

中小地震記録と断層モデルを用いた強震動加速度波形の予測手法

A METHOD FOR PREDICTING STRONG MOTION ACCELEROGRAMS
BY USE OF SMALL EARTHQUAKE RECORDS

神 山 真 *

By Makoto KAMIYAMA

A method for predicting strong ground motions is presented by use of accelerograms obtained during a small earthquake and faulting source model. The spectra relation due to a point source model is theoretically extended to one in the faulting source model. A statistical scaling law of source spectra is also derived from the past strong-motion accelerograms obtained in Japan. After the incorporation of the theoretical spectra relation and the statistical law, strong motion accelerogram during a large earthquake is synthesized by small earthquake records. The method is applied to several representative earthquakes occurred in Japan, and it is shown that the synthesized accelerograms by the method agree relatively well with the observed ones in the points of amplitude, duration and spectra characteristics.

1. まえがき

構造物の耐震解析では入力地震動の設定は最も重要な問題の一つである。従来、この種の入力地震動設定として既往の代表的な強震記録に何らかの処理を加えたものを用いることが多く行なわれてきた。しかし、地震動の複雑性を考えれば、構造物付近の地盤条件やその地域のサイズミシテイなどに配慮した更に適切な設定法が必要と考えられる。

一般に、構造物の入力地震動となる地盤震動は震源、伝播経路、構造物近傍の局所的な地盤条件など種々の要因の影響を受ける。従って、合理的な入力地震動はこれらの要因を総合的に考慮した形で設定される必要がある。これらの要因のうち震源、伝播経路は未知な部分が多いこともあり、局所的な地盤条件に比し、それらの影響を詳しく見積もることはあまりなされてこなかった。一方、最近の地震学の進歩は地震が断層スベリに起因すること、震源での断層破壊過程が地震動に重要な影響を及ぼすことなどを明らかにしてきた。これらの最近の知見を参照すれば、耐震解析で必要とされる入力地震動も構造物近傍の局所的な地盤条件の影響と同程度に震源、伝播経路の影響を考慮して設定される必要があると考えられる。

構造物の耐震解析ではその入力地震動として主に加速度波が重要となるが、震源断層モデルを適用して加速度波の予測を行うとき、次の二つの問題が指摘される。一つは、震源における加速度レベルの短周期成分の発生は断層の複雑な不均質性により強く影響を受けると考えられるが、このような短周期成分は伝播経路や観測点の表層地盤の微細構造にも強く支配されることから、加速度地震動の予測は長周期地震動の予測と異なり、震源断層の細かな性状と表層地盤の微細構造とを同時に考慮する必要があることである。二つは、

* 工博 東北工業大学助教授 工学部土木工学科 (〒982 仙台市八木山香澄町35-1)

短周期地震動の発生に關与する断層の不均質性のパラメータは長周期地震動の予測で有効な一様断層モデルのパラメータに比較して未知な部分が多いことである。一の問題については、純粋な理論解析モデルに頼る限り、今日の大規模計算機の処理能力をもってしても取扱いが困難であるが、これに対してHartzell¹⁾は前震、余震といった中小地震による地震記録を一種のGREEN関数とみなすことにより、それらの記録を重ね合せて大地震の地震動を合成する方法を提案した。この方法は伝播経路、観測点近傍の微細地盤構造などの複雑な影響を直接に見積もることなく、震源断層モデルを用いて地震動波形を半経験的に予測するものであり、極めて巧妙なアイデアといえる。Hartzellは彼のアイデアを最初、変位波形に適用して成功したが、その後、この卓抜したアイデアを加速度波形に応用する研究が試みられている²⁾。しかしながら、加速度波への適用では、一様断層モデルで確立された断層パラメータのスケーリング則の利用が変位波の予測ほど有効でなく、合成法に各種の試行錯誤が行なわれている状況である^{3)、4)、5)}。言い換えれば、上述の二の問題に關連した断層面上の不均質性の把握が不十分な点がHartzellの方法の加速度波形への適用の最大の支障となっていると言える。

上述の不均質断層の断層パラメータに関して、著者は理想化された不均質断層モデルと過去に得られた強震記録を用いて断層の不均質性の平均像を明らかにするとともに、震源スペクトルの簡単な統計的相似則を求めた⁶⁾。本論文はこのような震源スペクトルの統計的相似則と不均質断層の破壊パターンを考慮して、中小地震記録から大地震時の加速度波形を予測する方法について述べたものである。従来この種の手法が地震モーメントを中心とした相似則を用いて中小地震記録を時間領域で重ね合わせるのに対して、本手法では工学分野で親しみの深い地震マグニチュードを媒介として震源スペクトルの相似則により周波数領域で重ね合せ、これを逆変換して波形を求めるものであり、簡易的に加速度波形が予測できることを最大の特徴としている。

2. スペクトルの相似則による加速度波形の合成

(1) 点震源モデルによる大地震(本震)と中小地震(前震、余震)のスペクトル関係

先に述べたように、ある地点の地震動 $f(t)$ は大別して震源、伝播経路、観測点近傍の地盤構造の三要因の影響を受ける。いま、この三要因がシステムとして線形であると仮定すれば、 $f(t)$ のフーリエ変換 $F(\omega)$ は次のように表される。

$$F(\omega) = I(\omega) \cdot G(\omega) \cdot R(\omega) \cdot S(\omega) \quad \text{----- (1)}$$

ここに、 $I(\omega)$:計器の周波数特性、 $G(\omega)$:表層地盤の周波数応答関数、 $R(\omega)$:伝播経路の周波数応答関数、 $S(\omega)$:震源スペクトル、 ω :円振動数。

ここで、Fig.1に示すように大地震(本震) m とそれに関連した中小地震(前震、余震) e を考える。本震と中小地震の地震動特性をそれぞれ m 、 e を付して表すと、式(1)から次のようになる。

$$F_m(\omega) = I(\omega) \cdot G_m(\omega) \cdot R_m(\omega) \cdot S_m(\omega) \quad \text{----- (2)}$$

$$F_e(\omega) = I(\omega) \cdot G_e(\omega) \cdot R_e(\omega) \cdot S_e(\omega) \quad \text{----- (3)}$$

本震と前震・余震は大局的にみた場合はほぼ同じ領域で生じるので、それぞれの地震波はほぼ同じ伝播経路を通過して観測点に到達すると考えられる。特に、観測点近傍では両者の地震波は表層地盤により全く同一の影響を受けると考

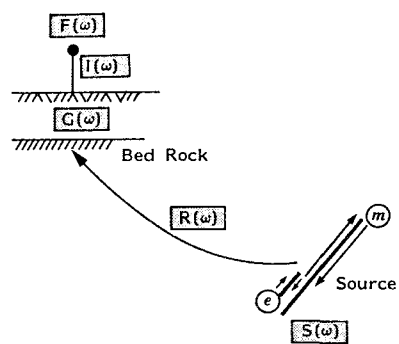


Fig.1 地盤震動模式図

えられ、表層地盤の土の非線形性が小さいと仮定すれば、次が成立するであろう。

$$G_m(\omega) = G_o(\omega) \text{-----} (4)$$

式(4)を仮定すると、式(2)、(3)から次が導かれる。

$$F_m(\omega) = F_o(\omega) \cdot \{R_m(\omega) \cdot S_m(\omega)\} / \{R_o(\omega) \cdot S_o(\omega)\} \text{-----} (5)$$

(2) 断層モデルにおける震源スペクトル関係

式(5)は本震、前震・余震といった地震を点震源とみなしたときの地震動スペクトルの一般的な関係式と言える。一方、先に述べたように最近の震源断層の研究から大地震の地震波は断層面上の不均質性による幾つかの小破壊(サブイベント)により生成されることが明らかとなってきた。ここで、個々のサブイベントによる震源スペクトルとそれらの合成スペクトルとしての大地震の震源スペクトルの一般的な関係を考えよう。ここでは、便宜的にサブイベントを大地震の要素地震と呼ぼう。

いま、簡単のためFig.2に示すように大地震の断層が矩形を有するとして、N個の要素地震からなると仮定すれば、震源距離が断層長よりずっと大きいとき大地震の震源スペクトル $S_m(\omega)$ と各々の要素地震の震源スペクトル $S_n(\omega)$ ($n=1\sim N$) には次式が成立する。

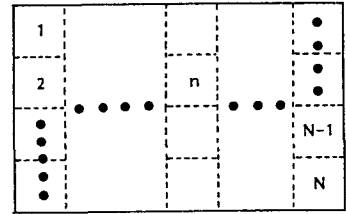


Fig.2 矩形断層

$$S_m(\omega) = \sum_{n=1}^N S_n(\omega) \text{-----} (6)$$

式(6)の $S_n(\omega)$ は各々の要素地震毎に異なると考えられる。特に、各々の要素地震は次々と伝播しながら生じるので、その位相は要素毎に大幅に変化すると予想される。一方、 $S_n(\omega)$ の振幅は要素毎の変化はあるにしても、位相に比較してその変化は小さいと考えられる。そこで、各要素地震の振幅スペクトルの変化は小さいと仮定して、その平均を $|S_o(\omega)|$ とすると、式(6)は次のようになる。

$$S_m(\omega) = \sum_{n=1}^N |S_o(\omega)| \cdot e^{-i\phi_n(\omega)} \text{-----} (7)$$

ここに、 $\phi_n(\omega)$ は要素 n の位相。

式(7)の位相 $\phi_n(\omega)$ は要素から要素への伝播、各要素の破壊形式など種々の要因の影響を受けると考えられるが、不均質断層モデル⁷⁾を参照すれば、incoherentな特性を有し、統計的には独立な変数と思われる。このような要素地震の位相の統計的独立性を仮定すれば、大地震の震源スペクトルの振幅の期待値 $E[|S_m(\omega)|]$ は式(7)のRMS値として次のように与えられるであろう。

$$E[|S_m(\omega)|] = \sqrt{N} |S_o(\omega)| \text{-----} (8)$$

式(8)は大地震の震源スペクトルとその要素地震の震源スペクトルの平均的な関係であり、サブイベントを有する多くの地震における高周波数領域のスペクトル関係式として成立すると考えられる。

(3) 断層モデルによる地震動スペクトルの合成

ここで、点震源モデルで成立する式(5)のスペクトル関係を断層震源モデルに拡張する。すなわち、本震の震源スペクトルと伝播経路スペクトルの積 $R_m(\omega) \cdot S_m(\omega)$ を本震断層上の要素地震のそれで表すことを試みる。Fig.3を参照して、本震がN個の要素地震からなるとして、要素 n の震源スペクトル、伝播経路スペ

クトルをそれぞれ $S_n(\omega)$ 、 $R_n(\omega)$ と表すと、本震の震源スペクトルと伝播経路スペクトルの積は次式で与えられる。

$$R_m(\omega) \cdot S_m(\omega) = \sum_{n=1}^N R_n(\omega) \cdot S_n(\omega) \quad (9)$$

いま、Fig.3において、断層破壊が最初に始まる要素の中心に直角座標 (x, y, z) の原点を置き、この点の観測点からの距離を r_0 とする。さらに、要素 n の中心座標を (x_n, y_n, z_n) 、観測点からの距離を r_n と記し、断層破壊は破壊開始点から同心円状に伝播するとする。このとき、要素 n の震源スペクトル $S_n(\omega)$ は (2) で述べたように振幅スペクトルの変動が小さいことを仮定すれば、次のように表される。

$$S_n(\omega) = |S_0(\omega)| \cdot e^{-i\phi_n(\omega)} \cdot e^{-i\omega\sqrt{x_n^2+y_n^2+z_n^2}/v} \quad (10)$$

ここに、 $|S_0(\omega)|$:要素地震の平均振幅スペクトル、 v :破壊の伝播速度、 $\phi_n(\omega)$:伝播効果を除いた位相。一方、要素 n の伝播経路スペクトル $R_n(\omega)$ も各要素とも大局的にはほぼ同じ伝播経路をたどるので、その絶対値の要素毎の変動は小さく、かつその絶対値は各要素と観測点との距離に支配されると考えられる。そこで、要素 n の伝播経路スペクトル $R_n(\omega)$ は次のように表すことができよう。

$$R_n(\omega) = |R_0(\omega, r_n)| \cdot e^{-i\phi_n(\omega)} \cdot e^{-i\omega(r_n-r_0)/\beta} \quad (11)$$

ここに、 $|R_0(\omega, r_n)|$:伝播経路による周波数応答関数の絶対値、 β :地震波の伝播速度、 $\phi_n(\omega)$: n 要素固有の位相。

一方、式(5)の中小地震の震源スペクトル $S_o(\omega)$ 、伝播経路スペクトル $R_o(\omega)$ も式(10)、(11)と同様に振幅スペクトルと位相を分離すれば、次のように表現される。

$$R_o(\omega) = |R_o(\omega, r_o)| \cdot e^{-i\eta(\omega)} \quad (12), \quad S_o(\omega) = |S_o(\omega)| \cdot e^{-i\xi(\omega)} \quad (13)$$

ここに、 $|$ は絶対値、 $\eta(\omega)$ 、 $\xi(\omega)$ は位相角、 r_o は中小地震と観測点の震源距離を表す。

式(9)、(10)、(11)、(12)、(13)を式(5)に代入し、式(8)が成立することを考慮すると、式(5)は次のように表される。

$$F_m(\omega) = F_o(\omega) \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N \frac{|R_0(\omega, r_n)| |E[|S_m(\omega)|]|}{|R_o(\omega, r_o)| |S_o(\omega)|} \cdot e^{-i\Phi_n(\omega)} \cdot e^{-i\omega\{(r_n-r_0)/\beta + \sqrt{x_n^2+y_n^2+z_n^2}/v\}} \quad (14)$$

ここに、 $\Phi_n(\omega) = \phi_n(\omega) + \phi_n(\omega) - \eta(\omega) - \xi(\omega)$ 。

一般に、本震の発震機構とそれに関連した中小地震の発震機構は比較的に似ていると考えられる。そこで、本震と前震・余震といった中小地震の発震機構の類似性を前提として、式(14)の $E[|S_m(\omega)|]$ と $|S_o(\omega)|$ には何らかの相似則が成立すると仮定する。しかも、この相似則は地震の規模マグニチュード M 、震源深さ D で簡単に規定されると考えると、次のようにおける。

$$\frac{E[|S_m(\omega)|]}{|S_o(\omega)|} = \frac{|S(\omega, M_m, D_m)|}{|S(\omega, M_o, D_o)|} \quad (15)$$

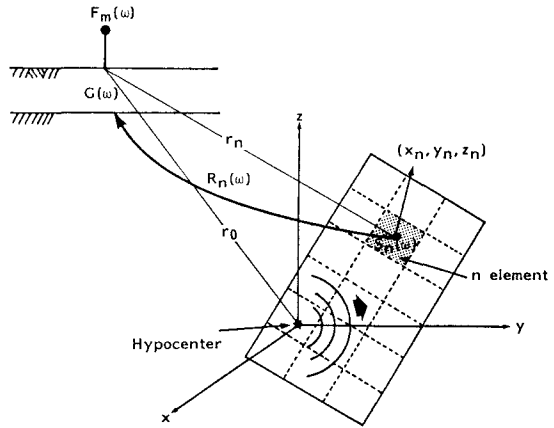


Fig.3 断層モデルによる地盤震動

ここに、 M_m 、 D_m は本震のマグニチュード、震源深さ、 M_o 、 D_o は中小地震のマグニチュード、震源深さ。同様に、本震の要素地震による地震波と前震・余震の地震波はほぼ同じ伝達経路を有すると考えられるので、式(14)の $|R_o(\omega, r_n)|$ と $|R_o(\omega, r_o)|$ は同一の関数で表されると仮定できよう。すなわち、

$$\frac{|R_o(\omega, r_n)|}{|R_o(\omega, r_o)|} = \frac{|R(\omega, r_n)|}{|R(\omega, r_o)|} \quad (16)$$

式(15)、式(16)を式(14)に代入すると、次のようになる。

$$F_m(\omega) = F_o(\omega) \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N \frac{|R(\omega, r_n)| |S(\omega, M_m, D_m)|}{|R(\omega, r_o)| |S(\omega, M_o, D_o)|} \cdot e^{-i\Phi_n(\omega)} \cdot e^{-i\omega \{ (r_n - r_o) / \beta + \sqrt{x_n^2 + y_n^2 + z_n^2} / v \}} \quad (17)$$

式(17)は上の誘導から明らかなように、断層震源モデルによる地震動スペクトルの半経験的合成法とみなすことができるが、この方法を実行するには震源スペクトルの相似則、断層面上の要素地震の数 N などの問題を解決する必要がある。

3. 震源スペクトルの相似則を求める統計的方法

震源スペクトルの相似則を検討する場合、理論的方法、統計的方法などいくつかの方法が考えられる。例えば、一様断層モデルにより断層のくい違い量、ライズタイムなど断層パラメータの相似則が導かれているので、これを利用することにより震源スペクトルの相似則を理論的に検討することもできよう。しかし、このような一様断層モデルで適用される相似則は周期10秒程度以上の長周期の帯域で有効であるが、ここで考えている加速度波形で問題となる短周期領域のスペクトル特性にほとんど関係しないことが知られている。このようなことから、加速度波で問題となるような短周期のスペクトル特性を支配する断層パラメータを理論的に明らかにしようとする研究も行なわれているが、加速度波を支配する決定的な断層パラメータは未だ確立されていず、むしろそのような断層パラメータを明らかにするため強震加速度記録の詳細な検討が行なわれているのが現状である。このような現状を考えれば、加速度記録で有効な震源パラメータの相似則を求めるためには、既往の断層パラメータに関する相似則に頼るのではなく、強震加速度記録を直接利用する方がより妥当と考えられる。以上の観点から、本論文では過去に得られた強震加速度記録から統計的に震源スペクトルの相似則を求めることを試みる。なお、ここでは震源スペクトルの相似則を検討する主要パラメータとして地震のマグニチュードを用いる。地震マグニチュードを主要パラメータとして用いた理由は、断層破壊の物理的背景に基づくものでなく、工学的簡易性を優先させたことによる。

周知のように、強震観測は一般に地表で行なわれている。一方、地表での地震記録は先に述べたように、観測点近傍の表層地盤の影響を強く受けるので、このような地表記録から震源スペクトルを推測するには、表層地盤などの影響を除く必要がある。著者は、異なった地盤条件を有するいくつかの観測点で種々の条件の地震による強震記録が数多くあれば、これらの記録のスペクトルを統計的に処理することにより、各観測点の地盤条件の影響による増幅スペクトル、伝播経路によるスペクトル、震源条件によるスペクトルを分離独立させることができること示して、そのための統計解析モデルを提示した^{6), 8)}。全観測点 L 個の場合について、その統計解析モデルを再掲すれば、次のようである。

$$\log_{10} V(\omega) = a(\omega)M^2 + b(\omega)M + c(\omega)\log_{10}(r+30) + d(\omega)D + e(\omega) + \sum_{i=1}^{L-1} A_i(\omega)S_i \quad (18)$$

ここに、 $V(\omega)$:地震動スペクトル、 M :マグニチュード、 r :震源距離、 D :震源深さ、 S_i :ダミー変数、 $a(\omega)$ 、 $b(\omega)$ 、 $c(\omega)$ 、-----、 $A_i(\omega)$:回帰係数、 ω :円振動数。

式(18)が導かれた背景およびその解析結果は文献(6)、(8)に詳細に述べられている。式(18)は要するに、震源、伝播経路、個々の観測点の地盤条件をそれぞれ地震マグニチュード M 、震源深さ D 、震源距離 r 、ダミー変数で簡単に代表させて、それぞれの影響を統計的に分離することを目的とした重回帰モデルである。ここで、式(1)の解析モデルと式(18)の統計モデルの各項には次の対応関係が存在する。

$$|F(\omega)| \equiv |V(\omega)| \text{ ----- (19), } |G(\omega)| \equiv 10 \frac{A_i(\omega)}{a(\omega)M^2+b(\omega)M+d(\omega)D+e(\omega)} \text{ ----- (20)}$$

$$|R(\omega)| \equiv (r+30) \frac{c(\omega)}{\text{--- (21), } |S(\omega)| \equiv 10 \text{ ----- (22)}$$

式(19)~(22)の対応関係を考慮すれば、式(17)に含まれる震源スペクトル、伝播経路スペクトルのスペクトル比は式(18)の重回帰モデルの解析結果から求まる回帰係数を用いて次のように与えられる。

$$\frac{|S(\omega, M_m, D_m)|}{|S(\omega, M_e, D_e)|} = 10 \frac{a(\omega)(M_m^2 - M_e^2) + b(\omega)(M_m - M_e) + d(\omega)(D_m - D_e)}{\text{----- (23)}$$

$$\frac{|R(\omega, r_n)|}{|R(\omega, r_e)|} = \left(\frac{r_n + 30}{r_e + 30} \right) \frac{c(\omega)}{\text{----- (24)}$$

ここに、サブフィクス m, e はそれぞれ本震、およびそれに関する中小地震のパラメータを意味する。

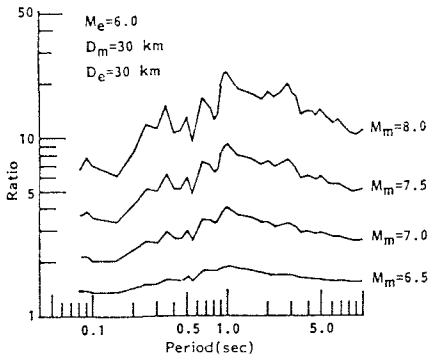


Fig.4 震源スペクトル比の例

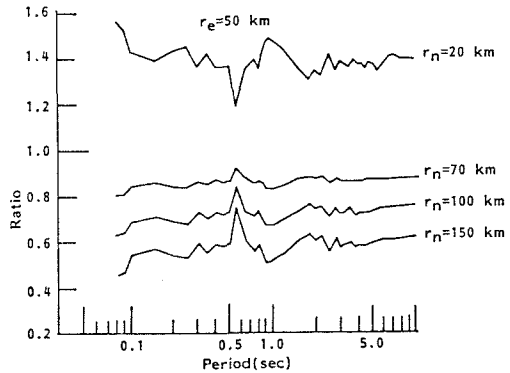


Fig.5 伝播経路スペクトル比の例

我国で得られた強震記録228成分を用いて、式(18)の重回帰モデルにより求められた回帰係数の結果は文献(6)に述べられているが、ここではこれらの回帰係数により式(23)、(24)のスペクトル比を評価した。これらのスペクトル比を求めた例が Fig.4、Fig.5 である。Fig.4 は $M_e=6.0$ 、 $D_e=30$ km のとき、 $D_m=30$ km として、 M_m が6.5 ~ 8.0 に変化した場合の $|S(\omega, M_m, D_m)|/|S(\omega, M_e, D_e)|$ を示したものである。一方、Fig.5 は $r_e=50$ km のとき、 r_n が 20 ~ 150 km に変化した場合の式(24)の $|R(\omega, r_n)|/|R(\omega, r_e)|$ を示したものである。Fig.4、Fig.5 のように、このモデルを用いれば、本震 m と関連中小地震 e のマグニチュード、震源深さなどの簡易な震源要素を知ることにより、式(17)のスペクトル比は簡単に求まる。

一方、式(17)において、要素地震の数 N は上述の震源スペクトル比と同様に $F_m(\omega)$ の算定に重要な影響を及ぼすと考えられる。このような要素地震の数 N (言い換えれば断層面上の破壊クラック数)を明らかにするため、著者は式(18)の統計解析モデルの解析結果をPapageorgiou and Aki⁷⁾ の不均質断層モデルから考察し、クラック寸法に関する相似則を検討した⁶⁾。その結果、断層の平均的な破壊クラック数は $M \geq 6$ の被害を与える恐れのある規模の地震では M による変化が少なく、ほぼ10~20(平均16)の範囲にあることが明らかとなった。ここでは、このような要素地震の数の妥当性を検討する意味も含めて、対象とす

る地震の規模、種類に関係なく $N=16$ として式(17)を適用する。

また、式(17)の $\Phi_n(\omega)$ は式(14)の誘導から明らかなように、本震の要素地震と本震に関連した中小地震の各々の震源スペクトルの位相角から個々の要素地震毎に決まる位相成分である。従って、 $\Phi_n(\omega)$ は地震の種類、断層要素の破壊形式によって大幅に変化し、振幅スペクトルの場合のような簡単な相似則は存在せず、ランダムな確率変数の性格を有すると考えられる。しかし、その詳細は不明なので、ここでは断層の破壊伝播効果への干渉を避けるため、 $\Phi_n(\omega)$ は ω によらないものとして、要素 n 毎に $0 \sim 2\pi$ の一様乱数で変化させた。

以上述べたように、式(17)の主なる項が与えられるので、前震・余震といった中小地震記録からそのフーリエ変換を求め、本震の断層形状、断層の破壊伝播速度 v 、地震波伝播速度 β が知れば式(17)により $F_m(\omega)$ が求まる。さらに、これをフーリエ逆変換することにより、求める本震の地震記録が得られることになる。本研究ではこの方法をコード化して、プログラム『SMAP-F1』を開発した。

4. 余震記録からの本震加速度波形の予測例

以上述べた強震加速度波形の予測法の妥当性を検討するため、これまで日本近辺で発生した大地震で本震記録と余震記録の得られている主なる地震にこの手法を適用して、予測波と実測記録の比較を行った。このうち1978年宮城県沖地震と1983年日本海中部地震の結果は文献9)で述べたので、ここでは1973年根室半島沖地震、1968年十勝沖地震の結果について報告する。なお、以下の計算では断層形状は矩形とし、本震断層面上の要素地震の数 N は上に述べた結果から $N=16$ として、断層全体の形状と相似形に要素分割する。また、断層の破壊伝播速度 v も本来なら地震毎に変わると考えられるが、ここではパラメータの簡易化の趣旨から一律の値を設定した。すなわち、Gellerの研究¹⁰⁾などを参照して、プレート間地震については $v=3.0$ km/sec、プレート内地震については $v=2.5$ km/sec とした。さらに、地震波伝播速度 β も Geller の式 $v/\beta=0.72$ と v の値から一律に算定したものをを用いた。

(1) 1973年根室半島沖地震の例

Fig.6 は1973年根室半島沖地震の本震 m 、要素地震として用いた地震 e 、およびそれらの記録を得た観測点を示したものである。Fig.6 では Shimazaki¹¹⁾ による本震断層も示されている。本震、小地震の震源要素をまとめたのが Table 1 であり、本震断層の断層パラメータは Table 2 に示されている。

Fig.7 は地震 e による観測点 Kushiro での水平動加速度記録を示したものである。これらの加速度記録のフーリエ変換を式(17)の $F_e(\omega)$ として、Table 1、2 のパラメータを用いて求めた本震加速度記録を示したのが Fig.8 である。Fig.8 では比較のため本震の際に実測された加速度記録も示されている。Fig.8 をみると、計算波形は振幅、継続時間、波形性状などの点から実測波形を比較的よく再現していることがわかる。Fig.9 は周期特性の一致度をみるため、計算波と実測波の応答ス

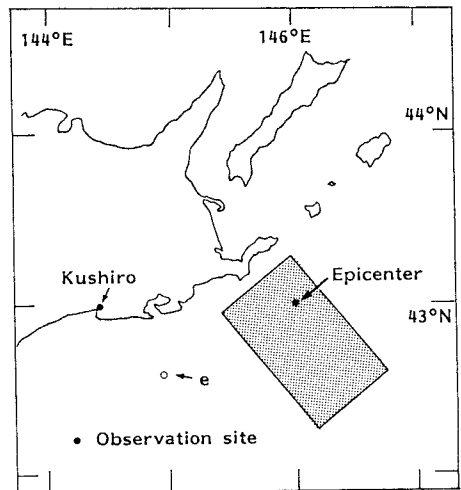


Fig.6 1973年根室半島沖地震の震源と観測点

ベクトルを比較して示したものである。Fig.9 から、スペクトル特性の点からも計算波は実測波によく一致していることがわかる。この1973年根室半島沖地震ではここで対象としている観測点 Kushiroで多くの余震記録が得られていないので異なる要素地震を用いた場合の比較ができない。従って、断定的には言えないが、Fig.6 に示したように、ここで要素地震として用いた余震 e は本震断層面上に生じたものでなく、要素地震としての条件を十分に満足するものではないにもかかわらず、計算波は実測波をよく再現していることから、本手法は要素地震として用いる中小地震の選択に一定の融通性を有するものと考えられる。

Table 1 1973年根室半島沖地震の震源要素

	Date	Magnitude	Depth (km)	Epicentral Distance (km)
Mainshock m	June 17 1973	7.4	40.0	(Kushiro) 128.0
Shock e	May 11 1972	5.8	60.0	(Kushiro) 61.0

Table 2 1973年根室半島沖地震の断層パラメータ

Fault Length	60 km
Fault Width	100 km
Center of Fault	42.8°N 146.08°E Depth:28 km
Dip Angle	27°
Dip Direction	N40°W
Division of Fault	N 16 (4x4)
Velocity of Fault Rupture	3.0 (km/sec)
Velocity of Earthquake Wave	4.2 (km/sec)

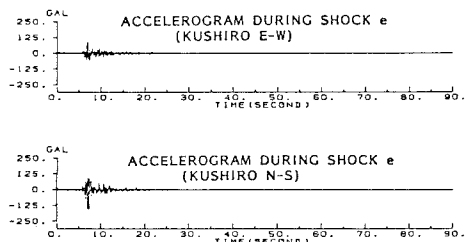


Fig.7 地震 e による加速度記録(釧路)

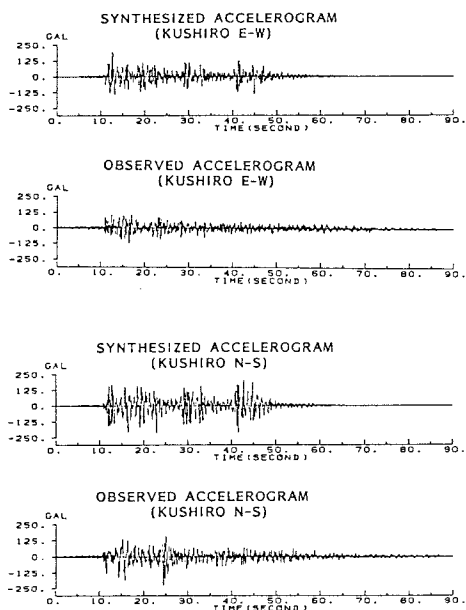


Fig.8 合成加速度記録と実測加速度記録の比較(釧路)

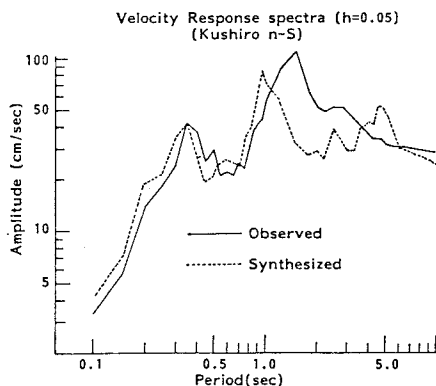
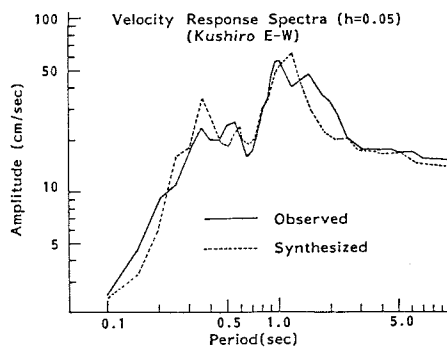


Fig.9 合成記録と実測記録の応答スペクトルの比較

(2) 1968年十勝沖地震の例

1968年十勝沖地震の本震およびそれに関連すると思われる中小地震の震源、さらにこれらの震源により加速度記録の得られた観測点を Fig.10 に示す。Fig.10 では Kanamori¹²⁾ による本震断層も併せて示されている。これらの地震の震源要素および本震断層の断層パラメータをそれぞれ Table 3、4 に示す。なお、Fig.10 示す余震 e₁ は気象庁マグニチュード M_J=6.9 と発表されているが、宇津¹³⁾によれば M=6.6 が示唆されている。ここでは、この指摘と同余震の際の震度階分布を参考として、余震 e₁ のマグニチュードとして M=6.6 を採用している。また、断層破壊開始は震央の南50 km にあったとの研究を参照して、ここでは本震震央ではなく、Fig.10 の点 I を断層破壊の開始点としている。余震 e₁ による地震記録を用いて合成された観測点 Muroran、Hachinohe、Aomori の本震合成波形および余震 e₂ の地震記録を用いて計算された観測点 Miyako の本震波形を本震の際の実測波形と比較して示したのが Fig.11 である。さらに、これらの計算波、実測波の応答スペクトルを比較したのが Fig.12 である。Fig.11、Fig.12 をみると、Hachinohe、Aomori などの観測点で波形の時間変動に違いがみられるものの、振幅、継続時間、スペクトル特性などの点から計算された加速度地震動は実測のそれと総じて良く調和していると言えよう。先に述べたように、ここでの本震地震動の算定は本震断層面上の要素地震のパワーは均一として行っている。一方、1968年十勝沖地震は極めて複雑な断層破壊によるものであることが指摘されている¹⁴⁾。これを考慮すれば、ここでの結果の波形形状が予測波と実測波で厳密に一致しないのは当然である。従って、このような複雑な断層破壊過程を有する地震に対する合成は要素地震のパワーの不均質性を導入したより高度な方法が必要と考えられる。

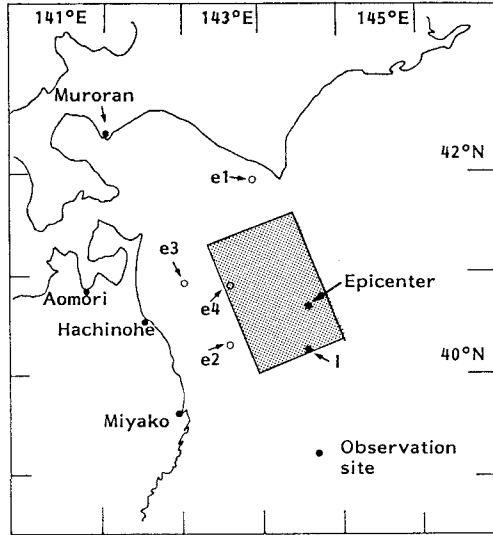


Fig.10 1968年十勝沖地震の震源と観測点

Table 3 1968年十勝沖地震の震源要素

	Date	Magnitude	Depth (km)	Epicentral Distance (km)
Mainshock m	May 16 1968	7.9	0.0	(Muroran) 323.0
				(Aomori) 250.0
				(Hachinohe) 182.0
				(Miyako) 154.0
Shock e ₁	Sep. 21 1968	6.6	80.0	(Muroran) 167.0 (Aomori) 216.3 (Hachinohe) 194.0
Shock e ₂	May 23 1968	6.3	0.0	(Miyako) 92.0
Shock e ₃	March 20 1972	6.4	80.0	(Aomori) 104.0
Shock e ₄	Dec. 2 1981	6.2	60.0	(Hachinohe) 100.0

Table 4 1968年十勝沖地震の断層パラメータ

Fault Length	150 km
Fault Width	100 km
Center of Fault	40.8° N 143.02° E Depth: 33 km
Dip Angle	20°
Dip Direction	N112°W
Division of Fault	16 (4x4)
Velocity of Fault Rupture	3.0 (km/sec)
Velocity of Earthquake wave	4.2 (km/sec)

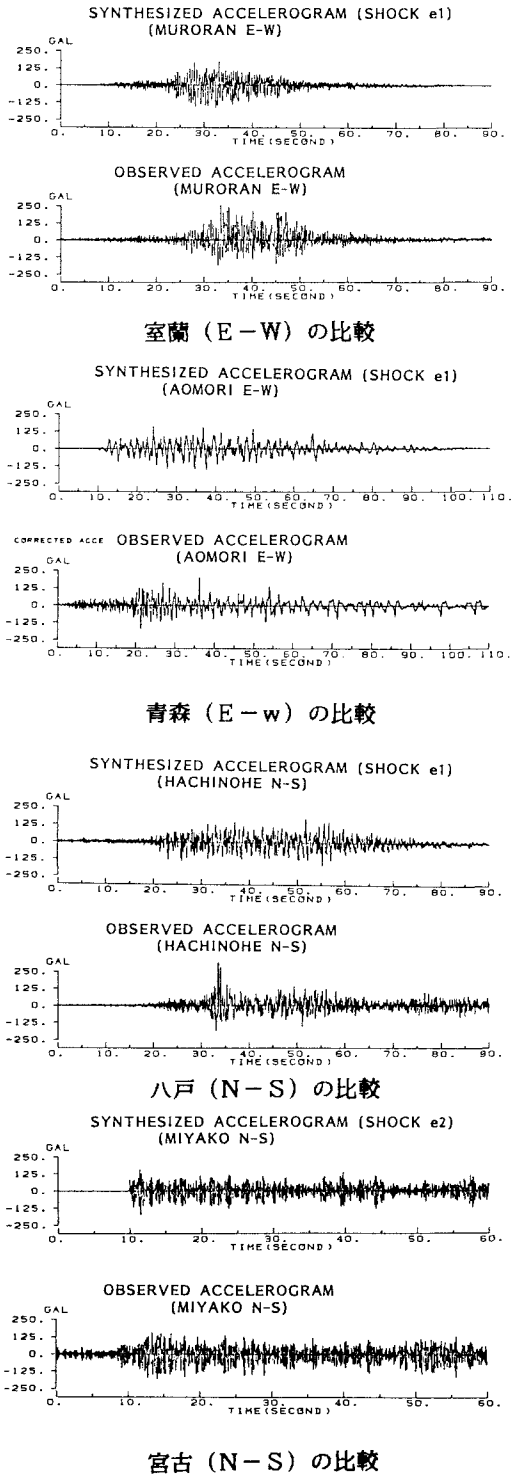


Fig. 11 合成記録と実測記録の比較

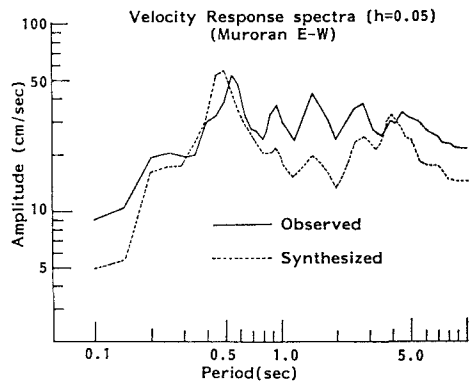


Fig. 12(1) 室蘭の応答スペクトルの比較

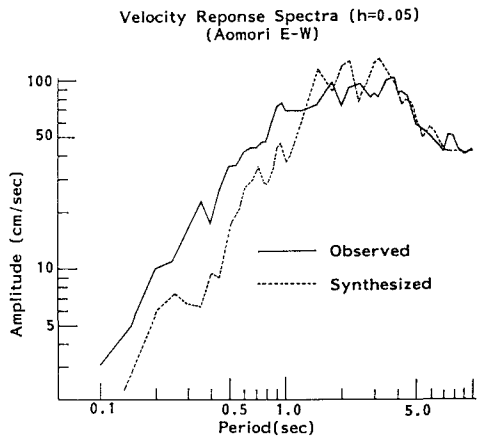


Fig. 12(2) 青森の応答スペクトルの比較

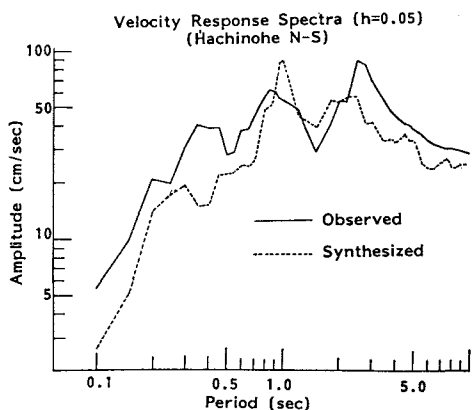


Fig. 12(3) 八戸の応答スペクトルの比較

次に、本手法の適用範囲を検討する意味から、異なる中小地震記録を要素地震として用いた場合の例を示したのが Fig.13 である。Fig.13 では観測点 Hachinohe、Aomori を例に異なる中小地震の記録を要素地震として求めた計算波形が比較して示されている。また、これらの加速度波のスペクトルを実測スペクトルと比較して示したのが Fig.14 である。Fig.13、14 の比較から用いる要素地震により結果がかなり異なることがわかる。特に、Aomori のように軟弱地盤のスペクトル特性

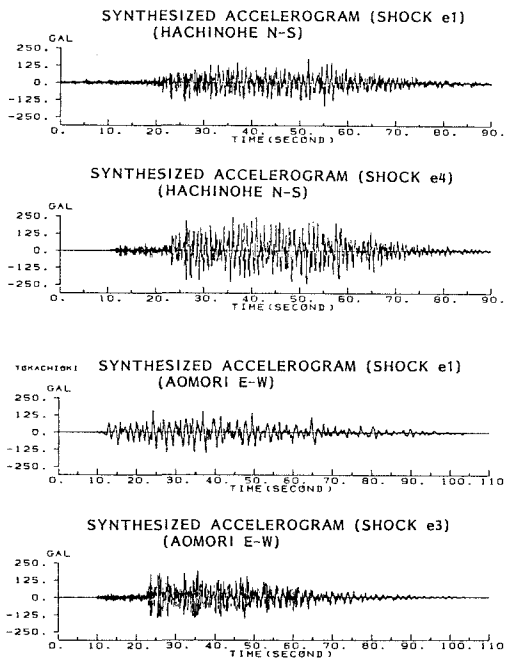


Fig.13 異なる中小地震記録を要素地震として用いた場合の合成地震記録の比較例 (八戸N-S、青森E-Wの例)

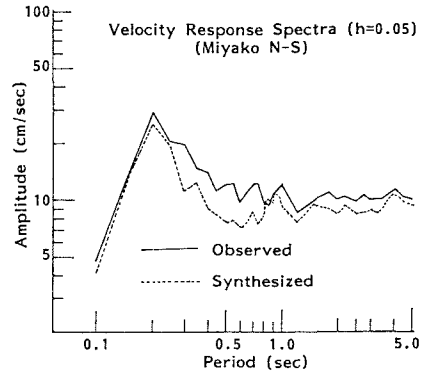


Fig.12(4) 宮古の応答スペクトルの比較

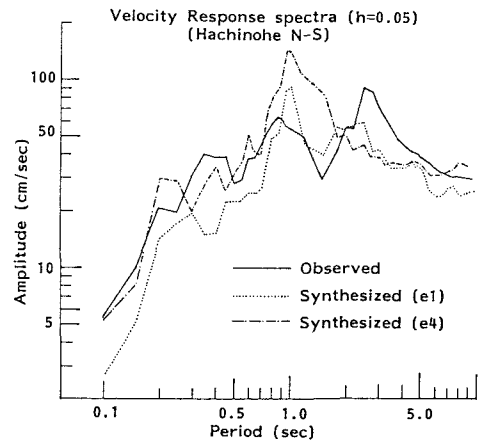


Fig.14 (1) 八戸の応答スペクトルの比較

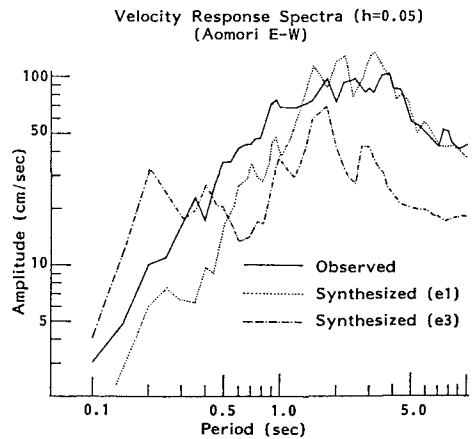


Fig.14 (2) 青森の応答スペクトルの比較

の結果に違いが著しい。本手法は先に述べたように観測点近傍の表層地盤における線形応答を前提としているので、強震時の非線形応答が予想される軟弱地盤ではその応用に限界があることは当然であるが、Fig.13、14の結果を参照すると、要素地震の選択もここで対象としている1968年十勝沖地震のような複雑な震源過程を有する地震では、その震源過程を忠実に反映すべく、適切な要素地震を用いる必要があると考えられる。

5. むすび

本研究では、点震源で成立する大地震とそれに関連した中小地震のスペクトル関係を断層震源モデルに拡張し、中小地震記録から大地震の本震における加速度波形を予測する方法を式(17)の通り導いた。本手法で重要なパラメータは震源スペクトルの相似則と断層の破壊数であり、これらは過去に得られた多くの強震加速度記録の統計処理により求められた。

本手法を我国付近で発生した大地震に適用したところ、本手法による予測結果は加速度振幅、継続時間、波形形状、スペクトル特性などの諸点から実測記録を比較的よく再現することがわかった。本手法で必要とする震源パラメータは本震およびそれに関連した中小地震のマグニチュード、震源深さ、震源距離、本震断層の幾何的パラメータであり、断層モデルによるこの種の手法に比較して、非常に簡単であることを特徴としている。本手法はこのように簡単であり、かつ予測結果も実測と大幅に矛盾しないことから、簡易的な加速度波形の予測手法の一つとして用いることができると考えられる。

なお、本手法は観測点近傍の表層地盤は力学的に線形であることを仮定しているが、応力-ひずみ関係の非線形性が大きい軟弱地盤ではこの仮定は成立しないと考えられる。このような非線形性の処理は断層の複雑な不均質破壊の取扱いとともに今後の課題と考える。

謝辞

本研究で用いた強震記録は運輸省港湾技術研究所によるものである。貴重な記録を提供され続けている同研究所の皆様感謝いたします。

文献

- 1) Hartzell, S.H : Earthquake aftershocks as Green's function, Geophys. Letters, Vol.5, No.1, pp.1~4, 1978
- 2) 飯田・伯野 : 中小地震記録からの大地震加速度波形の合成、土木学会論文報告集、第329号、pp. 57-68、1983
- 3) Hadley, D.M and D.V. HelMBERGER : Simulation of strong ground motions, BSSA, Vol.70, No.2, pp. 617-630, 1980
- 4) 池浦・武村 : 震源の不均質すべりを考慮した半経験的地震動評価法とその適用、第7回日本地震工学シンポジウム講演集、pp.517-522、1986
- 5) Irikura, K : Prediction of strong acceleration motions using empirical Green's function, Proc. of the 7th Japan Earthq. Eng. Symposium, pp.151-156, 1986
- 6) Kamiyama, M. : Earthquake source characteristics inferred from the statistically analyzed spectra of strong motions with aid of dynamic model of faulting, Proc. of JSCE, No.386/I-8, pp. 175-184, 1987
- 7) Papageorgiou, A.S. and K.Aki : A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion, Part I and II, BSSA, Vol.

73, pp.693-722, pp.953-978, 1983

- 8) Kamiyama, M. and E. Yanagisawa : A statistical model for estimating response spectra of strong earthquake ground motions with emphasis on local soil conditions, Soils and Foundations, Vol.26, No.2, pp.16-32, 1986
- 9) Kamiyama, M. : Synthesis of strong motion accelerograms from small earthquake records by use of a scaling law of spectra, Proc. of JSCE, No.392, 1988(in the press)
- 10) Geller, R.J. : Scaling relations for earthquake source parameters and magnitude, BSSA, Vol.66, No.5, pp.1501-1523, 1976
- 11) 宇津徳治編集 : 地震の事典、朝倉書店、pp.235-239、1986
- 12) 同上
- 13) 宇津徳治 : 日本付近のM6.0以上の地震および被害地震の表:1885~1980年、Bull.Earthq.Res.Inst. Vol.57、pp.401-463、1982
- 14) 例えば Schwartz, S.Y. and L.J. Ruff : The 1968 Tokachi-oki and 1969 Kurile islands earthquakes: Variability in rupture process, Journal of Geophys. Research, Vol.90, No.B10, pp. 8613-8626, 1985

(1987年10月16日)