

(45) 震源近傍の不整形地盤における地震動の2次元解析

東京工業大学総合理工 学生員 片岡正次郎
東京工業大学総合理工 正会員 大町 達夫

1. はじめに

1994年Northridge地震の際には多数の強震記録が得られ、特に震源近傍では非常に大きな地震動が観測されている。震源距離が小さいことに加え、地盤の不整形性・不均質性が原因であると推定されているが、十分な説明はなされていない。今後このような直下型地震を想定した強震動予測は不可欠になると思われるが、平行層構造を仮定したものが多く、地盤の不整形性まで考慮して行われた例は少ない。本稿では離散化波数法とFE-BE法を組み合わせた地震動解析手法を示し、この方法を用いて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。

2. 解析手法

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、不均質な上層(領域A)には有限要素、均質な下層(領域B)には境界要素を用いてモデル化を行うとする。このとき、それぞれの領域におけるマトリクス方程式は、周波数領域では次のようになる。

$$[-\omega^2 \mathbf{M} + i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K}] \mathbf{u}_A = \mathbf{f}_A \quad (1)$$

$$\mathbf{H} \mathbf{u}_B - \mathbf{G} \mathbf{p}_B = \mathbf{H} \mathbf{u}^0 - \mathbf{G} \mathbf{p}^0 \quad (2)$$

ここで、 ω は角振動数、 $\mathbf{M}$ 、 $\mathbf{C}$ 、 $\mathbf{K}$ はそれぞれ質量、減衰、剛性マトリクスを表し、 $\mathbf{u}$ は変位ベクトル、 $\mathbf{f}$ は節点力ベクトルである。また、 $\mathbf{H}$ と $\mathbf{G}$ はそれぞれ二重層核、一重層核に関する境界積分を離散化して得られるマトリクスで、 $\mathbf{u}^0$ 、 $\mathbf{p}^0$ は半無限弾性体の入射波に対する応答変位ベクトル、表面力ベクトルである。下付きのAとBはそれぞれのベクトルが属する領域を示している。

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。

$$\mathbf{u}_A = \mathbf{u}_B, \quad \mathbf{f}_A = \mathbf{D} \mathbf{p}_B \quad (\text{at } \Gamma) \quad (3)$$

$\mathbf{D}$ 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¹⁾。

以上の式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。例えば平面波が入射する場合には、半無限体の応答 $\mathbf{u}^0$ 、 $\mathbf{p}^0$ は弾性波動論に基づいて求められるが、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²⁾を用いる。離散化波数法では時間的・空間的に調和な震源を想定し、この震源に対する弾性体の周波数領域応答 $F(x, z, \omega)$ を、水平方向の波数 k に関する無限積分によって表す。

$$F(x, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(k, z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(iknl) \exp(-ikx) dk \cdot \exp(i\omega t) \quad (4)$$

ここで、 $g(k, z)$ は震源モデルと地盤モデルによって定まる関数で、 l は想定した震源の水平方向間隔である。式(4)を周期的超関数の性質を用いて無限級数に展開し、適当に打ち切ることによってこの積分の評価とするが、弾性体に自由表面を導入すると $g(k, z)$ 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

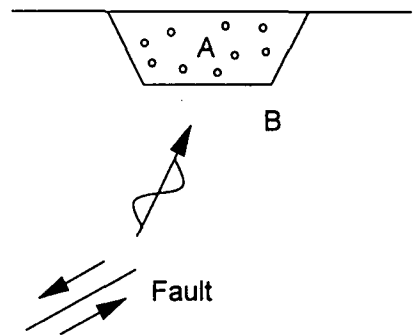


図-1 不整形地盤と震源のモデル図

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、特異点を移動させてから総和をとる。このように角振動数を複素数とした結果、最終的に時間領域の応答 $f(t)$ はFourier逆変換を用いて次のように求められる。

$$f(t) = \exp(\omega_i t) \int_{-\infty}^{\infty} F(\hat{\omega}) S(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \tag{5}$$

ここで、 $S(\omega)$ は震源時間関数のFourier変換である。

式(5)から、 $F(\hat{\omega})S(\omega)$ は $f(t)$ のFourier変換とは一致しないことが分かる。したがって、周波数領域応答を求めるためには、式(5)で求めた時間領域応答を再度周波数領域に変換する必要があるが、特に震源近傍での応答を求めた場合、永久変位が現れるためにFourier変換できなくなる。このため、本研究では図-2のような震源時間関数を用いた。ある時間 T から断層のずれを元に戻すことによって、時間領域応答の永久変位はゼロになる。これをFourier変換して u^0 、 p^0 を求め、FE-BE解析に用いて周波数領域応答を計算し、そのFourier逆変換の時間 T までを、本来の永久変位をもつ断層に対する時間領域応答とした。

この方法を用いて、図-3に示すモデルの点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、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として計算を行った。断層のずれを元に戻す時間はそれぞれのケースについて $T_1=4.3\text{sec}$ 、 $T_2=8.5\text{sec}$ とし、ケース2のFE部には周期0.1秒から1秒の範囲で減衰比2%程度のRayleigh減衰を与えている。計算結果を水平動のみについて示すと図-4のようになる。ケース1は離散化波数法のみで計算することもできるので、これもあわせて示した。図-4によると、ケース1は時間 T_1 までは離散化波数法による結果とほぼ一致し、ケース2の波形はモデルの不均質性・不整形性の影響を大きく受けていることが分かる。また、どちらのケースでも T_1 、 T_2 以降は断層が戻ったことによって正負が逆転した波形になり、永久変位はゼロになっている。

3. Sylmar地点における地震動の解析

(1) 解析モデルの設定

1994年Northridge地震($M_s=6.8$)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。Sylmarは震央からN35Eの方向に位置しており、この方向はおおよそ断層の運動方向に一致する。また縦ずれ逆断層であ

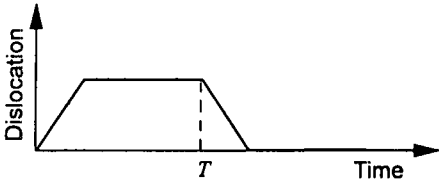


図-2 震源時間関数

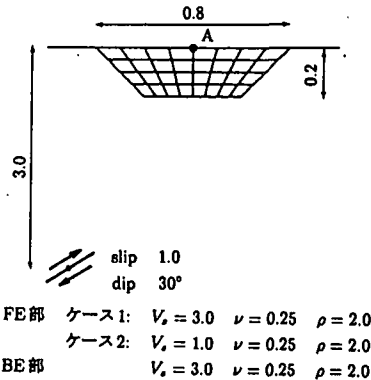


図-3 解析モデル

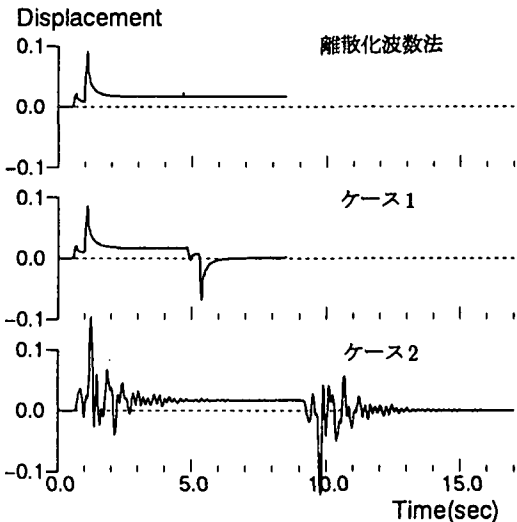


図-4 計算波形の比較

ることから、2次元面内波動場に近似して解析することが可能であると考えた。この地点における観測記録の変位Fourierスペクトル（水平動N35E成分）を後述する計算結果と比較して図-5に示す。観測記録に卓越している1秒以上のやや長周期成分については、理論的な計算によってある程度再現することが可能であると思われるが、短周期成分はほとんど計算できていない。

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³⁾。これは図-6に示すA'-A断面について2次元解析を行ったものである。図中の斜め破線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の位置での断面について解析を行うが、この断面での地下構造が不明なので、図-6とVidale and Helmbergerが用いたモデル・物性値³⁾を参考に、図-7のようにモデルと物性値を定めた。有限要素部には周期1秒から10秒の範囲で、減衰比1%程度のRayleigh減衰を与えている。また、離散化波数法による解析のときに用いる断層パラメータを表-1に示す⁴⁾。

(2) 解析結果と観測記録との比較

計算した変位波形と観測波形とを比較して図-8、9に示す。図-8は計算波形の水平動と観測波形のN35E成分を、図-9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間をゼロとしており、Wald and Heatonが定めたorigin time⁴⁾はGMTで12時30分55.2秒、観測波形のtrigger timeは同じく12時31分00.2秒なので、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、水平動の到達時間や全体的な形状はよく一致しているが、上下動は主要動の周期特性にある程度の対応がみられる以外はあまり一致していない。

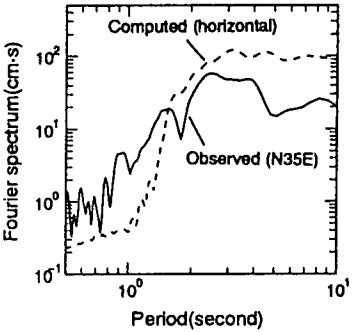


図-5 観測記録のFourierスペクトル

表-1 断層パラメータ

hypocentral depth	18.5km
strike	122°
dip	42°
effective fault length	14km
average slip	1.2m
rupture velocity	2.8km/sec
rise time	0.9sec

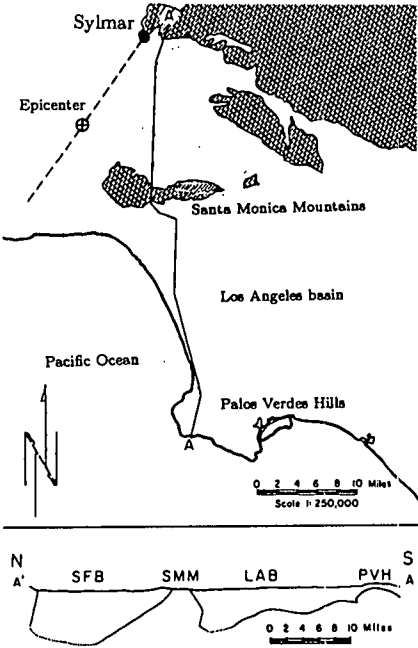


図-6 San Fernando地区の平面図と断面図
(断面図の上下方向は2倍に拡大)

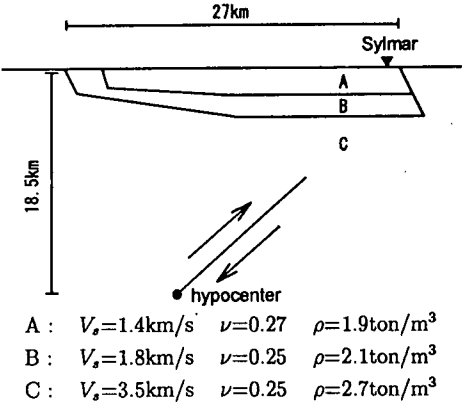


図-7 解析モデルと物性値

また、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が2倍以上、上下動が7倍程度となっている。計算波形の上下動には10cm程度の永久変位がみられるのも特徴である。Vidale and Helmbergerの解析³⁾でも、震源近傍では計算された最大速度が観測の2倍以上となっており、水平動振幅が大きくなったことについては2次元近似が主な原因であると考えられる。しかし、永久変位も含め上下動の差は非常に大きく、モデル化などその他にも原因があると思われる。

Wald and Heaton⁴⁾は震源過程を二つに分け、主破壊の約2秒後に別の場所でやや小さな破壊が始まったとしている。また、断層面内でのすべり量の分布を推定しているが、場所によってすべり量は大きく異なっている。本研究ではすべり量やライズタイムについては断層面内でのおよその平均値を用いたが、このように複雑な震源過程を取り入れれば、上述のような相違点は改善される可能性がある。

4. まとめ

本研究では、震源近傍の不整形地盤における地震動を、離散化波数法

とFE-BE法を用いて解析する手法を示した。また、その手法を用いてNorthridge地震の震源近傍のSylmar地点における地震動を解析し、観測記録と比較した。本手法は3次元解析や、不整形地盤に限らず構造物の地震応答解析に適用することも可能であるから、今後幅広い応用が期待できる。

謝辞：埼玉大学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言を頂いた。

参考文献

- 1) C.A.Brebbia, J.C.Tells and L.C.Wrobel, Boundary element techniques-theory and applications in engineering, Springer-Verlag, p.402, 1984.
- 2) M.Bouchon and K.Aki, Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.67, No.2, pp.259-277, 1977.
- 3) J.E.Vidale and D.V.Helmberger, Elastic finite-difference modeling of the 1971 San Fernando, California earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.78, No.1, pp.122-141, 1988.
- 4) J.D.Wald and T.H.Heaton, 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.

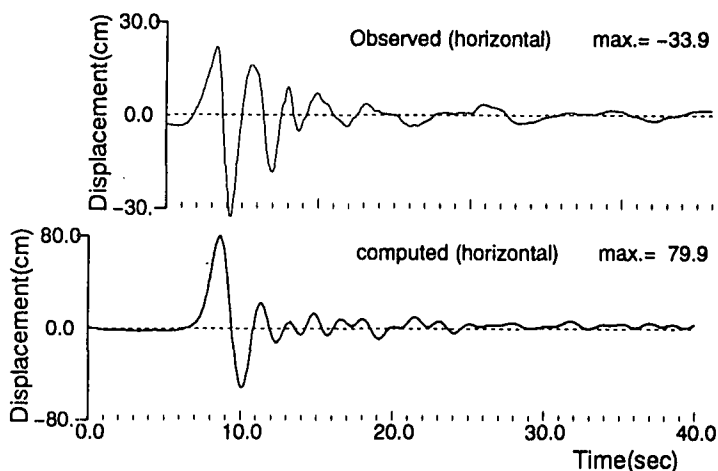


図-8 観測波形と計算波形の比較(水平動)

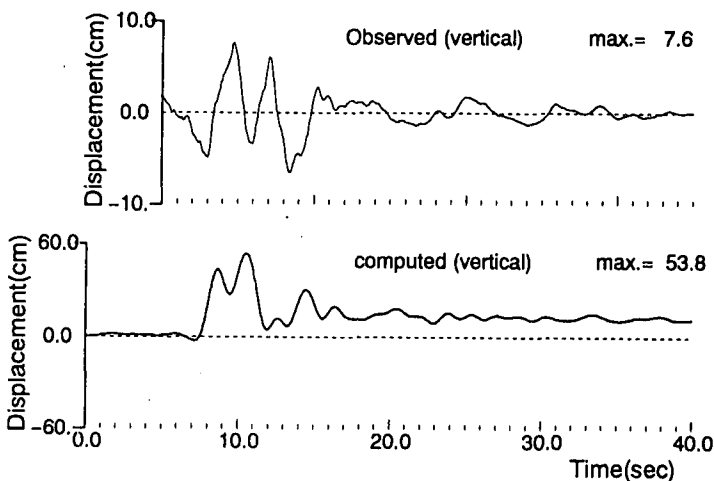


図-9 観測波形と計算波形の比較(上下動)