

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	表面波の発生伝播特性を考慮した盆地内やや長周期地震動の予測に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	片岡俊一
Author(English)	
出典(和文)	学位:不明, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第4184号, 授与年月日:1999年6月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:大町 達夫
Citation(English)	Degree:., Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第4184号, Conferred date:1999/6/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

表面波の発生伝播特性を考慮した
盆地内やや長周期地震動の予測に関する研究

1999年6月

東京工業大学大学院総合理工学研究科
人間環境システム専攻

片岡俊一

目次

1. 序論	
1.1 本研究の背景と目的	1
1.2 既往の研究の概要	3
(1) 観測記録の分析	3
(2) 地震動予測手法	4
(3) 鉛直境界を有する媒体における地震動の伝播計算	6
1.3 本研究の位置づけ	7
1.4 本論文の構成	8
2. 兵庫県南部地震で観測されたやや長周期地震動	
2.1 はじめに	12
2.2 観測記録に見られる特徴	12
(1) 広域記録の相互比較	12
(2) 福島観測点の記録に関する考察	15
2.3 波動の伝播性状	18
(1) 福島観測点周辺の記録を用いたアレー解析	18
(2) 波群の伝播	26
2.4 液状化の影響	28
(1) 目的	28
(2) 観測・記録の概要	28
(3) 深い地下構造から予測される卓越周期	28
(4) 地中記録と地表記録を用いた検討	29
(5) 東神戸大橋の地表記録からの知見	29
2.5 まとめ	34
3. 盆地内地震動に関する数値的検討	
3.1 はじめに	36
3.2 計算精度の確認	37
(1) 概要	37
(2) モデル	37
(3) 結果と考察	40
(4) まとめ	51
3.4 盆地内地震動の分析	52
(1) モデルの説明	52
(2) 平行成層モデルとの比較	53
(3) 波動の到来方向	61
3.5 盆地境界における地震動	73

3.6 実記録の解釈	76
3.7 まとめ	78
4. 盆地内やや長周期地震動の予測手法の提案	81
4.1 はじめに	81
4.2 盆地内やや長周期地震動の予測手法	82
4.3 盆地生成表面波の予測式	83
(1) 実体波のエネルギー流量	83
(2) 盆地生成表面波のエネルギー流量	85
(3) 盆地生成表面波の震幅	86
4.4 予測手法の数値実験結果への適用	88
(1) 仮定	88
(2) 推定結果と考察	88
4.5 予測手法の適用時の留意点性	96
4.6 まとめ	99
5. 提案手法を用いた地震動評価	101
5.1 はじめに	101
5.2 1995年兵庫県南部地震のモデルと地盤構造	102
5.3 推定地動	105
(1) 福島観測点	105
(2) 尼崎観測点	106
5.4 まとめ	114
6. 結論	116

付録

第1章 序論

1.1 本研究の背景と目的

本論で使用している「やや長周期」とは、地震学でいう長周期と区分するために使用されており、明確な周期範囲の定義はないが、概ね周期2～20秒程度とされている。本論でも、この周期帯域を想定する。この帯域の地震動の研究の必要性や当初の展開は文献[1]に詳しいが、以下にその概略をまとめる。

長周期構造物の例としては、長大橋梁、各種タンク、超高層ビルなどが挙げられる。これらはいずれも減衰が小さいので、固有周期に近い地震動が入力すれば、入力動の振幅が小さくとも応答は大きくなる可能性がある。また、このような構造物は、経済性や利便性の面から湾岸部あるいは平野の中心部に建設されることが多い。日本の多くの平野は堆積層が厚く、それに伴い地盤の固有周期も長くなっており、例えば東京の都心部では周期8秒程度が基本周期とされている。このように、構造物特性と地盤特性が互いに影響を及ぼすことからやや長周期地震動研究の重要性は高い。

一方、強震計は加速度を測定することが一般的であったこと、機械式の強震計は特に長周期帯域の感度が悪いこと、などの理由からやや長周期地震動の研究の必要性が叫ばれ出した当時では、観測データも少なかった。現在でも、強震計の特性はよくなったものの、やや長周期帯域の地震動は、震源特性と観測地点周辺の大規模な地下構造の影響を受けることから、良好な観測データは量的にそれほど多くない。

従来、やや長周期地震動の検討というと、一般にプレート境界に起こる大規模地震によるものを考える傾向にあったのは否めない。この理由としては、やや長周期成分を震源でも有効に励起するためには、それなりの規模の地震であることが必要であり、日本においては大規模地震はプレート境界で起こることが多いことが考えられる。しかしながら、1995年兵庫県南部地震により、これまでの考えを見直す機会が与えられた。兵庫県南部地震は、その前年に起きた1994年Northridge地震と相俟って、断層近傍の地震動の加害性を改めて認識させ、震源近傍における地震動の研究を加速させた。一方、震源から離れた大阪湾東岸部における地震記録は、大振幅のやや長周期地震動が長時間継続していた。この記録の解釈は、それまでの研究の蓄積から、盆地で生成されたものであることは地震直後から推測されていた。また、その後記録の解析が進み、地震動のスペクトル振幅の大小は場所によって異なり、壊滅的な被害を受けた地域あるいは震源に近い地域における地震動のスペクトル振幅が、他の地点の記録と比べて必ずしも上回っていないことも分かってきた。特に、やや長周期帯域では大阪堆積盆地の中央に位置する観測点の記録が大きいことが指摘された。以上のことは、耐震設計の際に、盆地の縁部で発生するやや長周期地震動に注目する必要があることを示唆している。

一方、今回の地震を代表例とする大阪堆積盆地に限らず、盆地の縁部に活断層が位置する 경우가少なからずあることが、活断層の分布と地形とを照らし合わせてみると分かる。このような盆地は、断層運動の結果生成されたものであると解釈されることが多い。このような活断層の活動が成因である盆地に長周

期構造物を建設する際には、活断層による地震動も考慮すべきであり、逆に活断層を考慮した地震動を策定する際には、想定する周期によっては断層近傍のみでなく、より遠い場所まで計算範囲を広げる必要があることが分かる。しかしながら、次節で述べるように広い地域を考慮して地震動を予測する手法は開発されてはいるものの、実用レベルに達しているとは言い難い。

本論の目的は、盆地内のやや長周期地震動を予測することである。予測手法の開発に際しては、波動の生成や伝播に関して物理的に適切な根拠を有し、なおかつ簡便で実用的手法とすることを考えた。

1.2 既往の研究の概要

(1) 観測記録の分析

やや長周期地震動の観測記録を分析した例としては、田中・他 [2]による先駆的な研究を始め、観測状況と地震活動度の兼ね合いから関東平野におけるものが多い。文献[2]では、東京大学地震研究所において観測された多くの長期間にわたる地震記録の分析から、地震動の卓越周期は、東京における深い構造を用いれば水平動はLove波、上下動はRayleigh波として説明可能であることが示されている。また、伊豆半島周辺で起こる地震については、水平地動の卓越方向が震源から射出されたLove波としては、震央方向に対して傾いていることも指摘している。横田・他 [3]は観測されたLove波は関東平野の形状がこの卓越方向に影響を与えているとして、波動の卓越方向を元に波群の到来時刻が合うように表面波の生成位置を推定した。さらに、Kinoshita et al.[4]はアレー観測のデータをもとに、Love波の到来方向をもとめ、伊豆周辺の地震の際に東京低地で観測されるLove波は、関東平野の西側で励起されたものであると結論している。

瀬尾らは、やや長周期地震動を対象として、関東平野南西部に地震計を系統的に配置し、時期により観測点の増減はあるものの、20年間に渡り観測を実施している([5], [6], [7])。Yamanaka[8]は、この観測網で観測された1984年長野県西部地震の記録を使い、地下構造を観測点間の群速度を参考に推定し、正規モード解と二次元有限差分法を組み合わせて地震動を計算している。また、文献[9]においては同様な試みを、1986年の伊豆大島近海の地震の記録を用いて行っている。瀬尾・他による観測網の記録は広く公開されており、やや長周期を対象とした地震動計算のモデルあるいはターゲットとなつてもいる(例えば, [10], [11])。

大阪平野における地震動の研究、特に後続位相に関する研究は鳥海らがかなり古くより取り組んで来た。1975年の時点で、鳥海[12]は主要動に遅れて周期1~2秒の波動が現われることを指摘している。さらに、鳥海・他[13]は、これを「あとゆれ」と呼び、この位相の伝播速度を600m/s程度としている。Hatayama et al.[14]は、大阪城周辺に展開した小アレーの記録と大阪盆地に展開した大きなアレーの記録を利用して、後続位相の伝播方向や速度を求め、これらの波群が大阪平野の盆地構造によって生成された表面波であることを指摘し、さらに数値解析によって地下構造との対応を考察している。

これ以外の盆地においても研究は行われている。古村・他([15], [16])は北海道十勝平野を対象に盆地の縁で生成された表面波の研究を行っており、植竹・他([17], [18])は、小田原・足柄平野における地震動の分析を行っている。

以上のように、やや長周期帯域の地震動の観測に基づいた検討は、様々な地点において行われているが、いずれの研究も、地震動の卓越周期に関してでは観測点直下の地下構造との対比で議論が進められている。その結果、地震動の卓越周期はほぼ直下の地下構造で説明可能としている。また、水平面内の波動の卓越方向あるいはアレー解析から、観測された表面波が震央方向から到来しないことも、しばしば指摘されている。前述した Kinoshita et al. [4]に加えて例えば小山・他[19]は、波線追跡法を用いて長野県西部地震の際に熊谷地方気象台において観測された実体波と同程度の振幅を有する後続

さらに、これまで研究されてきた地震の多くは、兵庫県南部地震の記録を除くと堆積盆地から離れた地点で起きたものであり、観測された地震動の振幅もそれほど大きくはない。

(2) 地震動予測手法

やや長周期帯域では、対象とする波動の波長が長いので地表近くの微細な地下構造の影響を受け難いこと、主に表面波を考慮すればよいことの二つの大きな理由から、数値計算を用いた研究も古くから行われている。それにともない、時に応じて研究の状況を整理した報告がなされている(例えば、[20], [21], [22])。本項では、活断層を考慮した震源予測が重要であることを踏まえ、震源モデルを含んだ三次元地盤モデルを用いた地震動予測に関する既往の研究を整理する。

最近では、計算機と数値計算手法の進歩により、実際の地震を対象に大規模な盆地内の地震動が計算されるようになってきた。現状で最も多く用いられている手法は、有限差分法である。地震動伝播に関する有限差分法では、波動方程式を差分近似し陽解法によって解くことが一般的なので、着目している地点の周辺の情報のみで計算が可能であることが大きな特徴である。また、これを踏まえた効果的なアルゴリズムが提案されており[23]、モデル化した全領域を計算機のメモリ上に展開する必要は必ずしもない。以下、計算例を挙げる。

Pitarka et al. [24]は、1995年兵庫県南部地震を対象として約15km×60kmの領域をモデル化し、空間4次、時間2次精度のスタガードグリッドの三次元有限差分法を用いて、0.1~0.8Hzの帯域の地震動を計算した。用いている地盤モデルはS波速度3.2 km/sの基盤の上をS波速度1.1 km/s, 0.6 km/sの堆積層が覆っている3層モデルである。グリッド間隔は0.15kmであり、モデル化された速度構造において最低のS波速度0.6km/sを有する堆積層では、0.8Hzの波を考えると1波長当たり5グリッドで離散化していることになる。計算時間は、メモリが375Mbyteの計算機で43時間要したとの記載がある。川瀬、松島[25]は、断層走向方向に沿って淡路島北部から宝塚にかけての42km×18kmの領域(深さ方向には22.8km)を格子間隔0.08kmとしてモデル化した。この格子点間隔は、周期1秒として最表層(V_s :0.4km/s)で1波長当たり5グリッドを確保するように定められている。全格子点数は約3,400点、解析空間は2.4GByteとなっている。Gravesが行った計算[26]は、1995年兵庫県南部地震を対象として計算では、現状では最も広い範囲をモデル化したもので、大阪堆積盆地全体を含む約80km×45kmがモデル範囲である。表層のS波速度を0.4km/sとしており、格子間隔が0.16kmであるので、最短周期は2秒となる。時間刻みを0.01秒として60秒の地震動を計算するのに、Ultra Sparc 2200を用いて117時間要したとの記述がある。

また、Sato et al.[27]は、1923年関東地震による関東平野の地震動を三次元有限差分法により計算している。Sato et al.がモデル化した領域は、東西170km、南北210km、深さ44kmであり、格子点間隔は0.4kmとなっている。総格子点数は、約240万点となっている。これを、CPU clock 300MHzのワークステーション(メモリーサイズ:1GByte)を用いて計算している。

差分法に似た手法として、擬似スペクトル法(Pseudo-spectral法)がある。有限差分法では空間微分をテーラー級数展開して差分で近似するが、擬似スペクトル法ではこの空間微分を離散フーリエ変換した波数領域で解析的に行う。そのために、擬似スペクトル法では有限差分法と比べて1波長あたりに要する格子点の数を大幅に減らすことができる。古村・額額[28]は淡路島北部を含む51.2km×25.6km(深さ

方向に25.6km)の領域を対象に、擬似スペクトル法により兵庫県南部地震の地震動を検討した。格子間隔は、0.2kmとしており、計算に必要なメモリは480MByteである。擬似スペクトル法は、並列計算によく適合することから、東京大学地震研究所の並列計算サーバーCRAY CS6400の8つのCPUを用いて計算を行っている。その結果、2000ステップ(20秒間)の計算を行うのに約55時間を要している。

境界要素法を用いた1995年兵庫県南部地震の地震動予測は、片岡によってなされている[29]。文献[22]では、震央付近から断層走向方向に約37km、幅は震央付近で6km、逆側で17kmの台形のモデル領域を設定し、全無限体の基本解を用いた三次元境界要素法により地震動を計算している。地盤は二層モデルであり、表層のS波速度は1km/sである。節点間隔は、表層では約0.6km、基盤層との境界では約1kmであり、総節点数は2239点となる。計算結果を神戸大学の記録と比較しているが、パルス的な波動の現れ方や、周期2秒以上のフーリエスペクトル振幅がよく一致している。計算時間は、CRAY C916/12256を用いて56時間かかっている。

盆地内の波動のうち表面波だけを対象とする場合は、波線理論の延長である表面波Gaussian beam法によっても地震動を予測することができる。表面波Gaussian beam法の利点は、有限差分法や境界要素法に比べて計算時間が非常に短いという点にある。しかしながら、表面波が伝播する盆地全域をグリッドに区切り、各グリッドに対して表面波の位相速度を与える必要があることが最大の欠点である。また、波線を中心に分布するエネルギーの幅を定めるパラメータの値は経験的なものであり、理論に裏付けられたものはないなどの欠点もある。Kato et al. [30]は1980年の伊豆半島東方沖地震を対象に、震源から方位N5EからN75Eの範囲にわたって、1度毎に波線を射出し、東京と横浜の気象台における地震動を算出している。結果としては、波形の前半部分は極めてよく説明されているが、後半部では対応が悪い。この原因として、この後半部の位相は盆地境界部で二次的に生成された表面波であるとしており、水平方向に滑らかな変化を仮定している表面波Gaussian beam法では表現できないと述べている。また、Teng and Qu [31]は、サンアンドレアス断層で生じる可能性のある巨大地震 $M_0=1.8 \times 10^{28}$ dyne·cmによるロスアンジェルス盆地内の地震動を表面波Gaussian beam法で計算し、場所によっては周期10秒程度で最大変位3m程度の地震動が生じる可能性を指摘している。

震源モデルを組み入れた経験的手法は、現在のところないと言えよう。ただし、Joyner は1971年San Fernando Valley地震と1994年Northridge地震の際の、Los Angeles盆地における地震動記録から盆地生成表面波に関する経験式を作成している[32]。文献[25]では、観測された地震動の擬似速度応答スペクトル(減衰定数5%)を対象に、周期が長い場合の方が短周期に比べて、最大応答値が発生する時刻が遅いこと、幾何減衰が小さいことを示している。更に、盆地端部においてはこれまで提案されてきた距離減衰式の結果を用い、盆地内部は非弾性減衰のみがあるとして指数関数的に減衰する関数形を用い、両者の積として地震動(この場合は応答スペクトル)を求める式を最小二乗法により作成している。この場合の距離は、震源断層の水平面投影と観測点とを最短距離で結んで評価している。この方法は、考え方が単純であり簡便さは理解できるが、対象とした2つの地震において振幅が異なることが説明されていない。また、経験式のパラメータに物理的根拠がないので、他の盆地にそのまま適用することは、適切ではないであろう。

(3)鉛直境界を有する媒体における地震動の伝播計算

盆地端部では、地下構造は水平方向に不連続になっている。表面波がこのような境界を伝播する問題は、古くから地震学の分野でも、例えば厚さが異なる海洋プレートと大陸プレートにわたって表面波が伝播する問題として研究対象になっていた。この研究の先鞭はAlsopがつけている。Alsopは、表面波のモードの直交性を利用して鉛直境界に垂直に入射するLove波[33]、Rayleigh波[34]の場合の透過係数・反射係数の推定を行っている。また、その計算の妥当性をエネルギー量で確認している。さらに、これらの研究を展開し、鉛直境界に斜めに入射する場合についても定式化が行われている([35], [36])。日本では、工藤[37]が伊豆の地震による東京の地震動(主としてLove波)を計算する際に、関東平野の構造と伊豆半島周辺の構造を結び付けるのに文献 [26]の方法を用いている。また、山田・野田[38]は、1983年日本海中部地震の際に大型タンクから石油が溢流するという現象が見られた新潟と、波形が単純であった相川の地震動の違いを文献 [26], [27]の方法で説明を試みた。対象とした表面波は、Love波とRayleigh波である。

一方、久田は鉛直境界に垂直に入射するSH波により生成される盆地内のLove波の振幅を求める方法を提案している[39]。そこでは、透過波をLove波のモードを重ね合わせたものとし、入射波と反射波およびLove波で表される透過波により、鉛直境界における変位と応力の連続条件を与えている。さらに透過領域においてSomiglianaの表現定理を適用して、透過領域内における変位を鉛直境界の変位と応力で表示している。このようにすることで、通常の鉛直入射するSH波の反射・透過係数と同様な表現を得ている。大堀は、この手法をLove波入射に拡張し、さらに閉じた形状の盆地における地震動の計算手法を提案している[40]。

1.3 本研究の位置づけ

観測地震動の分析からは、震央方向から到来しない顕著なやや長周期地震動が指摘されている。この事実を今後の地震動予測に取り込むためには、地盤構造を三次元的に表現することが必要である。さらに、断層破壊の分布や伝播を考慮する必要もあり、震源を考慮する上でも三次元モデルによる検討の必要性が高い。

しかしながら、これまで用いられてきた三次元モデルに関する数値解析手法では、一度計算してしまえば、モデル化した領域内における地震動は全て得られるという利点はあるものの、計算機が進歩した現状でも膨大な計算時間がかかるという大きな欠点がある。また、構造物を設計する際に、そのような大規模な計算が常に必要であるとは限らない。さらに、対象とした地震が本当に危険であるのかを簡便に判断する有効な手段はない。

鉛直境界を挟んで不連続な媒体を伝播する波動に関する解析手法も多く提案されている。これらを用いれば、概略ではあるが三次元モデルにおける盆地内の地震動を予測することは可能である。しかしながら、従来提案されたきた手法の定式化は表面波が入射する場合を想定しており、実体波が表面波に変換するような場合は考えていない。近地地震では盆地境界への実体波の入射が盆地内で表面波を励起することは、十分考えられるので、この点で従来手法は適用性が低いと言わざるを得ない。

以上のことより、現状では盆地における表面波の発生伝播特性を踏まえ、簡便にやや長周期地震動を予測する手法が必要であると考えられる。このような手法は、構造物の耐震性能を評価する場合の地震動を設定する際に有効であろう。また、予測手法を構築するために行った表面波の発生・伝播に関する研究は、自然地震の分析と相俟って、今後観測される地震動の分析に役立つと考えられる。

1.4 本論文の構成

本論文は、以下の6章からなっている。

第1章「序論」では、本研究の背景と目的および既往の研究について述べている。

第2章「兵庫県南部地震の際のやや長周期地震動」では、兵庫県南部地震で観測された地震動について検討した結果を述べている。兵庫県南部地震の震源断層は、大阪堆積盆地を縁取る活断層の一つである。震源が盆地に近い場合の盆地内部におけるやや長周期帯域の観測例は、これまで非常に少なかった。本章では兵庫県南部地震を例に、盆地内のやや長周期地震動の特性について述べている。

第3章「盆地内地震動に関する数値的検討」では、盆地内における地震動がどのような波動成分で構成されるのかを数値的に検討している。そのために、まず使用した数値計算の妥当性を検討している。次に、盆地モデルの計算結果について考察し、さらに、ここで考慮された現象により実際の地震動が説明可能であることを示している。

第4章「盆地内やや長周期地震動の推定方法の提案」では、第3章でみた盆地内の地震動の発生伝播特性を踏まえた簡便な地震動推定方法を提案し、第3章の結果と比較している。ここでは、まず観測点に達する表面波の発生位置を定め、次にその地点に入射されたエネルギー流量が保存されて、表面波に転換されると考えている。

第5章「提案手法を用いた地震動評価」では、提案した推定方法を兵庫県南部地震を対象に適用し、大阪盆地の中央部にある観測点記録と比較することで、その妥当性を検証している。

第6章「結論」では、本研究で得られた成果を総括し、今後の課題を述べている。

第1章の参考文献

- [1] 井上凉介: やや長周期帯域における設計用入力地震動研究の展望, 土木学会論文報告集 No.374/I, 1-23, 1986年.
- [2] 田中貞二, 吉沢静代, 大沢胖: やや長周期帯域における強震動の特性—長周期低倍率地震計記録の解析—, 地震研究所彙報, 54, 629-655, 1979.
- [3] 横田治彦, 片岡俊一, 田中貞二.: 東京で観測されるやや長周期地震動とその特性, 第7回日本地震工学シンポジウム, 193-198, 1986.
- [4] Kinoshita, S., Fujiwara, H., Mikoshiba, T., and Hoshino, T.: Secondary Love waves observed by a strong-motion array in the Tokyo lowlands, Japan, *J. Phys. Earth*, **40**, 99-116, 1992.
- [5] Seo, K.: Earthquake motions modulated by deep soil structure, *Proceeding of the fifth Japan earthquake engineering symposium*, 281-288, 1978.
- [6] Samano, T., Yamanaka, H., and Seo, K.: Ground motions excited by deep tertiary deposit, *Proceedings of the eighth world conference on earthquake engineering*, **2**, 745-752, 1984.
- [7] Samano, T., and Seo, K.: Influence of deep underground structure on characteristics of rather long-period ground motions, *Proceedings of ninth world conference on earthquake engineering*, II-591-II-596, 1988.
- [8] Yamanaka, H., Seo, K., and Samano, T.: Effects of sedimentary layers on surface-wave propagation, *Bulletin of the seismological society of America*, **79**, 631-644, 1989.
- [9] Yamanaka, H., Seo, K., and Samano, T.: Analysis and numerical modeling of surface-wave propagation in a sedimentary basin, *J. Phys. Earth*, **40**, 57-71, 1992.
- [10] Toshinawa, T., and Ohmachi, T.: Love wave propagation in a three-dimensional sedimentary basin, *Bulletin of the seismological society of America*, **82**, 1661-1677.
- [11] Sato T., Graves, R. G., and Somerville, P. G.: 3-D finite difference simulations of long-period strong motions in the Tokyo metropolitan area during the 1990 Odawara earthquake (M_j 5.1) and the Great 1923 Kanto earthquake (M_s 8.2) in Japan, *Bulletin of the seismological society of America*, **89**, No.3 (in press), 1999.
- [12] 鳥海勲: 平野の地震動特性について, 第4回日本地震工学シンポジウム, pp.129-137, 1975.
- [13] 鳥海勲, 大場新太郎, 村井信義: 大阪平野における地震動の伝播について, 第6回日本地震工学シンポジウム, 465-471, 1982.
- [14] Hatayama, K., Matsunami, K., Iwata, T., and Irikura, K.: Basin-induced Love waves in the eastern part of the Osaka basin, *J. Phys., Earth*, **43**, 131-155, 1995.

- [15] Furumura M., and Sasatani T.: Secondly generated surface waves in the Tokachi basin, Hokkaido, Japan, *J. Phys. Earth*, **44**, 115-132, 1996.
- [16] Furumura M., Sasatani T., and Furumura T. : Generation of basin-induced surface waves observed in the Tokachi basin, Hokkaido, Japan, *J. Phys. Earth*, **45**, 287-305, 1997.
- [17] 植竹富一, 工藤一嘉: 足柄平野の複雑な地下構造に起因する地震動の後続位相—山梨県東部の地震記録の解析—, *地震*, **50**, 319-333, 1998.
- [18] 植竹富一, 工藤一嘉: 遠距離大規模地震記録を用いた足柄平野の広周波数帯域地震応答, *地震*, **50**, 397-414, 1998.
- [19] 小山信, 瀬尾和夫, 佐間野隆憲: 波線追跡法によるLove波伝播経路の推定, *日本建築学会構造系論文報告集*, No.442, 141-146, 1992.
- [20] 額縁一起, 竹中博士: 近地地震波の伝播に関する理論, *地震*, 総合報告, **42**, 391-403, 1989.
- [21] 額縁一起: 不整形地盤における地震動, *土木学会論文報告集*, No.437, 1-18, 1991.
- [22] 竹中博士: 不整形地盤における波動伝播の数値解析法, *地震*, **46**, 191-205.
- [23] Graves, R. W.: Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **86**, 1091-1106, 1996.
- [24] Pitarka A., Irikura, K., Iwata, T., and Sekiguchi, H.: Three-dimensional simulation of the near-fault ground motion for the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe), Japan, earthquake, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **88**, 428-440, 1998.
- [25] 川瀬博, 松島信一: 三次元盆地構造を考慮した1995年兵庫県南部地震の神戸地域における強震動シミュレーション, *日本建築学会構造系論文集*, No.514, 111-118, 1998.
- [26] Graves R.: Long period 3D finite difference modeling of the Kobe mainshock, The effects of surface geology on seismic motion, Irikura, Kudo, Okada and Sasatani (eds), Balkema, Rotterdam, SS-04, 47-52, 1998.
- [27] Sato T., Graves, R. W., and Somerville, P. G.: 3-D finite-difference simulations of long-period strong motions in the Tokyo Metropolitan area during the 1990 Odawara Earthquake (M_j 5.1) and the Great 1923 Kanto earthquake (M_s 8.2) in Japan, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **89**, No.3(in press), 1999.
- [28] 古村孝志・額縁一起: 3次元数値シミュレーションによる兵庫県南部地震の強震動の生成過程, 第1回都市直下地震災害総合シンポジウム, 83-86, 1996.
- [29] 片岡正次郎: 三次元境界要素法による1995年兵庫県南部地震のシミュレーション, *東京工業大学土木工学科研究報告*, **54**, 11-20, 1996.
- [30] Kato, K., Aki, K., and Teng, T. L. : 3-D simulation of surface wave propagation in the Kanto sedimentary basin, Japan - Part 1: Application of the surface wave Gaussian beam method, *Bulletin of the*

Seismological Society of America, **83**, 1700-1720.

[31] Teng, T. L., and Qu J. : Long-period ground motions and dynamic strain field of Los Angeles basin during Large earthquake, Bulletin of the Seismological Society of America, **86**, 1417-1433, 1996.

[32] Joyner, W. B.: Strong motion from surface waves in deep sedimentary basins, The effects of surface geology on seismic motion, Irikura, Kudo, Okada and Sasatani (eds), Balkema, Rotterdam, 475-482, 1998.

[33] Alsop, L. E.:Transmission and Reflection of Love waves at vertical boundaries, Journal of Geophysical Research, **71**, 3969-3984, 1966.

[34] McGarr, A. and Alsop, L. E.:Transmission and Reflection of Rayleigh waves at vertical boundaries, Journal of Geophysical Research, **72**, 2169-2180, 1967.

[35] Gregersen, S. And Alsop, L. E.:Amplitudes of horizontally refracted Love waves, Bulletin of the Seismological Society of America, **64**, 535-553, 1974.

[36] Alsop, L. E., Goodman, A. S.,and Gregersen, S.:Reflection and transmission of inhomogeneous waves with particular application to Rayleigh, Bulletin of the Seismological Society of America, **64**, 1635-1652, 1974.

[37] 工藤 一嘉:正規モード解による強震地動の研究とその応用, 東北大学学位論文, 1979.

[38] 山田善一, 野田茂.:地盤構造の急変する地域での表面波の振幅異常, 土質工学会論文報告集, **28**, 143-152, 1988.

[39] 久田嘉章, 山本俊六, 谷資信:沖積平野または堆積盆地内で発生するLove波を合成する解析方法, 日本建築学会構造系論文報告集, No.419, 135-143, 1991.

[40] 大堀道広, 野畑有秀, 若松邦夫, 安井謙:久田法のLove波入射問題への拡張と閉じた形状の堆積盆地への適用, 日本建築学会構造系論文集, No.466, 41-48, 1994.

第2章 兵庫県南部地震で観測されたやや長周期地震動

2.1 はじめに

図-2.1に示されるように、大阪平野は周囲を活断層で区切られた盆地形状をしており、大阪湾も含めて大阪盆地と称せられることも多い[1]。このような地形形状から、第1章で述べたように盆地生成表面波が発生することが以前より指摘されていた。1995年兵庫県南部地震の際にも、深い地下構造を反映した地震動が大きな振幅で観測されている。本章では、1995年兵庫県南部地震を例題に堆積盆地内のやや長周期地震動を論じる。

これまで盆地端部付近で発生する地震により励起される、やや長周期地震動の観測データ、特に設計検討用に直接使用できる程度の振幅をもつものは皆無であった。この点においても、大阪湾沿岸部における地震動を研究することは意義が深いものと考えられる。

2.2 観測記録に見られる特徴

(1) 広域記録の相互比較

ここでは、表-2.1示す KPI, EKB, AMG, FKS という4地点の地震動記録を比較する。図-2.2に速度波形と速度応答スペクトルを示す。東神戸大橋の地表記録は、後述するように液状化の影響を受けている[2]。例えば、卓越周期は地中で2秒であったものが、地表で3秒になっているおり、応答スペクトルも成分に

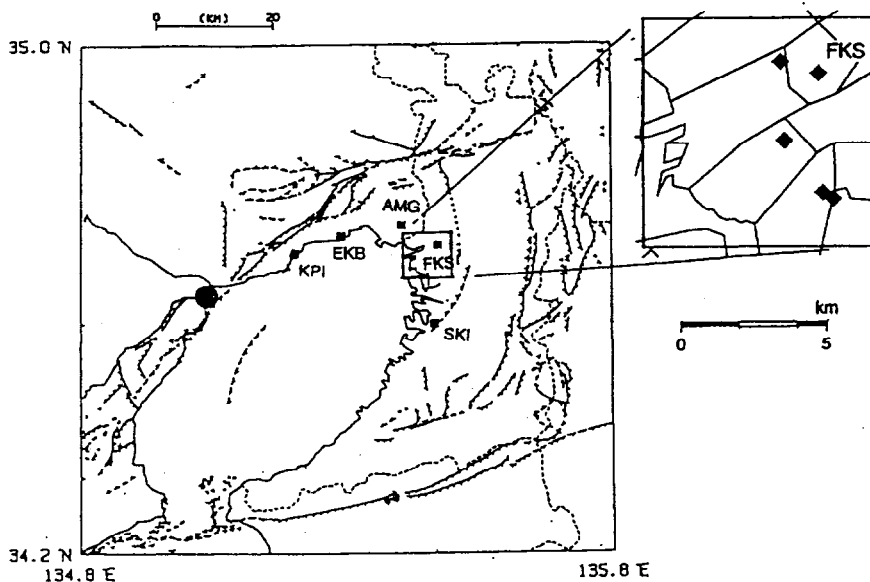


図-2.1 震央位置(黒丸)と強震観測点(黒四角)および活断層(ケバ線)の位置。右に引き出しているのは、アレー解析に用いた福島観測点の周辺にある観測点。観測点に関する詳細な情報は、表-2.1および表-2.2を参照のこと。

よっては1.5倍程度地表の方が大きくなっている。ただし、ここでは地中の記録には上下動成分がないので、他地点との3成分波形の比較の意味で地表の記録を示している。また、尼崎の記録は、地震計の特性で振幅40cm/sで飽和したものを、地震計の特性を考慮して修復したものである[3]。

表-2.1 大阪湾湾岸地域の観測点

観測点略称	観測点名称 (観測機関名)	観測点位置 (緯度)	観測点位置 (経度)	地震基盤の 推定深さ[4] [km]
KPI	神戸ポートアイランド (神戸市開発局)	34.670	135.208	1.6
EKB	東神戸大橋 (阪神高速道路公団)	34.707	135.296	1.5
AMG	尼崎 (関西地震観測研究協議会)	34.718	135.408	1.4
FKS	福島 (関西地震観測研究協議会)	34.687	135.476	1.2

図に示した時刻歴波形とスペクトルから次のことが指摘できる。

- 1) 震源に近い地点では、大きな振幅の継続時間は短かく、10-20秒であるが、尼崎や福島になると40-50秒になる。
- 2) 震源に近い地点では波形はパルス形状をしているが、尼崎や福島の波形は複雑である。
- 3) 震源に近い地点においても卓越周期は異なっている。つまり、ポートアイランドは2秒弱であるが、東神戸大橋では約3秒である。また、最大応答値も異なっている。
- 4) 水平動の応答スペクトルは、震源近傍では周期1～10秒の範囲で100cm/sを超している。一方、福島では周期1～7秒の範囲で60cm/sを超えている。
- 5) 尼崎と福島では6秒前後にピークがあるが、ポートアイランドや東神戸大橋の記録には見られない。
- 6) 全ての観測点の上下動のスペクトルには1～3秒にピークが見られる。この周期帯域では上下動の応答スペクトルは、水平動の応答スペクトルの大きさに近くなっている。

これらの事実は、震源と観測点の位置関係や、両者間の地盤構造が地震動に及ぼす影響が大きいことを示唆する。

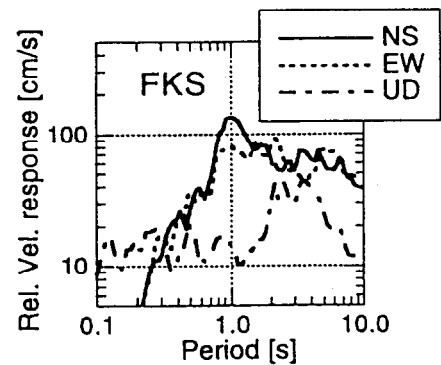
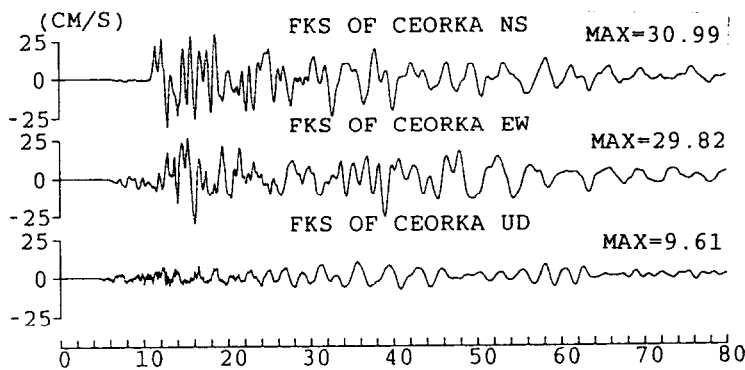
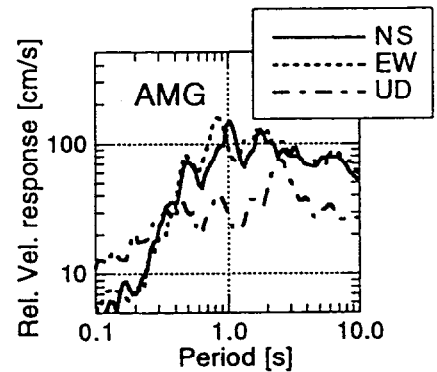
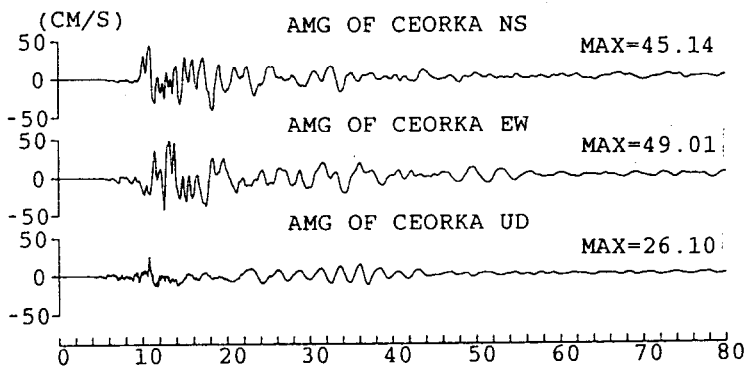
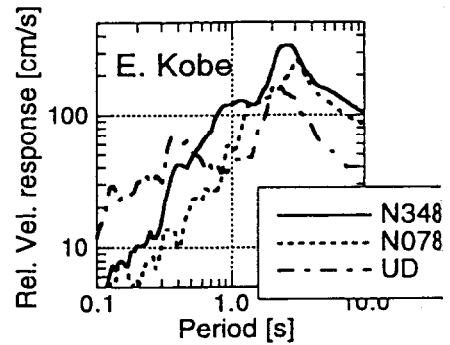
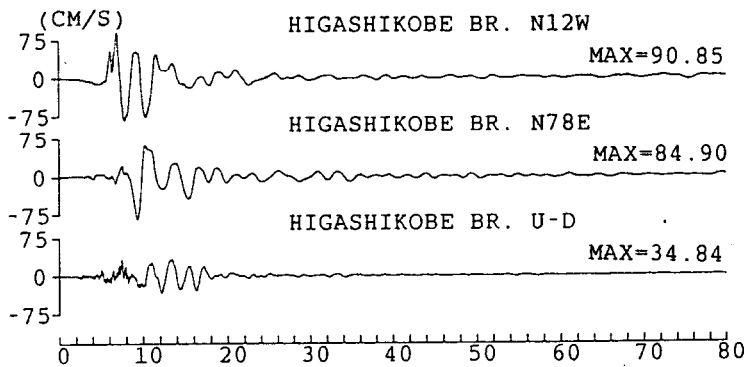
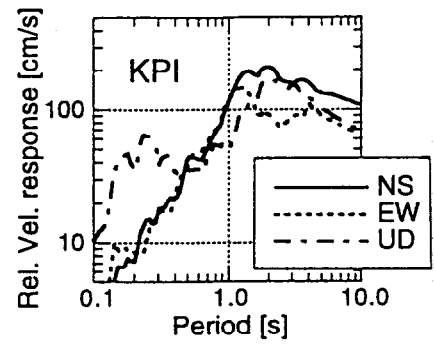
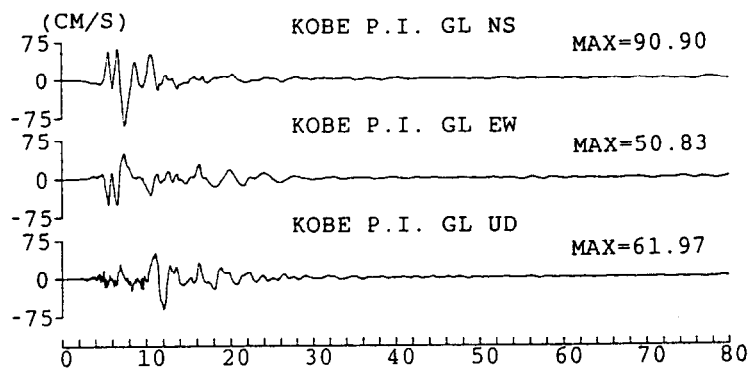


図-2.2 大阪湾岸部の4地点における1995年兵庫県南部地震の地震動記録の速度波形と減衰定数5%の速度応答スペクトル。東神戸大橋以外は、波形の先頭時刻を5時46分55.0秒にそろえている。なお、破壊開始時刻は5時46分51.8秒とされている

(2) 福島観測点の記録に関する考察

以降、盆地中央部の地震動の代表として、大阪市福島区において関西地震観測研究協議会により観測された速度記録(以下、福島記録と呼ぶ)について検討する。速度波形を再度、図-2.3に示す。水平動の最大値は約30cm/sと大きく、これと同等の振幅が約50秒間続いている。また、上下動記録を見ると、35-45秒にかけて周期5-3秒の波が分散傾向を示しており、さらに55-64秒付近にも周期3秒弱の波群が見られる。

図-2.4は、図-2.3に示した波形の後半部分を含む163.84秒のデータから求めたフーリエスペクトルである。このスペクトルは、バンド幅0.1HzのParzen windowで平滑化してある。速度応答スペクトルでは周期1秒が卓越していたが、速度波形のフーリエスペクトルでは水平動においては約3~6秒の成分が卓越していることがわかる。上下動では3秒と2秒付近に卓越が見られ、両成分とも1秒以下の短周期成分はそれより長い周期に比べて、かなり小さい。

図-2.5は、宮腰・他[3]により整理された大阪盆地の地下構造モデルをもとに、表-2.2のように福島観測点直下の構造を求め、平行成層を仮定して求めたLove波とRayleigh波の理論分散曲線である。また、図-2.6は地下構造から算出される表面波の振幅スペクトルである。ここで、振幅スペクトルとは、各周期においてMedium responseを対応する波数で除したもので、その周期における表面波の励起され易さを示している。Love波の振幅スペクトルのピーク周期は、基本モードの場合約6秒であり、一次高調モードの場合は2.5秒である。Rayleigh波の振幅スペクトルのピーク周期は、基本モードの場合2.4秒と1.3秒にあり、一次高調モードでは1.4秒と2.8秒にある。Love波の振幅スペクトルと図-2.4に示した水平動スペクトルを比較すると、振幅スペクトルのピーク周期と観測記録の卓越周期とは概ね6秒で、ほぼ一致していることが分かる。上下動においても、観測記録に見られる周期3秒強のピークは振幅スペクトルに見られないものの、周期2秒強のピークは振幅スペクトルと対応している。

図-2.3の時刻歴で波動が分散傾向を示していること、卓越周期と表面波のAiry phaseの周期でスペクトルが卓越していることなどから、福島観測点周辺の記録には表面波が優勢に含まれていると考えられる。

表-2.2 宮腰・他[3]が提案した大阪の地下構造モデルによる福島観測点直下の地下構造

層番号	Vp [km/s]	Vs [km/s]	密度 [t/m ³]	層厚 [km]
1	1.6	0.35	1.7	0.233
2	1.8	0.55	1.8	0.312
3	2.5	1.00	2.1	0.644
4	5.4	3.2	2.7	infinite

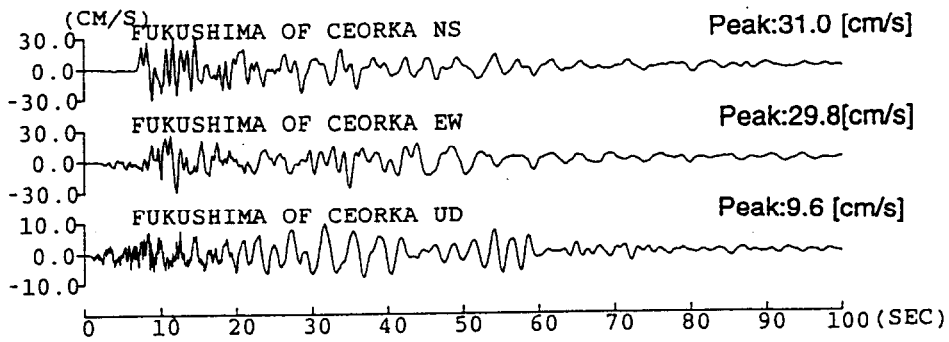


図-2.3 福島観測点における速度波形

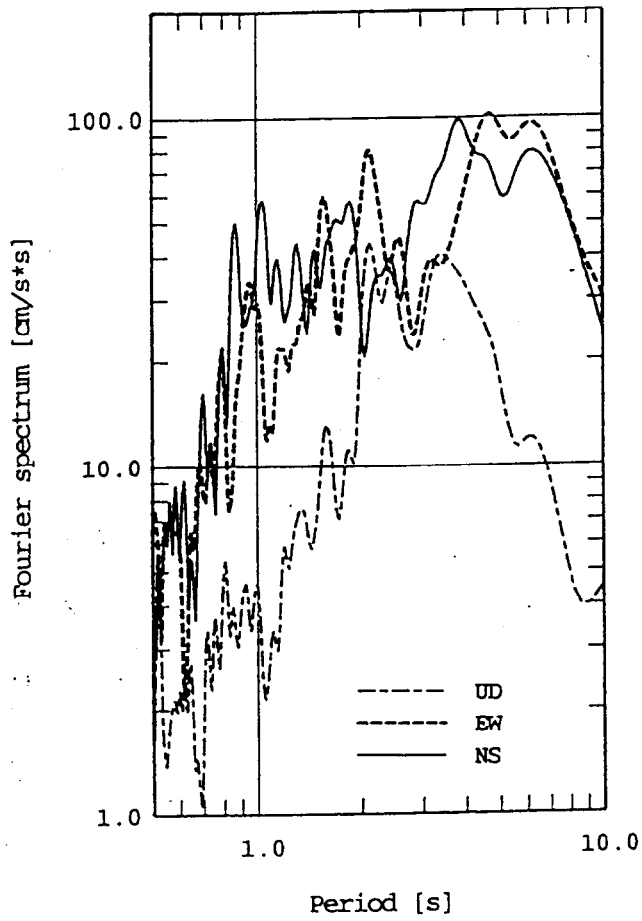


図-2.4 福島の観測記録(速度成分)のフーリエスペクトル

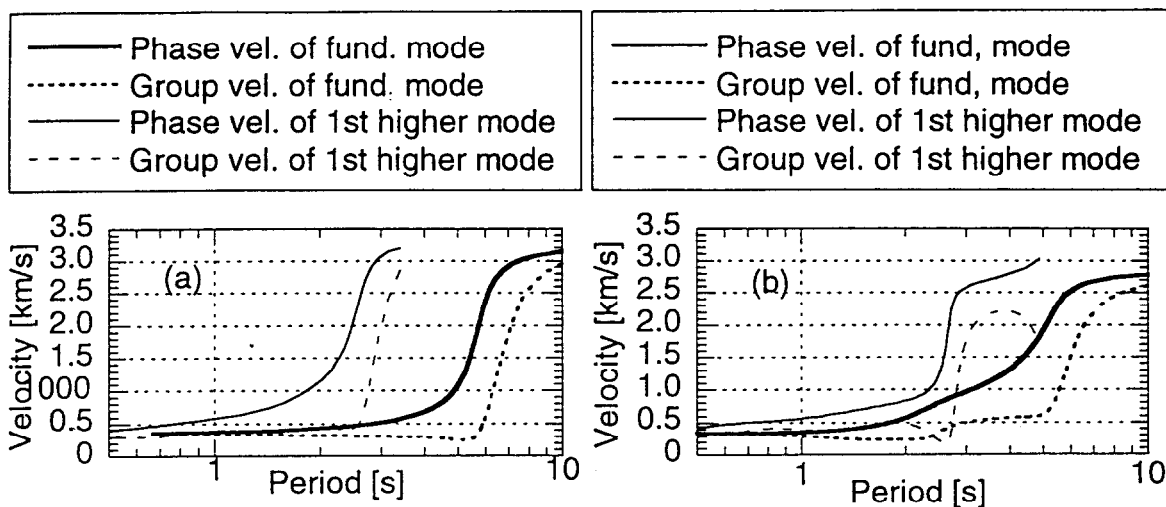


図-2.5 福島の下地構造(表-2.2)から算出したLove波(a), Rayleigh波(b)の理論分散曲線. 実線:位相速度, 破線:群速度, 太線:基本モード, 細線:一次高調モード

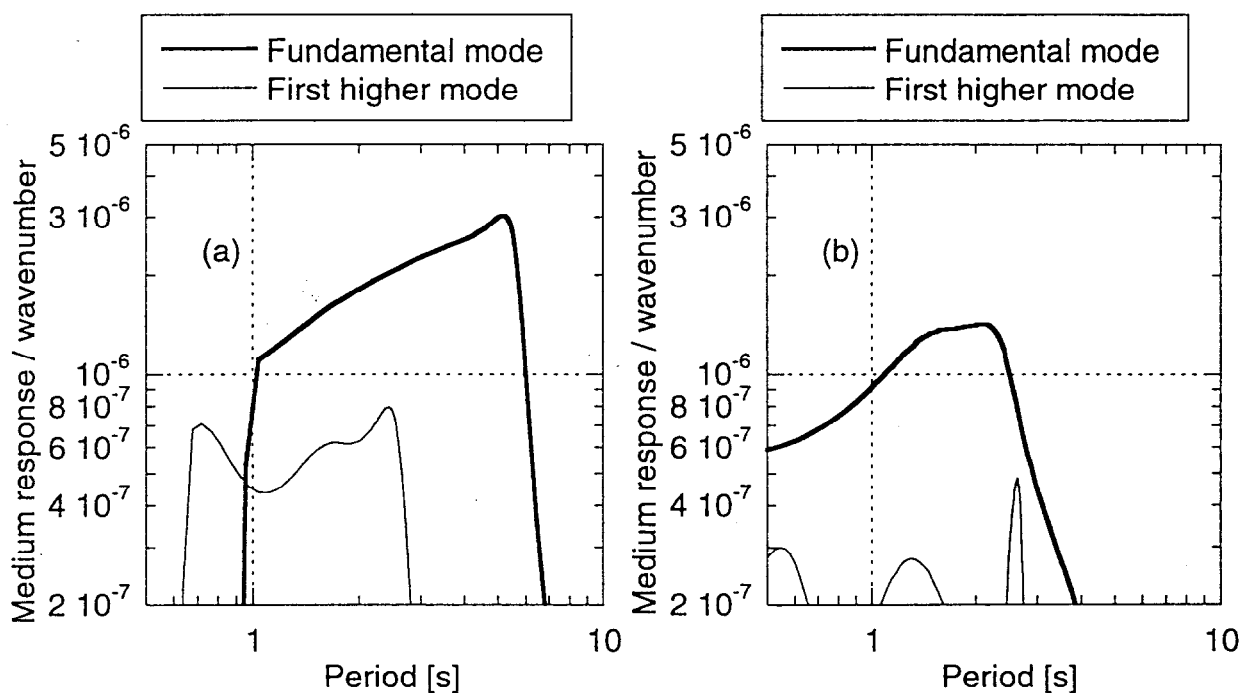


図-2.6 福島の下地構造から算出される表面波の振幅スペクトル. Love波(a), Rayleigh波(b). 各々太線が基本モード, 細線が一次高調モード. 振幅スペクトルは, メディアムレスポンスを波数で除したもの.

2.3 波動の伝播性状

(1) 福島観測点周辺の記録を用いたアレー解析

地震動から表面波を抽出し、その伝播性状を議論する為には、アレー解析が最適である。そこで、図-2.1に示すような福島観測点の周辺の観測点の記録も用いて、伝播速度と到来方向を求める。

福島観測点の周辺の観測点は、独立した機関により運営されている。このようなデータを同時に用いて検討する場合には、地震計の時計の精度、地震計の相対的な位相特性の差、および設置位置の精度を把握する必要がある。設置位置については、文献[5]に度の単位で小数点以下3位まで整理されている。また、提供機関から秒の単位まで位置が報告されているものもある。しかしながら、秒単位であっても位置にして東西方向25m、南北方向30m程度の誤差がある。そこで、観測点の位置がより詳細に報告されている#1、#2、#3は1万分の1地形図から、秒単位で小数点1位まで読み取った。但し、観測点の相対的位置は#1を中心として、震央距離を求めるプログラムを用いて算出しているため、この点でも誤差が生じると考え、観測点の位置が明確になっている、#1と#2の間の距離を地図から読み取り、上述したプログラムで算出した結果と比較したところ、両者の差異は4%程度であった。観測点の相対位置を図-2.7に示す。また、観測点の位置等を整理して表-2.3に示す。

表-2.3 福島観測点およびその周辺の観測点(震央は、 $34^{\circ} 36'24''$ 、 $135^{\circ} 02'12''$ とした)

観測点#	緯度	経度	震央距離 [km]	震央方位 (北から 時計回り)	地震基盤の 推定深さ[3] [km]	地震計の種類 (センサー)
#1(FKS)	34.6867	135.4762	41.3	258	1.189	速度計 (VSE-11,12)
#2	34.6903	135.4619	40.1	257	1.248	加速度計 (SD-203)
#3	34.6661	135.4636	39.7	261	1.243	速度計 (VSE-11,12)
#4	34.6500	135.4780	40.8	263	1.135	速度計 (VSE-11,12)
#5	34.6480	135.4820	41.1	264	1.112	速度計 (VS-1)

ここで用いている観測記録には、絶対時刻が報告されていないものがあった。また、報告されていても、他の観測点と相対的な時刻関係があわないものがあった。そこで、#1、#2、#5のP波初動の時刻と、大阪

気象台のP波初動の時刻とから、図-2.8にあるような震央距離と初動時刻との関係を求めた。この走時から他の2点のP波初動の時刻を定めた。ここで、P波初動は気象台記録を含めて、目視およびARモデルの当てはめ[6]により求めた。

上記のように定めたP波初動の到達時間から記録の先頭を5時46分59.0秒に合わせて上下動成分を図-2.9に示す。図では加速度記録は積分して速度に変換してある。

各地点の地震計は、表-2.3にあるように#2のみ加速度計であり、それ以外の#1、#3、#4、#5は速度計を用いている。速度計はほぼ同一の仕様であるので、その間の位相差は少ないと考えられる。また、各記録のバンドパスフィルター波形を相互比較し、類似した波形が現れることを確認した後、アレー解析を行った。

アレー解析には上下動成分をまず用いることにした。これは、前述したように観測記録の上下動は表面波の特徴をよく表している上に、上下動には、水平動に比べ構成している波動成分が単純であること、設置方位あるいはその誤差に煩わされなくてよい等の理由による。

波動の到来方向と伝播速度は、センブランス解析により求めた。センブランス解析は、伝播速度と伝播方向を一定の範囲内で仮定して、各観測記録の基準点に対する時間遅れを逐次求め、(2-1)式に示すSemblance値を計算し、その最大値をもたらす速度と方位を、対象とした位相の伝播速度、伝播方向とするものである。

$$S_c = \frac{\sum_{j=K_1-N/2}^{K_1+N/2} \left(\sum_{i=1}^{N+1} f_{ij} \right)^2}{M \sum_{j=K_1-N/2}^{K_1+N/2} \sum_{i=1}^{N+1} (f_{ij})^2} \quad (2-1)$$

(2-1)式のうち、 f_{ij} は*i*観測点の*j*時刻の観測値、*K*は伝播速度と伝播方向を仮定したときの基準点に対する*i*観測点における時間遅れ、*N+1*は解析区間長さに対応したデータ個数、*M*は観測点数である。(1)式の、分子は各観測記録を時間遅れを考慮して加算した波形の2乗和であり、分母はその各観測記録の2乗和の総和である。波形が完全に一致すればSemblance値は1になり、完全に独立であれば0になる。本検討の場合、分散性表面波を対象としているのでバンドパスフィルターを用いて様々な振動数成分で速度を推定することになる。また、基準点は福島とした。

センブランス解析を行なうに先立ち、中心振動数を、0.22Hz、0.28Hz、0.35Hz、0.40Hzとしたバンドパスフィルター波を作成した。バンドパスフィルターは、カットオフ振動数を中心振動数の0.8倍、0.8分の1とし、ロールオフ振動数を中心振動数の1.5倍として、斎藤のフィルター生成プログラム[7]の内、チェビシェフフィルターを用いた。振幅特性は、通過帯域で0.67以上、遮断帯域で0.025以下としている。ここでは、フィルター波の相互比較から、解析対象区間を中心周期の2倍とし、4分の1周期毎にSemblance値を求めた。この際、各観測点間のフィルター波を比較すると類似した位相とそうでない位相が見られたので、類似の位相がある部分のみSemblance値を計算している。また、到来方向は北から時計回りに0～360度

の範囲を60分割した。速度については0.3km/sから4km/sの間を逆数にして(slowness)100等分に分割して求めた。

センブル解析の結果を時系列で示したものが、図-2.10であり、用いたフィルターの中心周期を図中に示してある。また、その結果を整理したものが図-2.11である。解析から求めた伝播速度を位相速度と比較すると、伝播速度はRayleigh波の位相速度とよく対応することが分かる。また、伝播方向は概ね北から時計回りに330度(N330E)の方向となっている。観測点から見た震央の方位は約270度であり、観測点からN330Eの方向には、せいぜい今回の地震に関する数種の断層モデル(例えば[8], [9])の断層の東縁が存在するだけである。つまり、ここで見ている表面波は、震源から直線的には伝播しておらず、二次的に発生したものと考えられる。

次に、水平動の伝播速度と方向を推定する。図-2.12は、水平動が卓越している周期6秒を中心周期とするバンドパスフィルターを施した波形である。図を見ると、表面波に対応すると考えられる時刻27秒から50秒では圧倒的にEW成分の振幅が大きい。そこで、上下動の場合と同様に図-2.1に示した福島観測点の周辺の観測点記録のうち、EW成分を用いてセンブル解析により伝播速度と方向を求めた。結果を図-2.13に示す。この周期帯域では伝播速度は2.0km/sから1.4km/sに変化している。図-2.5に示したLove波の理論分散曲線を見ると、周期6秒前後では位相速度は急激に変化しているが、この変化と観測値の範囲はほぼ対応している。また、到来方向は初期の頃はほぼN340Eであり、後半になるに従って西側に回り込むものの最終的にはN330E程度である。この伝播方向は、やや北側に傾くが上下動の到来方向とほぼ等しい。Love波がN340E方向から到来しているのであれば、地動の卓越方向がEW方向に卓越しているのも当然と思われる。

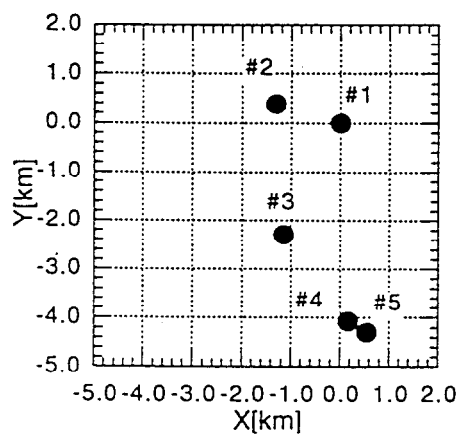


図-2.7 アレー解析に用いた福島観測点(#1)周辺の観測点の相対位置

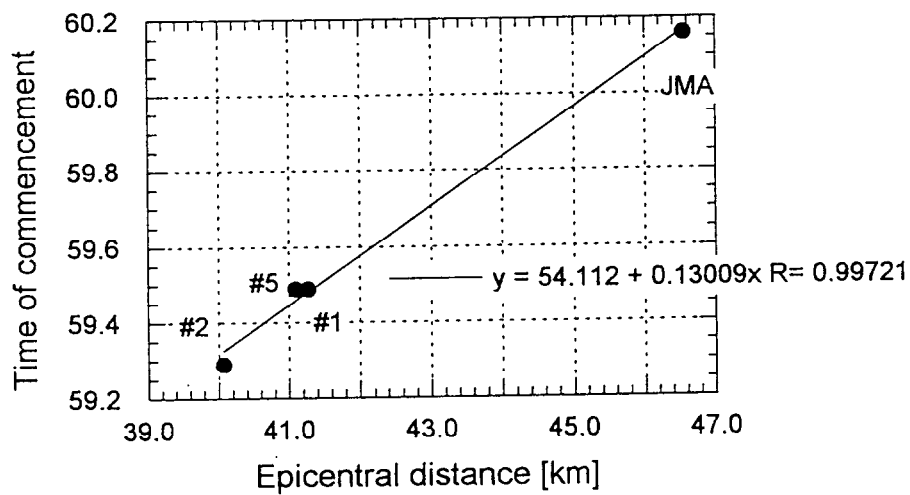


図-2.8 震央距離とP波初動時刻との関係

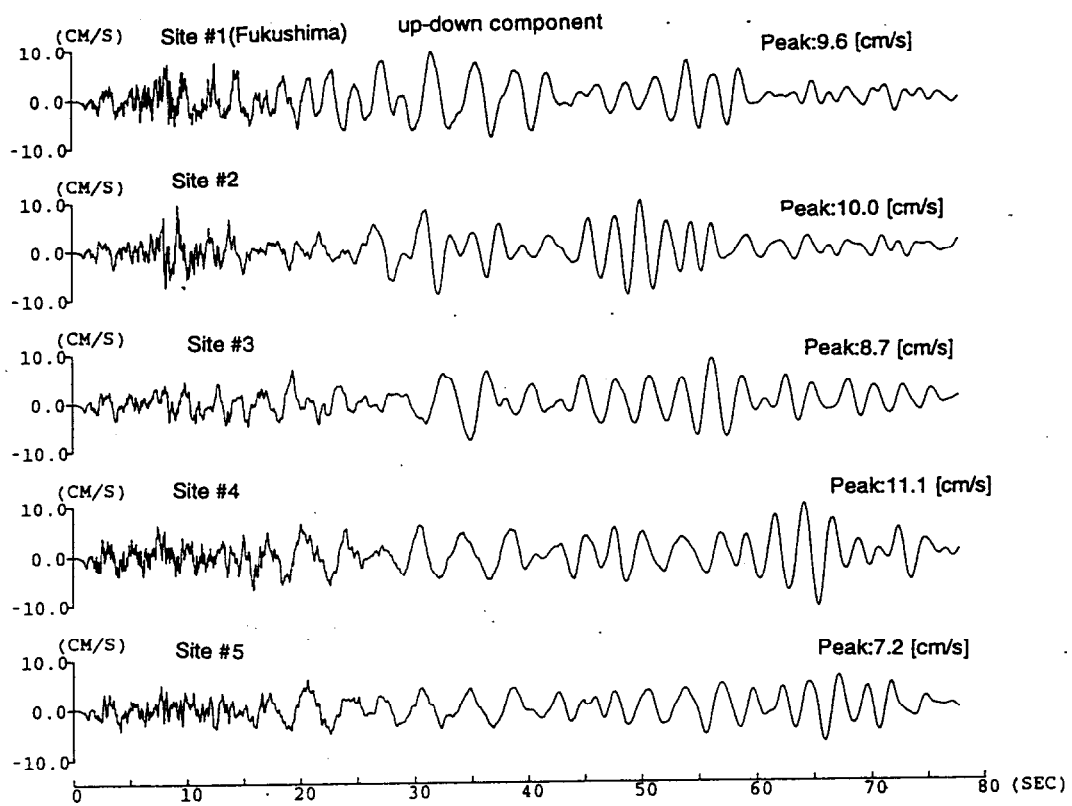


図-2.9 アレー解析に用いた上下動記録. 記録の先頭を5時46分59.0秒に合わせて表示してある. なお, 破壊開始時刻は5時46分51.8秒とされている.

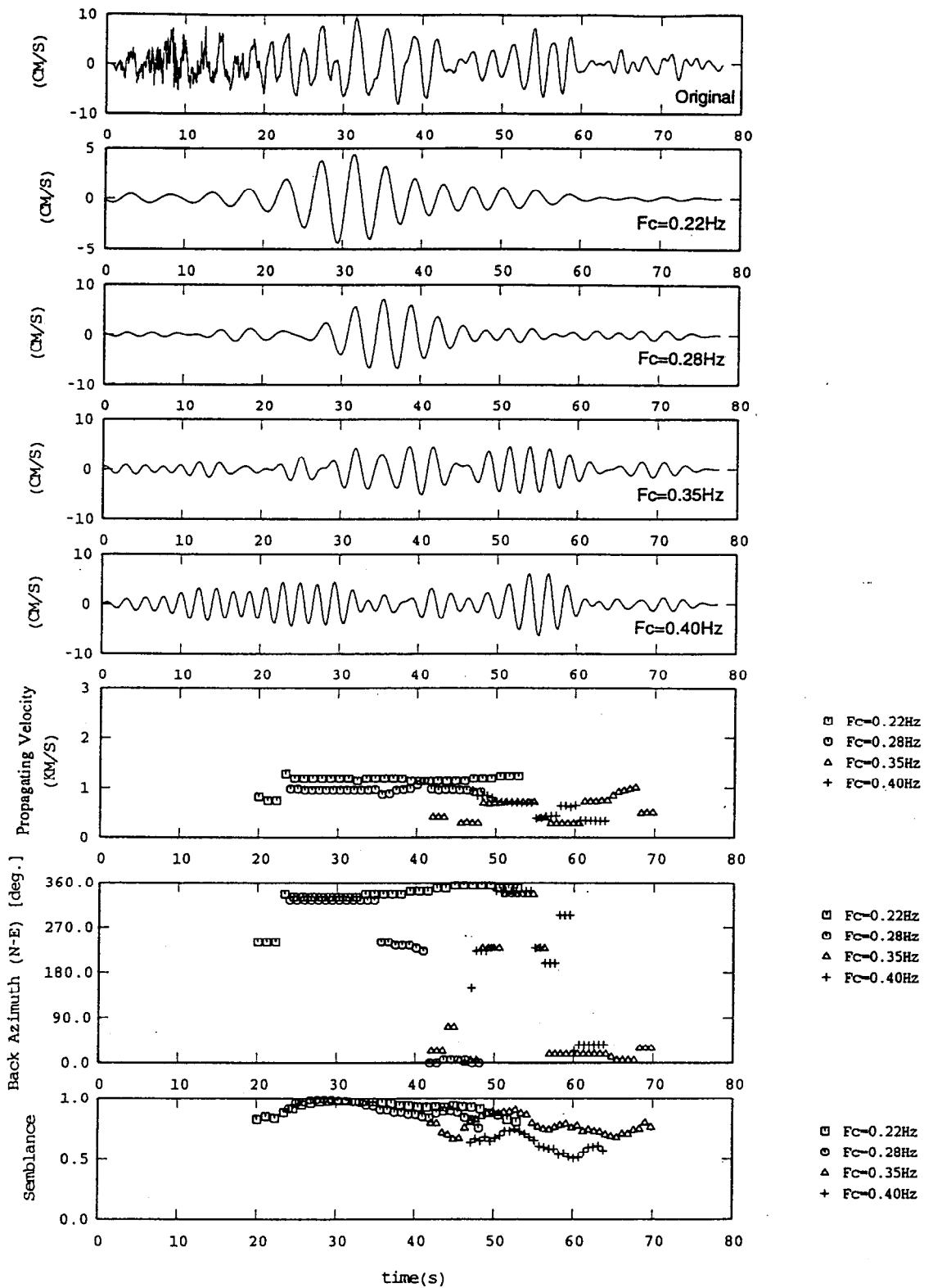


図-2.10 福島記録とセンブルス解析用にバンドパスフィルターを施した波形およびセンブルス解析の結果. 最上段:観測記録, 第2段目から5段目:バンドパスフィルター波形, 以降順に, 伝播速度, 到来方向(北から時計回り), センブルス値.

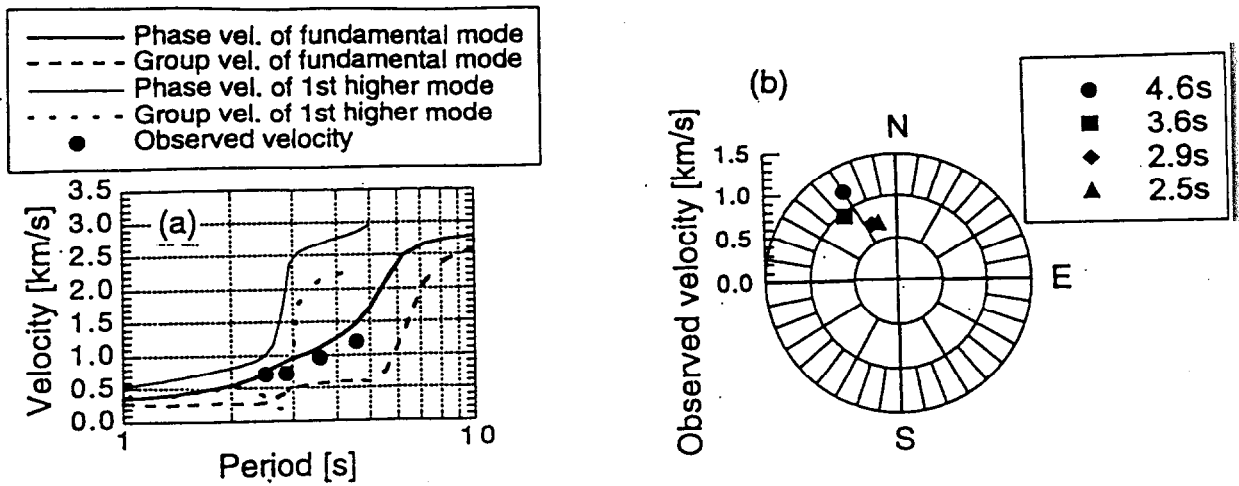


図-2.11 福島観測点周辺の上下動観測記録から求めた伝播速度(a)と伝播方向(b). 伝播速度は Rayleigh波の理論分散曲線と比較している.

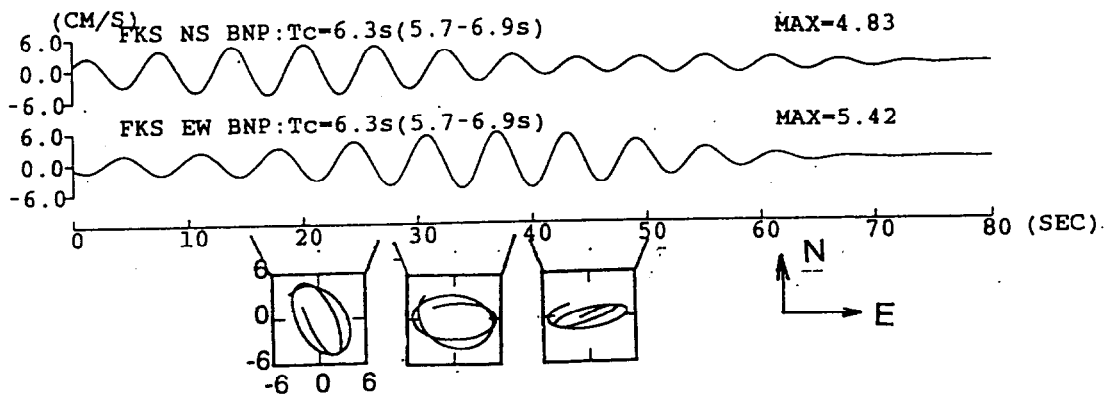


図-2.12 福島観測点の速度記録のバンドパスフィルター波(中心周期6.3秒)と水平面内の粒子軌跡

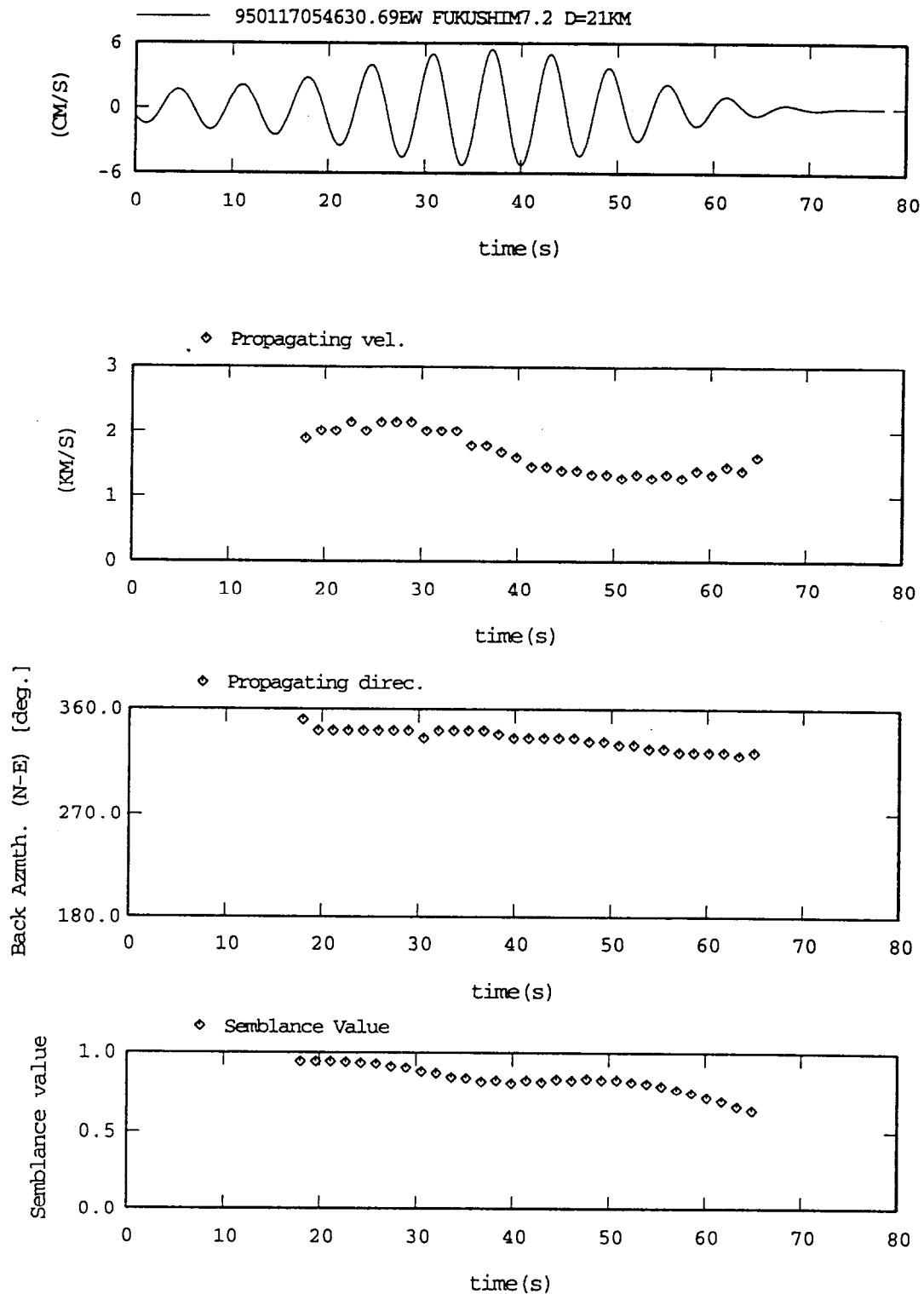


図-2.13 EW成分のバンドパスフィルター(中心振動数0.16Hz)を用いたセンブランス解析の結果. 上から順に, フィルター波, 伝播速度, 到来方向(北から時計回り), センブランス値.

(2) 波群の伝播

表面波の伝播を確認する為により広い地域で検討する。アレー解析に用いた観測点の記録に加えて、福島観測点の北西方向に位置する尼崎観測点と、福島観測点の南に位置する堺観測点の上下動成分の記録に通過帯域2~4秒のバンドパスフィルターを施し、N330Eに投影した距離に応じて波形をならべたものが図-2.14である。全ての観測点で卓越している周期3秒の波動は、尼崎から堺まで群速度0.3km/sで伝播していることが分かる。この群速度は図-2.5に示した地下構造モデルから推定される群速度に対応している。

表-2.2に示した地下構造から周期3秒におけるRayleigh波の振幅分布を算出すると、図-2.15のようになる。この図から、大きな振幅はほぼ第2層までであることが分かる。一方、宮腰・他 [3] の地下構造モデルでは、尼崎から福島にかけての第2層と第3層の境界の深度変化はゆるやかである。よって、卓越周期3秒のRayleigh波が大阪盆地を伝播した理由として、地下構造を挙げることができる。

さらに、このRayleigh波の発生地点を大まかに想定してみる。福島の記録は周期3~5秒が卓越している区間と周期3秒弱が卓越している区間とが明瞭に別れているので、これら2つの波群が同一の地点で発生したとすると、(2-2)式により発生地点が推定できる。

$$X = \frac{V_1 V_2}{V_2 - V_1} \Delta t \quad (2-2)$$

到達時間差を図-2.3から20秒、群速度を図-2.5をもとにそれぞれの波群に対して0.6km/s, 0.3km/sとすると、表面波の発生位置は福島観測点から約12kmの地点となり、到来方向を考慮すると概ね伊丹断層の付近となる。なお、生成メカニズム等の詳細な考察は、次章で行う。

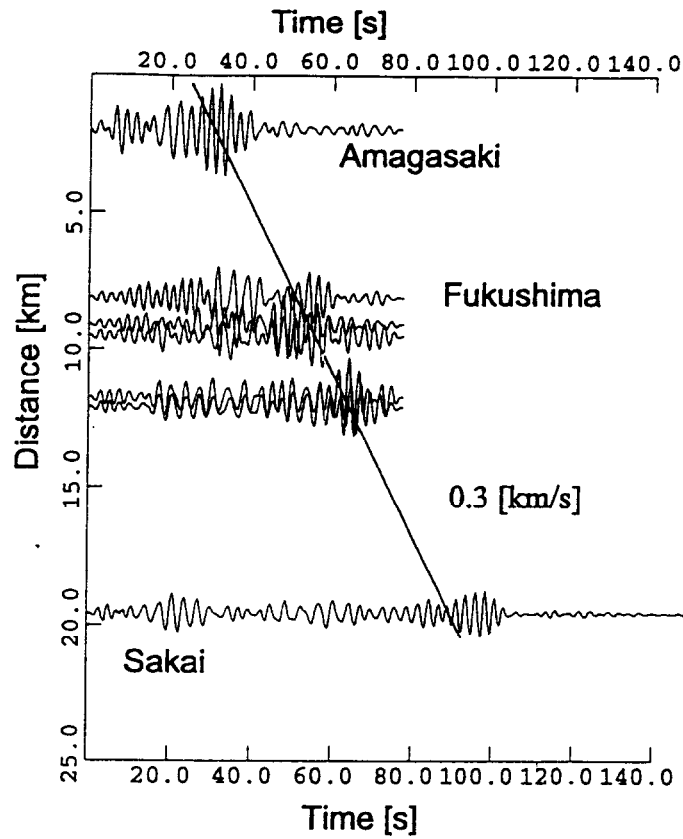


図-2.14 やや広域な範囲における上下動の伝播の様子. 上下動の波形は, 2~4秒のバンドパスフィルターを施している.

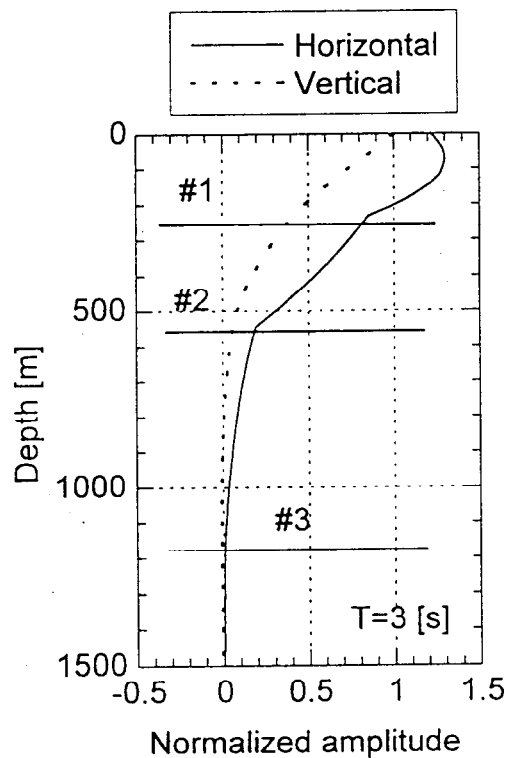


図-2.15 福島観測点直下の地下構造を基に算出したRayleigh波の振幅分布(周期3秒の場合)

2.4 液状化の影響

(1) 目的

図-2.2に示した東神戸大橋付近の地表で観測された強震記録の応答スペクトルを見ると、周期2～3秒付近で卓越が見られる。広範な記録を収集した記録集[10]において応答スペクトルを比較すると、この周期帯域においては、東神戸大橋の地表記録が観測最大であることが分かる。しかしながら、地震計が設置されている深江浜では、広い範囲で液状化による噴砂が確認されており[11]、地震動記録に液状化の影響が含まれている可能性が高い。そこで、表層地盤の液状化がやや長周期帯域の地震動にどのように影響したかを検討する。

(2) 観測・記録の概要

六甲アイランドの北東にある魚崎浜と深江浜の間にある阪神高速道路湾岸線の東神戸大橋には、構造物を始め多くの個所に地震計が設置されていた[12]。ここでは、地中GL-34m(以下地中と称する)とGL-1.5m(以下地表)に設置されていた加速度計による記録を用いる。図-2.16に地中と地表の記録を重ね描いて示す。なお、地震計は橋の線形に合わせてN78E, N12Wの方向に設置されており、地表では上下動も観測しているが地中では観測していない。図を見ると初動部分ははっきりしないが、主要動部分では地中と地表は位相が逆転しているように見える。また、振幅は地中の方が大きく、液状化により剛性が低下したことに対応している。地震計の方位の確認を含めて、図-2.17に速度波形による比較を示す。これによると、初動はよく一致していることが分かる。

図-2.18に、弾性波探査などの地盤調査結果を基に作成された設計時の地盤モデルを示す[13]。表層16mは埋土層であり、以下粘土層と砂層が互層で続く。そこで地中の記録と地表の記録とのスペクトル比を、一次元重複反射理論で算出した理論スペクトル比と比較して図-2.19示す。理論スペクトル比では、1.4Hzがピークであるが、観測値では、約0.3Hzでピークとなっている。観測値のスペクトル比のピーク振動数が0.3Hzであることは、観測記録を見るだけで想定される。つまり、地中の記録の主要動の周期は2秒程度であるが、地表のそれは3秒程度である。

(3) 深い地下構造から予測される卓越周期

地中記録の卓越周期の2秒に関して、この付近の深い地下構造から予想される卓越周期と比較してみる。図-2.20は、東神戸大橋の北側に位置する神戸商船大学の付近の推定地下構造である[14]。この地下構造を基に、表面波の振幅スペクトルを算出すると、図-2.21のようになる。

表面波の振幅スペクトルから推定される水平動の卓越周期は、基本モードでは、Love波の場合6秒、Rayleigh波では3秒弱、一次高調モードではLove波で2秒強、Rayleigh波では2秒弱となる。観測記録の上下動の卓越が2秒付近にあることから、推定地下構造が適切であるとすると、一次高調モードのRayleigh波が現れたものと考えられ、2秒付近で水平動理論振幅値は上下動よりも大きいことから、観測された2秒の卓越周期はRayleigh波による可能性が高い。

(4) 地中記録と地表記録を用いた検討

波形を分析する上では、非線形効果がどの時点で現れたかを明確にする必要がある。そこで、積分して求めた変位波形を用いて、地中と地表記録の相互相関関数を0.375秒毎に3秒間のデータにより計算し、地表記録の時間遅れを求めた。得られた時間遅れを各時間枠の中心に対してプロットしたものを、図-2.22に示す。図-2.17に示した構造では、層厚で重みをつけた平均S波速度は約240m/sとなるので、時間遅れは約0.13秒となる。図にはこの時間遅れも示してある。図から、初動直後から時間遅れが大きくなり、時刻15秒から25秒まではほぼ1秒程度となることが分かる。その後遅れ時間は小さくなる。詳細に見ると、時間遅れの時間変化は水平2成分で異なり、N12W成分の方が急激に進む。これは、N12W成分の方が初動直後の振幅が大きいことが原因であろう。GL-34m以浅の地盤の卓越周期が3秒となる平均速度を4分の1波長則から求めると、約45m/sとなり、時間遅れにすると0.7秒強となる。図からは、観測記録の時間遅れは、主要動付近で0.7秒を超している。さらに、時間遅れが1秒となる時刻15秒以降は、地表と地中の位相が逆転している。

地表の記録が水平面内で最大を示す時刻13秒では、時間遅れはN12W、N78Eの順に、約1秒、0.65秒である。この時間遅れを平均速度に変換すると、各々33m/s、50m/sとなり、平均S波速度に対して各々14%、20%となり、これを見かけの剛性の比にすると2%、4%となる。このような極端な剛性低下は、周辺の液状化と対応している。

(5) 東神戸大橋の地表記録からの知見

以上の検討より、東神戸大橋周辺では構造物の基礎底面では地震動の卓越周期は、直下の地下構造を反映して約2秒程度の地震動であったが、極表層の液状化の影響で地表では周期が3秒に延び振幅も増幅されたと考えられる。従来、やや長周期帯域では、鉛直方向の振幅分布から、表層の地盤特性の影響は少ないと考えられていたが、液状化のように極度に剛性が低下した地盤ではその影響が大きいことが指摘できる。盆地スケールでやや長周期地震動を予測する場合には、ごく表層のモデル化は別途行う必要がある。

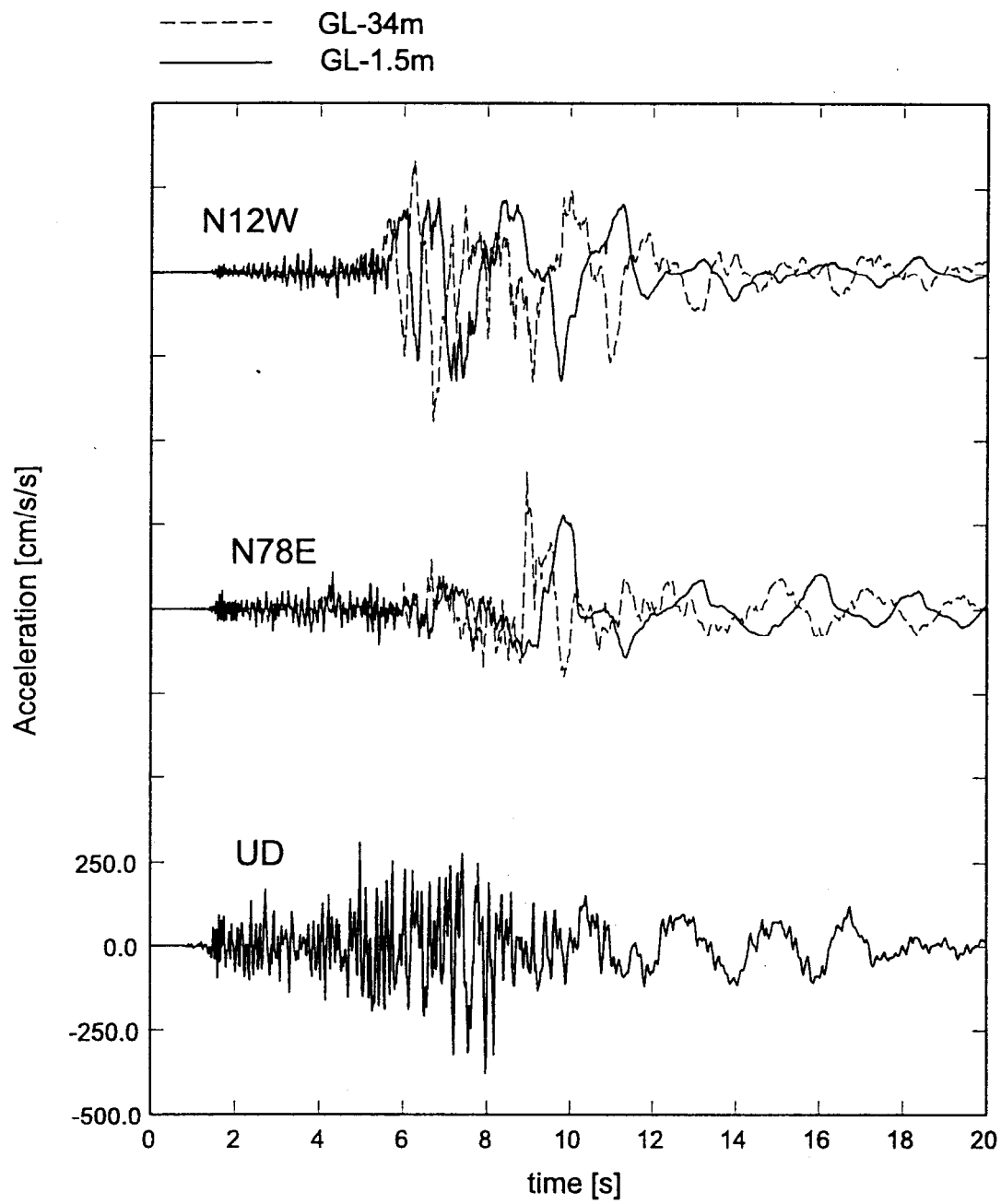


図-2.16 1995年兵庫県南部地震の際の東神戸大橋の地表と地中の地震記録(加速度波形)

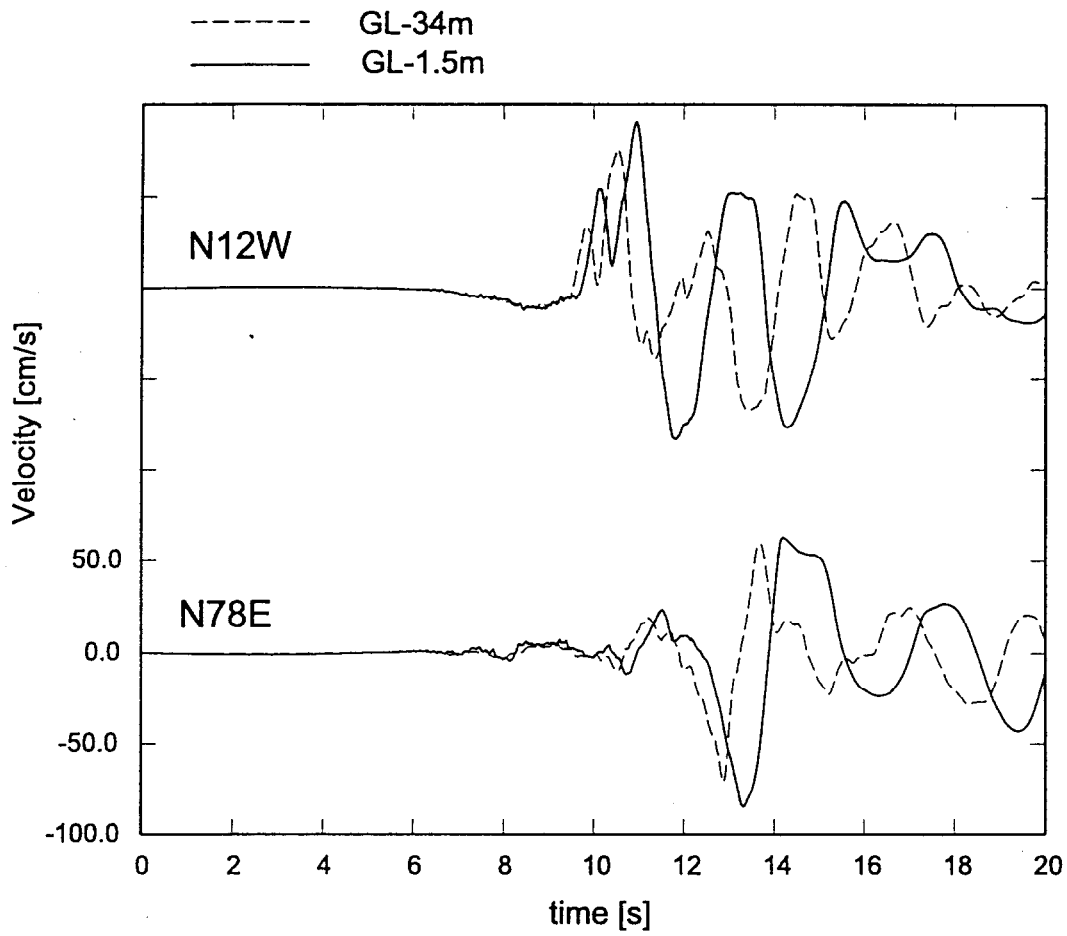


図-2.17 1995年兵庫県南部地震の際の東神戸大橋の地表と地中の地震記録(速度波形)

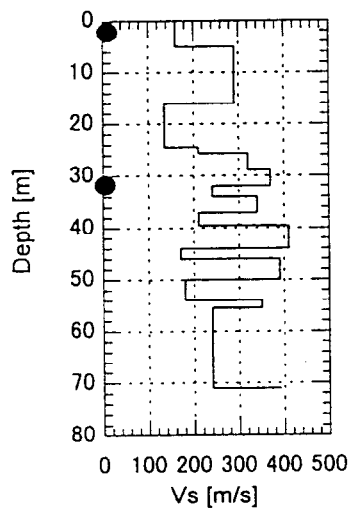


図-2.18 東神戸大橋の表層のS波構造(黒丸は、地震計設置位置)

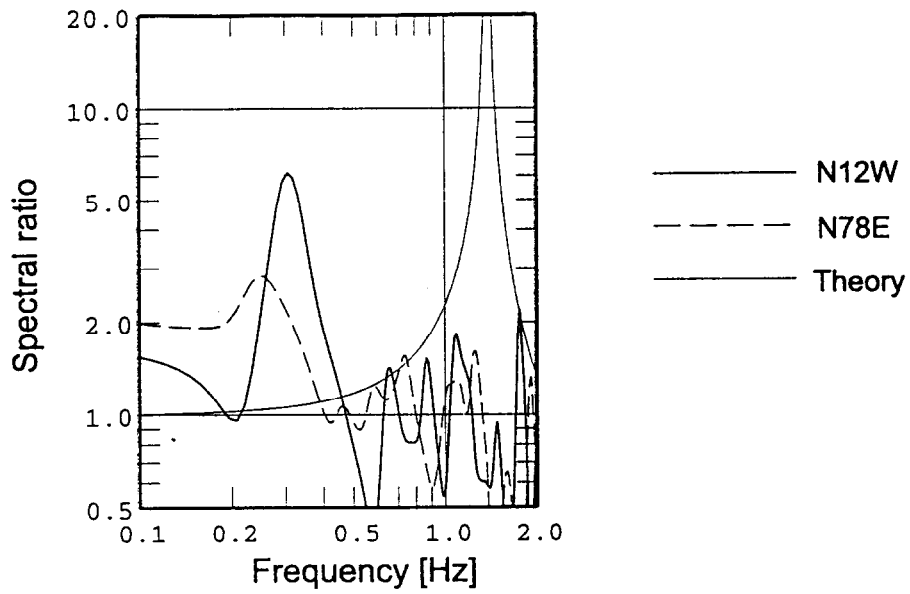


図-2.19 地表記録の地中記録にたいする観測および理論スペクトル比

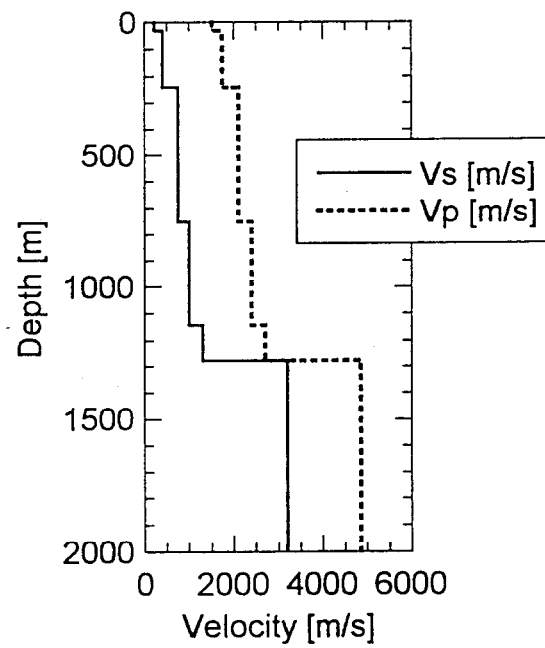


図-2.20 東神戸大橋の周辺の深い地下構造に関する推定モデル

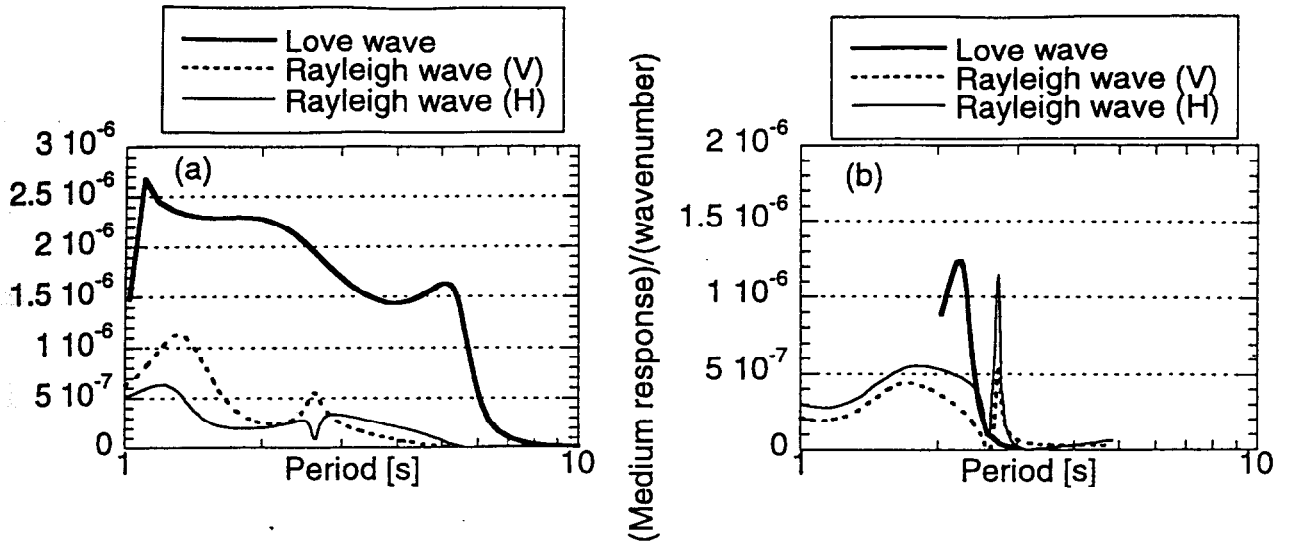


図-2.21 地震基盤までを考慮した地下構造モデルによる表面波の振幅スペクトル. (a)基本モード, (b)一次高調モード.

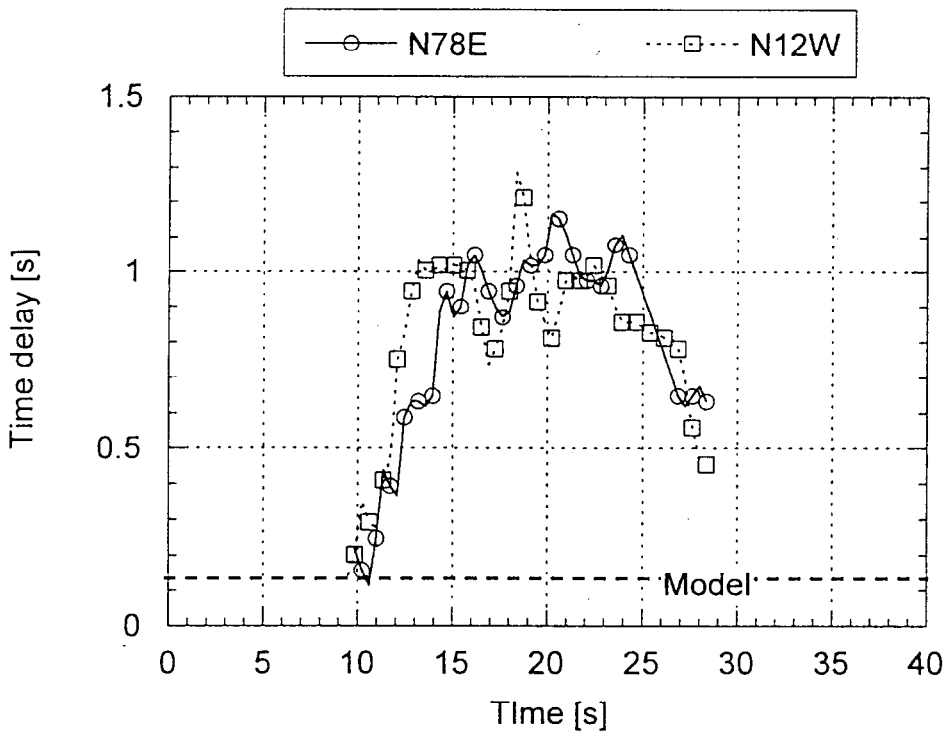


図-2.22 地表地震動の地中地震動に対する遅れ時間. 図中のModelは層厚で重みをつけた平均S波速度による時間遅れ.

2.5 まとめ

本論文では、観測記録を用いて1995年兵庫県南部地震によるやや長周期地震動について検討した。大阪盆地内部の観測点の観測記録とそのスペクトルから次のことが指摘できた。

- 1)震源に近い地点では、大きな振幅の継続時間は短かく、10-20秒であるが、尼崎や福島になると40-50秒になる。
- 2)震源に近い地点では波形はパルス形状をしているが、尼崎や福島の波形は継続時間が長く、複雑である。
- 3)震源に近い地点においても卓越周期は異なっている。つまり、ポートアイランドで2秒弱であるが、東神戸大橋では約3秒である。また、最大応答値も異なっている。
- 4)水平動の応答スペクトルは、震源近傍では周期1~10秒の範囲で100cm/sを超している。一方、福島では周期1~7秒の範囲で60cm/sを超えている。
- 5)尼崎と福島では6秒前後にピークがあるが、ポートアイランドや東神戸大橋の記録には6秒前後のピークは見られない。
- 6)全ての観測点の上下動のスペクトルには1~3秒にピークが見られる。この周期帯域では上下動の応答スペクトルは、水平動の応答スペクトルの大きさに近くなっている。

盆地中央部に位置する大阪市福島区の記録は、提案されている地下構造における表面波としてよく説明された。すなわち、水平動の卓越周期とLove波の振幅スペクトルのピーク周期とは一致していた。次に、福島観測点の周辺の観測記録を集め、伝播方向と速度を推定したところ、ある時間帯における伝播速度は、水平動・上下動ともに福島直下の地下構造から求められるLove波、Rayleigh波の基本モードの理論分散曲線とよく対応することが判明した。また、この波動は観測点から見て北から時計周りに330度乃至340度から到来しており、盆地端部で二次的に生成されたものと考えられる。

観測記録は、最大速度30cm/s程度の地動が約50秒も続いている。この継続時間は、断層長さから想定されるものより長い。このことは、大振幅の盆地生成表面波が主要動に引き続いて到来したことで説明される。S波主要動と盆地生成表面波の到来時間差は対象地点と震源及び二次的震源の位置と各種波動の速度で定まるが、それを示すことは容易でない。場合によっては、両者は全く分離するであろうし、ある場合にはS波主要動と盆地生成表面波が重なることもあるであろう。盆地生成表面波の到来時刻と振幅を簡便に推定する手法の確立が必要である。

また、東神戸大橋の地表記録は、表層が液状化した影響を受けて、GL-34mの地震記録に対して周期3秒においてスペクトル比で最大6倍増幅した。従来、やや長周期帯域では、鉛直方向の振幅分布から、表層の地盤特性の影響は少ないと考えられていたが、液状化のように極度に剛性が低下した地盤ではその影響が大きいことが分かった。設計検討用に既存記録を利用する場合、あるいは地震動予測を行う場合において、局所的にやや長周期帯域の地震動が増幅されることを考慮する必要がある。

第2章の参考文献

- [1]岩田知孝:大阪盆地の地下構造と地震動,第24回地盤震動シンポジウム,日本建築学会,5-20,1996.
- [2]片岡俊一:1995年兵庫県南部地震の際の東神戸大橋における強震記録に関する一考察,日本建築学会学術講演概要集(九州),構造II,127-128,1998.
- [3]Kagawa, T., Kojiro I., and Yokoi I.: Restoring clipped records of near-field strong ground motion during the 1995 Hyogo-ken nanbu (Kobe), Japan earthquake, Journal of natural disaster science, 18, No.1, 43-57, 1996.
- [4]宮腰 研・香川敬生・越後智雄・堀江佳平・澤田純男:大阪堆積盆地における深部地盤構造のモデル化(その2),第24回地震工学研究発表会講演論文集,33-36,1997.
- [5]日本建築学会:1995年兵庫県南部地震強震記録資料集,265p,1996.
- [6]北川源四郎:FORTRAN77時系列解析プログラミング,岩波書店,390p,1993.
- [7]斉藤正徳:漸化式デジタル・フィルターの自動設計,物理探鉱,31, No.4, 112-135, 1978.
- [8]Sekiguchi H., Irikura K., Iwata T., Kakehi Y. and Hoshiya M.: Minute locating of faulting beneath Kobe and the waveform inversion of the source process during the 1995 Hyogo-ken Nanbu, Japan, earthquake using strong ground motion records, J. Phys. Earth, 473-487, 1996.
- [9]Ide, S., M. Takeo and Y. Yoshida : Source process of the 1995 Kobe earthquake: determination of spatial-temporal slip distribution by Bayesian modeling, Bulletin of the Seismological Society of America, 86, 547-566, 1996.
- [10]日本建築学会,1995年兵庫県南部地震強震記録資料集,265p,1995.
- [11]Hamada, M. et al. : The Hyogoken-Nanbu (Kobe) Earthquake, Liquefaction, Ground displacement and soil condition in Hanshin area, ADEP, Waseda univ. and Japan engineering consultants, 1995.
- [12]土木学会:阪神・淡路大震災調査報告土木建造物の被害第1章橋梁,313-324,1996.
- [13]河合章好・他:東神戸水路橋の大型ケーソンの耐震設計(下),橋梁と基礎,85-12,27-33,1985.
- [14]片岡俊一・川瀬博:微動と発破記録の表面波解析から推定される神戸市東灘区における地下構造,地震2,51,99-112.

第3章 盆地内地震動に関する数値的検討

3.1 はじめに

前章では、1995年兵庫県南部地震の際の大阪盆地中央部におけるやや長周期地震動は、震央方向と異なる方向から到来する表面波が卓越しており、その卓越周期はほぼ直下の地下構造で説明されることを示した。このような観測事実は、第1章でも整理したように多くの盆地で指摘されている。しかしながら、その原因についての検討はほとんど行われていない。

震央方向と異なる方向から地震動が到来する理由を解明するためには、理論解析ないし数値解析を利用するのが最適でと考えられる。ただし、そのような地震動を表現するためには、少なくとも震源と観測点の相対関係を三次元的に表す必要がある。実大規模の盆地を対象とした三次元の数値計算は、最近可能になったばかりであり、検討結果の蓄積は少ない。また、検討例の多くは観測記録との比較までを行っているが、その波動がどのような成因によるのか定量的に論じたものは少ない。

本論文の目的は、盆地内の地震動の特性を踏まえた簡便な地震動予測方法を提案することであり、そのためには盆地内波動の分析が必要である。特に、震央方向と異なる方向から到来する表面波の特性を把握する必要がある。地震動の到来方向が震央方向と異なる原因は、震源と観測点及び盆地端部の幾何的条件と盆地内における波線の湾曲の二つが考えられる。実際の盆地では、中心部にいくほど堆積層深さが深くなるなど場所により地下構造が異なる。このことは、表面波の位相速度が場所によって異なることに対応し、その結果波線が曲がることになる。本章の目的は、盆地内地震動の特性把握であるので、上記の原因の一つを除外して検討する。つまり、盆地内の堆積層の深さが一定である単純な盆地モデルを用いて、震源を含んで地震動伝播に関する数値計算を行い、その結果を分析する。さらに、ここで取り扱う盆地モデルは、一方を開放とする。このようにすることにより盆地内を行き来する地震動により、波動場が複雑になることを防ぐ。

震源を含んだ地震動伝播の数値計算には、三次元境界要素法を用いる。三次元境界要素法は、任意形状の境界に対応でき、波動の放射条件を満足させることができるが、用いる基本解や境界条件によっては計算結果が適切でない場合もある。そこで、まず平行成層地盤モデルを用いて、波数積分法の結果と比較することで、計算手法の妥当性を示す。次に、盆地モデルと平行成層モデルを対比させながら、盆地内の計算地動を考察し波動の識別を行う。また、盆地境界で生成される表面波の生成機構とその特徴を論じる。

3.2 計算精度の確認

(1) 概要

地震動伝播の計算には、全無限媒質のグリーン関数を基本解とする振動数領域の三次元境界要素法[1](以下、BEM)を用いた。振動数領域の全無限媒質のグリーン関数の計算は、解析的に行えるので、極めて計算時間が短いといった長所がある。しかしながら、この基本解を用いて地表面(自由表面)を表現するには、地表面に要素を置き、その表面力をゼロと指定することになる。このような取り扱いをする場合には、対象とする波長に対応した適切なモデル化が必要であることが指摘されており[2]、その対処方法も示されている[3]。例えば、空間的に離散化することにより、短波長(短周期)成分の波動を適切に表せない可能性が高い。また、モデル化した領域の端部からRayleigh波が発生する可能性が指摘されている[3]。そこで、後述する盆地計算に用いるモデルと同様な平行成層モデルにより、計算精度と波動場が適切に表現されていることを確認する。

(2) モデル

ここでは表-3.1に示すような基盤と表層の2層構造を考える。計算に当たっては、地盤の減衰は考慮していない。

表-3.1 数値計算モデルの物性値

Vs [km/s]	Vp [km/s]	密度 [t/m ³]	層厚 [km]
1.0	2.5	2.1	1.56
3.2	5.4	2.7	無限大

また、モデル化した領域を図-3.1に示す。計算は、0.01Hz間隔で1.00Hzまで行ったが、0.0-0.25Hz(周期4秒)では、43.2km×32.4kmの領域を対象とし、地表面及び表層と基盤層の境界面の節点間隔を各々1.2km、約2kmとした。0.26Hz-1.00Hzでは、モデル領域を半分とし、節点間隔もそれに伴い半分にしている。長周期成分を大きな領域で計算した理由は、予備解析の結果領域を広げた方が波数積分法との一致度が高かったためである。また、水平方向の節点間隔を単に2倍/半分にしただけなので、モデル作成も容易である。

図には、x軸、y軸が記入してあるが(z軸は上向き正)、波動の伝播などを論じるときは、記述が簡単になるように、y軸の正方向を北、x軸の正方向を東と、地図のように表現する場合もある。

震央の位置は図中に星印で示してある点(座標(4.8, 0.6)[km])であり、震源深さは2kmと10kmの2ケース計算しているが、いずれにしても第2層に位置している。震源は点震源として扱ったが、走向は図中のx軸方向、傾斜角は90度、滑り方向は-165度の右横ずれ、滑り量は1mとした。また、すべり時間関数はライズタイム1秒のramp関数である。

表-3.1の地下構造に関する表面波の理論分散曲線を図-3.2に、振幅スペクトル図-3.3に示す。ここで言う振幅スペクトルとは、メディアムレスポンスを波数で除したものであり、Love波の場合は水平動の励起され易さを、Rayleigh波の場合には上下動の励起され易さを表している。また、本論文では、Rayleigh波の上下成分に対する水平成分の理論振幅比を振幅スペクトルに乗ずることで、Rayleigh波による水平動の励起され易さも表示している。図-3.3(a)Love波の場合は、約6秒で基本モードがピークとなる。これは、4分の1波長則から求められる表層の卓越周期に対応している。図-3.3(b)に示すRayleigh波の上下動の場合には、振幅スペクトルから基本モードは3.7秒で、1次高調モードでは4秒と1.2秒付近が励起されやすいことが分かる。また、Rayleigh波による水平動は、基本モードで3.8秒、1次高調モードでは4秒が励起されやすい。

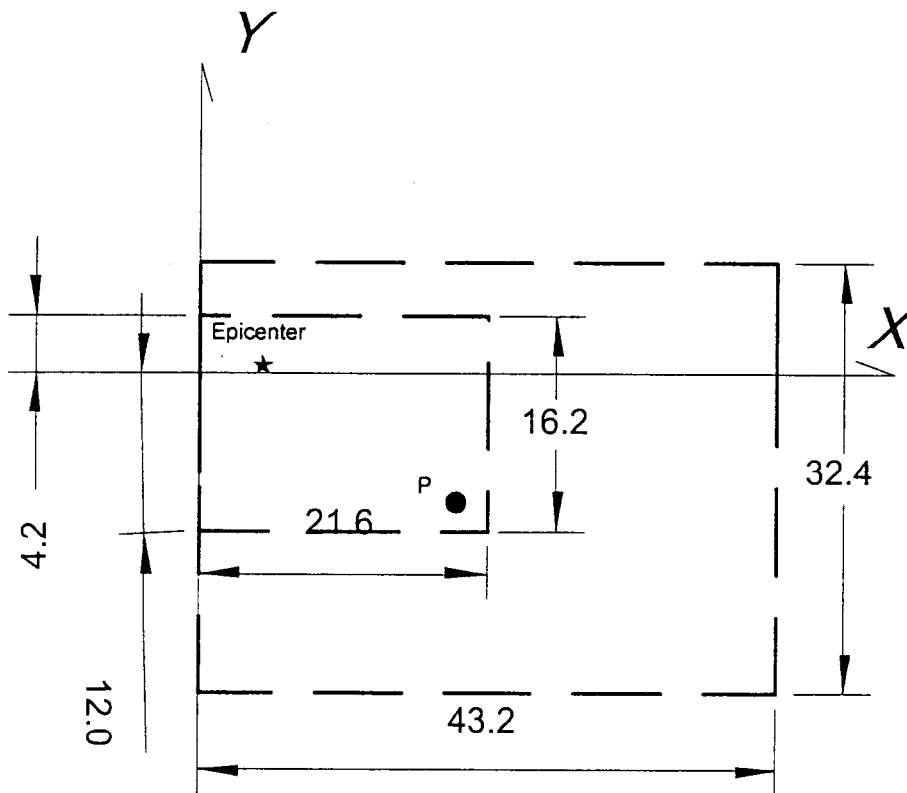


図-3.1 3D-BEMの精度確認のためにモデル化した領域及び震源(星印)と観測点P(丸印)。単位は[km]

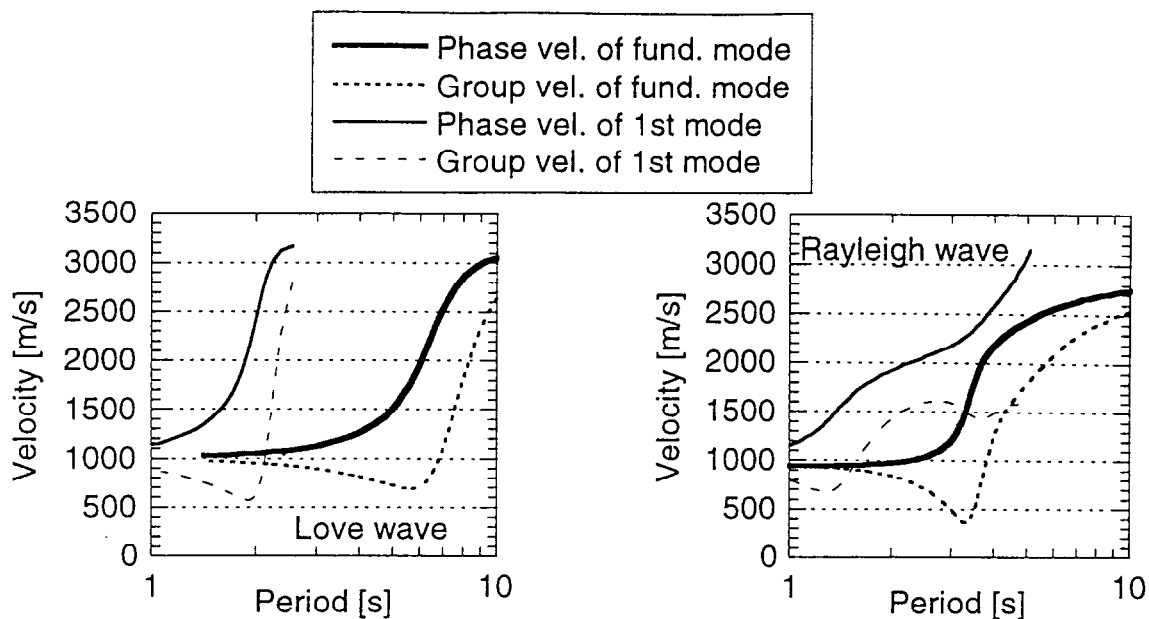


図-3.2 表-3.1の地下構造から求められる表面波の理論分散曲線. (a)Love波, (b)Rayleigh波

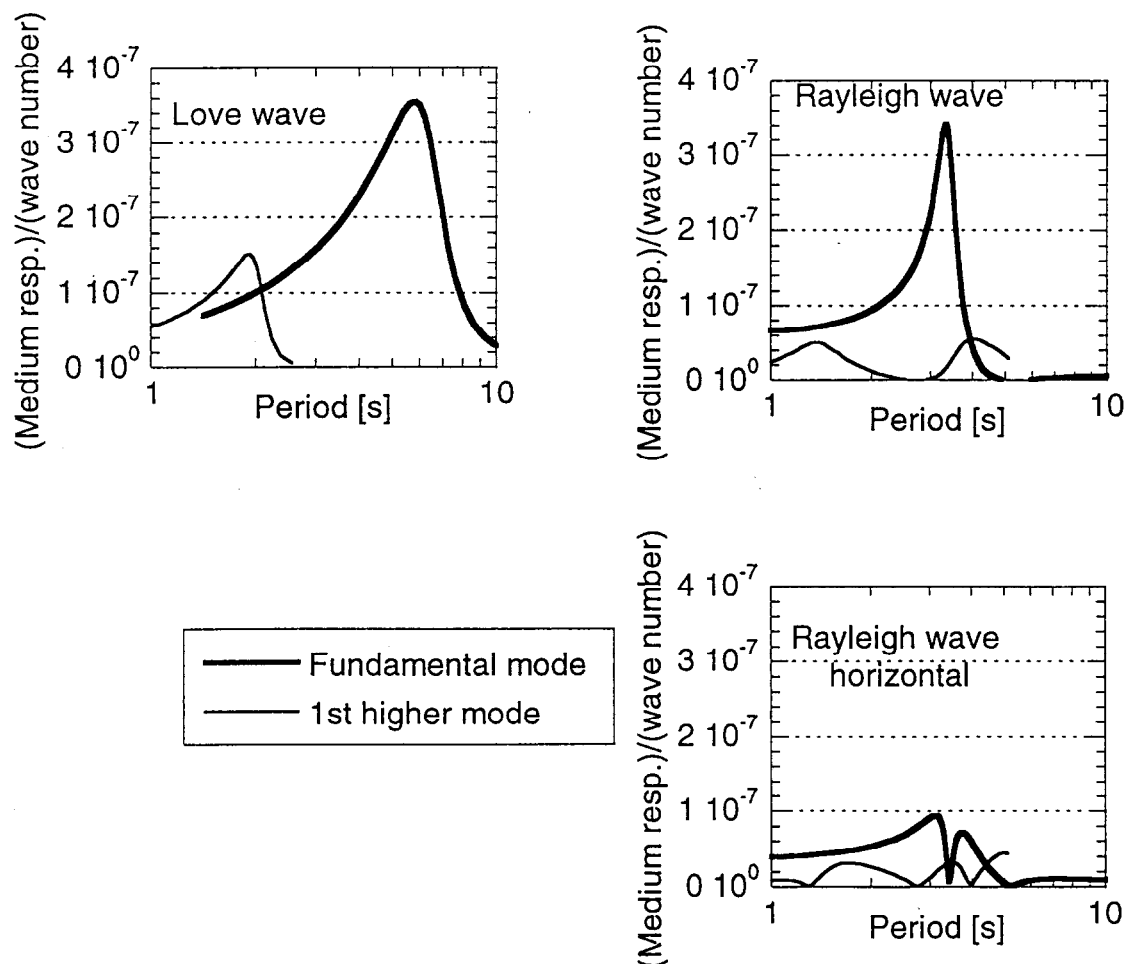


図-3.3 表-3.1の地下構造から求められる表面波の振幅スペクトル. ここで, 振幅スペクトルは, 表面波の Medium responseを波数で除したもの. (a)Love波, (b)Rayleigh波, (c)Rayleigh波による水平動. Rayleigh波による水平動は, Rayleigh波の振幅スペクトルに楕円率を乗じて求めた.

3) 結果と考察

観測点P(座標値(19.2,-9.6,0.0) [km])における地震動を波数積分法[4](以下、f-k法)によっても計算し、BEMとの比較を行った。まず、時刻歴波形とフーリエスペクトルを比較して、図-3.4と-3.5に示す。

まず震源深さが2kmの場合(図-3.4)は、f-k法の方が短周期成分に富んでいるものの、長周期成分の位相はよく対応していることが分かる。特に、初動付近ではよく一致している。また、BEMの結果はP波が到来する前にゆるやかに振動しており、因果性が乱れている。参考のために、節点間隔を変更せずに全ての振動数において同じ大きさのモデルで計算した結果では、波形の因果性が満たされていた。つまり、大きさの異なる2つのモデルを併せて用いていることが、因果性を乱す原因である。よって、ここで行った節点間隔を操作する手段は、広い周期範囲の応答を簡便により精度よく計算できるものであるが、波形の因果性に注意する必要がある。一方上下動では、BEMとf-k法の結果は時刻30秒程度までは短周期成分を除きよく合っているが、それ以降は振幅は合っているものの位相は合っていない。また、フーリエスペクトルでは概ね周期2秒から10秒までは両手法ともほぼ同じ振幅であるが、短周期領域においてBEMはf-k法より振幅がわずかに小さいことが分かる。

震源深さが10kmの場合(図-3.5)の波形は、震源深さ2kmの場合よりも震源距離が長いこと、震源が深いことを反映して、振幅が小さく後続の位相が見られない。二つの手法を比較すると、主要動部分はほぼ一致しているものの、主要動以降においてはかなり異なる。つまり、BEMでは常に振動しているが、f-k法ではほとんど振動していない。フーリエスペクトルを見ると、前に述べた特徴と同じ傾向であり、概ね周期2秒から10秒までは、両手法ともほぼ同じ振幅である。

周期2秒以下ではBEMの結果がf-k法に比べて小さくなった理由として、要素の大きさが波長に対して大きいことが挙げられる。振幅が小さくなる周期2秒では、Rayleigh波、Love波ともに位相速度は約1km/sであることから、波長は2kmとなる。要素の節点間隔が0.6kmであるので、節点間隔の3.5倍の波長まで表現できたことになる。これ以上の細かい離散化は、計算機の容量および処理速度の制約条件から、適切ではないと考えた。よって、本検討における短周期側の限界周期は、2秒弱である。

次に、モデル領域の端部から波動が発生しているかを検討してみる。点Pの記録に加え点Pからx方向、y方向に正負両側に1.2km離れた4点の波形と併せたアレイ解析により波動の到来方向で判断する。本来計算結果の波面は厳密には曲面であり、平面波の伝播を仮定したアレイ解析は適当でない可能性もあるが、ここでの目的は大きな振幅の波動がモデル境界で発生し観測点に向かって到来しているかを確認することなので、適用手法に実用上の問題はないであろう。本来ならば、波動は震源方向から到来するので、到来方向は、

$$360^\circ - \tan^{-1}\left(\frac{19.2-4.8}{9.6+0.6}\right) = 305^\circ$$

と北から時計回りにN305° Eとなるはずである。

モデル境界領域で発生する波動は表面波と想定されるので、表面波の卓越周期を考慮して、Love波の基本モードに対応させてx方向の6秒、Love波の一次高調モードに対応させてx方向の2秒、Rayleigh波の基本周期3秒に対応させて上下動の周期3秒のバンドパスフィルター波を解析した。バンドパスフィル

ターは、カットオフ振動数を中心振動数の1.1倍、1.1分の1とし、ロールオフ振動数を中心振動数の1.5倍として、第2章で用いたフィルターと同じものを用いた。解析対象時間長さを中心周期と同じとし、4分の1周期毎にセンブランス値を求めた。また、到来方向は北から時計回りに0~360度の範囲を120分割し、速度は0.8km/sから3.5km/sの間を逆数にして100等分に分割して求めた。

図-3.6に震源深さ2kmの場合のセンブランス解析結果を、図-3.7に震源深さ10kmの場合のセンブランス解析結果を示す。おのおの、(a)が周期6秒のX方向の波動を対象としたもの、(b)が周期2秒の場合、(c)が周期3秒の上下動の場合を示す。また、図中の到来方向には、震央方向も示してある。

震源深さ2kmの図-3.6では、周期6秒の波動は時刻10秒前後では震央方向から、その後は概ねN315° E方向から到来している。なお、この周期における位相速度は、約2km/sであり、計算結果はほぼその速度で伝播していることが分かる。周期2秒では、時刻5秒から15秒にかけては震央方向である305° であるが、その後到来方向は緩やかに北に回り込んでいる。バンドパスフィルター波の振幅は時間が経つに従って小さくなり、時刻40秒を超えるとほとんど振幅はなくなる。同様に、センブランス値は時刻が経つに従って小さくなっている。時刻40秒における到来方向は、N320° Eであり概ね震央方向から到来していると考えられる。但し、到来角度がN320° Eは、北側のモデル境界で反射したとしても説明は可能である。この周期における位相速度は約2.4km/sであり、震央方向から伝播している波動は理論どりの速度を有している。一方、上下動の到来方向と到来速度の時刻歴の変動は激しい。但し、振幅が大きい時刻35秒から後半では、理論位相速度(約1.5km/s)とほぼ等しい速度で、震央方向から波動が伝播している。この場合、振幅の大きい部分を見ている限りモデル境界で生成されたRayleigh波に惑わされる可能性はない。

震源深さ10kmの場合、波形やスペクトルから表面波の励起は少ないと言える。図3.5(a)にある周期6秒のバンドパスフィルター波を見ても、時刻20秒程度までは振幅は大きいですが、それ以降は小さい。時刻20秒までは、ほぼ基盤のS波速度で震央方向から波動が伝播していることが分かるが、それ以降は、伝播速度あるいは伝播方向の理由付けが困難である。実際、図-3.5に示したf-k法による地震動では時刻20秒以降は振幅がなかったことから、BEMの結果には数値的な誤差が含まれたものと考えられる。周期2秒の成分も同様であり、初動付近は震央から波動が到来しているものの、後半部分の到来方向は震央方向ではない。前述したようにf-k法の地震動には、時刻20秒を超えて有意な振幅は見られないが、BEMの結果では振動が続いており、何らかの数値的誤差が含まれていると考えられる。上下動のバンドパスフィルター波には10~30秒と40~50秒に波群があるが、f-k法の結果と比較すると、両者とも見かけ上の振幅ということになる。時刻20秒を中心とした波群の到来方向はN190Eである。伝播速度は、基本モードのRayleigh波の位相速度に近いので、この波動はモデルの境界から発生した可能性はある。但し、センブランス値は小さい。

以上のことから、大きな振幅を有しセンブランス値が大きい結果を示すものについては、BEMの結果を用いて波動の伝播を議論しても良いと判断される。センブランス値は、その値が1に近いほどデータの相関が高いことを意味している。しかしながら、用いているデータの個数(解析対象時間長さ)によっても、異なった値になる。つまり、同じデータであっても用いるデータ数が少なければ、多いものに比べてセンブランス値は大きくなる傾向が見られた。そこで、ここでは過去の経験からセンブランス値0.9程度を目安

に判断した。実地震の解析例では、波形相互はよく似ているものの、センプランス値が0.9よりも小さいこともあった。センプランス値を用いた伝播解析では、センプランス値だけ判断するのではなく、波形相互の比較も同時に行う必要がある。

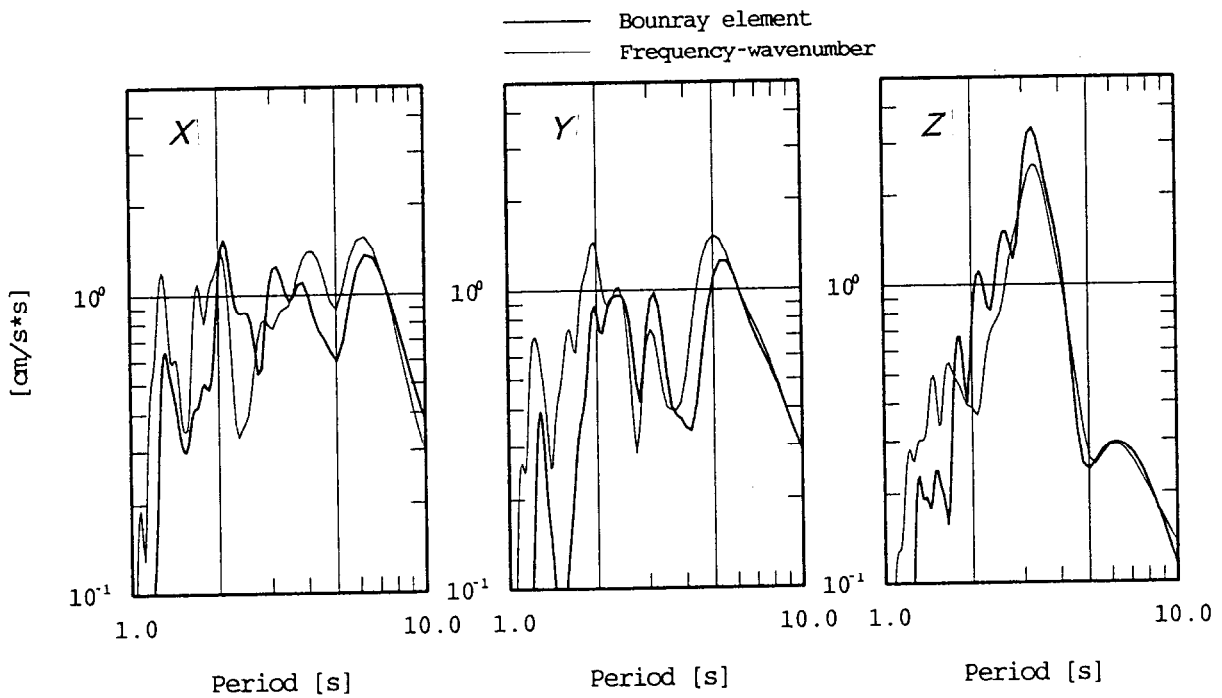
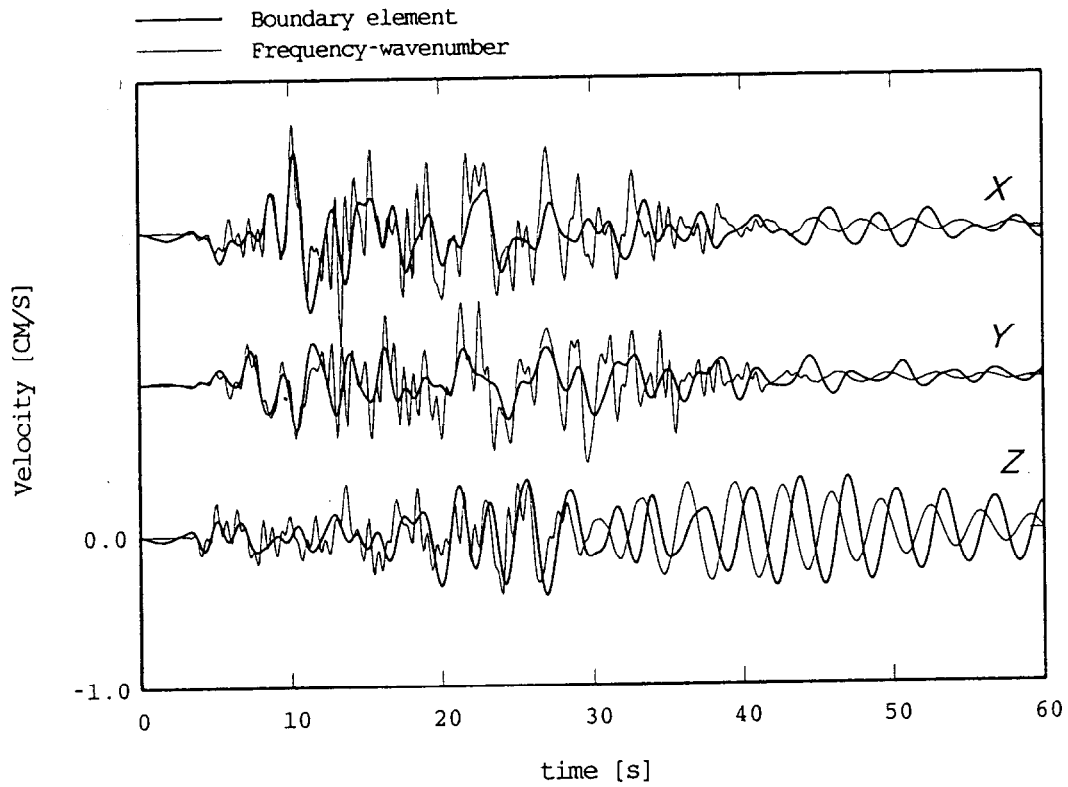


図-3.4 BEM(太線)と波数積分法(細線)による平行成層モデル(表-3.1, 図-3.1)における地震動の比較. 震源深さが2kmの場合.

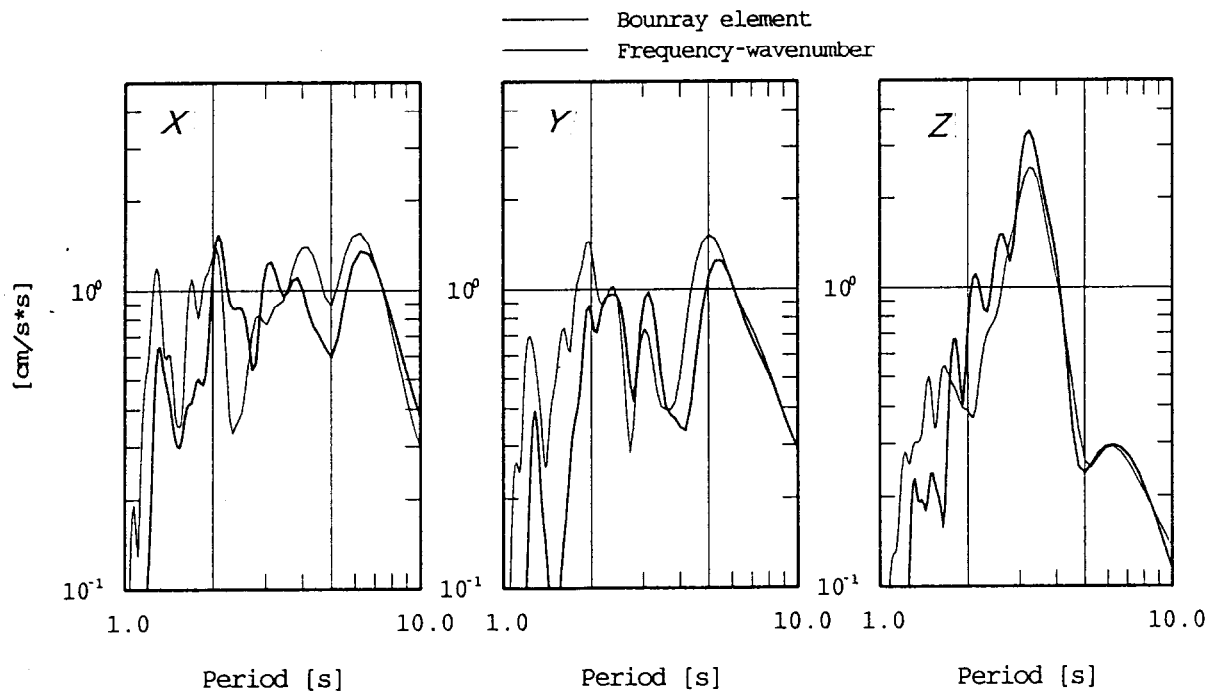
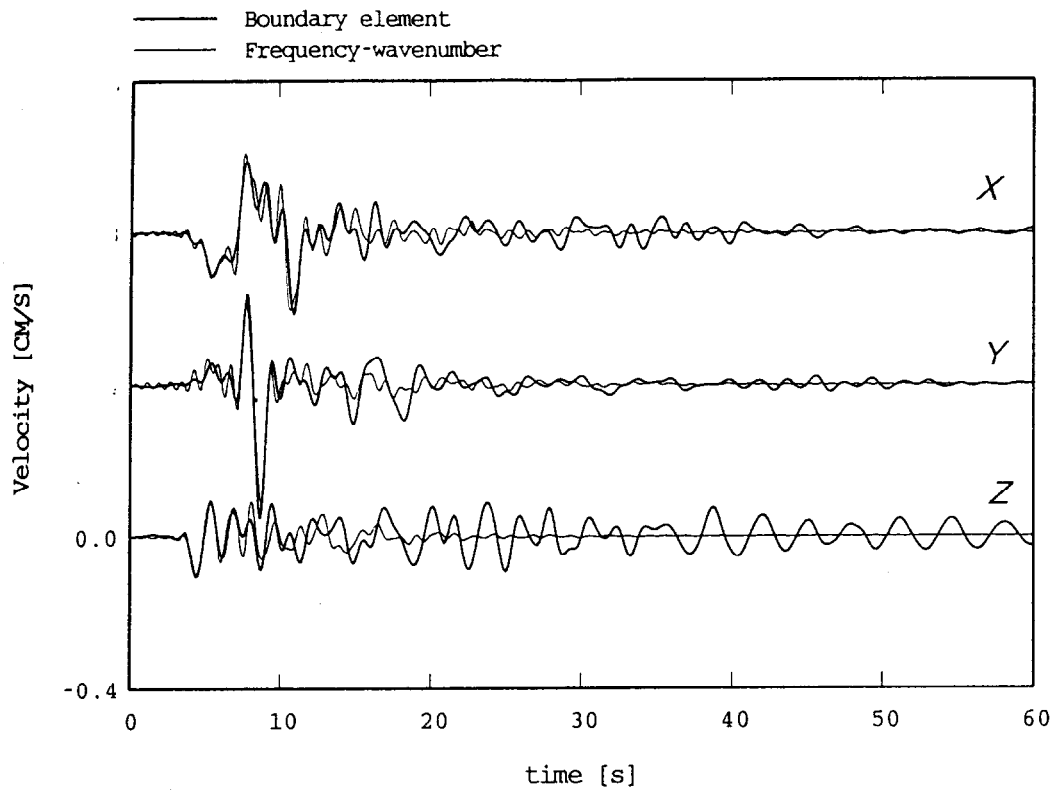


図-3.5 BEM(太線)と波数積分法(細線)による平行成層モデル(表-3.1, 図-3.1)における地震動の比較. 震源深さが10kmの場合.

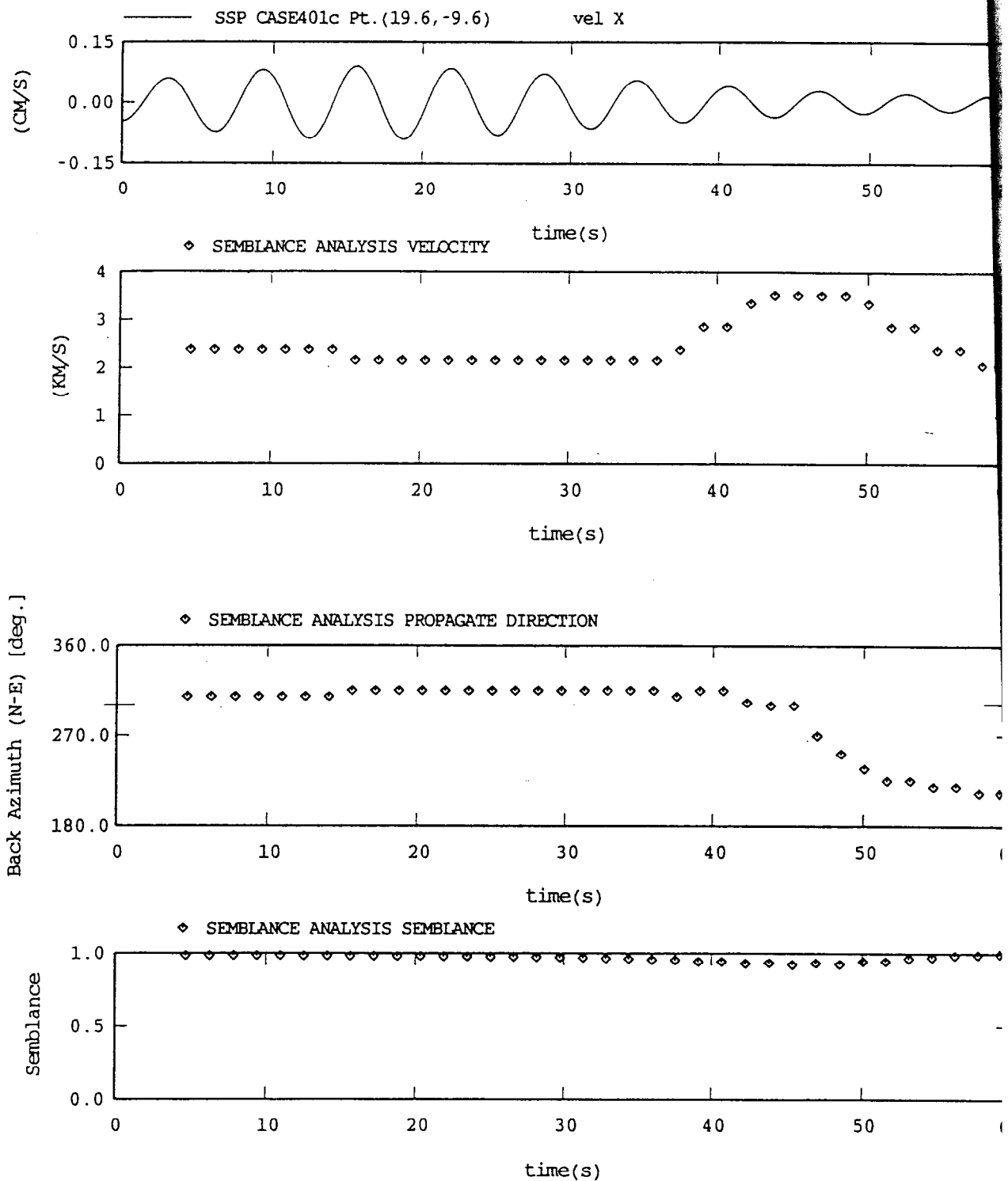


図-3.6(a) BEMによる地震動(x方向)に中心周期6秒のバンドパスフィルターを施した後に行ったセンプランス解析の結果. 上段より, アレイ中心点の波形のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センプランス値. 震源深さ2km

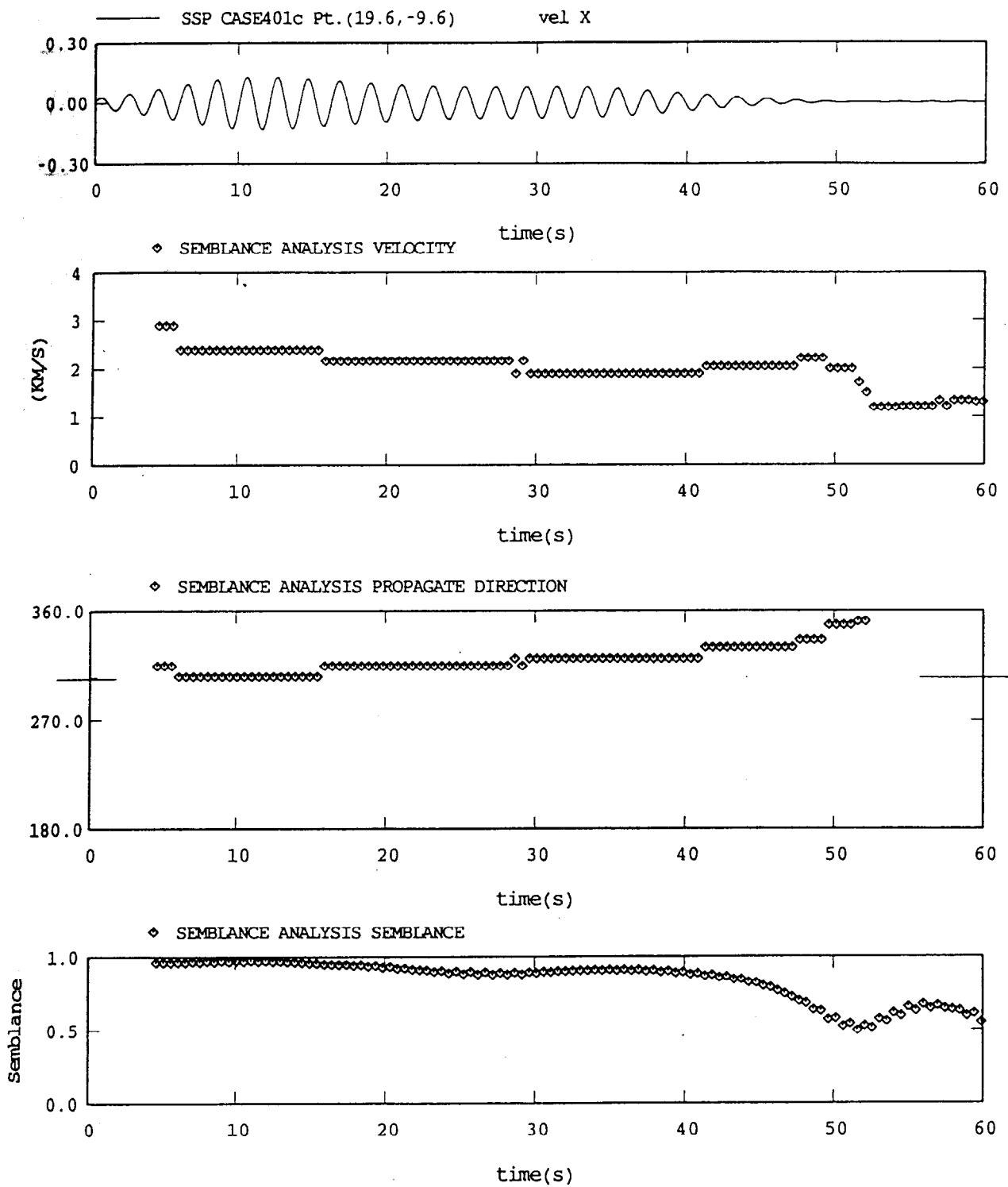


図-3.6(b) BEMによる地震動(x方向)に中心周期2秒のバンドパスフィルターを施した後に行ったセンブランス解析の結果. 上段より, アレイ中心点の波形のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値. 震源深さ2km

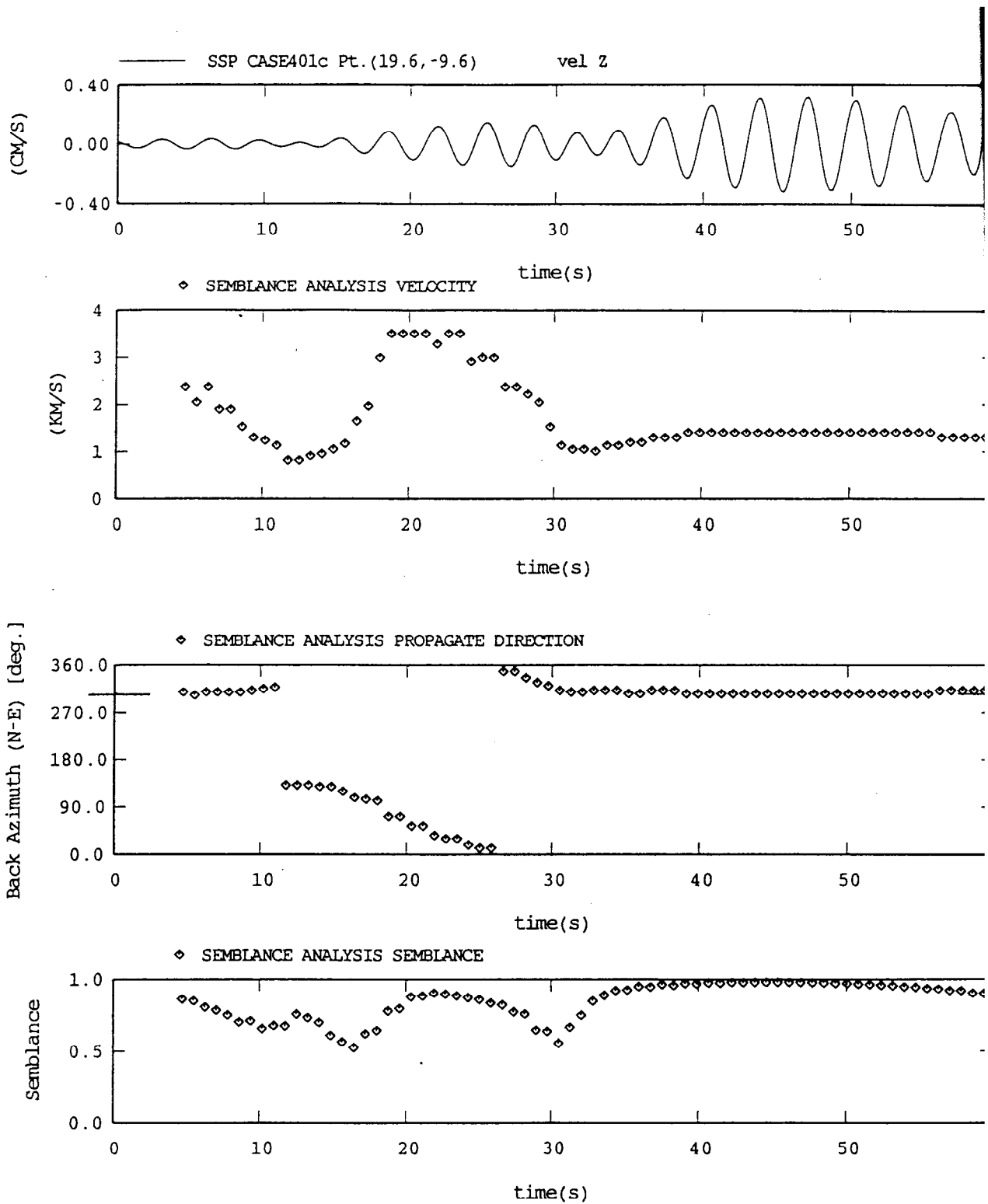


図-3.6(c) BEMによる地震動(z方向)に中心周期3.3秒のバンドパスフィルターを施したのちに行ったセムブランス解析の結果. 上段より, アレイ中心点の波形のフィルター波, 到来速度, 到来方向, セムブランス値. 震源深さ2km

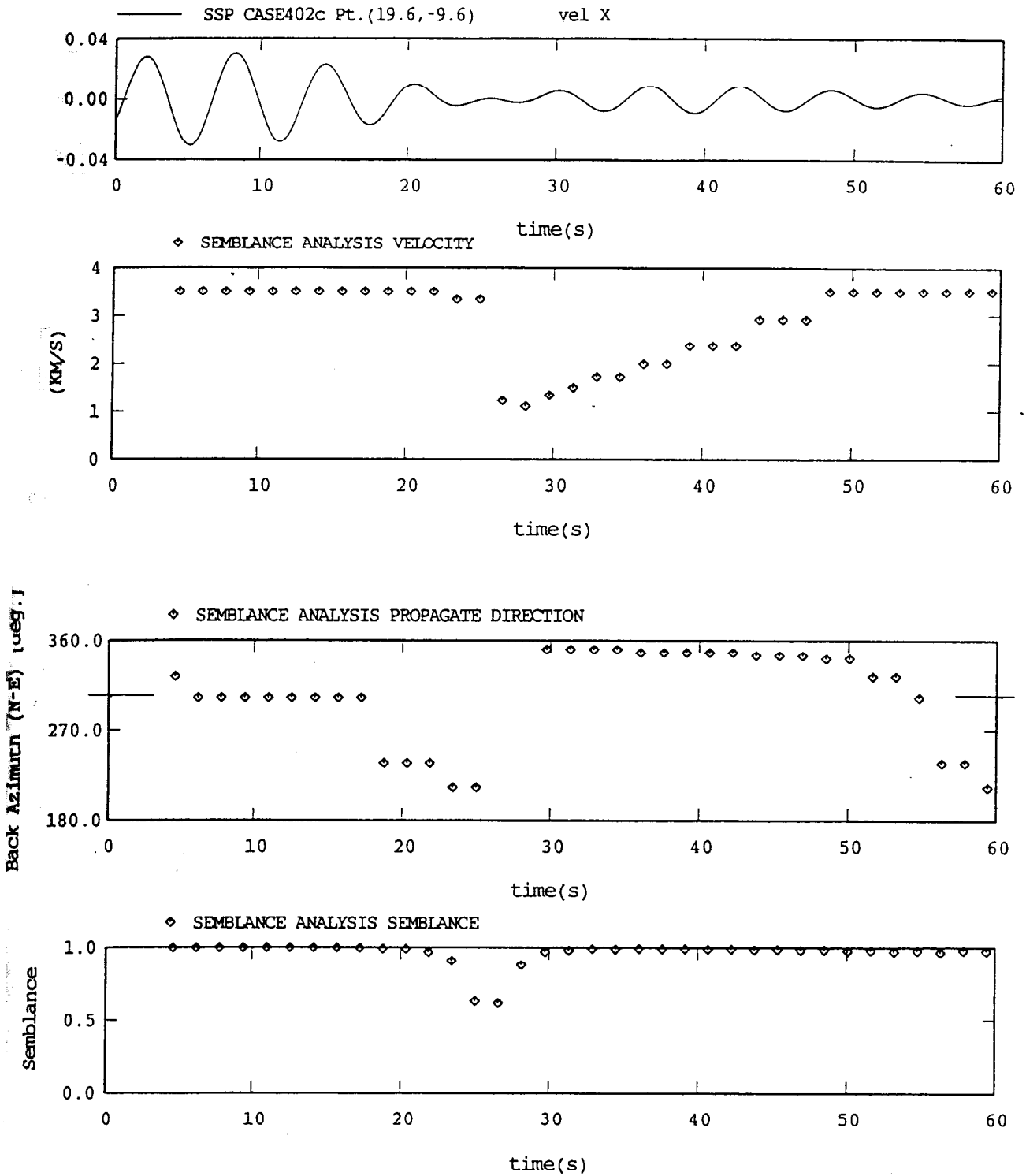


図-3.7(a) BEMによる地震動(x方向)に中心周期6秒のバンドパスフィルターを施した後に行ったセンプランス解析の結果. 上段より, アレイ中心点の波形のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センプランス値. 震源深さ10km

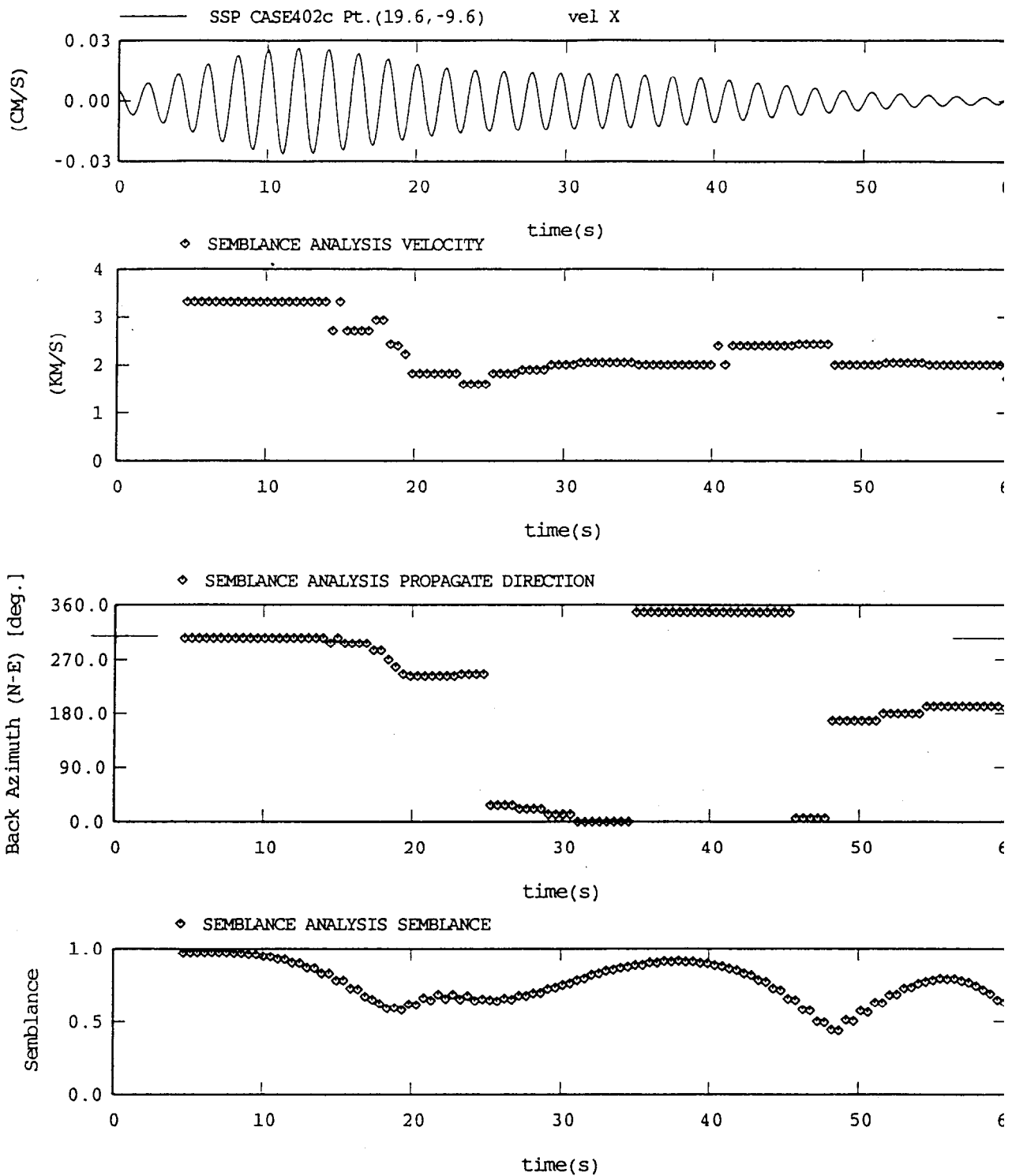


図-3.7(b) BEMによる地震動(x方向)に中心周期2秒のバンドパスフィルターを施した後に行ったセンプランス解析の結果. 上段より, アレイ中心点の波形のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センプランス値. 震源深さ10km

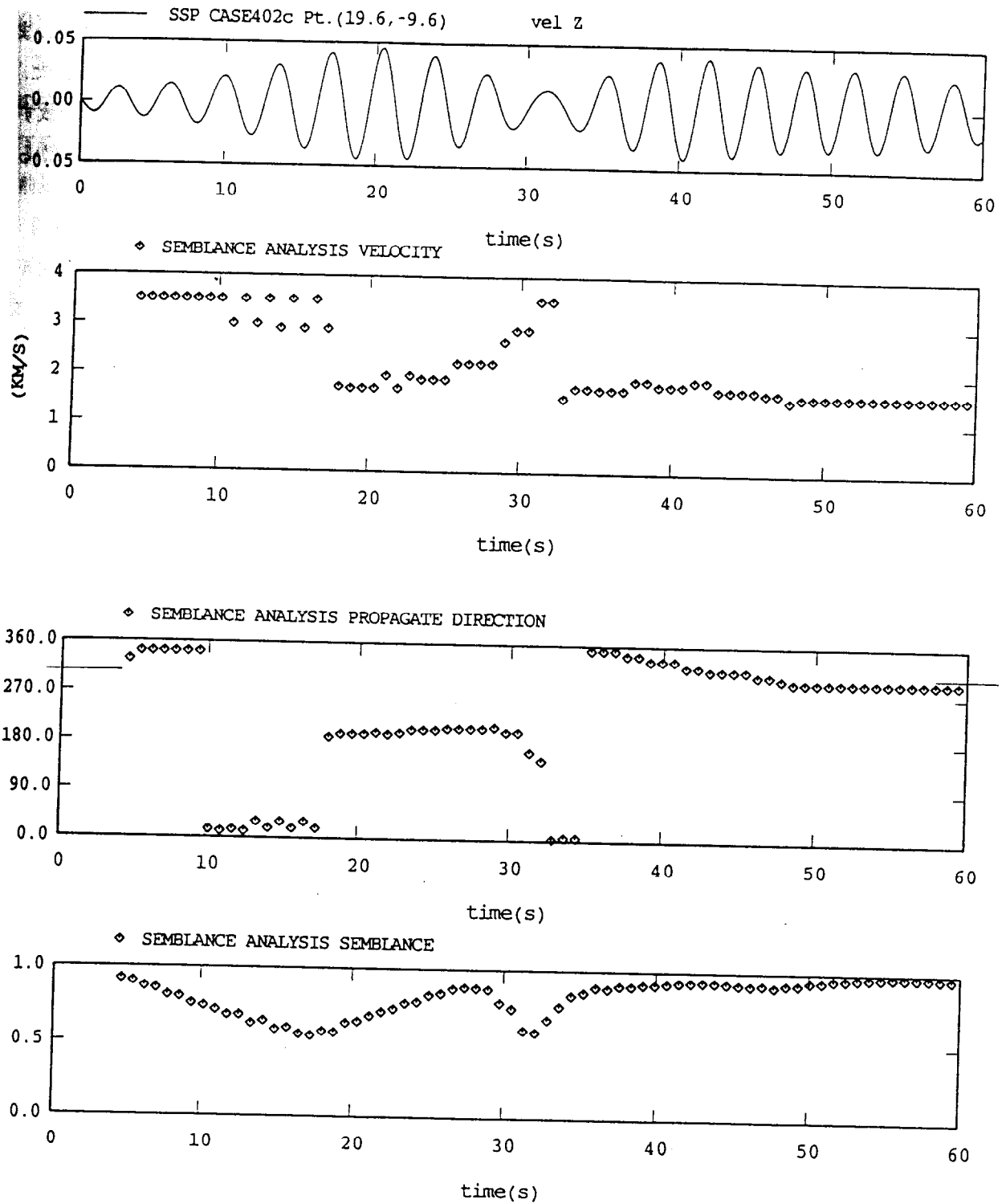


図-3.7(c) BEMによる地震動(z方向)に中心周期3秒のバンドパスフィルターを施した後に行ったセンブランス解析の結果. 上段より, アレイ中心点の波形のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値. 震源深さ10km

(4) まとめ

次節以降で、BEMの解析結果を基に盆地内やや長周期地震動の特性についての議論を進めるために、平行成層モデルを用いてBEMと波数積分法の計算結果を比較し、BEMの計算精度を確認した。また、BEMの計算結果をアレイ解析することで、モデル端部から波動が生成されていないかを確認した。その結果、今回使用したモデルにおいては、周期2秒から長い周期領域ではBEMとf-k法はほぼ一致することがわかった。また、アレイ解析の結果では、振幅が大きくセンプランス値も大きい位相は震源から到来していることが確認された。

3.4 盆地内地震動の分析

(1) モデルの説明

ここでは、図-3.1に示したモデルのx軸上に盆地境界をもつ、図-3.9に示す盆地モデルを考える。震源の位置は、前節で用いた2カ所に加えて、盆地境界の下深さ2kmとしたケースを考える。つまり、同じ地下構造モデルを用いて、表-3.2のような震源の位置を変えた3ケースを考える。なお、震源メカニズムは、前節と同じである。

計算に関しても、前節と全く同じであり、全無限媒質のグリーン関数を基本解とする振動数領域の三次元境界要素法である。節点間隔も全く同じであるが、鉛直境界では深さ方向に0.39km毎に節点を置いた。

表-3.2 検討ケースにおける震源位置

呼称	震源位置 [km]
ケース1	(4.8, 0.6, -2.0)
ケース2	(4.8, 0.6, -10.0)
ケース3	(4.8, 0.0, -2.0)



図-3.8 地震動分析用の盆地モデル. 図中の数字の単位は[km]

(2) 平行成層モデルとの比較

各ケースの点Pにおける速度波形と、前節で計算した平行成層モデルの対応する点における速度波形を比較して図-3.10, 11, 12に示す。波形の観察より、震源位置によらず盆地モデルと平行成層モデルの初動はほぼ一致しており、本例では鉛直境界は実体波初動部分の伝播には影響を与えないことが分かる。また、震源が浅いケース1と3の水平動は時刻20秒以降ではやや発生時刻が異なるものの、よく似た波形が現れている。

次に、フーリエスペクトルを考察する。水平動ではLove波の卓越周期である2秒と6秒に卓越が見られる。但し、6秒に関してはケースによって、やや短めに現れている。また、周期3秒が卓越している場合もあるが、これは、Rayleigh波の卓越周期に対応している。このように卓越周期は表面波の卓越周期で説明が可能である。また、振幅は一般的に盆地モデルの方が平行成層モデルよりも大きい。

鉛直動では、両モデルとも周期約3秒に卓越が見られ、振幅の差は小さい。本地盤モデルでは、周期約3秒においてRayleigh波の基本モード、一次高調モードがともに卓越するので、モードの同定にはより詳細な検討が必要であるが、いずれにしてもRayleigh波による卓越であると推定される。

スペクトル振幅の違いを見るために、平行成層モデルを基準としたスペクトル比を計算し図-3.13に示す。基になるスペクトルのピーク周期が微妙に違うために、必ずしも表面波の卓越周期でスペクトル比はピークにならないが、比の大きさとしては概ね2倍程度である。

卓越周期に対応する波動が時刻歴でどのように現れるかを見たのが、図-3.14, 15, 16である。これらの図は、各ケースの計算波形にバンドパスフィルターを施し、水平動であれば水平2成分の2乗和平均(R.M.S.)振幅、上下動であればそのもののR.M.S.波形をフィルター波の包絡形として示したものである。各図ともに上から、中心周期6秒の水平動、中心周期2秒の水平動、中心周期3.3秒の上下動である。また平行成層モデルの計算結果に関しては、表面波の群速度から求めた群遅延時間もマークしてある。群遅延時間は、表面波の波群の重心が到来する時刻であり、表面波の振幅が最大になる時刻である。水平動の場合、周期2秒、6秒はS波でも卓越するので、包絡形から実体波と表面波を区分するために記入した。

水平動を対象とした周期2秒、6秒の場合、時刻10秒付近がS波の到来時刻なので、盆地モデルではS波到来直後に振幅が大きくなっていると言えよう。周期6秒の場合は、震源から到来する表面波と干渉し、最大値の生起時刻は見極め難いが、周期2秒の場合はこのことがはっきり分かる。S波到来直後の波動は、盆地境界に実体波が入射することで励起された二次的な波動と言えよう。

上下動では、盆地モデルの包絡形の方が平行成層モデルよりも早い時刻に最大値を示す。これは、Rayleigh波が盆地境界で生成された可能性を示唆している。

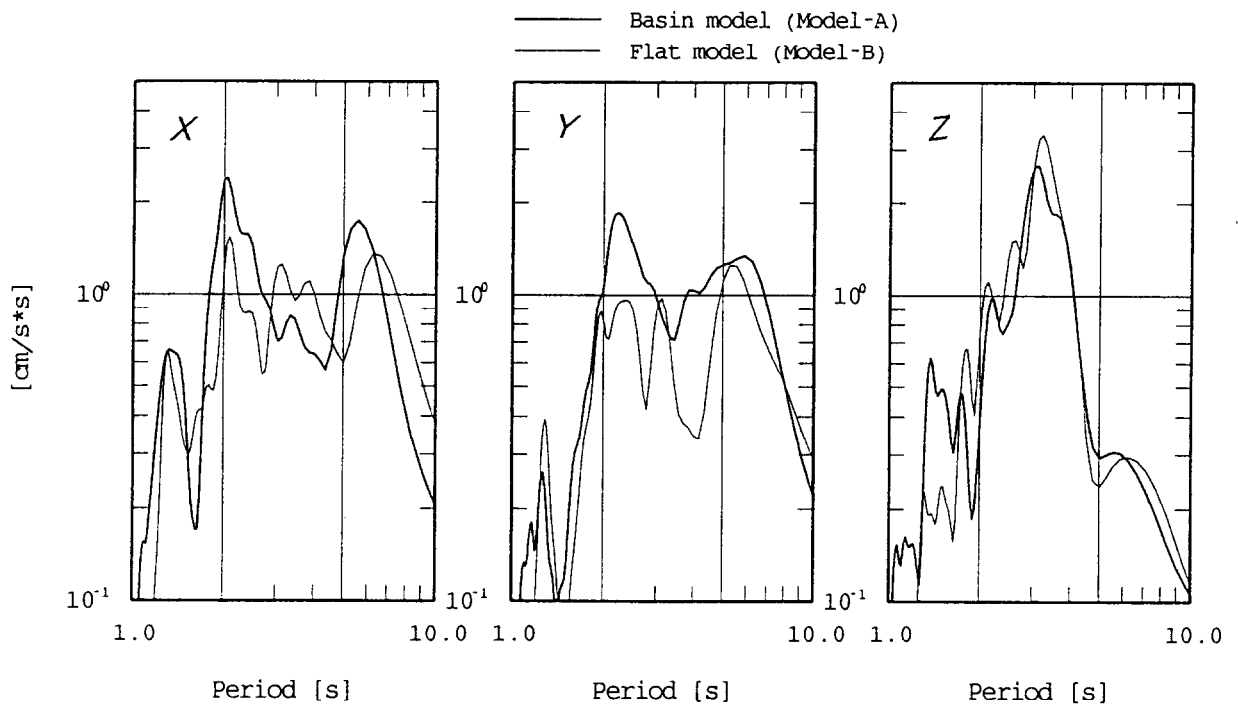
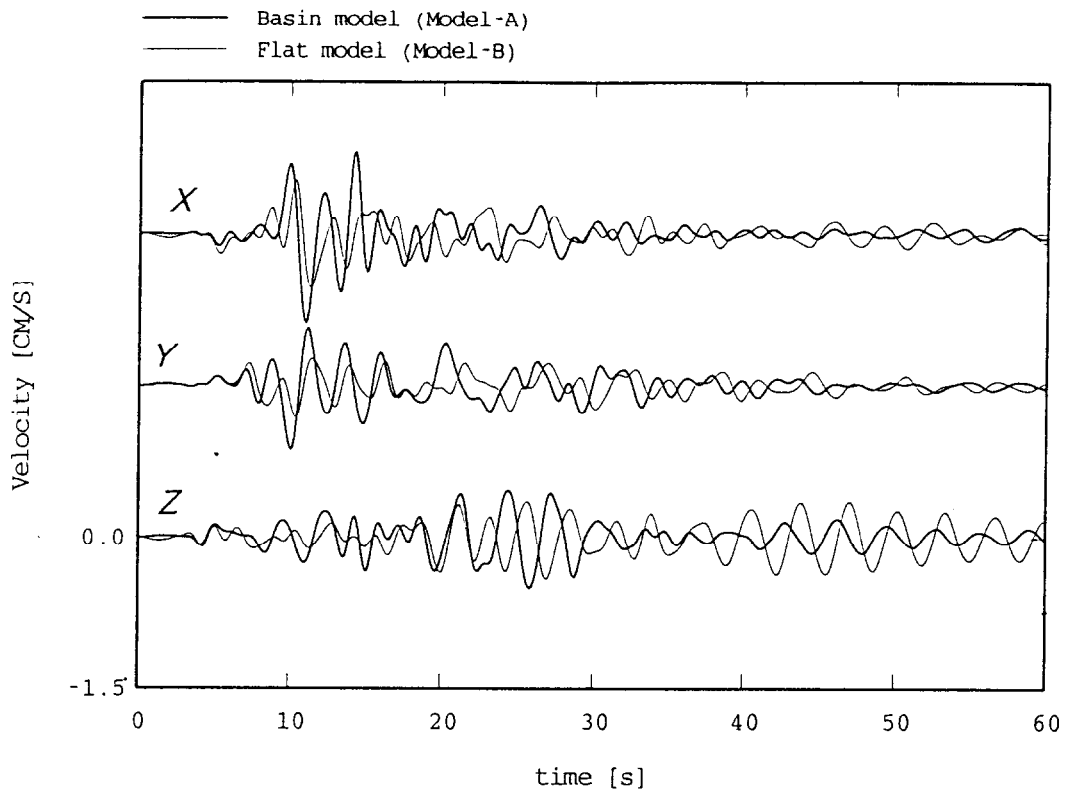


図-3.10 ケース1の場合の盆地モデル(太線)の地震動と対応する平行成層モデル(細線)の地震動の比較. 計算は両モデルとも境界要素法によっている.

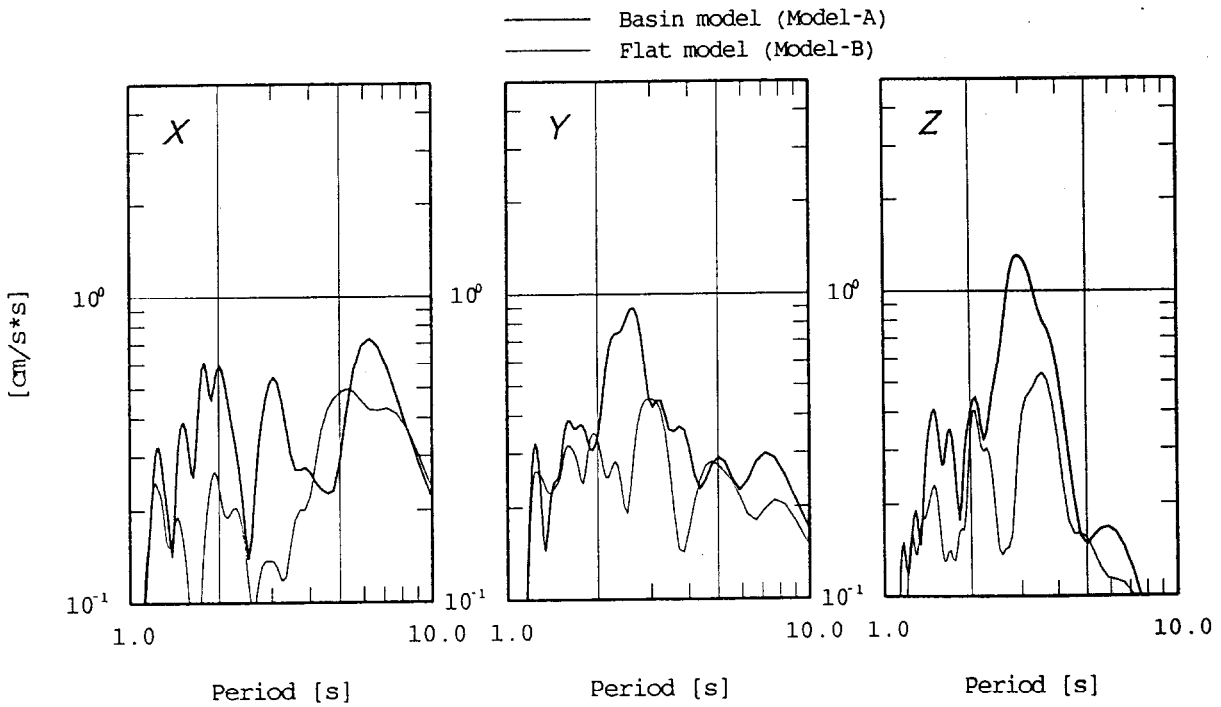
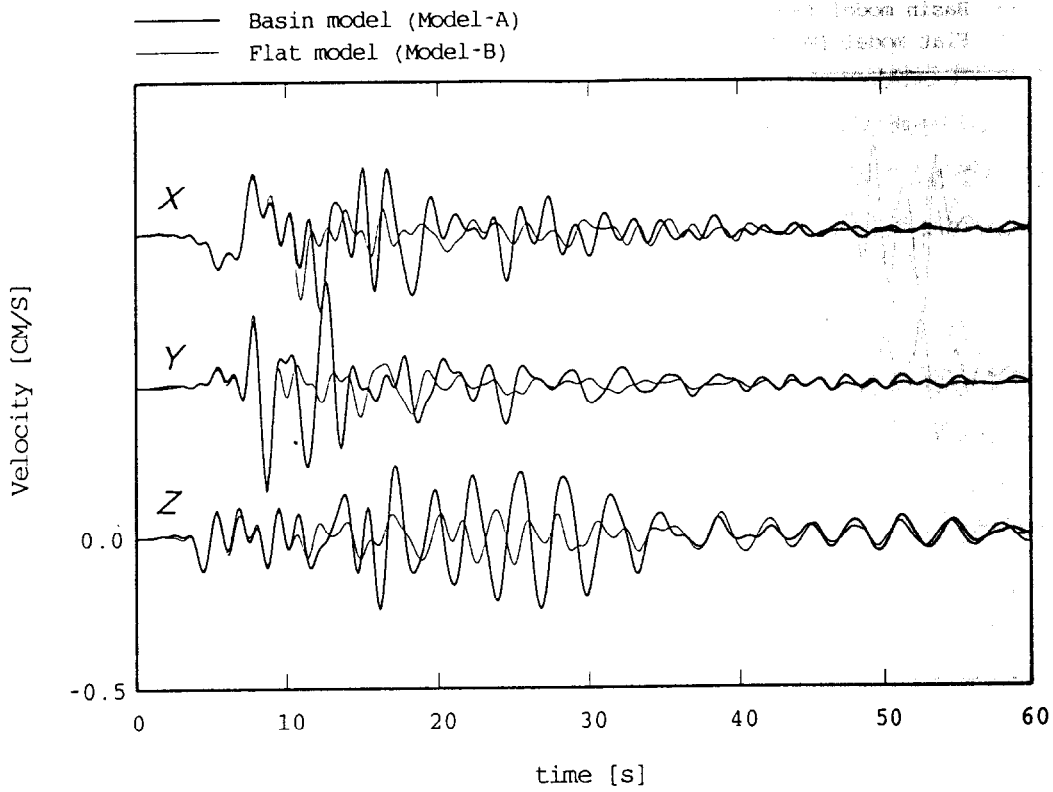


図-3.11 ケース2の場合の盆地モデル(太線)の地震動と対応する平行成層モデル(細線)の地震動の比較. 計算は両モデルとも境界要素法によっている.

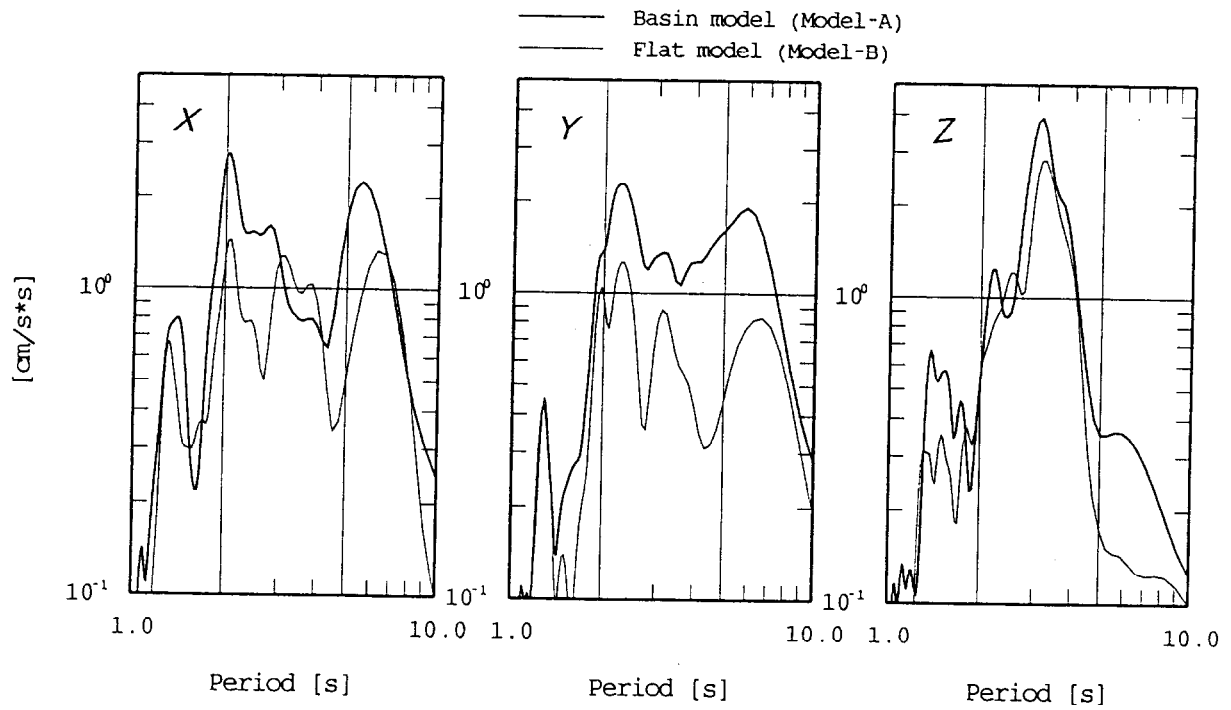
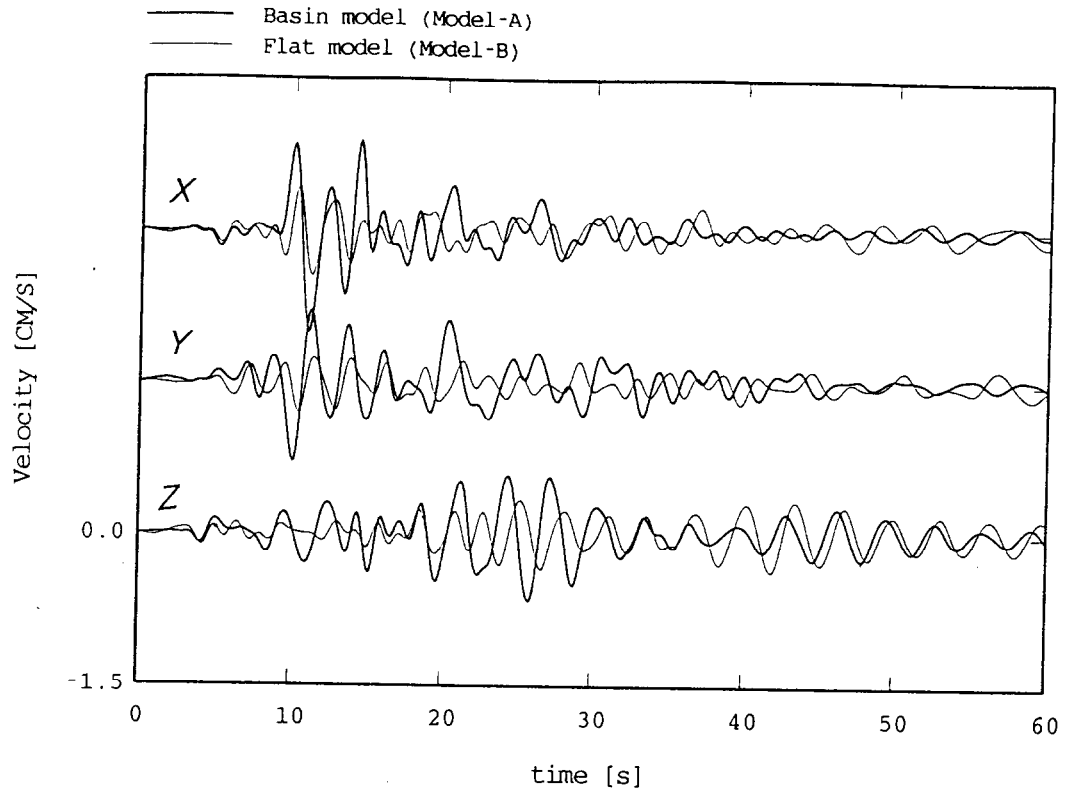


図-3.12 ケース3の場合の盆地モデル(太線)の地震動と対応する平行成層モデル(細線)の地震動の比較. 計算は両モデルとも境界要素法によっている.

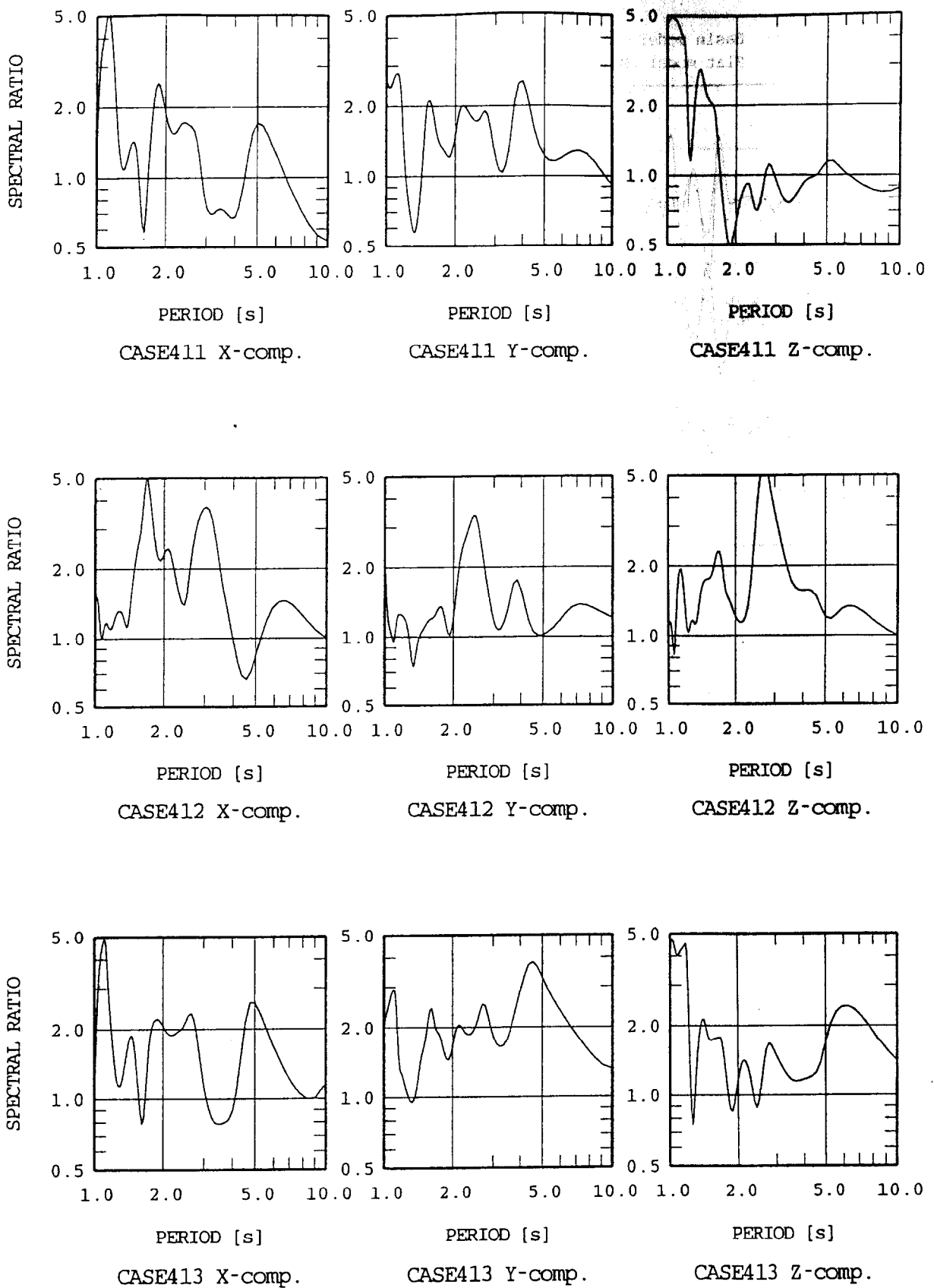


図-3.13 盆地モデルの平行成層モデルに対するスペクトル比. 上段:ケース1, 中段:ケース2, 下段:ケース3. 各段とも, 左からx方向, y方向, z方向.

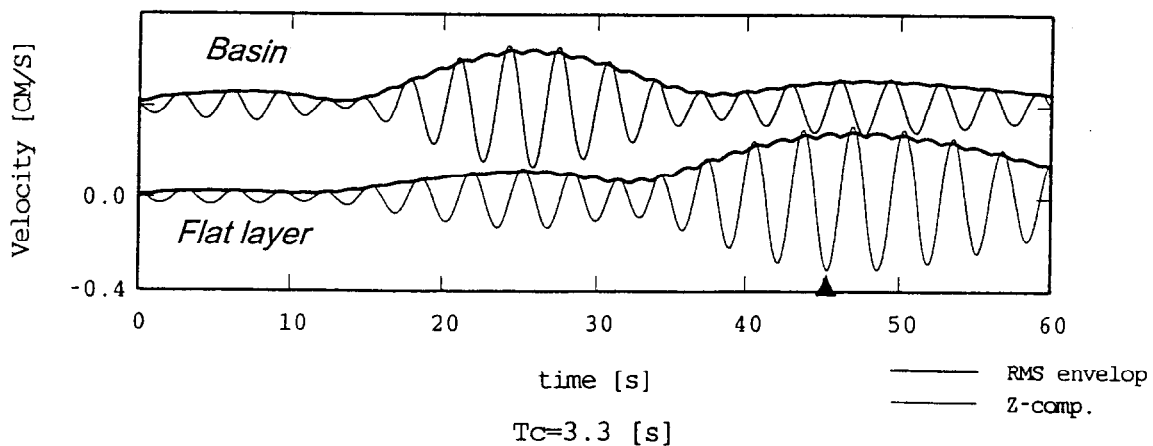
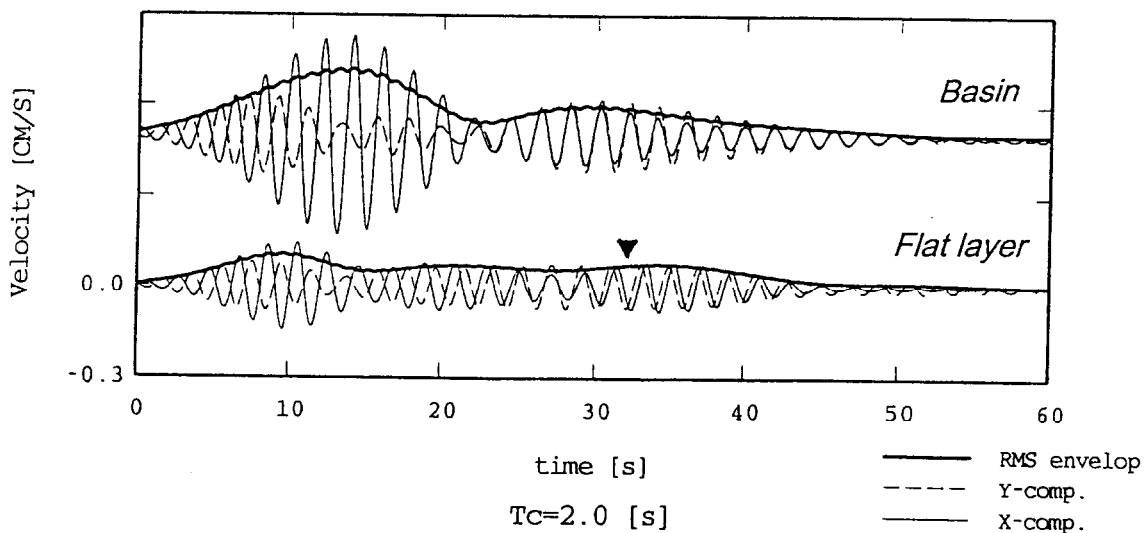
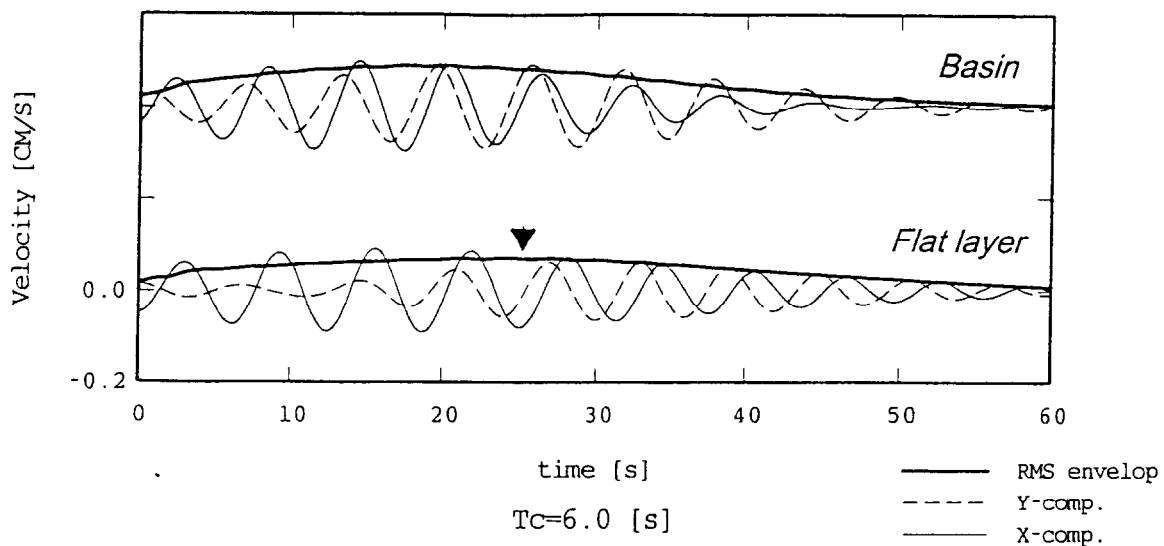


図-3.14 ケース1におけるバンドパスフィルター波形とその包絡形. 包絡形は, R.M.S.振幅で示した. 上段は中心周期6秒の水平動, 中段は中心周期2秒の水平動, 下段は中心周期3秒の上下動. 各図とも上にあるのが盆地モデル, 下が平行成層モデル(群遅延時間を黒三角で示す)の場合.

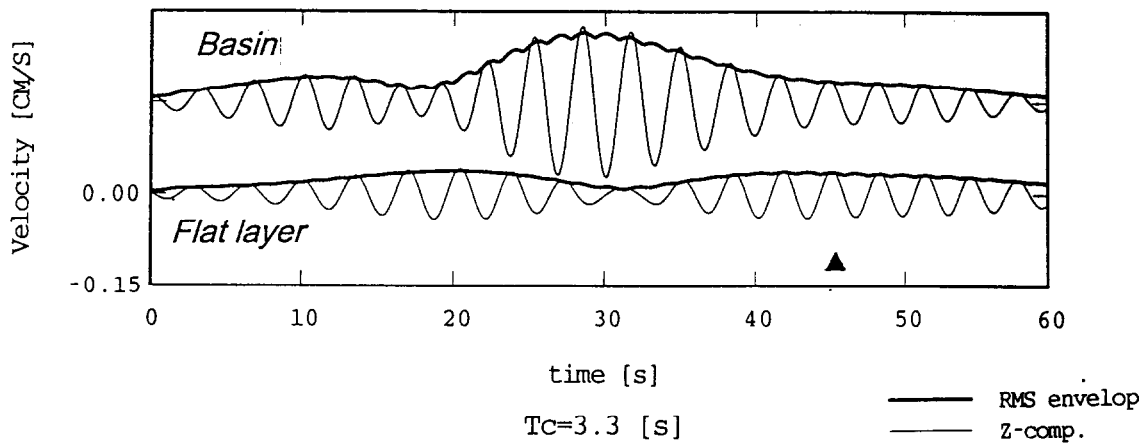
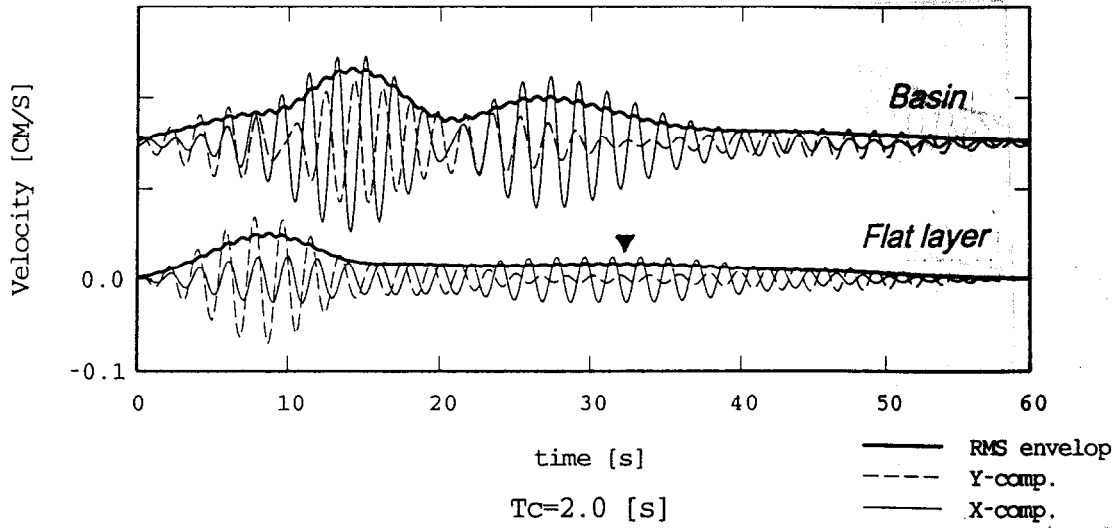
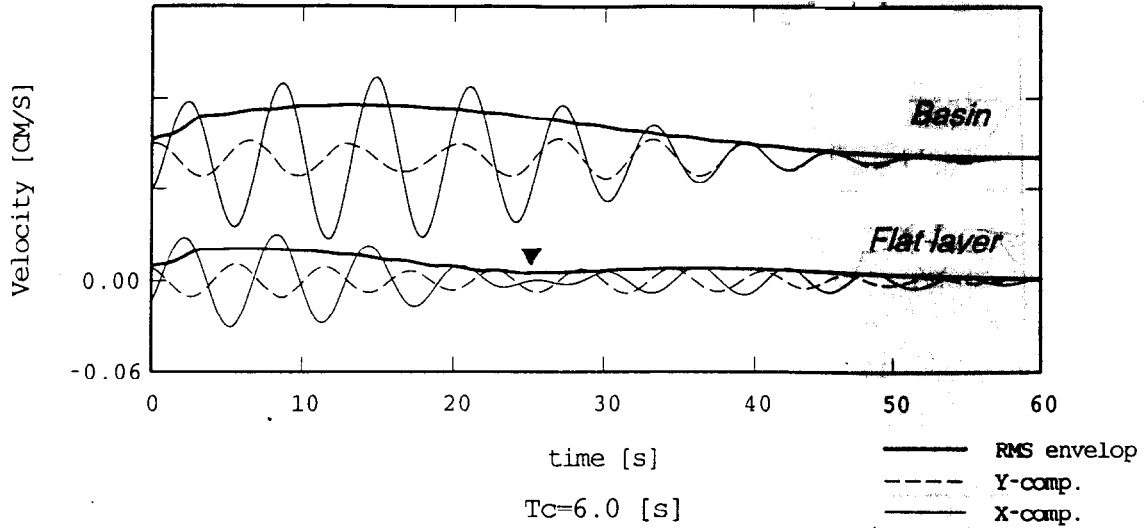


図-3.15 ケース2におけるバンドパスフィルター波形とその包絡形. 包絡形は, R.M.S.振幅で示した. 上段は中心周期6秒の水平動, 中段は中心周期2秒の水平動, 下段は中心周期3秒の上下動. 各図とも上にあるのが盆地モデル, 下が平行成層モデル(群遅延時間を黒三角で示す)の場合.

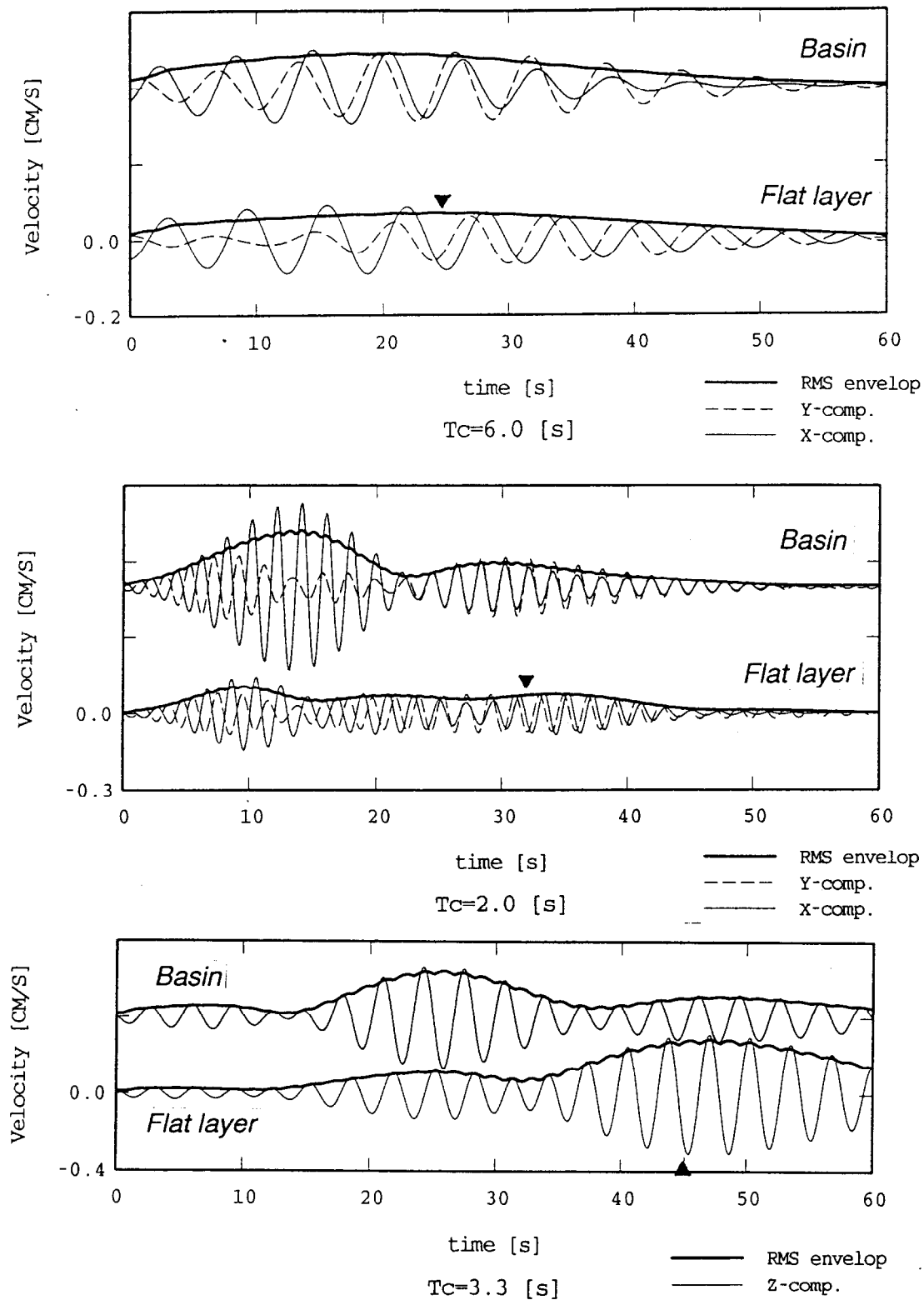


図-3.16 ケース3におけるバンドパスフィルター波形とその包絡形. 包絡形は, R.M.S.振幅で示した. 上段は中心周期6秒の水平動, 中段は中心周期2秒の水平動, 下段は中心周期3秒の上下動. 各図とも上にあるのが盆地モデル, 下が平行成層モデル(群遅延時間を黒三角で示す)の場合.

(3) 波動の到来方向

卓越している波動の到来方向を求めるために、観測点P点を中心にx, y方向に±1.2km離れた4点の地震動と併せて、アレイ解析を行った。その際、速度は1km/sから3.5km/sの間を逆数にして100等分し、角度は3度毎にセンブランス値を計算した。結果を図-3.17, 18, 19に示す。

振幅が大きく、センブランス値が大きな位相の伝播速度は徐々に減少し、到来方向は徐々に北に回り込むことが分かる。伝播速度が波群内で次第に遅くなるのは、正分散であり、表面波の特徴に対応している。また、到来方向は震央方向に比べて北側(盆地境界側)になっている。

フィルター波における振幅の大きな位相の到来速度と到来方向を整理すると、表-3.3のようになる。表は、各ケース毎、各フィルター毎に、到来速度(Va)と到来方向(Da)を記してある。また、図-3.20にあるように、アレイ解析の結果求めた波動の到来方向を逆に延長し、鉛直境界で屈折して震源に向かう波線を考えたとき(図では震源から射出された波線として描かれている)の基盤側の速度Vbも計算して、表に示してある。この際には、境界での屈折はスネルの法則を満たすものとしている。更に、到来速度に対応する位相速度の理論値および、S波が入射し表面波が透過するとして、スネルの法則が成立するとした場合の到来方向をDaの欄の理論値に記した。

表-3.3 波動の到来速度と到来方向

	x方向:周期6秒の場合			x方向:周期2秒の場合			z方向:周期3.3秒の場合		
	Va	Da	Vb	Va	Da	Vb	Va	Da	Vb
ケース1	2.4	324	4	1.4	339	3.9	1.8	333	4
ケース2	2.2	324	4	1.3	345	4.6	1.5	351	9.6
ケース3	2.1	315	3	1.6	336	3.9	1.7	327	3.1
理論値	2.1	316		2.1 (1.7)	316 (327)		1.5	332	

注: Va: 到来速度[km/s], Da: 到来方向(北から時計回り)[deg.]

理論値は、Vaの欄は位相速度、Daの欄はVaを理論値、Vbを3.2とした時の到来方向

表を見ると、各バンドパス波形に関しては、各ケースとも同様の到来速度と到来方向になっていることが分かる。また、x方向の周期6秒の波動と上下動の周期3.3秒の波動の伝播速度は、理論位相速度に近く、伝播している波動が表面波であることが分かる。一方、x方向の周期2秒の伝播速度は、一次高調モードのLove波の位相速度に比べるとかなり遅い。但しこのモードでは理論位相速度は、バンドパスフィルターの周期幅(2.07~1.71秒)であっても2.7km/sから1.7km/sに急激に変化している。理論値の欄には、バンドパスフィルターの短周期側カットオフ周期に対応する位相速度も括弧書きで示してある。表に示された結果は、フィルターの短周期側における位相速度とは対応している。アレイ解析の結果でも、到来速度が急激に減少してから安定する様子が得られていることから、アレイ解析で抽出された波動は

次に V_b を見てみると、ケース3では基盤のS波速度(3.2km/s)に近い値になっており、ケース1でもそれほどの違いはない。ケース2の V_b は他のケースに比べて最も大きい。その理由として、現実の波線を考えると水平方向の見かけ速度が鉛直下方から入射するために、基盤のS波速度よりもかなり大きいことが挙げられる。さらに、基盤をS波速度、盆地内を表面波の位相速度で伝播し、境界ではSnellの法則が成り立つとして、波動の到来方向を求めたのが、理論値の Da の欄である。観測値と比較すると、x方向6秒とz方向3秒の波とはほぼ対応がつく。観測値と理論値が異なるのは、ここで仮定した波動の伝播のモデルは、パラメータの感度が高く、かつアレイ解析の分解能がそれほど高くないために生じている。

この基盤側の伝播速度の推定法には、鉛直境界で分けられた2つの媒質および境界が紙面直交方向に無限に続くという仮定と、震源から射出される波動を円筒波(あるいは平面波)とする仮定が含まれている。また、基盤は、一層構造なので実体波以外はRayleigh波しか存在しないので、基盤側の速度が実体波の速度に近い値になるのも当然である。しかしながら、実体波が境界に入射し、表面波を生成するときにもSnellの法則が成り立てば、図-3.21に示すように盆地内の表面波の波面は直線的になる。波面の曲率が小さいことは、表面波を二次元で考慮すればよいことになる。つまり、表面波の各モードの到来方向に対応する二次元断面で地動を算出し、それを加え合わせることで、境界の影響を考慮した地震動を得るという手法が考えられる。

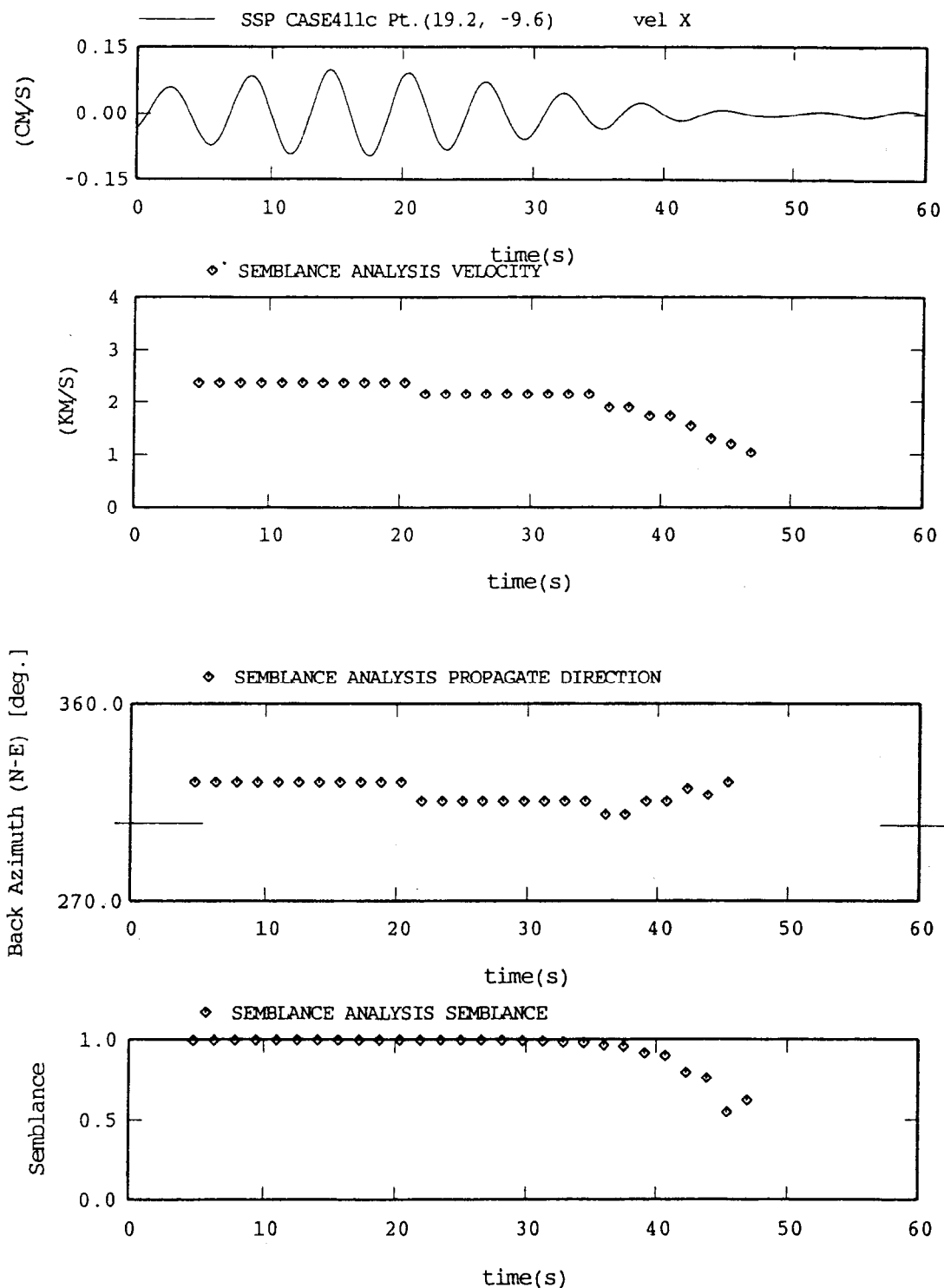


図-3.17(a) ケース1, x方向の地震動に中心周期6秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

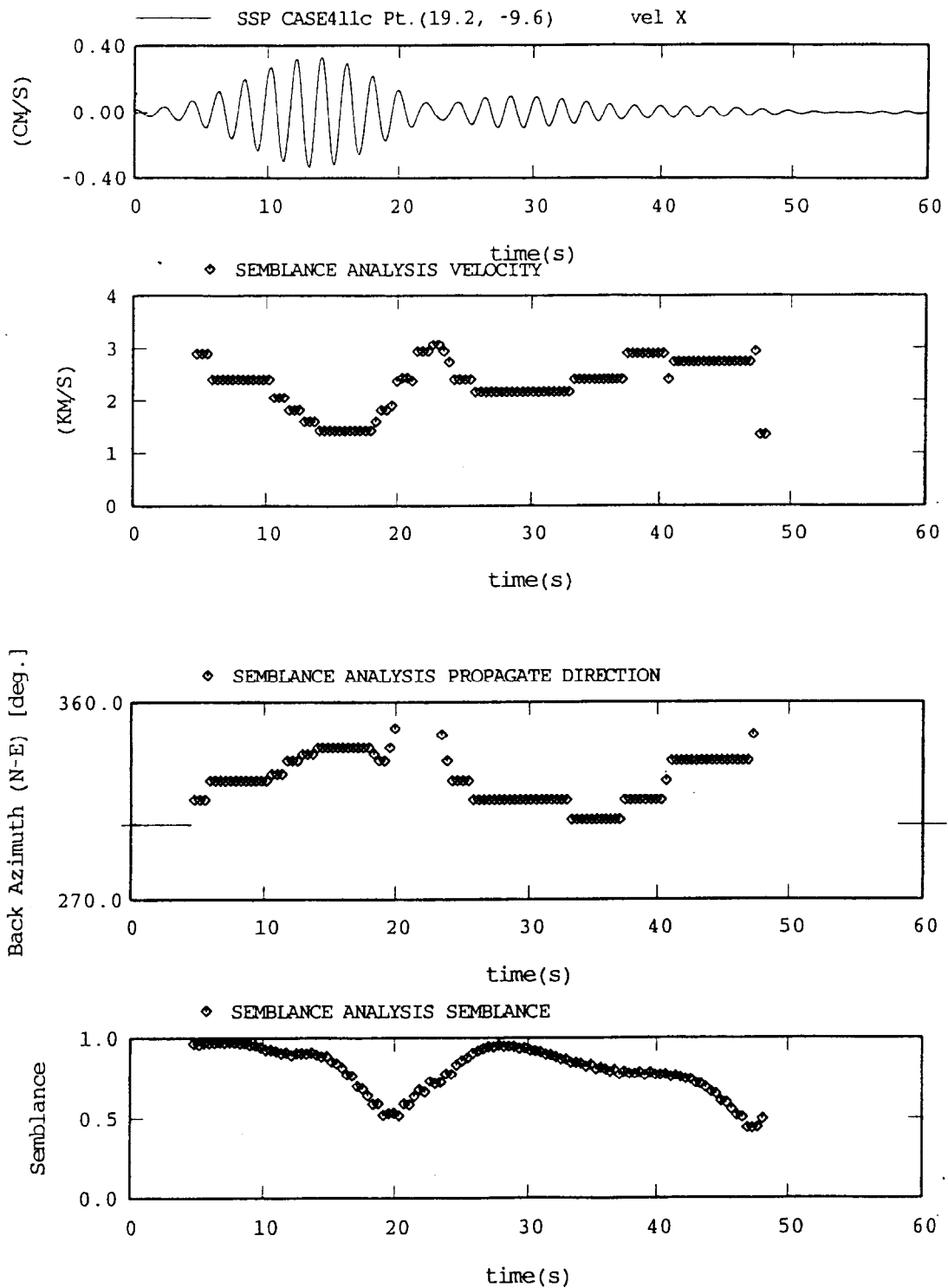


図-3.17(b) ケース1, x方向の地震動に中心周期2秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

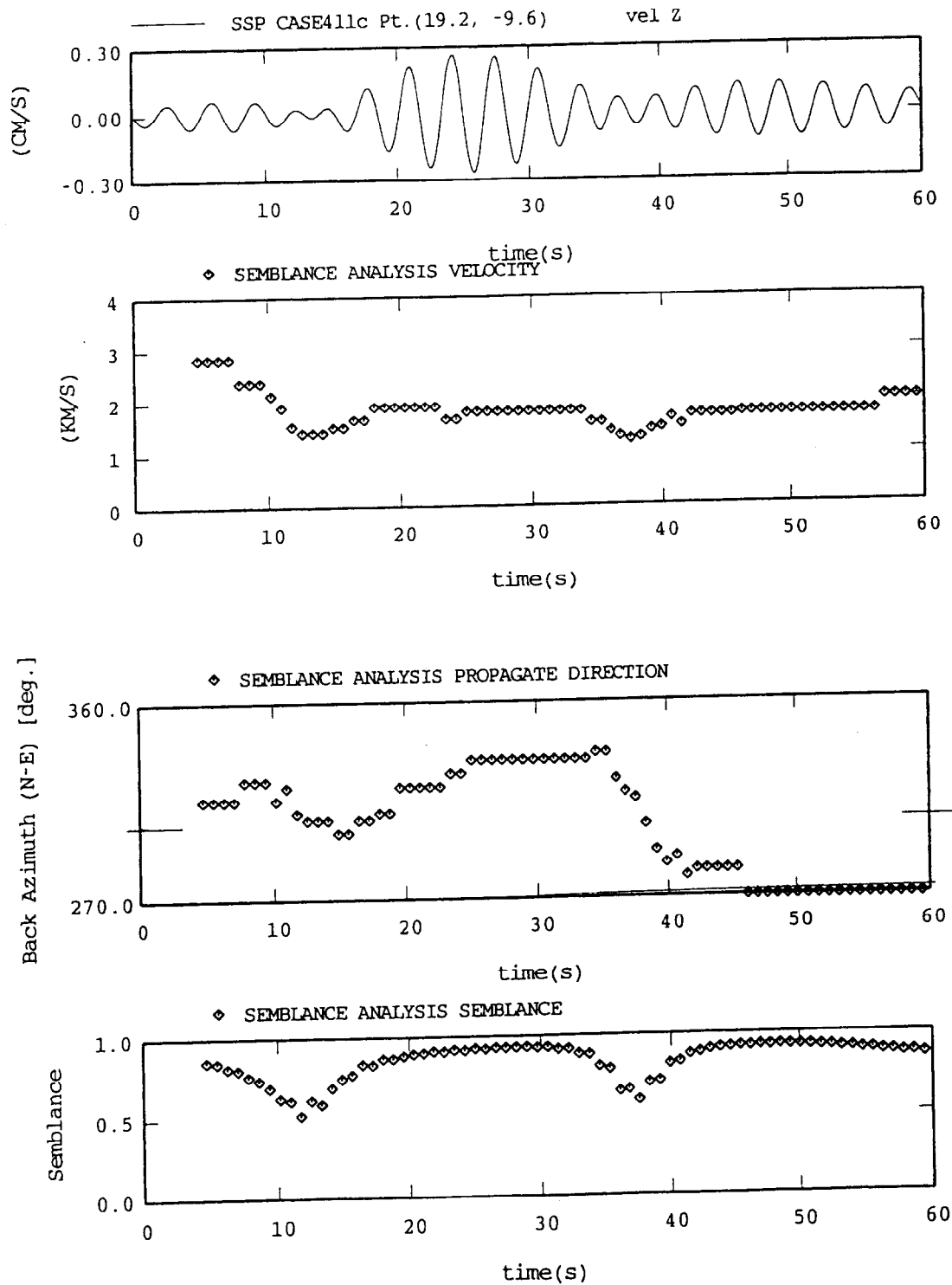


図-3.17(c) ケース1, z方向の地震動に中心周期3秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

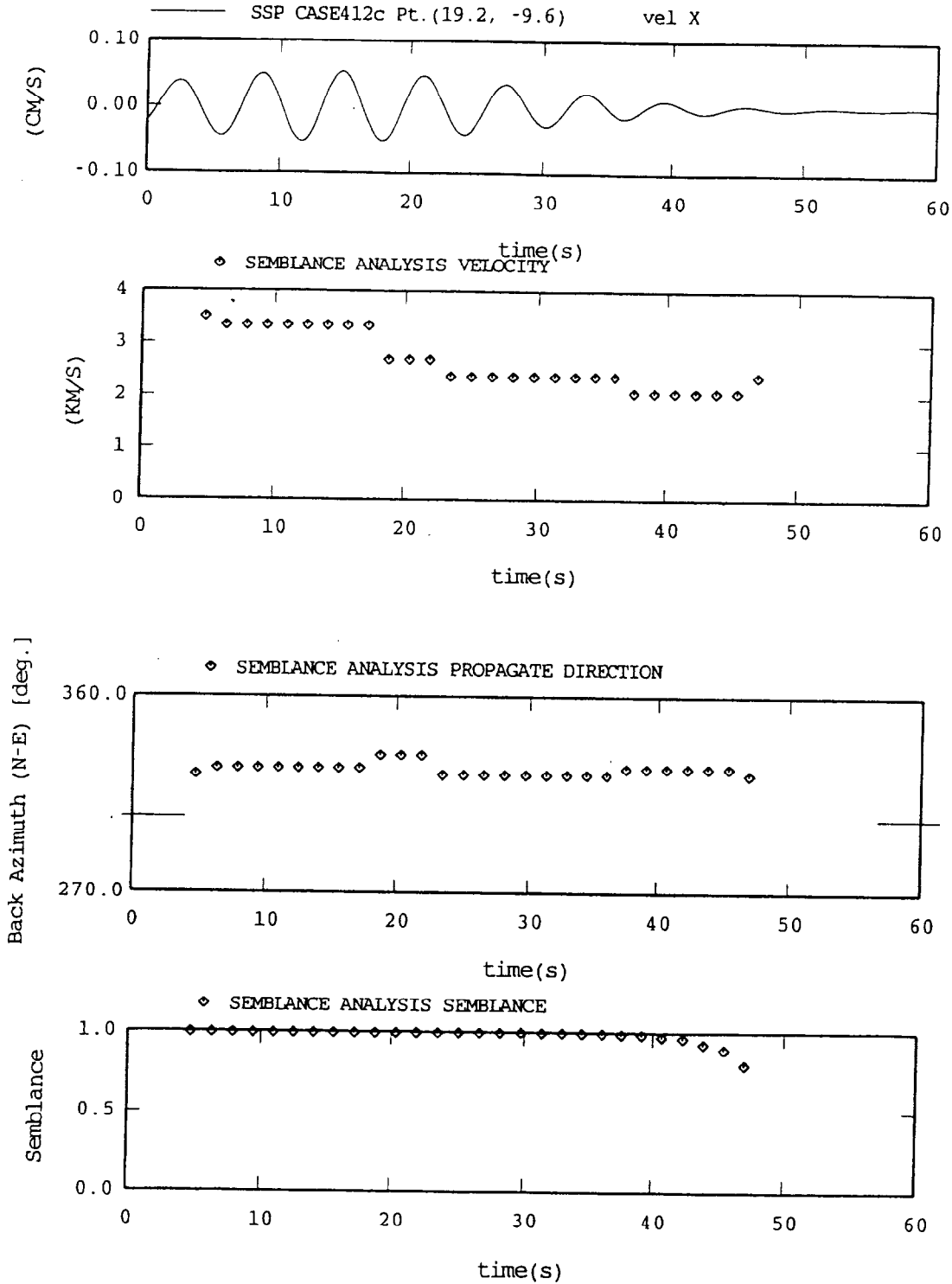


図-3.18(a) ケース2, x方向の地震動に中心周期6秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

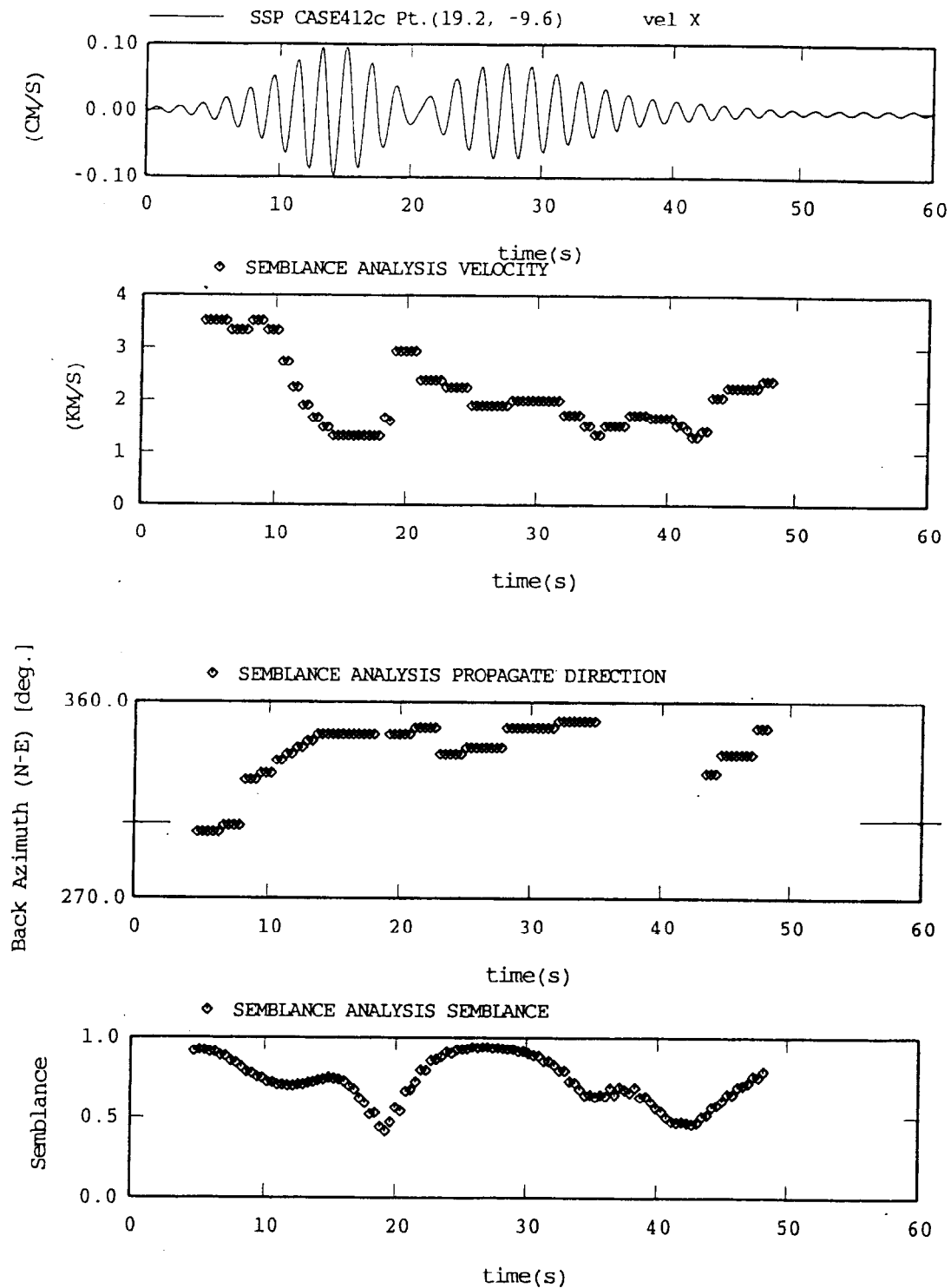


図-3.18(b) ケース2, x方向の地震動に中心周期2秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

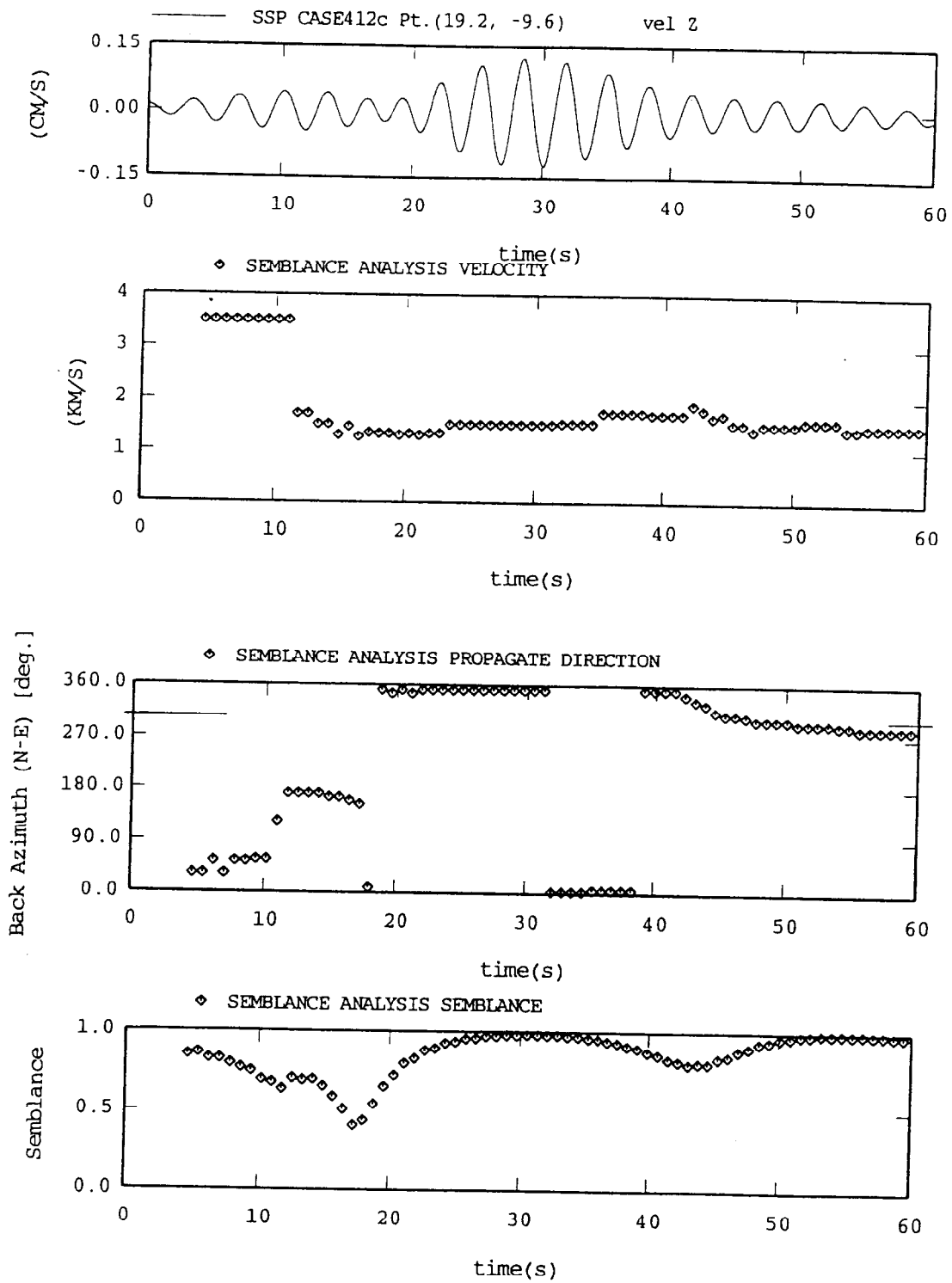


図-3.18(c) ケース2, z方向の地震動に中心周期3秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

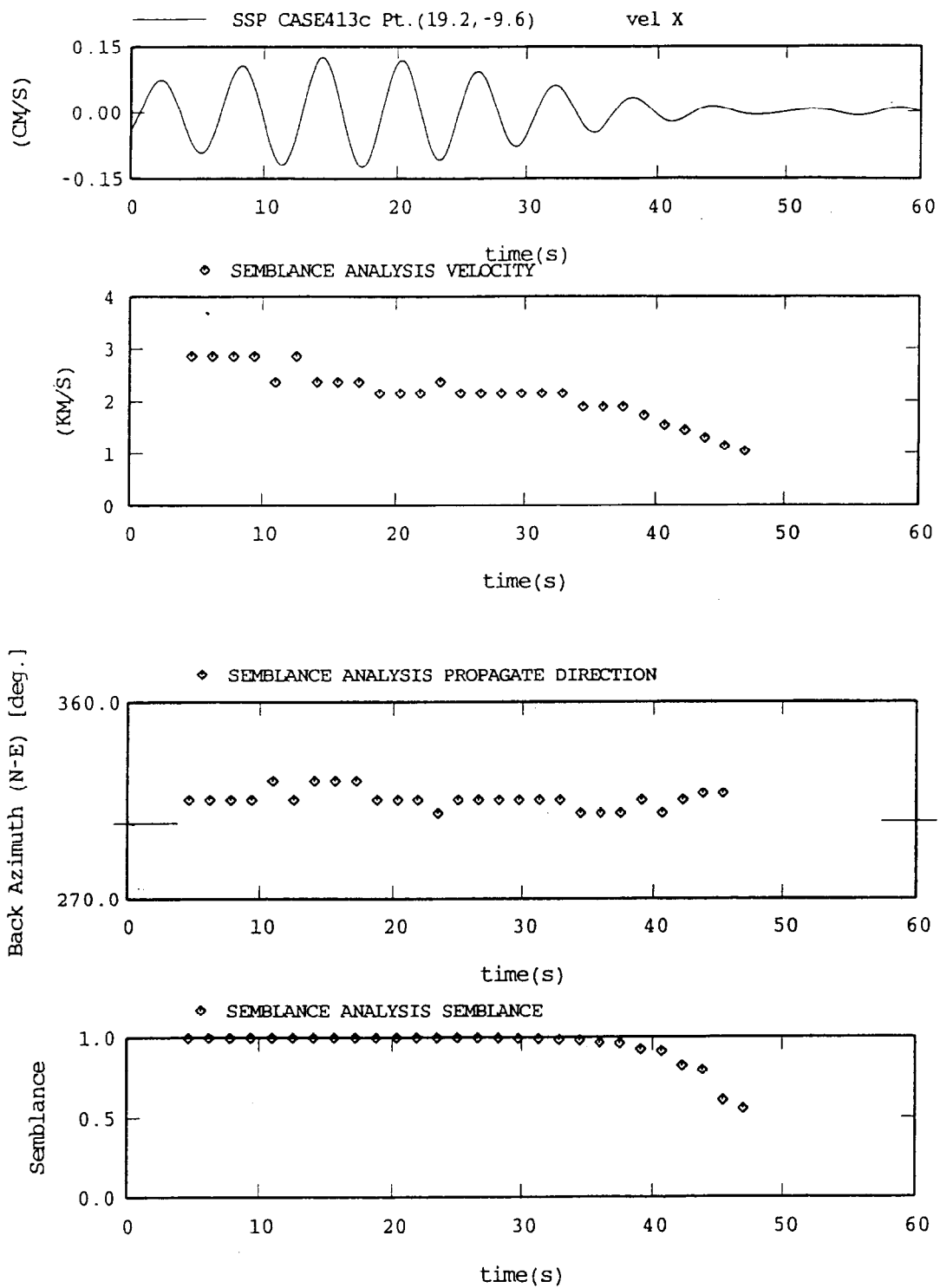


図-3.19(a) ケース3, x方向の地震動に中心周期6秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

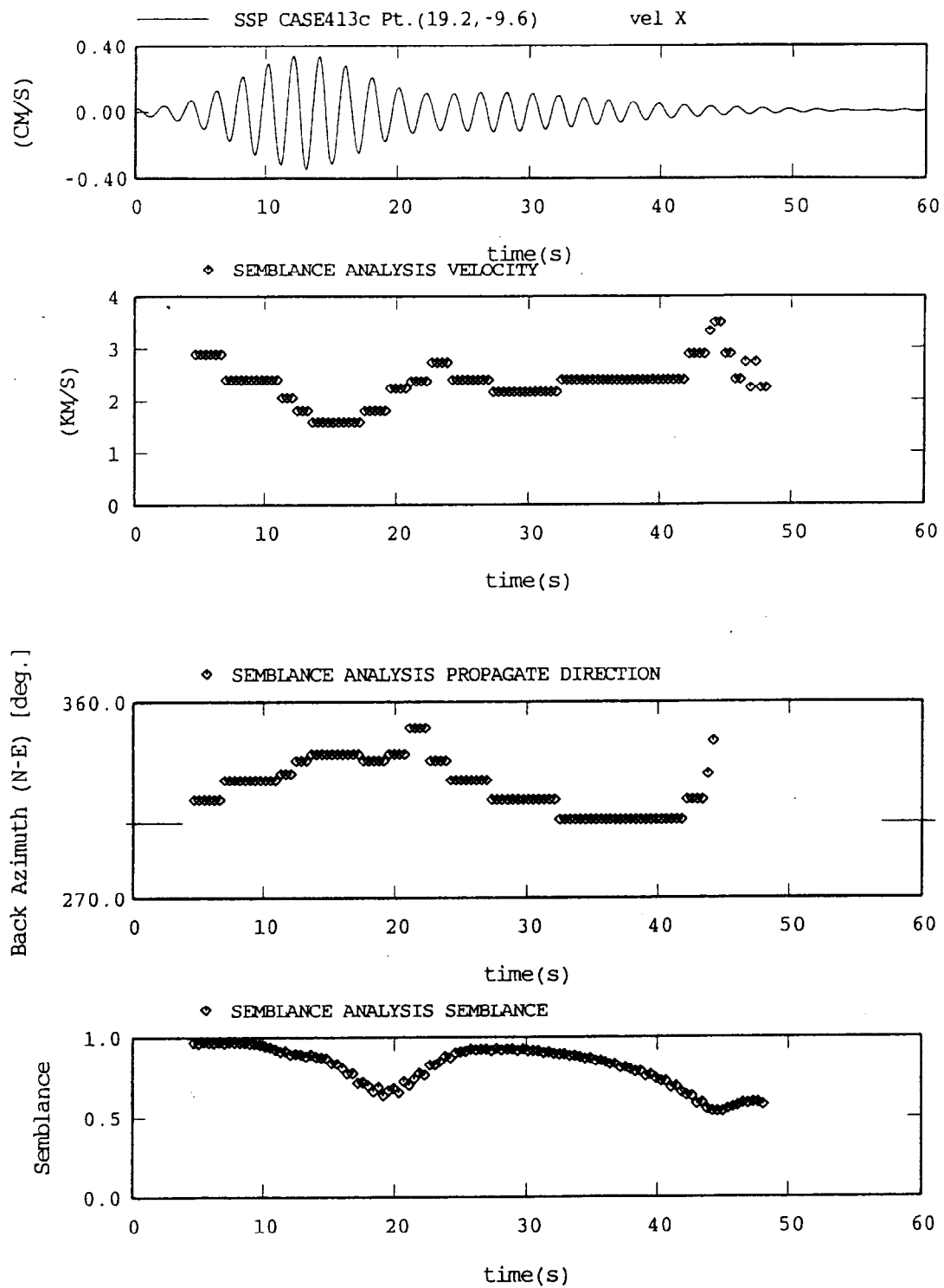


図-3.19(b) ケース3, x方向の地震動に中心周期2秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

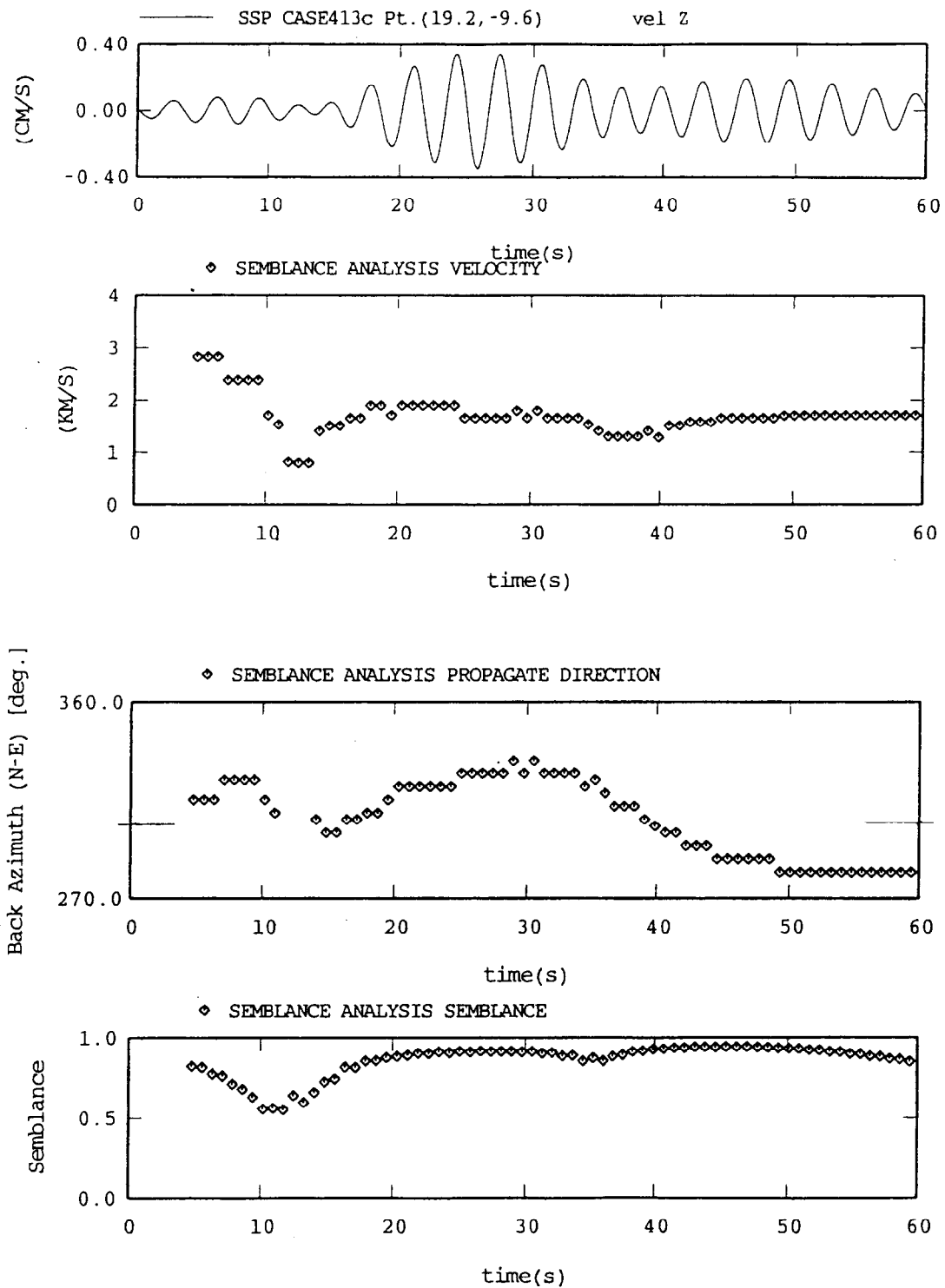


図-3.19(c) ケース3, z方向の地震動に中心周期3秒のバンドパスフィルターを施し, センブランス解析を行った結果. 上段から, アレイ中心点(点P)の地震動のフィルター波, 到来速度, 到来方向, センブランス値.

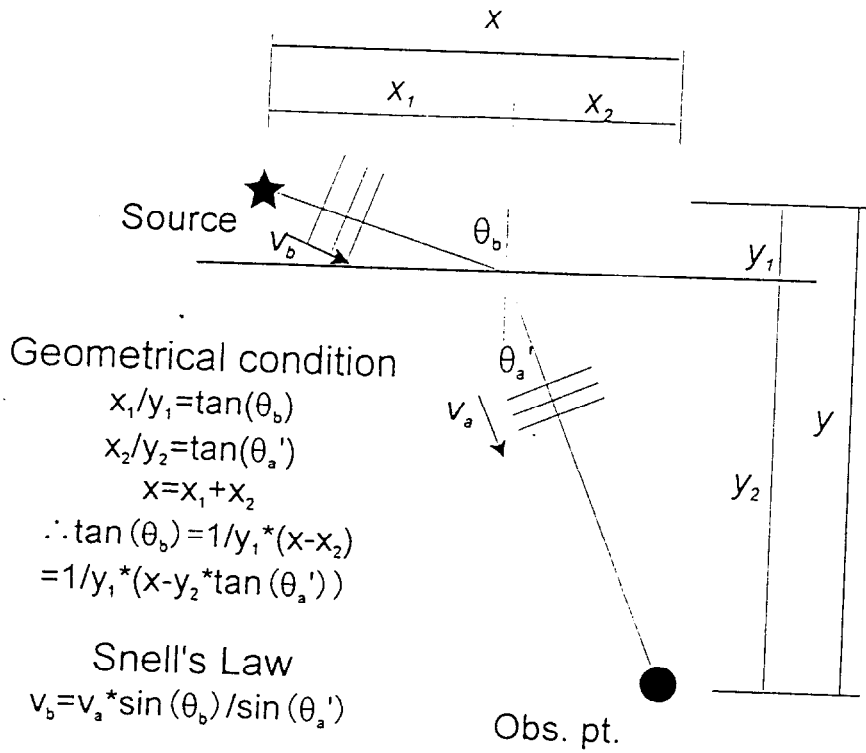


図-3.20 波動伝播の模式図

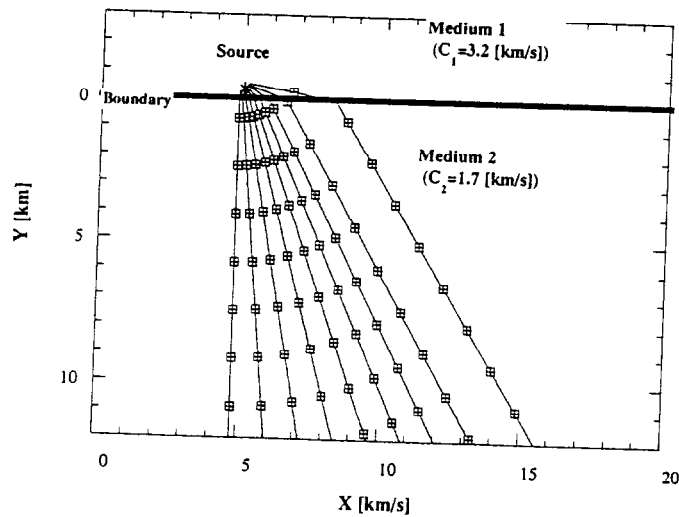


図-3.21 盆地生成表面波の伝播の模式図. 震源(Source)から出た波線は境界でSnellの法則で屈折する. マークは同一時刻を意味する. 境界に浅く入射した波動の屈折角は波線によらずほぼ一定になるので, 盆地内では波面は直線的になる.

3.5 盆地境界における地震動

盆地境界で励起された表面波が、図-3.20のように発生・伝播すると仮定した場合、二次的震源と伝播性状を適切にモデル化すれば盆地内の地震動は簡便に算出することができることになる。この場合、例えば、盆地生成表面波は波面の曲率が小さく平面波のように伝播するから、波動伝播に関しては、二次元地盤における正規モードを利用することが考えられる。しかし、二次的な震源のモデル化はそれほど容易ではない。そこで、以下に境界における地動を考察する。

一例として、ケース1における周期6秒の波動の到来方向を境界部まで延長した点での地震動を考察する。以降この点を SS_{L_0} と呼ぶ ($x = 12.2$)。 SS_{L_0} における変位波形とその水平面内の粒子軌跡を図-3.21に示す。図-3.21には比較のために基盤が半無限に広がった場合の対応する位置での変位を求めたものも示してある。半無限体での波形は、盆地に対する入射波である。

さて、鉛直境界上の変位は半無限体での変位とかなり異なることが指摘できる。半無限体では x 方向と z 方向は、放射特性のために変位が小さく、 y 方向(走向直交方向)のみ振動している、一方盆地モデルでは、 y 方向が他の方向に比べて振幅は大きいものの、 x, z 方向も y 方向の半分程度の振幅がある。特に、半無限体ではほとんど振幅がなかった z 方向が x 方向よりも大きく変位している。また、盆地モデルでは成分によっては振動が時刻20秒程度まで続いている。

最も振幅の大きい y 方向では、盆地モデルの初動パルスの見かけ周期が他の成分よりも長くなっており、震源時間関数(1秒)から想定されるパルス幅よりも長い。これは、半無限体の変位と比較すると理解しやすい。S波のパルスの立ち上がり部分では、盆地モデルであっても盆地の影響をそれほど受けないが、パルスの終了時点では、盆地内を地震動が伝わる分だけ遅れるからである。半無限体でのパルスと盆地モデルでのパルス終了時の時間差は基盤側をS波が伝わる時間と二層地盤をS波が伝わる時間との差にほぼ対応している。また、最大値は、盆地モデルの方が半無限体より15%程度大きい。

x, z 方向の初動には震源時間関数に対応すると考えられる1秒のパルスが見られる。ただし、 x 方向と z 方向ではパルスの立ち上がり時刻が異なり、 x 方向は半無限体のP波到来時刻直後から立ち上がるのに対して、 z 方向はそれにやや遅れている。

次に、境界における波動がどのように形成されているかを考える。全無限体の場合の変位は、近地項(Near-field term)、P波、S波の中間距離項(Intermediate term)、遠地項(far-field term)に容易に分解できる。そこで、基盤の物性値を有する媒体における SS_{L_0} に対応する点の変位を求め2倍したものを図-3.22に示す。図から、近地項やS波中間距離項、Sは遠距離項が主に地震動を形成していることが分かる。

さらに、図-3.21に示した半無限体の変位波形と全無限体の変位波形を比較すると、ほぼ一致することが分かる。半無限体と全無限体の相違はRayleigh波の存在の有無であるが、両者が一致しているのでRayleigh波の影響が小さいことが分かる。つまり、盆地端部で生成された表面波はS波から変換したものと云える。Rayleigh波の影響が小さい理由としては、震源から見た SS_{L_0} の方向がRayleigh波の放射特性の節に近いことに加えて、震央距離が短く十分にRayleigh波が成長していないことが挙げられる。

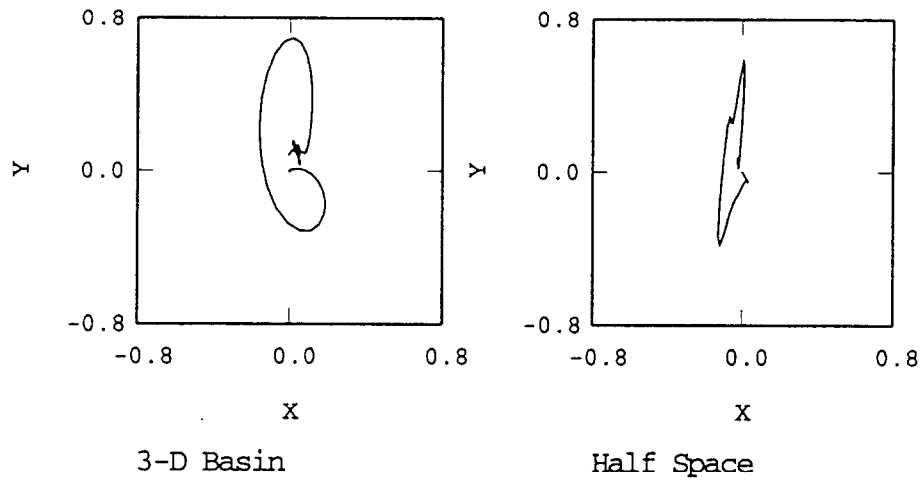
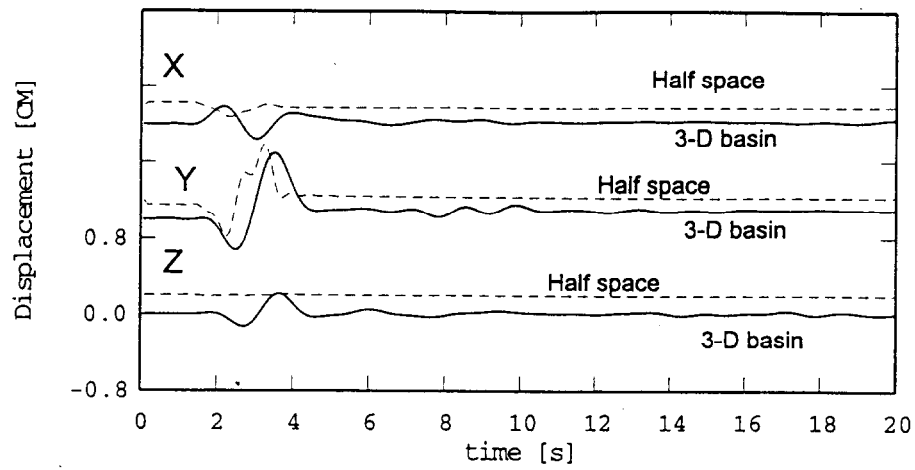


図-3.21 盆地境界部における地動と対応する位置の半無限体における地動の比較. 上段:変位波形 (実線:盆地モデル, 破線:半無限体), 下段:水平面内の粒子軌跡.

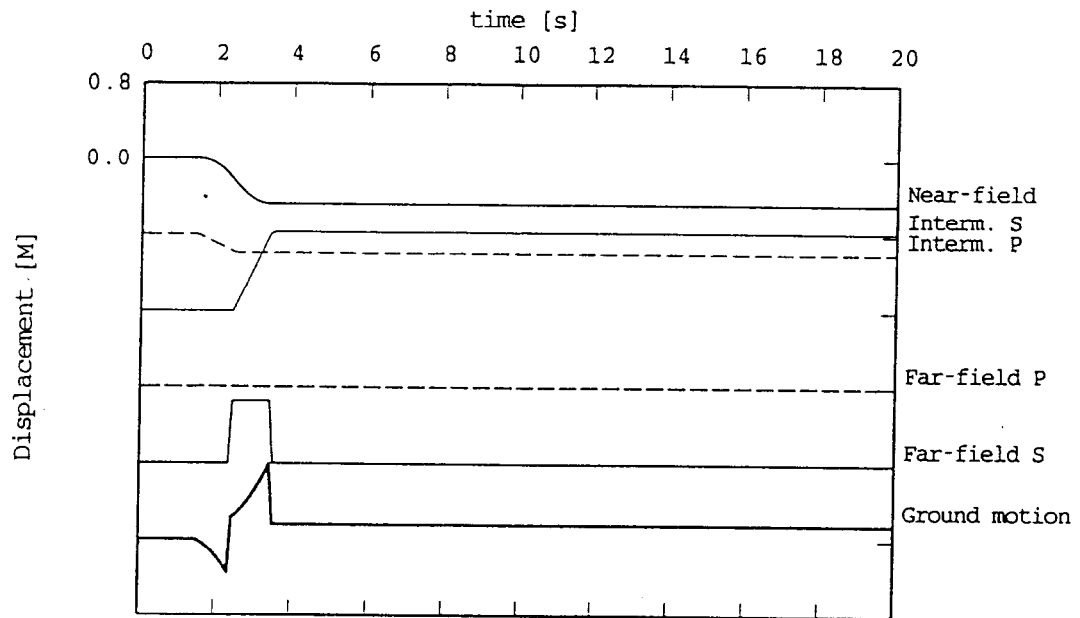


図-3.22 盆地境界部に入射した波を構成する地震動. ここで, 地震動は全無限体の変位から求めている.

3.6 実記録の解釈

盆地近傍で発生した地震により励起された盆地内の表面波は、境界部で実体波が表面波に変換したものであり、その入射・屈折の関係にはスネルの法則が成り立つことが分かった。そこで、1995年兵庫県南部地震を題材に、実地震の記録でも同様なことが言えるかを検討する。

前章では1995年兵庫県南部地震の際に大阪市福島で観測された表面波は、図-3.23に示すように福島観測点から見てN330E方向に12km離れた地点、伊丹断層付近で生成されたと推測した。いま、図-3.24のように盆地境界鉛直下方に震源があると仮定し、波動の到来方向は観測結果(N330E)と同じとする。境界でスネルの法則が成立すれば(3-1)式となる。ここで、 V_s は岩盤のS波速度、 c は表面波の位相速度である。

$$\frac{V_s}{\sin 90} = \frac{c}{\sin \theta} \quad (3-1)$$

$$\therefore \theta = \sin^{-1}(c/V_s)$$

また、断層の走向 ϕ は、(3-2)式のように与えられる。

$$\phi = 180 - (90 - \theta + 30) = 60 + \theta \quad (3-2)$$

よって、基盤のS波速度と表面波の位相速度を仮定することで、断層の走向を推定することができる。この時、震源の絶対位置は必要ない。

基盤のS波速度を3.0~3.5km/sとし、盆地内のRayleigh波の位相速度を0.7~1.2km/sとすると、表-3.4のような結果になり、断層の走向は概ねN70Eとなる。1995年兵庫県南部地震の震源断層の走向は、N50E程度でここで推定した走向よりも立っているが、伊丹断層周辺の活断層(有馬-高槻構造線)の走

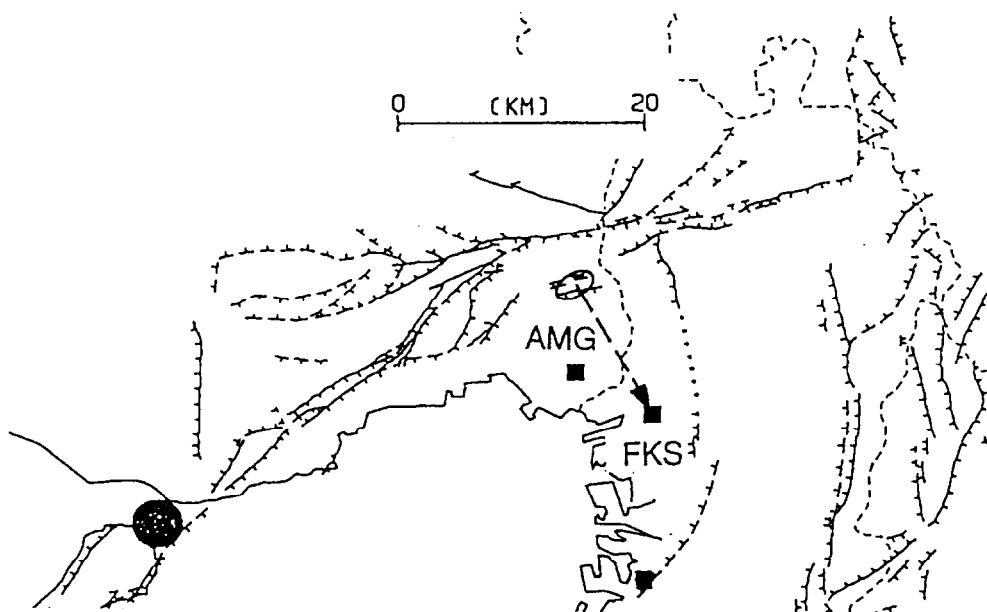


図-3.23 福島観測点で観測された表面波の波群の到来時刻差と到来方向から推定した生成位置

向はほぼN70Eであり、推定した走向と対応している。よって、本章で検討してきた盆地内表面波の生成の考え方は実地震でも適用可能と考えられる。

しかしながら、第2章2.3節で行ったように、二つの波群の到来時間の差から波群の生成位置を推測するようなことは、厳密には正しくないことが分かる。何故なら、二つの波群の位相速度が異なれば、震央と観測点を結ぶ波線の屈折する位置が異なるからである。福島観測点では、複数の周期の表面波が同一の方向から到来してきたが、これは実際には盆地形状の影響も含まれているものと考えられる。ただし、到来方向の推定誤差や表3-4の結果を見ても、表3-4で検討した範囲であるので、生成位置を同じとしてもそれほど不都合は生じていないであろう。

表3-4 断層走向の推定

S波速度 V_s [km/s]	位相速度 c [km/s]	屈折角 θ [deg.]	断層走向 ϕ [deg.] (Clockwise from N)
3.0	0.7	13.5	73.5
3.0	1.2	23.5	83.5
3.5	0.7	11.5	71.5
3.5	1.2	20.0	80.0

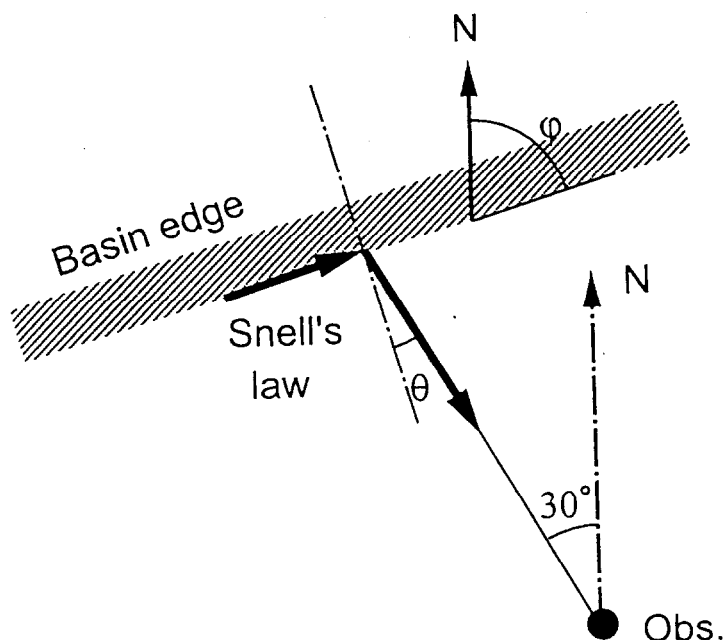


図-3.24 福島観測点における表面波の伝播方向を説明するために境界における波動の屈折状況。

3.7 まとめ

盆地内におけるやや長周期地震動の特徴，特に伝播方向とその速度を把握するために，盆地内の堆積層の深さが一定である単純なモデルに対して，三次元境界要素法を用いて震源を含んだ地震動伝播計算を立った．それに先立って，平行成層地盤モデルを用いて，波数積分法(f-k法)の結果と三次元境界要素法(BEM)の結果を比較することで，BEMを盆地モデルに適用することについての妥当性を確認した．

本章で得られた結論は，以下のとおりである．

平行成層モデルにおける比較計算から，今回使用したモデルにおいては，周期2秒から長い周期領域ではBEMとf-k法はほぼ一致し，盆地モデルにBEMを用いてやや長周期地震動の特徴を検討する目処がたった．また，ここで用いているBEMは無限媒質のGreen関数を基本解としており，モデルが有限であることが計算結果に影響を及ぼすことが懸念されていた．しかしながら，平行成層モデルにおけるアレイ解析の結果では，振幅が大きくセンブランス値も大きい位相は震源から到来していることが確認された．このことにより，盆地モデルにおけるアレイ解析の結果も妥当なものであると判断できる．

盆地モデルでは，地盤構造は共通として，震源の位置を3通りに変えた計算を行った．また，この3つの震源位置における平行成層モデルの地震動も計算した．盆地モデルと平行成層モデルを比較すると，いずれの場合も卓越しているのは表面波であるが，振幅は盆地モデルの方が概ね2倍大きかった．また，卓越波動の出現時間をバンドパスフィルター波の包絡形で比較すると，盆地境界で生成された表面波がS波の直後に到来することが分かった．

表面波の卓越周期に着目して到来方向を検討した．到来方向は，震源位置によらずほぼ同じであり，到来速度は表面波の位相速度とほぼ等しかった．また，盆地内の表面波は，実体波が変換したものであり(盆地生成表面波)，盆地境界においてスネルの法則が成り立つことも分かった．

盆地境界部における波動は，入射波とは異なっていた．入射波は震源の放射特性からy方向(境界の走向直交方向)のみしか振動しないが，境界における波動は3方向の振動成分を有する．また，入射波の主たる成分は，遠距離S波項であることも分かった．

単純なモデルを通して考えた盆地生成表面波の伝播モデルを1995年兵庫県南部地震に適用してみた．その結果，福島観測点の記録に見られた表面波の到来方向から，表面波の生成位置が合理的に解釈できた．

実体波が境界に入射し，表面波を生成するときスネルの法則が成り立てば，盆地内の表面波の位相速度は外側の岩盤のS波速度よりも遅いので，盆地内表面波の波面は直線的になる．このことは，盆地内を伝播する表面波を平面波と仮定できる可能性があることを示している．盆地内やや長周期地震動の簡便な予測には，この仮定を用いるのが適切であろう．その場合，二次的な震源である境界における地震動をどのように与えるかが問題となる．

ただし、以上の議論のなかで、実体波が盆地境界に入射して盆地生成表面波が励起されることの理由は、入射波の位相速度が実体波のそれとほぼ等しいことと、半無限体における波動にRayleigh波の影響が少ないことであった。現実の地盤では、たとえ岩盤と言えども層構造を成していることから表面波が生成されることもありうる。さらに、その表面波の位相速度は岩盤のS波速度に非常に近い。よって、岩盤を伝播する表面波により盆地内で表面波が励起されたとしても、速度だけの議論では不十分であるという、議論も成り立つ。

しかしながら、観測された盆地内表面波の波線を考えると、震央からさほど遠くない位置で盆地に入射していることが分かる。震央距離が近い場合には実体波の寄与が表面波の寄与よりも大きいので、入射波として実体波を取り上げることは、実際の岩盤においても妥当と考えられる。

第3章の参考文献

- [1] 片岡正次郎: 三次元境界要素法による1995年兵庫県南部地震のシミュレーション, 東工大土木工学科研究報告, 54, 11-20, 1996.
- [2] Kawase, H.: Time-domain response of a semi-circular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 78, 1415-1437, 1988.
- [3] 藤原広行・竹中博士: 全無限媒質に対するグリーン関数を用いたBEMによる弾性波動場の計算, 物理探査学会第88回学術講演会論文集, 157-160, 1993.
- [4] Hisada Y.: An efficient method for computing Green's function for a layered half-space with sources and receivers at close depths (Part 2), *Bulletin of the Seismological Society of America*, 85, 1080-1093, 1995.

第4章 盆地内やや長周期地震動の予測手法の提案

4.1 はじめに

第1章で述べたように、やや長周期帯域においては、現在の最高の技術を用いれば、想定した地震による盆地内の地震動を計算することは可能である。しかしながら、これまで開発されてきた数値解析法は多大な計算機能力が必要であり、計算時間も長く実用レベルには達していない。

一方、今後シナリオ型被害想定あるいは性能担保型設計が積極的に行われ、想定地震による特定地点における地震動を予測する必要性が高くなる。しかしながら、やや長周期帯域では最大加速度や最大速度の距離減衰式のように、簡便でかつ精度がある程度保証された地震動予測手法がないために、対象とした地震の重要性を判断することが困難である。以上のことを考えると、本論で目的としているやや長周期帯域の地震動を簡便に予測する手法の必要性は高い。

ここで、地震動伝播の数値解析モデルを考えてみる。一般に、地震動伝播に関する数値解析法では、波動方程式と境界における変位と応力の条件をもとにして未知の変位あるいは応力を求める。境界における変位と応力を適切にモデル化するためには、適切な離散化が必要であり、離散化の増大はそのまま数値計算の負担の増大につながる。一方、震源で生成された地震動のエネルギーは、媒質に減衰がない場合は、常に保存される。盆地の境界部でも当然エネルギーは保存され、入射したエネルギーは一部反射し、それ以外は盆地内に伝播する。より厳密に記せば、保存されるものはエネルギー量とエネルギーの輸送速度(実体波であれば位相速度、表面波であれば群速度)を乗じたエネルギー流量である。本論では、このエネルギー流量に着目する。

本章では、前章までの検討を基に、盆地内部の地震動は震源から直接到来する地震動と、盆地境界部で実体波が表面波に変換した波(盆地生成表面波)で構成されると考え、両者を独立に予測した後に加え合わせて盆地内地震動を予測する手法を提案し、次節以降で説明してゆく。まず、震源から直接到来する地震動に関しては、観測点直下の地下構造が震源まで水平に続くとする、平行成層モデルにより計算することとする。平行成層地盤における地震動の計算方法は、既に確立しているので、ここでは既存の技術として利用する。一方、現在まで予測手法が少なかった盆地生成表面波に関しては、エネルギー流量の保存に着目して予測することを提案する。そのために、まず実体波のエネルギー流量の保存の例を示す。次に、境界に入射した実体波が表面波に変換されたとしたエネルギー流量の保存則を示す。次に、複数の仮定を導入することで盆地生成表面波の振幅と位相を予測することができることを示し、第3章の盆地モデルを用いた数値計算例を対象に提案手法の妥当性を示す。最後に、提案手法の適用範囲についても議論する。

4.2 盆地内やや長周期地震動の予測手法

前章までの検討を基にすると、盆地内のやや長周期地震動は、図-4.1に示すように、震源から直接到来する地震動(図のRay#1)と、盆地生成表面波(図のRay#2-2)で構成されていると言えよう。そこで、盆地内やや長周期地震動を予測するために、両者を独立に予測した後に時間領域において加え合わせることにする。

震源から直接到来する地震動に関しては、観測記録に卓越している周期成分は直下の地下構造で説明が可能であるという観測事実および計算が比較的簡単にできることから、観測点直下の地下構造が震源まで水平に続くとする、平行成層モデルにより計算する。平行成層地盤における地震動の計算方法は既に確立して一方で、様々な方法が提案されているが、本論では久田が提案している計算方法[1]を用いる。久田の計算手法を含め、平行成層地盤の理論地震動の計算については付録に概説した。

一方、現在まで予測手法が少なかった盆地生成表面波に関しては、エネルギー流量の保存に着目して予測することを提案する。これについては、本論文で新たに提案するものであり、次節に詳細に述べる。

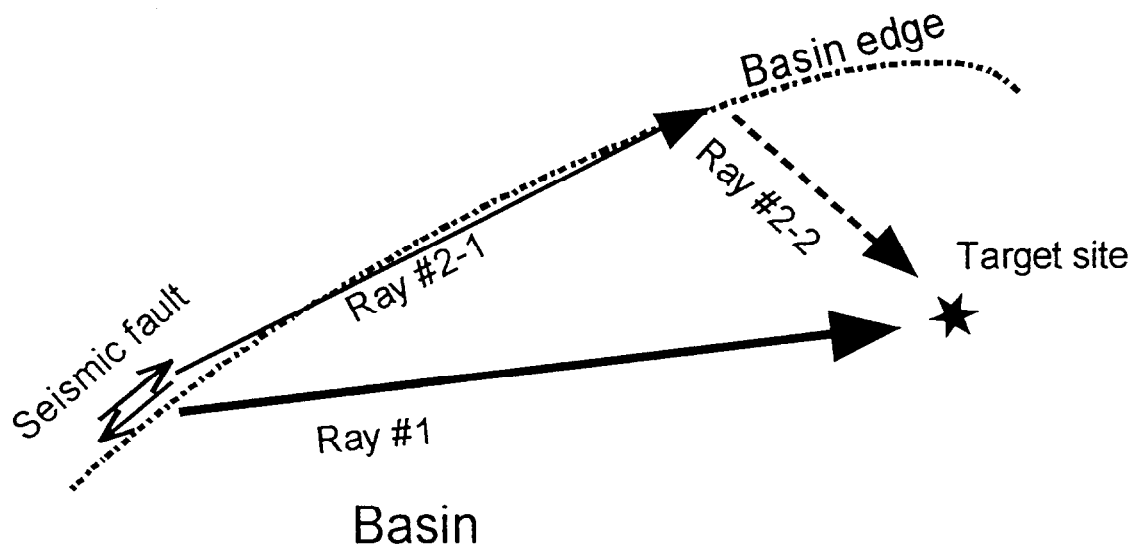


図-4.1 盆地内やや長周期地震動を構成する波動の概念図.

4.3 盆地生成表面波の予測式

(1) 実体波のエネルギー流量

実体波のエネルギー流量の保存は、教科書にも掲載されているが、以降の展開の理解が容易に進むように記しておく。

変位振幅が S で、伝播状況が $\exp[i\omega(s \cdot x - t)]$ と表される定常な P 波が図-4.2 のように上方から境界に進むことを考える。なおここでは、平面波で議論しているが、円筒波であっても以降の展開はほぼ同じである。この波動の実際の振幅は $S \cos[\omega(s \cdot x - t)]$ となる。よって、波面の単位面積当たりのエネルギー流量は、 $\frac{1}{2} \rho \alpha S^2 \omega^2 \sin^2[\omega(s \cdot x - t)]$ であり、S 波についてのエネルギー流量は $\frac{1}{2} \rho \beta \cos^2 S^2 \omega^2 \sin^2[\omega(s \cdot x - t)]$ となる。ここで、P 波速度を α 、S 波速度を β としている。

この場合のエネルギー流量の保存は、反射/透過係数から、図-4.3 のように境界における波線の束の幅を W_0 とすると、以下のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho_1 \alpha_1 \omega^2 S^2 W_i &= \frac{1}{2} \rho_1 \alpha_1 \omega^2 (\dot{P}\dot{P})^2 S^2 W_{PP} + \frac{1}{2} \rho_1 \beta_1 \omega^2 (\dot{P}\dot{S})^2 S^2 W_{PS} \\ &+ \frac{1}{2} \rho_2 \alpha_2 \omega^2 (\dot{P}\dot{P})^2 S^2 W_{PP} + \frac{1}{2} \rho_2 \beta_2 \omega^2 (\dot{P}\dot{S})^2 S^2 W_{PS} \end{aligned} \quad (4-2)$$

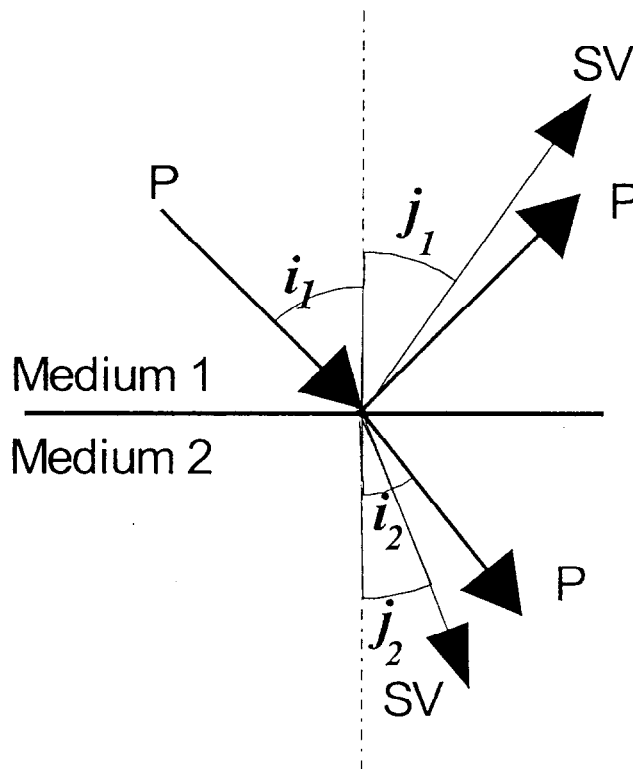


図-4.2 下方の境界に向かって入射したP波により生成される反射波と屈折波。

ここで、 W は波束の幅で、下付き添え字は、入射波、反射波、透過波を表す。各 W と W_0 との関係は以下のように示される。

$$W_i = W_0 \cos i_1$$

$$W_{\dot{P}\dot{P}} = W_0 \cos i_1$$

$$W_{\dot{P}\dot{S}} = W_0 \cos j_1$$

$$W_{\dot{P}\dot{P}} = W_0 \cos i_2$$

$$W_{\dot{P}\dot{S}} = W_0 \cos j_2$$

また、反射/透過係数の表示は、文献[2]にならっており、P波、S波によらず \dot{X} が上方に進む波動、 \dot{X} が下方に進む波動を示している。これらを上式に代入すると、結局以下のようになる。

$$\rho_1 \alpha_1 \cos i_1 = \rho_1 \alpha_1 \cos i_1 (\dot{P}\dot{P})^2 + \rho_1 \beta_1 \cos j_1 (\dot{P}\dot{S})^2 + \rho_2 \alpha_2 \cos i_2 (\dot{P}\dot{P})^2 + \rho_2 \beta_2 \cos j_2 (\dot{P}\dot{S})^2 \quad (4-3)$$

この式は、ある波が境界に入射して、反射・屈折波に変換される時に、入射波の単位の幅と反射・屈折波の幅の関係を考慮すれば、エネルギー流量は保存されることを示している。この式が成り立つことの確認は、反射/屈折係数を用いて数値的に行うのが一般的である。また、(4-3)式の場合P波とS波は振動方向が異なるが、エネルギー流量の保存則を考える場合には、全ての波動の振幅方向を考慮する必要がある。逆に言えば、振動方向毎にはエネルギー流量は保存されないことが分かる。

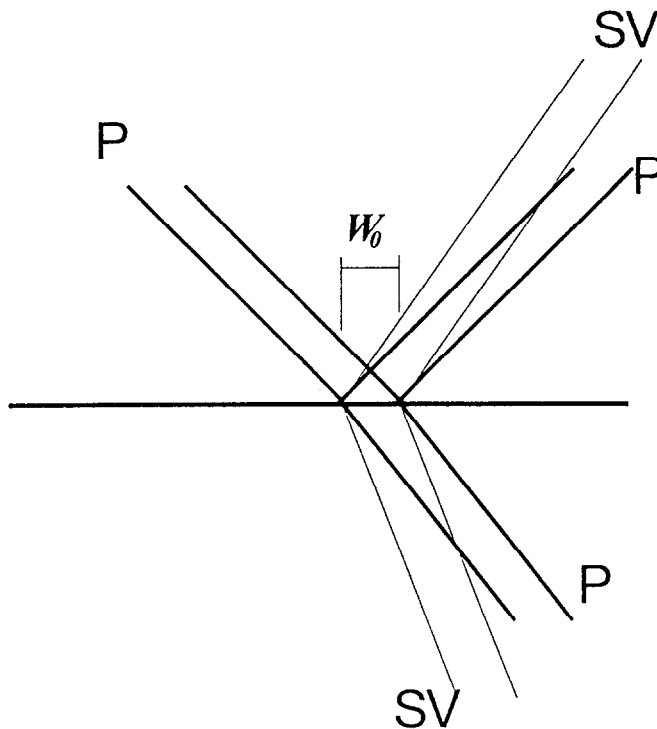


図-4.3 エネルギー流量の保存を考える為の波束の概念

(2) 盆地生成表面波のエネルギー流量

ここでは、エネルギー流量保存則を基に、実体波が盆地に入射することにより表面波が励起される場合を考える。入射波を以下のように表す。ここでは、平面波を対象としているが円筒波であっても同じ様な展開は可能である。

$$u(z)\exp[i\omega(s\cdot x - t)] \quad (4-4)$$

実体波の入射に伴い盆地内に射出される波動(屈折波)は全て表面波と考える。また、反射波も考えると、エネルギー流量の保存は、次のように表すことができる。

$$V_i = V_R + \sum_{i=0}^{N^R} E_i^R(U_i^R I_{i_1}^R) + \sum_{i=0}^{N^L} E_i^L(U_i^L I_{i_1}^L) \quad (4-5)$$

ここで、 V_i は入射波のエネルギー流量、 V_R は反射波のエネルギー流量であり、右辺第二項、第三項はそれぞれRayleigh波、Love波のエネルギー流量である。第二、第三項の N^R, N^L は考慮すべきRayleigh波とLove波のモードの数であり、 U^R, U^L はそれぞれの群速度を表す。また、下付き添え字はモード次数を表す。S波が入射する時 V_i は、深さ方向も考慮して次式で定義される。

$$V_i = \beta \frac{1}{2} \rho \int_0^{\infty} \sum_{j=1}^3 (\dot{u}_j)^2 dz \quad (4-6)$$

また、 β と ρ は入射側の媒体のS波速度と密度を表している。また、 I_1^R と I_1^L は式(4-7)に示すそれぞれRayleigh波、Love波の正規化された運動エネルギーに関する積分である。式中で、 r_1, r_2 はそれぞれRayleigh波の上下動と水平動の固有関数(深さ方向の振幅分布)であり、地表面の上下動の振幅で基準化してある。また、 l_1 はLove波の固有関数であり、地表の振幅で基準化してある。

$$I_1^R = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \rho (r_1^2 + r_2^2) dz \quad (4-7)$$

$$I_1^L = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \rho l_1^2 dz$$

式(4-5)中の E_i^R, E_i^L は透過Rayleigh波、透過Love波の影響係数とも言うべき物であるが、波線が不連続に曲がることにより、波線の幅が変化することもこの係数は含んでいるので、これらを次のように書き直す。

$$E_i^R = \frac{\cos\theta_{R_i}}{\cos\theta_i} (e_i^R)^2$$

$$E_i^L = \frac{\cos\theta_{L_i}}{\cos\theta_i} (e_i^L)^2$$

(4-8)

ここで、 θ_i , θ_{R_i} , θ_{L_i} は、それぞれ入射角、Rayleigh波、Love波の各モードの屈折角である。屈折角が分かれば、表面波の固有関数 r_1 , r_2 , l_1 は振幅形状は既知であるので、 e_i^R , e_i^L の値が実際の速度振幅を規定する。

ところで、入射波は定常波と仮定しているので速度は次のように変位振幅で表すことができる。

$$\dot{u}_j = \omega u_j \tag{4-9}$$

よって、 V_i は次のように書き直せる。

$$V_i = \rho\beta\omega^2 \frac{1}{2} \int_0^\infty \sum_{j=1}^3 (u_j)^2 dz = \omega^2 \tilde{V}_i \tag{4-10}$$

ここで \tilde{V}_i は、

$$\tilde{V}_i = \rho\beta \frac{1}{2} \int_0^\infty \sum_{j=1}^3 (u_j)^2 dz \tag{4-11}$$

である。

(3) 盆地生成表面波の振幅

例えば、入射波によって特定のモードの表面波が励起されると考える。この場合、安全側の評価としては、入射波のエネルギーがすべてそのモードに変換したと考えることであろう。そこで、例としてLove波の基本モードを考えると(実際の地盤におけるLove波の場合は、基本モードが卓越することを付録に示してある)、それ以外のエネルギー寄与を0とするので、

$$\begin{aligned}
 V_I &= E_0^L U_0^L I_{1_0}^L \\
 E_0^L &= \frac{V_I}{U_0^L I_{1_0}^L}
 \end{aligned}
 \tag{4-12}$$

となり、 $V_I, I_{1_0}^L$ が既知であるので、 E_0^L を計算することができる。さらに、Love波が卓越するAiry相で位相速度を代表させると、屈折角も求まるので、 e_0^L を求めることができる。この場合、実振幅は $e_0^L l_{1_0}$ となる。このような表現では、 $I_{1_0}^L$ が大きいほど、実振幅は小さくなるのが分かる。Love波の場合、 $I_{1_0}^L$ は単一モードでは振動数に関して単調減少なので、振動数が大きくなっても全てのエネルギーがLove波の基本モードに変換したとすれば、実振幅は大きくなる。

最終的に、 e_0^L は、次のように求められる。

$$e_0^L = \sqrt{\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_{L_0}} E_0^L} = \sqrt{\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_{L_0}} \frac{V_I}{U_0^L I_{1_0}^L}} = \omega \sqrt{\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_{L_0}} \frac{\tilde{V}_I}{U_0^L I_{1_0}^L}}
 \tag{4-13}$$

変位振幅 d_0^L は、上式を ω で除せばよいので、

$$d_0^L = \sqrt{\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_{L_0}} \frac{\tilde{V}_I}{U_0^L I_{1_0}^L}}
 \tag{4-14}$$

となる。

4.4 予測手法の数値実験結果への適用

(1) 仮定

提案手法を用いて盆地生成表面波を推定するためには、種々の仮定を設けなくてはならない。その仮定と設定根拠を以下にまとめる。

まず、入射波に関しては、運動エネルギーを深さ方向に積分する必要がある。ここでは深さ方向の積分は表層の厚さ分を考慮することにする。これは、以下の理由による。

- 1) 表層部分に波動が入射することにより表面波が生成されることが考えられること。
- 2) 表面波の振幅分布から判断すると、主要な振幅分布は表層部分内に収まること。
- 3) 実現象は平面波でなく球面波であり、波動の屈折点(二次的震源)を水平平面上で特定した場合、震源より深い位置では、距離減衰の影響で振幅が小さくなること。

さらに、式(4-6)または(4-9)を忠実に計算する為には、深さ方向の任意地点の振幅が必要となるが、ここでは、深さ方向の任意の地点の変位地動を求めずに、地表の地動を用いることにする。このようにすることにより、入射するエネルギーはやや過大になるものの、盆地に入力する地震動を複数の深さで計算する煩わしさから逃れられる。また、実際に計算を行った範囲では、地表面からの反射波の影響もあり、表層部分に対応する位置では深さ方向の振幅の変化は少なかった。

次に、エネルギー流量の保存により励起される表面波は、エアリ相の位相速度を与える周期を中心にしてその速度のプラスマイナス20%程度の位相速度を与える周期帯域のみとする。これは、数値計算例で示されたように、実際に励起される周期帯域はエアリ相周辺だけであること。位相速度に制限を与えることは、二次的な表面波の発生源の位置を制限していることにつながるなど理由による。

また、盆地内の表面波は平面波として伝播していくと仮定する。このようにすると、周波数領域では距離減衰がないので、位相の変化のみを各振動数における波数から算出すればよいことになる。

盆地内のやや長周期地震動のうち盆地生成表面波を推定する際に仮定する項目を再度整理すると、以下のようなになる。

- ・入射エネルギーは全て特定のモードの表面波により保存される。
- ・入射エネルギー流量の深さ方向の積分範囲は、盆地の表層厚さ分とする。
- ・入射エネルギー流量は、深さによる違いを考慮せず、地表の地震動で代表させる。
- ・対象とする周期領域は、エアリ相の位相速度の $\pm 20\%$ の範囲とする。
- ・盆地内の地震動は二次元的に伝播する。

(2) 推定結果と考察

前章で計算した盆地モデルを用いて、提案手法により地震動を推定する。盆地内の地震動は震源から直接到来する波動と盆地生成表面波で構成されると仮定した。前者は、対象地点直下の構造が震源まで続くとして、波線積分法[1]で計算した。盆地生成表面波は、Love波の基本モードとした。

盆地生成表面波は、以下の手順で計算した。

- 1) 地下構造から算出されるエアリ相が周期5.6秒であり、その時の位相速度が1750m/sである。
- 2) この位相速度と基盤のS波速度から表面波の発生する位置(二次的震源)を定める。その結果本例では震源位置によらず、 $x=12.9\text{km}$ の点であった。
- 3) 二次的震源における入射波を算出する。今回は入射波は全無限体の変位を2倍することで得た。これは、前章で見たように二次的な表面波が生成される位置では入射波として表面波がないこと、計算時間が非常に短いことなどの理由による。
- 4) 二次的震源から観測点までは、二次元の表面波として扱い、スペクトル振幅はそのままで位相の変化のみを波数から算出する。初期位相(距離が0における位相)は、入射波のy方向の位相を用いた。
- 5) 上記により算出された盆地生成表面波からエアリ相付近の周期成分を取り出した。具体的な周期範囲は、4.7秒~6.7秒の範囲である。
- 6) 上記の盆地生成表面波の振動方向は二次的震源と観測点を結んだ線に直交した方向であるので、到来方向を勘案して、x, y方向に変換する。

上記の手順により得られる盆地生成表面波と平行成層モデルによる地震動を加えて盆地内の地震動を得た。ちなみに、より一般的に盆地生成表面波の計算手順を示すならば、上記2)の部分は、観測点と震央を結ぶ波線から盆地生成表面波の生成位置を求める、ということになる。

入射波とそのスペクトルを図-4.4(a)~(c)に示す。また、推定地震動と三次元境界要素法の結果とを重ねて図-4.5(a)~(c)に示す。図-4.4には、推定地震動を構成する盆地生成波、平行成層モデルによる地震動も示してある。

入射波は、前章で見たように震源の放射特性の影響が強く現れ、y方向の振動が卓越している。特に、ケース3の場合は二次的震源の位置が横ずれ断層の走向方向なので、x方向とz方向の地動成分はない。よって、入射エネルギーの計算は、全ケースともy方向のみを考慮した。周期特性は、ケースにより振幅が異なるものの、周期2秒以上でほぼ平坦である。

推定地動と三次元境界要素法の結果を比較すると、時刻歴では短周期成分を除いてほぼ合っていると言えよう。三次元境界要素法で現れている短周期成分を提案手法を用いて現すためには、少なくとも一次高調モードを導入する必要がある。一般的には、高調モードが励起される短周期領域では複数の表面波が存在するので、提案手法を適用するのであればモード間相互のエネルギー分配率を定める必要がある。しかしながら、モード間のエネルギー分配率を定めるのは一般に困難である。

一方、スペクトルにおいて対象周期領域(4.7秒から6.7秒)を見ると、ケースによって異なるが推定地動の方が、境界要素法の振幅より約1.5倍程度大きくなっている。推定地動が大きくなるのは、入射エネルギー流量がすべて盆地に透過すると仮定したためであり、正解を得るためには、正しい反射係数が必要である。久田・他は鉛直不連続面を有する二次元地盤にSH波が入射した場合の反射係数を示している[3]が、全ての場合について反射係数を得ることは容易ではない。

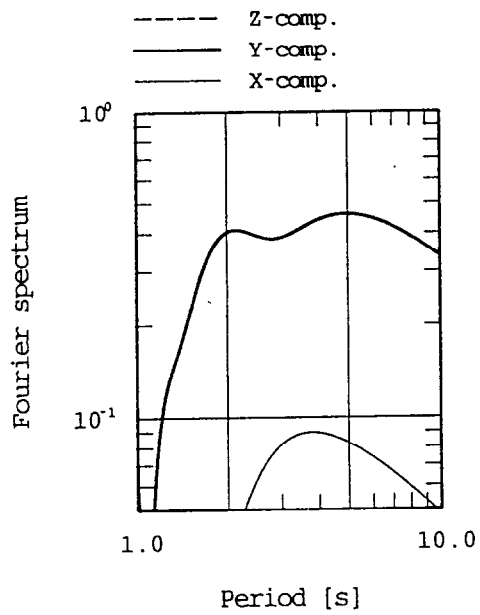
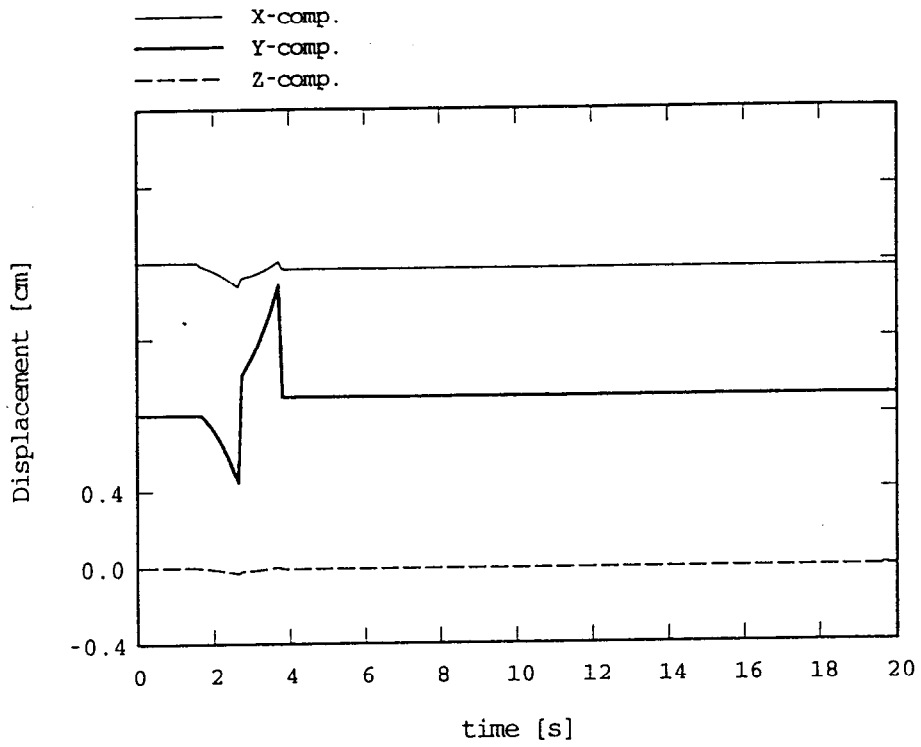


図-4.4(a) ケース1の場合の盆地生成表面波に対応する盆地境界への入射波

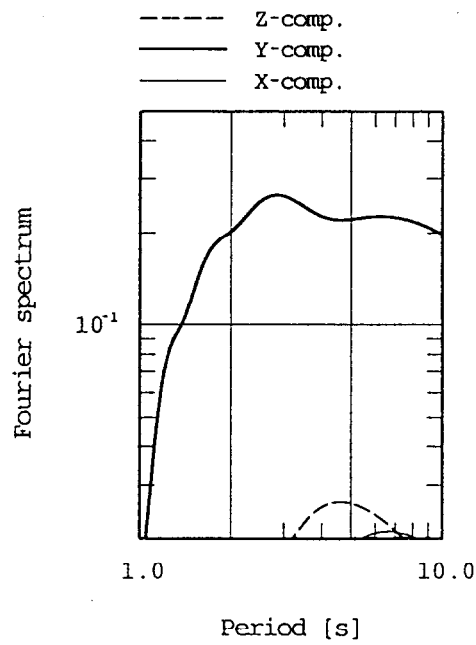
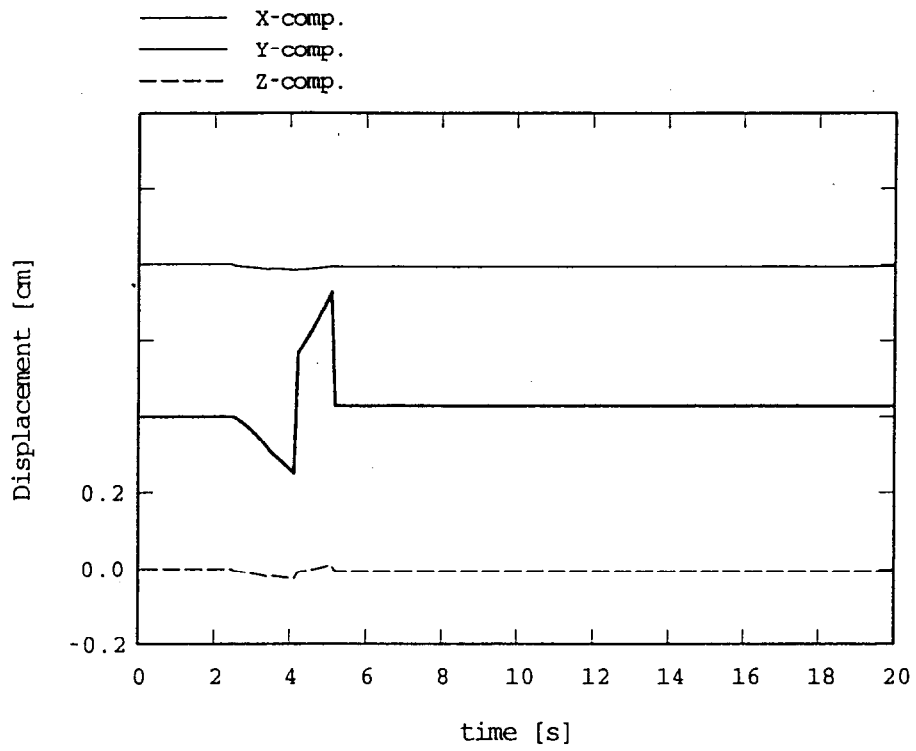


図-4.4(b) ケース2の場合の盆地生成表面波に対応する盆地境界への入射波

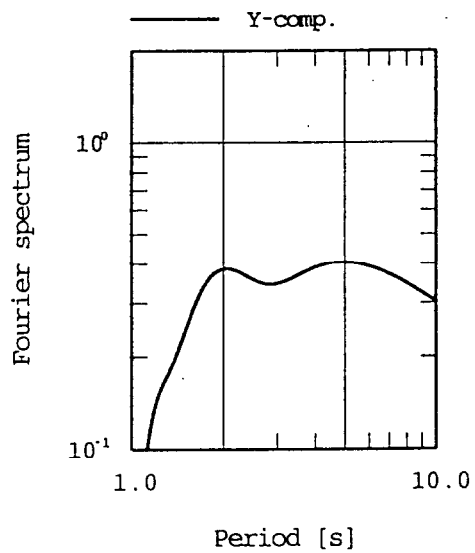
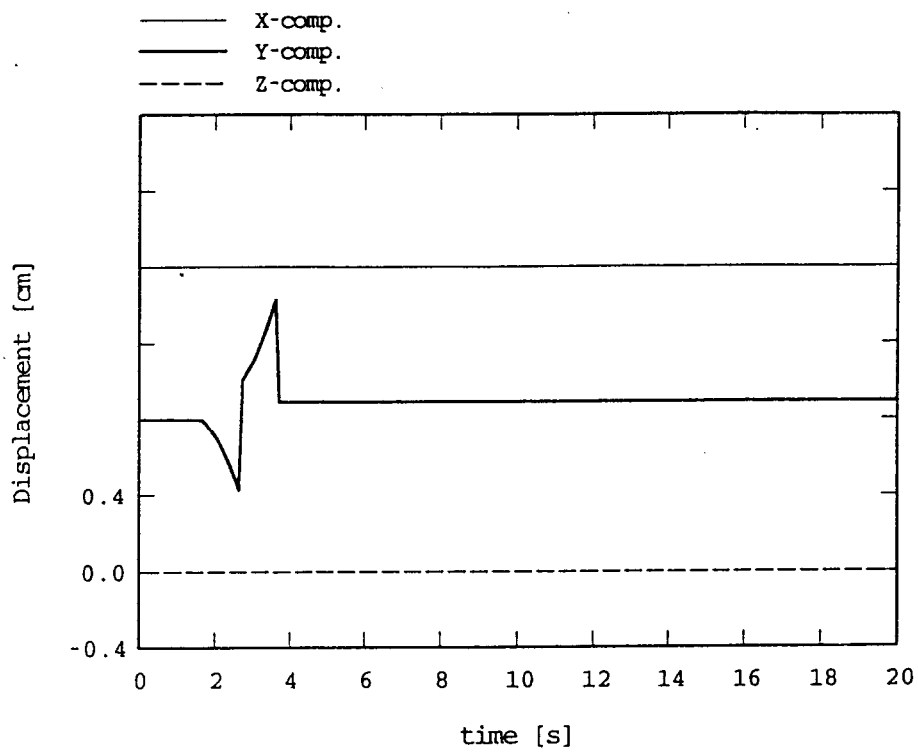


図-4.4(c) ケース3の場合の盆地生成表面波に対応する盆地境界への入射波

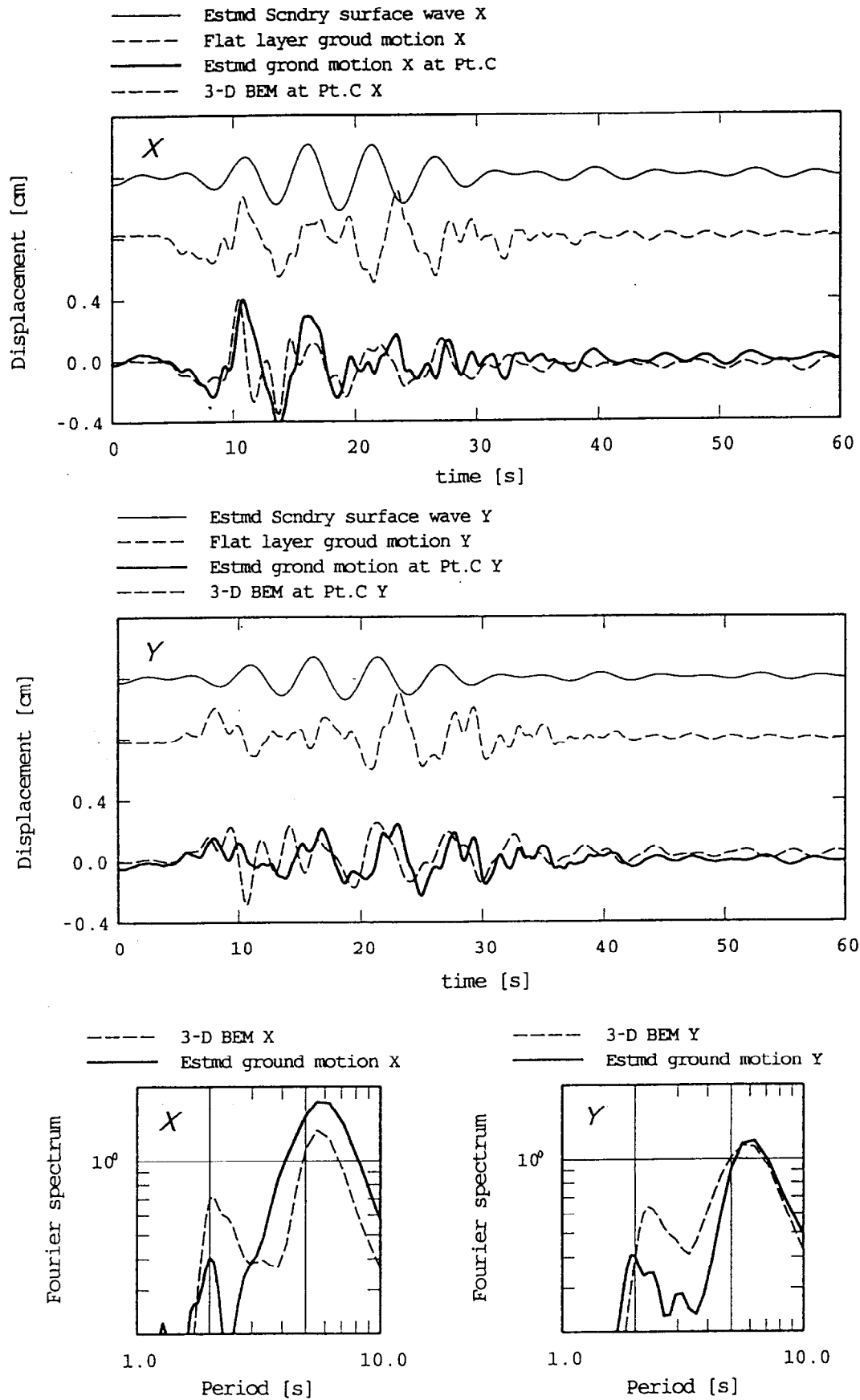


図-4.5(a) ケース1の場合の提案手法による推定地動(太実線)と三次元境界要素法との比較(太破線). 推定した二次的表面波(細実線)と平行成層モデル(細破線)による地震動も示されている.

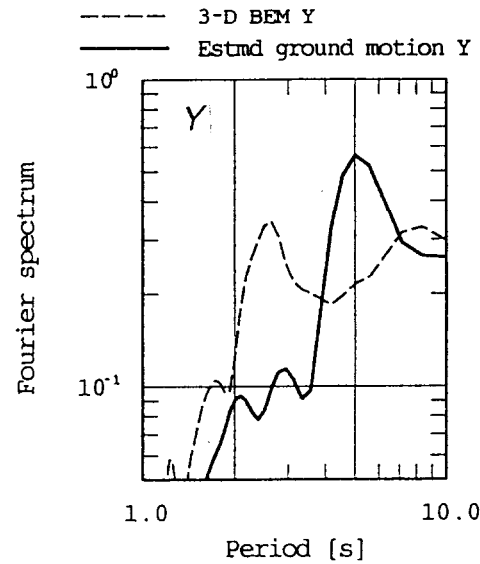
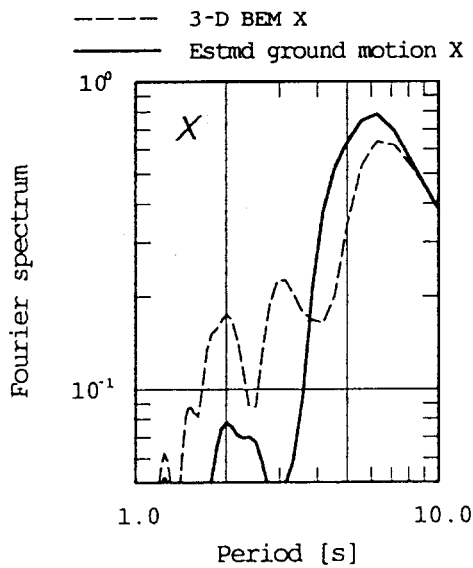
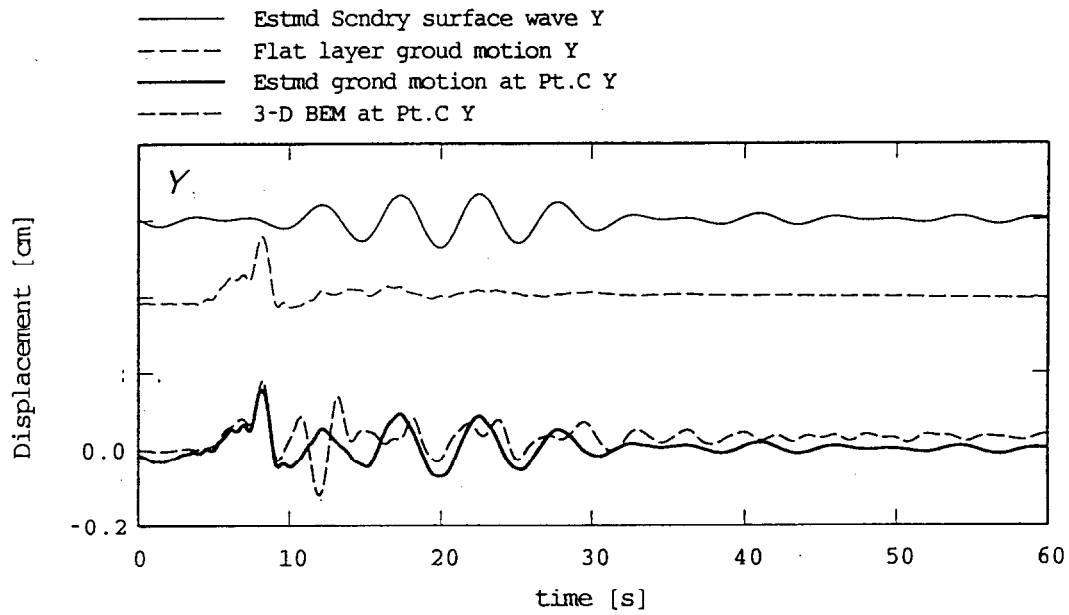
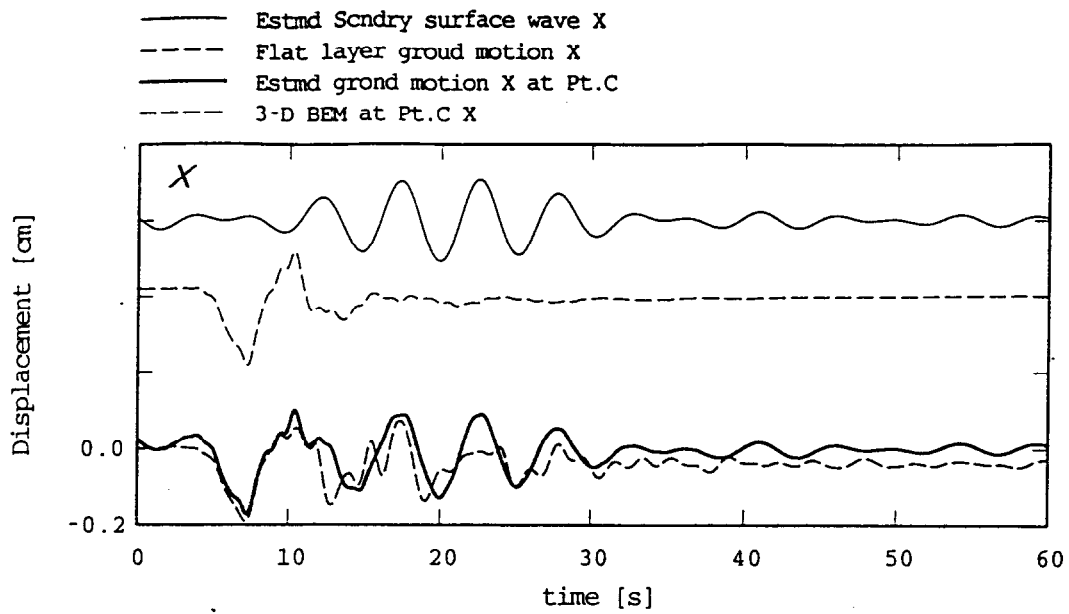


図-4.5(b) ケース2の場合の提案手法による推定地動(太実線)と三次元境界要素法との比較(太破線).
 推定した二次的表面波(細実線)と平行成層モデル(細破線)による地震動も示されている.

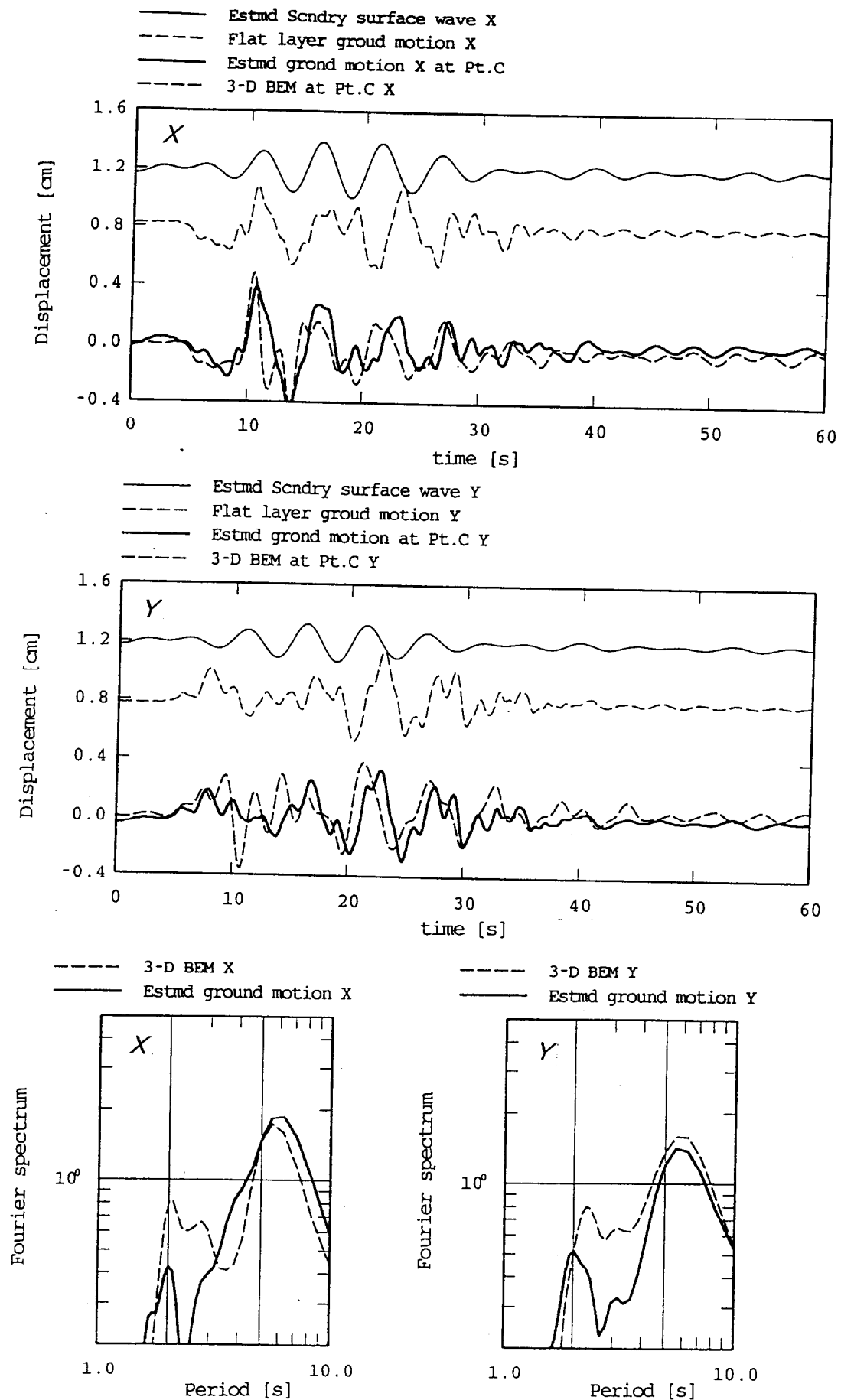


図-4.5(c) ケース3の場合の提案手法による推定地動(太実線)と三次元境界要素法との比較(太破線). 推定した二次的表面波(細実線)と平行成層モデル(細破線)による地震動も示されている.

4.5 予測手法の適用時の留意点

本論文で提案している盆地内や長周期地震動の予測手法は、手法を簡便にするために現象を理想化しているので、その適用範囲を示しておく必要がある。とくに、盆地生成表面波の予測に用いている、境界におけるエネルギー流量の保存則は、いわば必要条件であり、それだけでは境界があるために生ずる波動場を記述することはできないので、仮定を導入している。適用範囲は、この仮定の妥当性とも大きく関係するが、定量的な評価は困難である。そこで、計算に当たって仮定した事項に触れながら、手法適用の際の現時点における留意点をまとめる。

(a) 地盤の減衰

震源から直接到来する地震動を計算する際には、地盤構造に減衰を導入したほうがよい。理由としては、計算時の数値的な安定性が第一に挙げられる。また、どのようなS波速度までモデル化するかによって異なるが、減衰が小さいと表層の非常に遅い層を伝播する表面波が現れる。この表面波の群速度は、表層のS波よりも遅いであろうから、到来時間が非常に遅くなる。この遅く到来する波動を時間領域で表すために、計算対象時間を延ばす必要がある。このことは、周波数領域において、周波数刻みを非常に小さくすることに対応する。このような細かな周波数刻みでは、必要とする地震動を得るための計算時間が膨大になってしまう。一方、震源からこのような遅い表面波が現れた観測例はない。このような表面波は極表層の不整形性に依拠して、減衰してしまうのであろう。よって、平行成層モデルにおいては、表層に減衰を導入したほうが適切である。

一方、盆地生成表面波を考慮する場合には、媒質の減衰を考慮する必要はないであろう。これは、これまで多くの人のシミュレーションでは、減衰を導入せずに計算した結果と観測結果がよく対応していることによる。

(b) 予測可能地域

本手法では、入射エネルギーの表面波各モード間の分配率の適切な設定方法がないこと、実際の地盤では基本モードが卓越することから(付録2参照)、盆地生成表面波については基本モードのみを取り扱っている。しかしながら、1995年兵庫県南部地震のような場合には、盆地境界部に近い地域において高調モードや回折波等の方が基本モードの表面波よりも卓越する(例えば、文献[4])という報告もあり、境界の近傍では波動場が複雑になると考えられることから、本提案手法のように原則的に一つの表面波モードで代表させるのは不適切になる可能性がある。言葉を換えれば、本手法は盆地中央部の地震動予測には適しているが、境界周辺の地震動予測に適しているとは言えない。

(c) 盆地形状に関連する事項

本章では、水平面内では直線上でかつ鉛直な境界を有した二層地盤という極めて単純化したモデルを用いて提案手法の検証を行っている。しかしながら、実際の盆地構造では境界の傾斜は緩やかなものも多く、盆地内も層構造を成している。そこで、検証モデルと実際の地盤モデルの差から、本提案手法を

考えてみる。

まず、盆地中央部の深さの変化、つまり盆地底部の形状の影響を考える。盆地の深さが変化することは、表面波の位相速度が場所によって異なることになり、それにもない波線が水平面内で湾曲する。一方、提案手法では盆地生成表面波の波線は直線的に進むという仮定をとっている。この仮定は、盆地生成表面波の生成位置と伝播に伴う位相の変化の算出に用いている。また、最終的には水平面内の2方向に地震動を割り振るときにも使用している。現実と仮定の相違から生じると考えられることは、盆地生成表面波の到達時刻が適切に評価できないこと、および生成位置の推定の誤差が生じることである。さらに、生成位置の違いが振幅の違いにつながる可能性もある。

次に、盆地境界形状の影響を考える。盆地を覆う堆積層の厚さは、盆地の縁に行くほど薄くなることから、同じ振動数であれば盆地の縁に行くほど表面波の位相速度は速くなる。このことも、盆地生成表面波の到達時刻が適切に評価できない可能性につながる。盆地生成表面波の出現時間を考えると、平面内の波線の湾曲は、提案手法で予測した到来時刻よりも実際の地震動が遅くなることことになる。一方、後者の要因では提案手法で予測した到来時刻は、実際の地震動よりも遅くなることになる。本手法では、最終的に時刻歴波形で評価するので、盆地生成表面波の振幅を正しく評価しても、加え合わせ方が不適切であると、最終的な波形の振幅が正しく評価できないことに留意が必要である。

以上のことから、現在の段階では本手法は、大阪堆積盆地のように盆地端部の形状が段差構造のような盆地において適切な計算手法と言えよう。

次に盆地形状、あるいは媒質の水平方向の変化が振幅に与える影響を考えてみる。本論では境界における反射波を考慮しないと仮定しているので、定量的な評価は困難であるが、盆地形状あるいは境界における物性値の差によらず、振幅を実際よりも大きく評価していると言える。しかし、設計に当たっては安全側の評価になるので、実用上はあまり問題がないと考えられる。なお、第1章で述べたように、水平方向の媒質の変化が非常に緩やかであるとして表面波の伝播を取り扱う方法に、表面波Gaussian beam法[5]がある。提案手法は、エネルギーの保存を用いていることで、表面波Gaussian beam法と類似であるが、不連続な境界でも適用できるとして展開した点に独創性がある。

(c) 予測時刻歴波形の精度

エネルギー流量の保存則だけでは、盆地生成表面波の初期位相(ここでは、盆地生成表面波が生成される時点での、位相をこう呼ぶ)を定めることはできない。本章では、y方向が卓越しているので入射波のy方向の位相を初期位相としている。これは、水平成層地盤に平面実体波が入射することから類推して用いた仮定である。本来は、入射波の波面を考えて、波面における位相を考慮する必要がある。また、境界において変位と応力が連続になるために、入射波の位相と盆地生成表面波の位相とが異なる可能性も否定はできない。このことから、予測した盆地生成表面波の時刻歴波形は、時間方向に不確定性を有していることが分かる。前述した、伝播経路による位相評価の不正確さと併せて、今後解明する必要がある。

(d) 二次的震源が複数ある場合

現実の盆地では、水平面内で見えた盆地境界が湾曲している場合が多い。この場合、震源と対象地点の位置関係によっては、盆地生成表面波の生成位置が複数存在することも考えられる。このような場合でも複数の盆地生成表面波を加えることで対処できると思われるが、未検討であるので、厳密な数値解析法による地震動との比較を通じて検討する必要がある。

項目(b)および(c)の前半の議論は、対象としている表面波の波長と盆地構造の代表的な長さとの関係で、整理が可能と思われる。もし、このような整理が可能であれば、適用範囲が定量的に示せる可能性があるため、今後検討例を重ねながら検討してみたい。

4.6 まとめ

盆地内やや長周期地震動が震源から直接到来する地震動と、盆地境界で実体波が表面波に変換した盆地生成波で構成されると考えて、予測する手法を提案した。震源から直接到来する地震動については、平行成層モデルで計算することを提案している。一方、盆地生成表面波の推定手法は、境界におけるエネルギー流量の保存則を基にしており、次の仮定をおくことで盆地生成表面波を推定している。

- ・入射エネルギー流量は全て特定のモードの表面波により保存される。
- ・入射エネルギー流量の深さ方向の積分範囲は、盆地の表層厚さ分とする。
- ・入射エネルギー流量は、深さによる違いを考慮せず、地表の地震動で代表させる。
- ・対象とする周期領域は、エアリー相におけるの位相速度の $\pm 20\%$ の位相速度を与える周期範囲とする。
- ・盆地内の地震動は二次元的に伝播する。

前章で行った数値実験を題材に、提案手法により地震動を推定し、境界要素法の結果と比較した。その結果、考慮していない短周期成分では異なるものの、時刻歴においては長周期成分の位相の対応はよかった。短周期成分を考慮するためには、高調モードを導入する必要がある。高調モードを考慮する為には、他の表面波モードとのエネルギーの分配率を定める必要がある。また、スペクトルでの比較ではケースによって異なるが、推定地動の方が1.5倍程度大きかった。これは、反射波を無視していることが主たる原因であり、より適切な解を得るためには反射係数を評価する必要がある。

提案手法は極めて単純であり、計算機の能力としては平行成層の地震動の計算を除けば、周波数領域での評価が必要なためにフーリエ変換ができることが最低の条件である。

第4章の参考文献

- [1] Hisada Y. : An efficient method for computing Green's function for a layered half-space with sources and receivers at close depths (Part 2), *Bulletin of the Seismological Society of America*, **85**, 1080-1093, 1995.
- [2] Aki, K., and Richards, G. P.: *Quantitative Seismology Theory and methods*, Vol.1, W. H> Freeman and Company, 557p, 1980.
- [3] 久田嘉章・山本俊六・谷資信: 沖積平野または堆積盆地内で発生するLOVE波を合成する解析手法, *日本建築学会構造系論文報告集*, No.419, 135-143, 1991.
- [4] 川瀬博, 松島信一, Graves, R., Somerville, P.: 「エッジ」効果に着目した単純な二次元盆地構造の三次元波動場解析－兵庫県南部地震の際の震災帯の成因－, *地震*, **50**, 431-449, 1998.
- [5] Yomogida K.: Waveform synthesis of surface waves in a laterally heterogeneous earth by the Gaussian beam method, *journal of geophysical research*, **90**, No.B9, 7665-7688, 1985.

第5章 提案手法を用いた地震動評価

5.1 はじめに

前章では、盆地内地震動の推定方法を提案し、その例題として第3章で用いた盆地モデルを用いて、提案手法による結果と境界要素法による結果と比較することで、提案手法の妥当性を示した。しかしながら、前章で述べたように本提案手法は問題をかなり単純化しているため、より複雑なモデルでの検証が望まれる。また、実際の地震に適用する際の問題点を調査しておく必要がある。そこで、1995年兵庫県南部地震を対象に、兵庫県南部地震を想定して福島及び尼崎観測点における地震動を評価してみる。

まず、対象地点直下の地下構造が震源断層まで続いているとして、震源から直接到来する波動を平行成層モデルにより計算する。次に、第2章における検討を踏まえ、伊丹断層の付近で盆地生成表面波が発生したとし、伊丹断層の位置における地震動を、盆地基盤と同じ構造であるとして平行成層モデルで計算する。伊丹断層から対象地点までは、対象地点直下の構造が続くとして、二次元表面波の伝播問題とする。最終的に、最初に計算した震源から直接到来する波動と盆地生成表面波とを加え合わせて、対象地点における地震動を予測し、観測結果と比較する。

5.2 数値計算用のための兵庫県南部地震モデル

震源モデルおよび地下構造モデルは、震源のアスペリティ分布や地盤構造を総合的に調査分析した、文献[1]に基づく。以下に、概要を示す。

文献[1]では、図-5.1および表-5.1に示すようなアスペリティ分布を用いている。このアスペリティ分布モデルは、Kamae and Irikura[2]が提案したアスペリティ分布モデルを初期値とし、文献[2]においてモデル作成の基準とした神戸海洋気象台だけではなく、神戸大学 (KBU) および本山第一小学校 (MOT) の震源直交成分 (N33W方向) の記録が説明できるものである。

表-5.1 計算に用いた1995年兵庫県南部地震の断層パラメータ(文献[1]より)

No.	$M_0 \times 10^{18}$ [Nm]	面積 [km ²]	破壊開始時間 [s]	滑り時間 [s]	滑り量 [m]
1	0.62	4.5 x 5	0.00	0.42	0.85
2	1.07	4.5 x 5	1.79	0.66	1.47
3	2.59	8 x 10	3.70	1.20	1.00
4	4.83	8 x 10	6.25	1.50	1.90
合計	11.52	205			

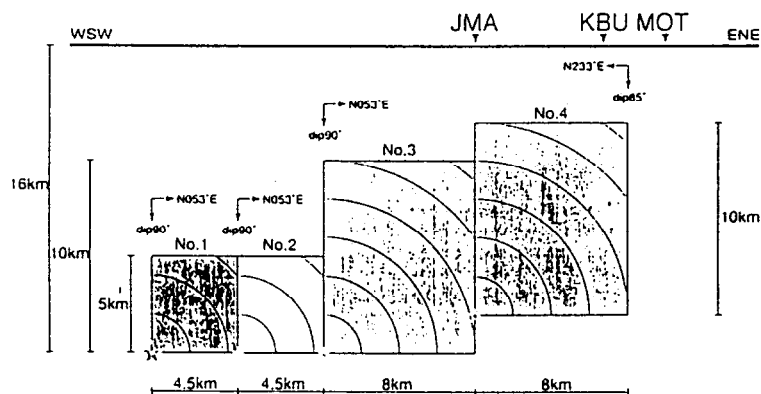


図-5.1 震源モデルとした4つのアスペリティの位置。左下にある星印が震源の位置(文献[1]より)。

各アスペリティ内では、南西端から破壊が2.8km/sの速度で放射状に広がるとしている。図-5.1に示されている、4つのアスペリティのうち、西側の3つは走向がN57Eで傾斜が90度であり、最も東のものだけが走向N233E、傾斜85度となっている。滑り方向は、すべてのアスペリティで純粋な右横ずれである。すべり

時間関数は、最新の断層の動的破壊に関する研究を参考に、立ち上がり部が急峻なものを試行錯誤的に各アスペリティごとに定めている。

盆地の外の地下構造は、表-5.2のように定めている。盆地内の地下構造は、反射法のP波速度の結果と深層のPS検層結果を参照にしており、本論第2章で用いた構造とやや異なっている。そこで、福島観測点と尼崎観測点の地動を計算するに当たっては、文献[1]と宮腰・他が提案したモデル[3]を併せて、各々表-5.3, 表-5.4のような地下構造を用いる。

表-5.2 盆地外の地下構造

Layer	Vp [km/s]	Vs [km/s]	ρ [g/cm ³]	Q	Thickness [km]
1	4.60	2.40	2.2	150	0.40
2	5.15	2.85	2.5	200	0.15
3	5.50	3.2	2.6	400	4.45
4	6.00	3.46	2.7	600	13.00
5	6.70	3.87	2.8	700	16.50
6	7.5	4.33	3.0	800	infinite

表-5.3 福島観測点用の地下構造

Layer	Vp [km/s]	Vs [km/s]	ρ [g/cm ³]	Q	Thickness [km]
1	1.60	0.35	1.7	20	0.23
2	1.80	0.55	1.8	30	0.31
3	2.50	1.00	2.1	50	0.65
4	5.40	3.20	2.6	400	4.45
5	6.00	3.46	2.7	600	13.00
6	6.70	3.87	2.8	700	16.50
7	7.5	4.33	3.0	800	infinite

表-5.4 尼崎観測点用の地下構造

Layer	Vp [km/s]	Vs [km/s]	ρ [g/cm ³]	Q	Thickness [km]
1	1.60	0.35	1.7	20	0.20
2	1.80	0.55	1.8	30	0.42
3	2.50	1.00	2.1	50	0.77
4	5.40	3.20	2.6	400	4.45
5	6.00	3.46	2.7	600	13.00
6	6.70	3.87	2.8	700	16.50
7	7.5	4.33	3.0	800	infinite

5.3 推定地動

(1) 福島観測点

ここでは、Love波の基本モードのみを考慮する。福島観測点周辺の記録に見られるLove波の到来方向は、Rayleigh波の結果とやや異なっていたが、ここではRayleigh波と同様に、図-5.2に示すように伊丹断層の付近で発生したと考える。

図-5.3に伊丹断層の位置における地震動の速度波形とそのフーリエスペクトルを示す。波形は断層直交成分が卓越しており、パルス的である。最大値は40cm/s程度であった。スペクトル振幅は周期2秒以上はほぼ平坦である。図-5.4に福島観測点の位置における一次元地下構造を用いた地震動の計算結果を示す。水平2成分で、振幅に大きな違いが見られ、EW成分の最大値は40cm/s弱であり、観測記録の最大値よりやや大きい。一方、NS成分の振幅は8cm/sと小さい。実際の記録では、最大値を与える時刻がややずれているものの、両成分とも最大値は30cm/sである。水平2成分の大きさが極端に異なる理由としては、震源の放射特性が考えられる。さらに、波形の観察から継続時間は15秒程度と短く、主要動に続く後続の位相は顕著ではないことが分かる。主として表面波で構成される後続位相が顕著でない理由としては、震源深さが深いことが考えられる。大阪市内の記録を一次元構造で計算した例[4]でも、後続位相が見られないことが報告されている。なお、これらの平行成層地盤における地震動の計算は、文献[5]によっている。

第4章で検討したように、伊丹では断層の走向がN70E程度と見積られる。そこで、伊丹における計算結果をN70Eとその直交方向に変換し、直交成分の振幅で入射波のエネルギー流量を評価した。なお、変換角度が小さい(13度)ために、変換前後での波形はほぼ同じである。ここで、直交成分を用いたのは、前章のケース3と同様と考えたからである。また、盆地に入射するエネルギー流量の算出には、盆地外側の実体波速度が必要である。そこで、盆地構造と基盤構造の共通な層のS波速度を3.2km/sと仮定してい

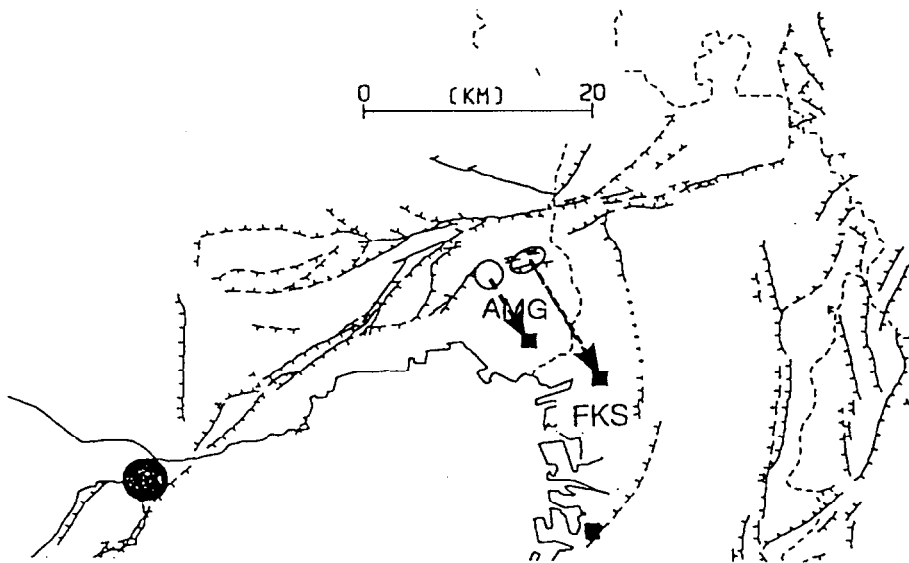


図-5.2 盆地生成表面波の想定生成位置。FKS:福島観測点, AMG:尼崎観測点。

ることから、この速度を用いた。さらに、入射エネルギー量の深さ方向については、これまでと同様に堆積層分のみを考慮している。

盆地内を伝わるLove波基本モードのエアリー層は周期5.3秒であり、その時の位相速度は約1.35km/sである。この位相速度を基に、境界に対する入射角を90度として、波束の幅の変化を求めた。また、エネルギー流量の保存を考える周期領域は、5.0秒から5.6秒とした。一次元構造の地震動に盆地生成表面波を方向を考慮して加えたものを、観測記録と比較して図-5.5に示す。図から、初動の立ち上がりはよく合っているものの、観測記録に卓越してみられる周期1秒程度の成分が推定地動には現れていない。この時間帯は、一次元構造の地震動が主要な部分であり、S波の立ち上がりが観測記録と合っていることは、地下構造モデルの妥当性を示している。主要動が終了してからしばらくは、提案モデルの振幅が小さくなっているものの、時刻40秒以降の計算波形は観測記録とよく対応している。

観測記録と推定地震動のフーリエスペクトルを比較すると、ほぼ良い対応が見られる。本来は、本提案手法は表面波を過大に評価するものであるが、NS成分では観測記録とほぼ同じような値である。一次元構造による地震動が小さかったことも一つの原因であるが、エネルギー流量の過小評価の可能性もあるので、今後計算例を増やして検討を重ねていく必要がある。

(2) 尼崎観測点

尼崎観測点に到来した盆地生成表面波の生成位置については、詳細な検討は行われていない。そこで、次のように生成位置を定めた。まず、波動の到来方向であるが、これは図-2.14で見たように尼崎から福島・堺まで北西から南東の方向にRayleigh波が伝播していることが分かっている。また、別途行った1995年兵庫県南部地震のシミュレーション結果の分析[6]でも到来方向は、N310E~N330Eに分布していた。そこで、到来方向としてはN330Eと仮定し、伊丹断層の延長線上の点を盆地生成表面波の生成位置とした。位置を図-5.2に示す。その付近には、活断層は知られていないが、地下構造の変化している点であることは想像される。なお、この生成位置から尼崎観測点までの距離は7.2kmとなる。

図-5.6が盆地に入射する基盤地震動である。図では、断層方向と断層直交方向としてあるが、断層直交方向の震幅が極めて大きいことが分かる。最大速度で約55cm/sとなり、福島への入射波の振幅よりも大きい。この相違は、単に距離減衰の影響と考えられる。図-5.7は、尼崎直下の構造(表-5.4)が震源断層まで続いているとして算出した地震動である。水平成分の波形は、一つのパルスで形成されており前述した福島の計算例と同様に後続位相は顕著でない。但し、スペクトルを見ると6~8秒程度の長周期成分が卓越していることが分かる。

盆地生成表面波を福島と同様にして算出し、平行成層モデルの結果と加えて、観測記録と比較してみる。なお、尼崎の地下構造から求まるLove波のエアリー相は5.9秒であり、盆地生成表面波を考慮する周期領域は、5.5秒から6.3秒までとしている。観測結果と予測結果の比較の図が、図-5.8である。波形の比較では、S波主要動部分では立ち上がりや大きな振幅の出現時刻は合うものの、絶対的な振幅が推定地動の方が小さい。これは、福島でもそうであったので、震源時間関数を含む震源モデルの特性として1秒前後の地震動成分が十分に励起されていないためと考えられる。事実、岩盤における理論地震動のスペクトル(図-5.3, 5.6)では、周期1秒強で谷となっている。表面波に対応する後続位相に関してNS成分では予測波形と観測記録の対応はよい。EW成分も30~50秒の間はほぼ対応しているが、それ以降

になると過大評価になっている。予測した盆地生成表面波の初期位相はこれまでと同様に入射波の位相としている。後続位相の波群全体を見ると、提案モデルの方が群遅延時間が遅いように見える。これは、観測点と盆地生成表面波の震源(二次的震源)の間を観測点直下と同じ平行成層でモデル化したためと考えられる。つまり、実際の地盤では盆地境界付近で位相速度が速くなるために、伝播経路全体を考えると、波群の到来が平行成層モデルよりも早いからである。

スペクトルを見ると、前述の議論が明確になる。つまり、周期6秒前後で提案手法と観測記録はともに卓越するが、提案手法の方が振幅が大きく、特にEW成分は2倍程度となっている。また、提案手法のスペクトルが1秒付近で谷となるのは、前述したように震源モデルの問題と考えている。

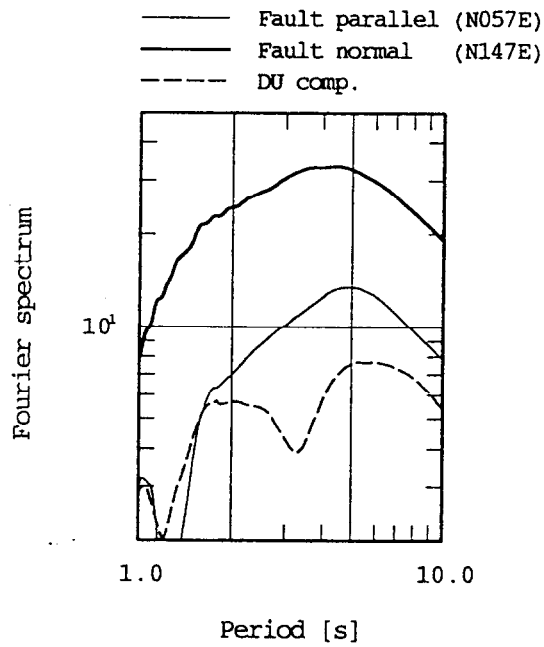
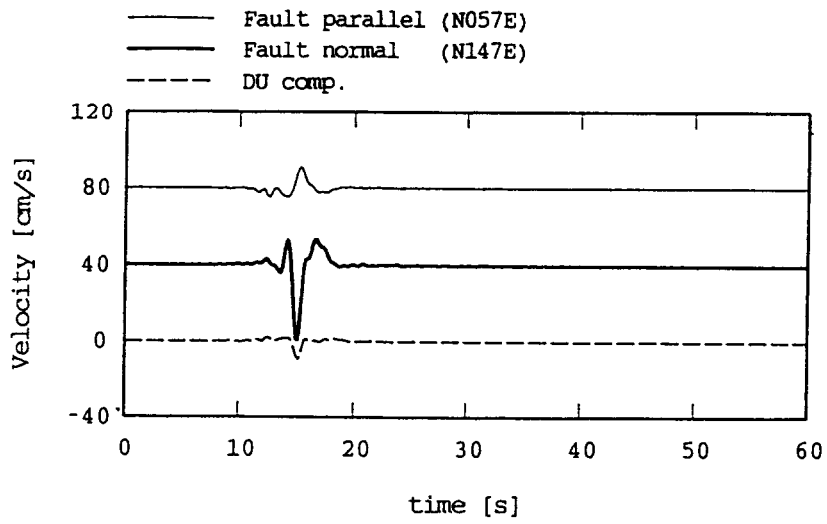


図-5.3 伊丹断層における予測地震動. 基盤構造が震源から平行に続いているとして計算した.

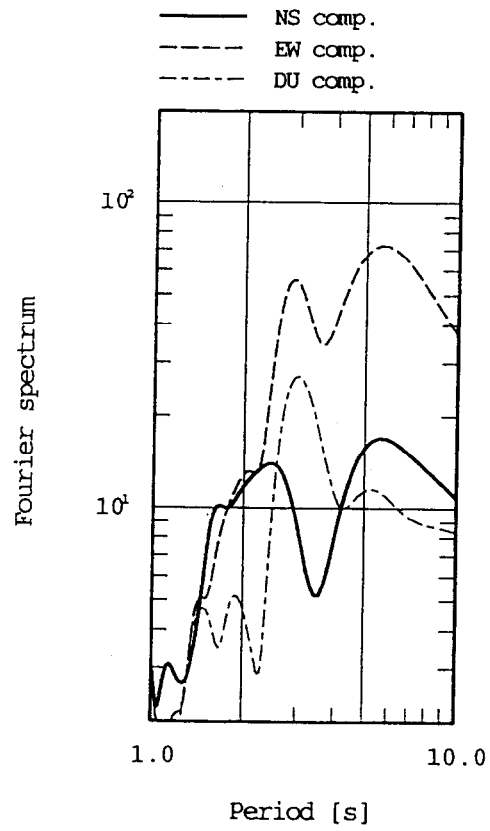
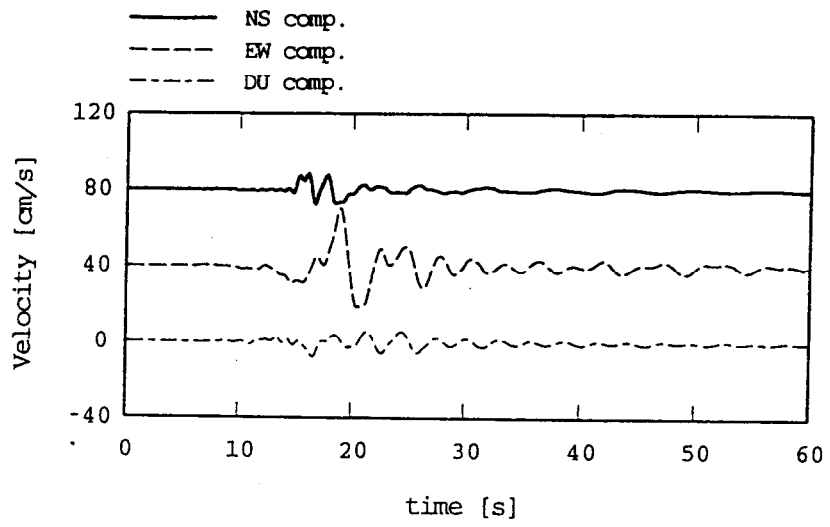


図-5.4 一次元地下構造を用いて計算した、福島観測点における地震動.

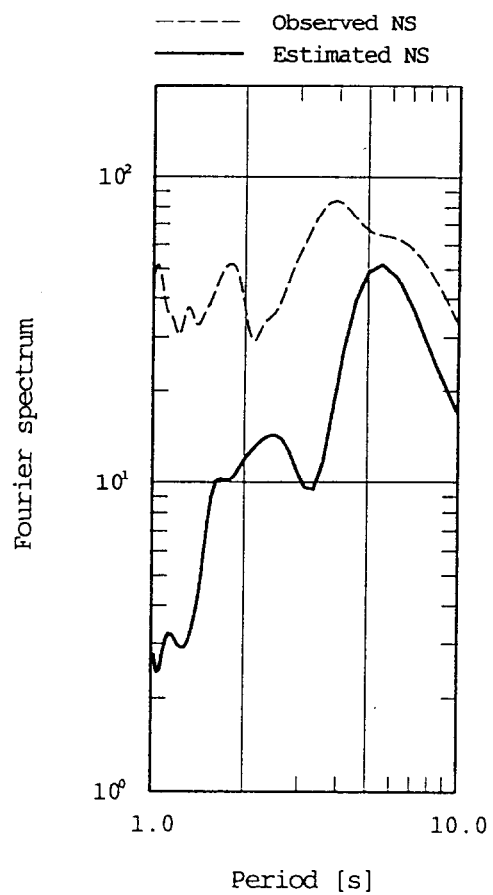
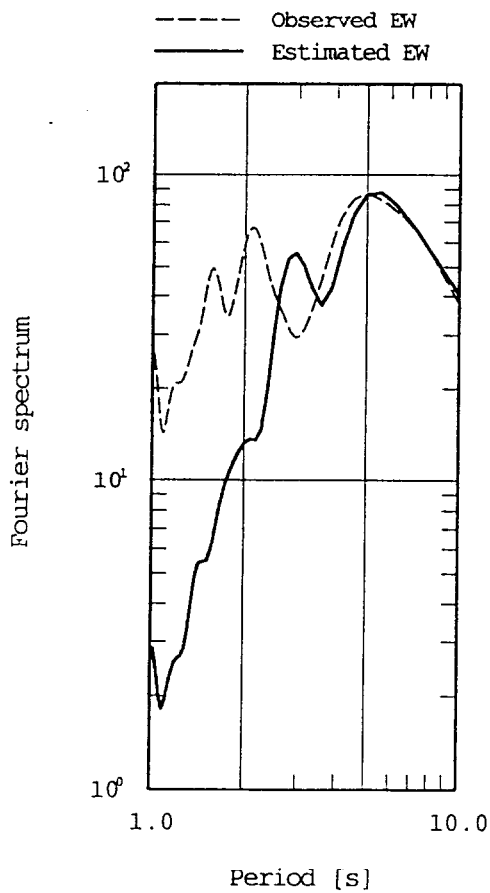
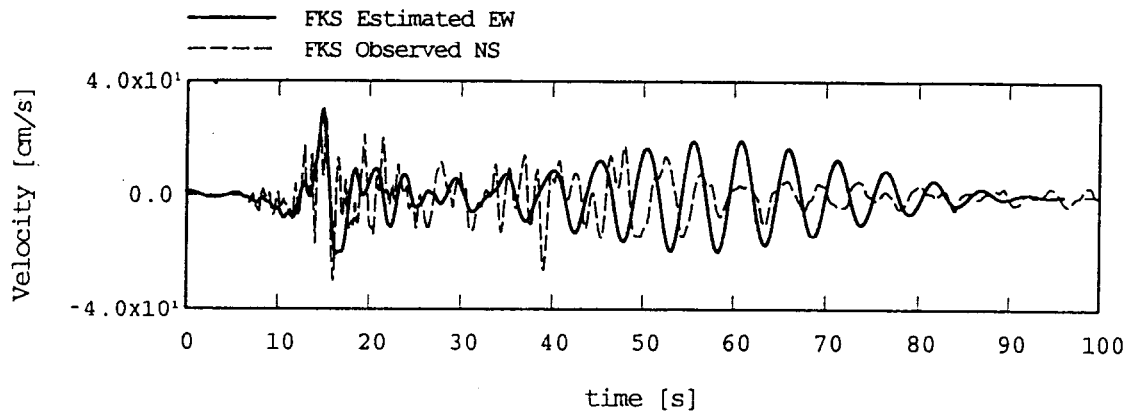
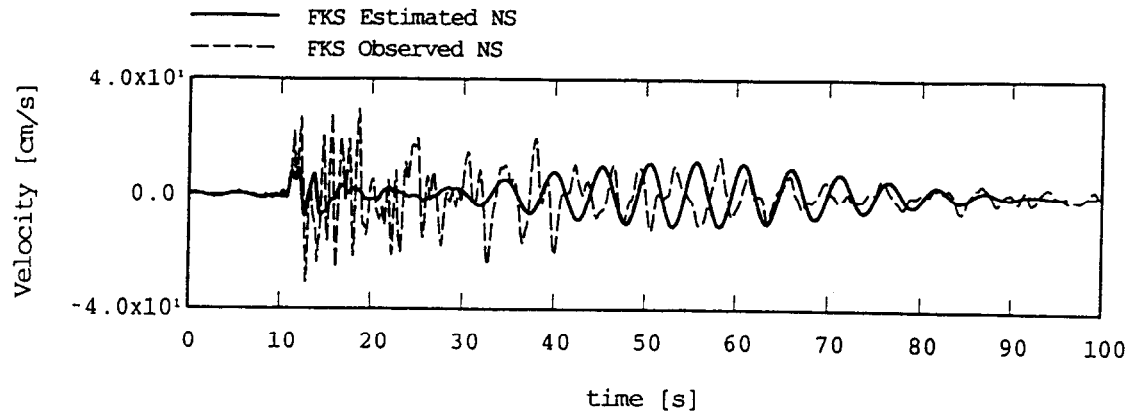


図-5.5 福島観測点における観測記録と推定地動との比較.

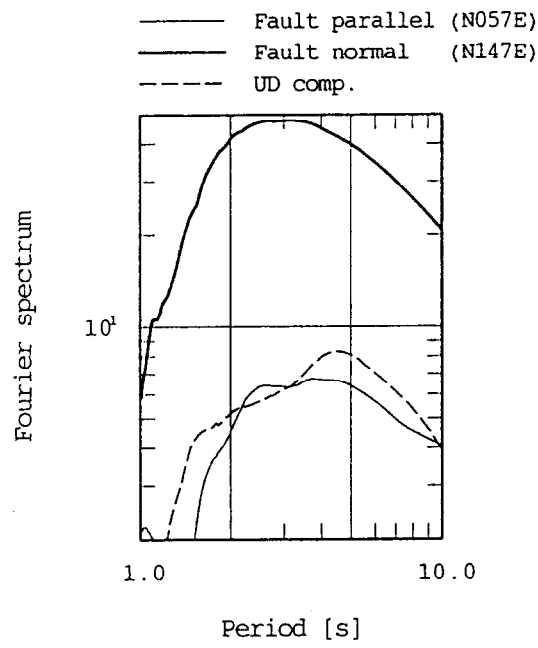
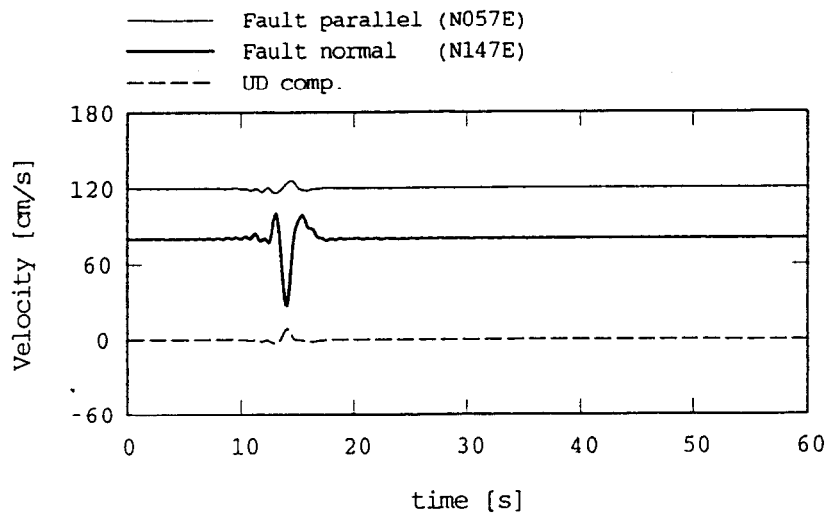


図-5.6 尼崎観測点用の基盤地震動.

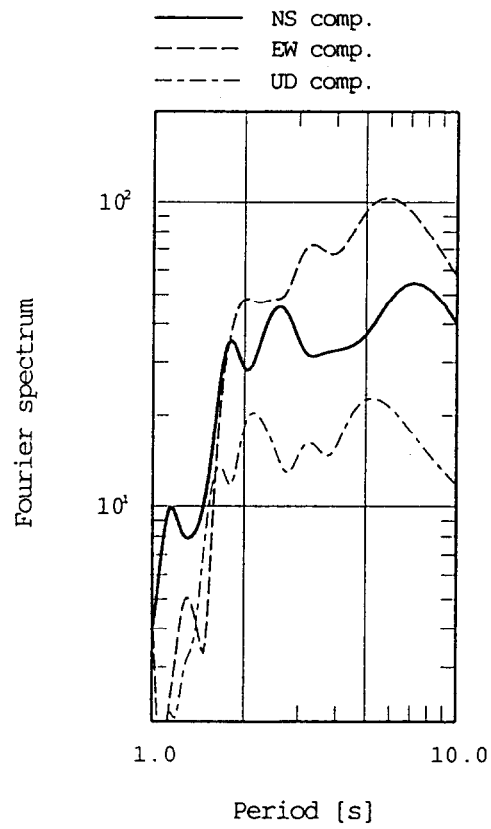
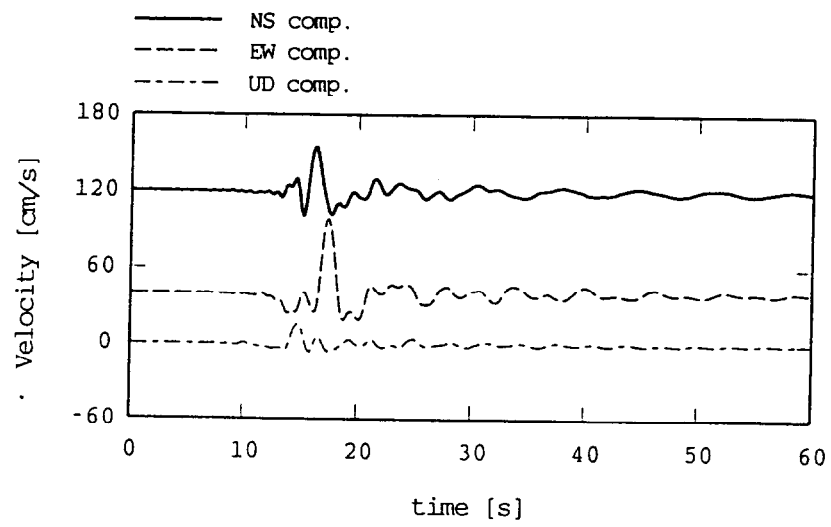


図-5.7 一次元地下構造を用いて計算した、尼崎観測点における地震動.

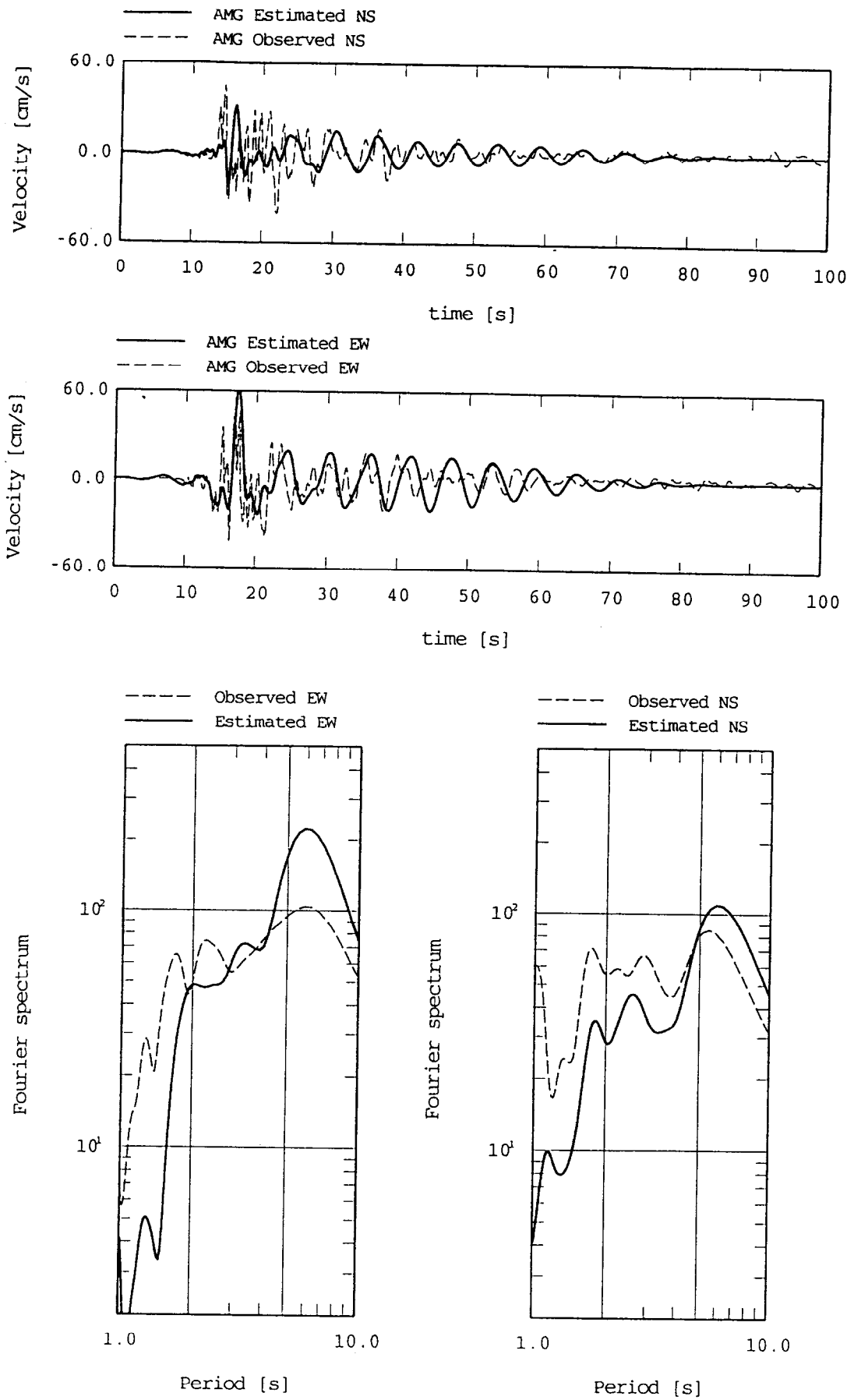


図-5.8 尼崎観測点における観測記録と推定地動との比較.

5.4 まとめ

本論で提案した地震動予測手法を実際の地震に適用した。1995年兵庫県南部地震を対象地震とし、関西地震観測研究協議会の福島観測点と尼崎観測点を対象地点とした。両地点とも観測点直下の構造が、観測点から震源まで続いていると考えた地下構造モデルによる地震動は、それほどやや長周期成分は卓越していなかった。提案手法により評価した盆地生成表面波を平行成層モデルに加えた結果は、観測記録に近いものとなった。

本章の作業を通じて指摘された、実際の地震による地震動を予測する場合の問題点として次の事柄が挙げられる。まず、盆地内外ともに地下構造は層を成している点である。このような場合には、エネルギー流量を算出するための、盆地外側の位相速度の与え方が問題となる。ここでは、盆地モデルの自信基盤相当の速度を与えた。また、本論では盆地生成表面波の初期位相として、境界においては卓越する方向の波動の位相を用いているが、水平2成分あるいは上下動も入れた3成分の振幅がほぼ等しい場合も考えられる。このような場合の対処方法も今後の課題である。

第5章の参考文献

- [1] Matsushima S. and Kawase H.: 3-D wave propagation analysis in Kobe referring to “The basin-edge effect”, The effects of surface geology on seismic motion, Irikura, Kudo, Okada and Sasatani (eds), Balkema, Rotterdam, SS-09, 83-90, 1998.
- [2] Kamae K., Irikura, K., and Pitarka A.: A technique for simulating strong ground motion using hybrid Green’s function, Bulletin of seismological society of America, **88**, 357-367.
- [3] 宮腰研, 香川敬生, 越後智雄, 堀江佳平, 澤田純男: 大阪堆積盆地における深部地盤構造のモデル化(その2), 第24回地震工学研究発表会, 33-36, 1996.
- [4] Graves, R. : Long period 3D finite difference modeling of the Kobe mainshock, The effects of surface geology on seismic motion, Irikura, Kudo, Okada and Sasatani (eds), Balkema, Rotterdam, SS-04, 47-52, 1998.
- [5] Hisada Y. : An efficient method for computing Green’s function for a layered half-space with source and receivers at close depth (part 2), Bulletin of Seismological Society of America, **85**, 1080-1093.
- [6] 片岡俊一., 片岡正次郎, 大町達夫: 観測記録と数値シミュレーションから推定される1995年兵庫県南部地震によるやや長周期地震動の伝播特性, 自然災害科学, 125-142, 1997.

第6章 結論

本論では、1995年兵庫県南部地震の記録の初期解析の結果から、プレート境界で起こる大規模地震ばかりでなく、盆地端部で付近で発生する地震により励起されるやや長周期地震動も耐震設計には重要であると考えて、盆地内のやや長周期地震動を予測する方法を研究した。現状では、実大規模の盆地における想定地震に対するやや長周期地震動の計算は可能であり、研究発表も少なからずある。しかしながら、そこで用いられている計算手法には、良好な計算機環境が必要であり、なおかつ計算時間は極めて長い。そこで、本論では簡便にかつ物理的根拠を有する地震動予測手法を提案した。

手法を提案するために、第2章においては兵庫県南部地震の観測記録の分析、第3章では単純な形状をしたモデルにおける地震動の分析を行った。その結果、第2章「兵庫県南部地震記録で観測されたやや長周期地震動」では、これまでの他の盆地で指摘されていたことが今回も指摘された。つまり、波動の到来方向は必ずしも震央方向ではないこと、しかしながら卓越周期は、ほぼ直下の地下構造で説明が可能であることである。また、極度に液状化した地盤では、やや長周期地震動が局地的に増幅する現象も示した。

第3章の「盆地内地震動に関する数値的検討」では、盆地を模擬した表層が一層だけある単純な盆地モデルを用いて、震源位置のみ3とおりに変化させて盆地内での地震動の特性を検討した。数値計算には、周波数領域の3次元境界要素法を用いた。検討の前には、平行成層モデルにおいて地震動を計算し、波数積分法の結果と比較して、使用した境界要素法の妥当性を示した。数値計算結果を分析したところ、盆地内の地震動は震源から直接到来しているであろう波動と、盆地境界部で生成された波動(盆地生成表面波)があり、いずれにしても表面波が卓越していることが分かった。盆地生成表面波の生成位置は、盆地外側のS波速度と盆地内の表面波の位相速度から、スネルの法則で得られることを示した。また、盆地境界部の波形は境界の影響を当然うけており、入射波とは異なっていること、入射波は震源の放射特性の影響を強く受けていることを示した。

第4章の「盆地内のやや長周期地震動の推定方法の提案」では、盆地内やや長周期地震動は、震源から直接到来する地震動と、盆地生成表面波で構成されと考え、両者を独立に予測した後に時間領域において加え合わせることで盆地内やや長周期地震動を予測する手法を提案した。そのうち、震源から直接到来する地震動に関しては、観測点直下の地下構造が震源まで水平に続くとする、平行成層モデルにより計算する。盆地生成表面波については、実体波が盆地境界に入射するときに保有しているエネルギー流量は、すべて特定のモードの表面波に受け渡されるとして、予測する手法を提案した。さらに、その手法を第3章の数値モデルに当てはめてみた。結果は、概ね良好であったが、反射波を考慮していない分だけ盆地内地震動が大きくなること、高調モードの影響を無視していることが、予測結果に現れていることが指摘できた。

第5章「提案手法を用いた地震動の予測」では、兵庫県南部地震を対象地震とし、福島観測点と尼崎観測点を対象地点として提案手法の実用性を検証した。平行成層モデルでは、表面波が見られなかったが、提案手法では観測記録とほぼ等しい振幅の表面波を評価することができた。

本論で提案した地震動予測手法は、平行成層モデルの計算にやや時間がかかるものの、盆地生成表面波

の評価は、極めて簡便であり物理的根拠を有したものと言える。最近では、計算機環境が急速に進歩しており、盆地スケールの地震動も計算できるようになってはいるが、現状では計算時間が掛かりすぎるのが問題点である。そこで、本提案手法は、計算時間が極めて早いことが利点であるので、対象地震による地震動のレベルを確認することや、断層パラメータの変化が地震動にどのように影響するかといった、繰り返し作業を行うのに適していると言えよう。さらに言えば、本手法で推定した地震動を吟味することで、精緻な計算が必要と判断された時点で大規模な計算を行うことも考えられる。

提案手法の今後の課題は、検討例を増すことで手法の適用範囲を明らかにすることであろう。現状では、計算機環境さえ整えば3次元の地震動伝播計算は可能であるので、数値計算結果を通じて把握することも一つの手段である。また、具体的課題としては、反射波によるエネルギー流量を適切に算定することと高調モードの導入であろう。前述したように、前者の条件は推定地動が過大評価になり、後者の条件は推定地動が過小評価になる。

やや長周期地震動の研究一般に関しては、今後必要なのは良好な地震動データであろう。地震計の仕様が対象としている地震動を完全にカバーしていること以上に、アレイ観測の重要性は高い。今後は、本論でも展開したように、波動の同定をアレイ解析を用いて行うことが、地震動全般を理解する上で不可欠である。漠然とした強震動観測ではなく、目的を絞り込んで観測することも重要と考える。

また、地下構造の調査も重要である。盆地中心部における地下構造を用いれば、卓越する周期を予測することができるし、盆地端部の構造は盆地生成表面波の励起の度合いを判断する材料になると考える。

地震動予測手法と観測記録および地下構造の三者が一体となって地震動評価の精度は向上するものと考えられる。

付録

1. 平行成層地盤における理論地震動の算出方法 A-1
2. Love波の励起され易さについて A-9

付録1. 平行成層地盤における理論地震動の算出方法

1.1 はじめに

本論文では、盆地内のやや長周期地震動が震源から直接到来する地震動と盆地生成表面波で構成されるとし、震源から直接到来する地震動を、盆地内の対象地点(観測点)直下の地下構造が震央まで続いている平行成層地盤モデルにより算出する、としている。平行成層媒質における理論地震動の算定は、古くから行われており(例えば, [A-1.1])研究例も多い。ここでは本論文中で用いた久田が提案している計算方法([A-1.2], [A-1.3], [A-1.4], [A-1.5])を中心に、まず平行成層地盤における理論地震動の算出方法の一般論を述べ、ついで久田の計算法の特徴を記す。

1.2 理論地震動

(1) 基本式

食い違いの弾性論に基づいて誘導された理論地震動の基本式は次式で表される(誘導過程に関する記述は文献[A-1.6]の第2章, 第3章参照, 概説であれば文献[A-1.7])。

$$u_n(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iint_S m_{pq}(\xi,\tau) G_{np,q}(x,t;\xi,\tau) dS(\xi) \quad (\text{A-1.1})$$

ここに、下添え字は空間座標成分を表し、総和規約に従う。 $u_n(x,t)$ は観測点 x の時刻 t における n 方向の変位を表す。 $G_{np}(x,t;\xi,\tau)$ は時刻 t においてソース点(震源) ξ の p 方向に単位力を加えたときに観測点 x の時刻 t において n 方向に生じる変位であり、媒質の応答を表すグリーン関数である。 $G_{np,q}$ は $G_{np}(x,t;\xi,\tau)$ のソース点 ξ における q 方向微分であり、物理的にはソース点に作用する単位の偶力によって観測点に生じる変位を表す。 m_{pq} は断層面 S 上の点 ξ に作用する pq 成分のカップルのモーメントの大きさを表すもので、地震モーメント密度テンソルと呼ばれる。式(A-1.1)は、地震モーメント密度テンソルとグリーン関数との時間に関するコンボリューションを断層面上で積分することにより観測点での変位が表現できることを示す。

式(A-1.1)において、震源断層の表現に関する部分は、時間依存の地震モーメント密度テンソルの断層面上での積分であり、地震波の伝播特性の表現に関する部分はグリーン関数 $G_{np,q}$ である。このグリーン関数は数学的には媒質の挙動を支配する微分方程式と媒質の境界条件から求められ、物理的には震源と観測点の間の地盤の物理定数と地表面および地盤内部の層境界形状が与えられれば定まる。

(2) 震源断層モデル

震源断層モデルは動学的断層モデルと運動学的断層モデルの二つに大きく分類できる。動学的断層モデルとは、断層運動を亀裂(クラック)の動的成長過程として捉え、破壊力学に基づいてモデル化するものである。動学的断層モデルを規定するには、一般には、破壊基準、破壊強度分布、初期応力分布、摩擦力分布(あるいは初期応力と摩擦応力との差である応力降下量の分布)が必要である。地震が断層に沿う破壊現象であるので、この動学的断層モデルは物理的根拠が明確であり理想的なモデルである。しかしながら、各種パラメータの設定が難いため、これまでに動学的断層モデルを強震動シミュレーションに用いた例は多くない。

本論文で用いた久田の計算方法は、運動学的断層モデルを用いている。運動学的断層モデルは、弾性体中に存在する切れ目に相対変位(滑りあるいは食い違いともいう)を付与したときの弾性体の変形状態を解く方法であり、滑りの時間変化や破壊時刻といった運動学的パラメータを先験的に与えて断層運動を規定する。運動学的断層モデルによれば、地震モーメント密度テンソル m_{pq} は、等方線形弾性体を仮定した場合、断層面上の各点におけるせん断弾性係数(剛性率)、滑り方向、滑りの時間関数、最終滑り量によって決まる。地震モーメント密度を断層面に渡って積分した量が、地震モーメントテンソルである。任意形状をしている食い違い断層のモーメントテンソルを与える式は、例えば文献 [A.1-6] の p.117 に掲載されている。

通常の断層運動は、断層面上のある一点から始まった破壊がある有限の速度で有限の断層面上を伝播する有限移動震源である。したがって、(A-1.1)式の断層面全体に渡る積分では、断層面の幾何学的形状と大きさ(断層走向方向、断層上端深さ、傾斜角、断層長さ、幅)といった静的断層パラメータだけでなく、動的パラメータである破壊開始位置、破壊伝播速度、破壊伝播様式も規定する必要がある。このようなパラメータによって地震動の特徴が変化するが、久田が公開しているプログラムでは、断層の動的パラメータも導入している。

(3) グリーン関数と伝達マトリックス

弾性波動場に対するグリーン関数は以下のような数学的操作によって求められる。今、空間座標系としてz軸を鉛直下向きとする円筒座標系 (r, ϕ, z) を考える。波動方程式を時間についてフーリエ変換し、空間について周方向、半径方向にそれぞれフーリエ展開、ハンケル変換を施すと、z方向に関する常微分方程式が得られる。この段階で境界条件を満たす解を求め、最後に逆変換を行うことにより時空間の関数であるグリーン関数が得られる。このような操作に基づけば、グリーン関数すなわち時刻0で中心軸上のある深さ z_0 において単位の力が作用したときの観測点 (r, ϕ, z) での時刻 t における変位ベクトル $u(r, \phi, z, t)$ は、角周波数 ω と水平方向の波数 k の二重積分で次式のように表示される[A-1.8]。

$$u(r, \phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \exp(-j\omega t) \int_0^{\infty} dk k \sum_{m=-2}^{m=2} \left(U_m R_k^m + V_m S_k^m + W_m T_k^m \right) \quad (\text{A-1.2})$$

*導出に関連する記述は、文献[A-1.6] の7.4.2項にもある。

ここに,

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_k^m &= \hat{\mathbf{z}} y_k^m(r, \phi) \\ \mathbf{S}_k^m &= \frac{1}{k} \nabla_1 y_k^m(r, \phi) \\ \mathbf{W}_k^m &= -\frac{1}{k} \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_1 y_k^m(r, \phi)\end{aligned}$$

であり,

$$\begin{aligned}y_k^m(r, \phi) &= J_m(kr) \exp(jm\phi) \\ \nabla_1 &= \hat{\mathbf{r}} \partial_r + \hat{\boldsymbol{\phi}} \left(\frac{1}{r}\right) \partial_\phi\end{aligned}$$

である。ここで、 \times は外積の意味で用いている。上式の m は周方向フーリエ展開次数でありダブルカップルを考えると $-2 \leq m \leq 2$ となる。 J_m は m 次のベッセル関数、 $\hat{\mathbf{r}}, \hat{\boldsymbol{\phi}}, \hat{\mathbf{z}}$ はそれぞれ r 方向、 ϕ 方向、 z 方向の単位ベクトルである。 $\mathbf{U}_m, \mathbf{V}_m, \mathbf{W}_m$ は z のみの関数である。式(A-1.2)の波数積分は物理的には波動場を円筒波展開することに相当する。

半無限多層媒質の場合、満足しなければならない境界条件は、自由表面での応力条件(応力が0)と最下層における放射条件及び、層境界での変位と応力の連続条件である。これらの境界条件は、水平成層媒質では水平方向の波数に関して独立となり、 r, ϕ に依存せず z のみの関数で満足されればよい。このとき観測点深さでの $\mathbf{U}_m, \mathbf{V}_m, \mathbf{W}_m$ の値は、層境界の深さと層内の物性値(P波速度、S波速度、密度、P波およびS波に関するQ値)で表されるマトリクス(層マトリクス)に、震源深さ・加振モード(震源メカニズム)と境界条件を考慮し行列演算から未定係数を決定することにより求められる。これらを式(A-1.2)にしたがって波数・周波数領域で積分することにより、時刻歴のグリーン関数が求められる。

層マトリクス形式として最も有名なのがトムソン-ハスケルのマトリクス [A-1.9] あるいは略してハスケルのマトリクスともいわれるものである。その円筒座標系表示はHarkriderによって与えられている [A-1.10]。伝達マトリクス法による行列演算では、この層マトリクス(SH波成分は2x2の行列、P-SV波成分は4x4の行列)を層数分だけ掛けあわせる操作が必要となる。その際、層マトリクスの要素に層厚と波数を引数とする指数関数が含まれているため、演算を進めていく過程で指数関数の掛け算により数値的な発散を引き起こす可能性がある。指数関数の引数は層厚と波数のかけ算なので、層厚が大きいほど、あるいは波数が大きくなるほど(つまり、高振動数になるほど、あるいは波の位相速度が遅くなるほど)大きくなる。この問題の解決法は古くから研究されており([A-1.11], [A-1.12], [A-1.13])、それなりの効果を上げているが完全ではないようである。一方、Kennettは一連の研究で、従来のハスケルマトリクスとは全く異なった定式化による反射マトリクス(あるいは反射/透過マトリクス)と呼ばれる伝達マトリクスを用い、数値計算上の発散を完全に回避したとしている([A-1.8], [A-1.14])。Luco and Apselも同様な方法を提案している[A-1.15]。

(4) グリーン関数の各種計算方法

水平成層地盤におけるグリーン関数を計算する手法は、式(A-1.2)に示される周波数・波数の二重積分を基礎としているものの、積分の近似や評価の違いにより様々な手法が提案されている。それらを整理すると次のようななる。

- a. 周波数-波数積分法(リフレクティビティ法)
- b. 正規モード法
- c. 一般化波線理論
- d. 離散化波数有限要素法
- e. 薄層要素法
- f. 離散化波数-正規モード法

久田が用いている計算方法は、上記の項目aに当たる周波数-波数積分法である。これは、式(A-1.2)の周波数-波数積分を直接、数値積分により求める方法である。また、周波数-波数積分法を一般化された反射波を意味するリフレクティビティ(reflectivity)という用語を用いて、リフレクティビティ法と呼ぶことがある(文献[A-1.6]の第9章)。これは地下深部の遷移層からの反射波の計算を目的としたFuchsらの研究([A-1.1], [A-1.16])にちなんだ呼び方である。

項目b,cに関しては、額瀨による解説[A-1.17]が分かり易い。本文でも触れたが、正規モード法は工藤が伊豆の地震による東京の地震動を算出するのに用いて以来[A-1.18]、理論地震動を計算する方法としてよく用いられた。項目cの一般化波線理論[A-1.19]は、アメリカで使用例が多いものの、日本においてはそれほど使用されていない。

項目dの離散化波数有限要素法[A-1.20]は、仮想的に中心軸に震源を置き、半径Rの円筒形の媒質を考え、波動方程式の時間依存性を残したまま周方向にフーリエ級数展開、半径方向にベッセル級数展開する。この媒質の動きは、ベッセル関数の零点($J_m(k_n R) = 0$)としてもとまる離散化波数 k_n と震央距離 r との積 $k_n r$ を引数とするベッセル関数で表現され、鉛直方向の動きは有限要素法で離散的にモデル化される。この方法を用いた例としては、文献[A-1.21]がある。

項目eの薄層要素法は、半無限水平成層媒質の鉛直方向を有限要素法で離散化することで、(A-1.2)式の周波数毎の波数積分を水平方向波数に関する離散固有値問題とし、数値的に固有値解析を実施した上で固有モードの重ね合わせで波動を表現する方法である[A-1.22]。実際の地震に適用した例としては、文献[A-1.23]がある。

項目fの離散化波数-正規モード解[A-1.24]は、離散化波数有限要素法において差分法で解いていた部分を正規モードの重ね合わせで置き換えたものといえる。点加振の場合の計算の確認例は示されているが、実地震への適用はまだない。

1.3 久田の計算方法の特徴

本論文では使用した計算法の特徴は文献[A-1.5]に示されているが、再度まとめると以下のようなになる。

- a.伝達マトリックスに反射／透過マトリックスを用いて、高振動数までの数値安定性を保証していること。
- b.震源深さと観測点の深さが近い場合に生じる被積分関数の収束性の悪さに対応するために、波数積分に解析的な漸近解を導入していること。
- c.波数積分を精度良く行うために、非積分関数の極（表面波の位相速度に相当する波数）付近において密な積分点を配置すること。
- d.波数積分の際の効率を上げる方法として、波数が大きい場合被積分関数の中のベッセル関数が激しく振動し数値積分が困難になることを避けるために、積分方法を台形則ではなく、Filonの積分方法を用いていること。

このうち、項目aについては、上述したので説明を省く。項目bは、以下のように説明される（[A-1.2]）。球面波は、Sommerfeld積分を用いて、式(A-1.3)のように表される*。

$$\frac{1}{R} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right) = \int_0^{\infty} \left[\frac{k}{v} \exp\{-v|z-h|\} J_0(kr) \right] dk \quad (\text{A-1.3})$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z-h)^2}, \quad v^2 = k^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2, \quad \text{Re}(v) \geq 0$$

ここで、 h と z は震源と観測点の深さであり、 r は震央距離、 c は媒質の位相速度、 ω は角振動数、 J_0 は0次のベッセル関数、 k は水平方向の波数である。ここで、震源と観測点の深さが同じになると、式(A-1.3)の積分内の \exp が0となり、

$$\frac{1}{R} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right) = \int_0^{\infty} \left[\frac{k}{v} J_0(kr) \right] dk \quad (\text{A-1.4})$$

となる。(A-1.4)の被積分関数は、振動しながらゆるかに減衰するので、積分を行うのが非常に困難である。そこで、予め波数が大きい場合の漸近解を求め、被積分関数から引いて数値積分を行い、次にその積分値に漸近解の解析積分値を加えて最終的な解を得ている。

項目cについては、以下のように説明される。グリーン関数の積分を行うときに、被積分関数は表面波に対応する波数で極を有し、この点で発散する。これに対応するために、層構造の速度を複素数とする手法と、振動数に仮想の虚数($\tilde{\omega}_i$)を代入し積分路上から極を除き、積分後に時間境域の解にする際に $\exp(\tilde{\omega}_i t)$ を乗ずる手法が一般的によく用いられている。しかしながら、前者の方法では Q が大きい場合、計算が困難になり、後者の方法では、数値誤差の影響で波形の尾部の精度が悪化する場合がある。このような問題を回避し、精度良く波数積分を実行するため、久田の計算方法では、グリーン関数を計算する前に表面波の位相速度を求めることで、予め各表面波モードの極の位置を把握し、積分する際に極周りにおいて密な積分点を配置している。減衰が非常に小さい場合には、極回りの積分評価には

*この式の導出は、例えば文献[A.1-6]の第6章、pp.194-200にある。

Cauchyの主値による厳密な評価が必要であるが、計算例の限りにおいては問題ないとしている。

項目dについては、以下のように説明される。つまり、距離が遠い場合あるいは波数が大きい場合には被積分関数が激しく振動し、安定した数値積分結果を得ることは容易ではない。そこで、波数×距離がある程度大きくなった場合には、Filonの積分法を用いて数値積分を行っている。Filonの積分法は、ある小さな積分区間ごとに調和関数の包絡線を高次関数で近似し、その高次関数と調和関数との積を解析的に積分する方法である。必要な積分点は、調和振動する包絡形状のみなので通常の積分に比べて積分点を著しく減らせる。久田は、包絡形を二次式で近似している。

1.4 おわりに

ここでは、本論文において、平行成層地盤における理論地震動を計算するために用いた計算方法([A-1.2], [A-1.3], [A-1.4], [A-1.5])を紹介した。この計算方法のプログラムは、文献[A-1.5]にもあるように、作者により研究目的に限ってであるがインターネット上に公開され(<http://133.80.156.38/pub/hisada>)更新されている。極めて有意義なプログラムを公開された久田嘉章氏に感謝の意を示す。

参考文献

- [A-1.1] Fuchs, K.: The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density, *J. Phys. Earth, Special Issue*, **16**, 27-41, 1968.
- [A-1.2] Hisada, Y.: An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depths, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **84**, 1456-1472, 1994.
- [A-1.3] Hisada, Y.: An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depths (Part 2), *Bulletin of the Seismological Society of America*, **85**, 1080-1093, 1995.
- [A-1.4] Hisada, Y.: Reply to comments on "An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depths" by Roy J. Greenfield, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **85**, 1525-1526, 1995.
- [A-1.5] 久田嘉章: 成層地盤における正規モード解およびグリーン関数の効率的な計算法, *日本建築学会構造系論文集*, No.501, 49-56, 1997.
- [A-1.6] Aki, K. and Richards P. G.: *Quantitative Seismology Theory and Method*, W. H. Freeman and company, New York, 557p, 1980.
- [A-1.7] 佐藤俊明: 「第2章 理論地震動評価」, 地震動—その合成と波形処理—, 理論地震動研究会編, 鹿島出版会, 21-88.
- [A-1.8] Kennett, B. L. and Kerry, N. J.: Seismic wave in a stratified half space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 557-583.
- [A-1.9] Haskell, N. A.: The dispersion of surface waves in multilayered media, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **43**, 17-34, 1953.
- [A-1.10] Harkrider, D. G.: Surface waves in multilayered elastic media. I. Rayleigh and Love waves from buried sources in multilayered elastic half-space, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **54**, 627-679, 1964.
- [A-1.11] Dunkin, J. W.: Computation of modal solutions in layered, elastic media at high frequencies, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **55**, 335-358, 1965.
- [A-1.12] Watson, T. H.: A note on fast computation of Rayleigh wave dispersion in the multi-layered elastic half space, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **60**, 161-166, 1970
- [A-1.13] 斎藤正徳, 栢沢宏之: 成層構造に対する反射率, 表面波分散曲線の計算—II. レーリー波の計算, *物理探査*, **46**, 283-298.

- [A-1.14] Kennett, B. L. N. and Kerry, N. J.: Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 557-583, 1979.
- [A-1.15] Luco, J. E. and Apsel, R. J.: On the Green's functions for a layered half-space. Part I., *Bulletin of the Seismological Society of America*, **73**, 909-929, 1983.
- [A-1.16] Fuchs, K. and Muller, G.: Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **23**, 417-433.
- [A-1.17] 瀨瀬一起: 不整形地盤における地震動, *土木学会論文報告集*, No.437, 1-18, 1991.
- [A-1.18] 工藤一嘉: 正規モード解による強震地動の研究とその応用, *東北大学学位論文*, 1979.
- [A-1.19] HelMBERGER, D. V. : The crust-mantle transition in the Bering Sea, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **58**, 179-214, 1968.
- [A-1.20] Olson, A. H., Ocrutt, J. A. and Frazier, G. A.: The discrete wavenumber / finite element method for synthetic seismograms, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **77**, 421-460, 1984.
- [A-1.21] 山田善一, 野田茂: 離散化波数有限要素法を用いた地震動のシミュレーション, *自然災害科学*, 5-1, 31-55.
- [A-1.22] 佐藤俊明・長谷川正幸: 三次元薄層要素と軸対称有限要素のハイブリッド法を用いた理論地震動の計算方法, *日本建築学会論文報告集*, 414, 55-69, 1990.
- [A-1.23] 佐藤俊明: 理論地震動による堆積盆地上のやや長周期地震動のシミュレーションー1961年北美濃地震(M7.0)の神戸と大阪の気象庁一倍強震計記録の例ー, *第8回日本地震工学シンポジウム論文集*, 1, 193-198, 1990.
- [A-1.24] Touhei, T.: A discrete wavenumber and normal-mode superposition method for synthetic seismograms, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **84**, 1473-1483, 1994.

付録2. Love波の励起され易さについて

2.1 はじめに

本論文の第3章で用いている地盤モデルでは、Love波において振幅スペクトルで評価すると、高調モードが基本モードよりも励起されやすい周期帯域があり、計算した地震動においてもLove波の一次高調モードが卓越している。しかしながら、一般に観測される表面波は基本モードがほとんどであり、高調モードが観測されたという報告はない。一般的には基本モードと高調モードの相対的な励起され易さは、地盤構造に影響されると考えられる。そこで、実際の地盤構造に近いような多層構造の場合におけるLove波の励起され易さを検討する。

2.2 Love波の振幅スペクトル地盤モデル

表層の層厚を1000m、平均Vsを1000[m/s]、基盤のVsを3000[m/s]とした地盤を考え、表層の平均Vsを保ったまま、深さに応じて速度が増加するモデルを5種類作成した。表-A.2-1に示すように、分割した層厚は等しく、上下の層のS波速度の差は等しい。モデルは基盤層も数えた層数により、2層モデル、3層モデル、...、6層モデルと呼ぶ。図-A.2-1にS波速度構造を示す。

表-A.2-1 地盤構造がLove波の振幅スペクトルに及ぼす影響を検討するためのS波構造モデル

	2層モデル	3層モデル	4層モデル	5層モデル	6層モデル
表層 (層厚1000m)				700 [m/s] (層厚250m)	670 [m/s] (層厚200m)
		800 [m/s] (層厚500m)	870 [m/s] (層厚333m)	900 [m/s] (層厚250m)	830 [m/s] (層厚200m)
	1000 [m/s] (層厚1000m)		1000 [m/s] (層厚333m)		1000 [m/s] (層厚200m)
		1200 [m/s] (層厚500m)	1130 [m/s] (層厚333m)	1100 [m/s] (層厚250m)	1170 [m/s] (層厚200m)
				1300 [m/s] (層厚250m)	1330 [m/s] (層厚200m)
基盤	3000 [m/s]	3000 [m/s]	3000 [m/s]	3000 [m/s]	3000 [m/s]

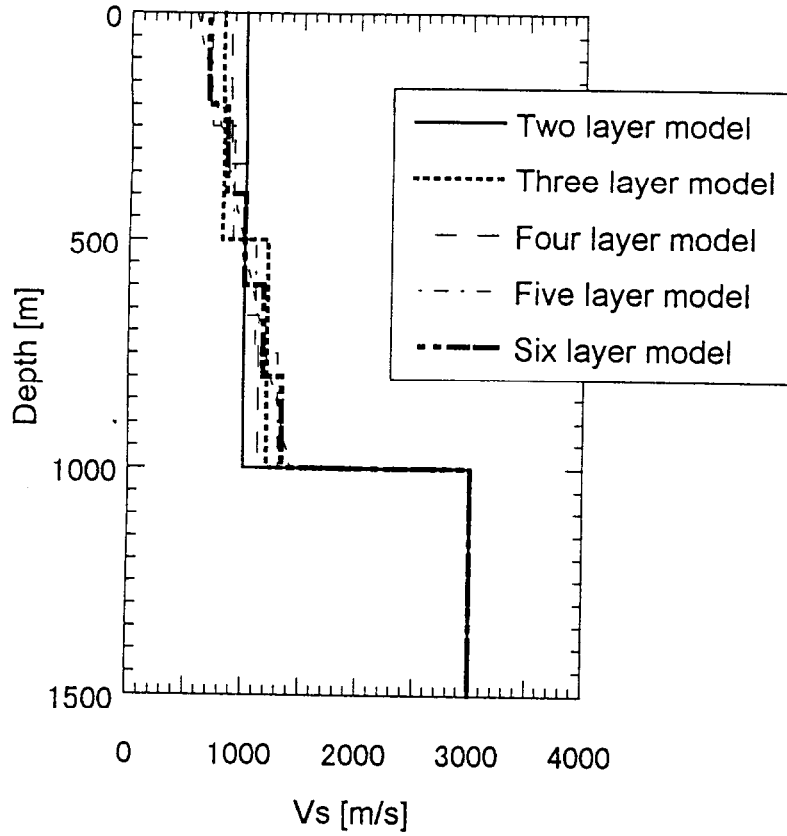


図-A.2-1 地下構造がLove波の励起におよぼす影響を検討するためのS波構造モデル

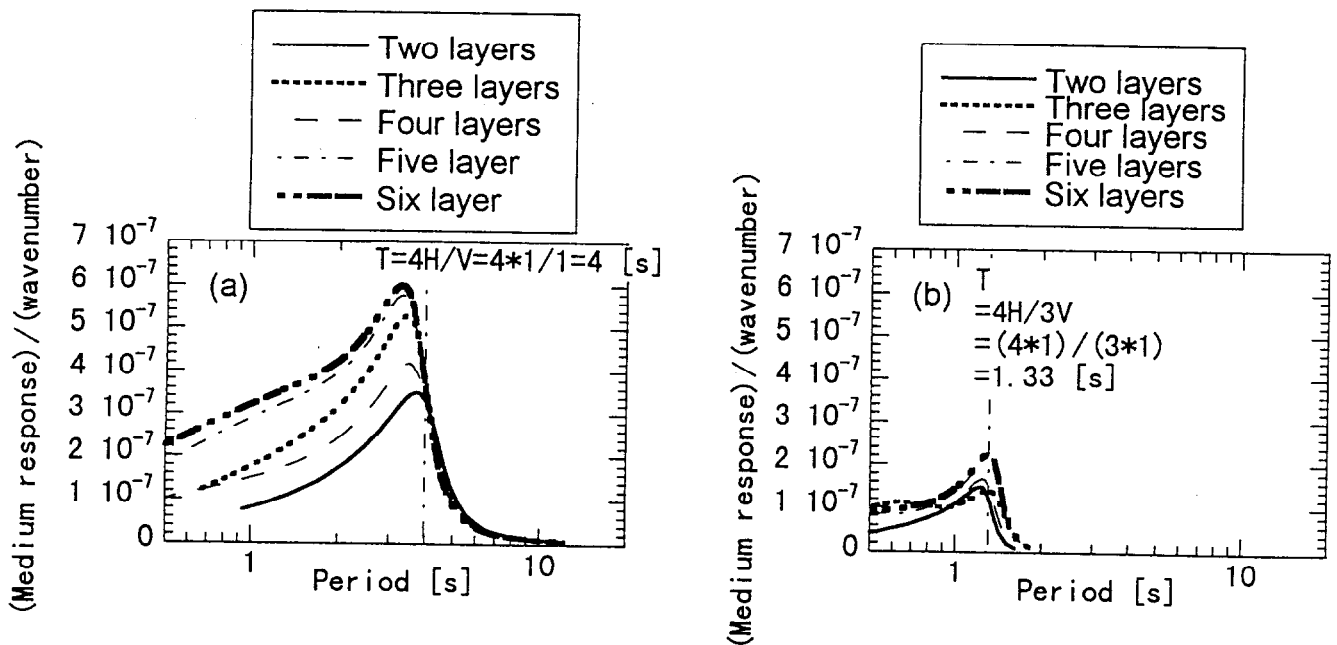


図-A.2-2 層構造の違いによるLove波振幅スペクトルの違いの比較. (a)基本モード, (b)一次高調モード

各モデルの振幅スペクトルを計算し、図-A.2.2に比較して示す。ここでは、振幅スペクトルはメディアムレスポンスを波数で除したものとする。図には、4分の一波長則から定まる卓越周期も示してある。Love波の卓越周期は、4分の一波長則から定まる卓越周期とほぼ等しいことが分かる。

図から層数が増えるにしたがって、振幅スペクトルが大きくなることが分かる。但し、5層モデルと6層モデルはほとんど同じ値である。振幅スペクトルのピークの値の増大を2層モデルと6層モデルで比較してみると、基本モードでは約2倍になっている。一方、一次高調モードは、層数が増加するに従って振幅スペクトルが大きくなるものの、その変化は2倍には達しない。また、基本モードでは、ピーク周期が短周期側に移行しているが、一次高調モードではピーク周期の変化はよく分からない。ピーク周期が、短周期側に移行するのは、表層の深い地点において2層構造に比べて多層構造の方が剛性が大きいからであると考えられる。

さらに、同じモデルにおいて基本モードと一次高調モードの振幅スペクトルの大きさを比較すると、2層モデル以外は、一次高調モードが基本モードを越すことはない。つまり、層数が増えるにしたがって、基本モードの励起はより強くなるが、高調モードは基本モードほど励起されず、相対的に高調モードが小さくなると考えられる。

次に、2層モデルと6層モデルの振幅分布の違いを見たのが図-A.2-3である。通常表面波の振幅モードは、地表で基準化するが、ここでは基盤と表層の境界における振幅で基準化してある。基本モードにおいて2層構造の振幅形状は正弦波状であるが、6層構造では直線的である。これは、剛性分布で説明される。つまり、6層モデルは2層モデルに比べて、深部では剛性が高く、浅部では剛性が低い。よって、

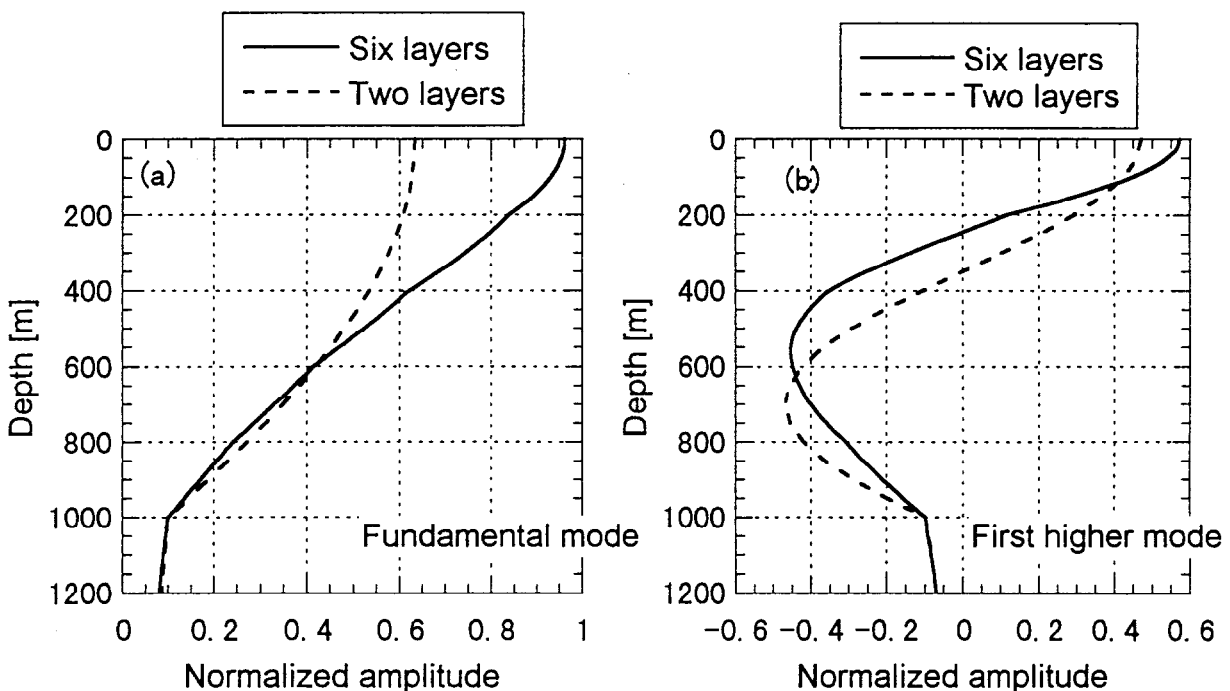


図-A.2-3 2層モデル(破線)と6層モデル(実線)のLove波の振幅分布の比較。(a)基本モード、(b)一次高調モード。

深部の振幅は6層モデルの方が小さくなり、浅部の振幅は大きくなる。但し、その違いは非常に大きく、6層モデルは浅い部分が非常に揺れやすいことが分かる。

一方、一次高調モードを見てみると、腹・節の位置がやや異なるものの、全体的な振幅は2層モデルと6層モデルでほぼ同じである。腹・節の位置が両モデルで異なるのは、剛性分布が異なるためであり、地表部と基盤境界部では基本モデルの説明がそのまま適用できる。つまり、地表部では6層モデルの方が振幅が大きく、境界部では2層モデルの方が振幅が大きい。一次高調モードでは、モデルによらずピーク周期はほぼ一定であったが、振動形の変化が少ないことと関係あるように思われる。また、今回検討した程度の表層と基盤とのインピーダンス比では、一次高調モードはほぼ表層が振動するモードになることも分かる。

2.3 距離減衰の検討

表面波の伝播は、引数を波数と距離の積(kr)としたハンケル関数で近似できる[A-2.1]。いま、震源からある距離離れた点における基本モードと高調モードの振幅を比較することを考える。距離を一定としたので、波数の大きさがハンケル関数の大きさを決めることになる。一般に、高調モードの位相速度の方が、基本モードの速度より早いので、

$$(\text{波数}) = (\text{角振動数}) / (\text{位相速度})$$

の関係から、同じ振動数では高調モードの波数の方が基本モードの波数より小さくなる。ハンケル関数は複素関数であるが、引数が大きくなるとその絶対値は振動しながらもexponential的に小さくなるので、高調モードの振幅(正確には、スペクトル振幅)の方が基本モードの振幅よりも大きくなる可能性がある。

水平加振をした場合のLove波のスペクトル振幅は、Harkriderの論文[A-2.1]の(137)式から、

$$v \sim A_L H_0^{(2)}(k_L r) - H_1^{(2)}(k_L r) / k_L r \quad (\text{A-2.1})$$

となることが知られている。ここで、 A_L はメディアムレスポンスである。そこで、(A-2.1)式を用いて実際に計算を行った。前節の2層モデルと6層モデルを用い、一次高調モードがピークとなる周期1.2秒におけるスペクトル振幅の距離減衰をみたものが、図-A.2-4である。Love波は上式から分かるように、ハンケル関数とハンケル関数を(kr)で除したもので表されている。ハンケル関数は、引数(kr)が大きくなると(kr)^{-0.5}に比例するので、対数軸で見た場合、(kr)^{-1.5}と(kr)^{-0.5}の傾きが見られることになる。

2層構造の場合、メディアムレスポンスの考察からも分かるように、一次高調モードの振幅スペクトルはこの周期では基本モードを上回る。実際図示した距離範囲(基本モードの波長の2倍)では、一次高調モードが基本モードを上回っている。6層構造の場合は、距離が150m程度を超えると基本モードの方が大きくなり、遠方ではその比は0.4程度になる。また、近距離の場合においても、高調モードは基本モードの1.5倍程度大きいだけである。

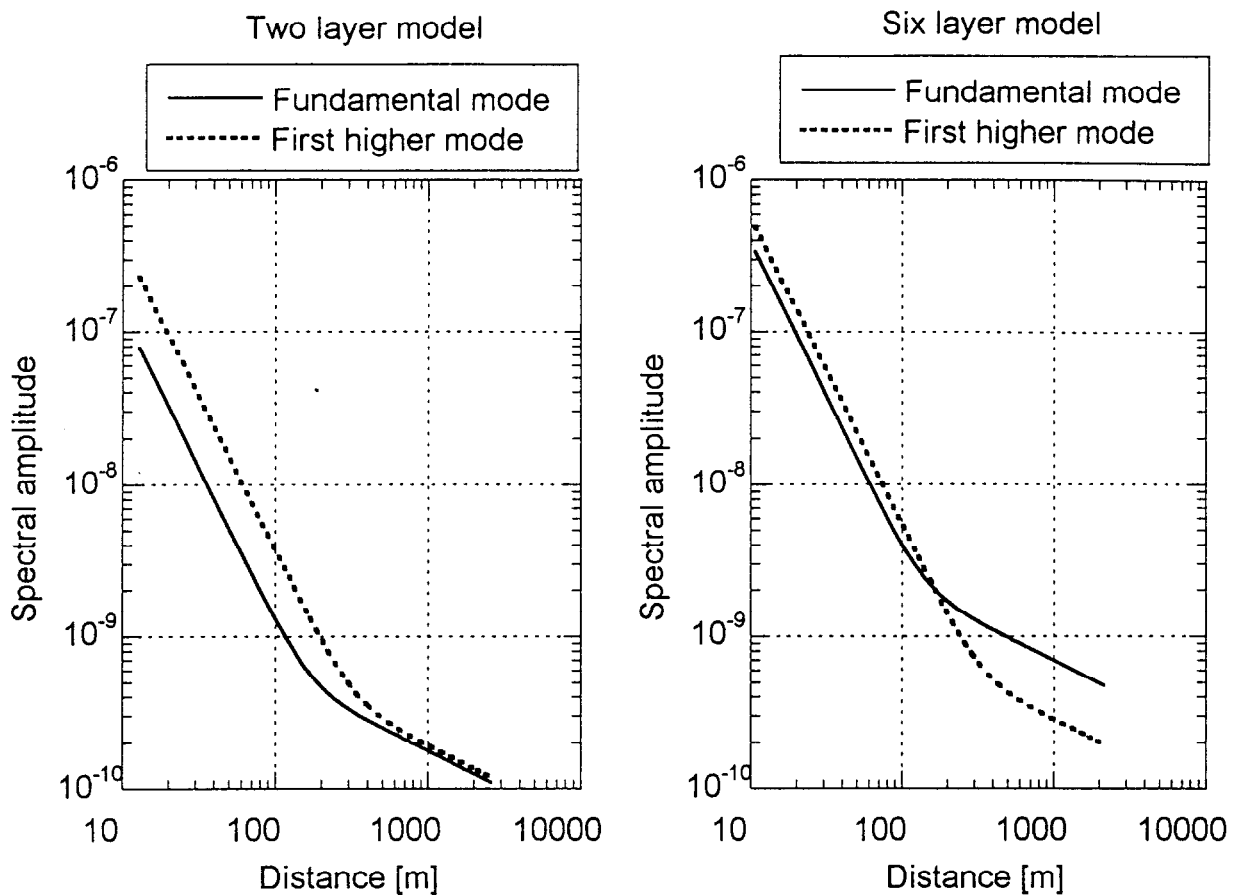


図-A.2-4 Love波の理論距離減衰で比較した基本モードと高調モードの振幅

2.4 おわりに

以上の検討から、本論文第3章で見られたように、一次高調モードのLove波が基本モードのLove波よりも励起されやすいケースは希であると考えられる。

参考文献

[A-2.1] Harkrider, D. G.: Surface waves in multilayered elastic media. I. Rayleigh and Love waves from buried sources in multilayered elastic half-space, *Bulletin of Seismological Society of America*, 54, 627-679, 1964.

謝辞

東京工業大学教授大町達夫先生には、著者が修士課程において研究室に配属されて以来現在に至るまで、ご指導ご鞭撻を賜わってまいりました。特に、本研究遂行時において賜った丁寧なご指導は、私にとって幸甚の至りです。深謝の気持ちを持って感謝いたします。

東京工業大学瀬尾和大教授、翠川三郎教授、山中浩明助教授、年縄巧助教授には、本論文をまとめるにあたって、貴重なご教示を賜りました。深く感謝いたします。

埼玉大学教授川上英二先生には、著者が地震工学を学ぶ端緒にあたり、丁寧なご指導を頂いたばかりでなく、卒業後も様々なご指導ご鞭撻を賜りました。心より厚く御礼申し上げます。

建設省土木研究所片岡正次郎博士には、ご自身が作成されたプログラムを快く貸して頂いたばかりか、研究室生活の様々な面でお世話になりました。心より、深く感謝いたします。

張宏遠博士、袁文平博士、嶋田みどり事務官および大町研究室の卒業生、学生諸氏には、研究室生活におきまして様々なご支援を頂きました。厚く御礼申し上げます。

著者が本研究を遂行することができたのは、清水建設株式会社の多くの方々のお力添えによるものです。前技術研究所所長山原浩博士、技術研究所所長藤盛紀明博士、計画技術グループグループ長矢代嘉郎博士、構造技術グループグループ長矢部喜堂博士、防災工学チームチームリーダー石川裕博士をはじめとする多くの諸先輩に心より感謝いたします。また、社内各部署の多くの皆様から、本研究に関するご助言、ご協力を頂きました。特に、著者が技術研究所において地震動の研究を始めたのは、当時の上司であった横田治彦博士と顧問であられた元東京大学地震研究所助教授田中貞二先生の影響でした。お二人には、これまでに様々なご指導を頂きました。記して感謝いたします。九州大学助教授の川瀬博先生と佐藤俊明博士には、特に理論地震動に関してのご教示を頂くばかりか、研究遂行に関して建設的なご意見をいただきました。こころより感謝いたします。

最後に、妻則子をはじめとする家族の協力に感謝いたします。