展開し, 因数分解することから次式を得る。

$$\begin{aligned} F2 &= \frac{1}{n'} \prod_{m=1}^M \{1 + \exp(i2^{m-1}\omega\Delta\tau)\} \\ &= \frac{1}{n'} \prod_{m=1}^M \{2 \cos(2^{m-2}\omega\Delta\tau) \exp(i2^{m-2}\omega\Delta\tau)\} \\ &= \frac{1}{n' \sin(\omega\Delta\tau/2)} \sin(2^{M-1}\omega\Delta\tau) \exp\left(i\omega\Delta\tau \sum_{m=1}^M 2^{m-2}\right) \end{aligned}$$

次に  $n'$  (またはM) を無限大にすると, 次式が成り立つ。

$$n' \sin\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) \rightarrow \frac{\omega\tau_l}{2(N-1)},$$

$$\sin(2^{M-1}\omega\Delta\tau) \rightarrow \sin\left(\frac{\omega\tau_l}{2}\right),$$

$$\omega\Delta\tau \sum_{m=1}^M 2^{m-2} \rightarrow \frac{\omega\tau_l}{2} \left(\frac{1}{2^M} \sum_{m=1}^M 2^{m-1}\right) \rightarrow \frac{\omega\tau_l}{2}$$

従って, F2は次式に収束する。

$$F2 = (N-1) \frac{\sin(\omega\tau_l/2)}{\omega\tau_l/2} \exp\left(i\omega\tau_l/2\right), \quad (n' \rightarrow \infty)$$

これは(13)式の第2項, すなわち幅  $\tau_l$  のボックスカー関数に等しい。