

震源特性を考慮した地震動のシミュレーション手法

原田隆典¹・田中 剛²・田村好文³

¹正会員 工博 宮崎大学工学部助教授 土木環境工学科 (〒889-21 宮崎市学園木花台西 1-1)

²学生会員 宮崎大学大学院修士課程学生 (〒889-21 宮崎市学園木花台西 1-1)

³正会員 (株)日本技術開発 (〒116 東京都中野区本町 5-33-11 中野清水ビル)

確率過程理論に基づく強震動のシミュレーションモデルでは、強震動の振動数特性や非定常性はパワースペクトル密度関数やその時間的変化を表わす関数によってモデル化される。本研究では、地震の物理に基づく理論的方法によってこれらの関数をモデル化する。小地震による地震動モデルでは地震の物理に基づく理論的方法と経験的方法を併用してモデル化している。大地震による強震動モデルでは地震断層を含む地盤における波動場の定式化に基づき、地震断層の破壊伝播や観測点との幾何学的関係が考慮される。計算例により、強震記録が希薄な地域での強震動の予測に本研究のモデルを適用する方法を説明するとともに、本研究のモデルの特徴を示す。

Key Words : simulation, earthquake ground motion, seismological model, power spectrum, and stochastic process

1. 序 論

建設サイトの強震動を推定することは工学的に重要な問題である。強震動に対する最初の工学的解釈は1940年から1950年代になされたHousner^{1)~2)}によるものであろう。彼は、強震記録の示す不規則な波形特性は地震断層面の不規則なすべりで生じた地震波動がさらに地形・地質構造の不規則な地殻、地盤を伝播する際に不規則な反射や屈折を繰り返して生じたものである、と解釈した。そして、彼は強震動の複雑な時刻歴特性を定常ホワイトノイズの確率過程でモデル化した²⁾。それ以後、強震動の振動数特性や非定常性を考慮した確率過程モデルとシミュレーション手法に関する多くの研究成果が発表されている³⁾。例えば、Tajimi⁴⁾、Cornell⁵⁾、Housner and Jennings⁶⁾、Shinozuka and Sato⁷⁾、Amin and Ang⁸⁾、Toki⁹⁾、Kameda¹⁰⁾。

確率過程理論に基づく強震動のシミュレーションモデルでは、強震動の振動数特性や非定常性はパワースペクトル密度関数やその時間的変化を表わす関数によってモデル化される。上述のようなこれまでのモデルでは、これらの関数は強震動のスペクトル解析などから経験的方法に基づいてモデル化されている。しかし、経験的方法は強震動と地震の特性値を統計量と見なして統計処理するものであるため、この方法に基づくモデルでは、物理現象としての地震の物理との関係が極めて希薄となる。したがって、経験的方法は限られた強震記録から将来の

大地震の強震動を予測するには必ずしも適当な方法とは言えない。

そこで、本研究では、地震学の分野で広く認知されている理論的方法から強震動のパワースペクトル密度関数やその時間的変化をモデル化する。大地震による強震動記録に比べると小地震の地震動記録は観測され易いことを考慮して、小地震による地震動モデルでは、理論的方法と経験的方法を併用して、パワースペクトル密度関数やその時間的変化をモデル化する。大地震による強震動モデルでは、地震断層を含む地盤における波動場の定式化に基づき、地震断層の破壊伝播や観測点との幾何学的関係が考慮される。数値計算例では、強震記録の希薄な地域における強震動の予測問題に本研究のモデルを適用する方法を説明するとともに、本研究のモデルの特徴を示す。なお、数値計算例で示す方法の考え方はすでに釜江等¹⁸⁾が提案しているが、本研究のモデルでは、小地震の強震動モデルの非定常性とそのシミュレーション方法および大地震の地震動予測モデルに新しい提案がなされている。

2. 小地震による地震動モデル

(1) 確率論的震源モデル

1981年にHanks and McGuire¹¹⁾の提案した震源特性に関する確率論的モデルはいわゆる振動数-2乗モデル(ω^{-2} model)であり、地震断層の運動特性を振動数領

域で簡単にモデル化したもので、地震学の分野において広く認知されている。確率論的震源モデルによると、地震モーメントが M_0 の地震の震源から距離 R の観測点における地盤加速度記録のフーリエスペクトル振幅 $|A(\omega)|$ は次のように表現される。

$$|A(\omega)| = CA_S(\omega)A_D(\omega)A_A(\omega) \quad (1)$$

ここに、 C 、 $A_S(\omega)$ 、 $A_D(\omega)$ 、 $A_A(\omega)$ は、それぞれ、振幅定数、震源スペクトル、地震波の減衰特性、および表層地盤の増幅特性を表わす係数である。

振幅定数は次式で与えられる。

$$C = \frac{R(\theta, \varphi)FV}{4\pi\rho C_S^3} \quad (2)$$

ここに、 $R(\theta, \varphi)$ は、震源からの地震波の放射パターンに対する平均補正係数である。 F は自由表面の影響による波動の増幅補正係数、 V は2方向の水平成分のエネルギー分配を説明する低減係数である。 ρ は媒質の密度、 C_S は媒質のせん断波速度である。

震源スペクトルは、Brune¹²⁾による振動数-2乗モデルを採用し、次式で与えられる。

$$A_S(\omega) = \frac{M_0\omega^2}{1 + (\omega/\omega_c)^2} \quad (3)$$

ここに、 M_0 は地震モーメント、 ω_c はコーナ振動数である。コーナ振動数は地震モーメントと地震断層の応力パラメータ $\Delta\sigma$ に関係し、次式で与えられる。

$$\omega_c = 2\pi \times 4.9 \times 10^6 C_S \left(\frac{\Delta\sigma}{M_0}\right)^{1/3} \quad (4)$$

ここに、 ω_c の単位は (rad/sec)、 M_0 の単位は (dyne-cm)、 $\Delta\sigma$ は応力の単位 (bars) で、地震の規模によらず一定と仮定する¹³⁾。

地震波は地殻や地盤を伝播して観測点に到達する間に減衰する。その特性を表わす減衰特性係数 $A_D(\omega)$ は次式のように与えられる。

$$A_D(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega/\omega_{\max})^n} \frac{1}{R} \exp\left(-\frac{\omega R}{2QC_S}\right) \quad (5)$$

ここに、右辺第1因子は、地震波の高振動数 ω_{\max} を遮断するフィルターを表わす。ここでは、 $n=1$ を仮定する。右辺第2因子は、せん断波 (S波) の幾何学的減衰特性を表わす。右辺第3因子は、地震波のエネルギーが地殻や地盤材料の非弾性的性質により消費される材料減衰 Q の効果を表わす。

表層地盤による地震波の増幅特性 $A_A(\omega)$ は、金井・田治見スペクトル^{14), 4)}を採用し、次式で与えられる。

$$A_A(\omega) = \frac{\sqrt{1 + 4h_g^2 \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2}}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2\right)^2 + 4h_g^2 \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2}} \quad (6)$$

ここに、 ω_g は表層地盤の卓越振動数、 h_g は増幅率を制御するパラメータである。硬い地盤では、 $\omega_g=15.6$ (rad/

sec)、 $h_g=0.6$ 、中間の地盤では、 $\omega_g=10.68$ (rad/sec)、 $h_g=0.4$ 、軟らかい地盤では、 $\omega_g=6.28$ (rad/sec)、 $h_g=0.2$ 、がおおよその参考値としてよく用いられる¹⁵⁾。

式(1)の加速度波形のスペクトル振幅 $|A(\omega)|$ 、およびこれから求められる速度波形と変位波形のスペクトル振幅、 $|V(\omega)|$ 、 $|U(\omega)|$ は、高振動数領域 (振動数が無限大) ではいずれも零となる。しかし、低振動数領域では、それぞれ、振動数特性が次式のように異なる。

$$|A(\omega)| \propto \omega^2, |V(\omega)| \propto \omega, |U(\omega)| \propto \text{constant} \quad (7)$$

耐震工学分野でよく用いられる加速度波形の金井・田治見スペクトル^{14), 4)}は、基盤における加速度波形のスペクトル振幅が振動数に依存しない一定値であるとして、式(6)に定数を乗じたものである。したがって、金井・田治見スペクトルから定義される速度波形および変位波形のスペクトル振幅は、低振動数領域において、それぞれ、振動数および振動数の2乗に逆比例し、振動数が低くなると振幅が増加する。このようなことは物理的にはありえないので、低振動数領域までの地震動が問題となるような場合に、金井・田治見スペクトルを適用することはできない。金井・田治見スペクトルにおける低振動数領域のこのような特性を修正するためにある振動数フィルターを乗じたスペクトルも提案されている¹⁵⁾⁻¹⁷⁾。しかし、修正するための振動数フィルターのパラメータに対する物理的意味は明らかでない。本研究で求めたように、震源のスペクトル特性、地震波の伝播による減衰特性、および表層地盤の増幅特性、という地震動の物理特性に基づくモデルでは、上述のような金井・田治見スペクトルにおける低振動数領域の物理的に不都合な特性が改良されている。

(2) 震源特性を考慮した加速度記録のスペクトル振幅特性

地盤加速度記録のフーリエスペクトル振幅 $|A(\omega)|$ の具体的な形状を数値計算例によって説明する。

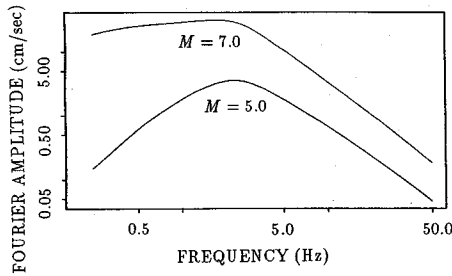
Hanks and McGuire¹¹⁾は、震源スペクトルの振幅定数に関するパラメータとして次の値を採用している。

$$R(\theta, \varphi) = 0.63, F = 2.0, V = 0.5 \quad (8)$$

地殻の密度とせん断波速度は、地震発生の地域で多少異なるが、おおよそ、次の値を仮定することができよう。

$$\rho = 2.7 \text{ (gr/cm}^3\text{)}, C_S = 3.6 \text{ (km/sec)} \quad (9)$$

残るパラメータは、 M_0 、 ω_c 、 ω_{\max} 、 Q であるが、 M_0 を除く他の3つのパラメータは地殻の応力状態や地殻や地盤の特性によって変わる。すなわち、地域特性がこれらのパラメータに反映される。したがって、特定の地域を対象とするときはその地域の特性を反映した関係式を用いなければならない。地震のマグニチュード M との関係を表わす経験式はいくつも提案されているが¹⁹⁾、本



図一 岩盤での加速度波形のスペクトル振幅 ($M=5.0, 7.0$, $R=20$ (km) の場合) の例

論文では、地域特性の違いを検討するのではなく、スペクトル形状をどの様に決めるかを示すことを目的とする。ここでは、釜江等¹⁸⁾のものを用いるものとする。

$$M_0 = 10^{(1.33M + 17.0)} \quad (10)$$

ここに、 M_0 の単位は、(dyne-cm)である。

コーナー振動数および遮断振動数は、推定の難しいパラメータであるが、釜江等¹⁸⁾のものを参照すると、次のようである。

$$\omega_c = 2\pi \times 10^{(2.267 - 0.443M)} \quad (11)$$

$$\omega_{\max} = 2\pi \times 10^{(1.824 - 0.160M)} \quad (12)$$

地殻および地盤の材料減衰特性係数 Q (無次元量である) は、地域の地殻や地盤特性に最も影響されるパラメータであり、その値に関しては多くの議論がある²⁰⁾。しかし、ここでは、これまでの研究から、日本列島各地の値を次式のように整理した Kiyono の研究結果²¹⁾を用いるものとする。

$$Q = 10^{(q_1 \log(\omega/2\pi) + q_2)} \quad (13)$$

ここに、定数 q_1, q_2 は地域によって変わる。平均的な Q 値; $q_1=0.7, q_2=2.2$, 東北—北海道の日本海側の地域; $q_1=1.0, q_2=2.0$, 東北—北海道の太平洋側の地域; $q_1=1.0, q_2=2.3$, 九州—四国—中国地方; $q_1=0.64, q_2=2.1$, 関東地域; $q_1=0.62, q_2=2.4$, 近畿地域; $q_1=0.5, q_2=2.3$ 。

図一は、岩盤での加速度波形のスペクトル振幅を示す。このスペクトル振幅における地震諸元はマグニチュード $M=5.0$, 震源距離 $R=20$ (km) である。式 (10) より、この地震の地震モーメントは: $M_0=4.47 \times 10^{23}$ (dyne-cm)。式 (11), 式 (12), および式 (13) より: $\omega_c=7.07$ (rad/sec), $\omega_{\max}=66.4$ (rad/sec), $Q=10^{(q_1 \log(\omega/2\pi) + q_2)}$, $q_1=0.64, q_2=2.1$ 。岩盤の増幅特性として: $\omega_p=15.6$ (rad/sec), $h_p=0.6$ 。

図一には、比較のため、マグニチュード $M=7.0$, 震源距離 $R=20$ (km) の場合のスペクトル振幅も示す。図一より、大地震の方が低振動数域まで高いスペクトル振幅を有することがわかる。すなわち、大地震の方が長周期の加速度振幅が大きくなるのである。

(3) 確率論的地震動の計算方法

Shinozuka, Deodatis, and Harada²²⁾の研究によると、非正常パワースペクトル密度関数 $S_{aa}(t, \omega)$ を持つ時刻 t における非正常確率波 $a(t)$ は、次のような正弦波の級数和として計算される。

$$a(t) = \sqrt{2} \sum_{j=1}^{N_\omega} \sqrt{2S_{aa}(t, \omega_j)} \Delta\omega \cos(\omega_j t + \phi_j) \quad (14)$$

ここに、

$$\omega_j = j\Delta\omega, \Delta\omega = \frac{\omega_u}{N_\omega}, j=1, 2, \dots, N_\omega \quad (15)$$

ここに、 ω_u は振動数の上限値で、これ以上の振動数では非正常スペクトルの振幅が数学的または物理的理由から十分に小さく、零と見なされる振動数である。式 (14) において、 ϕ_j は $(0, 2\pi)$ の間で一様分布を持つ互いに独立な不規則位相角である。式 (14) の確率波は、中央極限定理によると、 N_ω が大きくなると漸近的にガウス分布に従う非正常確率波となる。また、正弦波の周期性より、式 (14) の確率波は、 $2\pi/\Delta\omega$ を周期とする周期関数である。

非正常パワースペクトル密度関数 $S_{aa}(t, \omega)$ は次式で与えられる。

$$S_{aa}(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} |W(t, \omega)|^2 |A(\omega)|^2 \quad (16)$$

ここに、 $|W(t, \omega)|$ は地盤加速度波形の非正常性を表わすための変換係数である。 $A(\omega)$ は式 (1) で与えられる。Kimura and Kameda²³⁾は、S波速度が700 (m/sec) 程度の岩質地盤における加速度波形の解析から加速度波形の非正常性をモデル化している。このモデルに基づいて、本研究のモデルでは次のような簡略式で近似することとした²²⁾。

$$|W(t, \omega)| = \frac{e^{-(c_1\omega+c_2)t} - e^{-(c_3\omega+c_4)t}}{e^{-(c_1\omega+c_2)t^*} - e^{-(c_3\omega+c_4)t^*}} \quad (17)$$

ここに、

$$t^* = \frac{\ln(c_1\omega+c_2) - \ln(c_3\omega+c_4)}{(c_1\omega+c_2) - (c_3\omega+c_4)} \quad (18)$$

ここに、

$$c_1 = [(6.0\Delta - 1600.0)M + 14000.0 - 54.0\Delta] \times 10^{-6} \quad (19)$$

$$c_2 = [(4.0\Delta - 1000.0)M + 9500.0 - 36.0\Delta] \times 10^{-4} \quad (20)$$

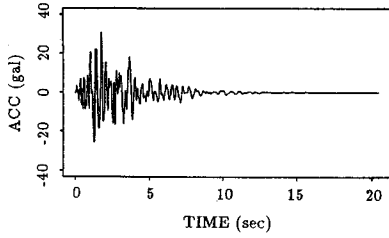
$$c_3 = [(6.0\Delta - 1600.0)M + 15000.0 - 54.0\Delta] \times 10^{-6} \quad (21)$$

$$c_4 = [(4.0\Delta - 1000.0)M + 9510.0 - 36.0\Delta] \times 10^{-4} \quad (22)$$

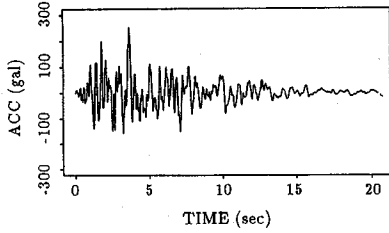
ここに、 M は地震のマグニチュード、 Δ は震央距離 (km) を表わす。

(4) 確率論的地震動の試算例

確率論的震源モデルによる加速度波形の具体的計算例を述べる。地震諸元は図一のスペクトル振幅を有する



図一2 (a) 岩盤でのサンプル加速度波形の例 ($M=5.0$, $R=20$ (km) の場合) の例



図一2 (b) 岩盤でのサンプル加速度波形の例 ($M=7.0$, $R=20$ (km) の場合) の例

ものである。式 (14) におけるパラメータは以下の通りである：

$$\omega_u = 2\pi \times 50 \text{ (rad/sec)}, N_\omega = 1024 \quad (23)$$

時間間隔 $\Delta t = 0.01$ (sec) 毎に、式 (14) により 20.48 秒間の加速度波形 $a(t = m\Delta t)$, $m=1, 2, \dots$, $N_T=2048$ を計算した。図一2 は加速度波形の一つの例を示す。 $M=5.0$ による加速度波形に比べると、 $M=7.0$ の波形には長周期成分が多く含まれており、継続時間も長い。このような加速度波形の特性は実地震の記録をよく模擬している。

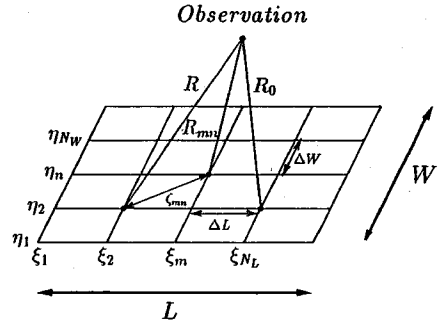
3. 大地震による地震動モデル

(1) モデルの概要

ここで述べるモデルは、Irikura^{(24),(25)} のモデルに基づき、振動数領域の定式化により地震断層の運動を振動数フィルターとして改良したものである。この方法は、建設地点において観測される小地震の実地震動を用いて大地震の強震動を予測することに用いることができる。さらに、建設地点において、適切な小地震の実地震動が観測されない場合にも、第2章の小地震による地震動モデルと組み合わせることで、断層の破壊伝播や観測点との幾何学的関係を考慮した大地震の強震動シミュレーションの方法となる。

(2) 地震断層を含む地盤における波動場の定式化

図一3 に示すように、長さ L 、幅 W の大地震の地震断層は長さ ΔL 、幅 ΔW の小断層を集合したものとす。



図一3 大地震の強震動を予測する方法の模式図と記号

出発点となる基礎式は、地震断層を含む等方均質な多層粘弾性地盤において、震源から十分に遠く離れた観測点での S 波の変位成分を表わす次の積分表現である⁽²⁷⁾⁻⁽²⁹⁾。

$$u(x, t) = \sum_{m=1}^{N_L} \sum_{n=1}^{N_W} \int_{\xi_m}^{\xi_m + \Delta L} \int_{\eta_n}^{\eta_n + \Delta W} \dot{D}(\xi_m, \eta_n, t - \tau_{mn}) * G(x, \xi_m, \eta_n, t - t_{mn}) d\xi d\eta \quad (24)$$

ここに、 $u(x, t)$ は震源から遠方の観測点 $x = (x, y, z)^T$ における時刻 t での地震動の変位成分を表わす。 $\dot{D}(\xi, \eta, t)$ は断層面の (ξ, η) 点におけるすべり関数 (震源時間関数) の速度成分を表わす。また、 $G(x, \xi, \eta, t)$ はグリーン関数を表わす。そして、 $*$ は畳み込み積分 (convolution integral) を意味する。 τ_{mn} は断層の破壊面が震源から小断層 (m, n) に到達するまでの時間遅れを表わす。また、 t_{mn} は小断層 (m, n) から発生した S 波が観測点に到達する時間表わす。したがって、これらの時間遅れは次式のように表わされる。

$$\tau_{mn} = \frac{\zeta_{mn}}{V_R}, t_{mn} = \frac{R_{mn} - R}{C_s} \quad (25)$$

ここに、 ζ_{mn} は震源から小断層 (m, n) までの距離、 R_{mn} は小断層 (m, n) から観測点までの距離、 R は震源から観測点までの距離 (震源距離)、 V_R は断層の破壊速度、 C_s は S 波の伝播速度を表わす。

畳み込み積分のフーリエ変換は各々のフーリエ変換の積となることより、式 (24) の時間に関するフーリエ変換は次のように表わされる。

$$u(x, \omega) = \sum_{m=1}^{N_L} \sum_{n=1}^{N_W} \int_{\xi_m}^{\xi_m + \Delta L} \int_{\eta_n}^{\eta_n + \Delta W} \dot{D}(\xi_m, \eta_n, \omega) G(x, \xi_m, \eta_n, \omega) e^{-i\omega(\tau_{mn} + t_{mn})} d\xi d\eta \quad (26)$$

ここで、大地震と小断層 (m, n) による小地震の震

源時間関数の違いを考慮するために、次式で定義される伝達関数を導入する。

$$T_{mn}(\omega) = \frac{\dot{D}(\xi_m, \eta_n, \omega)}{\dot{D}_{mn}(\xi_m, \eta_n, \omega)} \quad (27)$$

ここに、 $\dot{D}_{mn}(\xi_m, \eta_n, \omega)$ は小地震 (m, n) の震源時間関数の速度成分のフーリエ変換を表わす。式 (27) より大地震の震源時間関数を小地震のものに置き換えて、これを式 (26) に代入すると、次式が得られる。

$$u(x, \omega) = \sum_{m=1}^{N_L} \sum_{n=1}^{N_W} T_{mn}(\omega) u_{mn}(x, \omega) \quad (28)$$

ここに、 $u_{mn}(x, \omega)$ は次式で与えられる。

$$u_{mn}(x, \omega) = \int_{\xi_m}^{\xi_m + \Delta L} \int_{\eta_n}^{\eta_n + \Delta W} \dot{D}_{mn}(\xi_m, \eta_n, \omega) G(x, \xi_m, \eta_n, \omega) e^{-i\omega(\tau_{mn} + t_{mn})} d\xi d\eta \quad (29)$$

式 (29) の $u_{mn}(x, \omega)$ は小地震 (m, n) による観測点での地震動である。したがって、式 (28) は次のような物理的意味を表わしている。すなわち、大地震の地震動は、小地震の地震動に大地震と小地震の震源時間関数の違いを表わす伝達関数を乗じ、さらに、地震波の伝播や断層破壊の時間遅れを考慮して小断層の数だけたし合わせることで、求められる。したがって、大地震の地震動は小断層 (m, n) の全ての小地震による地震動が与えられれば計算できることになる。

現実の地震観測において、全ての小地震による地震動が観測できる場合は極めて希であるので、ここでは、ある一つの小地震 (m_0, n_0) による地震動が観測された場合に、この観測記録を用いて近似的に大地震の地震動を計算する方法を検討する。このための仮定は、(1) 小断層の大きさはすべて同じであるので、各小地震の震源時間関数は全て同じであるとする、(2) ある一つの小地震の震源位置 (m_0, n_0) と他の小地震の震源位置 (m, n) との距離の違いは、この小地震の震源距離 R_0 および他の小地震の震源距離 R_{mn} に比べると小さいのでグリーン関数は全て同じであるとする、の二つである。(2) の仮定において、無限弾性体地盤では S 波の距離減衰は震源距離に逆比例するので、震源距離の違いを考慮するものとする、近似的に次式が成立する。

$$u(x, \omega) = \sum_{m=1}^{N_L} \sum_{n=1}^{N_W} \frac{R_0}{R_{mn}} T_{mn}(\omega) e^{-i\omega(\tau_{mn} + t_{mn})} u_0(x, \omega) \quad (30)$$

式 (30) が、小地震の地震動 $u_0(x, \omega)$ から近似的に大地震の地震動 $u(x, \omega)$ を求める計算式である。同様な式は Imagawa 等²⁶⁾ の論文にも見られる。また、この式を時間領域に変換すると、Irikura の提案式²⁵⁾ と完全に一致する。本研究のように振動数領域の定式化に

より大地震と小地震の震源時間関数の違いに対する物理的意味ははっきりとしてくる。この震源時間関数の違いを表わし、式 (27) で定義される伝達関数 $T_{mn}(\omega)$ が重要な関数である。次節では、この関数の具体的モデルを説明する。

(3) 大地震と小地震の震源時間関数の伝達関数のモデル

大地震と小地震の地震モーメントを M_0 と m_0 、断層の長さを L と ΔL 、断層の幅を W と ΔW 、断層の変位を D と D_0 、断層の立ち上がり時間を τ と τ_0 とすると、これらの震源パラメータの相似則は次式で与えられる³⁰⁾。

$$\left(\frac{M_0}{m_0}\right)^{1/3} = \frac{L}{\Delta L} = \frac{W}{\Delta W} = \frac{D}{D_0} = \frac{\tau}{\tau_0} = N_L = N_W \quad (31)$$

ここに、 $N = N_L = N_W$ は整数である。したがって、大地震の断層を小地震に分割する数は地震モーメントの比から決められる。

大地震と小地震の震源時間関数の変位成分が、Haskell モデル³¹⁾、Brune モデル³²⁾ で用いられた傾斜関数と指数関数の場合、および Irikura モデル²⁵⁾ で用いられたものの場合を考える。以後、簡単のため、これらを Haskell モデル、Brune モデル、Irikura モデルと呼ぶこととする。これらの震源時間関数のモデルをフーリエ変換し、式 (27) により伝達関数 $T_{mn}(\omega)$ が求められる。これらを整理すると、次式のようになる。

Haskell モデル：

$$T_{mn}^H(\omega) = N \frac{\frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}}}{\frac{\sin \frac{\omega\tau}{2NN_1}}{\frac{\omega\tau}{2NN_1}}} \exp\left[-i\left(\frac{\omega\tau}{2} - \frac{\omega\tau}{2NN_1}\right)\right] \quad (32)$$

ここに、入倉のモデル²⁵⁾ を参照し、 N_1 は、足し合わせの際に生じる人為的な周期性を対象外の高振動領域 ω_{\max} に移動するための定数 N_1 を考慮している。

Brune モデル：

$$T_{mn}^B(\omega) = \left[\frac{\omega^2 + \left(\frac{N}{\tau}\right)^2}{\omega^2 + \left(\frac{1}{\tau}\right)^2} \right] \left[\frac{i\omega - \left(\frac{1}{\tau}\right)}{i\omega - \left(\frac{N}{\tau}\right)} \right] \quad (33)$$

Irikura モデル：

$$T_{mn}^I(\omega) = \left[1 + (N-1) \frac{\frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}}}{\frac{\sin \frac{\omega\tau}{2(N-1)N_1}}{\frac{\omega\tau}{2(N-1)N_1}}} \right]$$

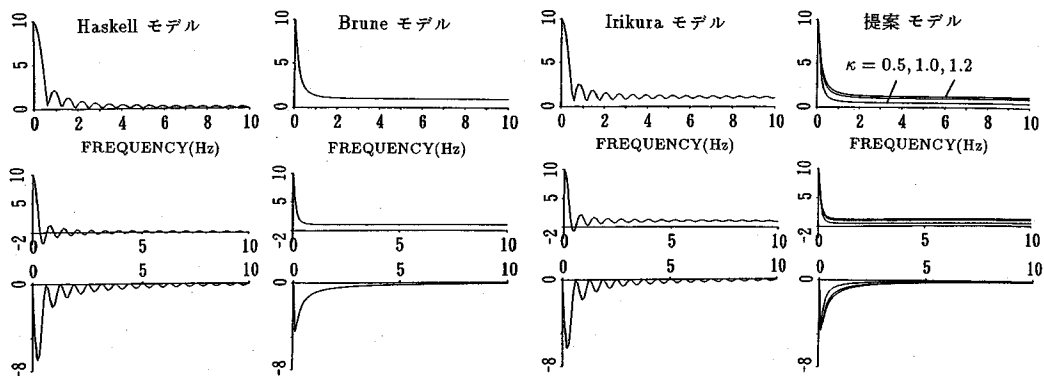


図-4 各モデルによる伝達関数の振動数特性 (上段: 絶対値, 中段: 実数部, 下段: 虚数部)

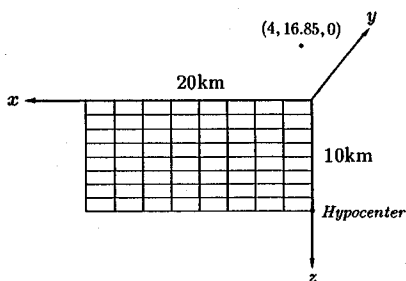


図-5 大地震 ($M=7.0$) の断層の大きさと観測点の位置

$$\exp \left[-i \left(\frac{\omega\tau}{2} - \frac{\omega\tau}{2(N-1)N_1} \right) \right] \quad (34)$$

提案モデル:

$$T_{mn}^p(\omega) = \left[\frac{\omega^2 + \left(\frac{N}{\tau}\right)^2}{\omega^2 + \left(\frac{1}{\tau}\right)^2} \right] \left[\frac{i\omega - \left(\frac{1}{\tau}\right)}{i\omega - \left(\frac{N}{\tau}\right)} \right] \left[\frac{1 + \kappa \left(\frac{\omega\tau}{2}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega\tau}{2}\right)^2} \right] \quad (35)$$

ここに、 κ は高振動数領域の伝達関数の値を変えるパラメータである。式 (35) の提案モデルは、Brune モデルの高振動数領域の値が κ によって変わるモデルで、 $\kappa=1$ のときは Brune モデルに一致し、いわゆる ω^{-2} モデルである。地震断層の破壊による地震波の高振動数特性に対する物理モデルは存在するが、現象そのものが解明されていると言えないのが現状である^{27), 32)}。そこで、本提案モデルでは、1つのパラメータ κ を導入して、高振動数領域の伝達関数のレベルを変え、このパラメータは経験的に決めるというモデルを提案した。

図-4 は式 (32) から式 (35) で与えられる 4 つの伝達関数の振動数特性を示す。ここでは、 $N=10$ 、 $N_1=10$ 、 $\tau=1.6$ (sec) を用いた。何れのモデルにおいても、大

表-1 数値計算例で用いた大地震の震源パラメータ

Parameters Name	Value	Unit
Strike	$N60.6^\circ E$	
Slip Type	Strike Slip	
Dip Angle	90	degree
Length	20	km
Width	10	km
Depth of top of fault	0	km
Seismic Moment	2.04×10^{26}	dyne-cm
Magnitude	7	
Rise Time	1.6	sec
Rupture Velocity	2.5	km/sec
S Wave Velocity	3.6	km/sec

表-2 数値計算例で用いた小地震の震源パラメータ

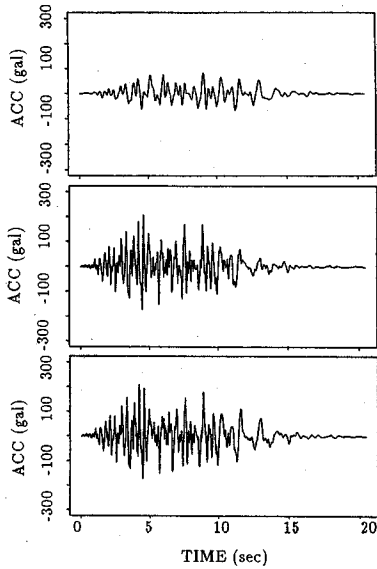
Parameters Name	Value	Unit
Seismic Moment	4.47×10^{23}	dyne-cm
Magnitude	5	
Hypocentral Distance	20	km

地震のコーナー振動数より低い振動数領域での特性はほとんど同じであるが、高振動数領域の特性が異なる。Haskell モデルを除くと、高振動数領域の特性はほとんど同じである (提案モデルでは $\kappa=1$ の場合)。提案モデルでは、 κ の値を変えて、高振動数領域の特性が変わるのが特徴である。

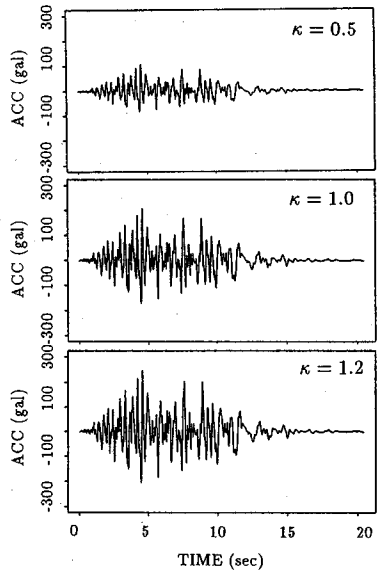
4. 数値計算例

地震波形の具体的な計算例を示す。この計算例の目的は、提案したモデルを含む各種モデルの違いによって、地震波形がどのように違うかを検討することである。この目的のために、ここでは、第2章の確率論的震源モデルから計算した $M=5$ の地震波形を用いて $M=7$ の強震動を計算する。

図-2 (a) の地震波形は図-5 に示す大地震の震源



図—6 Haskell モデル, Brune モデル, Irikura モデルから計算される大地震 ($M=7.0$) の加速度波形の比較 (上段: Haskell モデル, 中段: Brune モデル, 下段: Irikura モデル)



図—7 提案モデルによる大地震 ($M=7.0$) の加速度波形に及ぼすパラメーター κ の影響

位置で起こった $M=5$ の小地震の加速度記録であると仮定する。大地震および小地震の震源パラメータは表—1と表—2に示すような値と仮定する。断層の破壊は震源から等方的に広がるものと仮定する。大地震と小地震の地震モーメントより、断層の分割数 N は:

$$N = \left(\frac{M_0}{m_0} \right)^{1/3} = \left(\frac{2.04 \times 10^{26}}{4.47 \times 10^{23}} \right)^{1/3} \approx 8 \quad (36)$$

したがって、小地震の断層の大きさは:

$$\Delta L = 20/8 = 2.5 \text{ (km)}, \Delta W = 10/8 = 1.25 \text{ (km)} \quad (37)$$

図は省略するが、まず、Irikura モデル²⁵⁾に従って時間領域の計算で求めた大地震の加速度波形と振動数領域の計算から逆フーリエ変換により時間領域に変換した波形が同じであることを確認した。次に、振動数領域の計算により、Haskell モデル, Brune モデル, Irikura モデル, の3つのモデルによる大地震の加速度波形を計算した。その結果を示すと図—6 のようである。ここで、提案モデルは $\kappa=1$ の時は、Brune モデルと等しいので、後で、提案モデルの κ を変えたときの影響を調べることにした。図—6 から次のことがわかる。

(1) Haskell モデルでは、高振動数成分が遮断され、最大加速度の最も低い加速度波形が計算される。なお、この結果は Irikura²⁴⁾がすでに検討した結果と同じである。

(2) Brune モデルと Irikura モデルでは、ほとんど同じ加速度波形が計算される。

図—7 は、提案モデルの κ を変えたときの加速度波形の違いを示す。 κ が1以下では、高振動数成分が遮断され、最大加速度も最も低い Haskell モデルによる波形特性が計算される。 $\kappa=1$ では、Brune モデルによる波形と同じである。 κ が1以上では、高振動数成分が多く含まれた加速度波形の特性が計算される。最大加速度はおおよそ $\kappa=1$ での最大加速度に κ を乗じた値である。この数値計算例から判断すると、提案モデルは、おおよそ $\kappa=0.5$ のとき Haskell モデルと同じ加速度波形を計算する。 $\kappa=1$ では、Brune モデルおよび Irikura モデルと同等である。

図—2 に示した確率論的震源モデルによる加速度波形と、地震断層の破壊伝播特性や観測点との幾何学的関係を考慮した本章の方法によるマグニチュード7の(震源距離 $R=20$ (km)) 加速度波形(図—6 または図—7) を比較すると、マグニチュードと観測点(震源距離 $R=20$ (km)) の条件が同じであっても、加速度波形の最大値や波形の形状は異なっていることがわかる。この例が示すように、マグニチュードと震源距離だけの条件の他に、強震動の特性には、断層での破壊特性や断層と観測点との幾何学的関係などの震源パラメータが影響する。これらの影響を定量化できるならば、マグニチュードと震源距離および地盤条件の3つの条件から強震動の特性を予測する経験的方法における不確実性が改良できよう。本章で提案した大地震の地震動モデルは震源パラメータに関する地震学分野の研究成果と小地震の観測記録を組合せるための極めて魅力的な道具である。

5. 結 論

本論文では、理論的方法に基づいて強震動を推定するための工学的方法及工学的モデルを説明した。本論文は、主として、方法やモデルの理論的背景や特性に関する基礎的検討に重点をおいて記述した。以下に、結論を述べる。

1. 震源特性を振動数 -2 乗モデルとした確率論的震源モデルと表層地盤の増幅特性をモデル化した金井・田治見スペクトルを組み合わせて、確率論的地震動のスペクトルモデルを提案した。このモデルは、低振動数領域における金井・田治見スペクトルの欠陥点である変位スペクトルの発散問題を解決している。
2. 確率論的地震動のスペクトルモデルと不規則振動理論における不規則波形のスペクトル表記法を組み合わせて、確率論的地震動モデルから与えられるスペクトル特性を有する地震動の計算方法を示した。
3. 小地震の地震動を用いて、大地震の強震動を予測する方法を示した。この方法は、震源特性や地震波動の伝播特性を振動数領域において理論的に解釈することにより、高振動数領域の地震動予測を目的としたものである。
4. 小地震による地震動は観測し易いが、工学的に重要な大地震による強震動が観測できる機会は少ない。この方法は、小地震の地震動を用いて強震動のいわゆる距離減衰式を検討することにも応用できる。
5. 上記2や3のモデルは、震源パラメータや観測点と震源の幾何学的位置の関係や表層地盤の特性等のパラメータを与えて、観測点における強震動を推定する理論的方法である。したがって、これらの方法から推定された強震動の応答スペクトルは、必ずしも、耐震設計で用いる設計用応答スペクトルとは一致しない。本研究のモデルから求められる強震動の波形の振幅を修正して、設計用応答スペクトルに適合する強震動の波形を人工的に作成することもできる。
6. 本研究は、主として、方法やモデルの理論的背景や特性に関する基礎的検討に重点をおいて進めたため、この方法を実用化するには、実地震記録との比較検討等をして、方法の妥当性を実証しなければならない。

謝 辞：本研究を進める過程で、土木学会耐震工学委員会「地盤荷重小委員会」（委員長、伯野元彦、東洋大学教授、幹事長、亀田弘行、京都大学教授、幹事、大町達

夫、東京工業大学教授）での勉強は有意義であった。震源モデルや地震学の研究に関しては、京都大学防災研究所の入倉孝次郎教授、鹿島建設（株）の武村雅之博士と信州大学工学部の泉谷恭男助教授から多くの教えを頂いた。ここに、記して深謝の意を表わす次第である。

参考文献

- 1) Housner, G.W. : Characteristics of strong motion earthquakes, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol.37, pp.19-31, 1947.
- 2) Housner, G.W. : Properties of strong ground motion earthquakes, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol.45, pp.187-218, 1955.
- 3) 星谷勝：確率論手法による振動解析，鹿島出版会，1974.
- 4) Tajimi, H. : Basic theories on aseismic design of structures, *Report of Institute of Industrial Science, University of Tokyo*, Vol.8, No.4, 1959.
- 5) Cornell, C.A. : Stochastic process models in structural engineering, *Technical Report No.34, Dept. of Civil Engineering, Stanford University*, 1960.
- 6) Housner, G.W. and Jennings, P.C. : Generation of artificial earthquakes, *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, Vol.90, No.EM1, pp.113-150, 1964.
- 7) Shinozuka, M. and Sato, Y. : Simulation of nonstationary random process, *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, Vol.93, No.EM1, pp.11-40, 1967.
- 8) Amin, M. and Ang, A. H-S. : Nonstationary stochastic models of earthquake, *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, Vol.94, No.EM2, pp.559-583, 1968.
- 9) Toki, K. : Simulation of earthquake motion and its application, *Annals, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University*, No.11A, pp.291-303, 1968.
- 10) Kameda, H. : Stochastic process models of strong earthquake motion for inelastic structural response, *Proceedings of U.S. Southeast Asia Symposium on Engineering for Natural Hazards Protection, Manila*, pp.71-85, 1977.
- 11) Hanks, T.C. and McGuire, R.K. : The character of high-frequency strong ground motion, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol.71, pp.2071-2095, 1981.
- 12) Brune, J.N. : Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *Journal of Geophys. Res.*, Vol.75, pp.4997-5009, 1970 ; Brune, J.N. : Correction, *Journal of Geophys. Res.*, Vol.76, pp.5002, 1971.
- 13) Boore, D.M. : Stochastic simulation of high frequency ground motions based on seismological models of the radiated spectra, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol.73 pp.1865-1894, 1983.
- 14) Kanai, K. : A semi-empirical formula for the seismic characteristics of the ground motions, *Bull. of Earthquake Research Institute, University of Tokyo*, Vol.35, pp.309-325, 1957.
- 15) Clough, R.W. and Penzien, J. : *Dynamics of structure*, McGraw-Hill, pp.614, 1975.
- 16) Kiureghian, A. and Neuenhofer, A. : A response spectrum

- method for multiple support seismic excitations, *Earthquake Engineering Research Center, Report No. UCB/EERC-91/08, University of California, Berkeley, CA, 1991.*
- 17) Goto, H. and Kameda, H. : Statistical inference of the future earthquake ground motion, *Proceedings of the 4th World Conference on Earthquake Engineering*, 1969.
 - 18) 釜江克宏, 入倉孝次郎, 福知保長 : 地震のスケー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, 1991.
 - 19) 武村雅之 : 日本列島および周辺地域に起こる浅発地震のマグニチュードと地震モーメントの関係, 地震 2, Vol. 43, pp. 257-265, 1990.
 - 20) 木下繁夫 : 地震観測に基づく観測点特性と経路減衰特性の評価, 地震 2, Vol. 46, pp. 161-170, 1993.
 - 21) Kiyono, J. : Identification and synthesis of seismic ground motion in structural response analysis, *PhD thesis, Dept. of Civil Engineering, Kyoto University*, 1992.
 - 22) Shinozuka, M., Deodatis, G. and Harada, T. : Digital simulation of seismic ground motion, *Stochastic Approaches in Earthquake Engineering*, Edited by Lin, Y. K., and Minai, R., Springer-Verlag, pp. 252-298, 1987.
 - 23) 木村淳二, 亀田弘行 : 地盤の非線形増幅を考慮した地震動の応答スペクトルのアテニュエーション特性に関する不規則振動解, 京都大学耐震研究報告 No. 87-2, 1987.
 - 24) Irikura, K. : Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes, *Bull. of Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University*, Vol. 32, pp. 63-104, 1983.
 - 25) Irikura, K. : Prediction of strong accelerations motions using empirical Green's function, *Proc. of 7th Japan Earthquake Engineering Symposium*, pp. 151-156, 1986.
 - 26) Imagawa, K., Mikami, N., and Mikumo, T. : Analytical and semi-empirical synthesis of near field seismic waveforms for investigating the rupture mechanism of major earthquakes, *J. Phys. Earth*, Vol. 32, pp. 317-338, 1984.
 - 27) Aki, K., and Richards, P.G. : *Quantitative seismology*, Vol. I and Vol. II, W. H. Freeman and Company, 1980.
 - 28) Somerville, P., Sen, M. and Cohee, B. : Simulation of strong ground motions recorded during the 1985 Michoacan, Mexico and Valparaiso, Chile Earthquakes, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol. 81, pp. 1-27, 1991.
 - 29) Saikia, C. K. : Estimated ground motions in Los Angeles due to $M=7$ earthquake on the Elysian Thrust Fault, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol. 83, pp. 780-810, 1993.
 - 30) Kanamori, H., and Anderson, D.L. : Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol. 65, pp. 1073-1095, 1975.
 - 31) Haskell, N.A. : Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. of Seism. Soc. of Am.*, Vol. 54, pp. 1811-1841, 1964.
 - 32) 入倉孝次郎 : 震源のモデル化と強震動予測, 地震 2, Vol. 46, pp. 495-512, 1994.

(1994. 3. 20 受付)

DIGITAL SIMULATION OF EARTHQUAKE GROUND MOTIONS USING A SEISMOLOGICAL MODEL

Takanori HARADA, Tsuyoshi TANAKA and Yoshifumi TAMURA

This paper describes digital simulation methods of strong earthquake ground motions using a seismological model. The methods described in this paper are based on the spectral representation of stochastic wave in conjunction with the seismological stochastic source model with ω^{-2} property and the representation theorem of elastodynamics. Numerical examples demonstrate an applicability of the proposed methods into prediction of strong earthquake ground motions in areas where strong-motion data are sparse.