

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

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理工学研究所 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理工学研究所 教授 (〒226 横浜市緑区長津田町 4259)

本論文では、震源断層モデルを導入した三次元FE-BE結合解法を用いて、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った。まず、直接法に基づく三次元境界要素法と有限要素法との結合、および矩形くい違い震源の導入について述べ、簡単な数値計算例を通じて手法の妥当性を検討した。さらに実地震への適用例として、1994年Northridge地震の震源断層およびSan Fernando谷をモデル化し、三次元地震動シミュレーションを行った。また、その結果をもとに、Northridge地震の際のSan Fernando谷の最大地動速度分布図を示した。

Key Words : near-field motion, irregular ground, dislocation source, 3-D FE-BE method, the 1994 Northridge earthquake, San Fernando valley

1. はじめに

著者らは先に、震源近傍に位置する不整形地盤における強震動を合成する手法として、有限要素法と境界要素法の結合解法（以下FE-BE法）に離散化波数法を用いて震源断層モデルを組み入れた計算手法を提案した¹⁾。この論文では、1994年Northridge地震のシミュレーションに提案手法を適用し、観測波形と比較してその有用性を示している。ただし、変位振幅が観測波形よりも数倍大きく計算されたことについては、二次元面内波動場を仮定したことが主な原因であると推定している。このことを確認するためには、実際に三次元シミュレーションを行う必要がある。

震源断層および任意の不整形性をもつ地盤をモデル化し、地震動シミュレーションを行うために用いられた手法として、Aki-Larner法^{2),3),4)}、有限要素法⁵⁾、境界要素法^{6),7),8)}、差分法^{9),10)}が挙げられる。近年は差分法を中心として、実際の地盤構造をモデル化した三次元地震動シミュレーションが盛んに行われている^{11),12),13),14)}。しかし、差分法は複雑な構造のモデル化には不向きであるし、解に数値的な分散が混入したり¹¹⁾、無限に広がる領域のモデル化ができないなど、計算精度が低下する場合も多い。

そこで本研究では、波動の無限遠への逸散を容易に考慮することができる境界要素法を用い、表層が不均質な場合にも対応できるように、有限要素法と結合する^{15),16)}。これにより、任意の不整形地盤を対象とした、高精度の地震動シミュレーションを行うことができる

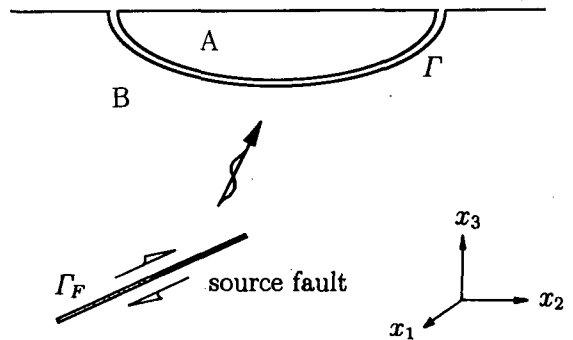


図-1 不整形地盤と震源断層の概念図

と考えられる。

本論文では、まず三次元境界要素法と有限要素法の結合、および三次元空間における震源断層モデルの導入について述べる。次に単純なモデルを用いた計算例を示し、既往の結果¹⁷⁾と比較して手法の妥当性を検討する。最後に実地震への適用例として、1994年Northridge地震のシミュレーションを行った結果を示し、考察を行う。

2. 三次元FE-BE法と震源断層モデルの導入

図-1に示すように、震源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。本研究では、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、図のような不整形地盤をモデル化する。ここでは周波数領域での三次元有限要素法、境界要素法とそれらの結合、および震源断層モデルの導入について述べる。

(1) 有限要素法

三次元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 $x_1-x_2-x_3$ 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。なお、繰り返す指標について総和規約を用い、以下でも同様とする。

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、添字でない i は虚数単位である。

(2) 境界要素法と震源断層モデルの導入

a) 境界積分方程式

図-1の領域Bにおいては、領域Bの境界 Γ について次の境界積分方程式が成り立つ¹⁸⁾。

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

ここで、 c_{ij} は境界 Γ の点 x における形状によって定まる係数、 τ_i は表面力の x_i 成分であり、 U_{ij}, T_{ij} は x_0 を作用点、 x を観測点とする変位および表面力の基本解テンソルを表す。左辺第2項の積分記号は主値積分を示している。また、 $\bar{\psi}_i$ は入射波の影響を表す項である。

b) 入射波項

入射波項 $\bar{\psi}_i$ を求める方法として、a) 断層面に関する境界積分による方法^{6),7)}、b) 半無限弾性体の応答波動場(free field)を別に計算する方法¹⁾がある。b)ではfree fieldがモデル化に無関係に計算されるため、モデル化した領域外に震源がある場合にも正確な計算ができる。また、点震源の波数スペクトルを断層面に関して解析的に積分することで、移動震源をモデル化する

ことができる¹⁾。一方、a)ではb)のように断層面に関する積分を解析的に行うことができないため、移動震源からの入射波を計算する際に誤差を生じる可能性がある。ただし、b)よりも一般に計算量が小さく、後に示すように、断層面を十分小さい小断層に分割することで精度の良い計算を行うことができるため、ここではa)の方法を用いることにする。すなわち、 $\bar{\psi}_i$ を次式から求める⁶⁾。

$$\bar{\psi}_i(x) = \int_{\Gamma_F} T_{ij}(x, x_F)d_j(x_F)d\Gamma(x_F) \quad (5)$$

ここで、 $d_j(x_F)$ は断層面上の点 x_F での変位のくい違い量を表すベクトルである。ただし、断層面境界 Γ_F で応力は連続であるとしている。

式(5)の積分を解析的に行うことは T_{ij} の性質上困難なので、ここでは断層を小断層に分割し、それぞれの小断層内では基本解の値とすべり量が一定であるとす。断層の分割数を長さ方向に n_L 、幅方向に n_W とし、 $n_L \times n_W$ 枚の大きさの等しい小断層を考えると、長さ方向に速度 c_r で破壊が伝播する場合、 $\bar{\psi}_i$ は次式で表される。

$$\bar{\psi}_i(x) = i\frac{c_r}{\omega}W' \sum_{l=1}^{n_L} \sum_{k=1}^{n_W} T_{ij}(x, x_{kl})d_j(x_{kl}) \cdot \left\{ \exp\left(-i\omega\frac{LL'}{c_r}\right) - \exp\left(-i\omega\frac{(l-1)L'}{c_r}\right) \right\} \quad (6)$$

ここで、 L', W' はそれぞれ小断層の長さおよび幅であり、 x_{kl} は小断層面上の代表点である。

また、破壊が幅方向に伝播する場合は次式で表される。

$$\bar{\psi}_i(x) = i\frac{c_r}{\omega}L' \sum_{k=1}^{n_L} \sum_{l=1}^{n_W} T_{ij}(x, x_{kl})d_j(x_{kl}) \cdot \left\{ \exp\left(-i\omega\frac{kW'}{c_r}\right) - \exp\left(-i\omega\frac{(k-1)W'}{c_r}\right) \right\} \quad (7)$$

c) マトリクス方程式と特異積分

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)は離散化され¹⁹⁾、次のマトリクス方程式が得られる。

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

ここで、 $\{\tau\}, \{\bar{\psi}\}$ はそれぞれ節点表面力ベクトル、節点入射波項ベクトルである。

本論文では有限要素、境界要素とも isoparametric 線形要素を用いるが、式(8)のマトリクス $[H], [G]$ の成分を求めるとき、基本解の特異性が問題になる。ここでは基本解 U_{ij}, T_{ij} として放射条件を満たす無限体の Green 関数を用いるが、これらは次のように、特異性を示す項と正則項の和で表せる²⁰⁾。

$$U_{ij} = U_{ij}^{(s)} + U_{ij}^{(r)} \quad (9)$$

$$T_{ij} = T_{ij}^{(s)} + T_{ij}^{(r)}$$

ここで、上付きの添字 (s) は特異項を、 (r) は正則項を示す。

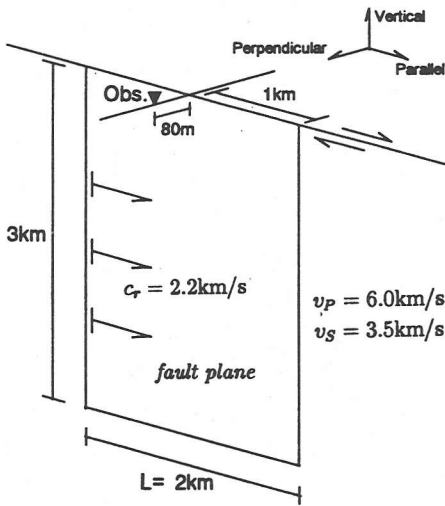


図-2 Kawasaki¹⁷⁾が用いた断層モデルと計算地点

本論文での計算では、 $O(1/r)$ の特異性を示す $U_{ij}^{(s)}$ に関する積分にはLachat and Watsonのサブ要素分割法²¹⁾とよばれる方法を用い、 $O(1/r^2)$ の特異性を示す $T_{ij}^{(s)}$ に関する積分はGuiggiani and Gigante²²⁾に従った。その他の境界積分は特異積分ではないため、数値積分を用いた。また、式(4)中の係数 c_{ij} は $[H]$ の対角に近い要素に現れるが、これはMantić²³⁾に従って計算した。このように、本研究ではマトリクス $[H]$ 、 $[G]$ の成分を直接計算している。詳細は文献^{21),22),23)}に譲るが、基本解の特異性は厳密に評価されている。

(3) マトリクス方程式の結合

領域Aと領域Bの境界 Γ_I においては次の境界条件式が成り立つ。

$$\begin{cases} \{u\}_A = \{u\}_B \\ \{f\}_A = -[D]\{\tau\}_B \end{cases} \quad (10)$$

$[D]$ 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¹⁹⁾。

以上の式(2)、(8)、(10)を連立して解くことで、震源断層モデルを導入したFE-BE法による地震動シミュレーションを行うことができる。

3. 数値計算例

(1) 計算モデル

2.で示した三次元FE-BE法による計算例を示す。図-2は、Kawasaki¹⁷⁾がCagniard法で均質半無限弾性体

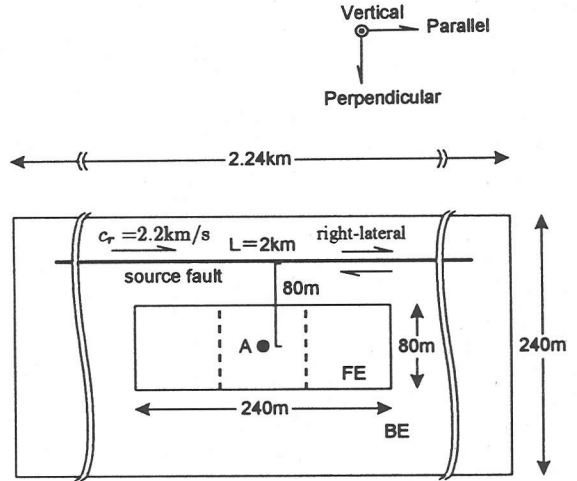


図-3 本手法による計算領域と計算地点

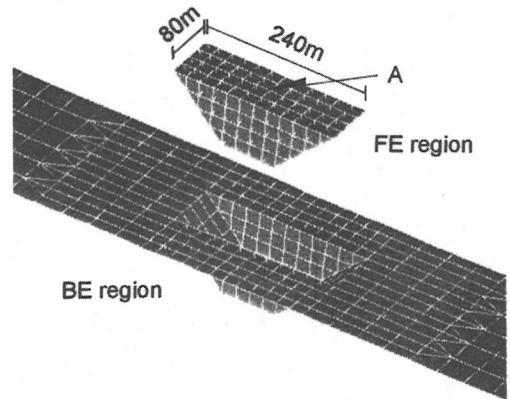


図-4 計算地点付近の拡大図

の変位応答を計算した地点と、用いた地盤・断層モデルを示している。断層は右横ずれで、大きさは2km×3kmであり、 v_p 、 v_s 、 c_r はそれぞれP波速度、S波速度、破壊伝播速度を表す。ここではKawasakiの結果と比較するために、図-3に示す領域をモデル化し、図中の点Aでの変位応答を計算した。図のように、震源断層を含む2240m×240mの領域を境界要素でモデル化し、点A周辺の240m×80mの領域を有限要素でモデル化した。モデルの点A周辺の拡大図を図-4に、FE部とBE部を分離して示す。このFE部とBE部の物性値を等しくすることで、均質半無限弾性体のモデルとした。

なお、FE-BE法では0~16Hzの周波数を0.5Hz間隔で計算した。また、震源時間関数は両者ともライズタイムが0.1秒のramp functionである。

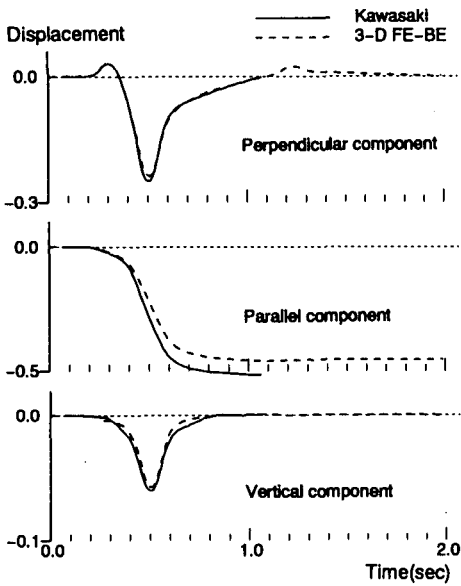


図-5 Kawasaki¹⁷⁾の計算結果との比較

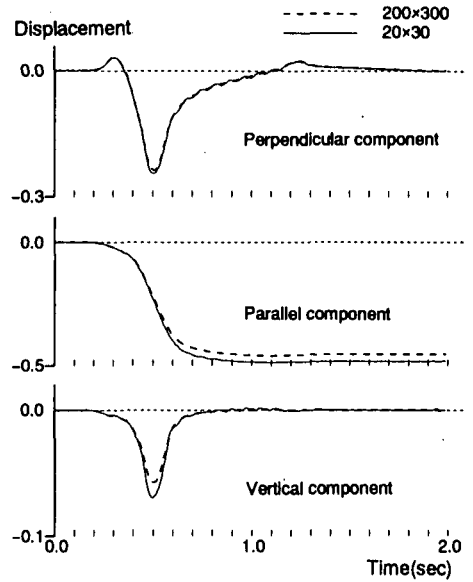


図-6 断層の分割数による変位応答の変化

(2) 計算結果の比較

両者の計算結果を図-2に示した3成分 (parallel, perpendicular, vertical) について比較すると、図-5のようになる。縦軸は断層のすべり量で除して無次元化した変位である。3成分とも両者はほぼ一致しており、本手法でも高い精度で計算できていることが分かる。ただしKawasakiの計算では、parallel componentの永久変位が0.5よりも若干大きくなっているが、直感的にも分かるように、この値が0.5を超えることはない。これは計算機が未発達であったために、十分な計算ができなかったことによる誤差と思われる²⁴⁾。なお、Kawasakiの計算では断層が地表に達しているが、本手法による計算では特異積分を回避するために、断層上端の深さを1mとした。地表に達してはいないが、非常に浅くしているため、この影響は波形にはほとんど見られない。

図-5に示した結果は $n_L = 200$, $n_W = 300$ の場合であり、断層を非常に多くの小断層に分割している。この分割数を少なくし、 $n_L = 20$, $n_W = 30$ とした場合と比較すると図-6のようになる。これによると、全体的には両者は一致しているが、分割数が少ない場合には波形が滑らかでなくなり、計算精度が低くなっている。これは小断層が大きくなるにつれて、さきに述べた「小断層内では基本解の値が一定」という仮定が成り立たなくなるためである。分割数を大きくすればそれだけ計算量が大きくなるため、小断層の大きさは断層とモデル化した領域との距離、計算する周波数や計算機の能力等を考慮して適当に設定する必要がある。

4. 1994年 Northridge地震のシミュレーション

3.では三次元FE-BE法で精度よく変位応答が計算できることを確認したが、実際に耐震設計のための入力地震動を設定するときには、想定される震源断層および地下構造が対象となる。したがって、より現実的で複雑なモデルに対しても、本手法の有用性を検討する必要がある。そこで、ここでは実地震のシミュレーションを試み、観測記録との比較を行うことにする。しかし、周期約1秒以下の短周期の地震動を、理論的シミュレーションによって精度よく再現することは一般に困難である。

地震動の短周期成分は断層運動の不均一性に起因して発生し、地表で観測されるときには浅い軟弱な地盤の影響を大きく受けている。微視的な断層モデルの推定は、地震学の分野で近年活発になってきてはいるが、逆解析に用いるデータや手法によって得られる結果にばらつきが大きく、特に短周期成分の推定精度には疑問がある。

また、有限要素法や境界要素法では、波長の短い波動を計算するためには非常に細かい要素分割が必要になるため、特に三次元モデルを用いる場合、計算機の容量による制限を受けやすい。そのため、浅い地盤構造まで十分細かくモデル化し、断層の不均一性まで取り入れて地震動シミュレーションを行うことは、現時点では困難である。

以上のことから、ここでは長周期の地震動を対象として、既往の研究に基づいて断層と地盤をモデル化する。

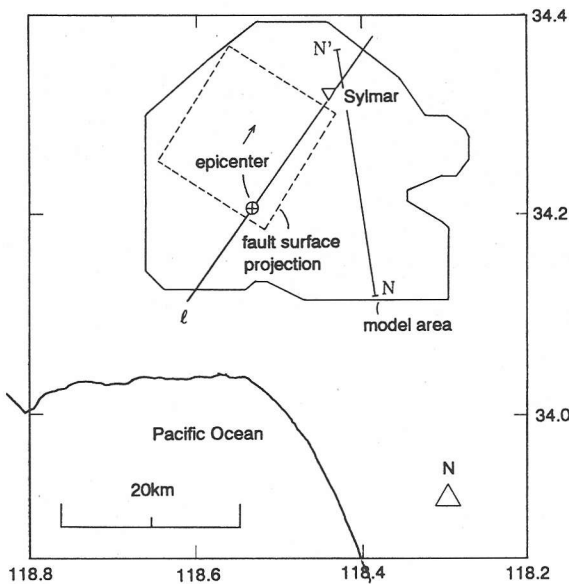


図-7 推定断層およびSylmar観測点等の位置図

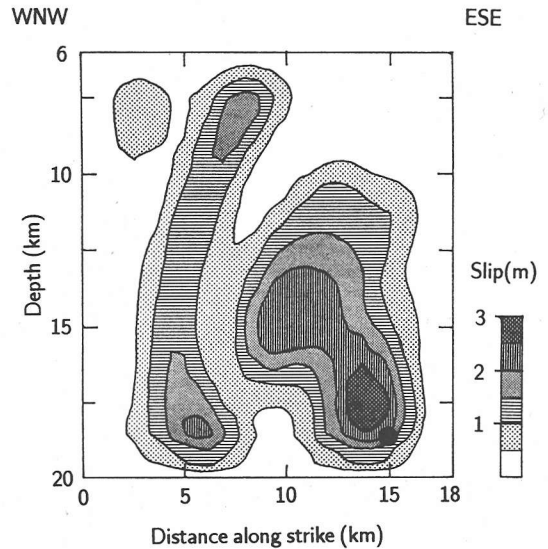


図-8 推定されている断層面内のすべり量分布²⁵⁾

表-1 断層パラメータ²⁵⁾

date	January 17, 1994
origin time	12:30 55.2 GMT
hypocentral depth	18.5km
seismic moment	1.23×10^{26} dyne-cm
strike	122°
dip	42°
rake	109°
effective fault length	14km
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

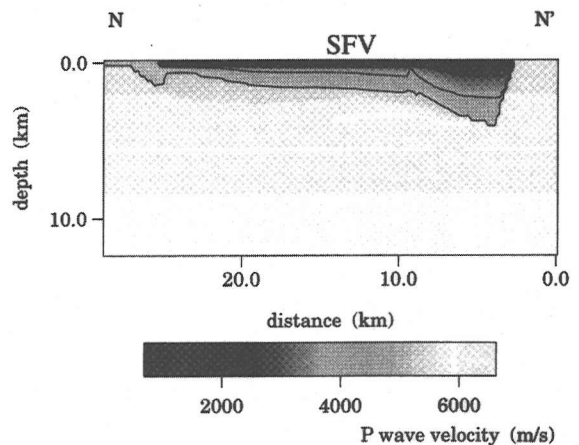


図-9 N-N'断面におけるP波速度構造²⁶⁾

(1) 計算モデルの設定

1994年Northridge地震($M_w=6.7$)はSan Fernando谷直下で発生し、その際、CSMIPによって配置された193地点を中心に、多数の強震記録が得られた。そのなかで、震央距離15kmのSylmar観測点では、非常に大きな最大速度(NS: 129cm/s)、最大変位(NS: 33cm)が記録された。前述のように、やや長周期地震動を対象とするため、長周期成分が卓越していると考えられるSylmarでの観測記録と計算結果とを比較する。図-7にSylmar観測点、および推定されている震央と断層の位置²⁵⁾を示す。

a) 断層モデルの設定

Wald and Heaton²⁵⁾は余震分布から断層位置を定め、強震記録等を用いて逆解析を行い、断層パラメータおよび断層面内のすべり量分布をそれぞれ表-1、図-8のように与えている。しかし、逆解析の際に地盤を半無限均質弾性体と仮定しているため、不均質・不整形な地盤モデルを用いる本シミュレーションにおいてこの詳細なすべり量分布を用いる意義は薄い。また、長周期の地震動を対象とすることからも、ここでは表-1に示した平均的な値を用い、すべり量を1.2m、ライズタイムを0.9秒として、ともに断層面内では一定であるとした。

また、有効な断層の幅は20kmと推定されているが、

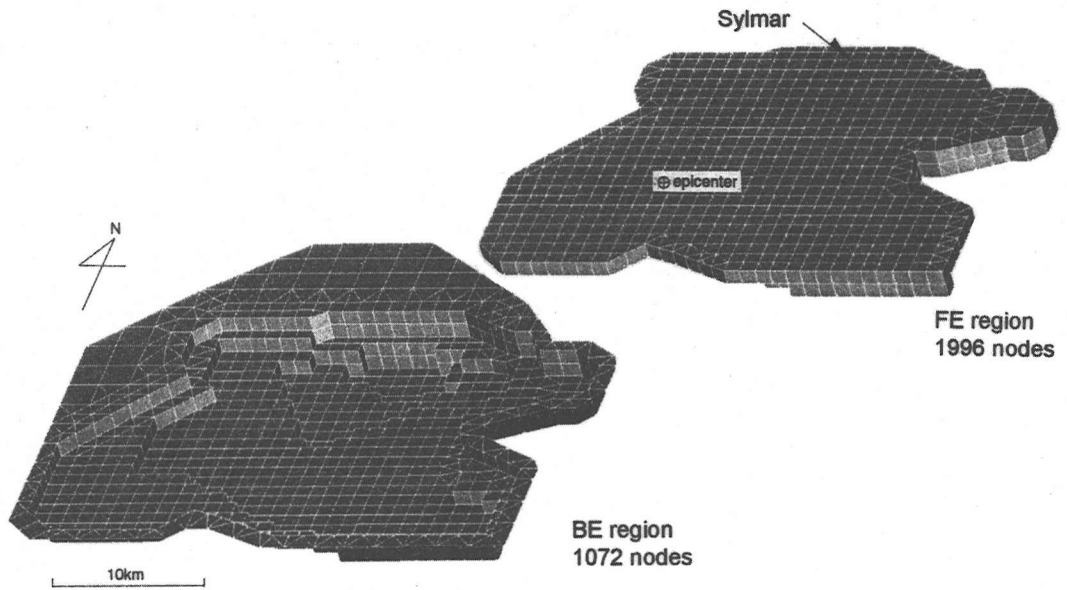


図-10 三次元シミュレーションに用いた地盤モデル

震源よりも深い幅2kmの部分の寄与は非常に小さいと考えられるので、震源よりも浅い部分にある幅18kmの部分のみを考慮した。Wald and Heaton²⁵⁾は震源から断層面に沿って同心円状に破壊が伝播するものと仮定しているが、ここでは簡単に、幅方向に unilateral に破壊が伝播するものと考えた。すなわち、断層の分割数は $n_L = 35$, $n_W = 45$ として、式(7)を用いて入射波項を計算した。

b) 地盤モデルの設定

San Fernando 谷の三次元地下構造は Magistrale^ら²⁶⁾によって0.5km程度の空間分解能で推定されている。推定の手順は、まずP波速度 v_P を堆積年代と深さとの経験式から推定し、次に密度 ρ を v_P との関係式から求め、Poisson 比 ν を ρ との関係式から求め、 v_P と ν からS波速度 v_S を求めるというものである。例として、図-7中のN-N'断面におけるP波速度構造は図-9のように推定されている。

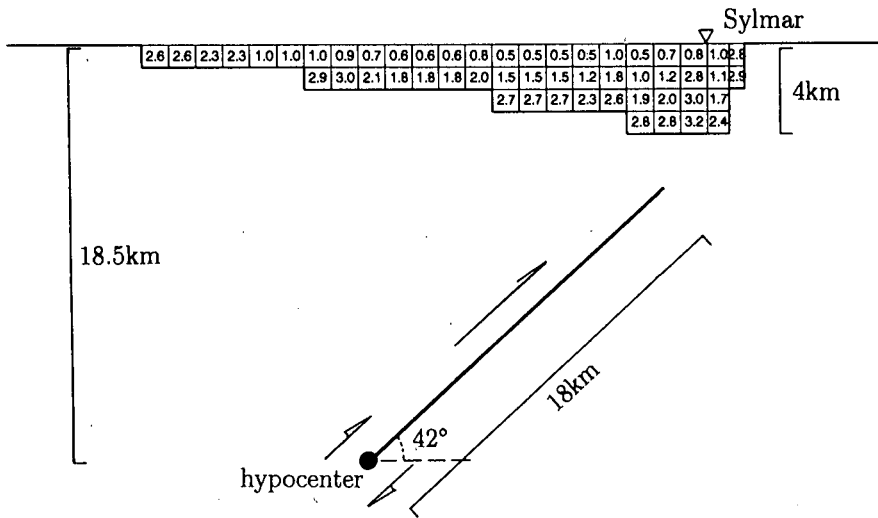
三次元空間を対象とした場合、計算機の能力による制限が大きく、十分に細かくモデル化することは現時点では不可能であるため、ここでは節点間隔を1km程度にとった。設定した計算モデルを図-10に示す。モデル化した領域は図-7中の実線で囲まれた、およそ南北に32km、東西に35kmの範囲である。

ここでは v_S が3.0km/s以上の領域を基盤とみなし、物性値を一定として境界要素法を適用した。Magistrale^らが推定した物性値はこの領域内でも若干変動しているため、Vidale and Helmberger⁹⁾が二次元差分法によるシミュレーションに用いたモデルも参考に、平均

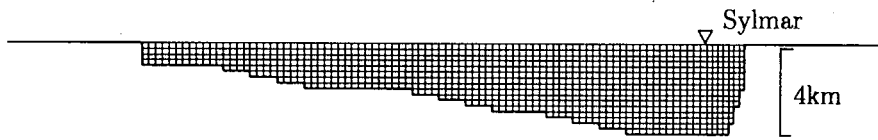
的にこの領域の物性値を $v_S=3.5\text{km/s}$, $v_P=6.1\text{km/s}$, $\rho=2.7\text{t/m}^3$ と定めた。その内側の領域は有限要素でモデル化し、それぞれの要素に対して物性値を与えた。また、文献9)ではQ値として25が用いられているため、これを参考に、文献1)と同様にFE部には2%程度のRayleigh減衰を与えた。

比較のために、図-7中の実線 l における断面を二次元モデル化し、Sylmarにおける地震動を二次元面内波動場に近似してシミュレーションを行った。その際、図-11(a), (b)のように、三次元モデルと同程度の粗いモデルAと、さらに細かく分割したモデルBの二つのモデルを用いて計算を行った。省略しているが、モデルBの断層との位置関係はモデルAと同一である。ここでもisoparametric線形要素を用い、モデルAの節点間隔は1km程度、モデルBの節点間隔は300m程度である。

二次元モデルの物性値に関しては、文献1)ではVidale and Helmberger⁹⁾のモデルを参考に定めたが、ここでは三次元シミュレーションとの比較を行うために、三次元モデルと同様にMagistrale^ら²⁶⁾の地盤モデルに従って定めた。すなわち、BE部の物性値を前述の三次元モデルと等しくとり、FE部の物性値はMagistrale^ら²⁶⁾が推定した値を用いた。図-11(a)の有限要素内に示した数値は、それぞれの要素に与えた v_S (km/s) を表している。前述の推定手順からも分かるように、 v_P と ρ も分布性状はほぼ同じであり、それぞれ1.1~5.6km/s および1.0~2.7 t/m^3 の範囲で与えてある。なお、この二次元シミュレーションでは、震源断層も面外方向に無限に長い二次元断層とした。



(a) モデルA (節点間隔1km程度)



(b) モデルB (節点間隔300m程度)

図-11 二次元シミュレーションに用いたモデル

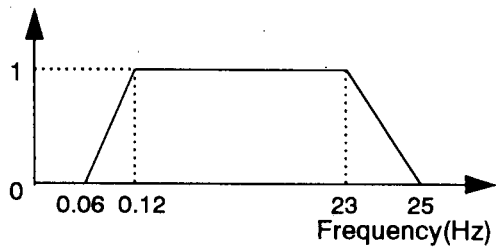


図-12 観測記録に施されているバンドパスフィルタ

(2) 計算結果と観測記録との比較

以上の断層・地盤モデルを用いて、二次元・三次元シミュレーションとも、0~1Hzの周波数を1/64Hz間隔で計算した。

観測記録には図-12に示すバンドパスフィルタが施されている²⁷⁾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1Hzのローパスフィルタをかけて両者を比較したものが図-13,14,15である。計算波形は破壊が開始した時刻を時間ゼロとしているが、推定されているorigin timeの5秒後に記録が始まっているため、観測記録は5秒遅らせて示してある。

図-13はN35E成分、すなわち断層の運動方向の変位時刻歴を比較している。これによると、最大変位は三

次元の方が二次元よりも観測記録との一致がよいことが分かる。また、二次元のモデルAとBでは最大変位はほぼ同じであるが、モデルBの方が短周期の波動を再現できており、観測記録とも比較的一致している。したがって、さらに細かく要素分割した三次元モデルで計算することができれば、最大変位および短周期成分を再現した、より観測記録に近い計算波形が得られると考えられる。

図-14はN125E成分を示しており、二次元シミュレーションとの比較はできないが、N35E成分よりも振幅がかなり小さく計算されている。これは観測記録にみられる傾向と一致し、Sylmarでの地震動が断層破壊伝播のdirectivity効果を強く受けていることが分かる。

図-15では上下動を比較しているが、いずれの計算波形も観測記録との対応はあまり見られない。また、最大変位も観測記録よりかなり大きく計算されている。図-8から分かるように、断層の上端付近では比較的小さいすべり量が推定されている。それに対してここではすべり量を一定としたため、断層上端付近のすべり量が過大評価され、振幅が大きく計算されたことにつながるとみられる。

また、水平動とも共通しているが、計算波形には、観

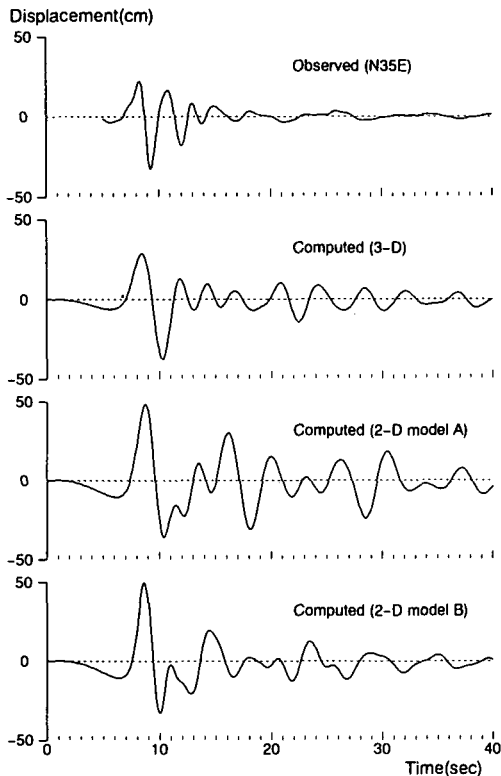


図-13 時刻歴波形の比較 (N35E成分)

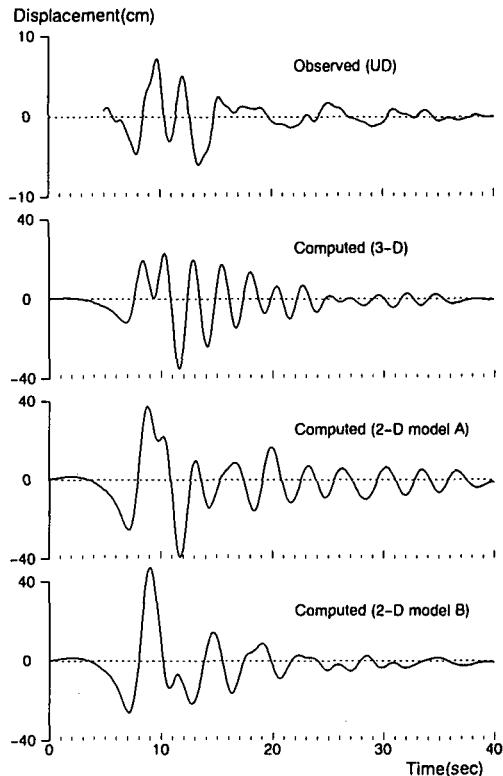


図-15 時刻歴波形の比較 (UD成分)

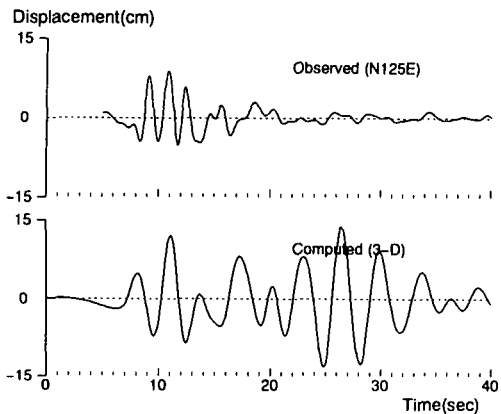


図-14 時刻歴波形の比較 (N125E成分)

測波形にはあまりない振幅の大きな後続位相がみられる。一つの原因としては、上述のように断層の上端付近のすべり量を過大評価しているために、表面波が実際よりも大きく励起されたことが挙げられる。ただし、二次元モデルAとBの計算波形を比較しても、モデルAの方がこの後続位相の振幅がかなり大きく計算されている。この差は要素分割の影響であり、節点間隔が大きすぎるために、実際にはない固有振動が励起されたことなどが原因と考えられる。三次元シミュレーション

の結果についても同様のことが指摘できる。

次に水平動のN35E成分について、スペクトルを比較する。図-16は二次元モデルを用いた場合および観測波形のスペクトルを示している。粗いモデルAを用いた場合、周期2.5秒以下の短周期成分はほとんど計算されないのに対し、細かいモデルBを用いた場合には、1.8秒程度の周期までは計算されている。したがって、モデルAの要素分割は0.9秒のライズタイムに対しては不十分と考えられる。両者は周期約5秒以上でほぼ一致していることから、モデルAを用いた計算結果の精度が保証されるのは約5秒以上の周期成分であると考えられ、三次元シミュレーションの結果も周期5秒以下の成分はあまり信頼できない。

図-17は観測記録と三次元シミュレーションの結果を比較しているが、二次元のモデルAの場合と同様、周期2.5秒以下は計算できていない。ただし、観測記録にみられる周期1.5秒付近のピークを再現するためには、節点間隔を小さくするだけでなく、断層運動の不均一性を考慮する必要があると考えられる。

以上のように、三次元モデルおよび二次元モデルAを用いたシミュレーションの結果を比較すると、三次元シミュレーションを行った方が観測記録との一致が比較的よい。ただし、Sylmarでのやや長周期地震動に

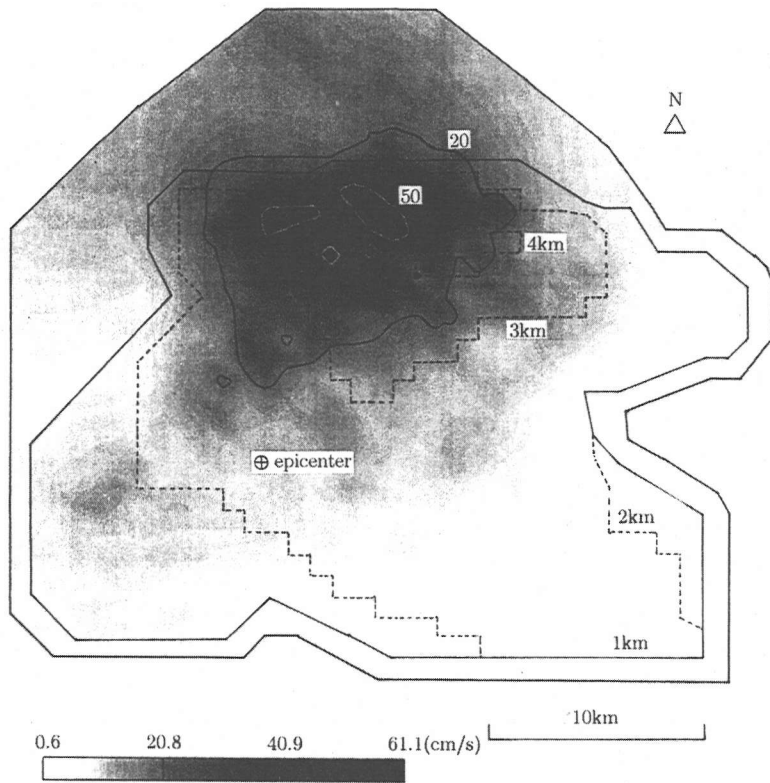


図-18 計算結果に基づく最大地動速度の分布

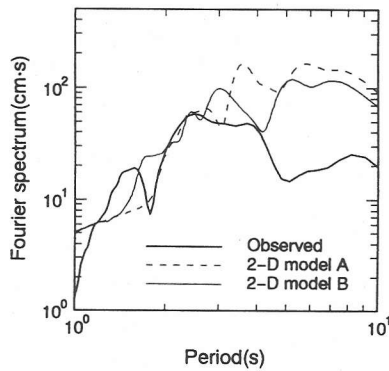


図-16 観測記録と二次元モデルを用いた計算結果の振幅スペクトルの比較 (N35E成分)

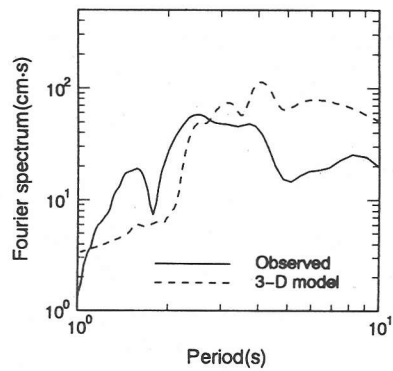


図-17 観測記録と三次元モデルを用いた計算結果の振幅スペクトルの比較 (N35E成分)

は不整形な地盤構造の影響はあまりなく、断層運動と直下の地盤構造に支配されているとみられる¹⁾ので、2つの結果の違いは主に二次元シミュレーションにおいて断層を面外方向に無限に長くとしたことにあると考えられる。

(3) 地震動強さの分布

以上で述べたように、今回のシミュレーションではモデルの粗さ、断層の破壊過程を単純化したことなどの理由から、観測記録を十分に説明することはできなかった。特に短周期成分に関しては計算誤差が大きく、具体的に不整形地盤の影響について言及できるだけの

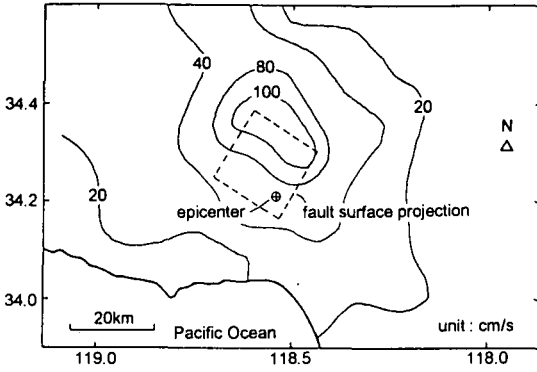


図-19 強震記録に基づく最大地動速度の分布²⁵⁾

精度が保証されていない。

しかし、水平動の振幅レベルについては、三次元シミュレーションにおいてほぼ妥当な結果が得られた。そこで、水平2成分合成波形の最大速度の分布を描いたものが図-18である。図中の破線はモデルの等深度線であり、20cm/sと50cm/sの等値線も示してある。これによると、震源からの入射波振幅が断層破壊伝播の directivity 効果によって大きくなり、さらに厚い堆積層で増幅された地点で最大速度が大きくなっていることが分かる。

比較のために、Wald and Heaton²⁵⁾が強震記録から描いた最大速度分布図を図-19に示す。シミュレーションでは短周期成分が計算できていないため、絶対的な値を議論することはできないが、震央よりも北方の地域において大きな最大速度が観測されており、シミュレーションの結果と同様に directivity の影響を大きく受けている。

ただし、最大速度がもっとも大きいとみられる地点は図-18と図-19では異なっている。この原因としては、破壊伝播方向の違いが考えられる。シミュレーションでは unilateral の破壊伝播を仮定したが、逆解析からは同心円状に近い破壊伝播が推定されている²⁸⁾。さらに、図-8にみられるアスペリティの存在や、浅い地盤構造の影響も図-18と図-19の分布形状の違いに関与しているものと考えられる。

5. 結 論

本研究では、三次元FE-BE法に震源断層モデルを導入した手法を用いて、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った。その結果得られた主な結論は以下の通りである。

1. 簡単な地盤モデルを用いて計算を行い、本手法で精度よく震源近傍の地震動を計算することができ

ることを確認した。

2. 既往の研究結果に基づいてSan Fernando谷をモデル化し、本手法を用いて1994年Northridge地震のシミュレーションを行った。その結果、三次元シミュレーションはSylmarで観測された水平動の変位振幅レベルをよく再現した。ただし、地盤モデルの粗さ、震源過程の単純化などの理由から、観測記録を十分に再現することはできなかった。
3. 上下動はいずれのモデルでも振幅がかなり大きく計算された。これにも震源過程の単純化が影響していると思われるが、今後検討の必要がある。
4. 計算結果からNorthridge地震の際の地表最大速度分布図を描き、地震動強さが地盤構造、および観測点と断層との位置関係に大きく影響されることを確認した。

本研究で行った三次元シミュレーションには上述のように計算精度に問題があり、地盤の不整形性の影響について具体的に議論することはできなかった。また、計算波形と観測波形が一致しない点については、計算精度の他にも用いたモデルの妥当性などさまざまな原因が考えられる。これらの問題については、本研究の結果を踏まえ、十分に細かいモデル化が可能となったときの課題としたい。

なお、三次元シミュレーションには東京工業大学総合情報処理センターCRAY C916/12256を使用し、要したCPU時間は約58時間であった。

謝辞: San Diego State UniversityのHarold Magistrale博士には、San Fernando地区の三次元地下構造データを提供して頂いた。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) 片岡正次郎, 大町達夫: 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, 土木学会論文集, No. 556/I-38, pp. -, 1997.
- 2) Bouchon, M. and Aki, K.: Near-field of a seismic source in a layered medium with irregular interfaces, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, Vol. 50, pp. 669-684, 1977.
- 3) Kohketsu, K.: Synthetic seismograms in realistic media: A wave-theoretical approach, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Vol. 62, pp. 201-245, 1987.
- 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) 土岐憲三, 澤田純男: 3次元有限要素法による地震断層の破壊過程の解析, 京都大学耐震研究報告, No. 86-5, 1986.

- 6) 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.
- 7) 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.
- 8) Hisada, Y., Aki, K. and Teng, T.-L.: 3-D simulations of surface wave propagation in the Kanto sedimentary basin, Japan — Part 2: Application of the surface wave BEM, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 83, pp. 1700-1720, 1993.
- 9) Vidale, J. E. and Helmberger, D. V.: Elastic finite-difference modeling of the 1971 San Fernando, California earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 78, pp. 122-141, 1988.
- 10) Pitarka, A. and Irikura, K.: Basin structure effects on long-period strong motions in the San Fernando valley and the Los Angeles basin from the 1994 Northridge earthquake and an aftershock, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 86, No. 1B, pp. 126-137, 1996.
- 11) Frankel, A. and Vidale, J.: A three-dimensional simulation of seismic waves in the Santa Clara valley, California, from a Loma Prieta aftershock, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 82, pp. 2045-2074, 1992.
- 12) Yomogida, K. and Etgen, J. T.: 3-D wave propagation in the Los Angeles basin for the Whittier-Narrows earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 83, pp. 1325-1344, 1993.
- 13) Graves, R. W.: Simulating realistic earthquake ground motions in regions of deep sedimentary basins, 強地震動予測に関する総合的研究, 平成7年度科学研究費補助金研究成果報告書(研究代表者: 入倉孝次郎), pp. 232-239, 1996.
- 14) Olsen, K. B. and Archuleta, R. J.: Three-dimensional simulations of earthquakes on the Los Angeles fault system, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 86, pp. 575-596, 1996.
- 15) Kobayashi, S. and Kishima, T.: Dynamic analysis of non-homogeneous ground movements by the boundary integral equation-finite element hybrid method; *Proc. 5th Intern. Conf. Numer. Methods in Geomech.*, pp. 135-142, 1985.
- 16) 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.
- 17) Kawasaki, I.: On the dynamical process of the Parkfield earthquake of June 28, 1966, *J. Phys. Earth*, Vol. 23, pp. 127-144, 1975.
- 18) 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.
- 19) Brebbia, C. A., Tells, J. C. and Wrobel, L. C.: *Boundary element techniques-theory and applications in engineering*, Springer-Verlag, 1984.
- 20) 境界要素法研究会編: 境界要素法の理論と応用, コロナ社, 1986.
- 21) Lachat, J. C. and Watson, J. O.: Effective numerical treatment of boundary integral equations: a formulation for three-dimensional elastostatics, *Int. J. Numer. Methods Eng.*, Vol. 10, pp. 991-1005, 1976.
- 22) Guiggiani, M. and Gigante, A.: A general algorithm for multidimensional Cauchy principal value integrals in the boundary element method, *Trans. ASME*, Vol. 57, pp. 906-915, 1990.
- 23) Mantič, V.: A new formula for the C-matrix in the Somigliana identity, *J. Elasticity*, Vol. 33, pp. 191-201, 1993.
- 24) 川崎一朗: 私信, 1996.
- 25) Wald, D. J. 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.
- 26) Magistrale, H., McLaughlin, K. and Day, S.: A geology-based 3D velocity model of the Los Angeles basin sediments, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 86, pp. 1161-1166, 1996.
- 27) 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.
- 28) Wald, D. J., Heaton, T. H. and Hudnut, K. W.: The slip history of the 1994 Northridge, California, earthquake determined from strong-motion, teleseismic, GPS, and leveling data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 86, No. 1B, pp. 49-70, 1996.

(1996. 3. 29 受付)

3-D SIMULATION OF NEAR-FIELD MOTION IN IRREGULAR GROUND

Shojiro KATAOKA and Tatsuo OHMACHI

In this paper, near-field motion in irregular ground is simulated by a 3-D FE-BE method. This method makes it feasible to model arbitrarily-shaped 3-D basin structure and simulate its response to seismic faulting. Following a simple analysis, seismic motion of San Fernando valley during the 1994 Northridge earthquake is simulated. At Sylmar site, the peak horizontal displacement of the synthesized motion is consistent with that of the observed motion. Peak velocity map obtained by the simulation is also discussed in comparison with that based on observations.