

不整形地盤における震源近傍地震動のシミュレーション手法と二次元面内波動場への適用

片岡正次郎¹・大町達夫²

¹正会員 博(工) 東京工業大学大学院総合理工学研究科 研究員 (〒226 横浜市緑区長津田町4259)

²正会員 工博 東京工業大学大学院総合理工学研究科 教授 (〒226 横浜市緑区長津田町4259)

本論文では、震源近傍の不整形地盤における地震動のシミュレーションを行うための数値解析手法を新たに提案した。この手法は、全波動場を free field と scattered field に分離し、震源断層に対する free field の計算には離散化波数法を、scattered field の計算には FE-BE 法を用いるものである。まず簡単な解析例を通して、本手法の妥当性を検討した。次に、1994 年 Northridge 地震の際の震源近傍の地点 Sylmar における地震動をシミュレーションし、その結果が観測記録とある程度一致することを示した。また、一致しない点や、不整形地盤の効果についても考察を加えた。

Key Words : near-field motion, irregular ground, discrete wave-number method, FE-BE method, the 1994 Northridge earthquake

1. はじめに

1994 年 Northridge 地震と 1995 年兵庫県南部地震は、M7 クラスの地震ながら、その震源域直上の大都市に甚大な人的・物的被害を生じさせた。高架橋をはじめ土木構造物にも損壊したものが多数あり、その後の救援・復興活動を遅らせる一因となった。

崩壊した構造物の多くには、設計時の想定よりも大きな地震力が作用したと考えられる。したがって、被害を最小限に食い止めるためには、このような直下地震を想定して構造物の動的解析を行い、その結果に基づいて耐震設計を行うことが望ましい¹⁾。その際、入力地震動の適切な設定が重要であることはいうまでもない。しかし、兵庫県南部地震の際の神戸市のように、断層近傍に位置する不整形性の強い地盤における強震地動を、精度よく予測することは非常に困難である。

不整形地盤における地震動に関する数値解析による研究には、従来は平面波入射を考えたものが多く、震源断層からの入射を対象とした研究例は数少ない。久田ら²⁾、山本ら³⁾は境界要素法を用いて震源断層を表現し、堆積盆地(関東平野)におけるやや長周期地震動のシミュレーションを行っている。また、Uebayashi ら⁴⁾、大堀ら⁵⁾は Aki-Larner 法を用いて簡単な形状の不整形地盤についてのケーススタディを行っている。震源近傍の地震動を計算し、観測記録と比較したものには Vidale and Helmberger の差分法による研究⁶⁾がある。この研究では地盤構造が詳細にモデル化され、計算波形と観測波形は非常によく一致しているが、震源時間関数の

設定が恣意的であるとの指摘もある⁷⁾。

このように、不整形地盤における震源近傍地震動に関する研究は、その重要性にもかかわらず不十分である。そこで本論文では、現実的な震源断層と不整形地盤を設定できる地震動のシミュレーション手法を提案し、その手法を用いて Northridge 地震の震源近傍の地点 Sylmar における地震動をシミュレーションした結果について報告する。なお、本手法は三次元波動場にも適用できるが、本論文の主旨は手法の提案にあるので、以下では簡単のため二次元面内波動場を対象とする。

2. シミュレーション手法

図-1のように、断層から放射された波動が不整形地盤に入射する場合を考える。このような不整形地盤の地震動解析を行うための有力な手法の一つとして、有限要素法と境界要素法の結合解法(以下 FE-BE 法)がある^{8),9),10)}。FE-BE 法では不均質性を示す上層(領域 A)に有限要素を、均質とみなされる下層(領域 B)に境界要素を用いることにより、任意の形状をもつ不整形地盤をモデル化することができる。ここではこの FE-BE 法の概略にふれた後、震源断層に対する応答を求める方法について述べる。

(1) FE-BE 法

a) 弾性波動方程式

二次元面内波動場の弾性波動方程式は、Fourier 変換した変換面において、慣性力以外の物体力を無視する

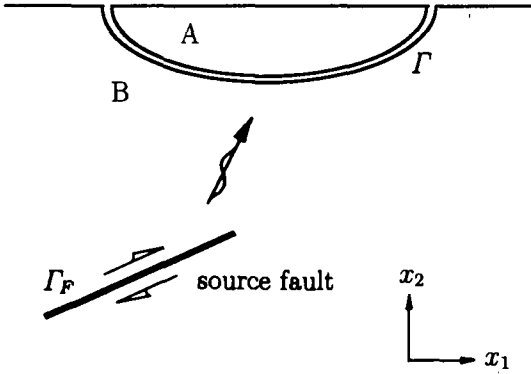


図-1 不整形地盤と震源断層の概念図

と次式で表される。

$$(\lambda + \mu)u_{j,ij} + \mu u_{i,jj} + \rho\omega^2 u_i = 0 \quad (1)$$

ここで、 u_i は x_1 - x_2 Cartesian 座標系における変位の x_i 成分を表し、 λ 、 μ は Lamé の定数、 ρ は質量密度、 ω は角振動数である。

b) 有限要素法

式(1)を有限要素法を用いてマトリクス方程式化すれば次式が得られる。

$$[Z]\{u\}_A = \{f\}_A \quad (2)$$

ここで、 $\{u\}$ は節点変位ベクトル、 $\{f\}$ は節点力ベクトルである。ベクトルの下付き文字はそのベクトルが属する領域を示しており、以下でも同様とする。動的解析でよく用いられる速度比例型の減衰を考慮する場合には、マトリクス $[Z]$ は次式で表される。

$$[Z] = -\omega^2 [M] + i\omega [C] + [K] \quad (3)$$

ここで、 $[M]$ 、 $[C]$ 、 $[K]$ はそれぞれ質量、減衰、剛性マトリクスを表し、下付き文字でない i は虚数単位である。

c) 境界要素法

図-1の領域Bにおいては、領域Bの境界 Γ について次の積分方程式が成り立つ¹¹⁾。

$$c_{ij}(x_0)u_j(x_0) + \int_{\Gamma} T_{ij}(x, x_0)u_j(x)d\Gamma(x) - \int_{\Gamma} U_{ij}(x, x_0)\tau_j(x)d\Gamma(x) = \bar{\psi}_i(x_0) \quad (4)$$

ここで、 c_{ij} は境界 Γ の点 x_0 における形状によって定まる定数、 τ_i は表面力の x_i 成分であり、 U_{ij} 、 T_{ij} はそれぞれ変位および表面力の基本解テンソルを表す。左辺第2項の積分記号は、特異積分を Cauchy の主値として評価することを示している。本研究ではこの特異積分は解析的に行い、直接評価した。また、 $\bar{\psi}_i$ は入射波の影響を表す既知量であり、その表示式は次のように

求められる。

領域B内における全波動場を u_i 、半無限弾性体の応答波動場 (free field) を $u_i^{(F)}$ 、散乱波動場 (scattered field) を $u_i^{(S)}$ とし、対応する表面力をそれぞれ τ_i 、 $\tau_i^{(F)}$ 、 $\tau_i^{(S)}$ とすれば、これらには次の関係がある。

$$\begin{aligned} u_i^{(S)} &= u_i - u_i^{(F)} \\ \tau_i^{(S)} &= \tau_i - \tau_i^{(F)} \end{aligned} \quad (5)$$

この散乱波に無限遠における放射条件¹²⁾を仮定すれば、散乱波動場は次の境界積分方程式を満たす。

$$\begin{aligned} c_{ij}(x_0)u_j^{(S)}(x_0) + \int_{\Gamma} T_{ij}(x, x_0)u_j^{(S)}(x)d\Gamma(x) \\ - \int_{\Gamma} U_{ij}(x, x_0)\tau_j^{(S)}(x)d\Gamma(x) = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)に式(5)を代入して式(4)と比較すれば、 $\bar{\psi}_i$ は次式で表されることが分かる。

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_i(x_0) &= c_{ij}(x_0)u_j^{(F)}(x_0) \\ &+ \int_{\Gamma} T_{ij}(x, x_0)u_j^{(F)}(x)d\Gamma(x) \\ &- \int_{\Gamma} U_{ij}(x, x_0)\tau_j^{(F)}(x)d\Gamma(x) \end{aligned} \quad (7)$$

境界 Γ を境界要素を用いてモデル化することにより、式(4)と式(7)は離散化され¹³⁾、次のマトリクス方程式が得られる。

$$[H]\{u\}_B - [G]\{\tau\}_B = [H]\{u\}^{(F)} - [G]\{\tau\}^{(F)} \quad (8)$$

ここで、 $\{\tau\}$ は節点表面力ベクトルであり、 $\{u\}^{(F)}$ 、 $\{\tau\}^{(F)}$ はそれぞれ free field 節点変位ベクトル、表面力ベクトルである。

d) マトリクス方程式の結合

領域Aと領域Bの境界 Γ においては次の境界条件式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \{u\}_A &= \{u\}_B \\ \{f\}_A &= -[D]\{\tau\}_B \end{aligned} \quad (9)$$

$[D]$ は分布マトリクスとよばれ、境界における形状関数によって定まる¹³⁾。

以上の式(2)、(8)、(9)を連立して解くことで、FE-BE法による解析を行うことができる。

(2) 離散化波数法

a) 離散化波数法の概要

例えば平面波入射を考えた場合、半無限体の応答 $\{u\}^{(F)}$ 、 $\{\tau\}^{(F)}$ は簡単に求められる¹⁴⁾が、ここでは断層から放射された波動に対するこれらのベクトルを求めるために離散化波数法¹⁵⁾を用いる。

水平方向 (x_1 軸方向) に均一な弾性体内に時間的に調和な震源を想定したとき、ある点 (x_1, x_2) における応答は、次式のように水平方向の波数 k に関する無限

積分によって表される。

$$f(x_1, x_2; \omega) = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} F(k, x_2) e^{-ikx_1} dk \quad (10)$$

ここで、 $F(k, x_2)$ は震源モデルと地盤モデルによって定まり、波数 k をパラメータとするスペクトルと考えられるので、以下では波数スペクトルとよぶ。また、 t は時間である。

式(10)で想定した震源が、水平方向に間隔 L 、時間的に同位相で分布しているときの応答 $g(x_1, x_2; \omega)$ は、離散化波数法を用いれば次式から求められる。

$$g(x_1, x_2; \omega) = \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(k_n, x_2) \exp(-ik_n x_1) \quad (11)$$

ただし、上式では時間項 $e^{i\omega t}$ を省略してある。また、離散化された波数 k_n は

$$k_n = \frac{2n\pi}{L} \quad (12)$$

で表される。

b) くい違い点震源と移動震源の表現

本論文では、力-くい違いの等価性¹⁶⁾に基づき、くい違い点震源および移動震源を二次元面内の複双力源で表す。すなわち、面外方向に無限に長い震源を考えていることになる。

Free field の計算で対象とする地盤を、水平な自由表面をもつ均質半無限弾性体とすれば、このくい違い点震源に対する波数スペクトル $F_p(k, x_2)$ は解析的に求められる¹⁵⁾。また、移動震源に対する波数スペクトル $F_m(k, x_2)$ は、破壊伝播による時間遅れを考慮して $F_p(k, x_2)$ を断面に関して積分することによって得られるが、この積分も解析的に行うことができる¹⁵⁾。

式(11)では時間的に調和な状態を想定しているため、次式のように震源時間関数の Fourier 変換、いわゆる震源スペクトル $s(\omega)$ をかけ合わせれば、くい違いの時間的な変化を考慮した応答 $g_s(x_1, x_2; \omega)$ が得られる。

$$g_s(x_1, x_2; \omega) = s(\omega) \cdot g(x_1, x_2; \omega) \quad (13)$$

(3) 離散化波数法と FE-BE 法の連結

実際には式(11)の無限和を誤差が無視できるところで打ち切り、数値的に計算することになるが、弾性体に自由表面を導入すると $F(k, x_2)$ には一位の極が現れ、極付近の波数で発散してしまう。そのため、角振動数 ω に小さな正の定数 ω_I を用いて $\hat{\omega} = \omega - i\omega_I$ のように虚部を付加し¹⁵⁾、特異点を移動させてから総和をとる。これにより、離散化波数法では複素数の角振動数に対する応答 $g_s(x_1, x_2; \hat{\omega})$ が得られる。

したがって、離散化波数法によって求めた $\{u\}^{(F)}$ 、 $\{\tau\}^{(F)}$ をそのまま式(8)に用いるためには、FE-BE 法による解析も、角振動数を複素数として行う必要がある。文献17)で著者らは FE-BE 法の解析に複素角振動

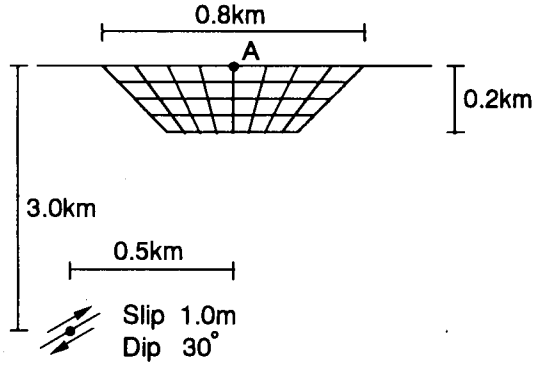


図-2 計算モデル

FE region	Case 1: $v_s = 3.0 \text{ km/s}$	$\nu = 0.25$	$\rho = 2.0 \text{ t/m}^3$
	Case 2: $v_s = 1.0 \text{ km/s}$	$\nu = 0.25$	$\rho = 2.0 \text{ t/m}^3$
BE region	$v_s = 3.0 \text{ km/s}$	$\nu = 0.25$	$\rho = 2.0 \text{ t/m}^3$

数を用いない方法を提示したが、計算時間が大幅に短縮できるので、本論文では複素角振動数を用いる方法を採用することにした。

その結果、式(2)、(8)、(9)から得られる複素数の角振動数に対する応答を $U(\hat{\omega})$ とすれば、最終的に時間領域の応答 $u(t)$ は Fourier 逆変換を用いて次のように求められる。

$$u(t) = \exp(\omega_I t) \int_{-\infty}^{\infty} U(\hat{\omega}) \exp(i\omega t) d\omega \quad (14)$$

以上のように、全波動場を free field と scattered field に分離し、それぞれの計算に異なる手法を用いることにより、はじめに述べたような震源近傍の不整形地盤における地震動をシミュレーションすることができる。なお、Kawase¹⁸⁾は離散化波数-境界要素法とよばれる手法を提案しているが、これは基本解を離散化波数法で計算することで式(4)から特異積分を除去するものであり、本手法はこの手法と類似するものではない。

定式化が変位を未知量として行われているため、以下では地動変位を対象とする。ただし、詳しい震源や地盤の情報など、短周期成分を精度よく計算できる条件がそろえば、速度波形、加速度波形をシミュレーションすることも可能と考えられる。

3. 数値計算例

(1) 計算モデル

2)で示した方法を用いて、図-2に示す単純な地盤モデルの点Aにおける応答を求めてみる。震源は簡単なくい違い点震源として、図中に示すようにFE部とBE部の物性値が同じ場合をケース1、異なる場合をケース2として計算を行う。ただし、 v_s 、 ν 、 ρ はそれぞれS波速度、ポアソン比、質量密度である。

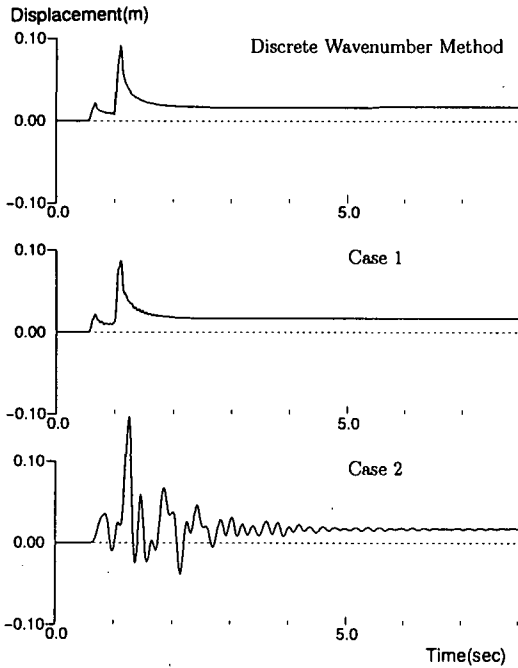


図-3 計算波形の比較

本論文ではFE部に内部減衰を与える場合、Rayleigh減衰を仮定する。すなわち、式(3)中の減衰マトリクス[C]を次式から求めている。

$$[C] = \alpha[M] + \beta[K] \quad (15)$$

ここで、 α 、 β は周期 T_1 、 T_2 における減衰定数を h_1 、 h_2 としたとき次式で定められる。

$$\alpha = 4\pi \left(\frac{h_1}{T_2} - \frac{h_2}{T_1} \right) \left(\frac{T_1}{T_2} - \frac{T_2}{T_1} \right)^{-1} \quad (16)$$

$$\beta = \frac{1}{\pi} (h_1 T_2 - h_2 T_1) \left(\frac{T_1}{T_2} - \frac{T_2}{T_1} \right)^{-1}$$

ここでは $T_1 = 0.10(s)$ 、 $T_2 = 1.0(s)$ 、 $h_1 = h_2 = 0.02$ としてケース2のFE部に内部減衰を与えた。また震源時間関数はライズタイムが0.1秒のramp functionとし、0~30Hzの周波数を256分割して0.117Hz間隔で計算した。式(11)中の仮想震源間隔 L は、解析時間内に隣の震源からの波動が対象領域に届かないように十分大きく設定する必要があるが、 L が大きいほど式(11)の総和が収束するまでに足し合わせるべき項の数が増加するため、計算量が大きくなる。これらを考慮して、ここでは $L = 100km$ とした。

(2) 計算結果

計算結果を水平動のみについて示すと図-3のようになる。ケース1のモデルは均質な半無限体であるから、離散化波数法のみで計算することもできるので、その

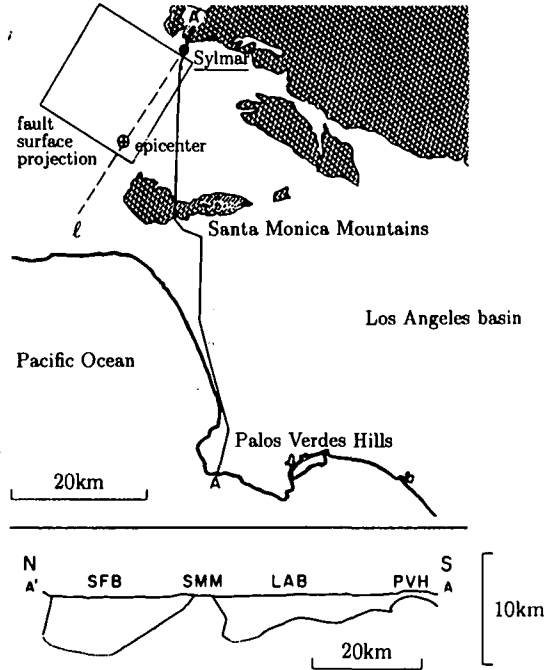


図-4 San Fernando地区の平面図と断面図(文献6) Fig.1に加筆)

結果もあわせて示した。図-3によると、ケース1は離散化波数法による結果とよく一致しており、本手法によっても高い精度で計算できることを示している。また、ケース2の波形はモデルの不均質性・不整形性の影響で増幅され、継続時間も長くなっていることが分かる。

4. 1994年Northridge地震のシミュレーション

3.では点震源と簡単な地盤モデルに本手法を適用し、妥当性を確認した。次に、より現実的で複雑なモデルを用いた場合について検討するため、実地震のシミュレーションを行う。このシミュレーションの主なねらいは、移動震源と不整形地盤に対する本手法の適用性を確認することにある。

(1) 計算モデルの設定

1994年Northridge地震($M_w=6.7$)の際、震央距離15kmのSylmar観測点では、NS成分の最大加速度が $827cm/s^2$ 、最大速度が $129cm/s$ 、最大変位が33cmと非常に大きい強震記録が得られた¹⁰⁾。図-4に示すように、Sylmarは震央からN35Eの方向に位置しており、断層(図中の長方形)は走りが 122° の縦ずれ逆断層と推定されている²⁰⁾ため、この方向はおおよそ断層の運動方向に一致する。このことから、Sylmarにおける地震動を、

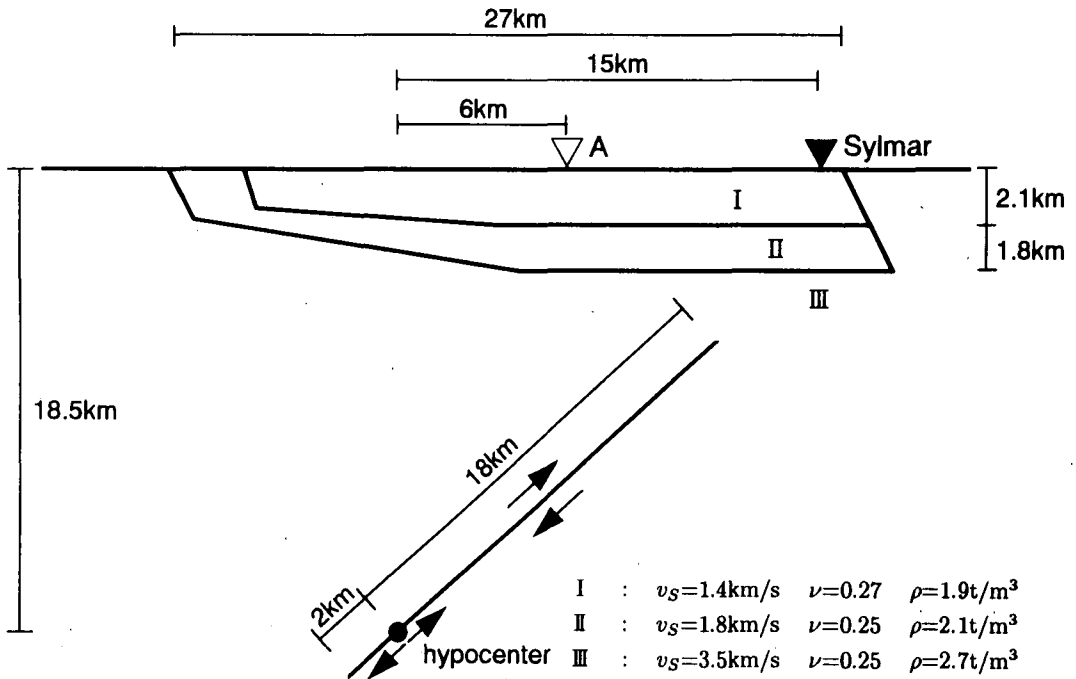


図-5 計算モデルと物性値

表-1 断層パラメータ²⁰⁾

origin time	12:30 55.2 GMT
hypocentral depth	18.5km
strike	122°
dip	42°
effective fault width	20km
fault depth range	6.0-20.0km
average slip	1.2m
rupture velocity	2.8km/sec
rise time	0.6-1.2sec

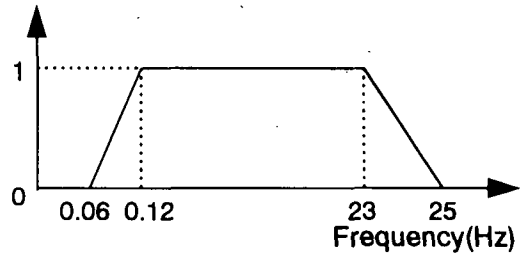


図-6 観測記録に施されているバンドパスフィルタ¹⁰⁾

断層を含む二次元面内波動場に近似して解析してみることにした。

a) 地盤のモデル化

はじめに述べたように、Vidale and Helmbergerは1971年 San Fernando地震の地震動解析を差分法を用いて行っている⁶⁾。これは図-4に示すA'-A断面について二次元解析を行ったものである。図中のハッチ領域は露頭岩盤を表している。

本研究では図に示した破線ℓの位置での断面について解析を行う。そこで、図-4とVidale and Helmbergerが用いたモデル・物性値を参考に、図-5のようにモデルと物性値を定めた。ただし、図中の領域I、IIは有限要素で、領域IIIは境界要素でモデル化した。境界要素の節点間隔は1km程度、有限要素の節点間隔は境界要素と接する

部分を除けば0.3~0.5km程度である。また、文献6)ではQ値として25が用いられているため、これを参考にFE部には $T_1 = 2.0(\text{s})$, $T_2 = 8.0(\text{s})$, $h_1 = h_2 = 0.02$ としてRayleigh減衰を与えた。

b) 断層のモデル化

離散化波数法によるfree fieldの計算には、Wald and Heaton²⁰⁾が余震分布と波形インバージョンから求めた、表-1に示す断層パラメータを用いた。

2.で述べたように、二次元面内の複双力源で表された、1.2mのくい違いを生じる点震源を破壊伝播方向に移動させることにより、図-5に示すような震源断層を表現した。したがって、ここで扱う震源断層は面外方向、すなわち走行方向に無限に長く、すべり量が1.2mの一樣なくくい違いを仮定していることになる。

表-1に示したように、ライズタイムは断層面上の場

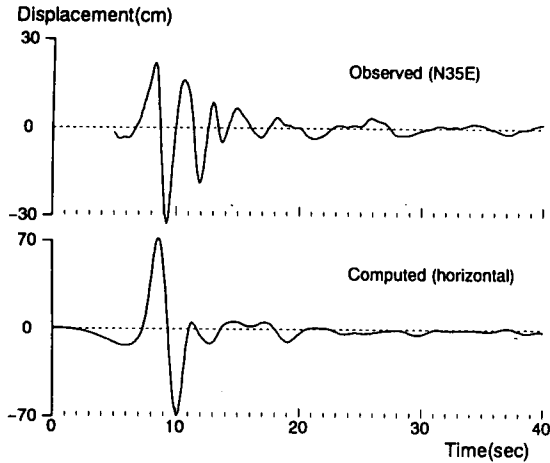


図-7 観測波形と計算波形の比較 (水平動)

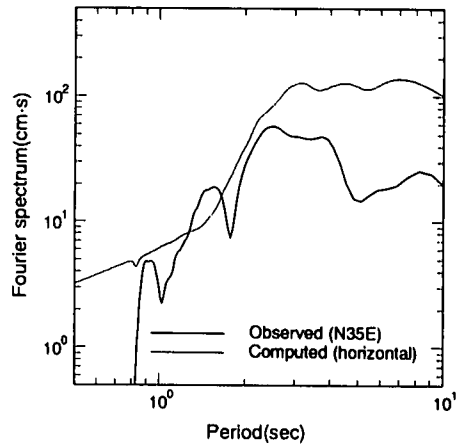


図-9 Fourier スペクトルの比較 (水平動)

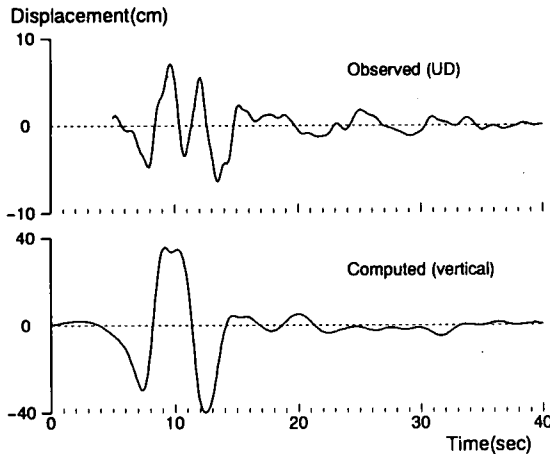


図-8 観測波形と計算波形の比較 (上下動)

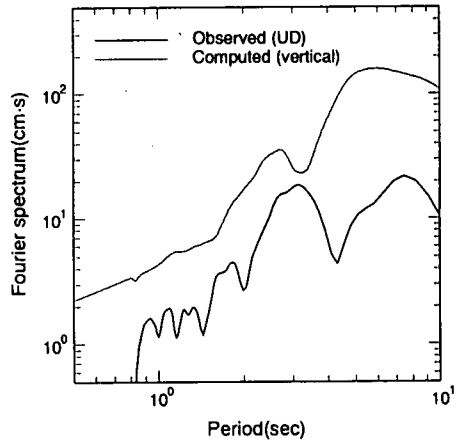


図-10 Fourier スペクトルの比較 (上下動)

所によって0.6~1.2秒の範囲で変化すると推定されているが、ここでは0.9秒で一定とした。また、仮想震源間隔 L は400kmとして、0~1.2Hzの周波数を64分割し、0.019Hz間隔で計算した。

(2) 計算結果と観測記録との比較

観測記録には図-6に示すバンドパスフィルタがかけられている¹⁹⁾ため、計算結果にも同じフィルタをかけ、また観測記録にもさらに1.2Hzのローパスフィルタをかけて両者を比較したものが図-7,8である。図-7は計算波形の水平動と観測波形のN35E成分を、図-8はそれぞれの上下動を比較している。計算波形は破壊が開始した時刻をゼロとしているが、表-1に示したように、Wald and Heatonが定めたorigin timeはGMTで12:30:55.2秒²⁰⁾、観測記録のtrigger timeはUTCで12:31:00.2秒¹⁹⁾なので、観測波形は5秒ずらして示してある。

これらの図によると、水平動、上下動とも全体的な

形状はよく一致している。しかし、振幅は計算波形の方がかなり大きくなっており、最大値を比較すると水平動は2倍、上下動は5倍になっている。

両者のFourierスペクトルを比較すると図-9,10のようになる。これらから、およそ2秒以上の長周期成分は再現可能であるが振幅が大きくなってしまふこと、短周期成分はほとんど計算できていないことがわかる。短周期成分を精度よく計算するためには、詳細な震源過程を解析に取り入れる必要があると思われる。

なお、Vidale and Helmbergerは v_s が0.6km/sの層までモデル化している⁹⁾。そこで、図-5の領域Iを3層に細分し、それぞれの層の v_s を上から順に0.6, 1.1, 1.4km/sとして同様の計算を行ってみた。その結果、振幅はさらに2倍程度に大きくなったが、水平動のS波初動部分の波形はほとんど変化しなかった。これは、その部分の周期特性が断層運動に支配されていることを示唆しているものと考えられる。

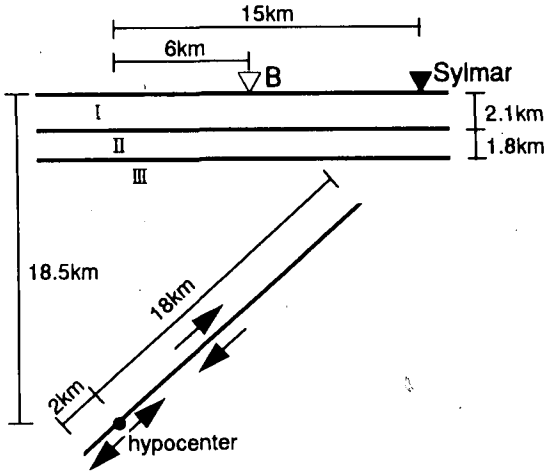


図-11 水平3層地盤モデル

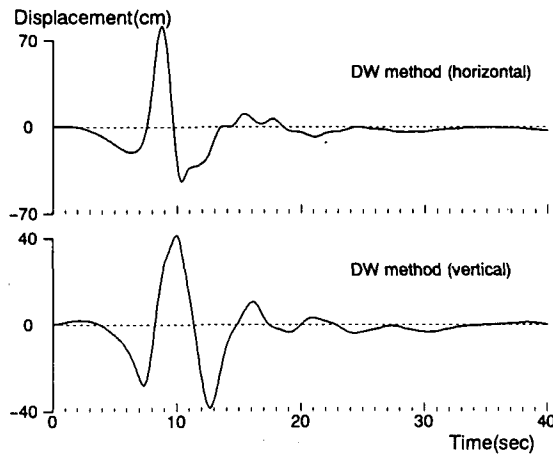


図-12 水平3層地盤モデルを用いた場合の計算結果

(3) 水平成層モデルとの比較

前述の地震動に地盤の不整形性がどのように影響しているかを調べるため、Sylmar直下の地盤構造が水平に広がっている3層地盤モデル(図-11)を設定し、断層モデルは同一として、離散化波数法でこの水平多層地盤の応答²¹⁾を計算した。計算結果に図-6のフィルターをかけたものを図-12に示すが、これを図-7,8の計算結果と比較すると、波形には若干の差異が見られるものの、最大変位はほぼ同じである。したがって、図-7,8に示した計算波形の振幅が観測波形より大きく計算された主な原因は、地盤の不整形性ではなく、二次元断層、すなわち走行方向に無限に長い断層で近似したことにあると考えられる。

震央距離6kmの地点、すなわち図-5の点Aと図-11の点Bでの応答を比較すると図-13のようになる。これによると、5秒から10秒過ぎまで両者はほぼ一致し

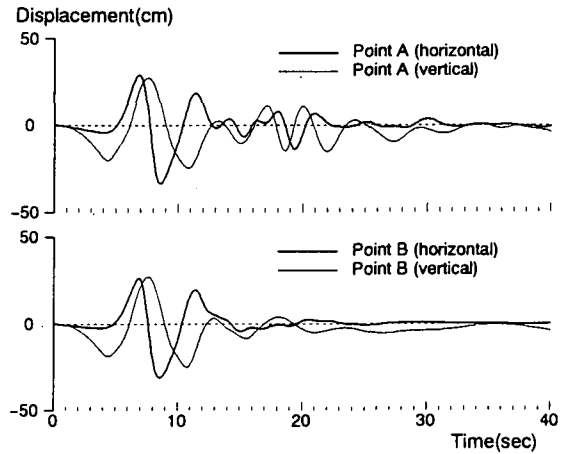


図-13 震央距離6kmの地点での計算結果の比較

ているが、不整形モデルでは、盆地端部で生成されたRayleigh波とみられる波動が20秒前後に卓越している。このように不整形性の影響は観測点によって異なり、また震源モデル、地盤モデルやその位置関係によっても変化する。したがって、どのような場合に不整形性の影響が顕著に現れるか、また、その影響がどの程度であるかを把握することも重要である。

5. 結 論

本論文では、波動場をfree fieldとscattered fieldに分離し、前者に対しては離散化波数法を、後者に対してはFE-BE法を適用し、震源近傍の不整形地盤における地震動をシミュレーションする手法を提案した。そして、その手法を実際に適用して妥当性を検討した。得られた成果と結論は以下の通りである。

1. 単純なモデルを用いた計算例によって、本手法を用いて精度のよい計算結果が得られることが検証された。
2. 1994年Northridge地震の際のSylmar地点における地震動をシミュレーションした結果、得られた変位波形は観測記録とある程度の一致を示した。このことから、本手法は現実的な断層・地盤モデルに対しても有効であるといえる。
3. 実地震のシミュレーションによって得られた振幅は、観測値よりも数倍大きなレベルであった。水平成層構造を仮定しても振幅は同程度に大きく計算されたことから、これは震源を二次元として扱ったことが主な原因であると推定される。このことは、Sylmarのように断層近傍の地点における地震動をシミュレーションする場合でも、三次元的な断層を考える必要があることを示唆している。

4. 本シミュレーションでは、S波初動の周期特性は震源に強く支配され、地盤の不整形性はあまり影響していないという結果が得られた。しかし、観測点の位置によって、あるいは初動以後の位相にはその影響が大きく現れる可能性はある。

震源近傍の地点でも三次元断層を考える必要があることを上に指摘した。これを定量的に明らかにするためには、実際に三次元シミュレーションを行い、二次元シミュレーションの結果と比較する必要がある。これについては別の論文²²⁾で検討する。

謝辞：埼玉大学工学部建設工学科茂木秀則助手には、本研究遂行上有益な御討議および御助力を頂いた。また、査読者各位の御意見は内容の改善に大きく役立った。記して謝意を表す。第1著者は日本学術振興会特別研究員であり、本研究は文部省科学研究費（特別研究員奨励費 No.62332）の援助を受けた。

参考文献

- 1) 土木学会：土木構造物の耐震基準等に関する提言，土木学会誌，Vol. 80，pp. 3-7，1995.
- 2) 久田嘉章，山本俊六，谷資信：境界要素法と断層震源モデルによる堆積盆地におけるSH波とLove波の地震波動解析，日本建築学会構造系論文報告集，No. 393，pp. 92-100，1988.
- 3) 山本俊六，久田嘉章，谷資信：関東平野におけるやや長周期地震動のシミュレーション，日本建築学会構造系論文報告集，No. 417，pp. 79-86，1990.
- 4) Uebayashi, H., Horike, M. and Takeuchi, Y.: Seismic motion in a three-dimensional arbitrarily-shaped sedimentary basin, due to a rectangular dislocation source, *J. Phys. Earth*, Vol. 40, pp. 223-240, 1992.
- 5) 大堀道広，野畑有秀，若松邦夫，安井讓：薄い堆積盆地の地震動特性—その1. 線震源からの入射と平面波入射との比較—，地震 第2輯，Vol. 46，pp. 259-267，1993.
- 6) Vidale, J.E. and Helmlinger, D.V.: Elastic finite-difference modeling of the 1971 San Fernando, California earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 78, pp. 122-141, 1988.
- 7) 川瀬博：表層地質が地震動に及ぼす影響に関する研究事例と今後の課題，第18回地盤震動シンポジウム，pp. 71-78，1990.

- 8) Kobayashi, S. and Kawakami, T.: Application of BE-FE combined method to analysis of dynamic interactions between structures and viscoelastic soil, *Boundary Elements VII*, pp. 6-3-6-12, Springer-Verlag, 1985.
- 9) 東平光生，吉田望：時間領域の有限要素法と境界要素法の結合解法による地盤振動解析，土木学会論文集，No. 410/I-12，pp. 395-404，1989.
- 10) Mossessian, T.K. and Dravinski, M.: A Hybrid Approach for Scattering of Elastic Waves by Three-Dimensional Irregularities of Arbitrary Shape, *J. Phys. Earth*, Vol. 40, pp. 241-261, 1992.
- 11) 丹羽義次，廣瀬壯一：傾斜層を有する地盤における理論的地震動解析，土木学会論文報告集，No. 337，pp. 57-66，1983.
- 12) 土木学会：動的解析の方法，動的解析と耐震設計第2巻，技報堂出版，p. 27，1989.
- 13) Brebbia, C.A., Tells, J.C. and Wrobel, L.C.: *Boundary element techniques-theory and applications in engineering*, Springer-Verlag, 1984.
- 14) 佐藤泰夫：弾性波動論，岩波書店，1978.
- 15) Bouchon, M. and Aki, K.: Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 67, pp. 259-277, 1977.
- 16) 笠原慶一：地震の力学 近代地震学入門，鹿島出版会，pp. 69-73，1983.
- 17) 片岡正次郎，大町達夫：震源近傍の不整形地盤における地震動の2次元解析，第23回地震工学研究発表会講演概要，pp. 173-176，1995.
- 18) Kawase, H.: Time-domain response of a semi-circular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 78, pp. 1415-1437, 1988.
- 19) Darragh, R., Cao, T., Cramer, C., Huang, M. and Shakal, A.: Processed CSMIP strong-motion records from the Northridge, California earthquake of January 17 1994: Release No. 1, 1994.
- 20) Wald, J.D. and Heaton, T.H.: A dislocation model of the 1994 Northridge, California, earthquake determined from strong ground motions, *U.S.G.S. Open-File Report*, pp. 94-278, 1994.
- 21) 茂木秀則，大町達夫，年縄巧：離散化波数法によるやや長周期地震動の推定，土木学会第47回年次学術講演会講演概要集第1部，pp. 852-853，1992.
- 22) 片岡正次郎，大町達夫：震源近傍の不整形地盤における地震動の三次元シミュレーション，土木学会論文集，No. 556/I-38，pp. -, 1997.

(1995. 11. 14 受付)

A SIMULATION PROCEDURE FOR NEAR-FIELD MOTION IN IRREGULAR GROUND AND ITS APPLICATION TO 2-D IN-PLANE WAVE FIELD

Shojiro KATAOKA and Tatsuo OHMACHI

In this paper, a new procedure is presented for simulation of near-field motion in irregular ground. After dividing a total wave field into free field and scattered field, a discrete wave-number method is employed for free field excited by faulting, and an FE-BE method is employed for scattered field. Following a simple analysis, seismic motion at Sylmar site during the 1994 Northridge earthquake is simulated by the present procedure. The agreement between the analytical results and the observations is good and shows usefulness of the procedure.