

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	強震動評価の港湾施設整備への活用とその手法の高度化に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	野津厚
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第5910号, 授与年月日:2004年9月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第5910号, Conferred date:2004/9/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成 16 年度 学位論文

強震動評価の港湾施設整備への活用と
その手法の高度化に関する研究

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

野津 厚

強震動評価の港湾施設整備への活用とその手法の高度化に関する研究

概要

本論文は以下の 6 章より構成される。

第 1 章「序論」は本研究の背景と目的および本論文の構成について記述したものである。先ず強震動評価の必要性について述べ、次に主に兵庫県南部地震以降の強震動評価手法の概要について述べる。その際、本研究と関連の深い理論的手法および半経験的手法についてやや詳しく述べる。こうした強震動評価の必要性和評価手法の現状に関する理解の下、港湾施設の力学的特性や施設をとりまく状況を踏まえ、強震動評価の港湾施設整備への活用について検討するとともに、その手法の高度化を図ることを本研究の目的とする。

第 2 章「震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその港湾計画における活用」は、法線直交方向の揺れに弱いと云う岸壁の力学的特性に着目し、地震動の方向性に関する評価を港湾計画において活用することを検討したものである。震源近傍の地震動の方向性については、走向直交成分が卓越する傾向のあることが知られている。そこで、港湾計画においてこの卓越方向を利用し、緊急物資輸送用の岸壁など重要な岸壁については、地震動の影響を受けにくいような配置とすることが考えられる。この方法の有効性を確認するため、強震動シミュレーションと岸壁の変形計算を実施し、純粋な横ずれ断層や逆断層の場合だけでなく、直感的には理解しにくい中間的な断層の場合も含め、走向直交成分が卓越しやすい傾向はかなりロバストであることを示す。また、岸壁の変形計算の結果から、岸壁を走向直交方向に配置すれば地震時の変形をより小さくできることを示す。

第 3 章～第 5 章では、港湾施設の設計用入力地震動の設定に応用することを念頭におき、半経験的な強震動評価手法の高度化に取り組んでいる。

第 3 章「半経験的な強震動評価における中間周波数帯域の落ち込みの解消方法」では、半経験的な強震動評価手法の問題点の一つとして、合成スペクトルの中間周波数帯域における落ち込みの問題を取りあげる。ここでは、まず、その本質について考察を行い、中間周波数帯域では、断層長さの有限性、断層幅の有限性、それに破壊継続時間の有限性に対応する 3 つのコーナー周波数を有する理論地震動のスペクトル特性がそのまま表れることが、中間周波数帯域での落ち込みの原因であることを明らかにする。また、Sato and Hirasawa(1973)の円形クラックモデルを半経験的な強震動評価に応用することにより、中間周波数帯域での落ち込みの問題は解決されることを示す。さらに、破壊領域の一部に比較的短いライズタイムを想定することが、中間周波数帯域での落ち込みを回避する上で本質的な役割を果たしていることを述べる。

第 4 章「半経験的な強震動評価における表層地盤の非線形挙動の取り扱い」では、港湾地域の強震動評価において避けることのできない表層地盤の非線形挙動の問題を取り扱う。これまでの強震動評価では、サイト直下の堆積層を、非線形性を示す浅い部分（表層地盤）と、それより深い部分（深層地盤）とに区分し、地震波は下方より表層地盤に

入射してから初めて地盤の非線形挙動の影響を受けると仮定することが普通であった。しかしながら、大地震の震源とサイトを結ぶ波線を考えたとき、これが非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切る場合がある。その結果、地震波は、その伝播の過程で表層地盤の非線形挙動の影響を何度も受けることになる。この効果を取り入れて強震動評価を行うための簡易な方法として、堆積層内の媒質の平均的な S 波速度の低下率と、堆積層内の媒質の平均的な減衰定数の増分を意味する二つのパラメタを導入し、それらを用いてグリーン関数を補正してから重ね合わせる方法を新たに提案する。この方法を 2000 年鳥取県西部地震など複数の地震に適用して、その適用性を検討する。

第 5 章「半経験的な強震動評価手法の検証-2003 年十勝沖地震への適用-」では、2003 年 9 月 26 日に発生した十勝沖地震の豊富な強震記録を活用して、半経験的な強震動評価手法の適用性について検討する。まず、経験的グリーン関数を適用した波形インバージョンを実施し、当該地震の震源におけるすべりの時空間分布を推定する。次に、この情報を活用して、第 3 章で提案する円形クラックモデルによる十勝沖地震の震源のモデル化を行い、各地における観測波形の再現性の観点からモデル化の妥当性を検証する。さらに、第 4 章の方法に基づいて表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーションを実施し、当該手法の適用性を検証する。

第 6 章「結論」では、本研究の結論を述べる。

目 次

第 1 章 序論	1
1.1 強震動評価の必要性.....	1
1.2 強震動評価手法の概要.....	6
1.3 本研究の目的.....	17
1.4 本論文の構成.....	19
 第 2 章 震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその港湾計画における活用	21
2.1 緒言.....	21
2.2 地震動の方向性に着目した強震動シミュレーション.....	26
2.3 岸壁の変形解析.....	48
2.4 港湾計画における活用に向けた取り組み.....	52
2.5 本章のまとめ.....	54
 第 3 章 半経験的な強震動評価における中間周波数帯域の落ち込みの解消方法	55
3.1 緒言.....	55
3.2 中間周波数帯域の落ち込みの本質.....	56
3.3 円形クラックモデルによる波形合成方法.....	60
3.4 円形クラックモデルによる波形合成結果.....	63
3.5 なぜ中間周波数帯域での落ち込みが回避できるか.....	68
3.6 モデルの妥当性に関する考察.....	70
3.7 複数円形アスペリティモデル.....	72
3.8 本章のまとめ.....	75
 第 4 章 半経験的な強震動評価における表層地盤の非線形挙動の取り扱い	76
4.1 緒言.....	76
4.2 非線形パラメタの導入とその物理的意味.....	78
4.3 非線形パラメタの適用性に関する数値実験.....	81
4.4 2000 年鳥取県西部地震への適用.....	86
4.5 1995 年兵庫県南部地震への適用.....	95
4.6 1993 年釧路沖地震への適用.....	100
4.7 2001 年 Nisqually 地震への適用.....	111
4.8 非線形パラメタの比較.....	123
4.9 本章のまとめ.....	126

第 5 章 半経験的な強震動評価手法の検証－2003 年十勝沖地震への適用－	127
5.1 緒言.....	127
5.2 波形インバージョンによる破壊過程.....	127
5.3 複数円形アスペリティモデル.....	143
5.4 表層地盤の非線形性を考慮した強震動シミュレーション.....	154
5.5 本章のまとめ.....	158
 第 6 章 結論	159
 参考文献.....	161
本研究に関して発表した論文.....	171
謝辞.....	173
 付録 A 水平成層構造での透過と反射の演算.....	175
付録 B ライズタイムが一様な円形クラックから生じる S 波のスペクトル特性....	184
付録 C 従来法による表層地盤の非線形挙動の評価事例.....	187

第1章 序 論

1.1 強震動評価の必要性

1995年1月17日に発生した兵庫県南部地震では各種の社会基盤施設に重大な被害が発生した。港湾施設も例外ではなく、特に我が国有数の貿易港である神戸港の被害は甚大なものであった（写真－1.1）。兵庫県南部地震の際に神戸市内で観測された揺れは、最大加速度 800Gal、最大速度 100cm/s を越えるような強い揺れであった。このような強い揺れは、それまでの社会基盤施設の耐震設計では考慮されていないものであった。



写真－1.1 阪神・淡路大震災による神戸港の被害の一例

地震直後から耐震設計の専門家の間では耐震基準の見直しに関する議論が熱心に展開された。それまでの耐震設計で考慮されていないような強い地震動が神戸市内で観測されたことから、耐震設計で考慮すべき地震動が議論の中心的なテーマの一つとなった。その議論を踏まえ（社）土木学会は地震後間もない 1995 年 5 月に「土木構造物の耐震基準等に関する提言」（第一次提言）を、1996 年 1 月に「土木構造物の耐震基準等に関する第二次提言」をそれぞれ公表した（土木学会、1996）。これらの提言では、耐震設計においてレベル 1、レベル 2 の二段階の設計地震動を設定することを求めている。レベル 1 地震動は「構造物の供用期間内に 1～2 度発生する確率を有する地震動」であると定義され、提言の解説によれば、兵庫県南部地震以前の耐震設計で想定されていた地震外力に相当する。一方のレベル 2 地震動は「陸地近傍で発生する大規模なプレート境界地震や直下型地震による地震動のように供用期間中に発生する確率は低いが大きな強度を持つ地震動」であると定義された。後に第三次提言（土木学会、2000）ではレベル 2 地震動の定義が修正され、「現在から将来にわたって当該地点で考えられる最大級の強

さを持つ地震動」であるとされた。このようにレベル 2 地震動の定義が見直された背景には東南海・南海地震など一部のプレート境界地震の発生確率が必ずしも低くないとの認識が高まったことがあげられる。いずれにせよ、これらの提言では、兵庫県南部地震の経験を踏まえ、それ以前の耐震設計では考慮されて来なかったような強い地震動を耐震設計において考慮することを求めている。

兵庫県南部地震における神戸市内の地震動のように、過去において考慮されて来なかったような強い地震動に直面したとき、これに対する工学の分野での対処方法には大きくわけて次の二つがあると考えられる。

- (1) 既往最大の立場をとる。観測された地震動に基づいて設計地震動のレベルを引き上げ、全国一律に適用する。
- (2) 強震動評価手法を活用する立場をとる。観測された強い地震動は強震動評価手法の検証に用いることとし、検証された強震動評価手法を用いて地点ごとに想定地震動の見直しを行う。

このうち (1) はあまり複雑な手順を踏む必要がなく、また、観測された地震動にはそれなりの説得性があると云うこともあり、兵庫県南部地震の直後には主として (1) の立場から土木構造物の設計地震動の見直しが行われた。例えば道路橋示方書（日本道路協会，1996）ではタイプ II の標準加速度応答スペクトルが定められたが、これは兵庫県南部地震の際に神戸市内で得られた強震記録を包絡するように定められたものである。港湾構造物の場合、兵庫県南部地震以前に用いられていた野田他（1975）の距離減衰式が震源近傍において 400Gal で頭打ちとなっていたところが改められ、兵庫県南部地震の震源近傍における強震記録と整合するような距離減衰式が提案され（野津他，1997a；野津他，1997b），レベル 2 地震動の評価にも用いられるようになった（日本港湾協会，1999）。以上は実務における対応状況であるが、当時の土木学会の立場を確認するために第二次提言（土木学会，1996）を見ると、内陸活断層によるレベル 2 地震動の設定方法について次のように記述されている。

内陸活断層によるレベル 2 地震動は、活断層に関する地質学的情報、地殻変動に関する測地学的情報、地震活動に関する地震学的情報を総合的に考慮して地域ごとに脅威となる活断層を同定するとともに、その震源メカニズムを想定することにより定めることを基本とする。（中略）活断層の情報から直接地震動を定めることができない場合には、兵庫県南部地震等の断層近傍の強震記録をもとに震源断層の近傍で予想される標準的な地震動を作成して、レベル 2 地震動の基礎とする。

以上が当時の土木学会の立場である。つまり、兵庫県南部地震で直面した設計地震動の課題に対する対処方法として、強震動評価手法に基づく (2) の方法を推奨してはいるものの、より現実的な (1) の方法も容認すると云うのが当時の土木学会の立場であったと言える。

これは、兵庫県南部地震により提起された諸課題への対応が急務であった当時の事情

を勘案すれば、やむを得ない面もあったかもしれない。しかし、兵庫県南部地震から約 10 年が経過した今日から見ると、既往最大の考え方によるレベル 2 地震動の設定には不都合な点も多く、強震動評価手法の活用が必要不可欠であると云うのが著者の立場である。

ここで、既往最大の考え方によるレベル 2 地震動の設定が不都合であるとする理由を以下に列挙する。なお、以下に列挙する事柄は、いずれも学術的には当然のことではあるが、著者の立場を明確する意味で記述を行う。

既往最大の考え方が不合理である理由の第一は、より厳しい地震動が発生する可能性を見逃す恐れがあると云う点である。兵庫県南部地震の際、神戸市内のいくつかの地点で強震記録が得られたが、最も被害の激しかった「震災の帯」の中では強震記録が得られておらず、辛うじて震災の帯の極近傍（JR 鷹取駅と大阪ガス葺合供給所）での記録が得られているだけである。従って、既往最大とは言っても、強震記録の得られている地点における最大と云う意味しかない。実際、釜江・入倉（1997）が経験的グリーン関数法を用いて推定した「震災の帯」の内部での地震動は、強震記録を包絡するように定められた道路橋示方書のタイプ II 標準加速度応答スペクトルを一部の周期でやや上回っている。また、兵庫県南部地震や 2000 年鳥取県西部地震のような M7 クラスの地震による震源近傍の地震動については強震記録が存在するが、M8 クラスの地震による震源近傍の地震動については強震記録が存在しない¹。東海地震のように陸地近傍で発生することが想定されている M8 クラスの地震による地震動は、既往最大の考え方ではカバーできない。土木学会第二次提言（土木学会、1996）でも、陸地近傍で発生する M8 クラスの地震による地震動が未解明であることに注意を喚起している。

既往最大の考え方が不合理である理由の第二は、既往最大の考え方で設定される地震動が場所によっては過大評価になると云う点である。兵庫県南部地震の際に観測された神戸市の強い地震動は、兵庫県南部地震の震源となった六甲―淡路断層系の近傍に神戸市が位置していたこと、また、特に被害を受けた地域は厚い堆積層（例えば香川他、1993）の上に位置しており、その影響で地震動が増幅されたことなどの条件が重なってもたらされたと考えられている（例えば土岐他、1995）。このような条件の整わない場所（例えば岩盤上）では、神戸市内で観測されたような強い地震動を想定することは不合理である。

既往最大の考え方が不合理である理由の第三は、卓越しやすい地震動の周期がサイト特性に応じて異なると云う点である。わが国の港湾・空港では強震観測が実施されているが、その記録を見ると、地震時の地盤の揺れは地点毎に特徴のあることがわかる。例えば図-1.1 は八戸港と関西国際空港で得られた大地震の記録のフーリエスペクトルを比較したものである。八戸港では 1968 年十勝沖地震と 1994 年三陸はるか沖地震の強震

¹ 2003 年十勝沖地震の場合、K-NET 大樹（HKD098）において 100cm/s を越える揺れ（N45W 成分）が観測されているが、震源断層から観測点までの距離は少なく見積もっても 50km あり、震源近傍と言えるほどではない。東海地震の場合、震源断層から陸地までの最短距離は 20km 未満と想定されている。

記録が得られているが、26年の時を隔てて発生した2つの大地震で、いずれも周期2.5秒（周波数0.4Hz）の成分が卓越している（1968年の記録はいわゆる八戸波である）。一方、関西国際空港では1995年兵庫県南部地震と2000年鳥取県西部地震の記録が得られているが、いずれも周期5秒（周波数0.2Hz）の成分が卓越している。これらの卓越周期は港湾・空港周辺の地下構造によってもたらされたものであると考えられる（例えば工藤，1993；野津・井合，2001）。関西国際空港で用いる設計用入力地震動として八戸波が妥当でないことは、図-1.1からすぐにわかる。八戸波を設計用入力地震動として用いると、固有周期が2.5秒に近い構造物の応答は大きいと云う計算結果になる。そこで、その計算結果に基づいて、構造物の固有周期を長周期側に延ばすと云う判断が下されないとも限らない。しかし、実際には、関西国際空港では周期5秒の成分が卓越しやすいのであるから、構造物の固有周期を長周期側に延ばすことによって、結果的には危険な構造物ができあがってしまう。同じように、八戸波を含む既往の主な記録を包絡するような設計スペクトルを仮定した場合でも、設計スペクトルの作成に関西国際空港でのサイト特性を含む地震動が考慮されない限り、同様の問題が生じる。このような不合理は、適切な強震動評価手法を用いることにより回避できる。

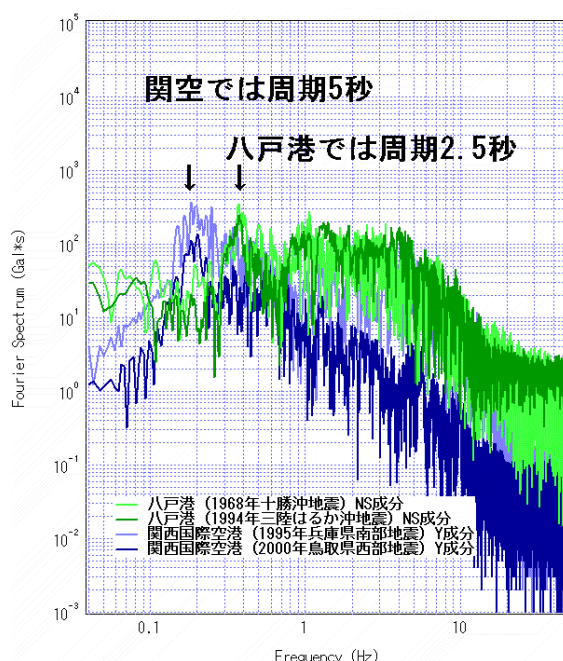


図-1.1 八戸港と関西国際空港で観測された主な強震記録のフーリエスペクトルの比較

既往最大の考え方が不合理である理由の第四として、第2章で取り扱うように、大地震の震源近傍における地震動の卓越方向と震源断層の走向との間には関連性のあることが挙げられる（例えば瀨瀨，1996；Somerville et al., 1997；武村他，1998）。このことを利用すると、港湾計画において、地震に対して有利な岸壁の配置を考えることができるが、既往最大の考え方によって地震の震源のイメージが覆い隠されてしまえば、この

ような簡便かつ合理的な対策も生まれにくいことになる。

以上のことから、今後、社会基盤施設の地震対策を考える場合、地震動の想定については、既往最大の考え方をとるかわりに、強震動評価の考え方に基づき、将来発生するであろう地震（シナリオ地震）による地盤の揺れについて、できる限り正確な推定を行うことが重要であると考えられる。もちろん、最新の強震動評価手法をもってしても、将来の地震による地盤の揺れを完全な形で予測することは不可能である。しかし、強震動評価手法を用いることにより、地盤の揺れについて複数のあり得るシナリオを描くことができ、また、あり得るシナリオとあり得ないシナリオの区別をすることができる。このような情報が、耐震設計や広い意味での地震災害対策を合理的なものとする上で果たす役割は非常に大きいものと考えられる。一般に地震動を特徴づける性質には振幅、卓越周期、継続時間、方向性などがあるが、たとえそれらの一部についての断片的な情報であれ、地震災害への対策を合理的なものとするに役立つ可能性がある。本研究は、計画・設計など港湾施設整備の各プロセスにおいて強震動地震学の知見を最大限に活用することを念頭におき、そのために必要な諸課題の解決を試みたものである。

強震動評価手法を活用することの重要性は、港湾の分野のみならず、社会基盤施設整備の各分野において共通の認識となりつつある。例えば土木学会では 2000 年 6 月に「土木構造物の耐震設計法に関する第三次提言」を公表しているが（土木学会、2000）、ここではレベル 2 地震動の設定について「内陸および海溝で発生する地震の活動履歴、震源断層の分布と活動度、活断層から当該地点に至る地下構造、当該地点の地盤条件、および強震観測結果などに基づいて設定する」としている。先の第二次提言において、既往最大の考え方によるレベル 2 地震動の設定を容認していたことと比較すると、強震動評価手法の活用についてやや踏み込んだ記述となっていることがわかる。道路の分野でも、改訂された新しい道路橋示方書（日本道路協会、2002）では、レベル 2 地震動として、既往最大の考え方で定められた標準加速度応答スペクトルを用いる方法と「建設地点周辺における過去の地震情報、活断層情報、プレート境界で発生する地震の情報、地下構造に関する情報、建設地点の地盤条件に関する情報、既往の強震記録等を考慮して」建設地点における設計地震動を推定する方法が併記されるようになった。また、強震動評価手法の実務への適用を念頭においた研究も積極的に実施されるようになってきている（例えば片岡他、2004）。本研究は以上のような港湾以外の土木分野における研究とも軌を一にするものであるが、同時に、港湾施設への適用を念頭においた独自性を有するものとなっている。この点については 1.3 で詳しく述べる。

さて、土木工学の分野においてこのように強震動評価手法の活用が推奨されるようになってきていることの背景には、近年、種々の強震動評価手法の開発が急速にすすみ、また、1995 年兵庫県南部地震等を経て、強震動評価手法の有用性が社会的に広く認知されたことが挙げられる。そこで次節では主に兵庫県南部地震以降の強震動評価手法の概要についてとりまとめを行う。

1.2 強震動評価手法の概要

現在、様々な強震動評価手法が提案されており、それらは表-1.1 に示すように理論的手法、半経験的手法、経験的手法および広帯域ハイブリッド法の四つに分類されることが多い。このうち理論的手法は、震源からサイトに至る媒質を弾性体としてモデル化し、弾性波動論に基づいてサイトにおける地震動を評価する方法である。半経験的手法のうち経験的グリーン関数法は、発震機構や伝播経路を大地震と共有する中小地震の観測波形をグリーン関数とみなし、これを重ね合わせて大地震の波形を合成する方法である（例えば Hartzell, 1978; Irikura, 1983; Irikura, 1986; Takemura and Ikeura, 1988; Dan et al., 1989）。このとき用いるべき適切な中小地震記録が存在しない場合に、中小地震記録を人工的に作成してこれを重ね合わせる方法（統計的グリーン関数法, 釜江他, 1991）が提案されているが、これも半経験的手法に分類される場合がある。経験的手法は、最大加速度や応答スペクトルに関する距離減衰式を用いる方法である。その他、地震動の長周期成分を理論的手法で計算し、短周期成分を半経験的手法で計算して重ね合わせる広帯域ハイブリッド法がある（例えば Kamae et al., 1998）。以上の各手法のうち、本研究と関連の深い理論的手法および半経験的手法について以下に述べる。

1.2.1 理論的な強震動評価手法

震源からサイトに至る媒質を弾性体としてモデル化し、弾性波動論に基づいてサイトにおける地震動を評価する理論的な強震動評価手法においては、評価の対象となる媒質は単純なものから次第に複雑なものへと移り変わってきた。その経緯は頼瀬（1991）に詳しいが、簡単に振り返ると、地震動の理論的な評価はまず単純な全無限弾性体を対象として開始された。Aki(1968)は 1966 年 Parkfield 地震の際に断層線から 80m 離れた地点で観測された加速度記録を積分して変位波形を求め、これと全無限弾性体を仮定して理論的に評価した変位波形とを比較して、両者が概ね一致することを示した。その後、半無限媒質（Kawasaki et al., 1973）や水平成層構造（Bouchon, 1981）を対象とした理論的な地震動の評価手法が確立された。最近では計算機の進歩により三次元的な不均質性を有する媒質中の地震動を差分法（例えば Graves, 1996）や有限要素法（例えば Bielak et al, 1998）を用いて理論的に評価することも可能となってきた。例えば、複数アスペリティモデルと三次元地下構造を考慮することにより、兵庫県南部地震の震源近傍の地震動を精度良く再現できることが示されている（松島・川瀬, 2000）。このような研究は、理論的な強震動評価手法の現在の到達点を示すものであると考えられる。理論的な強震動評価手法を用いると、将来発生する地震の震源モデルが与えられ、なおかつ震源から構造物建設地点までの地下構造の情報が所与のものであるとすれば、構造物建設地点の地震動のうち低周波成分（おおまかには 1Hz 以下）を厳密に評価することができる。

理論的な強震動評価手法を実務に適用するためには、震源パラメタの不確実性と地下構造（グリーン関数）の不確実性と云う二つの課題を克服する必要がある。このうち震

表－1.1 強震動評価手法の分類

方 法		概 要
理論的手法	離散化波数法	与えられた断層運動に対する水平成層媒質の波動場を理論的に求める方法. Bouchon (1981), Luco and Apsel (1983), Saikia (1994), 久田 (1997)等の方法がある. 媒質を水平成層と考えるので盆地生成表面波やbasin edge effectを考慮できない点に注意を要する.
	差分法	不整形媒質を対象とした手法. 3次元問題への適用事例としてSan Bernardino盆地 (Frankel et al., 1993), Los Angeles盆地 (Wald and Graves, 1998), 神戸周辺 (松島・川瀬, 2000), 関東平野 (Sato et al., 1999)等がある. 計算には不整形地下構造の情報が必要である. このような情報が利用できる地域は限られているのが現状であるが, 情報収集のための努力が関係機関により続けられている. また, 現状では計算機のメモリ容量や計算時間の制約を受ける場合も多いが, こうした点については計算機の性能やアルゴリズムそのものの向上により克服されつつある.
	有限要素法	不整形媒質を対象とした手法. 3次元問題への適用事例としてBielak et al. (1998)等がある. 差分法と比較した場合のメリットとして, 要素のサイズを媒質の弾性波速度に応じてフレキシブルに決めることができる点が挙げられる. 地下構造の情報, 計算機のメモリ容量や計算時間については差分法について述べた内容がそのままあてはまる.
	境界要素法	媒質の支配方程式を境界積分方程式に置き換えて数値計算を実施する方法であり, 不整形媒質に適用可能である. 3次元問題への適用事例としてFujiwara (2000)等がある. 地下構造の情報, 計算機のメモリ容量や計算時間については差分法について述べた内容がそのままあてはまる.
	Aki-Larner法	Aki and Larner (1970)により提案された手法で, 不整形媒質に適用可能である. 3次元問題への適用事例として上林他(1990)等がある. 地下構造の情報, 計算機のメモリ容量や計算時間については差分法について述べた内容がそのままあてはまる.
半経験的手法	経験的グリーン関数法	発震機構や波動伝播経路を大地震と共有する中小地震の観測波形をグリーン関数と見なし, これを重ね合わせて大地震の波形を合成する方法. Irikura (1986), Takemura and Ikeura (1988), Dan et al. (1989)等の方法がある. 本手法の利用は適切な中小地震記録が当該サイトで得られている場合に限られる.
	統計的グリーン関数法	経験的グリーン関数法で用いるべき適切な中小地震記録が存在しない場合に, 中小地震記録を人工的に作成してこれを重ね合わせる方法であり, 釜江他 (1991)により提案された. 経験的グリーン関数法の有利さは失われているが, 地震動の指向性等を考慮できる. サイト増幅特性については必要に応じ岩田・入倉(1986), 鶴来(1997)等の方法で別途考慮する.

表－1.1 強震動評価手法の分類（つづき）

経験的手法	地動最大値 評価手法	最大加速度，最大速度等の地動最大値を経験式（距離減衰式）により評価する．Joyner and Boore (1982), Fukushima and Tanaka (1990), Ohno et al. (1993), 司・翠川(1999)等により提案されている．
	スペクトル 評価手法	応答スペクトル，フーリエ振幅スペクトル等を経験式により評価する．応答スペクトルを評価する安中他(1997)の経験式，フーリエ振幅スペクトルを評価する Boore(1983)の経験式等がある．
広帯域 ハイブリッド法		長周期側では与えられた断層運動に対する地震動を理論的方法により求め，短周期側は半経験的手法で計算して，両者を重ね合わせる方法である．Kamae et al. (1998)のハイブリッドグリーン関数法では短周期側の計算に統計的グリーン関数法を用いる．

源パラメタの不確実性は，後述の半経験的手法と共通する課題である．これについては，その合理的な設定方法について地質学・地形学あるいは地震学的立場からの検討が為されている（例えば入倉・三宅，2001；入倉・三宅，2002）．こうした検討の成果を極力取り入れていくことが必要であるが，地質学・地形学あるいは地震学的な情報のみから将来起こりうる地震の震源パラメタをすべて確定させることは困難であるから，確定しない残りの震源パラメタの設定方法について，工学的立場から合意形成を目指す努力も必要であると考えられる．一方，理論的な強震動評価を精度良く行うために必要な地下構造のデータは，一部の地域を除いては十分に整備されているとは言えない．この点については，地下構造探査のための努力が特に大都市周辺において関係機関により続けられているので（例えば科学技術庁，2000）．理論的な強震動評価を適用できる地域は将来的には徐々に拡大していくものと考えられる．

以上のように，理論的な強震動評価手法を実務に適用するためには課題も残されているのが現状であるが，震源と地下構造のパラメタが与えられたとの前提で地震動の低周波成分を評価する手法はすでにほぼ確立しており，震源パラメタを様々に仮定してその影響を調べるといったパラメトリックなアプローチの研究は現状の技術で十分に可能な状況となっている．本論文の第2章ではこのような観点から理論的な強震動評価手法を活用した研究を実施する．

1.2.2 半経験的な強震動評価手法

半経験的な強震動評価手法に分類される経験的グリーン関数法は，はじめ Hartzell (1978) により提案され，Kanamori (1979), Irikura(1983), Irikura (1986), Takemura and Ikeura (1988), Dan et al. (1989), 入倉他 (1997) などにより改良がなされてきた．これは，将来発生するであろう大地震と発震機構や伝播経路の似ている中小地震の記録がサイトで得られている場合に，これを経験的グリーン関数と見なし，大地震の破壊過程に基づいてこれを多数重ね合わせることで，大地震による揺れを評価する方法で

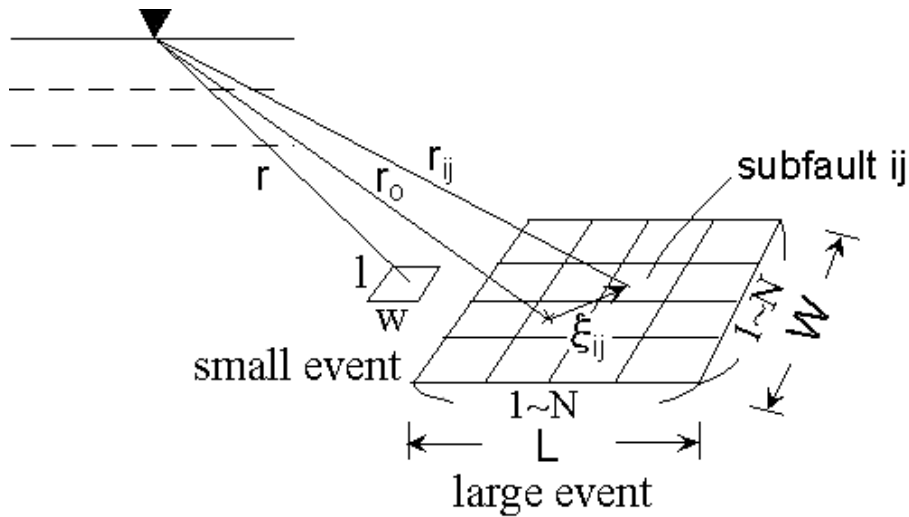
ある．この方法では，図－1.2 に示すように，大地震の震源断層を数多くの要素断層に分割する．大地震による地震動は各要素断層の破壊による地震動の和であると考え，さらに，各要素断層の破壊による地震動は，中小地震の記録にすべり速度時間関数に関する補正を施すことにより求める．中小地震の記録には，震源からサイトに至る媒質の影響が自然な形で含まれているので，それらを陽な形で考慮しなくても，媒質の影響を反映した地震動評価が可能である．

経験的グリーン関数法には種々の定式化があるが，一般には次の形に書くことができる．

$$U(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left(r / r_{ij} \right) f(t) * \left(C u(t) \right) \quad (1.1)$$

$$t_{ij} = (r_{ij} - r_0) / V_s + \xi_{ij} / V_r \quad (1.2)$$

式 (1.1) において $U(t)$ は大地震による地震動， $u(t)$ は小地震による地震動（経験的グリーン関数）， C は大地震と小地震の応力降下量の比， $f(t)$ は大地震と小地震の滑り速度時間関数の違いを補正するための関数， r は小地震の震源からサイトまでの距離（図－1.2）， r_{ij} は ij 要素からサイトまでの距離（図－1.2）， N は大地震と小地震の断層長さの比である．式 (1.2) において r_0 は大地震の破壊開始点からサイトまでの距離（図－1.2）， ξ_{ij} は破壊開始点から ij 要素までの距離， V_s は基盤の S 波速度， V_r は破壊伝播速度である．分割数 N については，大地震と小地震の断層パラメタ間の相似則（Kanamori and Abderson, 1975）から，大地震と小地震の地震モーメント比の 3 乗根とすることが Irikura (1983) により提案されている．



図－1.2 経験的グリーン関数法

さて， $f(t)$ の与え方によって種々の評価式が存在する．例えば Irikura (1983) は低周波成分の評価に適用を限定した次の評価式を提案している．

$$f(t) = \sum_{k=1}^N \delta\{t - (k-1) T / N\} \quad (1.3)$$

ここに T は大地震のライズタイムである．一方，田中他（1982）は高周波成分の評価に適用を限定した次の評価式を提案している．

$$f(t) = \delta(t) \quad (1.4)$$

これら評価式の妥当性を議論する際には，標準的な震源スペクトルのスケーリング・モデルである ω^{-2} モデル（Aki, 1967）がしばしば refer されてきた． ω^{-2} モデルでは震源スペクトル $S(f)$ は次式で与えられる．

$$|S(f)| = CM_0 / \left\{ 1 + (f / f_c)^2 \right\} \quad (1.5)$$

ここに M_0 は地震モーメント， f_c はコーナー周波数， C は定数である．すなわち ω^{-2} モデルでは，変位に関する震源スペクトルは f_c より低周波側でフラット， f_c より高周波側では ω^{-2} に比例して減少する．また加速度に関する震源スペクトルは， f_c より低周波側では ω^2 に比例して増加し， f_c より高周波側ではフラットとなる．コーナー周波数については Brune（1970, 1971）の次式が有名である．

$$f_c = 4.9 \times 10^6 \beta (\Delta \sigma / M_0)^{1/3} \quad (1.6)$$

ここに $\Delta \sigma$ はストレスドロップ， β は S 波速度である．式（1.6）では， f_c の単位は Hz， β の単位は km/s， $\Delta \sigma$ の単位は bars， M_0 の単位は dyne-cm である．もしも大地震と小地震でストレスドロップが共通であるとすれば，式（1.5）および（1.6）から，震源スペクトルの倍率は長周期側で N^3 ，短周期側で N となる．ここに N は大地震と小地震の地震モーメント比の 3 乗根である． ω^{-2} モデルが強震動の評価に有用であることが多くの研究者により示されてきている．例えば Boore（1983）は ω^{-2} モデルに基づいて時間領域の波形をシミュレーションする方法を提案しているが，その際，式（1.6）において $\Delta \sigma = 100 \text{ bar}$ 程度の値を与えると，得られた波形の最大加速度，最大速度などが Joyner and Boore（1981, 1982）の距離減衰式とよく一致することを示している．

さて，Irikura（1983）と田中他（1982）の評価式はいずれも ω^{-2} モデル（Aki, 1967）を満足しない．そこで， ω^{-2} モデルを満足するような評価式が工夫され，以下のように複数の評価式がほぼ同時期に提案された．

Irikura（1986）は次の評価式を提案している．

$$f(t) = \delta(t) + (1 / n') \sum_{k=1}^{(N-1)n'} \delta\{t - (k-1) T / (N-1) / n'\} \quad (1.7)$$

式（1.7）において n' は波形の重ね合わせの際に現れる見かけの周期性を除去するための任意の整数である．後に入倉他（1997）は，合成波の振幅スペクトルの $1/T$ (Hz) の倍数での落ち込みを防止することを目的に，式（1.7）をさらに改良した次式を提案している．

$$f(t) = \delta(t) + \left\{ 1 / n' / (1 - e^{-1}) \right\} \sum_{k=1}^{(N-1)n'} [e^{-(k-1)/(N-1)/n'} \cdot \delta\{t - (k-1) T / (N-1) / n'\}] \quad (1.8)$$

一方，Takemura and Ikeura（1988）は次の評価式を提案している．

$$f(t) = \kappa_{ij} \delta(t) + \sum_{k=1}^N \delta\{t - (k-1)T/N\} \quad (1.9)$$

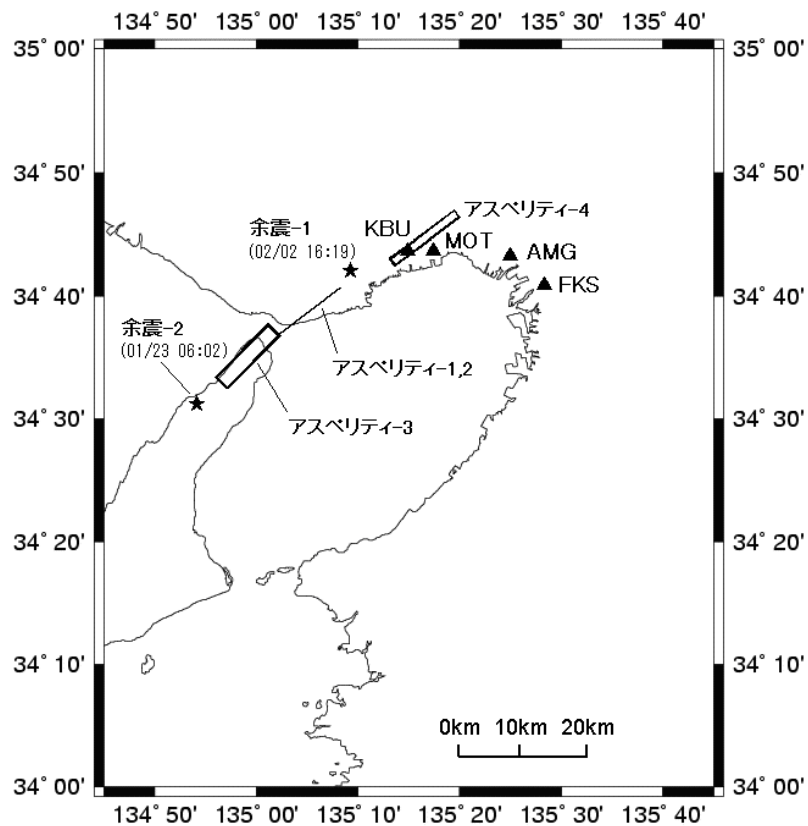
ここに κ_{ij} は平均値 0, 標準偏差 S_D の正規分布に従う確率変数であり, Takemura and Ikeura (1988) は $S_D=1$ とすることを提案している. さらに Dan et al. (1989) は式 (1.1) における滑り速度時間関数の補正を周波数領域で行うことを提案しており, その際に乗じる関数として次式を提案している.

$$F(\omega) = \left(\frac{\omega_c + i\omega}{\omega_c / \sqrt{N} + i\omega} \right)^2 \quad (1.10)$$

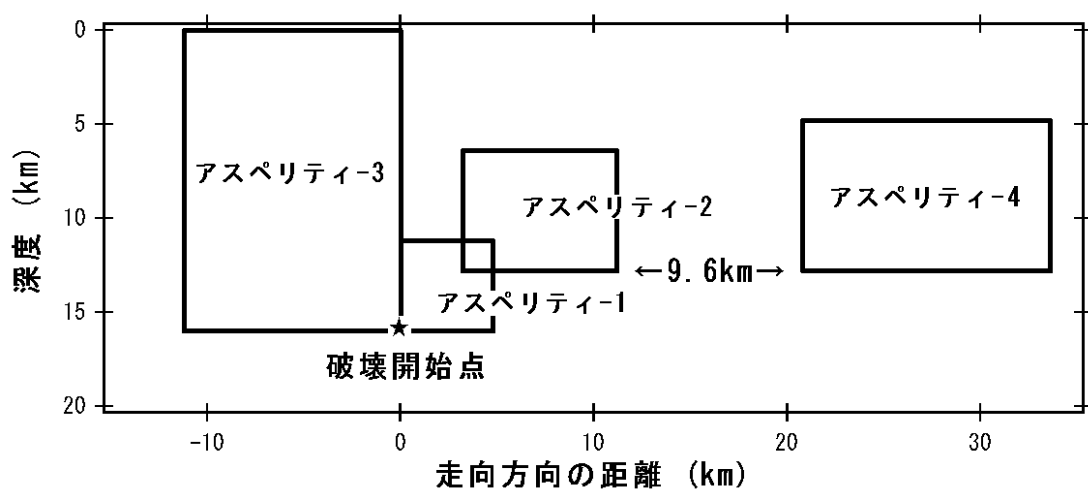
式 (1.7) ~ (1.10) のいずれを用いる場合にも, 滑り速度時間関数の補正により, 震源スペクトルは長周期側で N 倍, 短周期側で 1 倍となる. このことと, 面積積分による効果 (長周期側は N^2 倍, 短周期側はランダムサンメーションを仮定して N 倍) を組み合わせることにより, ω^{-2} モデルで期待されている震源スペクトルのスケールリング (すなわち長周期側で N^3 倍, 短周期側で N 倍) が実現する. さて, 上記の議論はいずれにしても十分に長周期の成分と十分に短周期の成分を対象とした議論であることに注意する必要がある. 中間周波数帯域においてはスペクトルの落ち込みの問題が残されており, これについては後述する.

1995 年兵庫県南部地震は甚大な被害をもたらした地震であったが, 同時に経験的グリーン関数法の有用性を強く印象づけた地震でもあった. 釜江・入倉 (1997) は, 経験的グリーン関数法による強震動シミュレーションのための震源モデルとして, 神戸側から淡路側にかけて三つのアスペリティからなるモデルを提案し, このモデルにより, 震源近傍の神戸大学 (KBU) および本山 (MOT) による地震動を精度良く再現できることを示した. 釜江・入倉 (1997) のモデルによる震源近傍の地震動の再現精度を額瀬 (1998) は「驚異的」と形容した. 後に山田他 (1999) は釜江・入倉 (1997) のモデルを改良して四つのアスペリティからなるモデルを作成し (図-1.3, 図-1.4), 震源近傍の地震動を一層精度良く再現できることを示した (図-1.5).

以上は経験的グリーン関数法についての議論であるが, 経験的グリーン関数法に用いるに相応しい中小地震記録が対象サイトで得られていない場合, 中小地震の記録を人工的に作成して, これを重ね合わせる方法が提案されている (釜江他, 1991). この方法は統計的グリーン関数法と呼ばれ, これも分類上は半経験的な強震動評価手法とされることが多い. また, 人工的に作成した中小地震記録は統計的グリーン関数と呼ばれる.



図ー1.3 兵庫県南部地震の複数アスペリティモデル（山田他，1999）の平面図と余震の位置（★）および観測点の位置（▲）



図ー1.4 兵庫県南部地震の複数アスペリティモデル（山田他，1999）の断面図

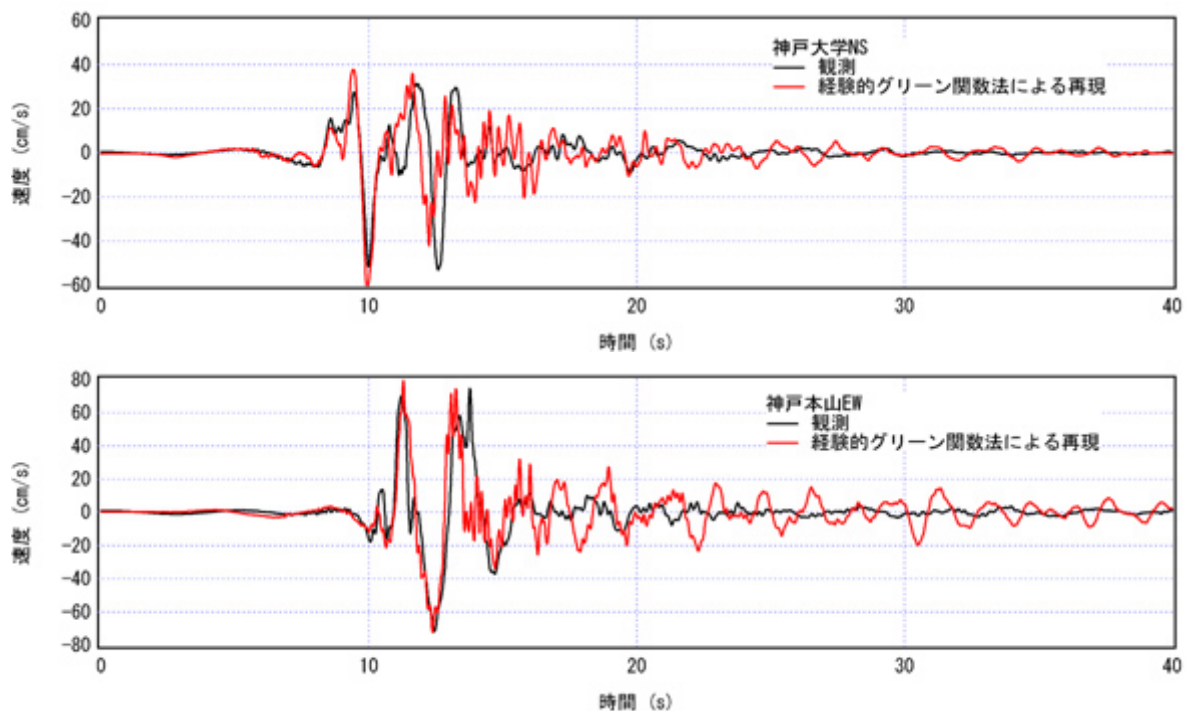


図-1.5 山田他（1999）のモデルによる兵庫県南部地震の震源近傍の地震動の再現

半経験的手法のうち経験的グリーン関数法は、中小地震の記録に含まれる地下構造の影響が直接評価結果に反映される。また、同じく半経験的手法に分類される統計的グリーン関数法においても、強震記録から別途抽出したサイト増幅特性（例えば岩田・入倉，1986；鶴来他，1997）を評価結果に生かすための方法が提案されており（例えば古和田他，1998），このような方法を用いると，既往の強震記録を比較的精度良く再現できることが示されている（例えば野津，2004a；野津，2004b）。このように，半経験的な強震動評価手法は，強震記録の蓄積されている地点に適した手法であると考えられる。中央防災会議や地震調査研究推進本部の強震動評価では，一般に面的な評価が求められる場合が多い（例えば中央防災会議事務局，2001）。面的な評価では，経験的グリーン関数法は一般には適用できず，また，統計的グリーン関数法を用いる場合にも，サイト特性を強震記録に基づいて評価することが難しいので，半経験的な強震動評価が真価を発揮することは難しいと言える。これに対して，我が国の港湾では 1960 年代から強震観測が実施されており（例えば野津，2003），重要港湾の 2/3 では記録の蓄積がある。以上のことを踏まえると，港湾施設への応用を考える場合，半経験的な強震動評価手法は最も有望な手法であると考えられる。

1.2.3 半経験的な強震動評価手法の課題

以上のように，半経験的な強震動評価手法は有望な方法であるが，以下に述べるような課題も残されている。

課題の一つは，中間周波数帯域における振幅の落ち込みである（入倉，1994）。これ

を具体例を挙げて説明する．いま，図-1.6 に示すように一様な媒質中に矩形の破壊領域を考え，図-1.6 の A 点における地震動を合成することを考える．小地震のスペクトルは ω^{-2} モデルに従うものとし，大地震のモーメント M_0 と小地震のモーメント m_0 の比が $5 \times 5 \times 5$ ， $25 \times 25 \times 25$ および $80 \times 80 \times 80$ の 3 つの場合を考え，式 (1.1) - (1.3) により合成を行うと図-1.7 に示す結果が得られる（詳細な計算条件は第 3 章参照）．モーメント比が 5^3 ， 25^3 ， 80^3 のいずれのケースにおいても，大地震のコーナー周波数よりも高周波側で合成波形のスペクトルに落ち込みが見られる．

この中間周波数帯域での落ち込みは，入倉（1994）において指摘されているように，大地震と小地震のモーメントの比が大きいほど顕著であることが一つの特徴である．このため，仮に小地震の観測記録が低周波成分から高周波成分まで十分な精度を有していたとしても，規模の小さい地震の観測記録を利用しにくい場合がある．しかしながら，合成に用いようとする小地震の規模がやや大きい場合，合成の対象とする周波数帯域において小地震の震源過程の影響が無視できなくなるので，観測精度が十分であるならば，できるだけ小さい地震の記録を用いることが望ましいと云う側面もある．このように，小地震記録の選択に関して二つの相矛盾する制約事項があると云うことは，小地震記録の選択の幅を狭めることにつながる．中間周波数帯域での落ち込みについては，本質的な解決が求められていると言える．

中間周波数帯域での落ち込みを避ける目的で入倉・釜江（1993）は自己相似な不均質断層モデルを経験的グリーン関数法に導入している（入倉，1994）．この方法は，大地震の断層面上に異なるサイズの断層の分布を自己相似的に与え，それらのサイズに相当する小地震の地震動を重ね合わせて大地震時の強震動をシミュレートすると云うものであり，中間的なサイズに相当する小地震記録が無い場合には，より小さいサイズの小地震記録を用いて前もって合成しておく．この方法で， ω^{-2} モデルに従う小地震記録を用いて合成を行うと，合成波形のスペクトル形状は ω^{-2} モデルに従い，コーナー周波数以外に特定のサイズを持たないことが示されている（入倉，1994）．しかし，この方法による場合，大地震の断層面上における断層の分布の与え方や，中間的なサイズの断層に対する波形合成の仕方によっては，合成結果に任意性が生じることも事実である．中間周波数帯域での落ち込みを避けるための別な試みとして，小島他（1997）は断層の破壊時刻にランダムネスを導入することを提案している．この方法による場合，与えるランダムネスが小さければスペクトルの落ち込みを回避できず，また，与えるランダムネスが大きければ，長周期側での合成波形に任意性が生じる．

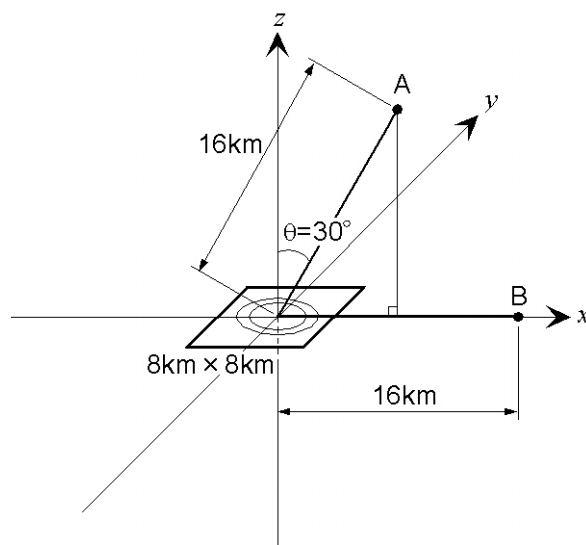


図-1.6 矩形断層モデルと観測点

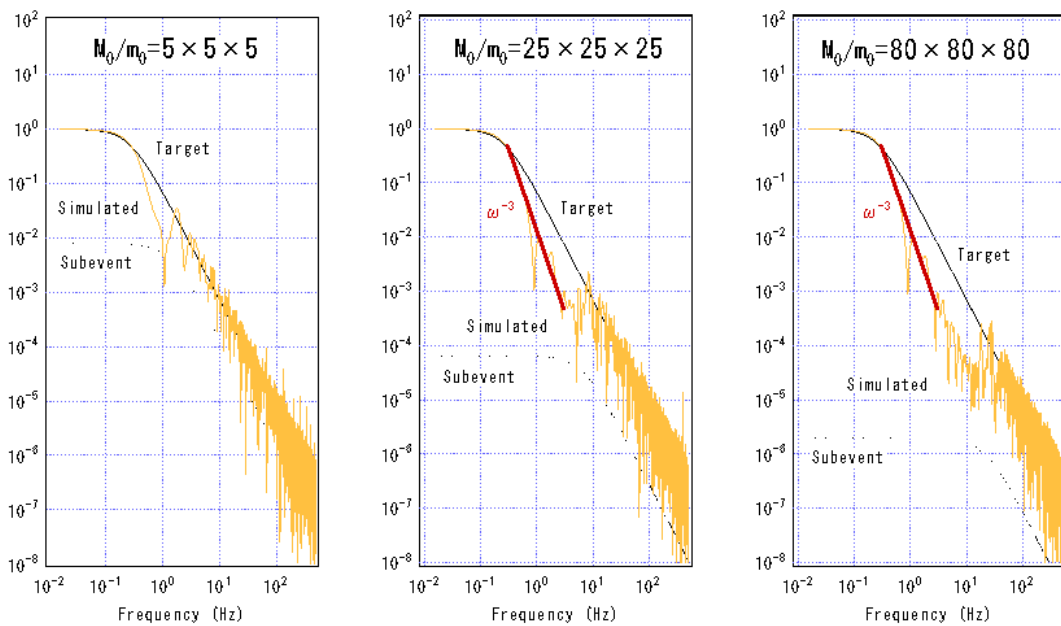
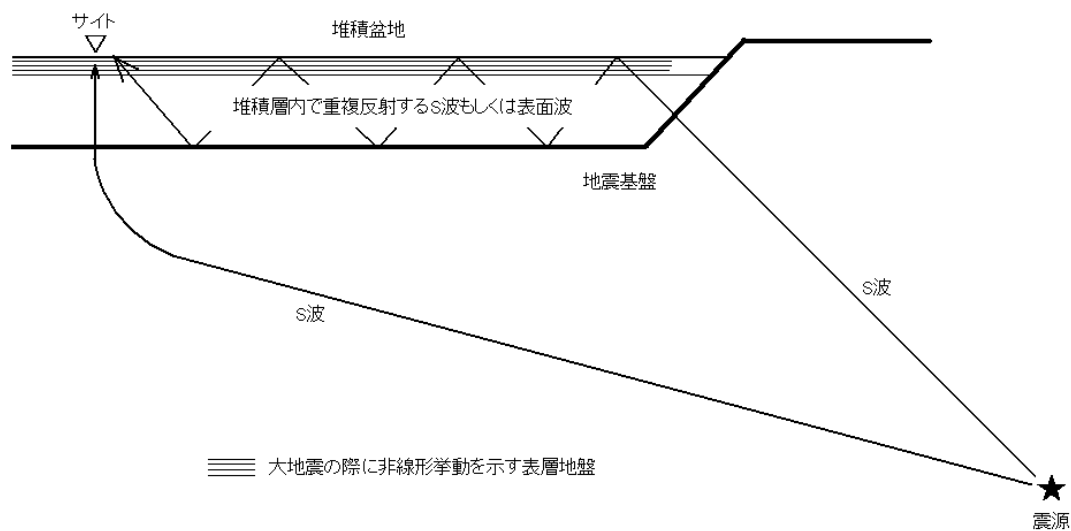


図-1.7 矩形断層モデルによる観測点 A における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較. 合成スペクトルは入倉他 (1997) により求めた.

半経験的な強震動評価手法に係るもう一つの課題は、表層地盤の非線形挙動の取り扱いにある。経験的グリーン関数法は震源からサイトに至る媒質の線形的な挙動を前提としているので、大地震の際に想定される地盤の非線形挙動（例えば翠川，1993；Aki，1993；Beresnev and Wen，1996）については別途考慮する必要がある（例えば香川他，1998）。この非線形挙動の取り扱いについては、改良の余地があると著者らは考えている。これまで、耐震設計等の実務においては、サイト直下の堆積層を非線形性を示す浅

い部分（表層地盤）と、それより深い部分（深層地盤）とに区分し，地震波は下方より表層地盤に入射してから初めて地盤の非線形挙動の影響を受けると仮定することが普通であった（例えば大阪府土木部，1997；中央防災会議事務局，2001）．しかしながら，**図－1.8** に示すように，震源とサイトを結ぶ波線を考えたとき，これが非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切る場合がある．この場合，地震波は，その伝播の過程で，表層地盤の非線形挙動の影響を何度も受けることになる．このことを本稿では多重非線形効果と呼ぶ．多重非線形効果を考慮した場合には，仮に深層地盤が非線形挙動を示さないとしても，サイト直下の表層地盤と深層地盤の境界面に下方から入射する地震波は，すでに地盤の非線形挙動の影響を受けていることになる．半経験的な強震動評価においてこの点を考慮できるようにすることは重要な課題であると考えられる．



図－1.8 多重非線形効果の概念図

1.3 本研究の目的

ここまで述べてきたような強震動評価の必要性和評価手法の現状に関する理解の下、本研究では、強震動評価の港湾施設整備への活用とその手法の高度化を取り扱う。具体的には、港湾施設の力学的特性や施設をとりまく状況を踏まえ、特に港湾において重要な以下の課題に取り組むこととした。

まず、法線直交方向の揺れに弱いと云う岸壁の力学的特性に着目し、地震動の方向性に関する評価を港湾計画において活用することを検討する。地震動の方向性については、第2章で詳しく紹介するように、内陸活断層地震の震源近傍では走向直交方向の揺れが卓越する傾向のあることが知られている（例えば瀧瀬，1996；Somerville et al., 1997；武村他，1998）。そこで、内陸活断層からあまり離れていない港湾において重要性の高い岸壁（例えば被害地震発生直後に緊急物資の輸送に用いることを意図して建設される岸壁）を整備する場合、法線方向を工夫することにより、地震動の影響を受けにくくすることが考えられる。この方法の有効性を確認するため、強震動シミュレーションと岸壁の変形計算を実施した。その際、断層の走向は既知であるものとし、傾斜とすべり角の様々な組み合わせを考え、純粋な横ずれ断層や逆断層の場合だけでなく、直感的には理解しにくい横ずれ断層と逆断層の中間的な断層の場合も含め、走向直交成分が卓越する傾向がロバストであるかどうかを確認する。

次に、港湾施設の設計用入力地震動の設定に応用することを念頭におき、強震動評価手法の高度化に取り組む。先に述べたように、港湾では強震記録の蓄積が比較的すすんでおり、半経験的な強震動評価手法の適用が有望である。そこで、先に指摘した半経験的な強震動評価手法の二つの問題点に着目して、その解決を図る。

第一に、中間周波数帯域における合成スペクトルの落ち込みの問題（入倉，1994）に取り組む。その際、まず、スペクトルの落ち込みの本質について考察を行い、中間周波数帯域では、断層長さの有限性、断層幅の有限性、それに破壊継続時間の有限性に対応する3つのコーナー周波数を有する理論地震動のスペクトル特性がそのまま表れることが、中間周波数帯域での落ち込みの原因であることを明らかにする。また、中間周波数帯域で落ち込みが生じないような新しい波形合成法（円形クラックモデルに基づく波形合成法）を提案する。

第二に、半経験的な強震動評価における表層地盤の非線形性の取り扱い方法について新たな工夫を行う。港湾地域の強震動評価においては、表層地盤の非線形性は避けて通ることが出来ない重要なテーマである。これまでの強震動評価では、サイト直下の堆積層を、非線形性を示す浅い部分（表層地盤）と、それより深い部分（深層地盤）とに区分し、地震波は下方より表層地盤に入射してから初めて地盤の非線形挙動の影響を受けると仮定することが普通であったが、実際には、大地震の震源とサイトを結ぶ波線は非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切る場合があり、その結果、地震波は、その伝播の過程で表層地盤の非線形挙動の影響を何度も受けることになる。このことを本論文では多重非線形効果と呼ぶ。ここでは、多重非線形効果を取り入れて強震動評価を行うための簡易な方法として、堆積層内の媒質の平均的なS波速度の低下率と、堆積層内の媒質

の平均的な減衰定数の増分を意味する二つのパラメタを導入し、それらを用いてグリーン関数を補正してから重ね合わせる方法を新たに提案する．また、2000 年鳥取県西部地震等の強震記録を利用して提案法の妥当性を検証する．

さらに、前述の円形クラックモデルによる波形合成法と、非線形性に関する新しい考え方の検証を行うため、2003 年十勝沖地震の強震動シミュレーションを実施する．まず、経験的グリーン関数による波形インバージョンを実施し、当該地震の震源におけるすべりの時空間分布を推定する．次に、この情報を活用して、円形クラックモデルによる十勝沖地震の震源のモデル化を行い、モデル化の妥当性を検証する．さらに、提案法に基づいて表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーションを実施し、当該手法の適用性を検証する．

1.4 本論文の構成

本論文は図-1.9 に示すように 6 章より構成される。

第 1 章「序論」すなわち本章は本研究の背景と目的および本論文の構成について記述したものである。

第 2 章「震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその港湾計画における活用」では、地震動の方向性に関する評価を港湾計画において活用することを検討する。内陸活断層からあまり離れていない港湾において重要性の高い岸壁を整備する場合、その法線方向を工夫することにより地震動の影響を受けにくくすることが考えられるが、この対策の有効性を確認するため、強震動シミュレーションと岸壁の変形計算を実施する。

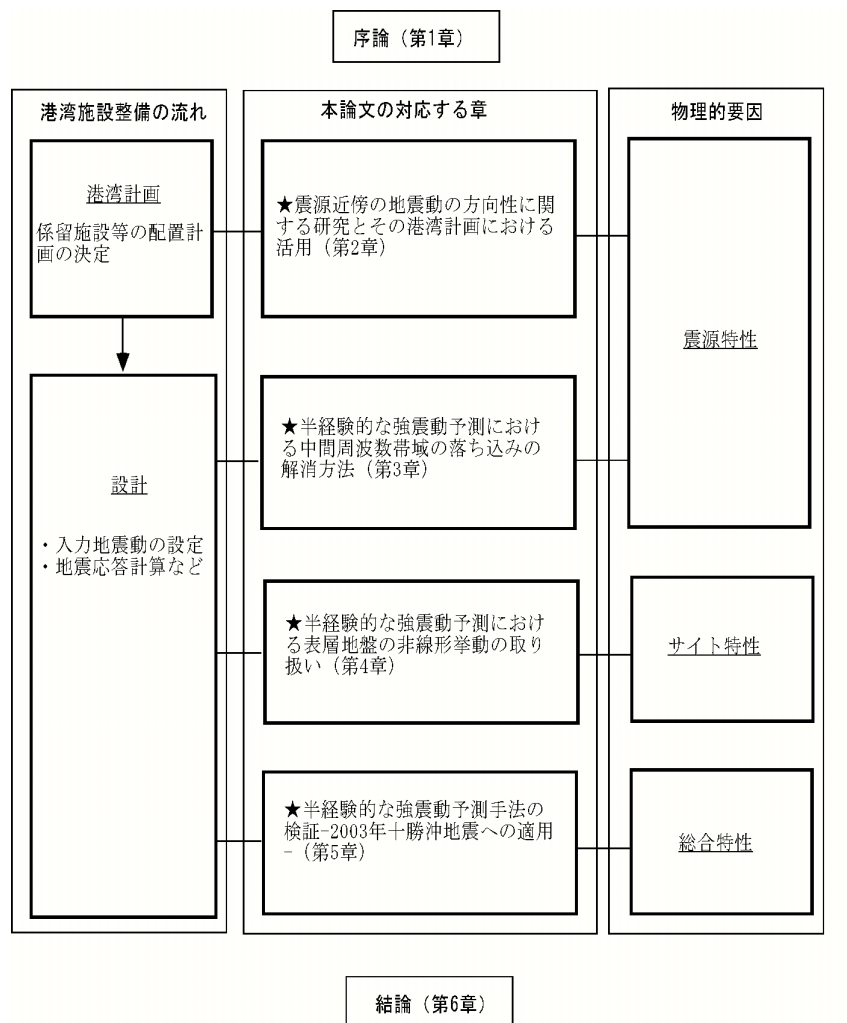
第 3 章「半経験的な強震動評価における中間周波数帯域の落ち込みの解消方法」では、半経験的な強震動評価手法の問題点の一つとして、合成スペクトルの中間周波数帯域における落ち込みの問題を取りあげ、スペクトルの落ち込みの原因を明らかにするとともに、落ち込みが生じないような新しい波形合成法（円形クラックモデルに基づく波形合成法）を提案する。

第 4 章「半経験的な強震動評価における表層地盤の非線形挙動の取り扱い」では、港湾地域の強震動評価において避けることのできない表層地盤の非線形挙動の問題を取り扱う。大地震の震源とサイトを結ぶ波線が非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切ることの影響を取り入れて強震動評価を行うための簡易な方法を提案し、その適用性を検討する。

第 5 章「半経験的な強震動評価手法の検証－2003 年十勝沖地震への適用－」では、2003 年 9 月 26 日に発生した十勝沖地震の豊富な強震記録を活用して、半経験的な強震動評価手法の適用性について検討する。

第 2 章～第 5 章の内容を港湾施設整備の手順の観点から分類すると、第 2 章は港湾計画の策定に関連するものであり、また第 3 章～第 5 章は施設の設計に関連するものである。一方、第 2 章～第 5 章の内容を地震動に影響を及ぼす諸要因の観点から分類すると、第 2 章および第 3 章は震源特性、第 4 章はサイト特性にそれぞれ関連するものであり、第 5 章はこれらをふまえた総合特性に関連するものである。

第 6 章「結論」では、本研究の結論を述べるとともに、今後の展望について述べる。



図－1.9 本論文の構成

第2章 震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその港湾計画における活用

2.1 緒言

1960年代より開始された港湾地域強震観測において大地震の震源近傍の記録が得られたのは1995年兵庫県南部地震における神戸港工事事務所の記録（S-2615）が最初である。この記録の水平面内の軌跡を図-2.1に示す。同図に示すように、神戸港工事事務所における記録は震源となった六甲-淡路断層系に直交する北北西-南南東の方向成分が著しく卓越していた。このような著しい卓越方向を示す記録は、港湾地域強震観測の歴史においてはじめて得られたものである。兵庫県南部地震では、神戸市内の他の観測地点、すなわち、ポートアイランド、神戸海洋気象台、JR 鷹取駅などでも同様に震源断層に直交する成分の卓越した記録が得られている。このような地震動の特性は神戸港の係留施設の被害分布にも影響を及ぼした。地震後に行われた被害状況の調査によると、法線が東西方向のケーソン式大型岸壁は南北方向のケーソン式大型岸壁よりも明らかに大きな被害を受けていた（上部他，1995）。この調査は岸壁の最大はらみだし量，天端沈下量，傾斜角，被災変形率（最大はらみだし量をケーソン高+2mで除した値）を調べたものであるが，それらのいずれについても図-2.2に示すように法線が東西方向の岸壁は法線が南北方向の岸壁よりも明らかに大きな値を示していた。図-2.3はポートアイランドおよび六甲アイランドの岸壁の残留変位の分布を示すものであるが（Inagaki et al., 1996），法線が東西方向の岸壁がより大きな被害を受けていることはこの図からも明らかである。このように，震源近傍の地震動は著しい方向性を示す場合があり，また，地震動の方向性が港湾構造物の被害分布に影響する場合がある。

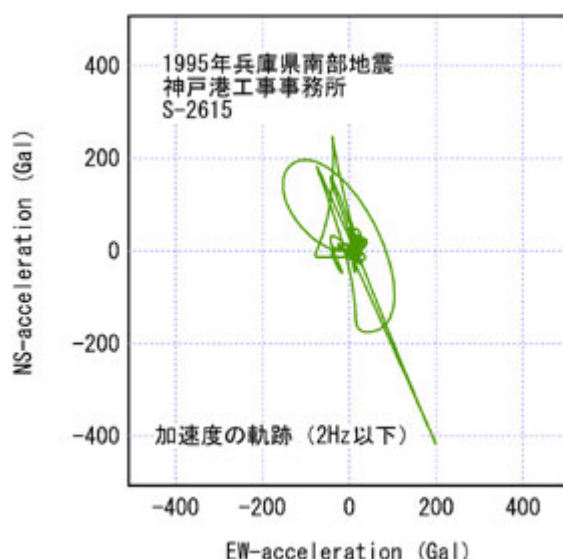


図-2.1 神戸港工事事務所で観測された地動加速度（2Hz 以下）の水平面内の軌跡

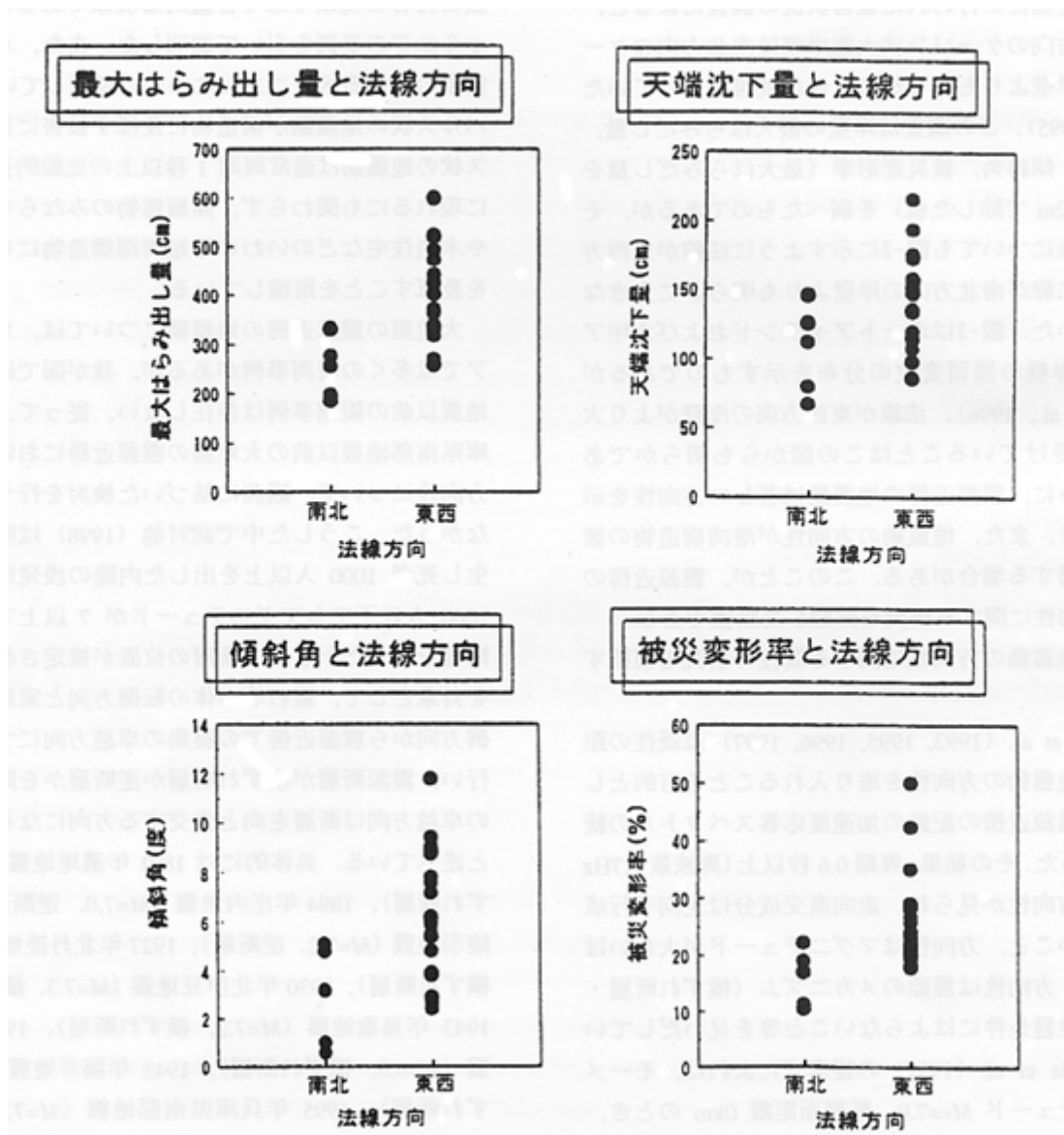


図-2.2 神戸港のケーソン式大型岸壁の被害にみられる方向性（上部他，1995）

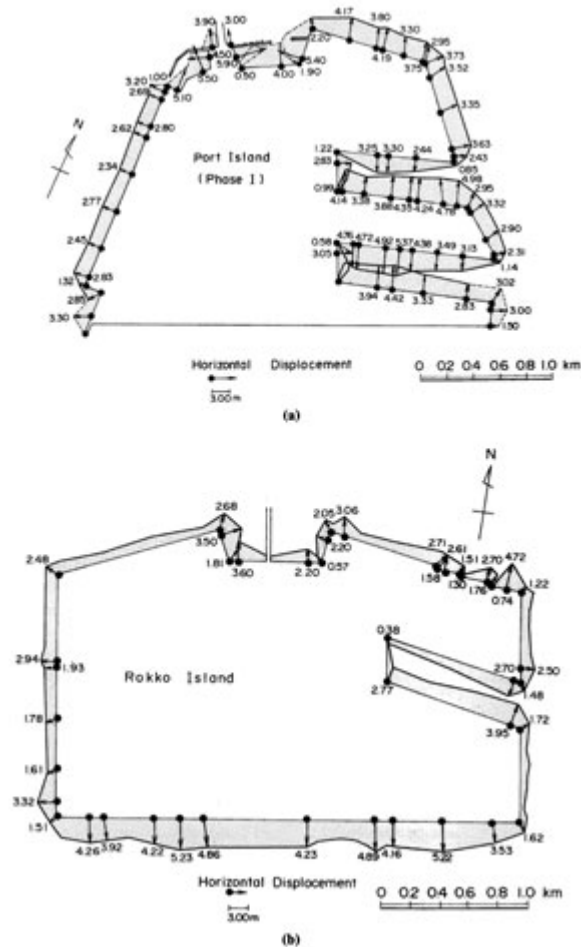


図-2.3 ポートアイランドおよび六甲アイランドの岸壁の残留変位の分布 (Inagaki et al., 1996)

震源近傍の地震動の方向性についてはいくつか既往の研究があるので、これについて概観する。

Somerville et al. (1993, 1995, 1996, 1997) は主に米国カリフォルニア州で得られた震源近傍等における強震記録に回帰分析を適用し、震源近傍では震源断層の走向に直交する成分が強い傾向にあるとの結論を得ている。解析対象は加速度応答スペクトルである。Somerville et al. (1997) は、地震動の方向性を考慮して既存の距離減衰式を補正するための式を提案している。その提案式によると、方向性の表れる周期は 0.6 秒以上（周波数 1.7Hz 以下）であり、また方向性はマグニチュードの大きい地震ほど強く表れるとされる。モーメントマグニチュード $M_w=7.0$ 、断層面距離 0km のとき、破壊伝播方向のサイトにおいては、走向直交方向の周期 6 秒の成分は走向平行方向の成分の約 3.2 倍大きい。Somerville et al. (1997) は提案式の活用方策についても言及しており、カリフォルニア州においては主要な活断層の走向方向は明らかにされているので、高層建築物、免震建築物、橋梁、ダムなど長周期地震動の影響を受けやすい構造物の設計において走向直交方向と走向平行方向の地震動の相違を考慮に入れることは容易であるとし

ている。また、活断層の位置が明らかにされていない場合でも、ロサンゼルス直下の逆断層のように、その走向については十分に評価でき、走向直交方向により大きな地震動を想定することが正当である場合もあると述べている。

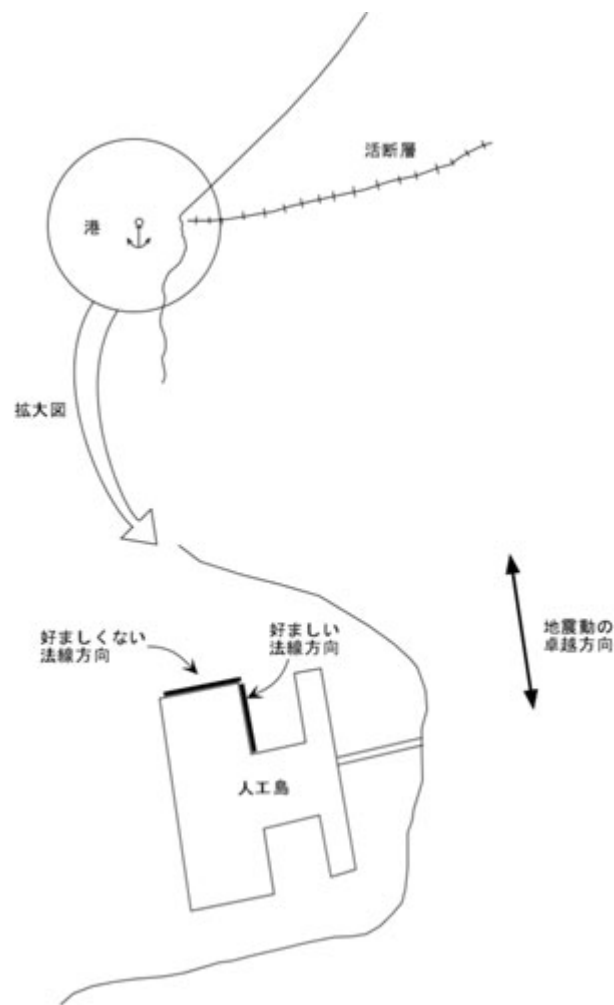
額瀨（1996）は 1995 年兵庫県南部地震の震源近傍で走向直交方向に大振幅のパルス状の地震動が生じたことについて、このようなパルス状の地震動が兵庫県南部地震に特有の現象でなく普遍的な現象であることをカリフォルニアの事例を引いて説明した。また、パルス状の地震動の生じるメカニズムについて説明している。さらに、パルス状の地震動が構造物に及ぼす被害に言及し、パルス状の地震動は通常周期 1 秒以上の比較的長い周期帯域に現れるにも関わらず、高層建物のみならず中低層建物や木造住宅などのいわゆる短周期構造物にも重大な影響を及ぼすことを指摘している。

大地震の震源近傍の地震動については、カリフォルニアでは多くの観測事例があるが、我が国では兵庫県南部地震以前の観測事例は存在しない。従って、わが国の兵庫県南部地震以前の大地震の震源近傍における地震動の方向性について、観測に基づいた検討を行うことはできなかった。こうした中で武村他（1998）は明治以後に発生し死者 1000 人以上を出した内陸の浅発地震と死者は 1000 人以下でもマグニチュードが 7 以上で地表に地震断層を残したかまたは断層の位置が推定されている地震を対象として、墓石等単体の転倒方向と家屋や煙突の転倒方向から震源近傍での震動の卓越方向について調査を行い、震源断層が横ずれ断層か逆断層かを問わず、震動の卓越方向は断層走向と直交する方向になる場合が多いと述べている。具体的には 1891 年濃尾地震（ $M=8.0$ 、横ずれ断層）、1894 年庄内地震（ $M=7.0$ 、逆断層）、1896 年陸羽地震（ $M=7.2$ 、逆断層）、1927 年北丹後地震（ $M=7.3$ 、横ずれ断層）、1930 年北伊豆地震（ $M=7.3$ 、横ずれ断層）、1943 年鳥取地震（ $M=7.2$ 、横ずれ断層）、1945 年三河地震（ $M=6.8$ 、横ずれ断層）、1948 年福井地震（ $M=7.1$ 、横ずれ断層）、1995 年兵庫県南部地震（ $M=7.2$ 、横ずれ断層）の各地震について調査を行った結果、ほとんどの場合、断層走向に直交する方向の震動が卓越していたと推定している。また墓石の転倒に寄与する周期を Ishiyama(1987)の式から 0.6 秒以上と推定し、低層建物に被害を与える地震動の周波数については川瀬・林(1996)が 0.7-3Hz (0.3-1.4 秒) と指摘していることを引用して、これらの周期は Somerville et al.(1997)の結果にあてはめるといずれも走向直交成分が走向平行成分よりも大きくなる周期帯に渡っていると指摘している。以上は内陸浅発地震についての結果であるが、比較のためプレート境界地震である 1923 年関東地震についても物体の転倒方向(中村, 1925)をレビューしているが、物体の転倒方向は必ずしも断層に対して系統的な特徴は示していないとしている。これは断層面が低角で対象地域の直下に広く分布していること、関東地震の震源が約 40km 離れた位置に二つのアスペリティをもち、それらの震源メカニズムが互いに異なっていること (Wald and Somerville, 1995) 等、震源過程が複雑なことも原因の一つと考えられるとしている。

以上のように、内陸活断層で発生する大地震の震源近傍において地震動の走向直交成分が卓越しやすい傾向にあると云う点について、上述の研究はいずれも肯定的である。

さて、このことを利用すると、港湾計画において、地震に対して有利なように岸壁の配置を工夫できる可能性がある。一般に港湾に影響を及ぼす想定地震は一つとは限らな

いが，ここでは対象港湾に特に大きな影響を及ぼす内陸活断層が存在し，他の活断層の影響は十分に小さい場合を考える（図－2.1）．このとき，港湾計画においてあらかじめ特に重要性の高い岸壁の法線方向が断層の走向に直交する方向となるように設定しておけば，もしこの活断層で地震が発生しても，その最も強い揺れの向きは法線平行方向となるので，岸壁の変形を大幅に小さくすることができるはずである．人工島を取りまく海岸線のうち，一部のみに岸壁を配置するのは非現実的であるから，特に重要性の高い岸壁（例えば被害地震発生直後に緊急物資の輸送に用いることを意図して建設される岸壁）についてこのような配置の工夫を行うことが望ましいと考えられる．



図－2.4 地震動の観点からの最適法線方向の概念

以上のような港湾計画における工夫の有効性を確認するため，強震動シミュレーションと岸壁の変形計算を実施する．特に，このような対策が有効であるためには，想定される震源パラメタに対して，地震動の卓越方向が十分にロバストなものである必要がある．このことについて，理論的な強震動評価手法を用いた検討を実施する．

2.2 地震動の方向性に着目した強震動シミュレーション

2.2.1 方向性の検討において重要となる震源パラメタ

一般に理論的な地震動評価において指定すべき震源パラメタには次のようなものがある（例えば入倉・三宅，2001；入倉・三宅，2002）．先ず，巨視的（outer）断層パラメタとして断層の長さ（ L ），幅（ W ），走向（strike, ϕ ），傾斜（dip, δ ），すべり角（rake, λ ）などがある．また微視的（inner）断層パラメタとして最終すべり量（ D_0 ）やライズタイム（ T_r ）等の断層面上での分布がある．さらに，指定すべきその他のパラメタとして破壊開始点と破壊伝播速度がある．これらのパラメタの意味するところを図-2.5に示す．これら震源パラメタの中には，地質学・地形学あるいは地震学的知見により，対象地震が決まればある程度特定できるパラメタもあり，またそうでないパラメタもある．ここでは，方向性の検討において重要となる震源パラメタとは何かを特定するため，震源パラメタの設定の現状について概観する．

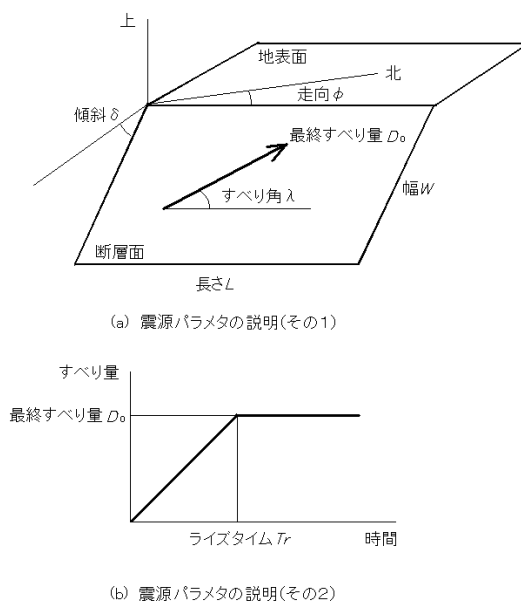


図-2.5 震源パラメタの意味

まず，巨視的（outer）パラメタについて述べる．走向（ ϕ ）については，一般には新編日本の活断層（活断層研究会編，1991），活断層詳細デジタルマップ（中田・今泉編，2002）等の活断層マップや最近の活断層調査結果に基づいて決めることができる．断層パラメタの中では，これは比較的信頼性の高い情報である．次に長さ（ L ）については，やはり活断層マップ等に基づいて決めることになる．ただし，活断層マップに記載された個々の活断層が一回の地震で活動する部分に対応するとは限らず，複数の断層が同時に活動する場合（グループ化の問題）や，非常に長い断層では断層の一部分が活動する

場合（セグメント化の問題）があり、これらの点に注意を払う必要がある。幅（ W ）については、内陸活断層で生じる地震の場合、地震を起こす地殻の部分（seismogenic zone）には下限があることから、 $W=15\text{km}$ 程度で頭打ちになるとの見解が一般的である（Shimazaki, 1986；武村, 1998）。幅が頭打ちとならない範囲では断層幅（ W ）は断層長さ（ L ）に比例するとされる。このような関係から、断層長さ（ L ）が決まれば断層幅（ W ）を推定することができる。断層の傾斜（ δ ）は断層を横断する測線での反射法探査により推定される（入倉, 2000）が、推定結果にはある程度のばらつきを伴う。すべり角（rake, λ ）については、断層運動を引き起こす地殻の応力状態から判断できる。断層には横ずれ断層、正断層、逆断層などがあるが、我が国の多くの活断層は横ずれ断層もしくは逆断層である。日本列島を載せている地殻はおおまかに見ると東西方向に圧縮を受けているため、北西－南東方向の走向を有する断層は左横ずれ断層が多く、南西－北東方向の走向を有する断層は右横ずれ断層が多い。南北方向の走向を有する断層は逆断層が多い。左横ずれ断層ではすべり角は 0° に近く、右横ずれ断層ではすべり角は 180° に近い。逆断層の場合にはすべり角は 90° に近い。しかし、すべり角の推定結果にはある程度のばらつきを伴う。

次に微視的（inner）パラメタについて述べる。最近 20 年ほどの研究により、大地震の断層面上のすべり量は一様ではないことが明らかにされてきた。断層面上の特にすべり量の大きい部分はアスペリティと呼ばれる（Somerville et al., 1999）。最近の研究ではアスペリティで生じる地震動が震源近傍の地震動の特性を支配することが知られている。例えば、第 1 章で述べたように、兵庫県南部地震の神戸市内の地震動は淡路側から神戸側にかけて 3 つのアスペリティを配したモデル（釜江・入倉, 1997）や 4 つのアスペリティを配したモデル（山田他, 1999）により説明できることが明らかにされた。強震動評価のためにはアスペリティのモデル化が不可欠である。過去の大地震の震源インバージョン解析結果に基づいてアスペリティの面積や平均すべり量と地震規模とを結びつける経験式が提案されているが（Somerville et al., 1999）、アスペリティの面積や平均すべり量、それにアスペリティの個数などの予測にはある程度のばらつきが伴う。

その他の震源パラメタである破壊開始点と破壊伝播速度については次の通りである。震源近傍の地震動は破壊伝播方向で大きい性質があるので、破壊開始点の設定は重要である。その予測のため、現在、地質学・地形学あるいは地震学的立場からの検討が為されているところであるが（入倉, 2000）、精度の良い予測は難しいのが現状である。破壊伝播速度は、既往の研究から、地震規模によらず S 波速度の 72% 程度の値をとることが多いとされている（Geller, 1976）。

このように見てくると、震源パラメタのうち断層の走向（ ϕ ）と破壊伝播速度は現状の知見でも比較的精度良く予測できるパラメタである。一方、傾斜（ δ ）、すべり角（ λ ）、破壊開始点、アスペリティの位置、数、面積、平均すべり量、それにライズタイムは、現状では予測が困難であるか、ないしは予測結果にばらつきを伴うパラメタである。

これらの不確実なパラメタのうち、アスペリティの数と平均滑り量については、地震動の方向性を議論する限りにおいて結果に重要な影響を及ぼさない。また、アスペリティの深さ、面積、それにライズタイムは、予備的な検討の結果、地震動の振幅や周期に

影響するが、地震動の方向性にはさほど影響しないことがわかった。そこで、以下においては、震源メカニズム（傾斜とすべり角の組み合わせ）が地震動の方向性に及ぼす影響について感度解析を実施する。以下の検討では震源をとりまくように観測点を配置するので、断層の走向方向におけるアスペリティの位置や破壊開始点の位置の影響についても同時に考慮されることになる。

なお、以下においては内陸活断層地震による震源近傍地震動を検討対象とする。プレート境界地震による地震動の方向性も重要な研究課題ではあるが、ここでは検討対象外とする。その理由は、プレート境界地震の震源の詳細についてはこれまで十分に調べられておらず、現状ではモデル化の信頼性が内陸活断層地震の場合ほど高くないと考えられるためである。

2.2.2 検討ケース

以下の検討においては、2.2.3 で述べる地下構造モデルの基盤内で 1 個のアスペリティ（平均深さ 8km, 長さ 8km, 幅 8km）が破壊する場合を考える。破壊開始点は破壊領域下端のコーナーとし、破壊伝播は同心円状であるとする。破壊領域の上端で破壊が始まり下方に伝播することもあり得るが、その場合には地震動の指向性により地表付近には大きな地震動が生じないので、工学的には破壊が深部に始まり上方に伝播するケースを考えておけば十分である。破壊伝播速度は $V_r=2.8\text{km/s}$ とする。平均すべり量は 1.92m（応力降下量に換算すると 16.3MPa）、ライズタイムは $T_r=1.2\text{s}$ とし、震源時間関数は Boxcar 型とする。2.2.3 で述べる基盤の物性を用いて地震モーメントを計算すると $3.4 \times 10^{25} \text{dyne-cm}$ となる。以上のパラメタは、釜江・入倉（1997）による兵庫県南部地震の震源モデルを参考に、内陸で発生する大地震のアスペリティ・パラメタとして典型的な数値を選んだものである。以上のパラメタは一定値に保ちながら、震源メカニズム（傾斜とすべり角の組み合わせ）のみを変化させてその影響を調べる。

震源メカニズム（傾斜とすべり角の組み合わせ）の範囲は次の通りとした。図-2.6 は 20 世紀にわが国の内陸で生じた M7 以上の浅発地震について、地震学の手法で推定された傾斜とすべり角の組み合わせを示している（佐藤編，1989）。また、参考までにプレート境界地震である 1923 年関東地震の傾斜とすべり角の組み合わせもプロットしている。すべり角（ λ ）は本来 -180° から $+180^\circ$ までいずれの値もとりに得る量であり、 $\lambda < 0^\circ$ は正断層成分を含む地震を示し、 $0^\circ < \lambda$ は逆断層成分を含む地震を示す。 $|\lambda| < 90^\circ$ の場合は左横ずれ、 $|\lambda| > 90^\circ$ の場合は右横ずれである。ここでは、データ整理の都合上、右横ずれの地震を対応する左横ずれの地震に置き換えて考えることにして、 $-90^\circ < \lambda < 90^\circ$ の範囲で図示している。（ δ, λ ）=（ $90^\circ, 0^\circ$ ）は純粋な横ずれ断層の地震を示し、 $0^\circ < \delta < 90^\circ$ かつ $\lambda = 90^\circ$ は純粋な逆断層の地震を示す。図-2.6 によれば、まず、プロットが図面の上半分に分布していることが指摘できる。すなわちいずれの地震も正断層成分はさほど多くは含まない。これは、わが国の地殻が大局的に見ると東西方向に圧縮を受けており、このような圧縮応力場の下で内陸の地震が生じるためである。純粋な横ずれ断層に近いメカニズムの地震は多く生じており（図-2.6 の A グル

ープ), 純粋な逆断層に近いメカニズムの地震も生じている (図-2.6 の B グループ). また, これらの中間的なメカニズムの地震も生じている. そこで, A グループと B グループを結ぶ平行四辺形を考えると, ほぼわが国の内陸で生じる浅い大地震の傾斜とすべり角の組み合わせを包絡できることがわかる. 1923 年関東地震の震源メカニズムは平行四辺形から外れているが, この地震はプレート境界で生じているので, 内陸地震とは異なるメカニズムを有するものであると考えられる. ここではこの平行四辺形を取り囲むように配置した傾斜とすべり角の 8 通りの組み合わせ (図-2.6 の ■ 印および表-2.1) を仮定して, 震源メカニズムが地震動の方向性に及ぼす影響を調べる.

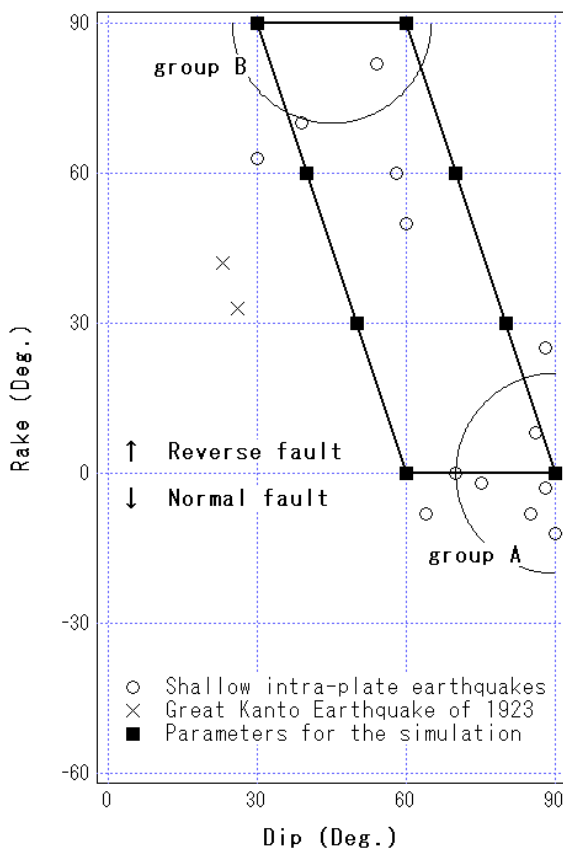


図-2.6 わが国の主な内陸地震のメカニズム

表-2.1 震源メカニズムの影響の検討に用いる傾斜とすべり角の組み合わせ

Dip (degree)	90	80	70	60	30	40	50	60
Rake (degree)	0	30	60	90	90	60	30	0

2.2.3 地下構造

震源の条件とともに地震動の性質を決定する重要な要因は地下構造である. ここでは表-2.2 に示す地下構造に対して検討を行う.

表－2.2 地震動の方向性の検討に用いた地下構造

Thickness	Vp	Qp	Vs	Qs	Density
(m)	(m/s)		(m/s)		(ton/m ³)
200	1600	200	350	20	1.7
300	1800	200	550	35	1.8
500	2500	350	1000	70	2.1
∞	5400	1000	3200	120	2.7

表－2.2 に示す地下構造は（社）地盤工学会「土構造物への設計用入力地震動に関する研究委員会」において地震動の生成に用いられた地下構造（香川・江尻，1998）であり，我が国の堆積平野における地下構造の一つの典型である． Q_p の値は今回新たに付け加えた．このモデルでは S 波速度は地表に近づくほど小さくなっている．一般に地震波が S 波速度の大きい地層から小さい地層に入射すると，振幅が増幅すると同時に波線が次第に上向きとなり，これに伴い震動方向も変化する．このとき，SH 波（S 波のうち地表面に平行な成分）の震動方向は変化しないが，SV 波（S 波のうち SH 波に垂直な成分）の震動方向は次第に変化して地表付近ではほぼ radial 成分（図－A.1 の r 成分）の震動となる．また P 波の震動方向は次第に変化して地表付近ではほぼ vertical 成分（図－A.1 の z 成分）の震動となる．このような現象はかなり一般的に生じるものであり，地震動の方向性を議論する際には重要である．本研究では上記モデルを用いることによりこのような現象が再現されることを期待している．特に逆断層の場合には SV 波が卓越するので，地表に近づくほど S 波速度の小さい現実的な地下構造を採用することが，地震動の方向性を議論する際には必須であると考ええる．

表－2.2 のモデルは水平成層構造であるため，エッジ生成波（堆積盆地の端部に S 波が入射することによって発生し，堆積盆地内に向かって伝播する地震波）など媒質の水平方向の不均質に由来する地震波は再現されない．しかしながら，直達 S 波（震源からサイト直下の岩盤まで最短距離で伝播し，そこから上方に伝播してサイトに到る S 波）についてはこれらのモデルで十分に再現される．既往の研究（例えば Kawase, 1996；川瀬他, 1998）によると，震源近傍の地震動への寄与が最も大きいのは直達 S 波であり，水平方向の不均質が原因で生じるエッジ生成波などの地震波の寄与が直達 S 波の寄与を上回することは考えにくい．1995 年兵庫県南部地震における「震災の帯」の成因は直達 S 波とエッジ生成波の増幅的干渉であったと考えられている（Kawase, 1996）が，その際，エッジ生成波の寄与は直達 S 波の寄与の 50%程度であったと推定されている（Kawase, 1996）．そこで，本研究において震源近傍の地震動の方向性を検討する際に主に直達 S 波の再現をねらって水平成層構造を用いることは十分に妥当であると考えられる．なお，媒質の水平方向の不均質が地震動の方向性に及ぼす影響については 3.で強震観測記録に基づいた検討を行う中であらためて議論する．

2.2.4 評価の対象とする周波数成分

理論的な強震動評価手法は一般には高周波数成分への適用は難しいと考えられている。その一例として震源から各方位への放射特性を見ると、図-2.7 に示されるように、約 2Hz 以下では四つ葉のクローバー型を示して理論的な放射特性 (Aki and Richards, 1980 ; 佐藤, 1994) にほぼ一致するが、高周波側では放射特性は一様であるとされる (Kamae and Irikura, 1992)。このような効果は、標準的な震源モデルと理論的な地震動評価手法の組み合わせでは再現できないものであり、理論的な強震動評価手法の適用限界を示すものであると考えることができる。一方、ケーソン式岸壁の地震時の変形量を評価する上で重要な地震動の周波数成分については有効応力解析に基づく検討がなされており (野津他, 2000)、2Hz 以下の比較的低い周波数成分が支配的であるとの検討結果が報告されている。以上のことを考慮して、ここでは解析対象周波数を 2Hz 以下とする。

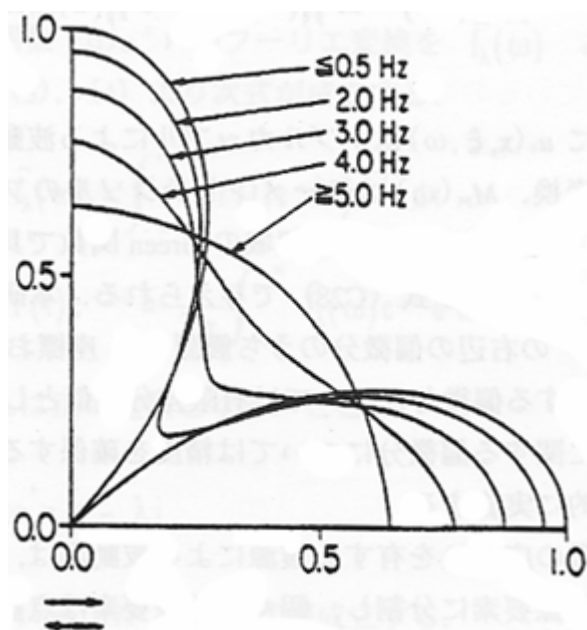


図-2.7 周波数依存型の放射特性 (Kamae and Irikura, 1992)

2.2.5 地震動の評価手法

ここでは理論的な地震動評価手法の一つである離散化波数法を用いて地震動の評価を行う。本研究で用いた離散化波数法の定式化を一通り説明する。震源から放射される球面波を波数積分の形に置き換え、さらにこれを離散化する過程は Bouchon (1981) の文献に従っている。また、水平成層構造内での地震波の透過/反射を波数毎、周波数毎に計算する手法は Luco and Apsel (1983) の文献に従っている。

(1) フーリエ変換対

本研究ではフーリエ変換と逆変換を一貫して次式により定義する.

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.1)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.2)$$

ここに $f(t)$ は任意の時間関数, $\hat{f}(\omega)$ はそのフーリエ変換である.

角振動数 ω への虚部の導入は次のように行う. 任意の時間関数 $f(t)$ に時間とともに減少する項 $e^{-\lambda t}$ をかけた関数 $f(t)e^{-\lambda t}$ のフーリエ変換を $\hat{f}_\lambda(\omega)$ とすると, 式 (2.1), (2.2) より次式が成立する.

$$\hat{f}_\lambda(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} (f(t)e^{-\lambda t}) e^{-i\omega t} dt \quad (2.3)$$

$$f(t)e^{-\lambda t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}_\lambda(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

ここに λ は正の定数とする. ここで

$$\omega^* = \omega - \lambda i \quad (2.4)$$

とおくと, 式 (2.3) より次式が成立する.

$$\hat{f}_\lambda(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega^* t} dt \quad (2.5)$$

この右辺は, フーリエ変換の定義式 (2.1) において ω を ω^* に置き換えたものに他ならない. すなわち,

$$\hat{f}_\lambda(\omega) = \hat{f}(\omega^*) \quad (2.6)$$

である. 式 (2.6) を式 (2.3) に代入すると次式を得る.

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega^*) e^{i\omega t} d\omega e^{\lambda t} \quad (2.7)$$

以上をまとめると

$$f(\omega^*) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega^* t} dt \quad (2.8)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega^*) e^{i\omega t} d\omega e^{\lambda t} \quad (2.9)$$

となる．これが，周波数に虚部を含む場合の新しいフーリエ変換対である．すなわち $\hat{f}(\omega)$ に式 (2.2) を適用して $f(t)$ を求めるかわりに $\hat{f}(\omega^*)$ に式 (2.9) を適用して $f(t)$ を求めることができる．フーリエ変換を式 (2.1) で定義している関係上，周波数に導入する虚部は負でなければならない．

本研究では周波数領域での演算をすべて複素数 ω^* に対して行うこととする．以下の定式化では，簡単のため， ω^* の「*」を省略して単に ω と記す． λ の具体的な値は Bouchon (1979) を参考に

$$\lambda = \frac{\pi}{T_w} \quad (2.10)$$

とする．ここに T_w は波形を求めようとする時間ウインドウである．

(2) 媒質の減衰

媒質の減衰を考慮する方法について説明する．本計算手法は周波数領域の計算手法であるから，媒質の減衰は弾性波速度に虚部を導入することにより容易に考慮することができる．具体的には (5) で述べるグリーン関数の計算において α ， β を

$$\begin{aligned} \alpha^* &= \alpha \left(1 + \frac{i}{2Q_p} \right) \\ \beta^* &= \beta \left(1 + \frac{i}{2Q_s} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

で置き換えればよい．ここに α^* ， β^* はそれぞれ複素 P 波速度と複素 S 波速度， Q_p ， Q_s はそれぞれ P 波，S 波に対する Q 値である．フーリエ変換を式 (2.1) で定義している関係上，弾性波速度に導入する虚部は正でなければならない．弾性波速度に虚部が導入されることに伴い媒質のラメ定数にも虚部が導入される．以下の定式化では，簡単のため，弾性波速度やラメ定数の「*」は省略する．なお，本手法では周波数に依存する Q 値を考慮することは容易であるが，以下の計算では周波数に依存しない Q 値を用いている．

(3) セン断食い違いによる波動場と単位インパルス力による波動場の関係

地震とは図-2.8(a)に示すように弾性体中のある面を境にしてセン断食い違いが生じる現象であると理解される．セン断食い違いによる波動場は，単位インパルス力 $\delta(t) \delta(\xi)$ による波動場（グリーン関数）と一定の関係があるので，単位インパルス力による波動場が計算できればセン断食い違いによる波動場も計算できることになる．ここでは

せん断食い違いによる波動場とグリーン関数との関係について説明する．なお，この関係は水平成層構造に限らずどのような媒質に対しても成立する．

まず，せん断食い違い型の点震源による波動場は互いに直交する反対向きのモーメントを持つ 2 組の偶力（ダブルカップル，図-2.8(b)）による波動場に等しいことが理論的に明らかにされている（Aki and Richards, 1980；佐藤，1994）．従って，せん断食い違いによる波動場をダブルカップルによる波動場に置き換えて計算する．モーメントの大きさはせん断食い違いの大きさに対応して $M_0(t) = \mu D(t)S$ で与えられる．ここに μ はラメ定数， $D(t)$ はせん断食い違いの大きさで時間の関数， S は食い違いの生じる領域の面積である．実際の地震では時々刻々せん断食い違いが拡大するので，それに対応して作用させるべきモーメントの大きさも時々刻々大きくなる．

ダブルカップルを構成する二組のシングルカップルのうち一つを取りあげてみると，これは非常に近接した 2 つの作用点に反対方向の集中荷重を作用させるに等しいことがわかる．よって，シングルカップルによる波動場は，集中荷重による波動場を作用点に関して微分したものに等しい．ただし，このときの集中荷重は先に述べた単位インパルス力と同じではない．単位インパルス力が瞬時の载荷であるのに対し，ここで言う集中荷重は時々刻々大きくなって一定値に達する载荷である．以上のことを考慮すると，ダブルカップルによる波動場は，単位インパルス力による波動場を作用点に関して偏微分し，モーメントとの合積を計算することにより得られる．すなわち次式が成立する（Aki and Richards, 1980；佐藤，1994）．

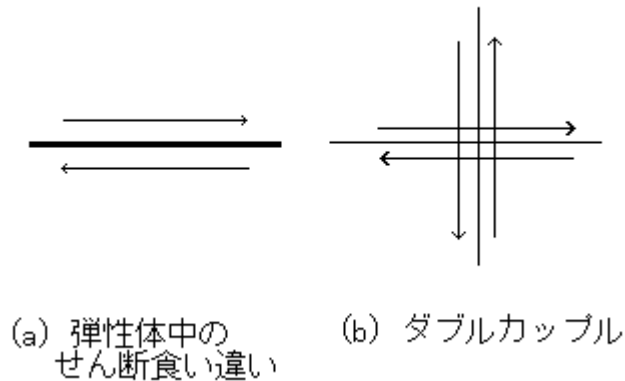


図-2.8 せん断食い違いによる波動場は，高いに直交する反対向きのモーメントをもつ二組の偶力（ダブルカップル）による波動場に等しい．

$$u_n(\mathbf{x}, \xi, t) = M_{pq}(t) * \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathbf{x}, \xi, t) \quad (2.12)$$

ここに， $u_n(\mathbf{x}, \xi, t)$ は時刻 $t=0$ に作用点 ξ に作用するダブルカップルによって観測点 $\mathbf{x}$ に時刻 t に生じる変位の n 成分である． $G_{np}(\mathbf{x}, \xi, t)$ は時刻 $t=0$ に作用点 ξ に作用する p 方

向の単位インパルス力によって観測点 $\mathbf{x}$ に時刻 t に生じる変位の n 成分である． $M_{pq}(t)$ はモーメントテンソルの pq 成分である． *は合積を示す．

モーメントテンソルの各成分は x 軸の正方向が北に一致するような座標系では次式で与えられる (Aki and Richards, 1980)．

$$\begin{aligned}
M_{xx}(t) &= -M_0(t) (\sin \delta \cos \lambda \sin 2\phi + \sin 2\delta \sin \lambda \sin^2 \phi) \\
M_{xy}(t) &= M_0(t) (\sin \delta \cos \lambda \cos 2\phi + \frac{1}{2} \sin 2\delta \sin \lambda \sin 2\phi) \\
M_{xz}(t) &= -M_0(t) (\cos \delta \cos \lambda \cos \phi + \cos 2\delta \sin \lambda \sin \phi) \\
M_{yx}(t) &= M_{xy}(t) \\
M_{yy}(t) &= M_0(t) (\sin \delta \cos \lambda \sin 2\phi - \sin 2\delta \sin \lambda \cos^2 \phi) \\
M_{yz}(t) &= -M_0(t) (\cos \delta \cos \lambda \sin \phi - \cos 2\delta \sin \lambda \cos \phi) \\
M_{zx}(t) &= M_{xz}(t) \\
M_{zy}(t) &= M_{yz}(t) \\
M_{zz}(t) &= M_0 \sin 2\delta \sin \lambda
\end{aligned} \tag{2.13}$$

ここに ϕ は走向 (strike), δ は傾斜 (dip), λ はすべり角 (rake) である．

式 (2.12) の両辺をフーリエ変換すると次式を得る．

$$u_n(\mathbf{x}, \xi, \omega) = M_{pq}(\omega) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathbf{x}, \xi, \omega) \tag{2.14}$$

ここに $u_n(\mathbf{x}, \xi, \omega)$ はダブルカップルによる波動場のフーリエ変換, $M_{pq}(\omega)$ はモーメントテンソルのフーリエ変換, $G_{np}(\mathbf{x}, \xi, \omega)$ は周波数領域のグリーン関数である．グリーン関数の求め方は (4) 以下で説明する．

式 (2.14) の右辺の偏微分のうち震源の x 座標および y 座標に関する偏微分は有限差分近似とする．一方, 震源の z 座標に関する偏微分は計算精度の観点から解析的に実施する．

ここまで, 広がりを見捨てるような震源 (点震源) による波動場について説明してきたが, 有限の広がりを持つ震源による波動場は, 震源断層を要素断層に分割し, 個々の要素断層は点震源であると見なして, 点震源による波動場を重ね合わせることで得られる．

(4) Explosion 型の点震源による波動場の波数積分表示と離散化

ここでは explosion 型の点震源による波動場を波数積分の形に置き換え, さらにこれを離散化する過程について説明する．ここで述べる explosion 型の点震源による波動場の計算に必要なのは単位インパルス力による波動場である．しかしながら, 単位インパルス力による波動場について説明する前に, explosion 型の点震源による波動場を説

明しておく方が，見通しが良くなる．

均質等方な全無限弾性体内部の explosion 型の点震源に対する変位場のスカラーポテンシャルのフーリエ変換は次式で示される (Aki and Richards, 1980)．

$$\phi(R, \omega) = \frac{e^{-i\omega R/\alpha}}{R} \quad (2.15)$$

ここに ϕ は変位場のスカラーポテンシャルのフーリエ変換， R は震源からの距離， ω は角振動数， α は P 波速度， i は虚数単位である．式 (2.15) は震源から球面波が速度 α で伝播することを示しており，また，その振幅が震源からの距離 R に反比例して小さくなることを示している．

ここで，水平成層構造の地震波の計算に便利な円筒座標系 (r, θ, z) を導入する (図-2.9)． z 座標は慣例に従い鉛直下向きにとる．円筒座標系において原点を震源にとれば，式 (2.15) は式 (2.16) の Sommerfeld 積分の形に書くことができる (Aki and Richards, 1980)．

$$\phi(r, z, \omega) = -i \int_0^\infty \frac{k}{v} J_0(kr) e^{-iv|z|} dk \quad (2.16)$$

ここに

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{k_\alpha^2 - k^2}, \text{Im}(v) < 0 \\ k_\alpha &= \omega / \alpha \end{aligned} \quad (2.17)$$

である． k は波数の水平成分を， v は P 波の波数の鉛直成分をそれぞれ示す． J_0 は第 1 種 0 次のベッセル関数を示す．

式 (2.16) が円筒座標系における波動方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.18)$$

の解であることは式 (2.16) を式 (2.18) に代入すれば確認できる．

式 (2.16) の z に関する項を $e^{i\omega t}$ と組み合わせると $e^{i(\omega t - v|z|)}$ となることから， v が P 波の波数の鉛直成分を示すことが理解される．また， k が小さい波は進行方向が鉛直に近い波 (テイクオフ・アングルの大きい波) に， k が大きい波は進行方向が水平に近い波 (テイクオフ・アングルの小さい波) に対応していることも理解される．従って，式 (2.16) は全波動場が様々なテイクオフ・アングルをもつ波の重ね合わせで表現されることを示している．式 (2.15) から (2.16) への書き換えを概念的に示すと図-2.10 のようになる．式 (2.15) から (2.16) への書き換えを行うのは，層境界での透過と反射が波数毎に計算できるので，式 (2.16) の形が便利である．

周波数に虚部を導入することの利点の一つがここであられる．式 (2.17) の定義から，もしも ω と α がともに実数であれば， k_α も実数であり，特定の波数 k に対して式

(2.16) の被積分関数の分母が 0 となることがわかる．このとき，式 (2.16) の積分を精度良く計算することができなくなる． α が実数であるとは，(2) での議論によれば，媒質の減衰が 0 であるかもしくは非常に小さいことと等価である．その場合でも，(1) のように ω に虚部が導入されていれば， ω ， k_α ， v などはずべて複素平面 (図-2.11) の第 4 象限にあることになるので，式 (2.16) の被積分関数の分母は 0 とならず，積分が実行できる．

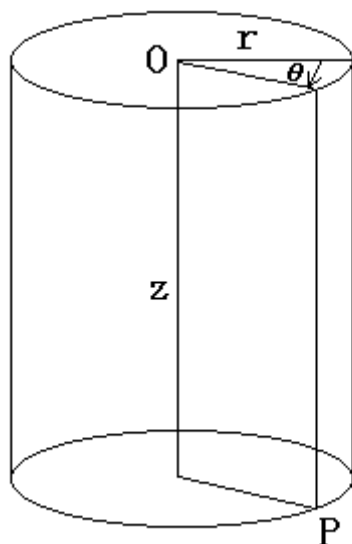
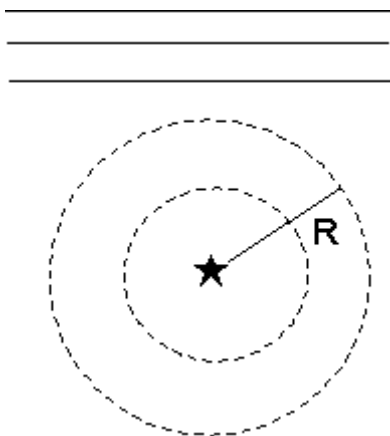


図-2.9 円筒座標系



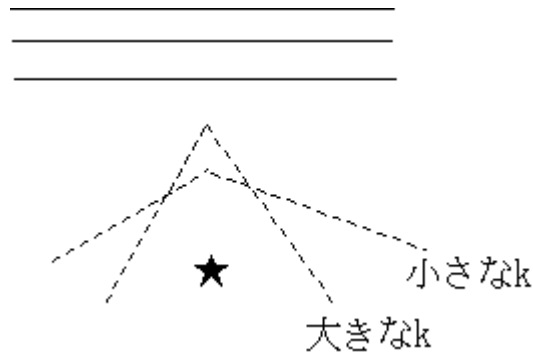


図-2.10 震源から放射される球面波（上）と様々なテイクオフ・アングルをもつ波の重ね合わせ（下）

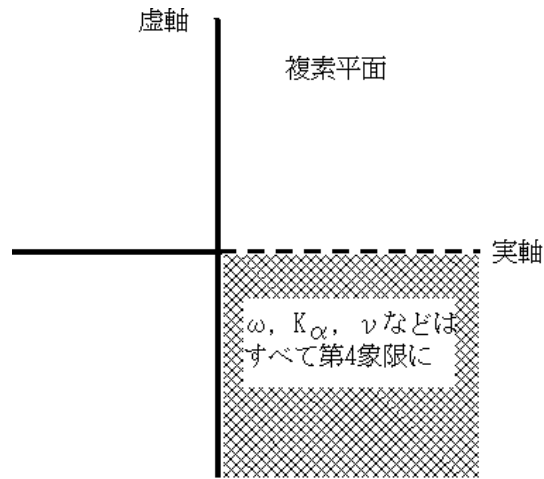


図-2.11 複素平面上での ω , k_α , ν などの位置

さて, Bouchon (1981) は式 (2.16) の k に関する積分を次の無限級数で置き換えることを提案した.

$$\phi(r, z, \omega) = -\frac{i\pi}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \frac{k_n}{v_n} J_0(k_n r) e^{-iv_n |z|} \quad (2.19)$$

ここに

$$\begin{aligned} k_n &= 2n\pi / L \\ v_n &= \sqrt{k_\alpha^2 - k_n^2}, \text{Im}(v_n) < 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

である. また ε_n は次式により定義される.

$$\begin{aligned} n \neq 0 \text{ に対して } \varepsilon_n &= 2 \\ n = 0 \text{ に対して } \varepsilon_n &= 1 \end{aligned} \quad (2.21)$$

式 (2.19) の最も素朴な解釈は式 (2.16) の積分に台形公式を適用したものと云う解釈である．ところが Bouchon (1981) は，原点を中心とする半径 mL ($m=1,2,\dots$) の同心円状の震源による波動場を考え，これを式 (2.16) の波動場に加えたものが厳密に式 (2.19) の波動場に等しいことを示した．この解釈によれば，半径 L を十分大きくとれば，問題としている時間ウインドウの範囲で同心円状の震源からの波が到達しないようにすることができるので，式 (2.16) と式 (2.19) とは厳密に等しくなる．具体的には

$$r < L/2 \text{ and } \sqrt{(L-r)^2 + z^2} > \alpha t \quad (2.22)$$

を満足するような r, t に対しては式 (2.16) と式 (2.19) は等しい．

(5) 単位インパルス力による波動場（グリーン関数）の波数積分表示と離散化

Lamb (1904) によれば鉛直下向きの単位インパルス力 $\delta(t)\delta(\xi)$ が原点において時刻 $t=0$ に作用したときの波動場（グリーン関数）は

$$\begin{aligned} u(r,z,\omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) \\ w(r,z,\omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

で表される．ここに $u(r,z,\omega)$ は変位のラディアル成分 (r 成分) のフーリエ変換， $w(r,z,\omega)$ は変位の鉛直成分 (z 成分) のフーリエ変換である．また ρ は媒質の密度であり，

$$k_\beta = \omega / \beta \quad (2.24)$$

である． β は S 波速度である．変位は対称性により θ に依存しない．また，変位のトランスバース成分 (θ 成分) は対称性により 0 である．ここで，explosion 型の震源に対して式 (2.16) を式 (2.19) に書き換えたのと同様，式 (2.23) を無限級数の形に書くと次式を得る．

$$\begin{aligned} u(r,z,\omega) &= \frac{\text{sgn}(z)}{4L\rho\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n k_n^2 (e^{-i\gamma_n|z|} - e^{-i\nu_n|z|}) J_1(k_n r) \\ w(r,z,\omega) &= -\frac{i}{4L\rho\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n k_n (\nu_n e^{-i\nu_n|z|} + \frac{k_n^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n|z|}) J_0(k_n r) \end{aligned} \quad (2.25)$$

ここに $\text{sgn}(z)$ は符号関数で z が正のとき 1， z が負のとき -1 の値をとる． J_1 は第 1 種 1 次のベッセル関数を示す．また

$$\gamma_n = \sqrt{k_\beta^2 - k_n^2}, \text{Im}(\gamma_n) < 0 \quad (2.26)$$

は S 波の波数の鉛直成分を示す.

一方, 水平方向 (θ_0 方向) の単位インパルス力 $\delta(t)\delta(\xi)$ が原点において時刻 $t=0$ に作用したときの波動場は次式で与えられる (Harkrider, 1964).

$$\begin{aligned}
u(r, \theta, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right) \\
v(r, \theta, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \sin(\theta - \theta_0) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right) \\
w(r, \theta, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left(\frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right)
\end{aligned} \tag{2.27}$$

ここに $u(r, \theta, z, \omega)$ は変位のラディアル成分 (r 成分) のフーリエ変換, $v(r, \theta, z, \omega)$ は変位のトランスバース成分 (θ 成分) のフーリエ変換, $w(r, \theta, z, \omega)$ は変位の鉛直成分 (z 成分) のフーリエ変換である. 式 (2.27) を無限級数の形に書くと次式を得る.

$$\begin{aligned}
u(r, \theta, z, \omega) &= \frac{i}{4L\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left(\left(\frac{k_n^2}{v_n} e^{-iv_n|z|} + \gamma_n e^{-i\gamma_n|z|} \right) \frac{dJ_1(k_n r)}{dr} \right. \\
&\quad \left. + \frac{k_\beta^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n|z|} \frac{J_1(k_n r)}{r} \right) \\
v(r, \theta, z, \omega) &= \frac{i}{4L\rho\omega^2} \sin(\theta - \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left(\left(\frac{k_n^2}{v_n} e^{-iv_n|z|} + \gamma_n e^{-i\gamma_n|z|} \right) \frac{J_1(k_n r)}{r} \right. \\
&\quad \left. + \frac{k_\beta^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n|z|} \frac{dJ_1(k_n r)}{dr} \right) \\
w(r, \theta, z, \omega) &= \frac{\text{sgn}(z)}{4L\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n k_n^2 \left(e^{-i\gamma_n|z|} - e^{-iv_n|z|} \right) J_1(k_n r)
\end{aligned} \tag{2.28}$$

式 (2.23) および式 (2.27) に示した周波数領域のグリーン関数は, フーリエ逆変換すると次式の時間領域のグリーン関数 (Aki and Richards, 1980; 佐藤, 1994) に一致していることがわかる.

$$\begin{aligned}
G_{nk}(\mathbf{x}, \xi, t) &= \frac{1}{4\pi\rho} (3R_{,n}R_{,k} - \delta_{nk}) \frac{1}{R^3} \int_{R/\alpha}^{R/\beta} t' \delta(t-t') dt' \\
&\quad + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} R_{,n}R_{,k} \frac{1}{R} \delta\left(t - \frac{R}{\alpha}\right) \\
&\quad - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (R_{,n}R_{,k} - \delta_{nk}) \frac{1}{R} \delta\left(t - \frac{R}{\beta}\right)
\end{aligned} \tag{2.29}$$

ここに $G_{nk}(\mathbf{x}, \xi, t)$ は時刻 $t=0$ に作用点 ξ に作用する k 方向の単位インパルス力によって観測点 $\mathbf{x}$ に時刻 t に生じる変位の n 成分である。 R は作用点と観測点との距離を、 $R_{,i}$ は R の x_i に関する偏微分を示す。

(6) 水平成層構造での透過と反射の計算

式 (2.25) および (2.28) は水平成層構造の影響を受ける前の状態の波動場であるが、図-2.10 に示すような水平成層構造があれば、地震波は透過と反射を繰り返す。この透過と反射は波数 k 毎に独立に計算することができる。式 (2.25) と (2.28) は、震源から放射された地震波が様々な波数 k_n を有する波の重ね合わせで表現できることを示すが、各々の波に対して水平成層構造での透過と反射に関する演算を行い、その後、波数に関する和をとれば、周波数領域のグリーン関数が求まる。これを式 (2.14) の右辺に代入すれば水平成層構造におけるせん断食い違いによる波動場が求まる。水平成層構造での透過と反射に関する演算については付録 A で述べる。

2.2.6 感度解析の結果

2.2.3 で述べた震源モデルと 2.2.4 で述べた地下構造モデルに対し、地表面に配した 25 箇所の格子点における加速度波形 (2Hz 以下) を 2.2.5 で述べた方法で計算した。

まず、純粋な横ずれ断層 ($\delta=90^\circ$, $\lambda=0^\circ$) の結果について報告する。

図-2.12 は地動加速度の水平面内の軌跡を求めたものである。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-2.12 に示すように、断層線に沿い、なおかつ破壊伝播方向 (X 軸正方向) に相当する破線で囲まれた領域で地震動の振幅が最大となっている。また、この領域において地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。このような特徴は地震動の指向性 (directivity) によるものである (額 額, 1996 ; Somerville et al., 1997)。すなわち、X 軸正方向は S 波の理論的な radiation pattern が最大となる方向の 1 つに相当している (図-2.7)、個々の要素断層からこの方向に放射される S 波 (この場合には SH 波) が強く、かつ、破壊伝播速度が S 波速度と大きく異なるため、破壊伝播方向の観測点では各震源要素からの SH 波がほぼ同時に到来することになり、大振幅の地震動が発生するものである。断層線から 4km ほど離れた領域では走向直交成分の卓越性は弱まり、断層線から 8km ほど離れると走向平行成分が卓越している場所もある。しかし、これらの領域では振幅の絶対値はさほど大きくない。

次に、純粋な逆断層の結果について報告する。

図-2.15 は純粋な高角逆断層の場合 ($\delta=60^\circ$, $\lambda=90^\circ$) の地動加速度の軌跡を求めたものである。点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線である。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。

図-2.15 に示すように、最も地震動の振幅が大きくなるのは断層面と地表面の交線 (断

層線) 付近の破線で囲んだ領域であり、この領域での地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となる。この領域で地震動の振幅が最大となるのは、Somerville et al. (1997) が説明しているように、SV 波に関する directivity によるものである。断層線から離れると走向平行方向の地震動が卓越している領域もあるが、これらの領域では地震動の振幅そのものが小さい。

図-2.16 は純粋な低角逆断層の場合 ($\delta=30^\circ$, $\lambda=90^\circ$) の地動加速度の水平面内の軌跡を求めたものである。純粋な高角逆断層の場合と比較すると全体に振幅は小さいが、強いて言えば断層面と地表面の交線(断層線)より 8km ほど上盤側(逆断層では断層面を挟んで一方が他方に乗り上げるが、このとき乗り上げる側)に振幅の大きな領域が生じている(破線で囲った領域)。また、この領域で地震動の振動方向は断層の走向にほぼ直交する方向となっている。なお、振幅が最大となる領域が高角逆断層の場合と異なる理由は次のように説明される。低角逆断層の場合も、高角逆断層の場合と同様、震源から断層面に沿った方向、すなわち断層線($Y=-8\text{km}$)の方向に最も強い地震波が放射されることに変わりはない。しかし、断層が低角であるため、この地震波が地表に達するまでにかなりの距離を伝播する必要があり、振幅が減衰する。一方、断層線から上盤側に 8km 離れた領域では、震源からの放射は少ないけれども、距離が小さいので、断層線付近よりもかえって大きな振幅となる。

以上の検討により純粋な横ずれ断層、純粋な逆断層のいずれの場合も、震源近傍において最も振幅の大きな領域では、走向直交方向の震動が卓越する結果となった。

ここまで検討してきた純粋な横ずれ断層と純粋な逆断層については、以上のような数値解析によらなくても、地震動の卓越方向は直感的に説明可能であり(例えば Somerville et al., 1997)、ここまで実施してきた検討はその直感的な説明を確認する以上の意味は無い。しかし、純粋な横ずれ断層と純粋な逆断層の中間的な性質をもつ断層(oblique fault)の場合には、地震動の卓越方向に関する直感的な理解は難しく、この点がここでの感度解析の主眼である。

図-2.13 は $\delta=80^\circ$, $\lambda=30^\circ$ の場合について地動加速度の水平面内の軌跡を求めたものである。同図によれば、断層面と地表面の交線(断層線)付近に最も振幅の大きな領域が生じており(破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。図-2.14 は $\delta=70^\circ$, $\lambda=60^\circ$ の場合について地動加速度の水平面内の軌跡を求めたものである。同図によれば、断層面と地表面の交線(断層線)付近に最も振幅の大きな領域が生じており(破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。図-2.17 は $\delta=40^\circ$, $\lambda=60^\circ$ の場合について地動加速度の水平面内の軌跡を求めたものである。同図によれば、断層面と地表面の交線(断層線)から 4km ほど上盤側に最も振幅の大きな領域が生じており(破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。図-2.18 は $\delta=50^\circ$, $\lambda=30^\circ$ の場合について地動加速度の水平面内の軌跡を求めたものである。同図によれば、断層面と地表面の交線(断層線)から 4km ほど上盤側に最も振幅の大きな領域が生じており(破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。図-2.19 は $\delta=60^\circ$, $\lambda=0^\circ$ の場合について地動加速度の水平面内の軌跡を求めたもの

である．同図によれば，他のケースと比較して全体に振幅は小さいが，強いて言えば断層面と地表面の交線（断層線）から 4km ほど上盤側に振幅の大きな領域が生じており（破線），この領域で地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている．

以上の検討により，震源のメカニズムに関わらず，震源近傍のある特定の領域で地震動の振幅が卓越する傾向があり，その領域では地震動の震動方向は断層の走向に直交する方向となることがわかる．

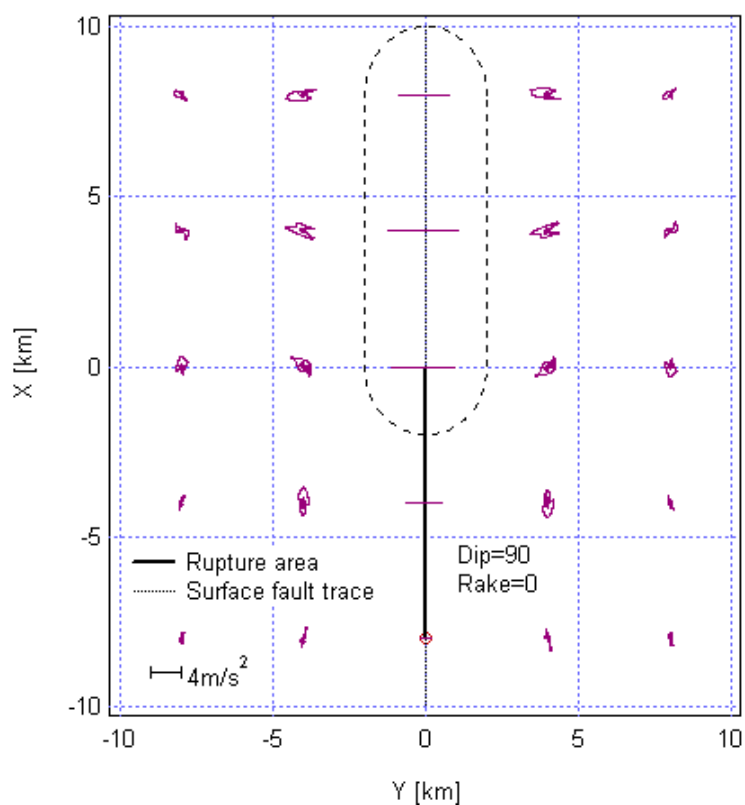
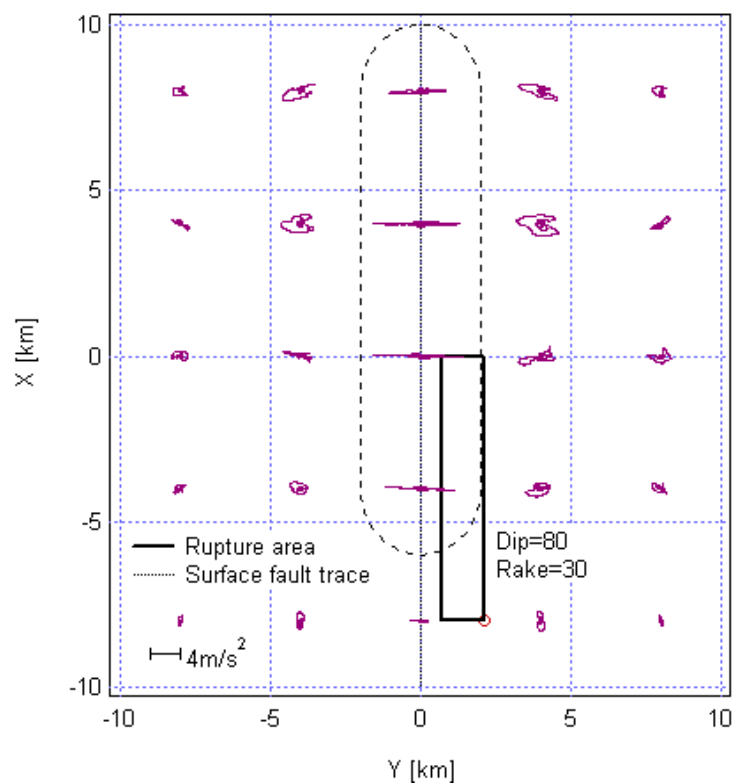
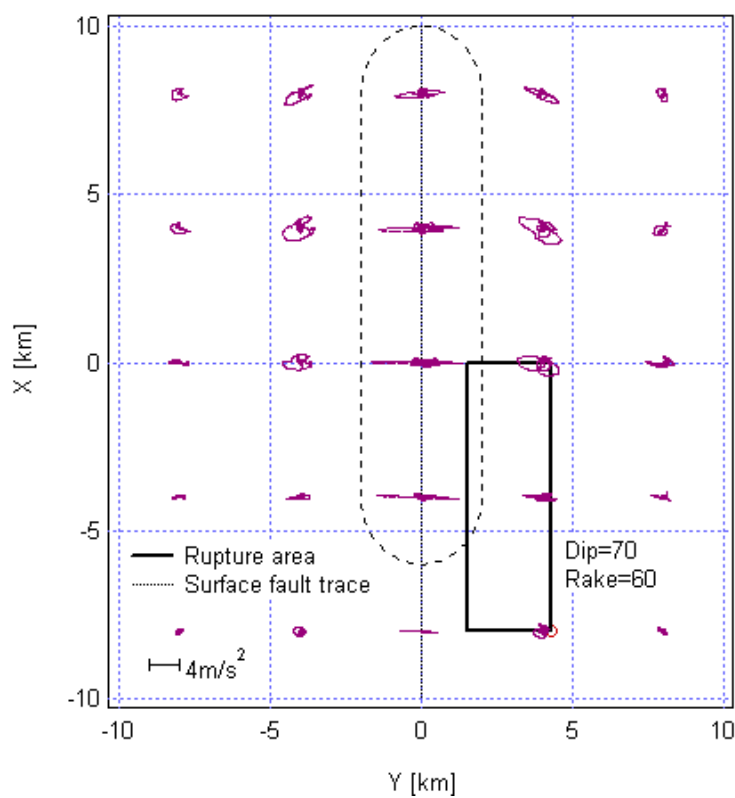


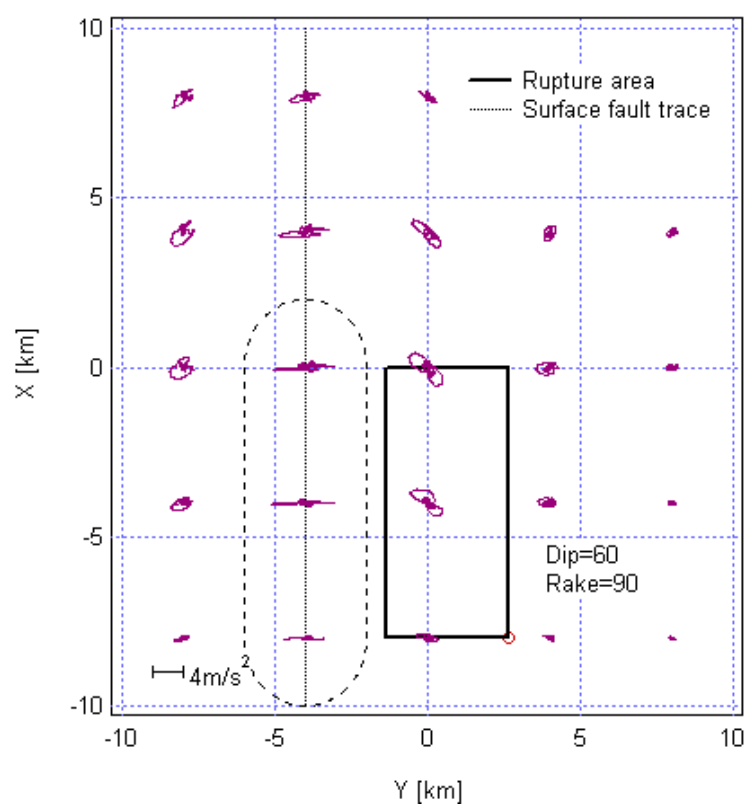
図-2.12 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=90^\circ$ ， $\lambda=0^\circ$ ，2Hz 以下）



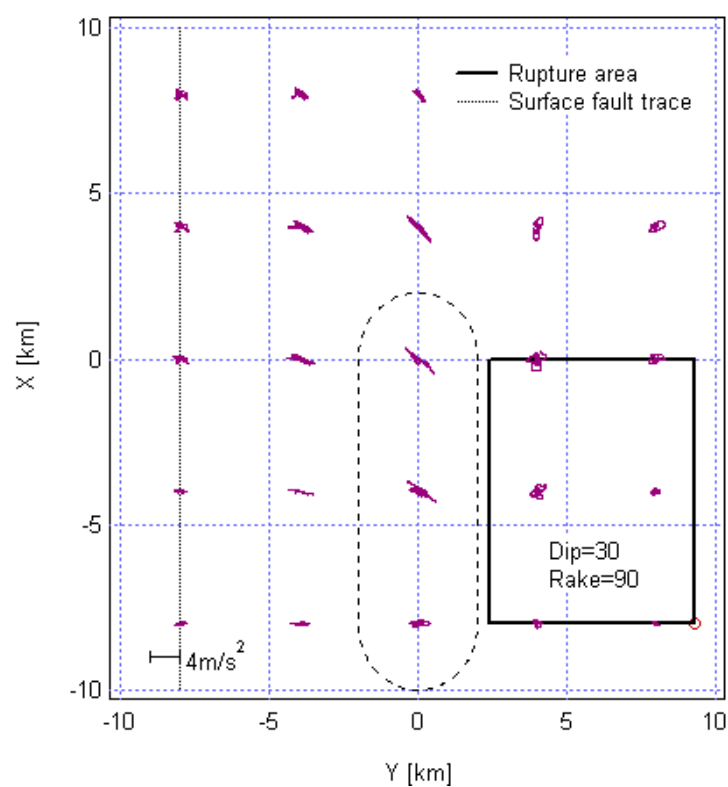
図－2.13 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=80^\circ$ ， $\lambda=30^\circ$ ，2Hz 以下）



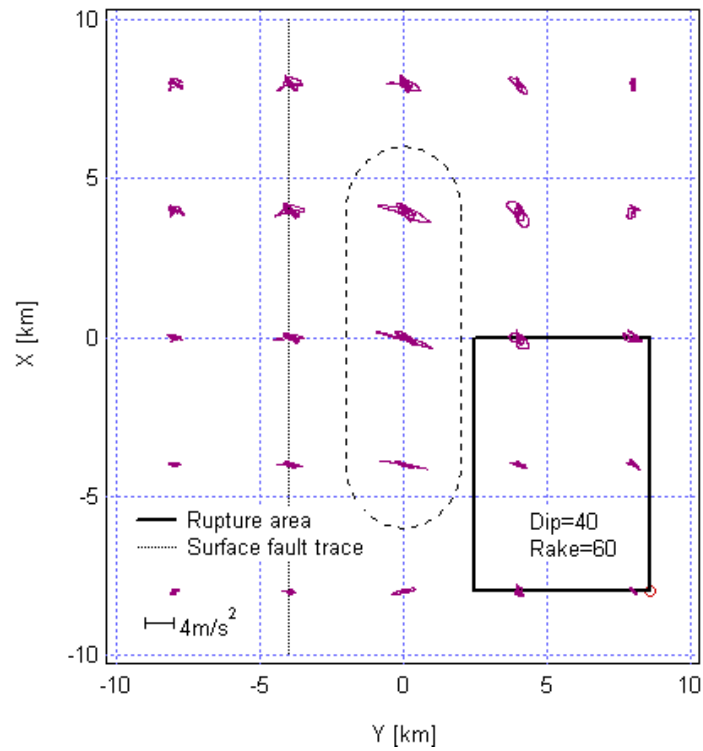
図－2.14 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=70^\circ$ ， $\lambda=60^\circ$ ，2Hz 以下）



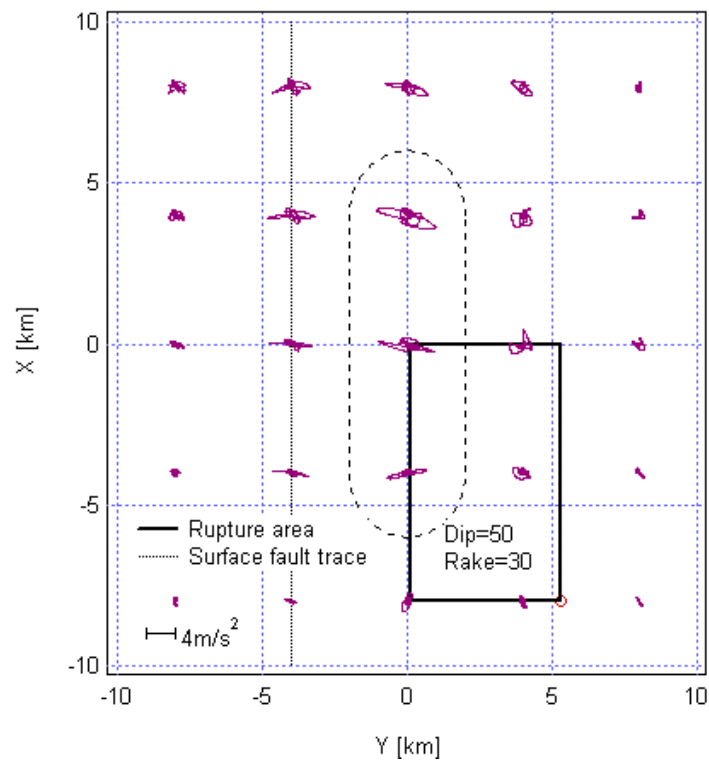
図－2.15 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=60^\circ$ ， $\lambda=90^\circ$ ，2Hz以下）



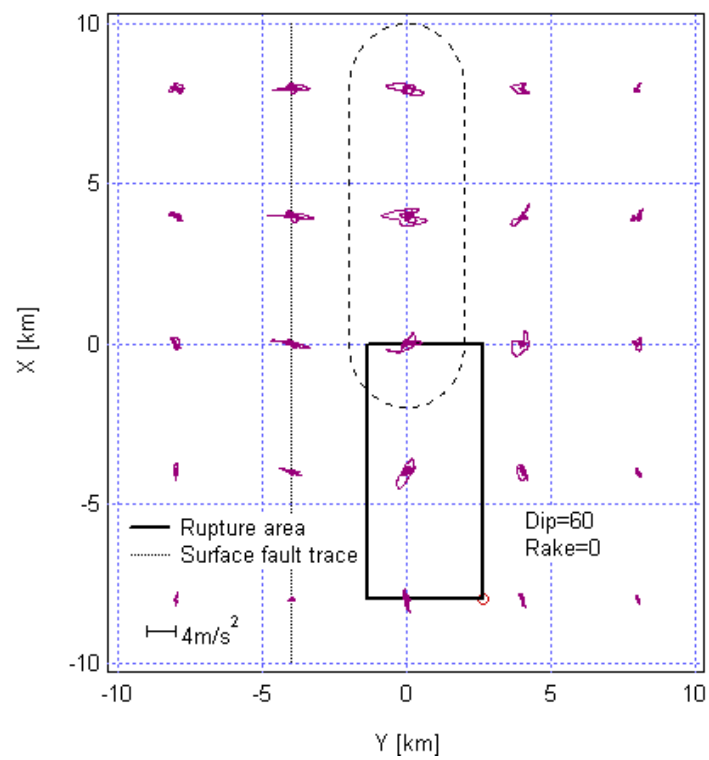
図－2.16 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=30^\circ$ ， $\lambda=90^\circ$ ，2Hz以下）



図－2.17 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=40^\circ$ ， $\lambda=60^\circ$ ，2Hz 以下）



図－2.18 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=50^\circ$ ， $\lambda=30^\circ$ ，2Hz 以下）



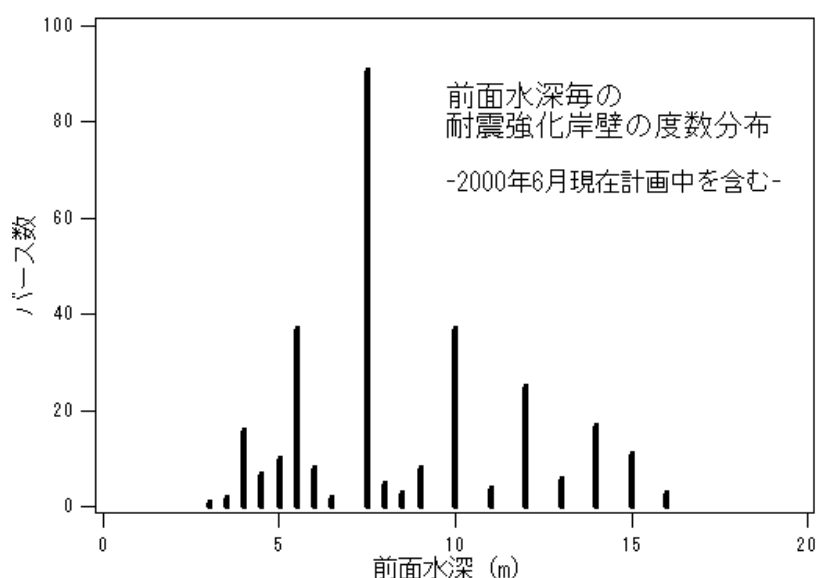
図－2.19 地動加速度の水平面内の軌跡（ $\delta=60^\circ$ ， $\lambda=0^\circ$ ，2Hz 以下）

2.3 岸壁の変形解析

2.3.1 変形解析のためのモデル

ここまで検討してきた地震動の方向性が岸壁の変形に及ぼす影響を検討するため、ケーソン式岸壁の変形計算を実施する。変形計算には有限要素法による解析コード FLIP（井合他，1990a，1990b）を用いる。本解析コードは兵庫県南部地震において最も大きな被害を受けた岸壁の一つである六甲アイランド南側のケーソン式岸壁（前面水深－14m）の被害の再現に成功している（井合他，1995；一井他，1997）。

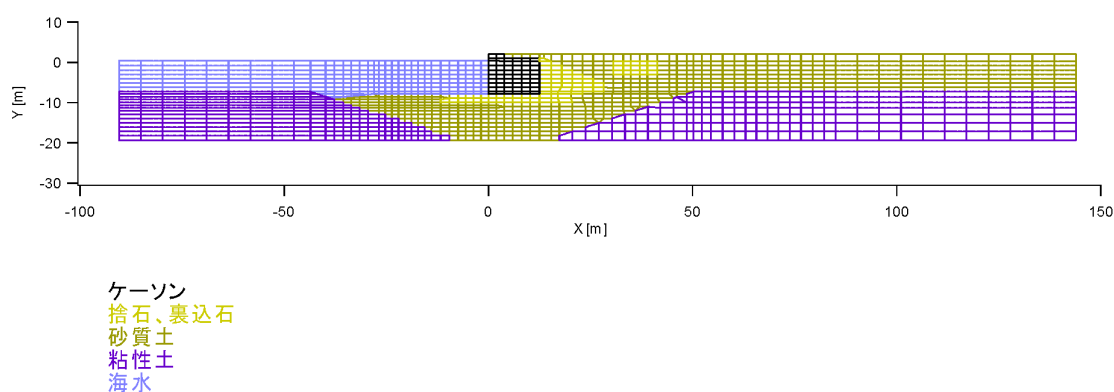
対象とする岸壁の規模（前面水深）は次のような考え方で定めた。港湾局では、被害地震発生直後に緊急物資の輸送に用いるなどの目的で特に耐震性を強化した岸壁の整備を進めている。このような岸壁は耐震強化岸壁と呼ばれる。図－2.20 には現在供用中もしくは整備中・計画中の耐震強化岸壁の前面水深のヒストグラムを示すが、前面水深－7.5m の岸壁が最も多いことがわかる。そこで、ここでは前面水深－7.5m のケーソン式岸壁を対象として変形計算を行う。



図－2.20 耐震強化岸壁の前面水深のヒストグラム

解析に用いる有限要素モデルを図－2.21 に示す。図に示すように有限要素モデルはケーソン、砕石、砂質土、粘性土および海水からなる。ケーソンは高さ 8.8m，幅 12.4m である。解析に用いる地盤定数は表－2.3 に示すとおりである。これらの定数は、ダイレイタンスに関するパラメタを用いていない点を除けば、六甲アイランド南側のケーソン式岸壁（前面水深－14m）の被害の再現（井合他，1995；一井他，1997）に用いられたパラメタと共通である。モデルの下部には下方粘性境界を設けて地震波を 2E 波として入力する。下方粘性境界のパラメタは $V_p=1600\text{m/s}$ ， $V_s=350\text{m/s}$ ， $\rho=1.7\text{t/m}^3$ とした。これらの値は理論的な地震動評価（2.2）に用いた地下構造の最表層の物性と整合す

るように定めたものである．なお，モデルの最下端に不自然な変形が生じるのを防止する目的でモデル下端一列の節点の基盤に対する相対変位は一樣であるとした．岸壁の変形量はケーソン天端の基盤に対する相対水平変位の残留値で評価する．



図－2.21 有限要素モデル

表－2.3 岸壁の変形解析に用いた地盤定数

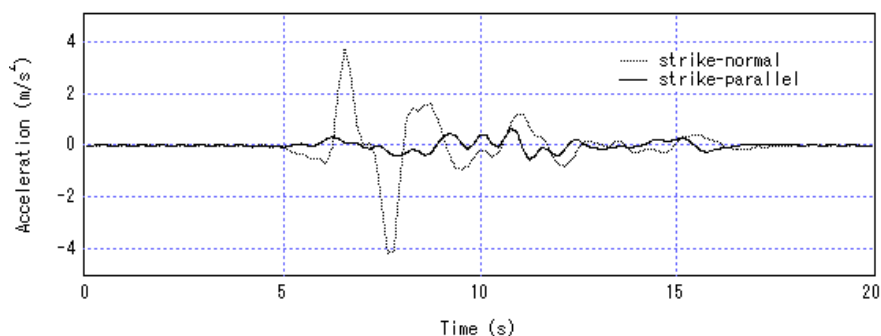
Material	Density (t/m ³)	Initial shear modulus (kPa)	Effective confining pressure (kPa)	Friction angle (deg)
Gravel	2.0	180000	98	40
Sandy soil	1.8	58320	106	37
Cohesive soil	1.7	74970	143	30

ここでは地盤内に過剰間隙水圧は発生しないとの条件で解析を実施する．これは，本研究で対象とするような耐震強化岸壁においては，その重要性から周辺地盤の液状化対策が実施されるのが普通であり，地震時において周辺地盤に過剰間隙水圧は発生しないか，ないしは，仮に発生したとしても岸壁の変形に影響を及ぼさない程度であると考えても，耐震強化岸壁に関する解析としてさほど一般性を失わないと考えられるためである．また，本解析に用いる解析コード FLIP は 2 次元解析コードであるから，面外方向の地震動による地盤内の過剰間隙水圧の発生を考慮することができない．従って，本解析のように方向性の顕著にあらわれた地震動を対象とする場合，過剰間隙水圧の発生を厳密に考慮することは必ずしも容易ではない．このことも，ここで過剰間隙水圧は発生しないとの条件で解析を実施する一つの理由である．

2.3.2 変形計算の結果

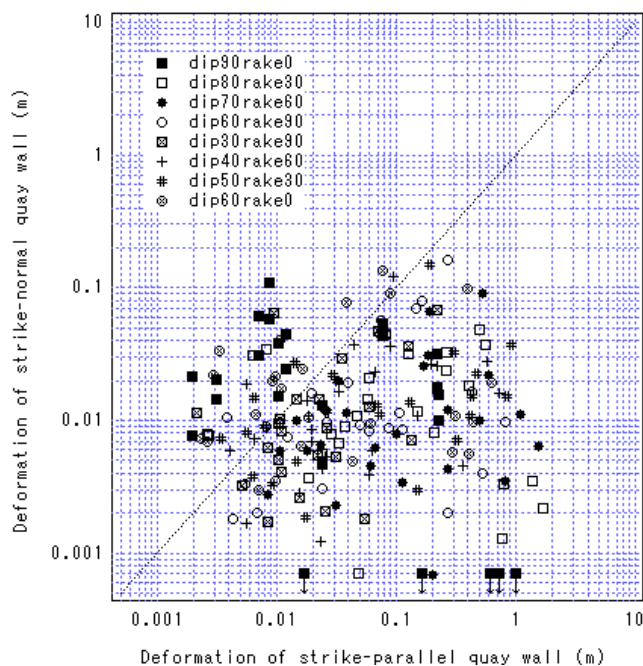
ここでは，理論的に評価された震源近傍の地震動 (2.2) を入力して変形計算を実施する．地震動としては 2.2 で 8 通りの震源メカニズムを仮定して求めた 25 箇所の格子点における地震動の走向直交成分と走向平行成分を用いる．解析ケースは $8 \times 25 \times 2 = 400$

ケースである．図－2.22 に解析に用いた入力地震動（加速度）の一例を示す．



図－2.22 解析に用いた走向直交方向（破線）と走向平行方向（実線）の加速度（傾斜 60°, すべり角 90°, X=0km, Y= - 4km の場合）

図－2.23 に解析結果を示す．ここでは縦軸に走向平行成分を入力して得られた変形量，横軸に走向直交成分を入力して得られた変形量をとっている．走向平行成分を入力する解析は法線方向が走向に直交する岸壁に対応しており，走向直交成分を入力する解析は法線方向が走向に平行な岸壁に対応している．この結果から，2.2 で述べた地震動の方向性を反映して岸壁の変形量（被害）にも方向性があらわれることがわかる．法線方向が走向に直交する岸壁の変形量は 20cm 未満であるが，法線方向が走向に平行な岸壁の変形量は，過剰間隙水圧が発生しない理想的な条件であるにも関わらず，1m を越える場合がある．



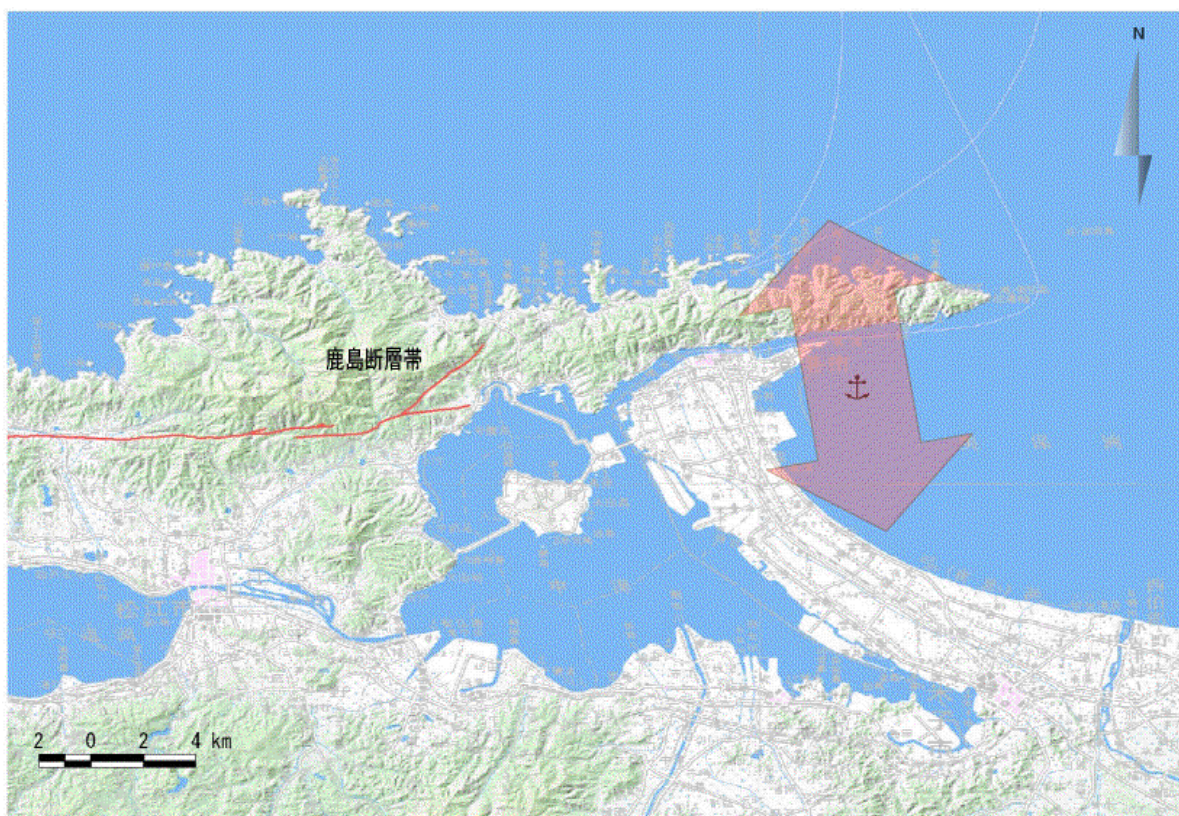
図－2.23 震源断層の走向に直交する岸壁の変形量（縦軸）と平行な岸壁の変形量（横軸）

ここで、地盤内の過剰間隙水圧の発生を解析上無視しているための生じる解析結果と現実との差異について考察する。本解析では、液状化対策が実施された耐震強化岸壁を想定しているとはいえ、大きな地震動が作用するれば、地盤内に過剰間隙水圧が発生する可能性がある。一旦過剰間隙水圧が発生すると、その水圧はあらゆる方向に作用し、その作用方向は水圧上昇の原因となった地震動の方向とは関係がない。ケーソン式岸壁の被災の要因として一般には慣性力と過剰間隙水圧の上昇があるが、このうち過剰間隙水圧のみが被災要因として卓越するといった極端な状況を考えると、地震動の方向性に関わらず被害に方向性は生じないはずである。つまり、過剰間隙水圧の上昇は一般には被害の方向性を弱める働きがある。しかしながら、過剰間隙水圧の上昇を考慮した有効応力解析（井合他，1995；一井他，1997）の結果や模型振動実験（菅野他，1995）の結果を見ると、過剰間隙水圧の消散を待つまでもなく、地震動の作用が終了した時点でケーソン式岸壁の変形が停止している。このことから考えても、過剰間隙水圧が単独でケーソン式岸壁の変形をもたらすとは考えにくく、慣性力（地震動）の作用が変形量を規定しているものと考えることができる。また、兵庫県南部地震による神戸港の被害（図-2.3）を見ても、地盤内に明らかに過剰間隙水圧の発生がみられたにもかかわらず被害には方向性がみられた。このことから考えても、過剰間隙水圧の影響で被害の方向性がかき消されるのはよほど極端な場合であると考えられ、液状化対策が実施済みの岸壁はこの極端な場合には該当しないものと考えられる。従って、岸壁の地震時の被害を軽減するための一方策として、最適法線方向の考え方（図-2.4）は有効であるものと考えられる。

2.4 港湾計画における活用に向けた取り組み

図－2.4 に示す最適法線方向の考え方は、これまでに無かった新しいタイプの地震災害対策であり、設計・施工の段階ではなく、計画の段階で実施すべき対策であると云う点が大きな特徴となっている。この対策を実施する上では、港湾計画の策定に携わる方が、港湾周辺の活断層の位置であるとか、地震動の卓越方向といった情報に容易にアクセスできることが必要不可欠である。しかしながら、港湾計画の策定者は耐震設計の専門家ではない場合がほとんどであるから、港湾計画の策定に携わる方々に地震動の性質について理解を深めていただく必要がある。また、港湾周辺に複数の走向の異なる活断層が存在するような場合に、どの活断層の影響が最も支配的であるかといった判断には、専門的な知識を必要とする部分もあり、港湾計画策定者の手引きとなるような資料が必要である。そこで、港湾周辺の活断層や地震動の卓越方向などの情報をコンパクトにとりまとめ、港湾計画の策定に携わる方々に提供することを目的として『港湾計画のための地震動の方向性ハンドブック』（CD-ROM）を作成した。

対象港湾は特定重要港湾、重要港湾、および耐震強化岸壁の整備対象地方港湾のあわせて 204 港湾である。ユーザは日本地図（クリックابلマップ）もしくは港湾名一覧から港湾を選択することにより港湾毎の地図にアクセスすることができる。港湾毎の地図には活断層の位置が示されており、また、最も支配的と考えられる活断層の走向に基づいて、想定される地震動の卓越方向が矢印で示されている。活断層の位置は『活断層詳細デジタルマップ』（中田・今泉編，2002）に基づいている。図－2.24 は境港の例である。ユーザは、これらの情報に基づいて、地震動に対して有利なように耐震強化岸壁の配置計画を立てることができる。



図－2.24 『港湾計画のための地震動の方向性ハンドブック』の表示内容（境港の例）

2.5 本章のまとめ

本章では、内陸活断層で発生する大地震を対象として、震源近傍の地震動の方向性に着目した検討を行った。震源近傍の地震動の方向性については、走向直交成分が卓越する傾向のあることが既往の研究で指摘されている。そこで、港湾計画においてこの卓越方向を利用し、重要な岸壁については地震動の影響を受けにくいような配置とすることを提案した。この新しい地震災害対策の有効性を確認するため、強震動シミュレーションと岸壁の変形計算を実施した。その際、断層の走向は既知であるものとし、傾斜とすべり角の様々な組み合わせを考えたが、純粋な横ずれ断層や逆断層の場合だけでなく、直感的には理解しにくい中間的な断層の場合も含め、走向直交成分が卓越しやすい傾向はかなりロバストであることが確認された。また、岸壁の変形計算の結果から、岸壁を走向直交方向に配置すれば地震時の変形をより小さくできることが確認された。さらに、こうした考え方を港湾計画の実務に取り入れていくための取り組みを紹介した。

ここでは港湾施設を対象として、震源近傍の地震動の方向性を地震災害対策に活用する方策を提案したが、港湾以外の社会基盤施設についても、地震動の方向性を活用した地震災害対策が考えられる。例えば、作用する地震動の方向性に応じて被災程度が大いに異なるような社会基盤施設については、施設の耐震補強の優先順位を決める際などに、地震動の方向性を考慮することが考えられる。

第3章 半経験的な強震動評価における中間周波数帯域の落ち込みの解消方法

3.1 緒言

経験的グリーン関数法を強震動評価に適用する際の問題点の一つとして、合成波の振幅スペクトルの中間周波数帯域における落ち込みが挙げられる（入倉，1994）．この中間周波数帯域での落ち込みは、大地震と小地震のモーメントの比が大きいほど顕著であることが知られている（入倉，1994）．このことから、仮に小地震の観測記録が低周波成分から高周波成分まで十分な精度を有していたとしても、規模の小さい地震の観測記録を用いた大地震の波形合成には注意が必要である．しかしながら、その一方で、合成に用いようとする小地震の規模がやや大きい場合、合成の対象とする周波数帯域において、小地震の震源過程の影響が無視できなくなる．従って、観測精度が十分であるならば、できるだけ小さい地震の記録を用いることが望ましいと云う側面もある．このように、小地震記録の選択に関して二つの相矛盾する制約事項があると云うことは、小地震記録の選択の幅を狭めることにつながる．中間周波数帯域での落ち込みについては、本質的な解決が求められていると言える．

中間周波数帯域での落ち込みを避ける目的で入倉・釜江（1993）は自己相似な不均質断層モデルを経験的グリーン関数法に導入している（入倉，1994）．この方法は、大地震の断層面上に異なるサイズの断層の分布を自己相似的に与え、それらのサイズに相当する小地震の地震動を重ね合わせて大地震時の強震動をシミュレートすると云うものであり、中間的なサイズに相当する小地震記録が無い場合には、より小さいサイズの小地震記録を用いて前もって合成しておく．この方法で、 ω^{-2} モデルに従う小地震記録を用いて合成を行うと、合成波形のスペクトル形状は ω^{-2} モデルに従い、コーナー周波数以外に特定のサイズを持たないことが示されている（入倉，1994）．しかし、この方法による場合、大地震の断層面上における小断層の分布の与え方や、中間的なサイズの断層に対する波形合成の仕方によっては、合成結果に任意性が生じることも事実である．

中間周波数帯域での落ち込みを避けるための別な試みとして、小島他（1997）は小断層の破壊時刻にランダムネスを導入することを提案している．この方法による場合、与えるランダムネスが小さければスペクトルの落ち込みを回避できず、また、与えるランダムネスが大きければ、長周期側での合成波形に任意性が生じる．

本章では、中間周波数帯域での落ち込みに対する解決策の一つとして、Sato and Hirasawa（1973）の円形クラックモデルを経験的グリーン関数法に応用することを提案する．以下においては、まず、中間周波数帯域での落ち込みの本質について考察を行う．次に、円形クラックモデルに基づく波形合成の定式化を行うとともに、単一の円形クラックに対して波形合成を行い、提案する手法が中間周波数帯域での落ち込みを防止する上で有効であることを示す．さらに、複数のアスペリティからなる大地震に対しては、個々のアスペリティを上述の円形クラックモデルで表現することを提案する．この方法を1993年釧路沖地震に適用し、提案法の有用性を示す．

3.2 中間周波数帯域の落ち込みの本質

まず，経験的グリーン関数法で中間周波数帯域での落ち込みが発生するような場合をとりあげ，中間周波数帯域での落ち込みの本質について考察する．

図-3.1 は，ここで考える震源とサイトの位置関係を示した図である(図-1.6 の再掲)．いま密度 2.7t/m^3 ，S 波速度 3.2km/s の一様な媒質中に $8\text{km} \times 8\text{km}$ の矩形の破壊領域を考え，破壊フロントは中心から同心円状に毎秒 2.8km/s の速さで広がるものとする．最終滑り量は破壊領域内で一様であるとし，この矩形領域を同じ面積の円で置き換えたときに応力降下量がちょうど 10MPa となるように最終滑り量を設定する(すなわち約 1.2m)．この値は，最終滑り量と破壊領域の大きさとの関係が十分に現実的であるべきことを念頭において設定したものである．ライズタイムも破壊領域内で一様であるとする(1.2s)．サイトは図-3.1 の $x-z$ 平面内に位置するものとし， $\theta=30^\circ$ の A 点と $\theta=90^\circ$ の B 点を考える．

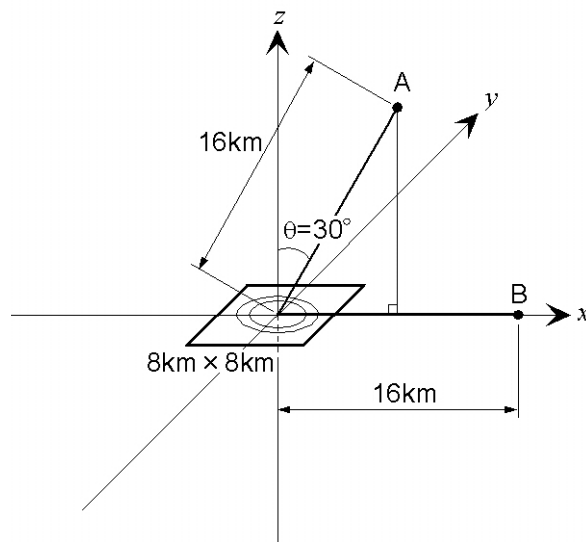


図-3.1 矩形断層モデルと観測点 A,B

大地震のモーメント M_0 と小地震のモーメント m_0 の比が $5 \times 5 \times 5$ ， $25 \times 25 \times 25$ および $80 \times 80 \times 80$ の 3 つの場合を考える．大地震と小地震の応力降下量は等しいとする．小地震による地震動は ω^{-2} モデルに従うものとする．小地震のコーナー周波数は小地震の応力降下量と地震モーメントから Brune (1970, 1971) による次式で定める．

$$f_c = 4.9 \times 10^6 \beta (\Delta \sigma / m_0)^{1/3} \quad (3.1)$$

ここに S 波速度 β の単位は km/s ，応力降下量 $\Delta \sigma$ の単位は bar ，地震モーメント m_0 の単位は $\text{dyne} \cdot \text{cm}$ である．小地震の地震動を Irikura (1986) の方法で重ね合わせ，合成波形のスペクトルを ω^{-2} モデルと比較したものが図-3.2 である(合成は A 点で行った)．ここでは変位のフーリエスペクトルを

$$U_0 = \frac{1}{4\pi r_0} \frac{M_0}{\mu} \frac{1}{\beta} F^s \quad (3.2)$$

で除して無次元化している．ここに r_0 は破壊開始点からサイトまでの距離， μ は媒質のせん断剛性， F^s はラディエーション係数である．同様の無次元化は本稿に示すすべてのフーリエスペクトルに適用している．ここで比較の対象としている ω^{-2} モデルのコーナー周波数は，大地震の応力降下量と地震モーメントから式 (3.1) で定めた．モーメント比が 5^3 ， 25^3 ， 80^3 のいずれのケースにおいても，大地震のコーナー周波数よりも高周波側で合成波形のスペクトルに落ち込みが見られる．この中間周波数帯域での落ち込みは，入倉 (1994) において指摘されているように，大地震と小地震のモーメントの比が大きいほど顕著となっている．ところで，図-3.2 には ω^{-3} の傾きを示す直線をプロットしている．中間周波数帯域でのスペクトルの落ち込みは，詳しく見ると，①スペクトルの包絡線が中間周波数帯域において ω^{-3} の傾きを示すこと，②包絡線からさらに谷状の落ち込みを示すこと，以上二つの効果の組み合わせであると見る事ができる．

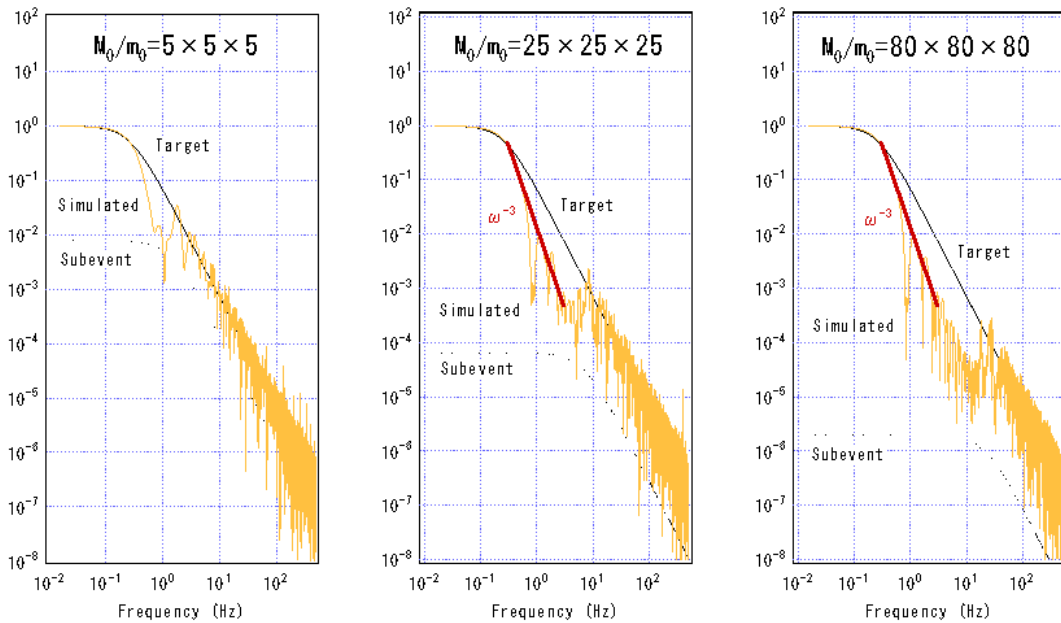


図-3.2 矩形断層モデルによる観測点 A における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較．合成スペクトルは Irikura (1986) により求めた．

さて，入倉他 (1997) は，経験的グリーン関数法に用いる滑り速度時間関数の補正関数として，デルタ関数 $\delta(t)$ と指数関数 $\exp(-t/T)$ を組み合わせた補正関数を提案している (T は大地震のライズタイム)．この補正関数は，合成波の振幅スペクトルの $1/T$ (Hz) の倍数での落ち込みを防止できる特性を有している (入倉他，1997；三宅他，1999)．そこで，ここでは，滑り速度時間関数の補正関数だけを入倉他 (1997) のものに変更し，それ以外の点では先の検討と全く同様の手順で，A 点における合成波形のスペクトルを求めた結果を図-3.3 に示す．これを見ると，補正関数を変更したことによって，合成

波形のスペクトルの山谷は多少目立たなくなるが、合成波形のスペクトルの包絡線が中間周波数帯域において ω^{-3} の傾きを示す問題は解決されないことがわかる。

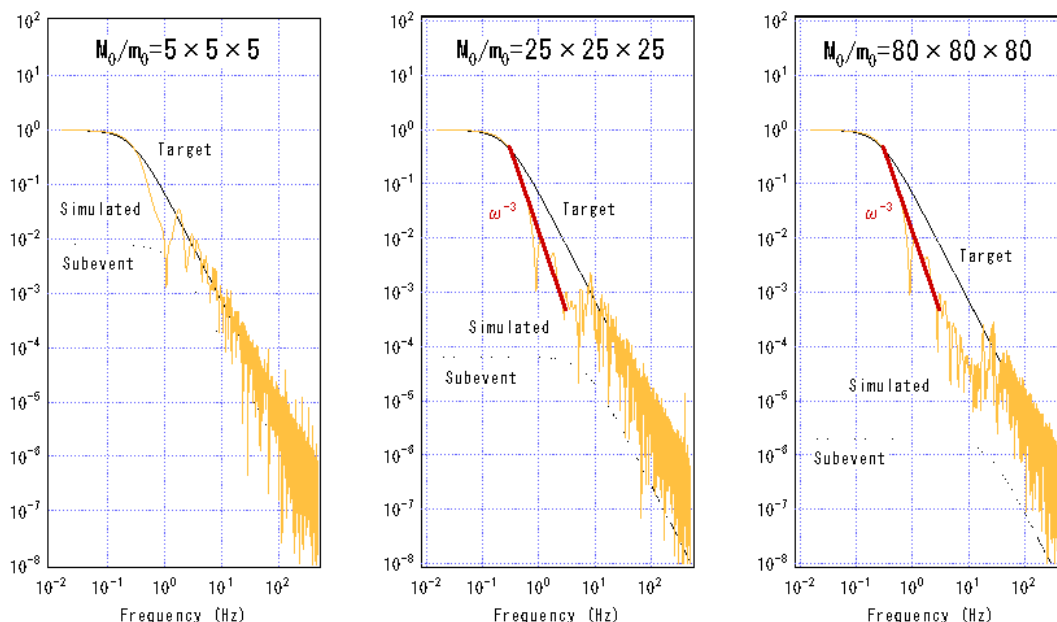


図-3.3 矩形断層モデルによる観測点 A における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較．合成スペクトルは入倉他（1997）により求めた．

合成波形のスペクトルの包絡線が中間周波数帯域において ω^{-3} の傾きを示す理由について著者の考えを述べる．弾性波動論によると，高周波側で ω^{-3} の傾きを示す変位のスペクトルは，断層長さの有限性，断層幅の有限性，それにライズタイムの有限性に対応する 3 つのコーナー周波数の存在と関連づけられる（例えば Geller ; 1976）．上記の検討で仮定している滑りの時空間分布は，まさに 3 つのコーナー周波数が存在し得るような条件の時空間分布であるから，中間周波数帯域でスペクトルの落ち込みが生じるのは，この帯域において合成波形のスペクトルが理論地震動のスペクトルを忠実に再現するためであると考えられる．高周波側では合成波形のスペクトルが理論地震動（ ω^{-3} ）から離れるが，これは地震波の波長に対して断層面の分割が十分に細かくないためであると解釈できる．図-3.3 において断層面の分割が細くなるほど合成結果がより高周波側まで ω^{-3} の傾きを示すことはこの考えを裏付けている．以上の考察をさらに検証するため，上記と同じ滑りの時空間分布を与えて，A 点での理論地震動のフーリエスペクトルを計算した．これは解析的には与えられていないので，全無限弾性体の理論的なグリーン関数（ただし far-field S 波の項）を断層面上で面積積分することにより計算した．このとき計算精度を確保するため断層面の分割数を 10000×10000 とした．図-3.4 に計算結果を示すが，中間周波数帯域において経験的グリーン関数法の結果は理論地震動のスペクトルを忠実に再現していることが確認できる．

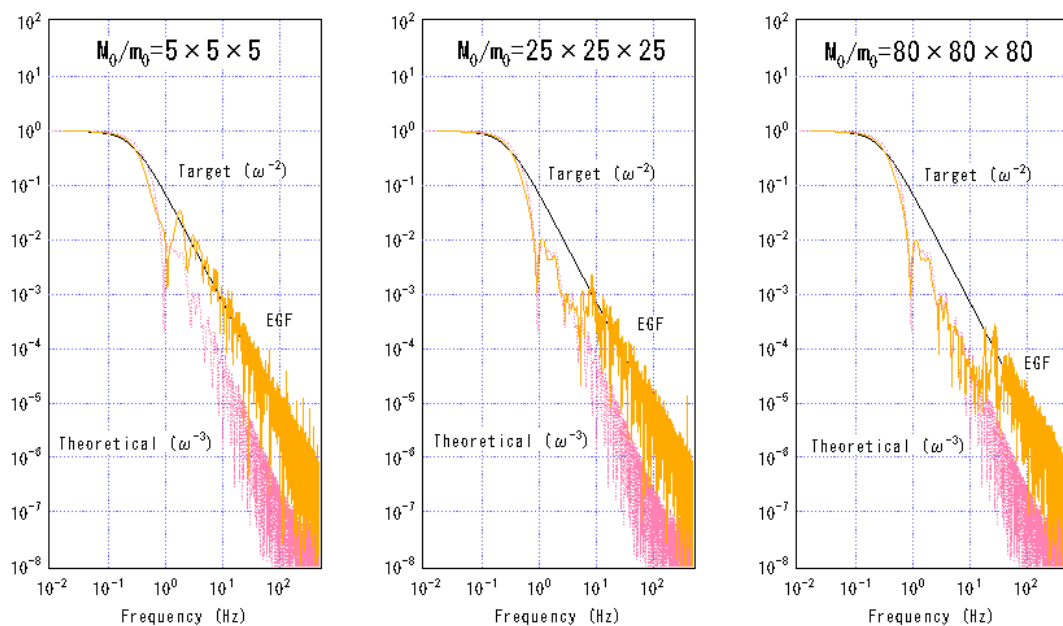


図-3.4 矩形断層モデルによる観測点 A における合成スペクトル (EGF), ω^{-2} 目標スペクトルおよび理論地震動のスペクトルの比較. 合成スペクトルは入倉他 (1997) により求めた. 理論地震動のスペクトルは全無限弾性体の理論的なグリーン関数を面積積分することにより求めた.

3.3 円形クラックモデルによる波形合成方法

上記の考察が正しいとすれば、あらかじめ ω^{-2} モデルに従う理論地震動を生成するような震源モデルを選択して用いることにより、経験的グリーン関数法による合成波形のスペクトルは中間周波数帯域においても ω^{-2} モデルに従うはずである。 ω^{-2} モデルに従うような理論地震動を生成する運動学的震源モデルの一つとして、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルがある。ここでは、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルを経験的グリーン関数法に応用することにより、中間周波数帯域での落ち込みの問題の解決を試みる。

まず、円形クラックモデルによる波形合成の定式化を行う。経験的グリーン関数法において標準的に用いられている矩形断層モデルでは、最終滑り量は破壊領域内で一様であるとされる。これに対し、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルでは、ポアソン比が 0.25 であるような無限媒質中の半径 ρ_0 の円形クラックで一様な応力降下が生じる場合の最終滑り量に関する解析解 (Eshelby, 1957) を採用している。この最終滑り量は次式に示すように円の中心からの距離 ρ の関数となっている。

$$\Delta u(\rho) = (24/7\pi)(\Delta\sigma/\mu)(\rho_0^2 - \rho^2)^{1/2} \quad (3.3)$$

一方、経験的グリーン関数法において標準的に用いられている矩形断層モデルでは、ライズタイムも破壊領域内で一様であるとされる(例えば Irikura, 1986; Dan et al., 1989)。これに対し、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルでは、破壊フロントが円の中心から同心円状に広がるものとし、クラック上のある点を破壊フロントが通過してから破壊フロントが破壊停止端に到達するまでの時間をその点でのライズタイムとしている。

$$T(\rho) = (\rho_0 - \rho)/v \quad (3.4)$$

ここに v は破壊伝播速度である。このようにライズタイムを与えるので、クラックの端部ではライズタイムの短いインパルス状の滑り速度時間関数となる。

以上の円形クラックモデルに従って経験的グリーン関数法による波形合成を行うため、円形クラック内に同心円状に小断層を分布させる。半径方向の分割数を NR とし、内側から数えて i 番目の同心円の半径を $\rho_i = \rho_0 \times i/NR$ とする。小断層の密度をクラック内で一様に保つため、小断層が正三角形のパターンを構成するように配置する必要があるので、内側から数えて i 番目の同心円上には $NT(i) = 6i$ 個の小断層を等間隔に配置する。 $i=0$ に対しては $NT(0)=1$ と定義する。クラック上の小断層の数は合計 $3(NR-1) \times NR + 1$ 個となる。図-3.5 は $NR=15$ の場合の小断層の分布状況を示す。

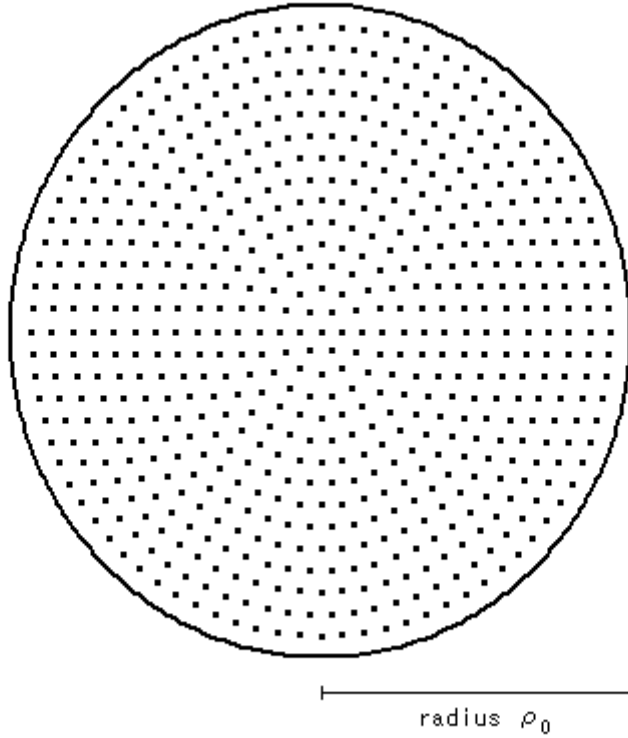


図-3.5 円形クラック内に配置された小断層

波形合成は次式に基づいて行う．

$$U(t) = \sum_{i=0}^{NR-1} \sum_{j=1}^{NT(i)} w_i \left(r / r_{ij} \right) f(t) * \left(C u(t) \right) \quad (3.5)$$

$$w_i = d_i / d_m \quad (3.6)$$

$$d_i = (\rho_0^2 - \rho_i^2)^{1/2} / ND(i) \quad (3.7)$$

$$f(t) = \delta(t - t_{ij}) + \left\{ 1 / n' / (1 - e^{-1}) \right\} \\ \times \sum_{k=1}^{(ND(i)-1)n'} \left[e^{-(k-1)/(ND(i)-1)/n'} \right] \quad (3.8)$$

$$\delta\{t - t_{ij} - (k-1)T_i / (ND(i)-1)/n'\} \\ t_{ij} = (r_{ij} - r_0) / \beta + \rho_i / v \quad (3.9)$$

式 (3.5) において $U(t)$ は大地震による地震動， $u(t)$ は小地震による地震動， C は大地震と小地震の応力降下量の比， $f(t)$ は大地震と小地震の滑り速度時間関数の違いを表現した補正関数， r は小地震の震源からサイトまでの距離， r_{ij} は ij 小断層からサイトまでの距離である．式 (3.6) において w_i は最終滑り量の分布を正しく表現するための重み係数，

d_m は重ね合わされるすべての小地震に対する d_i の平均値である．式(3.7)において $ND(i)$ は時間軸方向の分割数である．式(3.8)において T_i は i 番目の同心円におけるライズタイム， n' は波形の重ね合わせの際に現れる見かけの周期性を除去するための任意の整数である．式(3.9)において r_0 は破壊開始点からサイトまでの距離である．ライズタイム T_i が小断層により異なるところは，通常の矩形断層による経験的グリーン関数法と異なっており，本手法の一つの特徴となっている．時間軸方向の分割数 $ND(i)$ は，ライズタイム T_i に比例するように次式で与える．

$$ND(i) = a(NR - i) \quad (3.10)$$

以上の方法で重ね合わせると，重ね合わせ総数はちょうど aNR^3 となる．一方，クラック上の小断層の総数は約 $3NR^2$ である．小断層の総数は重ね合わせ総数の $2/3$ 乗に近いことが望ましいので $a \cong 3^{1.5} \cong 5$ とするのが良い．

以上の波形合成法により Sato and Hirasawa (1973) の最終滑り量分布が再現されることは，小断層毎に滑り量を加算していけば確認できるが，応力降下量については，ある小断層での応力降下が周囲の小断層の応力状態を変化させると云う事情があるので，小断層毎に応力降下量を加算する方法では確認ができない．しかし，一般に弾性体の内部に生じるクラックでは応力降下量の分布と最終滑り量の分布は一対一の関係にあるので（ディリクレ境界条件とノイマン境界条件を同時に課することはできない），Sato and Hirasawa (1973) の最終滑り量分布が再現されている限り，応力降下量分布も同時に再現されているものと考えることができる．

式(3.5)～(3.9)に示す円形クラックモデルに基づく波形合成法は，最終滑り量やライズタイムがクラック内で一様でないとしているので，矩形の破壊領域を用いる既往の波形合成法（Irikura, 1986；入倉他，1997）と比較して一見複雑化しているように見える．しかし，クラック上の任意の点におけるライズタイムが幾何学的な関係から定まるようになっているので，モデルパラメタの数はむしろ減っている．中間周波数帯域での落ち込みを防止できる方法としてすでに提案されている自己相似な不均質断層モデルを用いる方法（入倉・釜江，1993；入倉，1994）と比較すると，本合成法はより簡便であり，また合成結果には任意性がない．

3.4 円形クラックモデルによる波形合成結果

上述の円形クラックモデルにより実際に波形合成を行う．図-3.6 はここで考える震源とサイトの位置関係を示した図である．矩形断層に対する計算例（図-3.1）と同じように密度 2.7t/m^3 ，S 波速度 3.2km/s の一様な媒質を仮定し，その中に円形の破壊領域を考える．破壊領域の面積が図-3.1 の矩形断層と等しくなるように円の半径を設定した（約 4.5km ）．破壊フロントは円の中心から同心円状に毎秒 2.8km/s の速さで広がるものとした．大地震のモーメントは図-3.1 の例と同様とした．応力降下量は 10MPa である．サイトは $x-z$ 平面内に位置するものとし， $\theta=30^\circ$ の A 点と $\theta=90^\circ$ の B 点を考える．大地震のモーメント M_0 と小地震のモーメント m_0 の比が 53 ， 253 および 803 の 3 通りの場合を考えた．大地震と小地震の応力降下量は等しいとした（すなわち $C=1$ ）． $(M_0/m_0)=5^3$ ， 25^3 ， 80^3 のとき，それぞれ $NR=3$ ， 15 ， 48 とした．

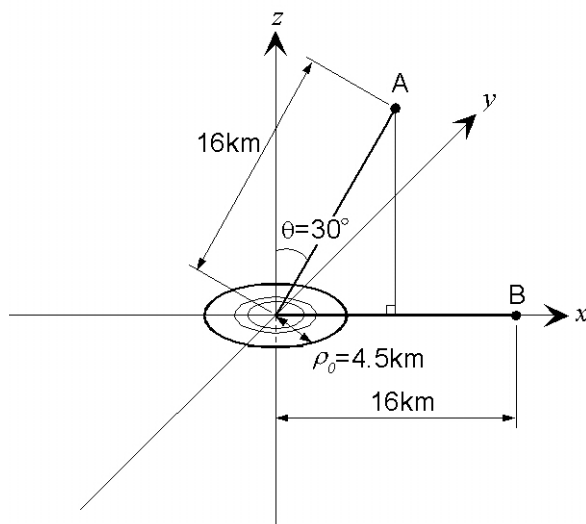


図-3.6 円形クラックモデルと観測点 A,B

図-3.7 に A 点（ $\theta=30^\circ$ ）での合成結果を ω^{-2} モデルと比較して示す．ここで言うところの ω^{-2} モデルはコーナー周波数を Brune (1970, 1971) の式で定めたものである．これを見ると，合成波形のスペクトル形状は中間的な周波数帯域も含め ω^{-2} モデルに従っており，当初意図したとおり，円形クラックモデルの導入により，中間周波数帯域での落ち込みの問題を解決できることがわかる．なお，図-3.7 の合成結果で 10Hz 以上に存在するピークは既存の波形合成法では表れないピークであるが，このピークは小断層の配置が規則的でありすぎるために生じるものであると考えられる．この考えが正しいなら，小断層の破壊時刻にランダムネスを与えることにより解消することができるはずである．そこで，実際に小断層の破壊時刻に $0 \sim \rho_0 / v / NR$ の一様分布に従う遅れを与えて再度計算を行ったところ，図-3.8 に示すように人工的なピークをほぼ解消することができた．以下において円形クラックモデルを用いる場合には，上記と同様のランダムネスを破壊時刻に与えることとする．

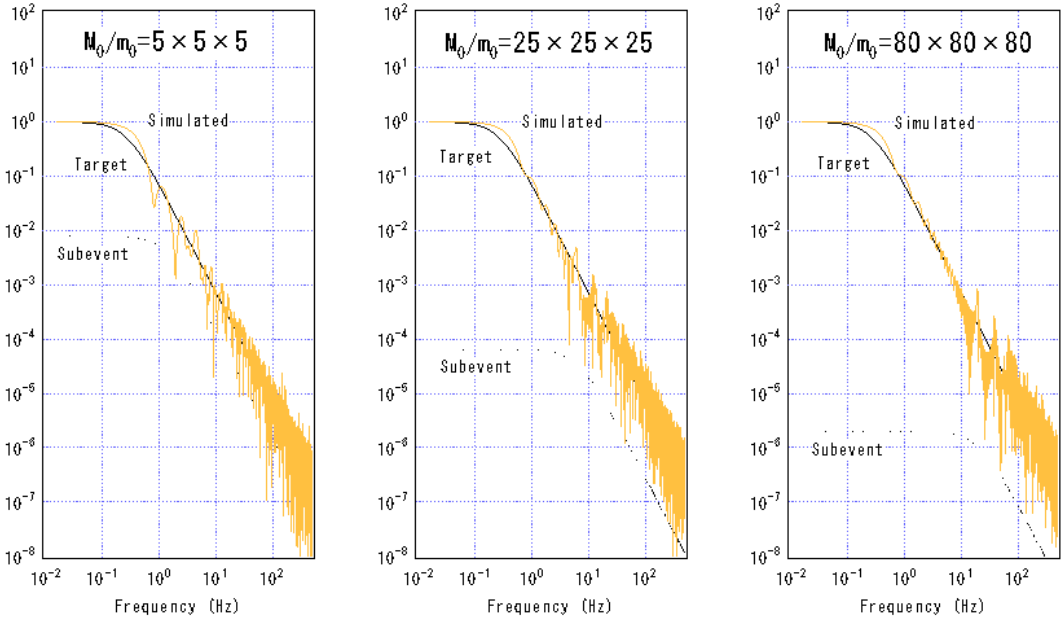


図-3.7 円形クラックモデルによる観測点 A における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較. 合成スペクトルは式 (3.5) – (3.9) に基づいて求めた.

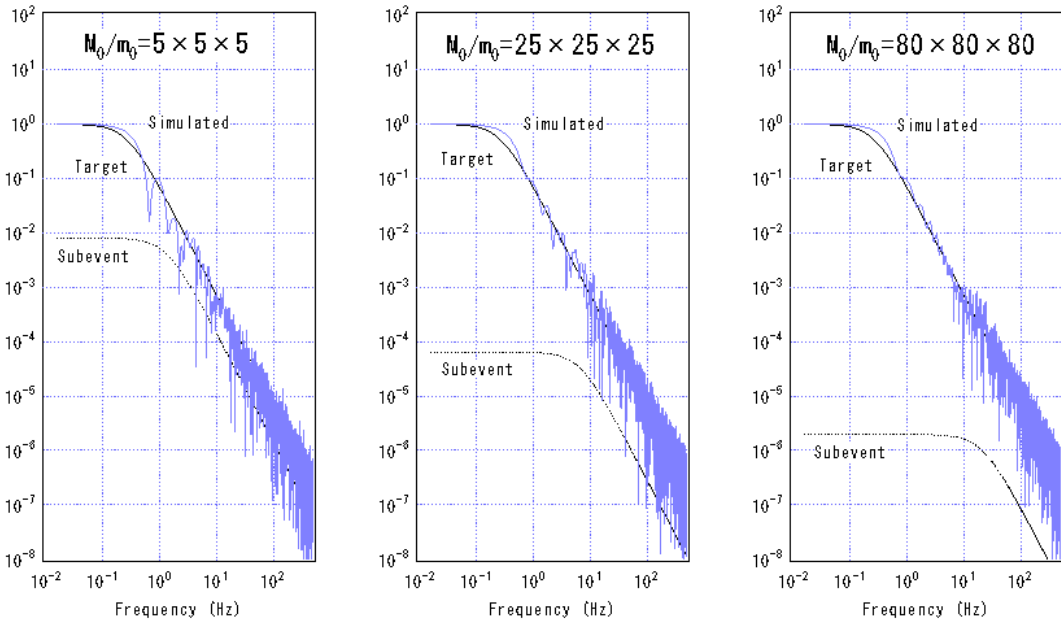


図-3.8 円形クラックモデルによる観測点 B における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較. 合成スペクトルは式 (3.5) – (3.9) に基づいて求めた. 図-3.7 との相違は小断層の破壊時刻にランダムネスを導入している点である.

次に B 点 ($\theta=90^\circ$) での波形合成を行う. B 点は forward directivity の影響を強く

受けるサイトである．ここで，合成結果の比較対象である ω^{-2} モデルについて補足する． ω^{-2} モデルは地震モーメント M_0 とコーナー周波数 f_c の二つのパラメタからなるモデルであるが，このうち f_c は方位に依存する性質がある．B 点のように forward directivity の影響を受けるサイトでは， f_c は比較的大きな値をとる．そこで，比較の対象としての ω^{-2} モデルを設定する際には，Brune (1970, 1971) の式によるのではなく， f_c の方位依存性を考慮する必要がある．Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルから生成される S 波の加速度スペクトルの短周期側でのフラットレベル A_0 は， $\theta=0^\circ$ の方位を除いては，Papageorgiou and Aki (1983) の式 (32) (33) (40) から次式で与えられる．

$$A_0 = \frac{1}{4\pi r_0} \frac{M_0}{\mu} \frac{1}{\beta} F^s \frac{3}{\sqrt{2}} \left(\frac{v}{\rho_0} \right)^2 \frac{\sqrt{1+k^2}}{k(1+k)(1-k)} \quad (3.11)$$

ここに無次元量 k は次式で与えられる．

$$k = (v/\beta) \sin \theta \quad (3.12)$$

従って，加速度スペクトルの短周期側でのフラットレベル A_0 と変位スペクトルの長周期側でのフラットレベル U_0 (式 3.2) との比は次式で与えられる．

$$\frac{A_0}{U_0} = \frac{3}{\sqrt{2}} \left(\frac{v}{\rho_0} \right)^2 \frac{\sqrt{1+k^2}}{k(1+k)(1-k)} \quad (3.13)$$

一方， ω^{-2} モデルではコーナー周波数 f_c と A_0/U_0 は次式により関連づけられる．

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A_0}{U_0}} \quad (3.14)$$

そこで式 (3.13) により A_0/U_0 を求め，式 (3.14) により f_c を求めればよい． $\rho_0=4.5\text{km}$ ， $v=2.8\text{km/s}$ ， $\beta=3.2\text{km/s}$ の条件の下で f_c を θ の関数として求め図-3.9 に示す．同図によれば， $\theta=90^\circ$ のとき，forward directivity の影響で f_c は $\theta=30^\circ$ のときよりも大きいことがわかる．図-3.9 には同時に Brune (1970, 1971) の方法で求めた f_c (方位に依存しない) を示しているが， $\theta=30^\circ$ のときには，どちらの方法で f_c を求めてもその値にはあまり差がない．

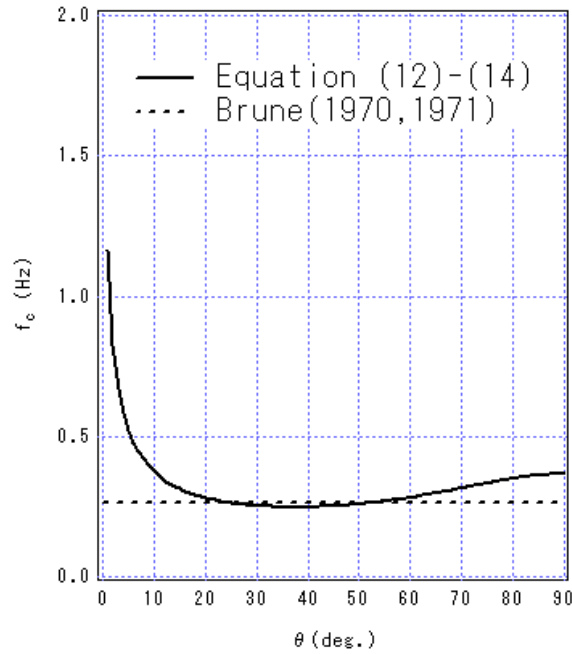


図-3.9 コーナー周波数の方位依存性

さて、B 点（ $\theta=90^\circ$ ）での波形合成結果を、方位に依存するコーナー周波数を有する ω^{-2} モデルと比較して図-3.10 に示す．同図に示すように合成結果には中間周波数帯域での落ち込みは見られず、 ω^{-2} モデルと良く一致している．

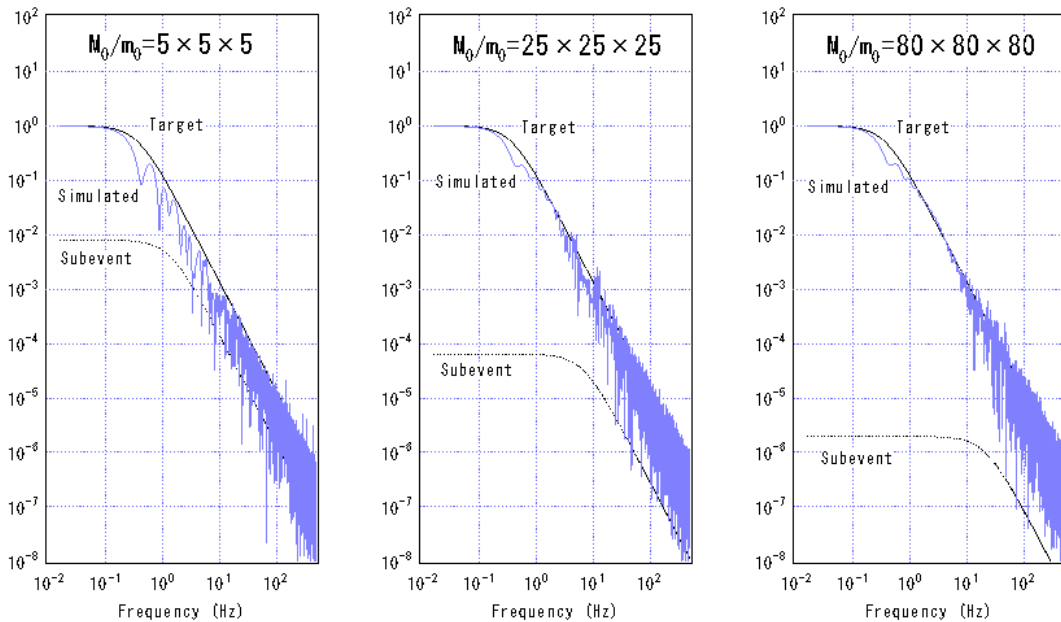


図-3.10 円形クラックモデルによる観測点 B における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較．合成スペクトルは式 (3.5) - (3.9) に基づいて求めた．小断層の破壊時刻にはランダムネスを導入している．

同じ B 点について、矩形の破壊領域による合成結果を ω^{-2} モデルと比較して図-3.11 に示す. 同図に示すように B 点についても矩形の破壊領域による合成結果には中間周波数帯域における落ち込みが見られ、円形クラックモデルの有効性は明らかである.

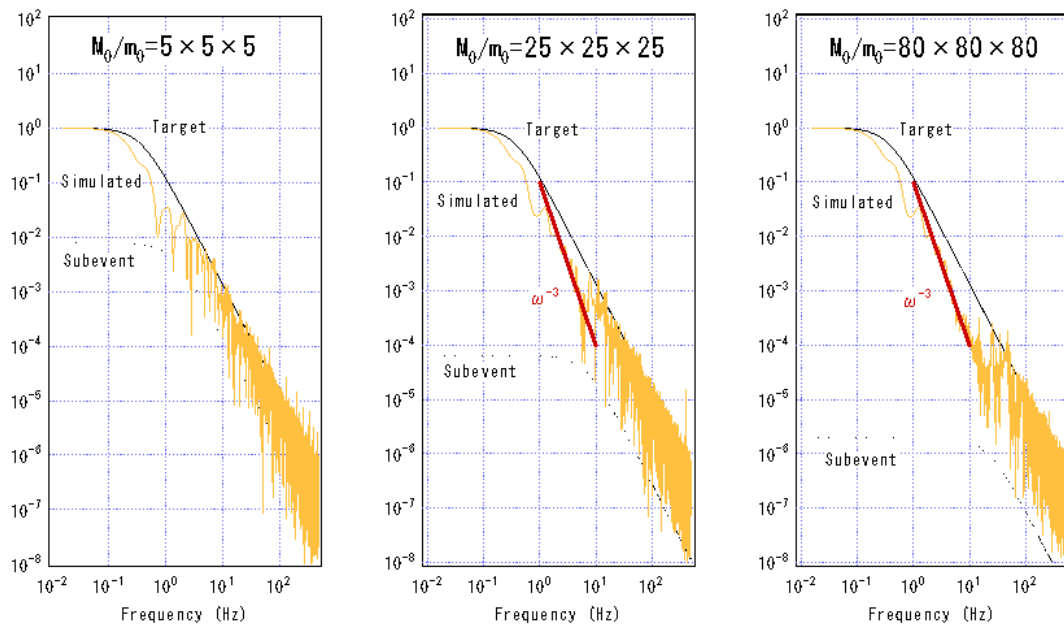


図-3.11 矩形断層モデルによる観測点 B における合成スペクトルと ω^{-2} 目標スペクトルの比較. 合成スペクトルは入倉他 (1997) により求めた.

3.5 なぜ中間周波数帯域での落ち込みが回避できるか

ここで、なぜ円形クラックモデルを用いると中間周波数帯域での落ち込みが回避できるのか考察する。3.2 で述べたように、高周波側で ω^{-3} の傾きを示す変位のスペクトルは、断層長さの有限性、断層幅の有限性、それにライズタイムの有限性に対応する3つのコーナー周波数の存在と関連づけられる（例えば Geller, 1976）。ところが、矩形断層の場合（Geller, 1976）のみならず、円形クラックの場合も、空間に関する2つのコーナー周波数と時間に関する1つのコーナー周波数が存在することには変わらない（付録 B 参照）。従って、破壊領域の形状を矩形から円形に変更したことが中間周波数帯域での落ち込みの回避に結びついたとは考えにくい。

Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルでは、ライズタイムをクラック内で非一様であるとしている。具体的にはクラック上のある点を破壊フロントが通過してから破壊フロントが破壊停止端に到達するまでの時間をその点でのライズタイムとしている。この結果、破壊停止端付近ではライズタイムは著しく小さな値を示し、滑り速度時間関数はインパルス状となる。このように、クラック内のある部分において著しく小さなライズタイムが設定されていれば、クラック内の当該部分については時間に関するコーナー周波数が高周波側に移動するので、第三のコーナー周波数は事実上存在しないと考えることができる状況になり、S 波のスペクトルが ω^{-2} モデルに従うものと考えられる。従って、ライズタイムを破壊領域内で非一様としたことが中間周波数帯域での落ち込みを回避するうえで本質的な役割を果たしていると考えられる。

このことを検証するため、円形クラックモデルにおいて、ライズタイムだけをクラック内で一様 (1.2s) とし、それ以外は前記と同じ条件で A 点における合成波形を計算し、図-3.12 に示した。この場合、ライズタイムが一様なので、時間軸方向の分割数 ND は円の中心からの距離に関係なく一つの値を用いる。総重ね合わせ数を大地震と小地震のモーメント比に近づけることと、小断層の数をモーメント比の 2/3 乗に近づけることを念頭におき、 $(M_0/m_0) = 5^3, 25^3, 80^3$ のとき、それぞれ $NR=3, 15, 47$, $ND=7, 25, 79$ とした。同図に示すように、クラック内で一様なライズタイムを用いた場合には中間周波数帯域での落ち込みが再びあらわることから、ライズタイムの非一様性が中間周波数帯域での落ち込みを回避する上で本質的な役割を果たしていることがわかる。

なお、 ω^{-2} モデルに従う地震動を生成できる他の震源モデルとして Herrero and Bernard (1994) の k^{-2} モデルがあるが、そこでも"scale dependent"なライズタイムを与えること、すなわち、一部の小断層について小さなライズタイムを与えることが、 ω^{-2} モデルに従う地震動を生成する上で重要な要因となっているようである。

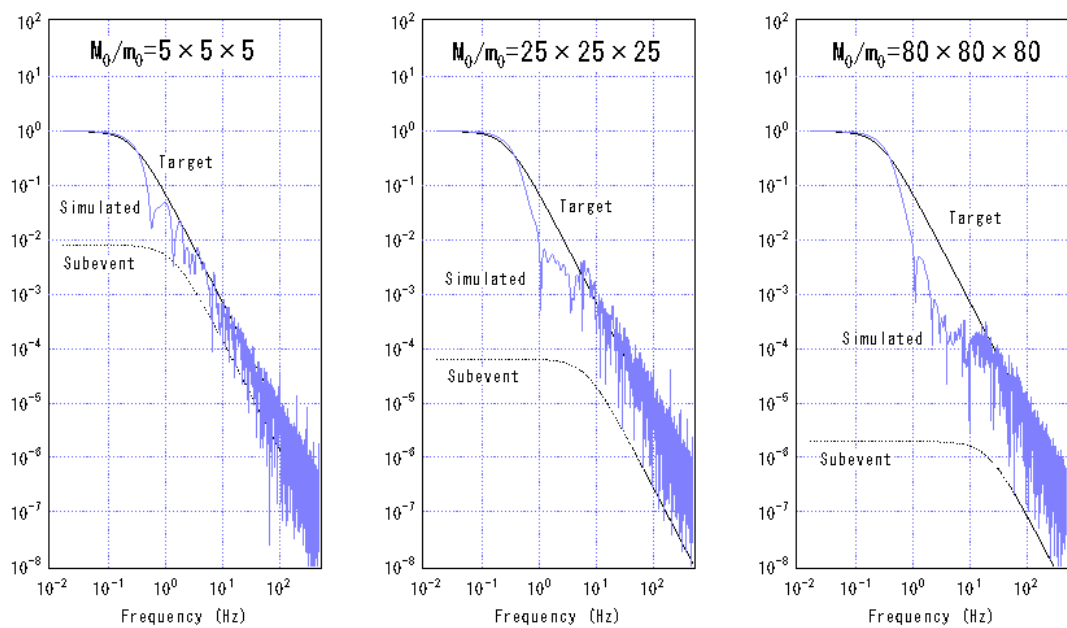


図-3.12 円形クラックモデルによる観測点 A における合成スペクトルと $\omega \cdot 2$ 目標スペクトルの比較. ライズタイムを一様 (1.2s) とした点以外は図-3.8 と同じ.

3.6 モデルの妥当性に関する考察

円形クラックモデルを用いる提案手法を、矩形の破壊領域を用いる従来の方法と比較しながら、その物理的妥当性について以下に整理する。

まず、破壊領域内での最終滑り量の分布については、破壊領域端部での連続条件を考えると、最終滑り量が非一様であるとする円形クラックモデルの方がより現実的であると考えられる。単一クラックを考える場合のみならず、大地震の震源を複数のアスペリティでモデル化する場合も、アスペリティ内外の最終滑り量がアスペリティ端部で連続であると考えの方がより現実的である。

次にライズタイムの非一様性について考察する。Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルは運動学的なモデルであるので動力学モデルとの比較を行うことは重要であると考えられる。Madariaga (1976) は摩擦構成則を考慮しない場合の応力降下量が一様な円形クラックについて滑り速度時間関数の数値解を差分法で求めており、ライズタイムは一様でなく、破壊停止端付近ではライズタイムが短いとの結果を得ている。Day (1982) は摩擦構成則を考慮しない場合の応力降下量が一様な矩形断層について滑り速度時間関数の数値解を差分法で求めており、ライズタイムは一様でなく、破壊停止端付近はライズタイムが短いとの結果を得ている。中村・宮武 (2000) は、slip-weakening 摩擦則の作用する場合について、正方形のアスペリティが次々に破壊する場合の滑り速度時間関数の数値解を差分法で計算しているが、アスペリティ内で滑りが停止する時刻は破壊フロントがアスペリティを通過し終える時刻に支配されており、アスペリティの破壊停止端付近ではライズタイムが短いとの結果を得ている (中村・宮武, 2000 の Fig.4(2))。以上のように、破壊停止端付近でライズタイムが短い傾向は動力学モデルに共通して見ることができる。Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルを適用すれば、以上のような動力学モデルの傾向と調和的な波形合成が可能であると言える。最後に、高周波生成域について考察する。円形クラックモデルによる波形合成では、高周波成分は主に破壊停止端付近で発生することになる。Takeo et al. (1993) は 1993 年釧路沖地震について経験的グリーン関数を用いて加速度波形の包絡線に関するインバージョンを行い、震源域内の高周波生成域を求め、破壊中央部の滑り量の大きいところ (Takeo et al., 1993) では高周波生成は小さく、破壊停止端付近の滑り量の小さいところで高周波の生成が大きいとしている。Takeo et al. (1996) は 1995 年兵庫県南部地震について同様の解析を実施し、神戸側では高周波の生成域が波形インバージョン (Sekiguchi et al., 1996) で得られた滑り量の大きい部分を取り囲むように存在していると報告している。このような報告は、破壊停止端付近で高周波の生成される円形クラックモデルの採用を支持するものである。ただし、高周波の生成域については依然として議論が残るところである。例えば、Takeo et al. (1996) による 1995 年兵庫県南部地震の解析結果によると、淡路島側および破壊開始点付近では滑り量の大きい部分と高周波生成域はほぼ一致していると報告されている。このような現象の多様性を理解するためには、破壊停止端付近でなくても破壊伝播速度の急激な変化によって高周波成分が生成される (Sato, 1994) と云う点を考慮に入れる必要があるかも知れない。いず

れにしても、高周波生成域の分布に注目した場合、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルに基づいて波形合成を行うことがより震源の物理に則しているかどうかと云う点については、議論の残るところである。

ところで、Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデルは $\theta = 0$ の方位に特異性を有しており、この方位に放射される S 波のスペクトルは ω^{-1} モデルに従う (Sato and Hirasawa, 1973)。 $\theta = 0$ の方位で S 波のスペクトルが ω^{-1} モデルに従うのは円周上での破壊停止の情報が同時に到達するためであるが、現実にある現象とは考えにくい。 $\theta = 0$ でなくても、 θ が 0 に近い方位 ($\pm 5^\circ$ の範囲) では図-3.9 に示すように方位依存型のコーナー周波数は著しく大きな値を示す。このように特異な方位が存在すると云うことは、このモデルを適用する上で注意を要する点である。ただし、 $|\theta| \leq 5^\circ$ となる方位が全方位に占める割合は 0.4% に過ぎないので、十分な注意を払えば、致命的な問題にはならないと考えている。

3.7 複数円形アスペリティモデル

実際の大地震を経験的グリーン関数法でモデル化するには複数アスペリティモデルで表現することが多い（例えば釜江・入倉，1997；三宅他，1999；池田他，2002）。その際、個々のアスペリティを表現するのに円形クラックモデルを用いることが考えられる。ここでは 1993 年釧路沖地震について円形アスペリティモデルによるモデル化を行いその適用性を調べた。

1993 年釧路沖地震については、既存の経験的グリーン関数法を用いた複数アスペリティモデルが提案されている（森川・笹谷，2002）。ここではその結果や波形インバージョンの結果（Ide and Takeo, 1996）を参照しながら、フォワードモデリングを行った。モデル化には釧路沖地震の最大余震（1993/2/4 23:43 $M_{JMA}=4.9$ 深さ 94.7km）を用いた。森川・笹谷（2002）と同様、0.3-10.0Hz の帯域での加速度・速度・変位の各波形をモデル化の対象とした。

図-3.13 に、フォワードモデリングで得られた複数円形アスペリティモデルを示す。表-3.1 に複数円形アスペリティモデルのパラメータ一覧を示す。図-3.14 に MYR,AKS,URA の 3 地点（図-3.13）での観測波と合成波の比較を示す。同図に示すように、0.3-10.0Hz の帯域での加速度・速度・変位の各波形を一定の精度で再現する複数円形アスペリティモデルを構築することができた。特に、AKS の加速度波形の包絡線は既存のモデルでは十分に再現されなかったが（森川・笹谷，2002）、提案モデルでは良好に再現されている。これは、提案手法による場合、破壊停止端から発生するスロッピングフェーズを評価できるためであると考えられる。それ以外の点については、波形の再現性は森川・笹谷（2002）と同程度である。この解析事例では、本震と余震の規模の違いは大きいものの、応力降下量の比 C も大きいので、重ね合わせ数はあまり大きな値とはなっていない。従って中間周波数帯域での落ち込みを回避できる提案手法のメリットは、この解析事例では十分に生かされているとは言えない。本震と余震の規模の違いが大きく、しかも応力降下量の比 C が小さい場合に、提案手法のメリットがより生かされるものと考えられる。

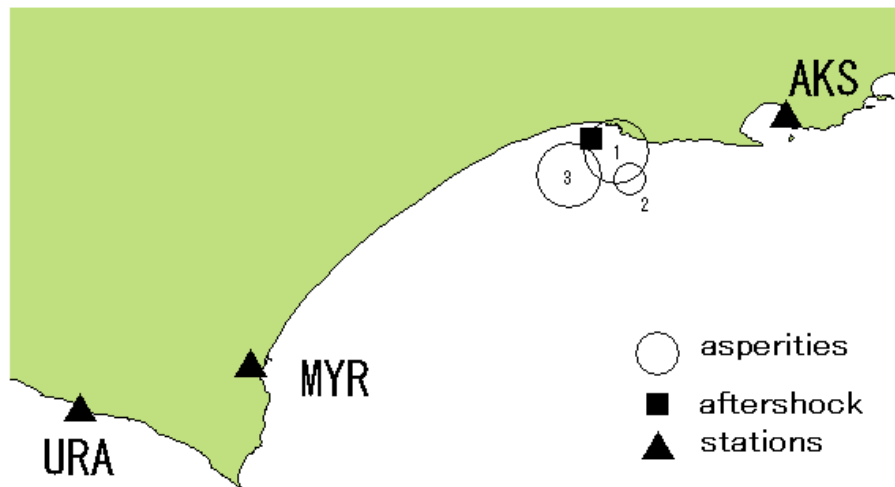


図-3.13 1993 年釧路沖地震の複数円形アスペリティモデル

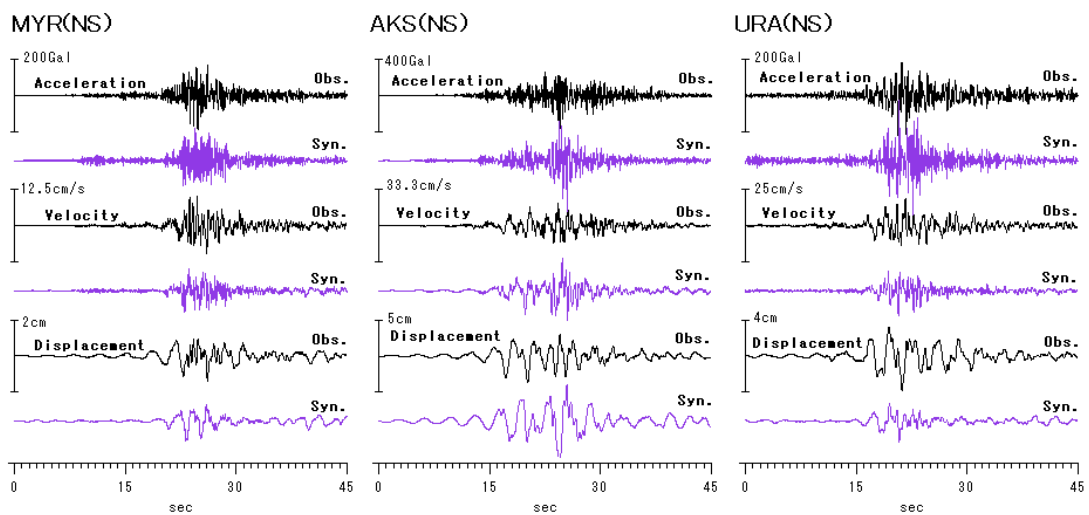


図-3.14 1993 年釧路沖地震の 3 地点における観測波（上段）と複数円形アスペリティモデル（図-3.13）による波形合成結果（下段）。

表－3.1 1993 年釧路沖地震の複数円形アスペリティモデルのパラメタ

	Asperity-1	Asperity-2	Asperity-3
Longitude of center (degree)	144.357	144.397	144.217
Latitude of center (degree)	42.917	42.837	42.847
Depth of center (km)	101	101	101
Strike (degree)	N159E	N159E	N159E
Dip (degree)	0	0	0
Radius(km)	8.0	4.0	8.0
Rupture starting time (s)*	0.0	3.4	4.9
Rupture velocity (km/s)	2.8	2.8	2.8
C	4.0	10.0	14.0
NR	4	2	4

*relative to the rupture starting time of asperity-1

表－3.1 に示したアスペリティの中でアスペリティ 3 は MYR および URA の波形に対しては最も支配的な影響を及ぼしており，森川・笹谷（2002）のモデルではアスペリティ 2 に対応すると考えられる．森川・笹谷（2002）のアスペリティ 2 を面積の等しい円で置き換えたときの半径は 4.8km 程度であり，提案モデルのアスペリティ 3 の方が 1.6 倍程度大きい．その理由の一つは，円形アスペリティでは最終滑り量がアスペリティ内で一様でないためである可能性がある．ライズタイムについては，アスペリティ内の最も端部に近い小断層で約 0.7s となっており，この値は森川・笹谷（2002）の採用した 0.6s に近い数字である．

3.8 本章のまとめ

本稿では、経験的グリーン関数法で合成波形の中間周波数帯域に落ち込みの生じる原因について先ず考察し、その結果を踏まえて、円形クラックモデルに基づく波形合成法を提案した。提案法は、方位に依存するコーナー周波数を有するような ω^{-2} モデルと整合する合成結果を与えることが確認された。提案法は、破壊停止端付近からのストップピングフェーズを表現できる点など、矩形の破壊領域を用いる従来の方法と比べ、震源の物理に対してより忠実である可能性もあると考えている。1993年釧路沖地震について、個々のアスペリティを円形クラックで表現する複数円形アスペリティモデルの構築を試みたところ、加速度波形の包絡線については、既存のモデルよりもより再現性の良い結果を得た。

ただし、個々のアスペリティを表現するのに用いた円形クラックは縦横比や破壊開始点などの点で自由度が小さい。今後、より多くの地震について複数アスペリティモデルを構築しようとするれば、縦横比や破壊開始点についてより自由度を持たせることも必要であると考えられる。その際、円形アスペリティの利点を失わないよう配慮することが重要であると考えられるが、この点は今後の課題である。

第4章 半経験的な強震動評価における表層地盤の非線形挙動の取り扱い

4.1 緒言

経験的グリーン関数法は震源からサイトに至る媒質の線形的な挙動を前提としているので、大地震の際に想定される地盤の非線形挙動（例えば翠川，1993；Aki, 1993；Beresnev and Wen, 1996）については別途考慮する必要がある（例えば香川他，1998）。この非線形挙動の取り扱いについては改良の余地があると著者は考えている。

これまで、耐震設計等の実務においては、サイト直下の堆積層を非線形性を示す浅い部分（表層地盤）と、それより深い部分（深層地盤）とに区分し、地震波は下方より表層地盤に入射してから初めて地盤の非線形挙動の影響を受けると仮定することが普通であった（例えば大阪府土木部，1997；中央防災会議事務局，2001）。しかしながら、図-4.1に示すように、震源とサイトを結ぶ波線を考えたとき、これが非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切る場合がある。この場合、地震波は、その伝播の過程で、表層地盤の非線形挙動の影響を何度も受けることになる。このことをここでは多重非線形効果と呼ぶこととする。ここで、図-4.1の波線は盆地生成表面波に対応する可能性もあるが、このことについては4.2で詳しく述べる。多重非線形効果を考慮した場合には、仮に深層地盤が非線形挙動を示さないとしても、サイト直下の表層地盤と深層地盤の境界面に下方から入射する地震波はすでに地盤の非線形挙動の影響を受けていることになる。半経験的な強震動評価においてこの点を考慮できるようにすることは重要な課題であると考えられる。

多重非線形効果を考慮して強震動評価を行うための最も厳密な方法は、震源からサイトに至る地下構造を弾性波探査等により詳細に把握し、非線形挙動を示す表層地盤については要素試験等に基づき応力～ひずみ関係を適切にモデル化した上で、差分法や有限要素法によるシミュレーションを実施することであろう。しかしながら、その場合、震源からサイトに至る地下構造についての知識を前提としない経験的グリーン関数法の利点は生かされないことになる。

そこで、本章では、経験的グリーン関数法の利点を生かしながら、多重非線形効果をも考慮できる簡便な強震動評価手法として、二つのパラメタ（「非線形パラメタ」と呼ぶ）を導入した新しい手法を提案する。以下においては「非線形パラメタ」の物理的意味について述べるとともに、簡便法であるが故に生じうる誤差について数値実験により議論する。さらに、2000年鳥取県西部地震，1995年兵庫県南部地震，1993年釧路沖地震等への適用事例を示す。

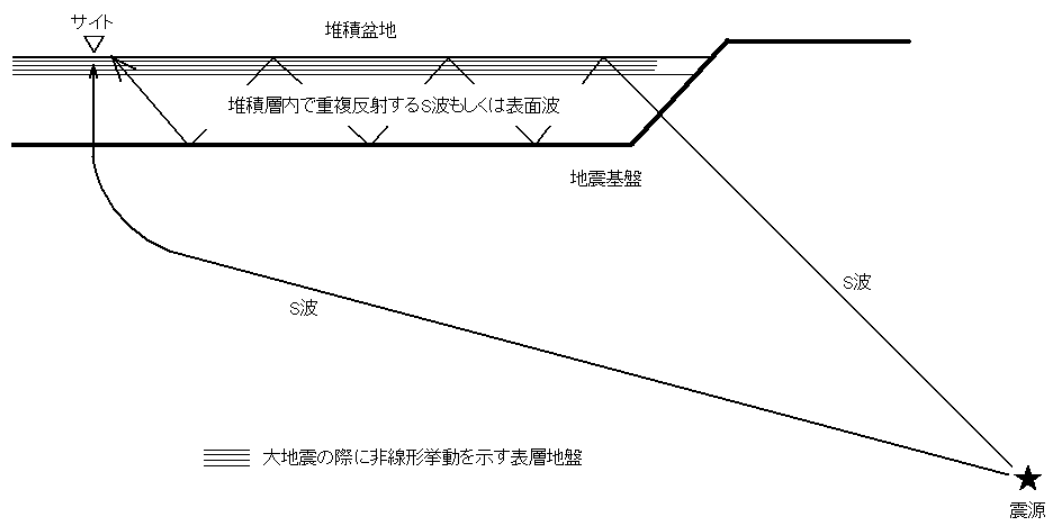


図-4.1 多重非線形効果の概念図

4.2 非線形パラメタの導入とその物理的意味

一般に、図-4.1 に示すような堆積盆地上に位置するサイトでは、直達 S 波の他に、堆積盆地を重複反射しながら伝播する S 波や盆地生成表面波に起因する位相が到来し、地震動の継続時間が長くなることが多くの研究者により明らかにされてきている（例えば鳥海，1975；瀬尾，1981；Vidale and Helmberger, 1988；Kawase and Aki, 1989）．川瀬（1993）がレビューしているように、波線理論では、盆地生成表面波は盆地端部の斜面となっているところから入射した S 波が角度を持って全反射を繰り返すことによって生じると解釈できる．この波線を追跡することによって得られる堆積層の応答は、有限要素法等で求めたものと良く一致することが Kohketsu (1987) により示されている．このことは、盆地生成表面波のうち少なくとも Kohketsu (1987) が検討の対象とした Love 波については、堆積層内で全反射を繰り返す S 波の重なり合ったものと見なせることを示すものである．そこで、以下においては、考察の対象とする波動場が盆地生成表面波であれ、通常の S 波であれ、図-4.1 に示すような S 波の波線に置き換えて考察を進める．ただし、上述の議論は盆地生成表面波のうち Rayleigh 波にはそのまま適用しにくい．Rayleigh 波である限り必ず P 波に関する物性（P 波速度と Q_p ）が関わってくるはずである．よって、後続位相に Rayleigh 波が多く含まれる場合には、以下に述べる手法の適用性は十分でない面があるかも知れない．

さて、波線理論により堆積層の応答を求めようとすれば、波線経路における透過/反射の係数を計算条件として与える必要がある．しかし、経験的グリーン関数法を利用する場合には、図-4.1 の波線や、それに伴う透過/反射の係数は大地震と小地震との間で共有されていると考えることができる．このように考えれば、各々の波線の寄与は小地震記録に含まれているので、適切な震源モデルを用いて小地震記録を重ね合わせることで、波線経路における透過/反射の係数を陽に考慮しなくても、本震波形を再現できるはずである．

ただし、以上は媒質が線形であるとした場合の議論である．大地震時には図-4.1 に示すように波線経路における媒質の一部が非線形挙動を示すものと考えられる（多重非線形効果）．地盤の非線形挙動としては、通常、剛性の低下（すなわち S 波速度の低下）と減衰定数の増加が想定される（例えば翠川，1993）．従って、波線経路における媒質の一部が非線形挙動を示すことの本震波形への具体的な影響としては、S 波速度の低下により位相の到来時刻が遅くなることと、減衰定数の増加により振幅が減少することが考えられる．この二点に着目して、二つの非線形パラメタ ν_1 および ν_2 を導入する．

ν_1 は堆積盆地内の媒質の平均的な S 波速度の低下率を示すパラメタである．すなわち $\nu_1 = V_s/V_{s0}$ である．ここに V_s は非線形時の S 波速度、 V_{s0} は線形時の S 波速度である．一方 ν_2 は堆積盆地内の媒質の平均的な減衰定数の増分を意味するパラメタである．実際には堆積盆地内の媒質のうち非線形挙動を示すのは地表に近い部分だけであると考えられる（図-4.1）．また、一般には堆積盆地内の媒質は水平方向にも不均質であり、地震動の振幅も水平方向に一樣でないことから、表層地盤の非線形挙動も水平方向に一樣に生じるわけではない．しかし、ここで定義する ν_1 、 ν_2 といったパラメタは深さ方

向と水平方向に平均化された値である．これら二つのパラメタを用いて小地震記録を補正し，大地震時の物性（剛性と減衰定数）に対応するグリーン関数を以下のように近似的に求める．

小地震記録上で直達 S 波の到来時刻を t_0 ，波形後半のある位相の到来時刻を t としたとき（図-4.2）， $t-t_0$ は兩位相に対応する波が小地震の震源からサイトまで到達するのに要した時間の差 $t'-t_0'$ に等しく（図-4.2），さらにこれは，近似的には波形後半の位相が堆積層内に留まっていた時間を示すと考えることができる．なぜなら，小地震の場合，破壊に要する時間は十分に短いから，波形に見られる各位相は震源を同時にスタートしたと見なすことができるからである．同様の考え方は震源時間の長い大地震の波形には適用できないことに注意する必要がある．さて，非線形時には S 波速度が v_1 倍になるのであるから，当該位相の到来時刻は $t_0+(t-t_0)/v_1$ となるはずである．このような考え方で経験的グリーン関数の時刻 t_0 以降の部分に $1/v_1$ 倍に引き延ばす．

一般に減衰定数 h の地盤を角振動数 ω の地震波が時間 t だけ伝播する間に振幅は $\exp(-h\omega t)$ 倍となる．地盤の非線形性により減衰定数が h から $h+v_2$ に変わったとすれば，堆積層内を時間 $t-t_0$ だけ伝播した後では地震波の振幅は線形時と比較して $\exp(-v_2\omega(t-t_0))$ 倍となる．

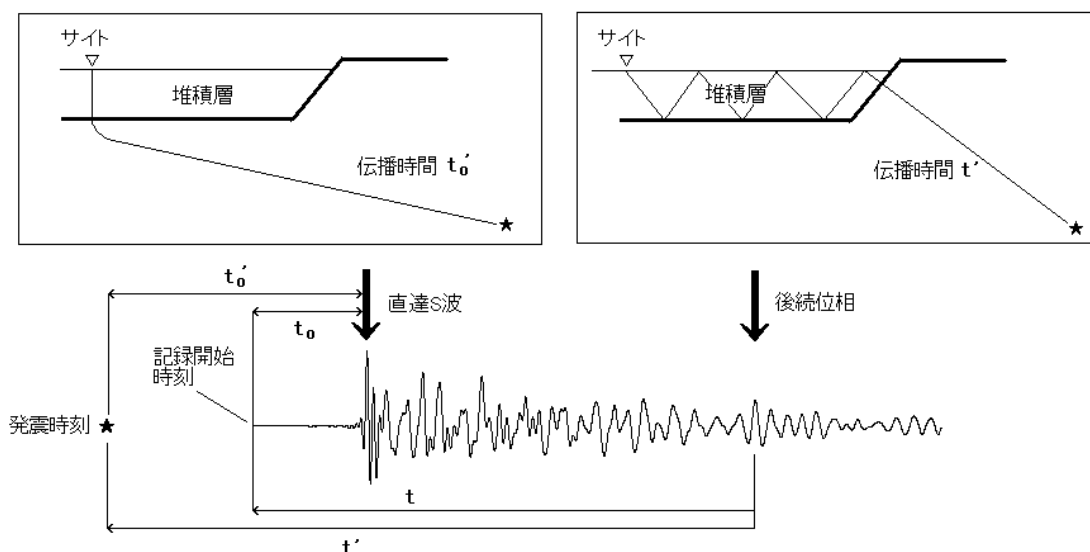


図-4.2 小地震記録の直達 S 波と後続位相に対応する波線

以上のことから，経験的グリーン関数は次式により補正される．

$$g_n(t)=g(t) \quad (t<t_0) \quad (4.1a)$$

$$g_n(t_0+(t-t_0)/v_1)=g(t) \exp(-v_2\omega(t-t_0)) \quad (t>t_0) \quad (4.1b)$$

ここに $g_n(t)$ は補正後の経験的グリーン関数， $g(t)$ は補正前の経験的グリーン関数である．これらの式は，以下のように書き換えることもできる．

$$g_n(t)=g(t) \quad (t<t_0) \quad (4.2a)$$

$$g_n(t)=g(v_1(t-t_0)+t_0) \exp(-v_1v_2\omega(t-t_0)) \quad (t>t_0) \quad (4.2b)$$

式 (4.1b) の右辺を計算する際、グリーン関数に含まれる振動数成分が狭帯域であれば、その振動数に対応した ω を用いれば良いし、広帯域であれば、まず $g(t)$ から帯域通過フィルタにより特定の帯域 (バンド幅 f_b) をとりだし、この時間関数に $\exp(-\nu_2 \omega (t-t_0))$ を乗じた上で、すべての帯域について加え合わせればよい。以下の解析では、 $f_b=0.08\text{Hz}$ に統一している。

ここで導入した非線形パラメタの概念は、地盤工学の分野で用いられてきた等価線形の概念 (例えば Schnabel et al., 1972) を発展させたものであると考えることもできる。等価線形解析では、ひずみレベルによらず、地盤は線形の粘弾性体として表現できると考える。粘弾性体を記述するパラメタである剛性と減衰定数は、地震動継続時間中には一定値をとると考えるが、小地震時と大地震時では異なる値をとると考える。上述の非線形パラメタの考え方は、このような等価線形の概念を参考にしたものであるが、等価線形解析では特定の地盤要素ないし地層に対して定義された剛性と減衰定数の変化を取り扱うのに対して、ここで導入した非線形パラメタは、堆積層全体についての平均的な剛性と減衰定数の変化を取り扱うことが特徴である。

以上の定式化においては、表層地盤の非線形挙動による波動場への影響として、地盤の S 波速度の低下に伴う位相到来時刻の遅れと、減衰定数の増加に伴う振幅の減少の二点に着目している。しかしながら、厳密に言えば、表層地盤の非線形挙動の波動場への影響はこれにとどまらない。例えば地層境界のインピーダンス比が変化することによる影響も考えられる。その意味では、提案法は実際の現象を単純化した簡便法である。このような単純化に伴って、算定される地震動にどのような誤差が生じるかを吟味しておくことは重要であると考えられる。この点につき、次節において、1 次元のモデル地盤を対象に数値実験による検討を行う。

4.3 非線形パラメタの適用性に関する数値実験

非線形パラメタを用いた波形合成法は実際の現象を単純化した簡便法であるため、単純化に起因してどのような誤差が生じるかを吟味しておくことは重要であると考えられる。そこで、この点について、1次元のモデル地盤を対象に、数値実験による検討を行うこととした。

図-4.3 に示すように表層地盤、深層地盤、基盤の3層からなる水平成層地盤に鉛直下方から地震波が入射する場合を考える。非線形性の影響により表層地盤の物性が線形時とは異なる値をとる場合の応答を二通りの方法、すなわち、重複反射理論と、本研究で提示した非線形パラメタによる方法で計算し比較する。表-4.1 にモデル地盤の物性を示す。

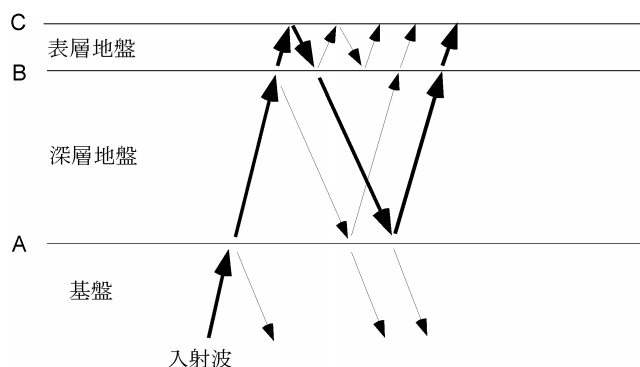


図-4.3 モデル地盤

表-4.1 モデル地盤の物性（()内は非線形時の値）

	層厚 (m)	密度 (g/cm ³)	S波速度 (m/s)	減衰定数
表層地盤	30	2.0	200(150)	0.005(0.15)
深層地盤	150	2.0	300	0.002
基盤	-	2.0	2000	-

入力波としては中心周期 0.5s、1.0s および 2.0s のリッカー・ウェーブレットを用いる。また、計算結果の解釈を助けるため、インパルスに対する応答も計算する。

中心周期 1.0s のリッカー・ウェーブレットをモデル下端に入力した場合の地表面の応答を重複反射理論で計算する。ここでは媒質が線形の場合（CASE1）、表層地盤の S 波速度が低下した場合（CASE2）、表層地盤の減衰定数が増加した場合（CASE3）、表層地盤の S 波速度が低下し同時に減衰定数が増加した場合（CASE4）の4つの場合について計算を行っている。このうち CASE4 は実際の非線形挙動を意識したものである。入力したリッカーウェーブレットを図-4.4 に示す。計算結果を図-4.5 に示す。CASE1

と CASE2 の比較 (図-4.5 (上)) から、表層地盤の S 波速度が低下する場合には、地震動の位相に遅れの生じることがわかる。また CASE1 と CASE3 の比較 (図-4.5 (中)) から、表層地盤の減衰定数が増加する場合には、地震動の振幅に低減の生じることがわかる。実際の地盤のように、S 波速度が低下し同時に減衰定数が増加する場合には、図-4.5 (下) に示すように、両方の影響が現れる。

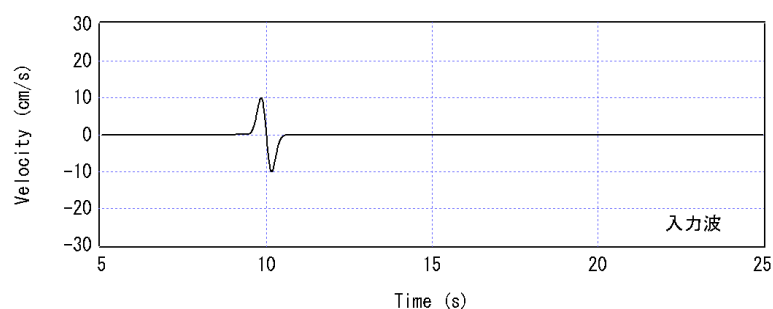


図-4.4 入力した中心周期 1.0s のリックター・ウェーブレット

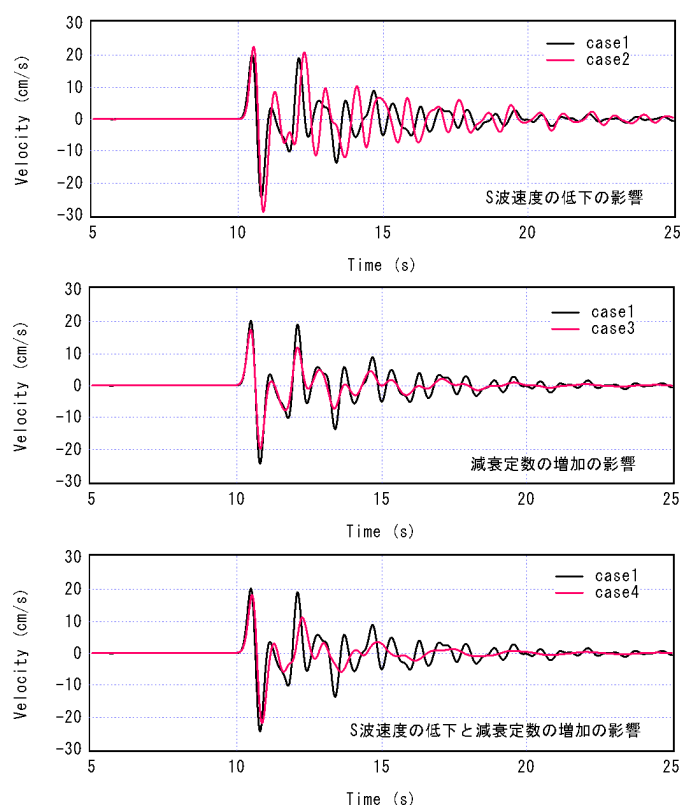


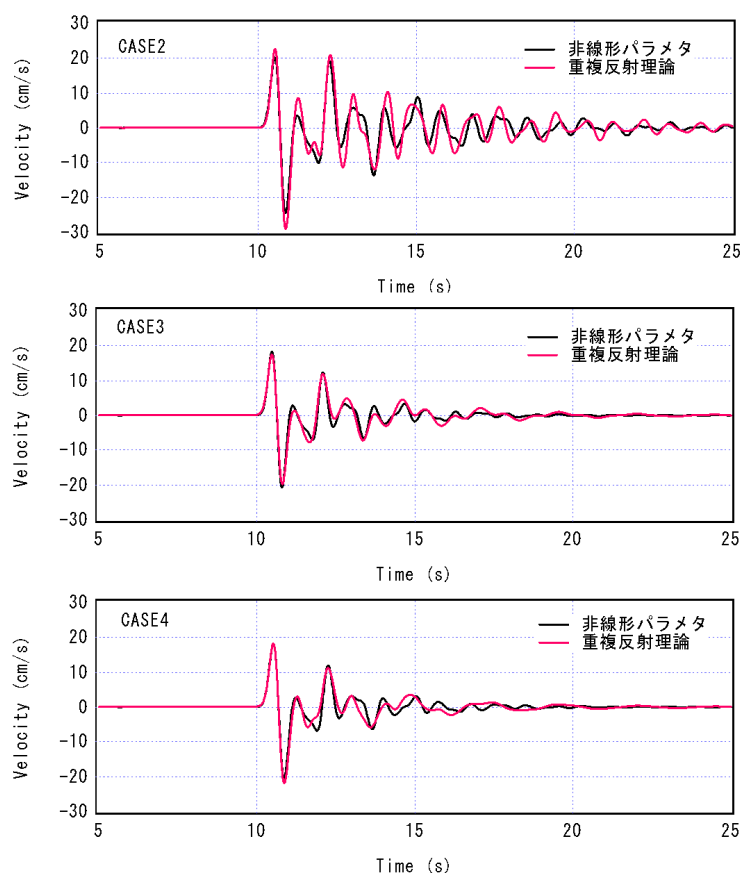
図-4.5 重複反射理論による計算結果 (入力波の中心周期は 1.0 秒)

このように重複反射理論により算定された応答を、非線形パラメタによりどの程度再現できるかについて検討する。非線形パラメタによる計算では、地表において線形時の応答が観測されていることを前提とする。ここでは図-4.5 に示す線形時の応答 (CASE1) が地表面で観測されているものとし、これに非線形パラメタを適用する。非

線形パラメタの値は次のように定めた．まず，堆積層内の S 波速度の平均的な低減率を示す ν_1 については，波線が区間 AC を伝播するのに要する時間 t_{AC} を線形時と非線形時について算定し，その比から $\nu_1=0.929$ とした．堆積層内の平均的な減衰定数の増分を示すパラメタ ν_2 については，区間 AC において媒質の減衰定数が一様に ν_2 だけ増加する場合のこの区間における振幅の倍率 $\exp(-\nu_2 \omega t_{AC})$ と，区間 BC において媒質の減衰定数が Δh だけ増加する場合のこの区間における振幅の倍率 $\exp(-\Delta h \omega t_{BC})$ を等しいと置くことにより，次式により求めることができる．

$$\nu_2 = \Delta h \cdot (t_{BC}/t_{AC}) \quad (4.3)$$

表－4.1 の条件下では $\nu_2=0.033$ となる．以上の非線形パラメタを適用し，CASE2～CASE4 の各ケースについて計算を行い，重複反射理論の結果と比較したものが図－4.6 である．同図に示すように，この場合，非線形パラメタにより算定された地震動は，重複反射理論による結果をうまく近似できている．



図－4.6 重複反射理論による計算結果と非線形パラメタによる計算結果
(入力を中心周期 1.0 秒)

同様の検討を，入力波の中心周期が 0.5 秒の場合と 2.0 秒の場合についても実施してみた．中心周期が 0.5 秒の場合（図－4.7）には厳密解との差は小さいが，中心周期が 2.0 秒の場合には厳密解との差がやや大きい（図－4.8）．この誤差は，後述のように，

境界 B におけるインピーダンス比の変化により生じている。本手法は簡便法であるため、計算条件によっては図-4.8 に示す程度の計算誤差を含むものであると理解する必要がある。

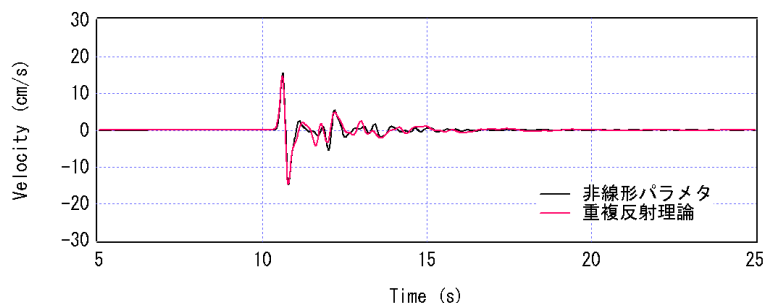


図-4.7 重複反射理論による計算結果と非線形パラメタによる計算結果
(入力を中心周期 0.5 秒)

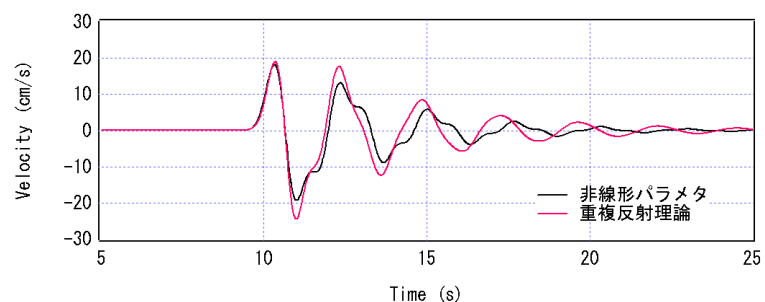
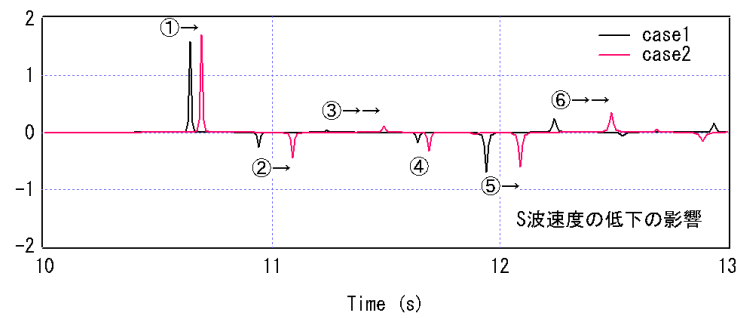
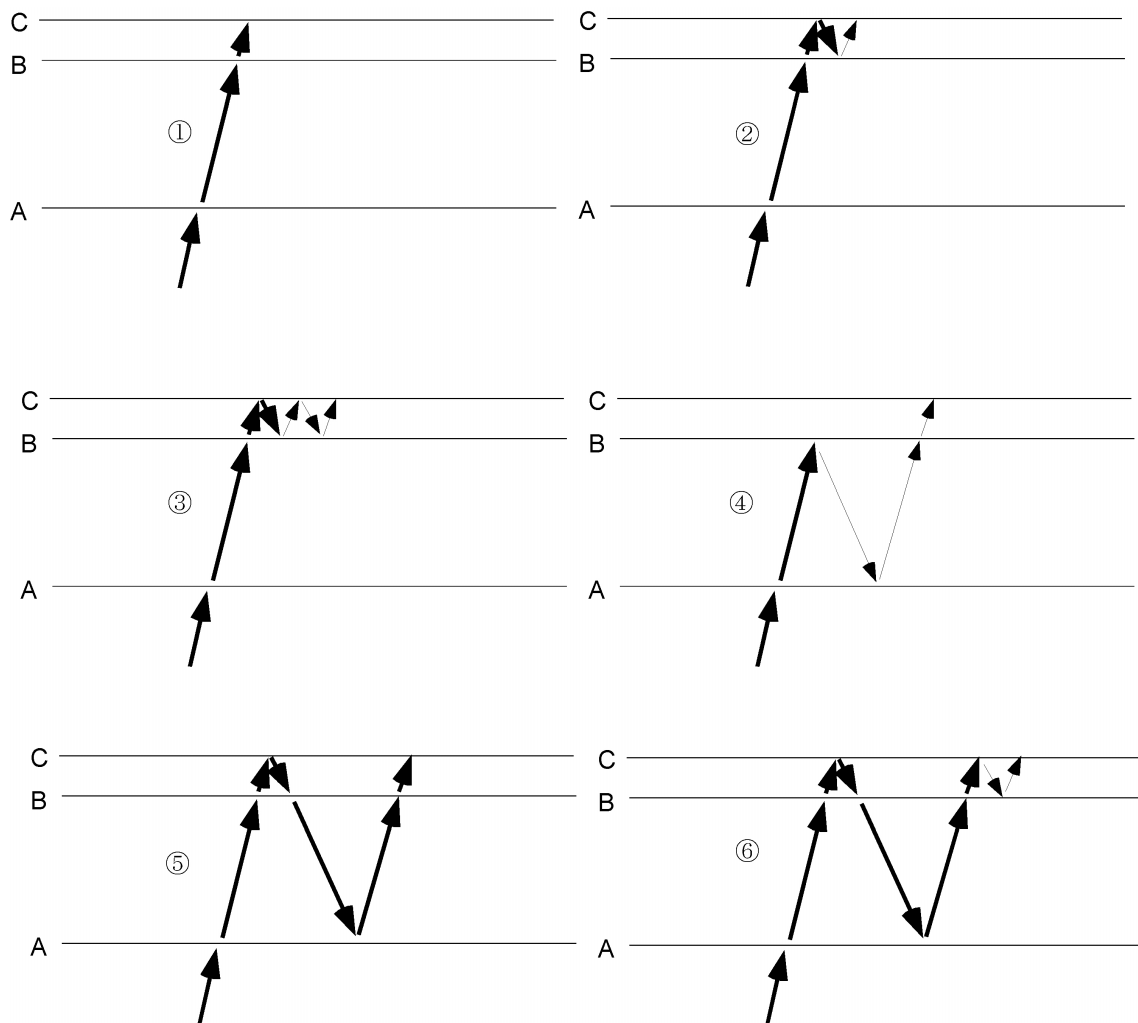


図-4.8 重複反射理論による計算結果と非線形パラメタによる計算結果
(入力を中心周期 2.0 秒)

このような誤差の生じる原因については次の通り考察される。モデル地盤の表層において計算される地震波には種々の位相が含まれている。これは図-4.9 のインパルス応答に示される通りである。図-4.9 に①～⑥の番号をふった位相について、対応する波線経路を図-4.10 に示す。モデル地盤の場合、モデル下端と地表の間を往復する波線(図-4.3 に太線で示した波線)の寄与が支配的であるが(図-4.9 の①⑤)、他の経路を通る波線の寄与も無視できない(例えば図-4.9 の②③④⑥)。表層地盤の S 波速度が低下する場合(CASE2)のインパルス応答を図-4.9 に重ね書きしているが、④の位相は振幅が増加しているのに対して⑤の位相は振幅が減少している。これは境界 B におけるインピーダンス比の変化の影響である。この結果、④⑤付近の負のインパルス列の重心は時間軸上で左に移動する結果となり、正のインパルス(①)との時間差が小さくなっている。このことにより、堆積層の固有周期は線形時(2.6s)よりも短くなり、入力波の周期(2.0s)に近づいたため、応答がやや大きくなった。このことが図-4.8 に見られる誤差の原因である。すなわちインピーダンス比の変化が計算誤差の原因となっている。



図－4.9 モデル地盤のインパルス応答（重複反射理論による計算結果）



図－4.10 各位相に対応する波線

4.4 2000 年鳥取県西部地震への適用

非線形パラメタの導入に先立ち, 2000 年鳥取県西部地震の際に境港市内で得られた地震動に経験的グリーン関数法を適用することにより, 地震動が地盤の非線形挙動の影響を受けているかどうかを確認する.

まず, 経験的グリーン関数を用いた波形インバージョンにより, 鳥取県西部地震の震源モデルを構築する. 本震 (2000 年 10 月 6 日 13 時 30 分, $M_{JMA}7.3$) の震央と気象庁による余震分布を図-4.11 に示す. またグリーン関数として用いる 2000 年 11 月 3 日 16 時 33 分の余震 ($M_{JMA}4.5$) の震央 (北緯 35.357 度, 東経 133.295 度) を図-4.11 に同時に示す (震源深さは 5km).

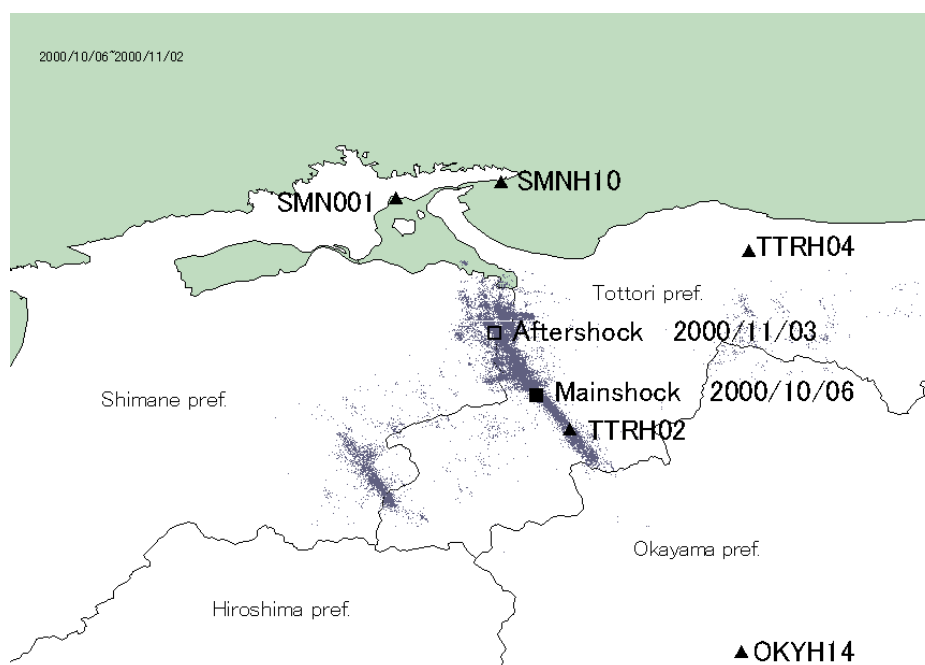


図-4.11 2000 年鳥取県西部地震の本震と余震の震央とインバージョン対象地点

インバージョンの対象には図-4.11 に示す K-net および Kik-net の 5 つのサイトを選択した. これらのサイトは震源のメカニズム (ほぼ鉛直な横ずれ断層) から判断して比較的 SH 波の radiation が大きいと考えられるサイトを選択したものである. また, サイトの非線形挙動の影響を避けるため, できるだけ堅固な地盤条件のサイトを選択した. ここでは原則として transverse 成分をモデル化の対象とした. ただし, 震源近傍のサイトである TTRH02 については断層直交成分 (N240E 成分) を対象とした. 余震波形を周波数領域で積分し, 0.1-2.0Hz の帯域通過フィルタに通した速度波形をグリーン関数として用いた. また本震波形に同様の処理をほどこして得た速度波形をインバージョンのターゲットとした (図-4.12 の上段). ここでは, 本震波形の S 波到来時刻の 1 秒前から 15 秒をインバージョンのターゲットとした.

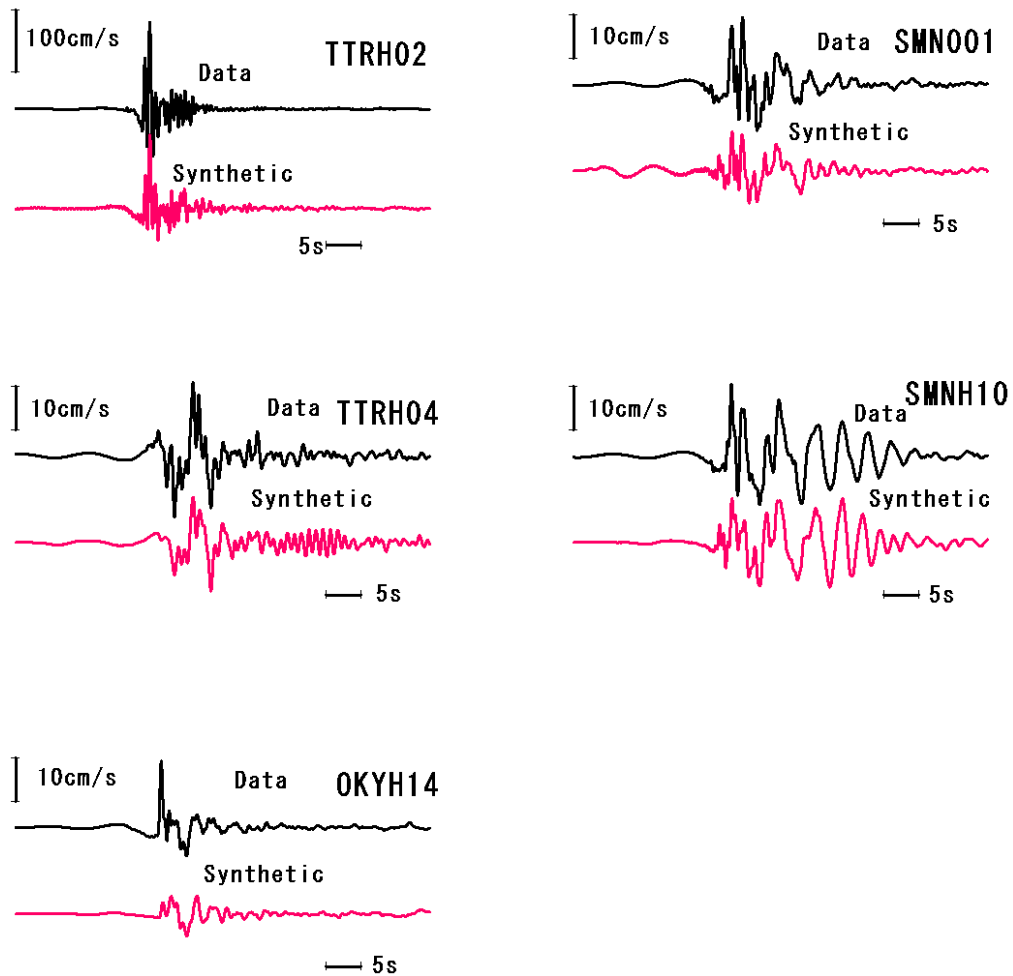


図-4.12 インバージョンに用いた観測点における観測波（上段）と合成波（下段）

インバージョンは Hartzell and Heaton (1983) の方法に基づいている．気象庁の震源を含む $30\text{km} \times 12\text{km}$ の断層面（走向 150° ，傾斜 85° ）を仮定し，この断層面を 30×12 に分割して，それぞれの領域では，破壊フロント通過後の 2.4 秒間に 4 回のすべりが許されるものとした．各々のすべりによるモーメント解放量が余震モーメントの何倍であるかを未知数としてインバージョンを行う．インバージョンの自由度は $30 \times 12 \times 4 = 1440$ である．破壊フロントは，気象庁発表の震源時刻の 4.0 秒後から，気象庁発表の震源を中心として同心円状に速度 2.8km/s で広がるものとし，基盤の S 波速度は 3.5km/s とした．インバージョンには非負の最小自乗解を求めるためのサブルーチン（Lowson and Hanson, 1974）を用いた．また，すべりの時空間分布を滑らかにするための拘束条件を設けた．ここで対象としたサイトについては本震と余震のラディエーション係数の差は大きくないので，ラディエーションパターンの補正は実施していない．

すべてのサイトについて、記録のヘッダに記入された絶対時刻の情報を参照している。

図-4.12 の下段に、インバージョンの結果として得られた各サイトの合成波を示す。これを観測波（上段）と比較すると、両者の一致はおおむね良好である。特に、震源断層の北に位置する SMN001 及び SMNH10 では、インバージョンで対象としなかった本震波形の後半部分も含め特徴がよく再現されているが、これは、経験的グリーン関数に含まれる各々のサイトの特性が合成結果に生かされているためであると考えられる。

図-4.13 に、インバージョンで得られた最終すべり量の分布を示す。ここでのインバージョンでは、直接には各々の要素断層におけるモーメント解放量の余震モーメントに対する比が明らかになるだけであるが、ここでは余震モーメントとして F-net (Fukuyama et al., 2001) により得られている値 ($M_0=5.23 \times 10^{15} \text{Nm}$) を仮定し、最終滑り量を示している。同図によれば、本震は複数のサブイベントからなることがわかる。1 つ目のサブイベントは気象庁発表の震源 (図-4.13 の★) よりもやや南の深い位置で生じており、2 つ目のサブイベントは震源の真上の浅い位置で生じている。サブイベントの生じている位置は、理論的なグリーン関数を用いて実施されたインバージョンの結果 (岩田・関口, 2001) ととも類似している。

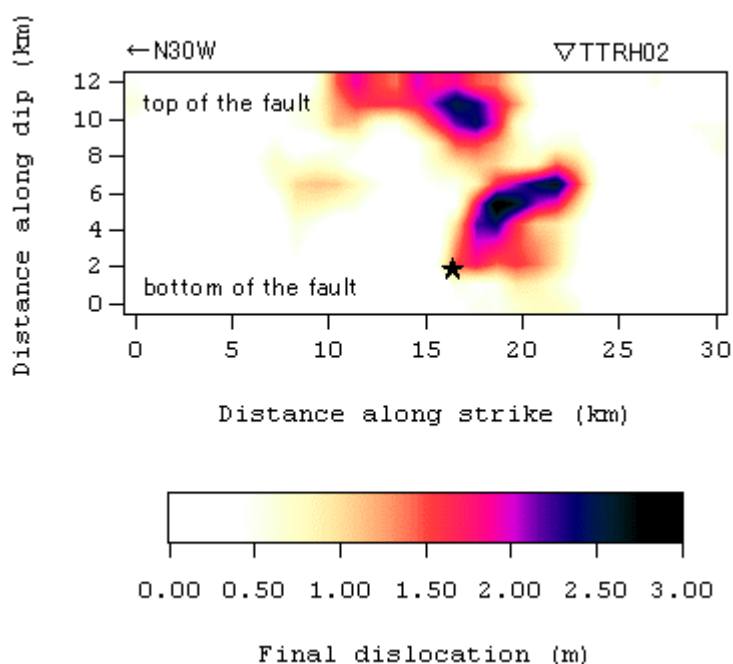


図-4.13 2000 年鳥取県西部地震の最終すべり量

図-4.14 に 1 秒毎の滑り量の分布を示す。破壊開始後 0-3 秒に 1 つ目のサブイベントで、3-6 秒に 2 つめのサブイベントでモーメントが解放されている様子が分かる。

ここで、境港市の地震動の議論に移る前に、ここで得られた断層モデルの性質や適用限界についてあらかじめ議論しておくこととする。

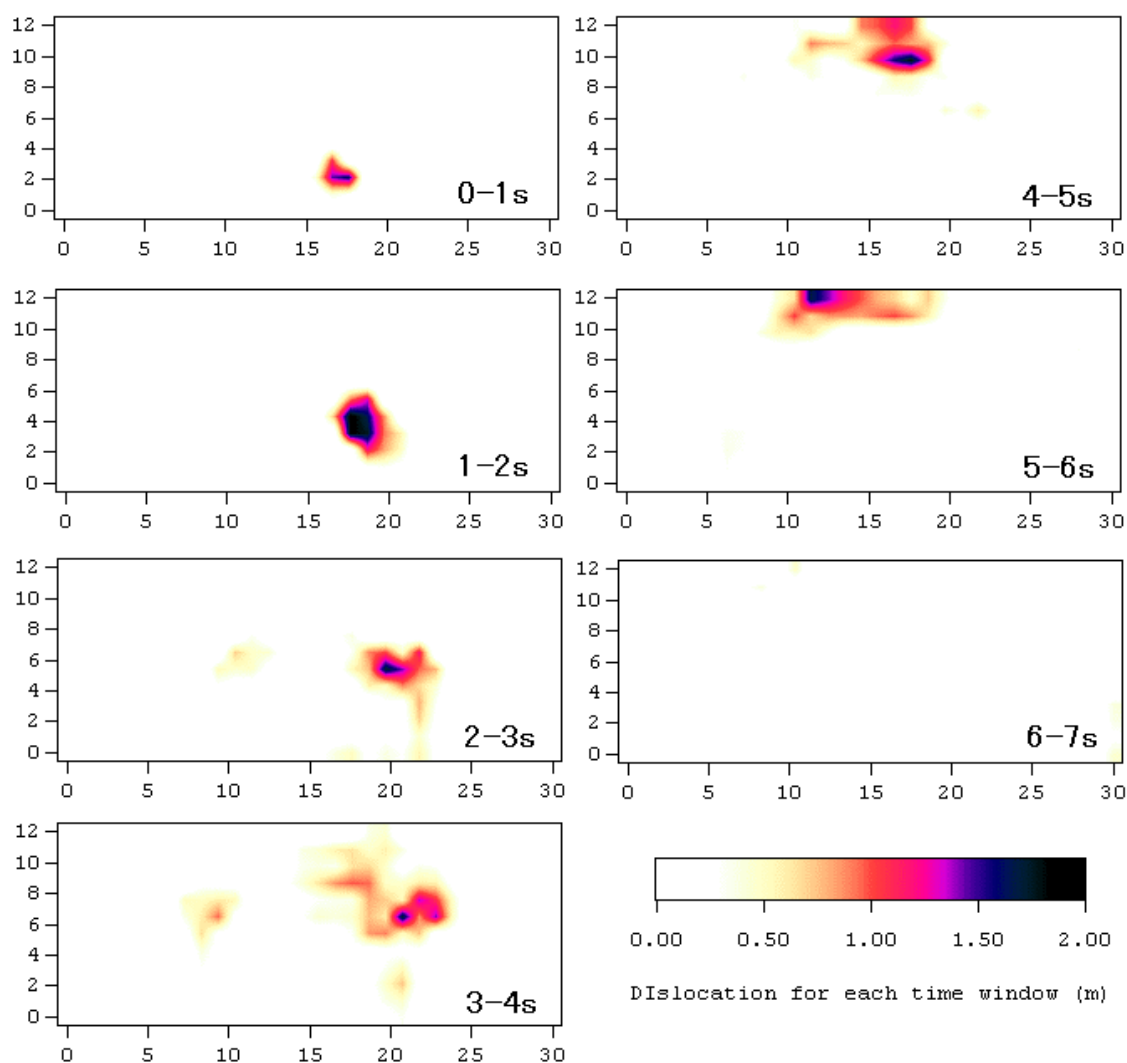


図-4.14 2000年鳥取県西部地震の1秒毎のすべり量

第一に、ここでは図-4.11に示すように、比較的SH波のradiationが大きいと考えられるサイトを選択して用いた。これは、SH波のradiationの節に近いサイトでは余震のメカニズムのわずかな違いが合成波形に大きく影響するので、ここではインバージョンの結果に関する信頼性を確保するためこれらのサイトを回避することが望ましいと判断したためである。従って、ここで得られた震源モデルがSH波のradiationの節に近いサイトでの波形合成に適しているかどうかは未確認である。後の解析では、境港市内の地震動に注目して議論を進めるが、境港市は震央から見てSMN001とSMNH10に挟まれた位置にあるため、本震源モデルを用いても、radiationの節に関わる問題は顕在化しない。

第二に、図-4.12に示すように、震源断層の南に位置するOKYH14の合成結果が思わしくない。OKYH14に近い他のサイトについても同様の結果となるので、記録の精度などの問題ではないと考えられる。OKYH14の本震波形が、断層面のうち破壊開始点か

ら見て南側の部分に主に支配されていることは、別途フォワードモデリングにより確認している。したがって、ここでのインバージョンでは、断層面のうち破壊開始点から見て南側の部分については、滑りの時空間分布がさほど精度良く得られていない可能性がある。

第三に、震源近傍のサイトである TTRH02 の非線形挙動の問題がある。このサイトは、地表と地中に強震計が設置されていて、それらのスペクトル比から、本震時には非線形挙動を示していたことが明らかにされている（八幡，2001）。さて、TTRH02 は破壊開始点の 5km ほど南に位置するが、TTRH02 の本震波形は、断層面のうち破壊開始点と TTRH02 に挟まれた 5km ほどの区間に主に支配されていることを別途フォワードモデリングにより確認している。したがって、ここでのインバージョンでは、断層面のうち破壊開始点と TTRH02 に挟まれた 5km ほどの区間については、TTRH02 の非線形挙動の影響を受けており、滑りの時空間分布がさほど精度良く得られていない可能性がある。

ここで得られた断層モデルは、以上に述べたような適用限界を有するものの、境港市内の地震動の再現と云うことに目的を限定すれば十分に精度を有すると考えられる。

さて、ここで得られた震源モデルを用い、境港市の港湾地域強震観測の観測点（境港-G）で得られた余震波形をグリーン関数として本震波形を計算する。ここでは、地盤の非線形挙動を一切考慮せずに計算を行う。境港-G の位置を図-4.15 に示す。境港-G は境港市の平野部に位置しており、本震時には過剰間隙水圧の上昇を含む表層地盤の強い非線形挙動が生じたと考えられている（三輪他，2002）。境港-G における余震の加速度記録の transverse 成分を図-4.16(a)に、これを周波数領域で積分して 0.1-2.0Hz の帯域通過フィルタに通した速度波形を図-4.16(b)にそれぞれ示す。図-4.17 に、境港-G における合成波と観測波（余震波形と同様の処理を施したもの）の比較を示す。同図に示すように、合成波の前半には周期約 2 秒のパルスが数波見られるが、このうち第 3 波は観測波に見られない。また、合成波の後半部分において、位相は観測波と比較して系統的に早く、振幅は観測波と比較して系統的に大きくなっている。また、振幅と位相の差異は、波形の後半部分ほど顕著に表れていることも注目される。

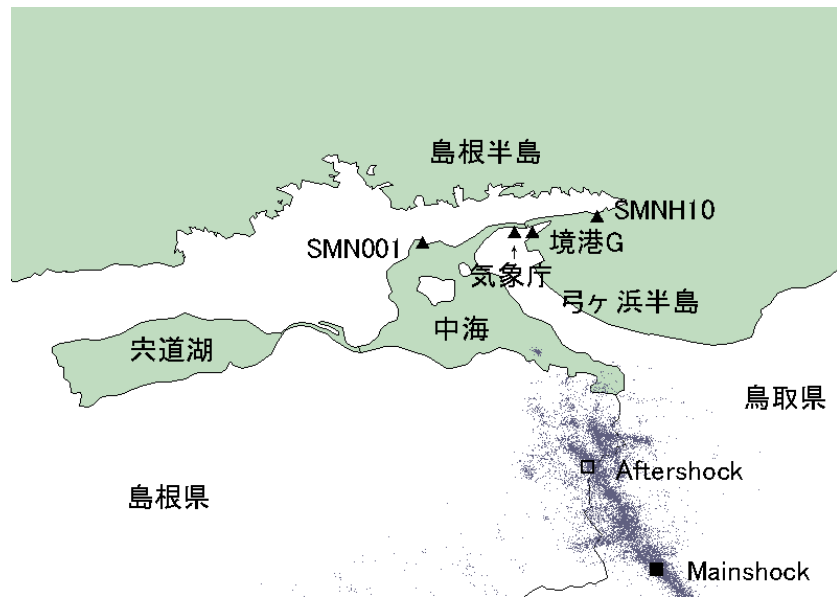


図-4.15 境港周辺の強震観測地点

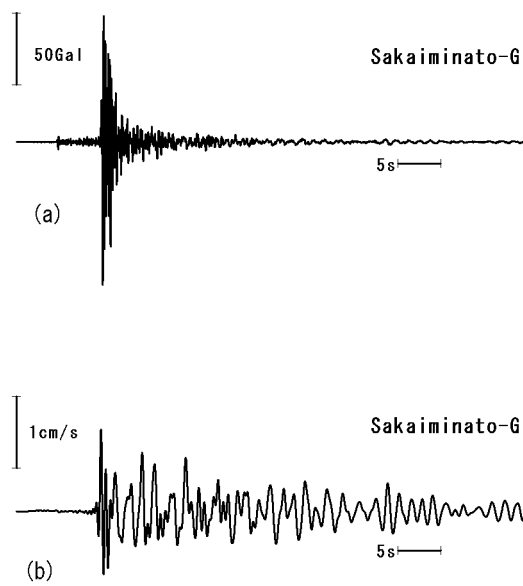
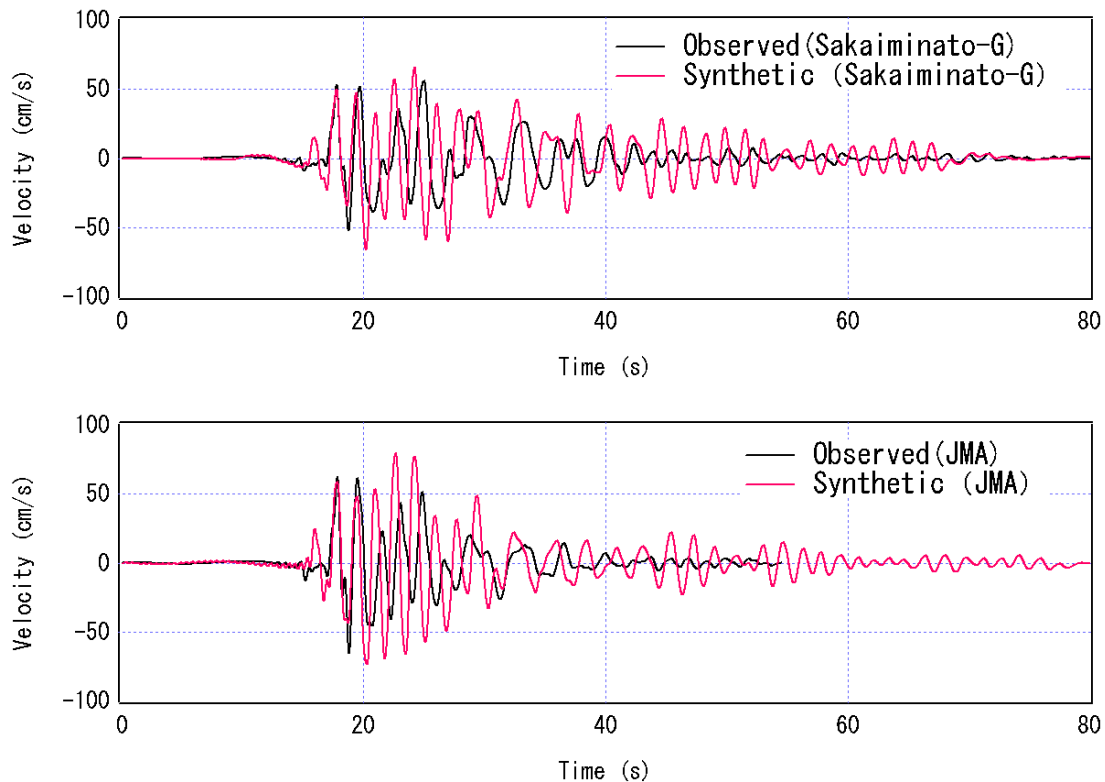


図-4.16 境港-G におけるグリーン関数 (a) 加速度 (b) 速度



図－4.17 境港-G と JMA における観測波と合成波（線形）

4.2 で述べたように、堆積盆地上に位置するサイトでは、直達 S 波の他に、堆積盆地を重複反射しながら伝播する S 波や盆地生成表面波に起因する位相が到来し、地震動の継続時間が長くなることが多くの研究者により明らかにされてきている（例えば鳥海，1975；瀬尾，1981；Vidale and Helmberger, 1988；Kawase and Aki, 1989）．ここで対象としている境港-G も堆積盆地上に位置していることから（吉川他，2002），本震波形（transverse 成分）の後半部分にみられる顕著な波群は S 波の重複反射もしくは盆地生成表面波（この場合には Love 波）によるものと見られる．同様の顕著な波群は破壊継続時間のごく短い小地震の記録（例えば図－4.16）にも認められることから、これらの波群は堆積層の影響により生じているものと判断される．

媒質の線形性を仮定した合成波を観測波と比較した図－4.17 においては、(1) 観測波の後半部分の位相が合成波と比較して系統的に遅い、(2) 観測波の後半部分の振幅が合成波と比較して系統的に小さい、(3) 観測波と合成波の差異が波形の後半部分ほど顕著である等の傾向が認められるが、これらについては、4.1 で述べた多重非線形効果により定性的に説明することができる．なお、一般論として言えば、本震と余震の震源位置の違いも観測波の後半部分に影響を及ぼすことが考えられる．しかし、ここでの解析に則して言えば、SMNH10 で波形の後半部分が問題なく再現されていることから、仮に本震と余震の震源位置の相違の影響があるとしても、その影響は震源モデルに押しつけられていて、境港-G での波形の不一致を説明する要因にはならないと考えられる．本研究では、境港-G における観測波が多重非線形効果の影響を受けていると考え、4.2 で提

案した手法の適用を適用を検討する。

なお、既存の手法、すなわち、サイト直下の表層地盤に下方から入射する地震波は媒質の非線形挙動の影響を受けていないと仮定し、サイト直下の表層地盤の非線形挙動を 1 次元問題として評価する手法も試みてみたが、観測波を十分に説明することはできなかった。このことについて付録 C で報告する。

非線形パラメタを境港-G の経験的グリーン関数に適用して補正し、先に求めた震源モデルに基づいて重ね合わせ、改めて境港-G における本震波形を合成した。非線形パラメタは試行錯誤により $\nu_1=0.93$, $\nu_2=0.02$ とした。これは堆積層内の S 波速度が平均的には線形時の 93% であること、堆積層内の減衰定数が平均的には線形時より 0.02 大きいことを意味する。図-4.18(a)に結果を示す。同図に示すように、非線形パラメタを用いることにより合成結果は著しく改善される。観測波においては、まず周期約 2 秒のパルス状の波形が数波続き、周期約 5 秒の後続位相がこれに続くが、各々の位相の到来のタイミングと振幅が、かなり良好に再現されている。また、継続時間の過大評価も、ここでは回避できている。ここで、境港-G の波形は震源モデルの構築には全く用いられていないことをあらためて指摘しておきたい。なお、合成波にみられる周期約 2 秒のパルス 5 波のうち第 3 波が観測波に見られない点については、非線形パラメタを導入しても解決することはできなかった。非線形パラメタは、波形後半の振幅や位相の補正には有効であるけれども、ここに見られる第 3 波の不一致のように、波形の部分的な不一致を改善することには不向きである。

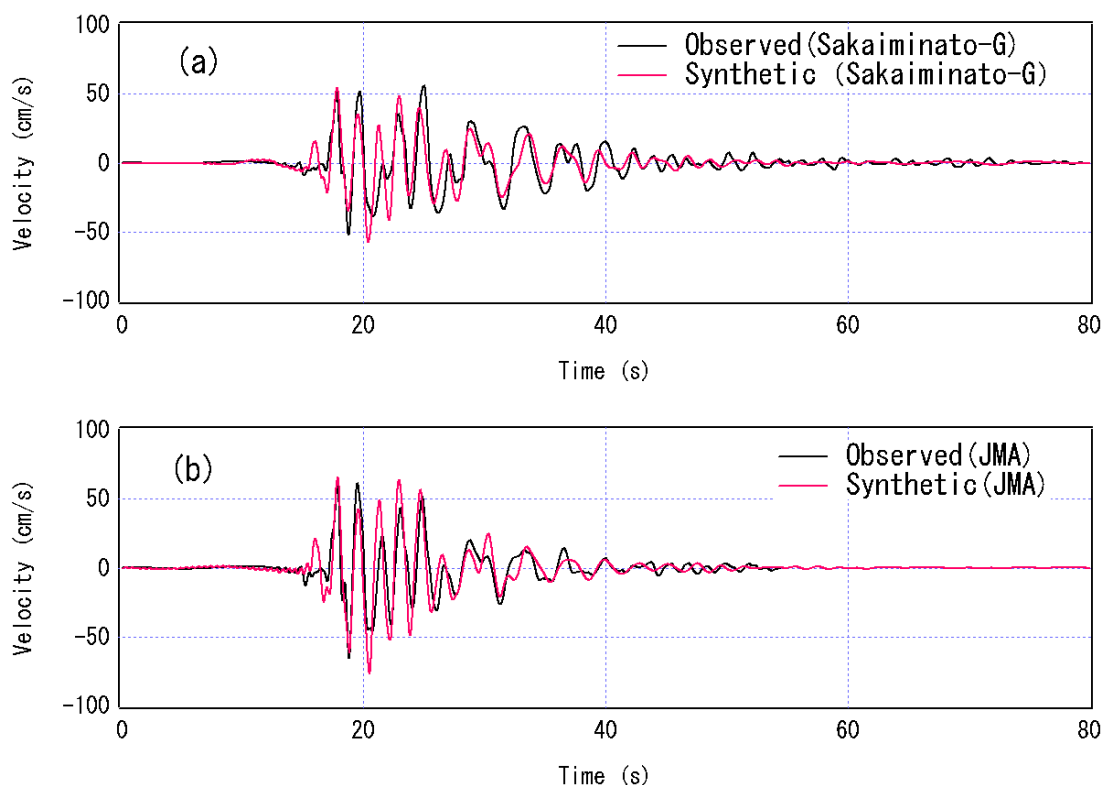


図-4.18 境港-G と JMA における観測波と合成波（非線形）

図-4.18(b)には同じく境港市の気象庁観測点(JMA)における合成結果を示す。JMAは図-4.15に示すように境港-Gから西に1.2kmほど離れており、やはり平野部に位置している。当該地域の地盤構造に関する最近の研究結果(吉川他, 2002)によると、2つの観測点におけるやや深い地盤構造には共通性が見られる。JMAでも、最初に非線形パラメタを用いない波形合成を行ったが、その結果は観測と一致せず、媒質の非線形挙動の影響は明らかであった。そこで境港-Gでの合成に用いたのと同じ非線形パラメタ($\nu_1=0.93$, $\nu_2=0.02$)を用いて合成を行ったところ、図-4.18(b)に示すように合成波と観測波は良く一致した。

さて、波形の一致の程度を比較すると、境港-Gでは、合成波にみられる周期約2秒のパルス5波のうち第3波が観測されておらず、JMAよりも一致の程度がやや劣る。この理由は明らかにできていないが、不一致が境港-Gだけで見られることを考慮すると、理由を局所的な地盤条件に求めることが妥当ではないかと考えられる。境港-Gでは過剰間隙水圧の上昇を含む表層地盤の強い非線形挙動が見られたとされている(三輪他, 2002)こと、このような表層地盤の強い非線形挙動は今回導入した非線形パラメタでは必ずしも説明がつかない面もあると考えられることなどから、不一致の原因を表層地盤の強い非線形挙動に求めることが妥当ではないかと考えられる。

4.5 1995 年兵庫県南部地震への適用

非線形パラメタの適用性をさらに検討するため、1995 年兵庫県南部地震の記録に、非線形パラメタを用いた経験的グリーン関数法を適用する。兵庫県南部地震の場合、経験的グリーン関数法のための震源モデルがすでに提案されている。ここでは第 1 章でも紹介した山田他（1999）のモデルを用いる。

図-4.19 に山田他（1999）のアスペリティモデルの平面図を再掲する。図-4.20 にアスペリティモデルの断面図を示す。これらの図に示すように、山田他（1999）のアスペリティモデルは淡路側から神戸側にかけて 4 つのアスペリティを配したモデルである。表-4.2 にアスペリティモデルの詳細を示す。図-4.19 に、グリーン関数として用いる余震の位置を示す。表-4.3 に余震のパラメタを示す。

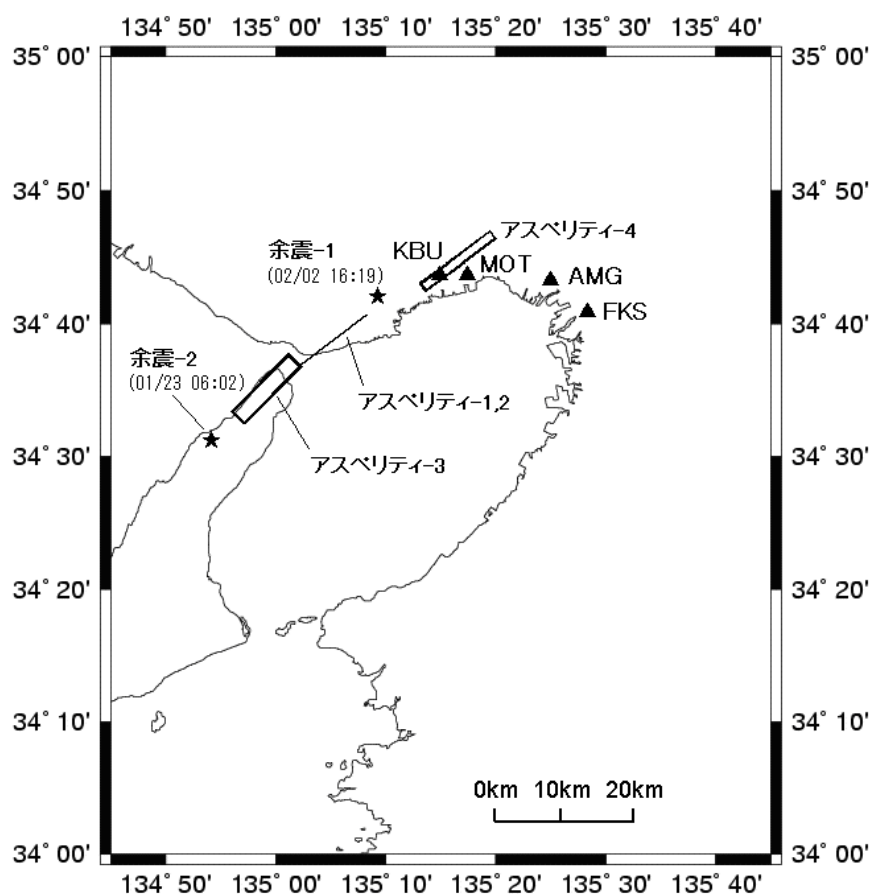
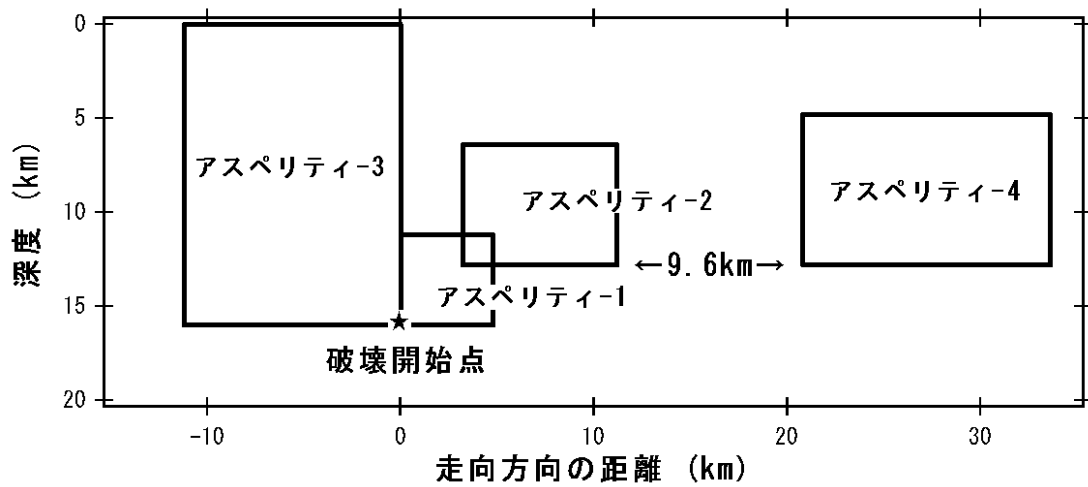


図-4.19 兵庫県南部地震の複数アスペリティモデル（山田他，1999）の平面図と余震および観測点の位置



図－4.20 兵庫県南部地震の複数アスペリティモデル（山田他，1999）の断面図

表－4.2 兵庫県南部地震の複数アスペリティモデル（山田他，1999）のパラメタ

	アスペリティ-1	アスペリティ-2	アスペリティ-3	アスペリティ-4
走向(度)	N53E	N53E	N45E	N233E
傾斜(度)	90	90	82	95
長さ(km)	4.8	8.0	11.2	12.8
幅(km)	4.8	6.4	16.0	8.0
応力降下量 (bars)	234	156	86	86
モーメント($\times 10^{19}$ Nm)	0.11	0.23	1.00	0.36
ライズタイム (s)	0.4	0.5	0.6	0.6
破壊開始時刻 (s)	0.0	1.8	0.0	6.9
破壊開始点	左下	左下	右下	左下
破壊伝播様式	同心円状	同心円状	同心円状	同心円状
破壊伝播速度 (km/s)	2.8	2.8	2.8	2.8
使用した余震*	1	1	2	1

* 表－4.3 参照

表－4.3 解析に使用した余震のパラメタ

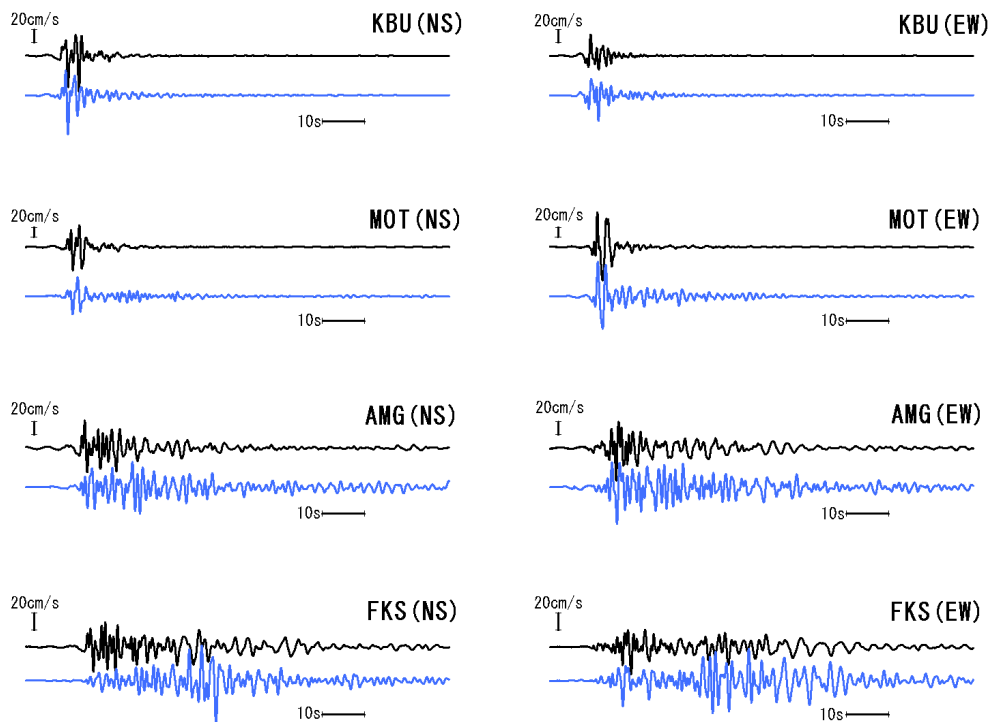
日時	北緯	東経	深さ	M_{JMA}	M_0	$\Delta \sigma$
	(度)	(度)	(km)		($\times 10^{15}$ Nm)	(bars)
余震-1 1995/02/02 16:19	34.695	135.150	17.9	4.2	1.7	86
余震-2 1995/01/23 06:02	34.530	134.907	15.0	4.5	4.5	82

このアスペリティモデルを用いて、KBU, MOT, AMG, FKS の 4 つのサイト (図-4.19) での速度波形 (NS 成分と EW 成分) を合成する. 4 つのサイトのうち KBU と MOT は震源モデルの構築に用いられている. ここでは余震の観測波を 0.2-2Hz の帯域通過フィルタに通したものをグリーン関数として用い, 合成結果を, 同じく 0.2-2Hz の帯域通過フィルタに通した観測波と比較する.

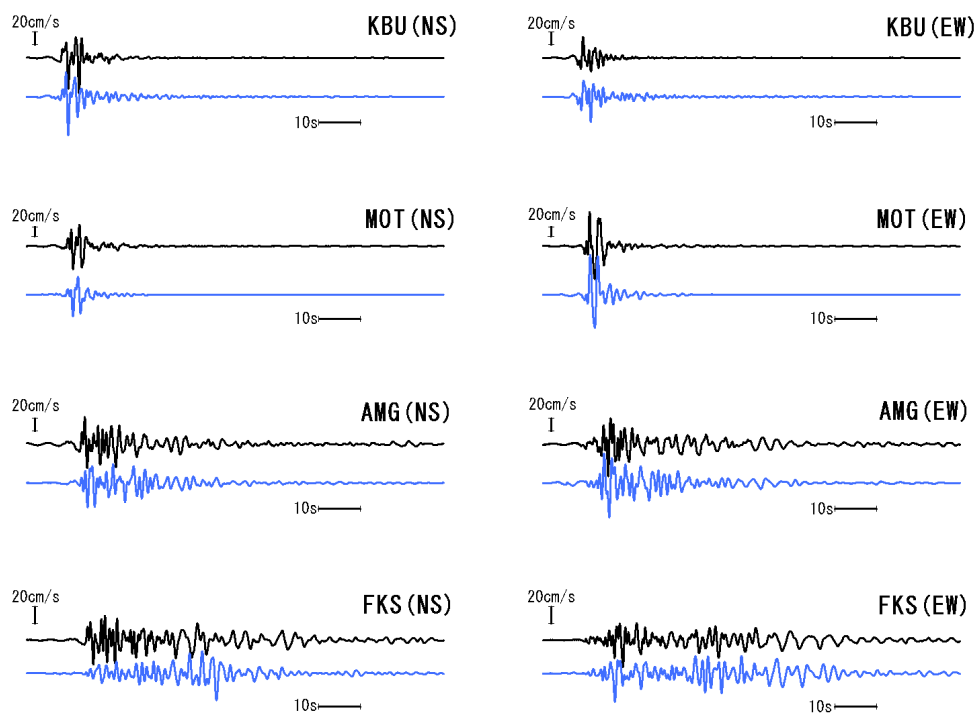
まず, 図-4.21 では, 非線形パラメタを用いずに合成を行った結果を示す. 震源モデルの構築に用いられた神戸大学 (KBU) と神戸本山 (MOT) の 2 つのサイトでは, 当然ではあるが, 本震波形の再現性は良好である. しかし, 子細に見ると, 洪積地盤上の MOT の合成波においては, 先頭の S 波パルスに続いて周期 2 秒程度の振動が長く続いており, 観測波と一致していない. 震源モデルの構築に用いられなかった尼崎 (AMG) と福島 (FKS) では, 合成波と観測波の差異はより明瞭である. 合成結果は明らかに過大評価となっており, また位相についても, 合成波の位相は観測波の位相より系統的に早くなっている. AMG と FKS の観測波は, 直達 S 波の後に数十秒におよぶ後続波を含むものである. このような長い後続波を経験的グリーン関数法で再現した例は多いとは言えない. しかし, 例えば壇 (1991) は, Irikura (1986), Takemura and Ikeura (1987), Dan et al. (1989) の 3 種類の経験的グリーン関数法を用い, 1980 年伊豆半島東方沖地震の御前崎の速度波形が, 直達 S 波の後の 50 秒ほどの後続波を含め, 良好に再現できることを示している. このような例を見る限り, 経験的グリーン関数法は, 本来, 直達 S 波に続く数十秒におよぶ後続波にも適用可能であると考えられる. AMG と FKS において, 合成波と観測波に差異が見られることと, AMG と FKS が沖積地盤上に位置することを考えあわせると, 合成波と観測波の差異は非線形効果の影響であると考えられる.

次に, 観測波が非線形挙動の影響を受けていると考えられる神戸本山, 尼崎, 福島の 3 地点について, 非線形パラメタにより補正されたグリーン関数を用いて波形合成を行う. ここでは, 非線形パラメタの値として, 試行錯誤により表-4.4 に示す値を用いることとした (神戸大学については非線形パラメタを用いない). 結果を図-4.22 に示す. 神戸本山の合成波では, 先頭の S 波パルスに続く後続位相の過大評価が解消され, 合成波は観測波に一層近づいた. 尼崎と福島では, 振幅の過大評価が著しく改善され, また, 位相についても, かなりの改善が見られる. なお, ここでは山田他 (1999) の震源モデルに一切手を加えずに用いていることを指摘したい. 波形の改善は震源モデルのチューニングによるものではなく, もっぱら非線形パラメタの導入によるものである.

計算に用いた 3 地点での非線形パラメタ (表-4.4) を比較すると, 震源から遠いサイトほど, ν_1 は大きく ν_2 は小さい傾向がある. これは, 図-4.1 に示すように, ここで用いる非線形パラメタは震源からサイトに至る過程で地震波が経由する堆積層の平均的な非線形性に対応しているためであると考えられる. 実際には, 震源に近い堆積層ではひずみレベルが大きいから非線形性が強く, 震源から遠い堆積層ではその逆が成り立つ. 震源から遠いサイトに到来する後続位相は, ひずみレベルが大きい部分とひずみレベルが小さい部分を経由するので, それらの効果を平均化した非線形パラメタを用いるときに, 観測波との差異が最も小さくなるのではないかと考えられる.



図－4.21 山田他（1999）のモデルによる観測波と合成波（線形）



図－4.22 山田他（1999）のモデルによる観測波と合成波（非線形）

表－4.4 解析に使用した非線形パラメタの値

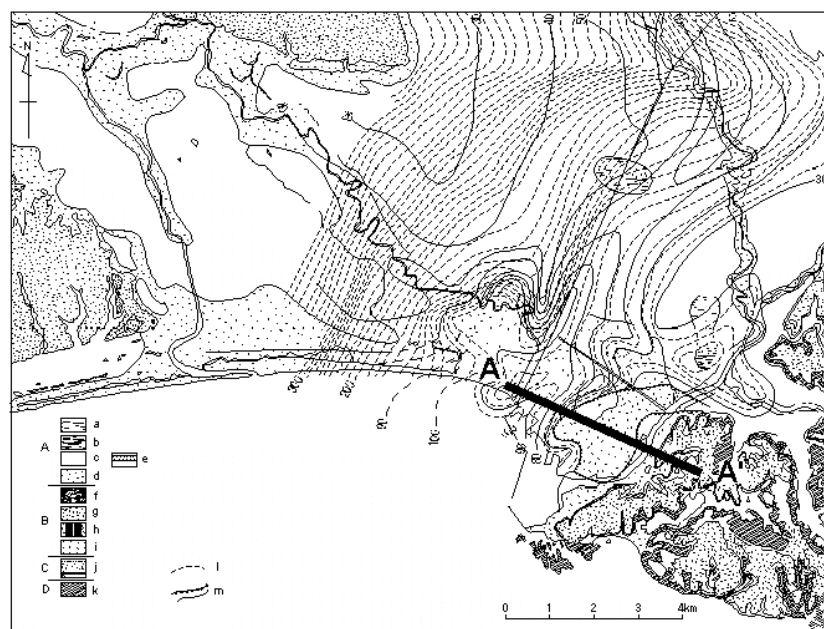
観測地点	地質	ν_1	ν_2
KBU	風化花崗岩	1.00	0.000
MOT	洪積層	0.90	0.030
AMG	沖積層	0.95	0.010
FKS	沖積層	0.98	0.005

4.6 1993 年釧路沖地震への適用

4.6.1 釧路市内の強震観測地点と強震記録

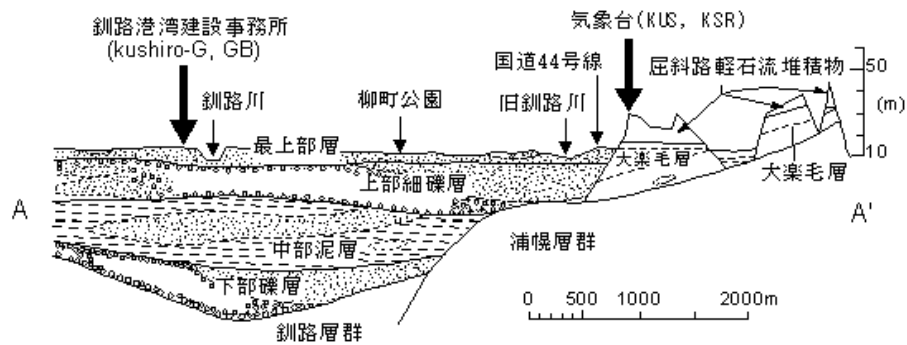
1993 年 1 月 15 日 20 時 6 分に釧路沖の東経 144 度 21.4 分，北緯 42 度 55 分，深さ 100.6km を震源とする気象庁マグニチュード 7.8 の地震が発生した．この地震では釧路市の地盤条件の異なる複数の地点で強震記録が得られた．ここでは，釧路市内の記録を対象に，前記と同様のアプローチによる解析を実施する．すなわち，まず，非線形挙動の影響を受けていないと考えられる観測点での記録を十分に再現できるような震源モデルを構築し，同じ震源モデルを用いて，非線形挙動の影響を受けている観測点での地震動を，上述の提案法により再現する．そのための準備として，釧路周辺の地形と地質を概観するとともに，釧路市内で得られた複数の強震記録について，これまでに得られている知見を整理する．

釧路周辺の地形は，釧路湿原を含む平坦地と，それを取りまく低い丘陵地からなる．**図－4.23** に釧路周辺の地質図（笠原他，1994）を示す．丘陵地の表層は屈斜路カルデラに由来する火砕流堆積物とさらに新期の火山灰層に被覆されている（笠原他，1994）．平坦地は，海岸沿いの砂丘と，その内側の泥炭地からなる．**図－4.23** の線分 A－A' における模式断面図（西川他，1994）を **図－4.24** に示す．第四系に属する釧路層群は，最も深いところでは深さ 500m に達すると考えられている（岡崎，1974）．**図－4.24** には矢印（↓）で釧路市内の強震観測地点を示している．



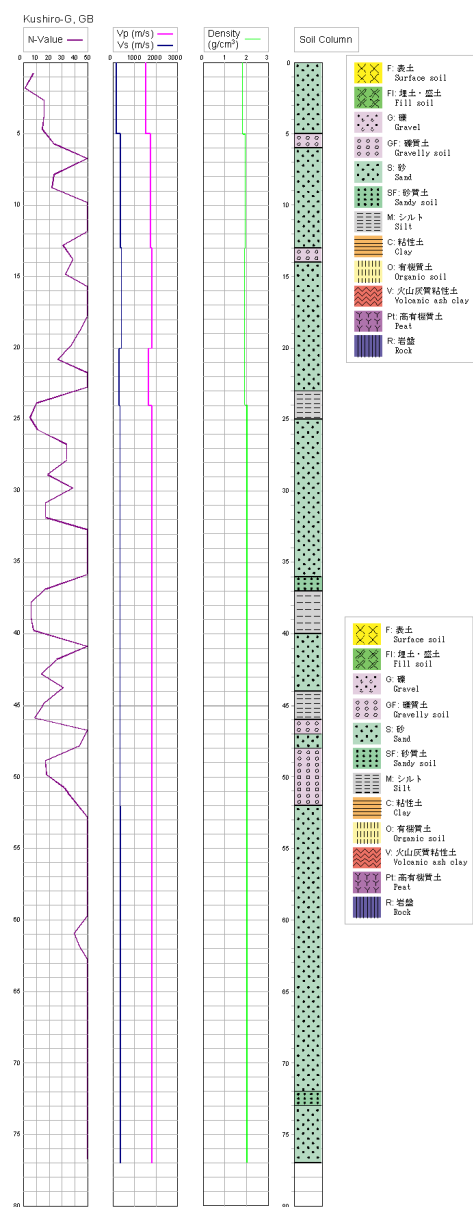
A：軟弱地盤地質系統，B：上部更新統，C：下部更新統，D：古第三系ならびに白亜系，
a：高位泥炭，b：中間泥炭，c：低位泥炭，d：砂層，e：伏在する火砕流堆積物，f：伏在する礫層，
g：屈斜路火砕流堆積物，h：上部更新統，i：上部更新統の礫相部，j：下部更新統，k：古第三系・白亜系，
l：第四系基底の構造等高線，m：軟弱地盤地質系統の構造等高線

図－4.23 釧路周辺の地質．笠原他（1994）に加筆．

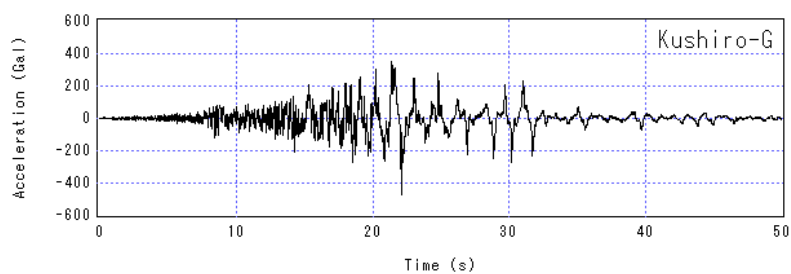


図－4.24 釧路周辺の模式地質断面図．西川他（1994）に加筆．

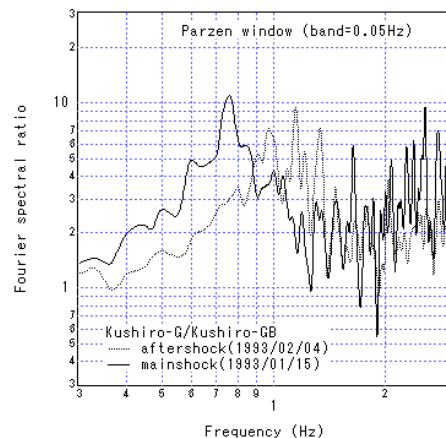
釧路川河口付近の釧路港湾建設事務所（図－4.24）敷地内では ERS-GV 型強震計により地表（釧路-G）と地中（釧路-GB, GL-77m）の2箇所と同時に記録が得られている．図－4.25 に観測地点のボーリング柱状図を示す．同図に示すように、この観測地点の地盤は砂質土が主体である．地表で得られた記録の NS 成分は、周期 1.5s 程度の波にスパイク状のピークが重なった特徴のあるものであった（図－4.26）．この記録については Iai et al.（1995）により詳しい解析がなされ、上記の特徴ある波形は密な砂地盤のサイクリック・モビリティによるものであることが明らかにされた．Iai et al.（1995）は同じ地点で本震と余震（2月4日23時43分、M4.9）の記録から地表と地中のスペクトル比を求めて比較しているが、図－4.25 に示すように1次のピークは余震（1Hz 付近）よりも本震時（0.8Hz 付近）の方が明らかに長周期側にある．このことから考えても、地表の記録が表層地盤の非線形挙動の影響を受けていることは確実である．



図－4.25 釧路港強震観測地点の土質柱状図

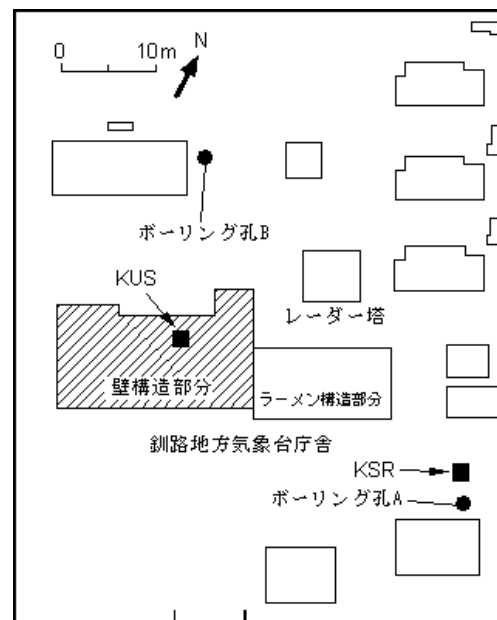


図－4.26 釧路港の地表で得られた加速度記録の NS 成分

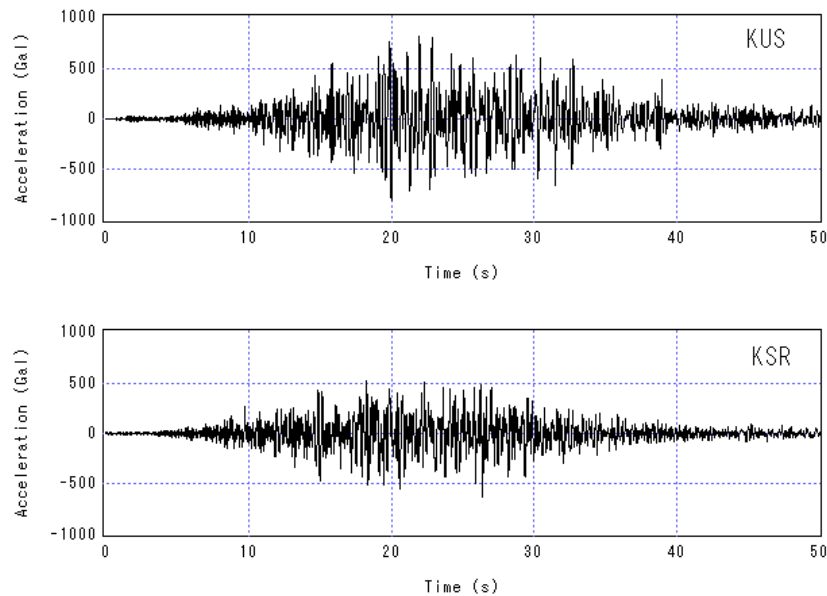


図－4.27 釧路港における本震時と余震時の地表と地中のスペクトル比（観測結果）

一方，丘陵地に位置する釧路地方気象台（図－4.24）の敷地では，建物1階（KUS）で気象庁87型強震計による記録が，地表（KSR）において建設省建築研究所（当時）のSMAC-MD型強震計による記録が得られている．敷地内における両観測点の位置関係を図－4.28に示す．両観測点の記録（NS成分）を図－4.29に示す．地表（KSR）ではもともとN063E成分とN153E成分が得られているが，ここでは座標変換してNS成分を求めた．両観測点で得られた記録（建物短辺方向成分）の応答スペクトル比（KUS/KSR）を求めると，周期0.5sで2.5程度のピークを示すことが知られている（壇，1995）．また，同じ地点で得られた弱震時の記録について同様に応答スペクトル比を求めると，ピークは0.3sに生じることが知られている．



図－4.28 釧路地方気象台の強震計位置．壇他（1995）に加筆．



図－4.29 釧路地方気象台で得られた加速度記録の NS 成分

壇（1995）は、建物と地盤の非線形相互作用解析を実施し、応答スペクトル比のピークの 0.3s（弱震時）から 0.5s（強震時）への移動が非線形相互作用の結果として説明できることを示した．しかし、ピークの値そのものを再現することはできず、他の要因、例えば、翠川・松岡（1994）が指摘しているようなレーダー塔の衝突などの要因を考える必要があると結論付けている．いずれにしても、建物 1 階の記録は、地盤・構造物の複雑な非線形挙動の影響を受けていると考えられる．一方、地表観測点（KSR）直下の地盤の非線形挙動について、壇（1995）は次のような評価を行っている．まず、ボーリング杭 A（図－4.28）での調査結果に基づき、表－4.5 に示すような表層地盤モデルを作成した．このモデルに基づき、モデル下端（GL-20m）から上端（地表面）までの伝達関数を算定し、伝達関数のピークは弱震時の 4Hz から釧路沖地震時には 3Hz まで低下したと推定している．

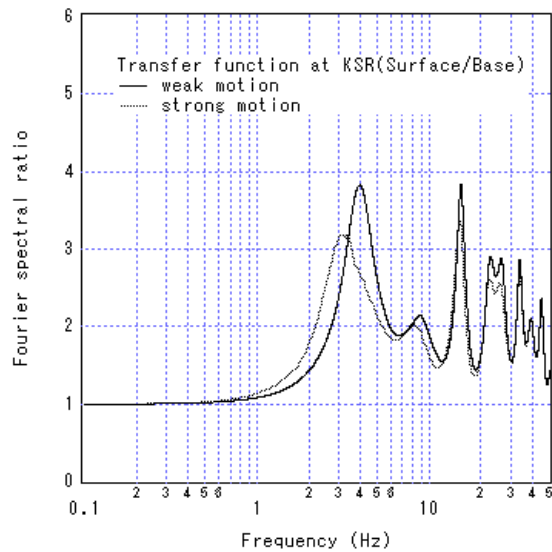
表－4.5 ボーリング杭 A における地盤調査結果（壇，1995）

層厚 (m)	土質名	単位体積 重量 (t/m ³)	S波速度 (m/s)
0.20	盛土 碎石	1.56	110
0.50	盛土 中砂	1.56	110
0.30	盛土 礫混じりシルト質火山灰	1.56	110
0.40	盛土 礫混じりシルト質火山灰	1.56	140
0.50	盛土 中砂	1.56	140
4.95	シルト質火山灰	1.63	140
1.30	火山灰	1.67	260
3.25	火山灰質細砂	1.78	310
1.10	火山灰質中砂	1.78	310
1.50	火山灰質微細砂	1.78	310
0.60	礫混じり火山灰質粗砂	1.78	350
2.55	火山灰質細砂	1.78	350
2.85	砂岩	1.89	650

山本他(1995)は、釧路地方気象台における弱震時と強震時のサイト特性の評価を行っている。このとき、地表で得られた釧路沖地震の記録のフーリエスペクトルを、統計的グリーン関数法で算定した基準スペクトルで除すことにより、強震時のサイト特性を求め、これを弱震時のサイト特性と比較することにより、2Hz以上の周波数帯域において、強震時のサイト特性の方が小さいと結論付けている。しかしながら、基準スペクトルの算定に用いた Kakehi et al. (1994) の震源モデルは厚岸・浦河・八戸の3地点での記録と整合するように求められており、これら3地点はいずれも震源から見て釧路と同じ方位にあるとは言えないから、この震源モデルが釧路の方位への radiation を正確に表現し得ているかと云う点については未解明となっている。

上記の知見を踏まえ、本稿での解析に適した観測点を選定する。

非線形挙動の影響を明らかに受けている観測点として、以下においては釧路・Gを対象とする。このとき、解析に用いる震源モデルに求められる条件は、釧路の方位への radiation を正確に表現することである。このことを念頭におくと、震源モデルの構築に用いる観測点として、釧路市内の観測点がぜひとも必要である。しかしながら、釧路地方気象台の建物1階の観測点(KUS)の記録は、地盤・構造物の複雑な非線形挙動の影響を受けていると考えられるので、震源モデルの構築に用いることができない。一方、地表観測点(KSR)でも、上述の壇(1995)の検討結果から、地盤の非線形挙動があったものと推定される。しかし、ここでは表層地盤の層厚が小さいので、非線形挙動の影響は、比較的高い周波数帯域にとどまっていた可能性も考えられる。そこで、表-4.5のモデルに基づいてあらためて弱震時と強震時の表層地盤の伝達関数(地表波/基盤波)を求めた。ここに言う基盤波とは砂岩層(表-4.5)上端における上昇波の2倍の振幅を持つ波のことである。強震時の伝達関数は、KSRにおける釧路沖地震の観測波(NS成分)を表-4.5のモデルの地表に入力して、等価線形の地震応答計算プログラムFDEL(杉戸他, 1994)を用いて求めた。算定結果を図-4.30に示す。伝達関数のピークが弱震時の4Hzから釧路沖地震時に3Hzまで低下すると云う算定結果は壇(1995)の結果と調和的である。ここで2Hz以下の比較的低い周波数帯域に着目すると、弱震時と釧路沖地震時の伝達関数には大きな差がないことがわかる。そこで、2Hz以下の周波数帯域に限って言えば、釧路地方気象台の地表(KSR)の記録は非線形挙動の影響を受けていないものと考え、KSRの記録を震源モデルの構築に用いることとした。



図－4.30 KSR における弱震時と強震時の表層地盤の伝達（計算結果）

4.6.2 震源モデル

経験的グリーン関数法のための既往の震源モデルとしては、上述の Kakehi et al. (1994) のものと森川・笹谷 (2002) のものに加え、本論文の第 3 章で求めた複数円形アスペリティモデルがある。しかし、これらのモデルはいずれも釧路市内の観測点を用いていないので、釧路の方位への radiation を正確に表現し得ているかどうかは不明である。そこで、経験的グリーン関数を用いたインバージョン手法により、釧路沖地震の震源モデルを求める。経験的グリーン関数としては、1993 年 2 月 4 日 23 時 43 分に発生した最大余震の記録を用いる。この余震の震源は東経 144 度 16.9 分、北緯 42 度 57.2 分、深さ 94.7km、気象庁マグニチュード 4.9 である。

インバージョンには、釧路地方気象台の地表観測点（KSR）で得られた SMAC-MD 型強震計の記録の他、根室（NEM）と浦河（URA）の気象庁 87 型強震計の記録を用いた。図－4.31 にこれらの観測点を示す。余震波形の NS 成分を周波数領域で積分し、0.3・2.0Hz の帯域通過フィルタに通した速度波形をグリーン関数として用いた。また本震波形の NS 成分に同様の処理をほどこして得た速度波形をインバージョンのターゲットとした。解析に用いる周波数帯域の下限は余震記録の精度を考慮して定めた。本震波形の主要動部分を含む 30 秒間をインバージョンのターゲットとした。

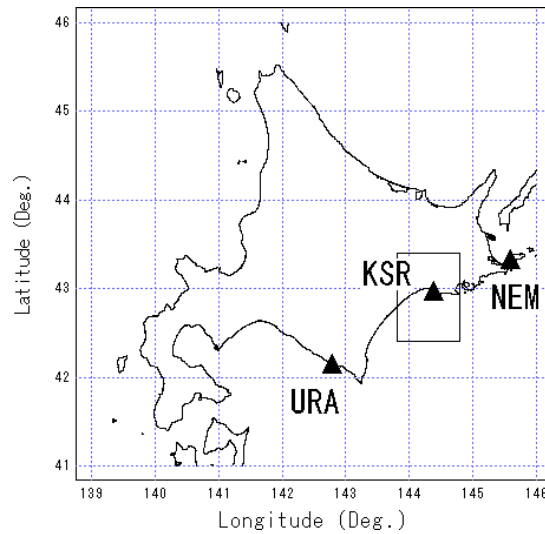


図-4.31 インバージョンに用いた観測点

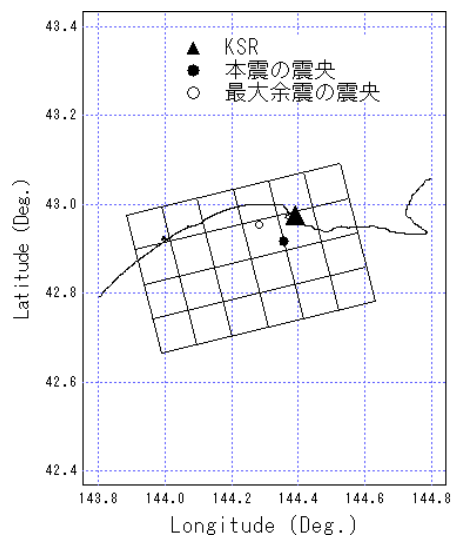


図-4.32 仮定した断層面. 図-4.31 の長方形の部分を拡大して示している.

インバージョンは Hartzell and Heaton (1983) の方法に基づいている. 気象庁の震源を含む $60\text{km} \times 40\text{km}$ の断層面 (走向 76° , 傾斜 0°) を仮定し (図-4.32), この断層面を 30×20 に分割して, それぞれの領域では, 破壊フロント通過後の 1.2 秒間に 4 回のすべりが許されるものとした. 各々のすべりによるモーメント解放量が余震モーメントの何倍であるかを未知数としてインバージョンを行う. インバージョンの自由度は $30 \times 20 \times 4 = 2400$ である. 破壊フロントは, 気象庁発表の震源時刻から, 気象庁の震源を中心として同心円状に速度 2.6km/s で広がるものとし, 基盤の S 波速度は 4.6km/s とした. インバージョンには非負の最小自乗解を求めるためのサブルーチン (Lowson and Hanson, 1974) を用いた. また, すべりの時空間分布を滑らかにするための拘束条件を設けた. 本震と余震のメカニズムの違いは大きくないので (Ozel et al., 1999), ラデ

イエーションパターンの補正は実施していない．NEM と URA については，記録のヘッダに記載された絶対時刻の情報をそのまま用いている．ただし KSR については，ヘッダに記載された絶対時刻の情報がやや不自然に思われたので，KUS の記録との比較から絶対時刻を求め直して，その値を用いた．

図-4.33 に，インバージョンの結果として得られた合成波と観測波の比較を示す．両者の一致はおおむね良好である．図-4.34 におおまかな最終すべり量の分布を示す．ここでのインバージョンでは，直接には各々の小断層におけるモーメント解放量の余震モーメントに対する比が明らかになるだけであるが，ここでは余震のモーメントマグニチュードが気象庁マグニチュードで近似されると仮定して，おおまかな最終すべり量の分布を求めている．同図によれば，破壊開始点（図-4.34 の★）から 10km ほど西に顕著なサブイベントのあることがわかる．根室・釧路・浦河の 3 地点の記録は，ほぼ 1 つのサブイベントの破壊で説明がつくことになる．釧路沖地震については，Ide and Takeo (1996) が水平成層構造に関する理論的なグリーン関数を用いて根室・釧路・浦河・網走の記録と調和的な震源モデルを求めているが，これは主に 3 つのサブイベントからなるモデルである．森川・笹谷 (2002) のモデルおよび本論文第 3 章の複数円形アスぺリティモデルも，Ide and Takeo (1996) のモデルを参考にして求めたものなので，3 つのアスぺリティから構成されている．しかし，経験的グリーン関数を用いた波形インバージョンにより得られた上記のモデルはよりシンプルである．経験的グリーン関数法では，地下構造の複雑な影響はグリーン関数に反映されているので，地下構造の影響が震源に押しつけられることがないため，シンプルな震源モデルが求まったとも解釈できる．

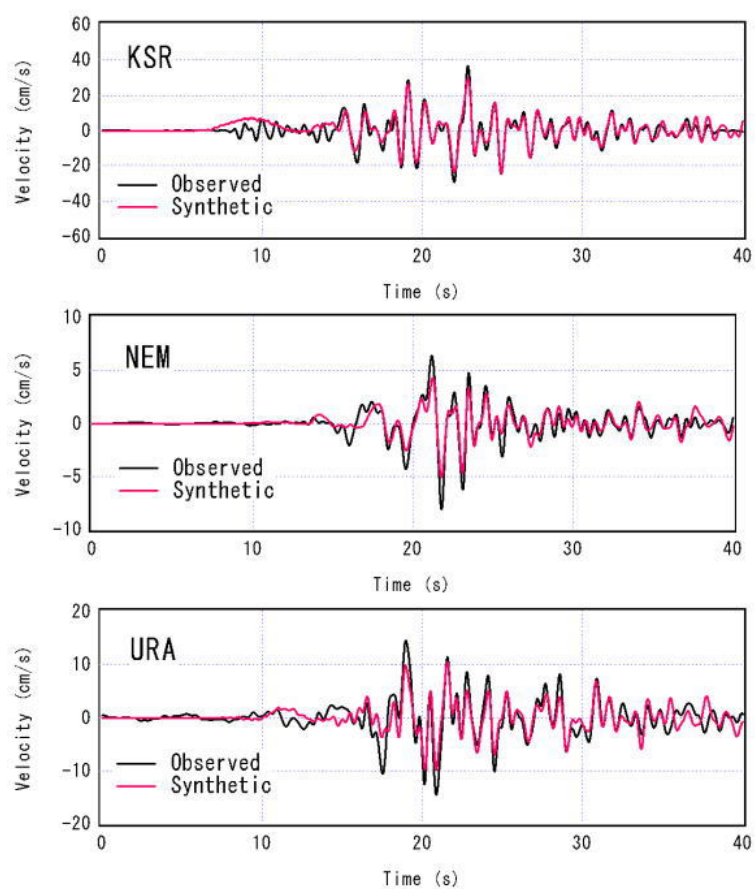


図-4.33 インバージョンに用いた観測点における観測波と合成波

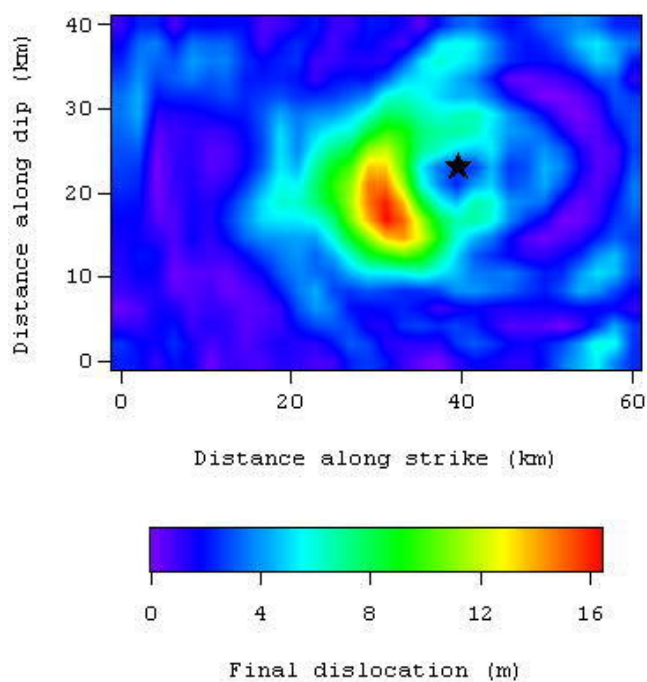
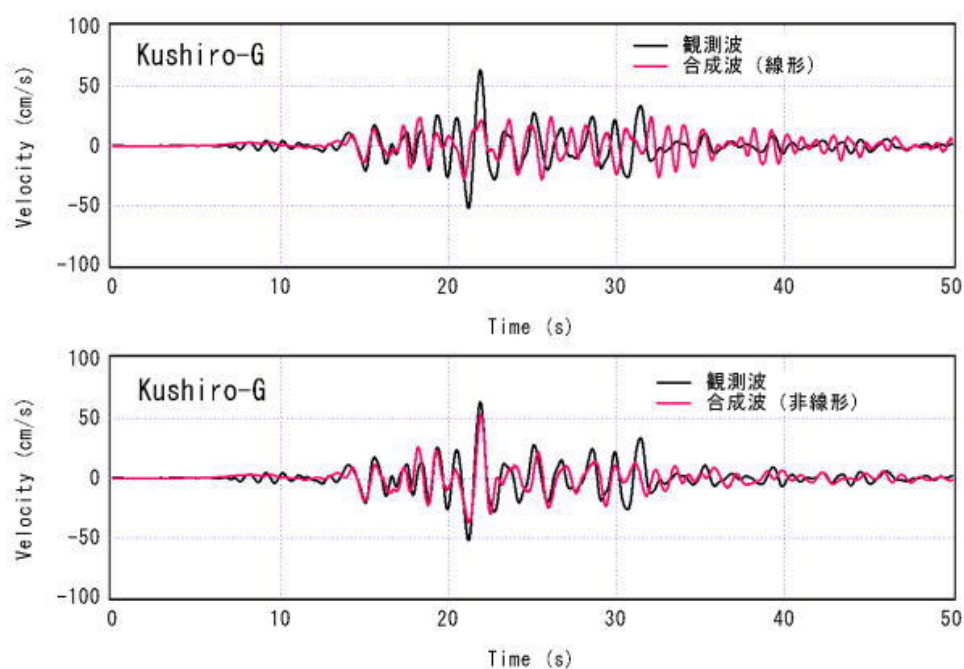


図-4.34 1993 年釧路沖地震のおおまかな最終すべり量

4.6.3 表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーション

さて、ここで得られた震源モデルを用い、釧路港の地表観測点（釧路-G）で得られた余震波形をグリーン関数として本震波形を計算する．まず，非線形性を全く考慮せずに合成を行い，その結果を観測波と比較したところ，図－4.35（上段）に示すように，最大振幅は過小評価となり，また，25s 以降の波形後半の位相もあまり良好に再現されない結果となった．次に，上述の非線形パラメタを用いて合成を行った．非線形パラメタの値は，試行錯誤により，本震波形の振幅と位相が最も良く再現される値を選択することとした．振幅と位相の一致度は目視により判定した．その結果， $\nu_1=0.87$ ， $\nu_2=0.01$ が選択された．これらの値は，堆積層内の S 波速度が平均的には線形時の 87%であること，堆積層内の減衰定数が平均的には線形時より 0.01 だけ大きいことに対応する．非線形パラメタを用いた合成結果と観測波との比較を図－4.35（下段）に示す．非線形パラメタを用いることにより，観測波の振幅を良好に再現できること，波形後半の位相も改善できることがわかる．



図－4.35 釧路-G における観測波と合成波との比較．（上）線形（下）非線形．

4.7 2001 年 Nisqually 地震への適用

4.7.1 シアトル市内の強震観測地点と強震記録

2001 年 2 月 28 日に米国ワシントン州で発生した Nisqually 地震 (18:54:32 UTC, $d=52\text{km}$, $M_w6.8$) および 3 月 1 日に発生したその余震 (9:10:20 UTC, $d=54\text{km}$, $M_L3.4$) ではシアトル市内の人工地盤, 沖積地盤, 洪積地盤, 第三紀堆積岩など種々の地盤上で記録が得られた. Frankel et al. (2002) はこれらの記録の解析を行い, 人工地盤および沖積地盤上の記録は地盤の非線形挙動の影響を受けていることを示した. 彼らの解析は主に観測点間のフーリエスペクトルの比を対象とした周波数領域での解析であった. 本研究では, 4.2 で提案した手法を適用し, 時間領域での解析を通じ, 表層地盤の非線形挙動の影響を解明する.

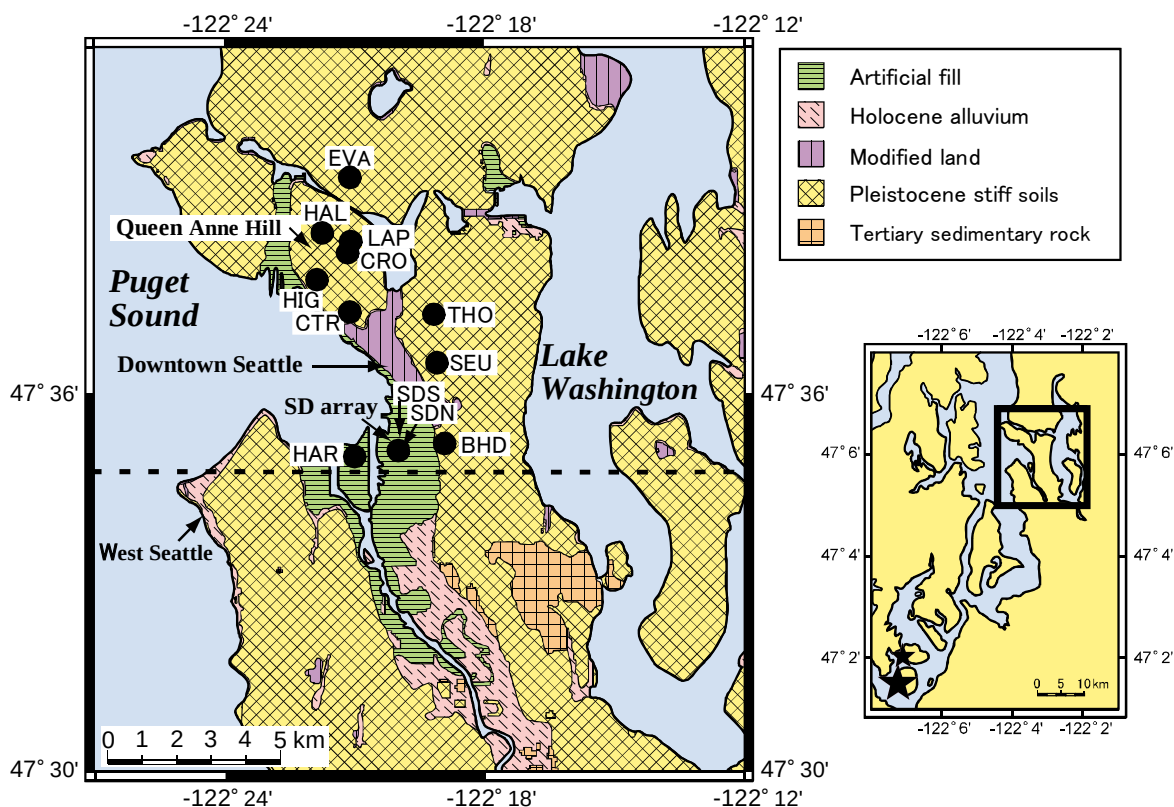


図-4.36 本研究で用いた観測点と表層地質 (Frankel et al., 2002) および本震と余震の震央 (★)

図-4.36 には解析に使用した 12 の観測点 (<http://groundmotion.cr.usgs.gov>) を示す. HAR, SDN, SDS の三つの観測点は人工地盤上に位置している. BHD, SEU, THO, CTR, HIG, CRO, LAP, HAL, EVA の洪積地盤上に位置している. 表-4.6 に観測点の座標等を示す. 表-4.6 に示す最大速度は radial 成分に関するものである. 表層地盤の条件に加え, これらの観測点がシアトル堆積盆地の中に位置していることは重要で

ある．このためこれらの観測点では本震時に盆地生成表面波が観測されている (Frankel et al., 2002)．この事実は，これらの観測点におけるデータを解釈する上で重要である．
 図－4. 36 の破線はシアトル断層のおよその位置を示すが，これはシアトル堆積盆地の南側境界に相当する (Frankel et al., 2002)．

表－4. 6 本研究で用いた観測点

Station Name	Latitude (degrees)	Longitude (degrees)	Elevation (meters)	Soil Type	PGV (cm/s)
BHD	47.5864	-122.3158	95	Pleistocene stiff soils	18.0
SEU	47.6078	-122.3178	88	Pleistocene stiff soils	6.1
THO	47.6205	-122.3190	100	Pleistocene stiff soils	6.1
CTR	47.6207	-122.3514	43	Pleistocene stiff soils	8.3
HIG	47.6292	-122.3641	98	Pleistocene stiff soils	7.5
CRO	47.6371	-122.3514	117	Pleistocene stiff soils	7.4
LAP	47.6393	-122.3505	113	Pleistocene stiff soils	10.3
HAL	47.6418	-122.3616	83	Pleistocene stiff soils	10.0
EVA	47.6557	-122.3509	59	Pleistocene stiff soils	6.9
HAR	47.5837	-122.3501	4	Artificial fill	27.5
SDN	47.5856	-122.3315	5	Artificial fill	30.9
SDS	47.5833	-122.3315	5	Artificial fill	37.9

Frankel et al. (2002) はスペクトル比の解析に基づき洪積地盤の応答がほぼ線形であったと指摘している．そこで本研究では震源モデル作成のためのインバージョンに洪積地盤上の記録を用いることとした．しかしながら，図－4. 2 の考察から，本震波形の後続位相は表層地盤の非線形挙動の影響を比較的受けやすいものと考えられるので，後続位相はインバージョンの対象外とした．表層地盤の非線形挙動がこれら観測点における後続位相に及ぼした影響については後に議論する．人工地盤上の観測点については Frankel et al. (2002) が表層地盤の非線形挙動の証拠をいくつか見いだしている．例えば卓越周波数の低周波側への移動，S 波に続くスパイク状のピーク，10-20Hz における増幅等である．

解析に使用する成分は次のように定めた．図－4. 37 に BHD における本震と余震の速度波形の比較を示す．余震波形の振幅を 1000 倍し，S 波の到来時刻を揃えて示している．残念ながら transverse 成分については S 波第一波の極性が本震と余震で一致していない．これは本震と余震のメカニズムが一致していないためであると考えられる．そこで，ここでは経験的グリーン関数法により本震の radial 成分のみモデル化することとした．

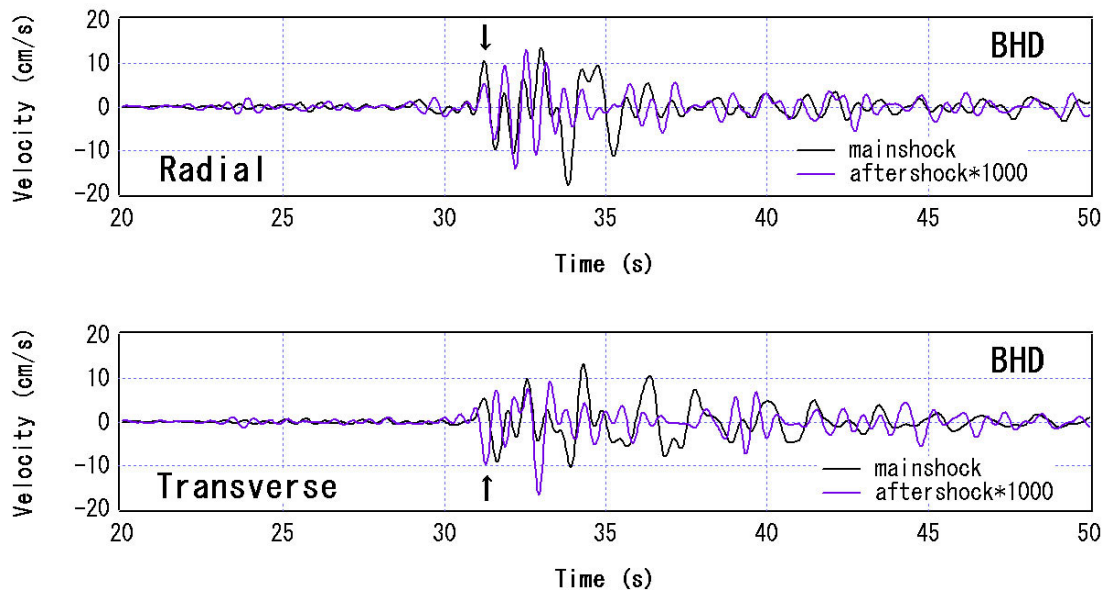


図-4.37 BHD における本震と余震の速度波形 (radial 成分と transverse 成分)

4.7.2 震源モデル

経験的グリーン関数法により 2001 年 Nisqually 地震の震源モデルを構築する. 3 月 1 日に発生した余震 ($M_L 3.4$) の記録を経験的グリーン関数として用いる. 本震と余震の震央を図-4.36 に示す. 震源距離がかなり大きいので, シアトル市内のいくつかの観測点に対して構築された震源モデルはシアトル市内の他の観測点に対しても有効であると考えられる. この点については後述する. 洪積地盤上の五つの観測点, すなわち, BHD, SEU, THO, LAP, CTR をインバージョンに用いることとした. 岩盤サイトである ALK, BRI, SEW は, 余震記録の振幅が小さく S/N 比が良好でないためインバージョンには用いなかった. 本震の加速度記録 (NS 成分と EW 成分) を $0.4\text{--}2.0\text{Hz}$ のバンドパスフィルタに通し, 周波数領域で積分し, 座標変換して radial 成分の速度波形を求めた. 余震の加速度記録に同様の処理を施したものを経験的グリーン関数とした. 本震波形の S 波第一波を含む 5 秒間をインバージョンに用いることとした (図-4.38 のハッチングを施した部分).

インバージョンは Hartzell and Heaton (1983) の方法に基づいている. 断層面の走向と傾斜は東京大学地震研究所の CMT 解に基づきそれぞれ 1° , 62° とした. 震源を含む大きさ $30\text{km} \times 30\text{km}$ の断層面を仮定し, この断層面を 30×30 に分割して, それぞれの領域では, 破壊フロント通過後の 1.2 秒間に 4 回のすべりが許されるものとした. 各々のすべりによるモーメント解放量が余震モーメントの何倍であるかを未知数としてインバージョンを行う. インバージョンの自由度は $30 \times 30 \times 4 = 3600$ である. 破壊フロントは震源から同心円状に速度 2.8km/s で広がるものとし, 基盤の S 波速度は 4.6km/s とした. インバージョンには非負の最小自乗解を求めるためのサブルーチン (Lowson and Hanson, 1974) を用いた. また, すべりの時空間分布を滑らかにするための拘束

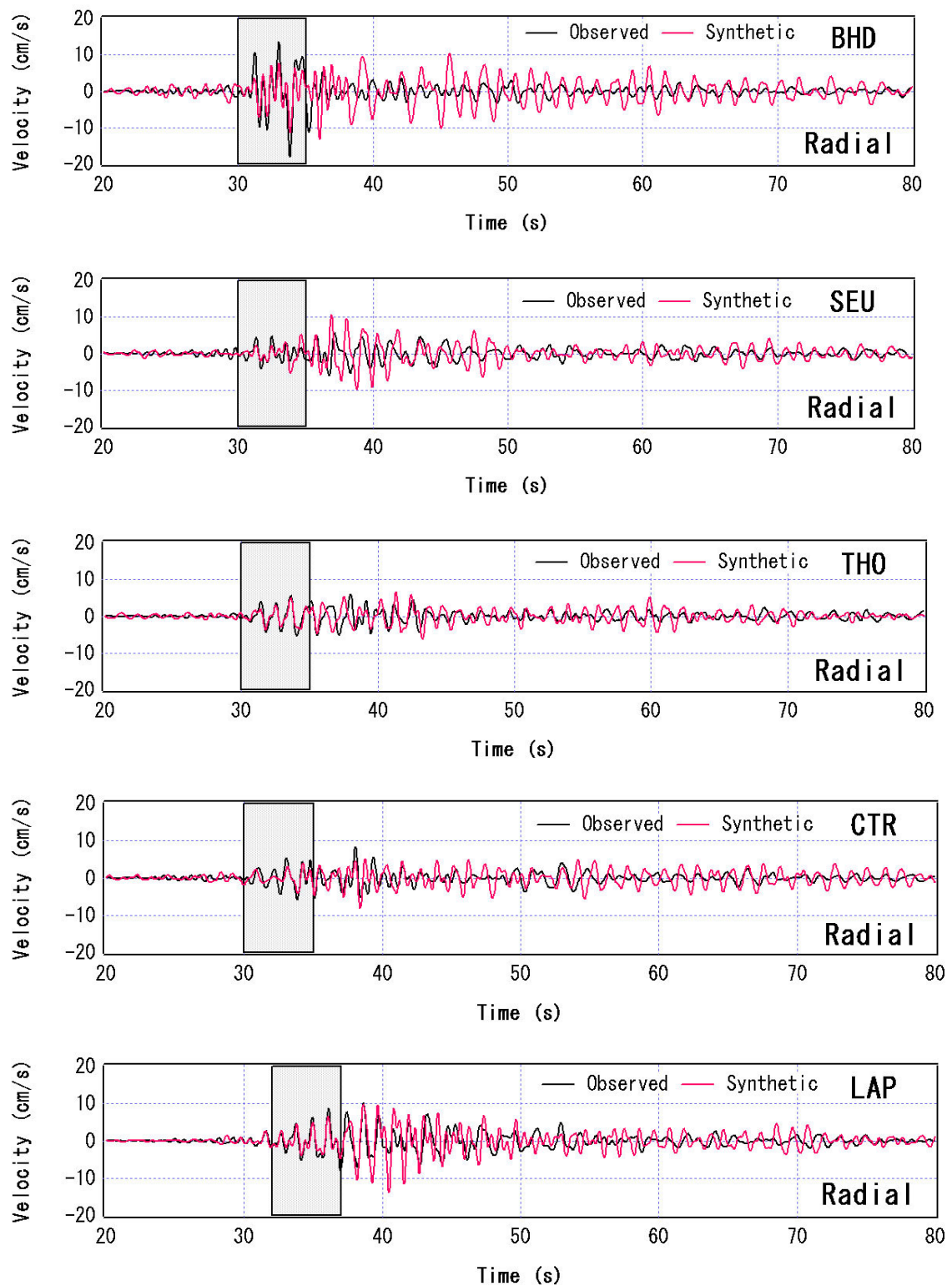


図-4.38 インバージョンに用いた観測点における観測波と合成波の比較（線形）

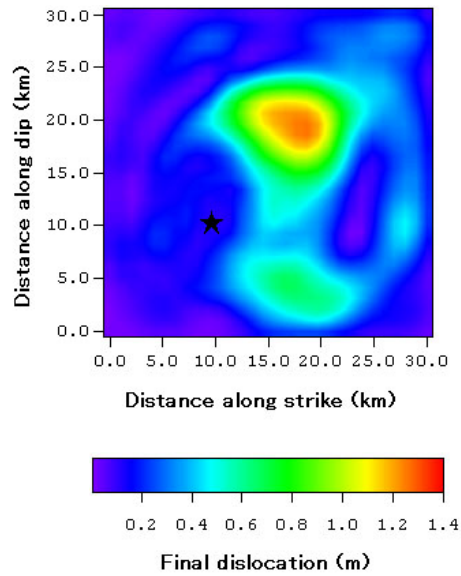


図-4.39 2001 年 Nisqually 地震のおおまかな最終すべり量

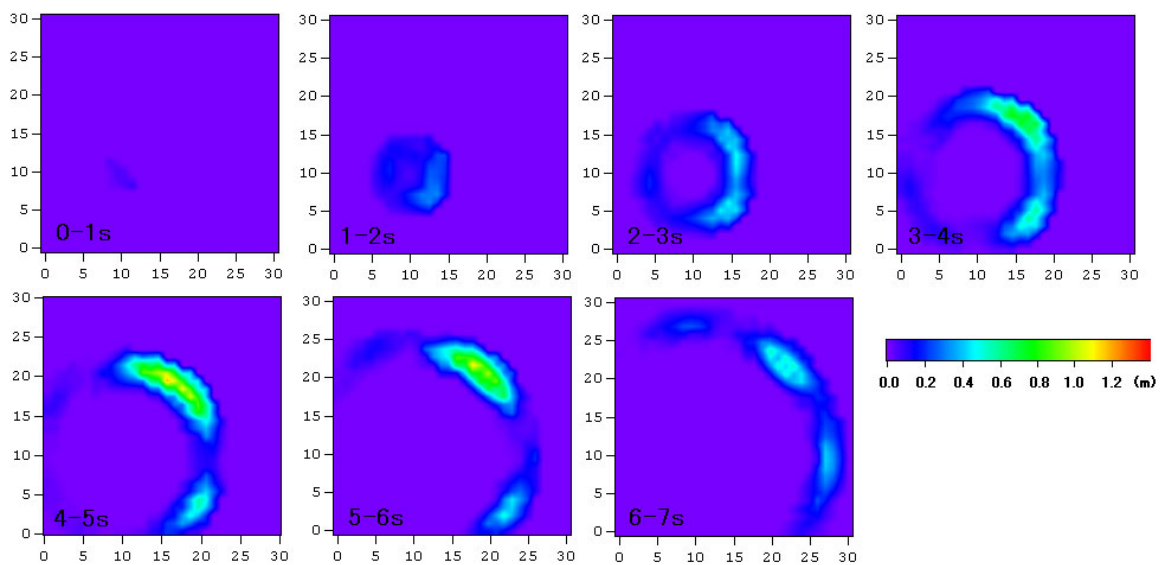


図-4.40 2001 年 Nisqually 地震の 1 秒毎のすべり量

条件を設けた．記録のヘッダに記載された絶対時刻の情報を用いた．

図-4.38 に，インバージョンの結果として得られた合成波と観測波の比較を示す．両者の一致はおおむね良好である．図-4.39 におおまかな最終すべり量の分布を示す．ここでのインバージョンでは，直接には各々の小断層におけるモーメント解放量の余震モーメントに対する比が明らかになるだけであるが，ここでは余震のモーメントマグニチュードがローカルマグニチュードで近似されると仮定して，おおまかな最終滑り量の分布を求めている．図-4.39 のモデルのモーメントマグニチュードは $M_w 6.7$ となっており，これは USGS による値 ($M_w 6.8$) よりも若干小さい値となっている．主要なアスペ

リティは震源（★）から約 10km 離れた場所に位置している。図－4.40 は 1 秒毎のおおまかなすべり量を示す。

図－4.38 に示すようにインバージョンに用いた部分（ハッチングをした部分）については観測波と合成波は良く一致している。しかしながら後続位相の振幅は過大評価となっている。これは、後述のように、堆積盆地内に捉えられた波線（図－4.1）に沿って一部の媒質が非線形挙動を示したためとも考えられる。非線形挙動の影響を比較的受けにくいと考えられる S 波第一波を含む部分が良好に再現されていることから、図－4.39 に示すモデルが、ここで用いているデータセットから得られる最良のモデルであると判断される。

震源モデルの妥当性をさらに検討するため、図－4.39 の震源モデルを用いて、インバージョンに用いなかった洪積地盤上の観測点における合成波を計算し、観測波と比較した。HIG, CRO, HAL, EVA における結果を図－4.41 に示す。S 波第一波を含む部分（ハッチングをした部分）が良好に再現されることから、震源モデルは妥当なものと判断される。このようにいくつかのサイトに対して求めた震源モデルが他のサイトに対しても有効である理由の一つとして、震源距離が比較的大きいことが挙げられる。これらの観測点においても後続位相は過大評価となっているが、これは後述のように非線形挙動の影響であると考えられる。

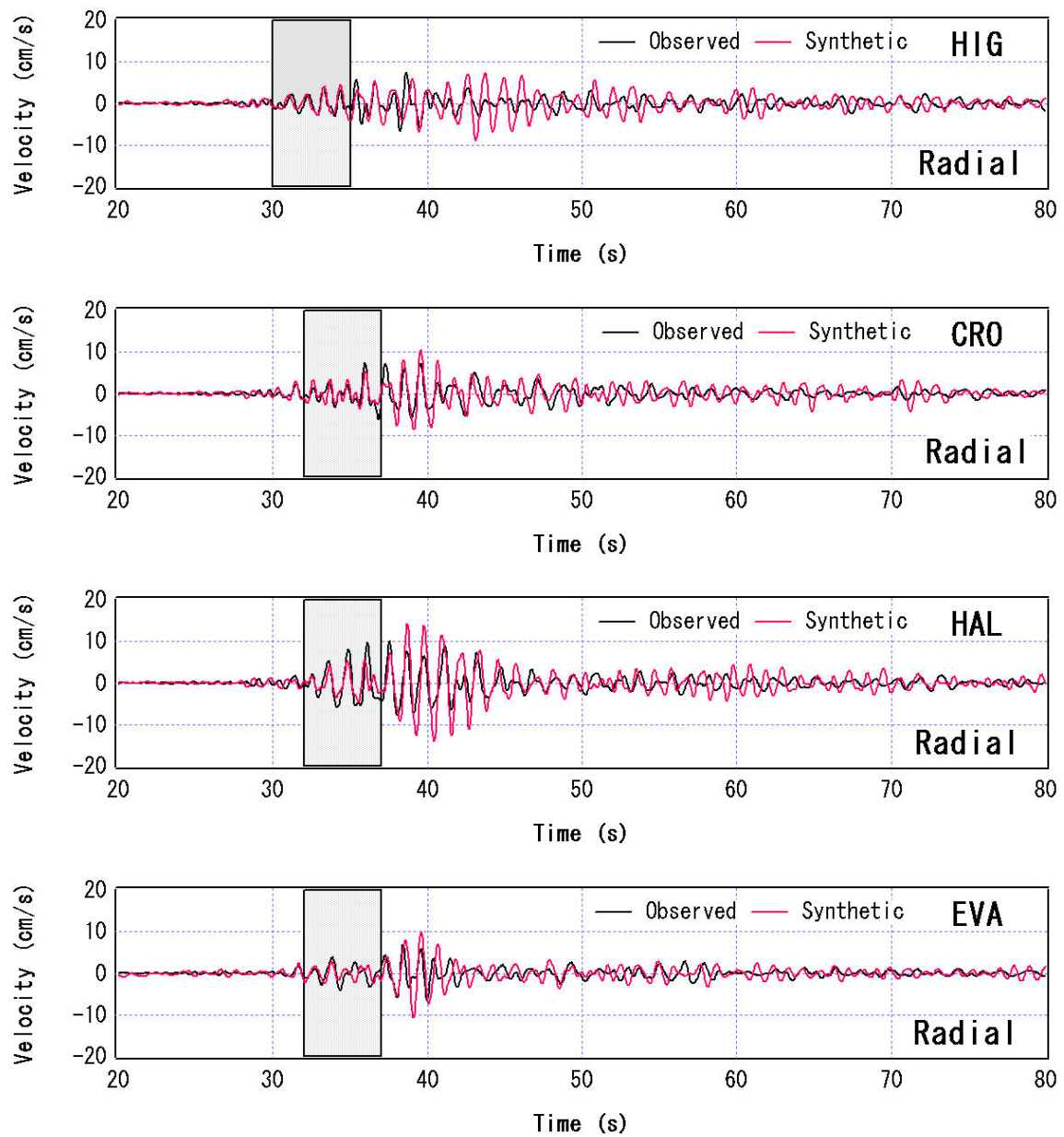


図-4.41 インバージョンに用いなかった観測点における観測波と合成波の比較(線形)

4.6.3 表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーション

図－4.39 の震源モデルと 4.2 で述べた非線形パラメタを用い、表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーションを実施する。ただし、減衰定数の増分を意味するパラメタ ν_2 に関しては、波形の再現性の観点から、周波数に依存するものを考慮することとした。具体的には $\nu_2 \propto f$ とした。

すでに示したように、非線形性を考慮しない波形合成では、洪積地盤上の観測点における後続位相は過大評価となっていたが、これらの後続位相は盆地生成表面波であると考えられており (Frankel et al., 2002)、これが過大評価となる要因としては多重非線形効果 (図－4.1) が考えられる。そこで試行錯誤によりサイト毎に最適な非線形パラメタの値を同定した。結果を表－4.7 に示す。これらの非線形パラメタを用いた合成波は図－4.42 に示すように観測波と良く一致している。非線形性を考慮しない結果 (図－4.38 および図－4.41) と比較すると、非線形パラメタの導入により結果が改善されたことがわかる。このとき用いた ν_2 の値 (1Hz) は、BHD と SEU を除けば、わずか 0.005 である。これは、定義によれば、波線に沿った媒質の減衰定数が平均して 0.005 だけ増加することを意味する。このようなわずかな増加でも、後続位相の振幅に対して大きな影響をもたらしているのは、後続位相に対応する波線が堆積層内に長くとどまるためである。図－4.38 と図－4.41 に見られる波形の不一致は、必ずしも、サイト直下の地盤が非線形挙動を示したことを意味しない。波線に沿った媒質の一部が非線形挙動を示したことを意味するものである。BHD と SEU は洪積地盤上の観測点であるにもかかわらず、波形の再現のため比較的小さな ν_1 と比較的大きな ν_2 を用いる必要があったが、一つの解釈として、これらの観測点は顕著な非線形挙動を示した人工地盤に近いので、これらの観測点の後続位相を構成する波線の一部が人工地盤を経由したためとも考えられる。

表－4.7 解析に用いた非線形パラメタ (ν_2 は 1Hz での値)

Station Name	Soil type	PGV (cm/s)	ν_1	ν_2
BHD	Pleistocene stiff soils	18.0	0.68	0.050
SEU	Pleistocene stiff soils	6.1	0.89	0.010
THO	Pleistocene stiff soils	6.1	1.00	0.005
CTR	Pleistocene stiff soils	8.3	1.00	0.005
HIG	Pleistocene stiff soils	7.5	1.00	0.005
CRO	Pleistocene stiff soils	7.4	1.00	0.005
LAP	Pleistocene stiff soils	10.3	1.00	0.005
HAL	Pleistocene stiff soils	10.0	1.00	0.005
EVA	Pleistocene stiff soils	6.9	1.00	0.005
HAR	Artificial fill	27.5	0.66	0.020
SDN	Artificial fill	30.9	0.68	0.060
SDS	Artificial fill	37.9	0.65	0.060

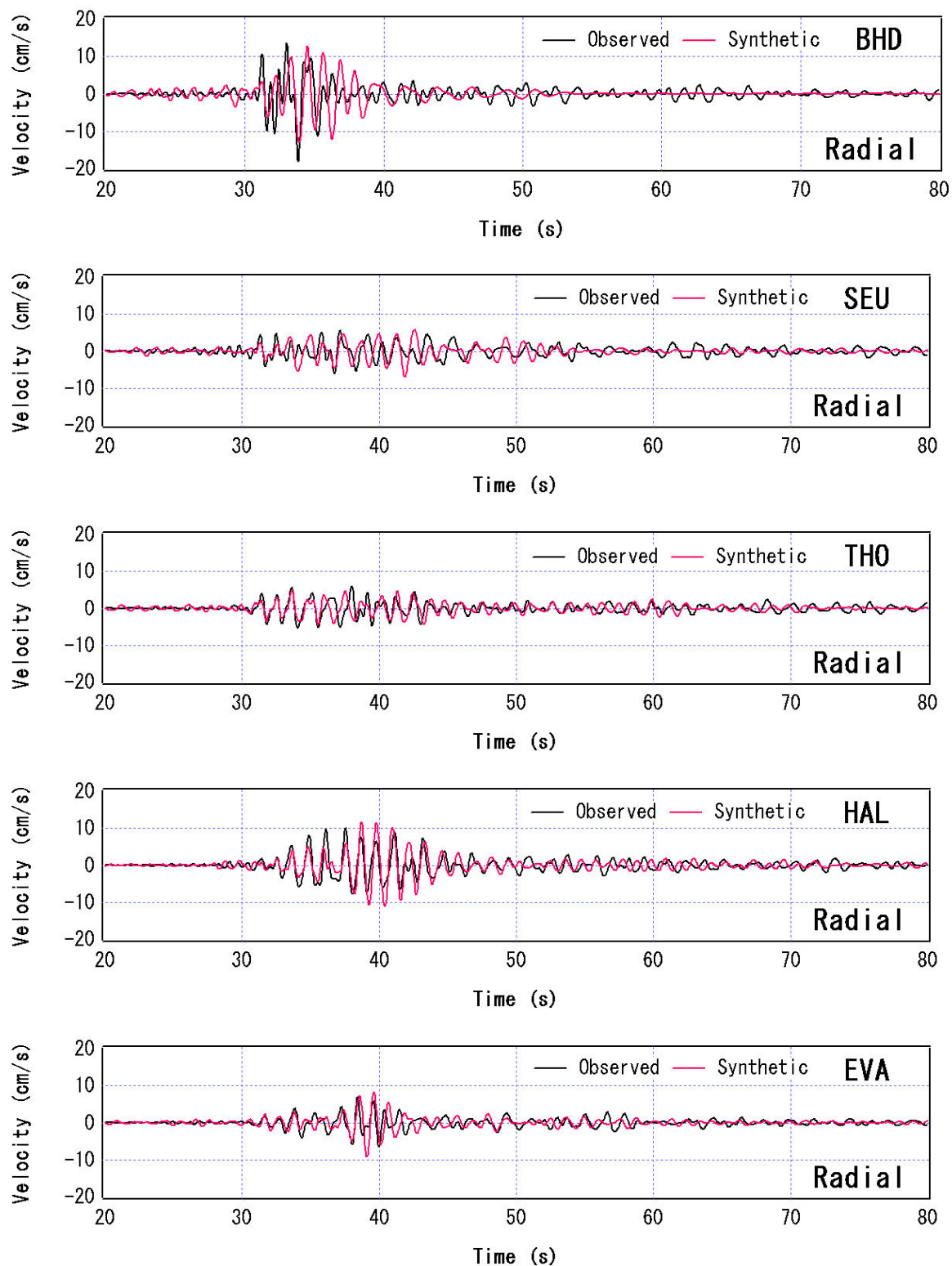
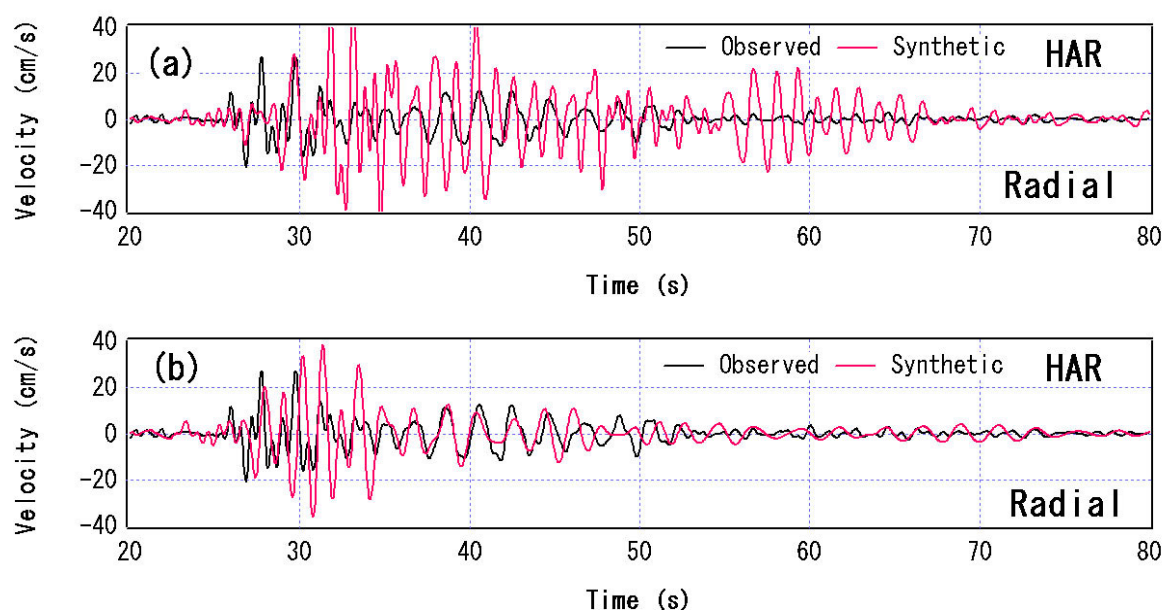


図-4.42 洪積地盤上の観測点における観測波と合成波の比較（非線形）

同様の解析を人工地盤上の観測点（HAR，SDN，SDS）に対しても適用した．まず，表層地盤の非線形挙動を考えずに HAR における波形を合成したところ，図－4.43(a)に示すように振幅と継続時間を大幅に過大評価する結果となった．この差異は洪積地盤上の観測点よりもはるかに大きい．もしも表層地盤の非線形挙動がなければ HAR における本震の地震動は 40cm/s を越えていたと考えられる．次に，表層地盤の非線形挙動を考慮した解析を実施した．非線形パラメタは試行錯誤により $\nu_1=0.66$ ， $\nu_2=0.02$ (1Hz) とした．その結果，図－4.43 (b) に示すように，合成波の振幅と継続時間は観測波に近づいた．後続波の位相 (35-45 秒) も改善された．Frankel et al. (2002) は HAR における線形時の地盤の固有振動数 0.6Hz が本震時には 0.45Hz まで低下した可能性を指摘しているが，これは S 波速度が線形時の 0.75 倍となったことに相当する．この値は，Frankel et al. (2002) がスペクトル比の解析にスムージングを適用していることを考慮すれば，本研究で求めた $\nu_1=0.66$ に良く一致していると言える．さて，図－4.43 (b) の結果において，30-35 秒の振幅は過大評価となっている．これは，本研究で用いている簡便な方法では，表層地盤の物性の非正常性を十分に表現できないためであると考えられる．



図－4.43 HAR における観測波と合成波の比較．（上）線形（下）非線形．

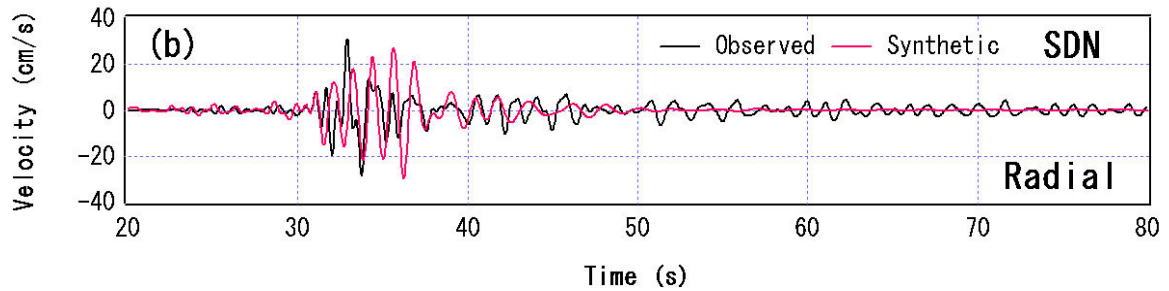
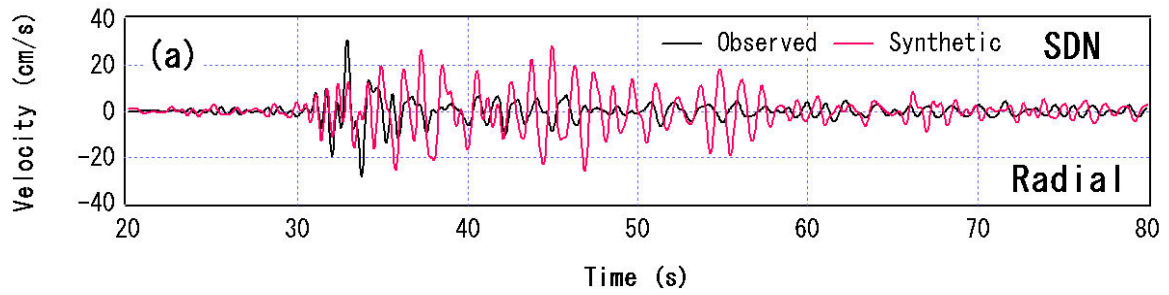


図-4.44 SDNにおける観測波と合成波の比較。(上)線形(下)非線形。

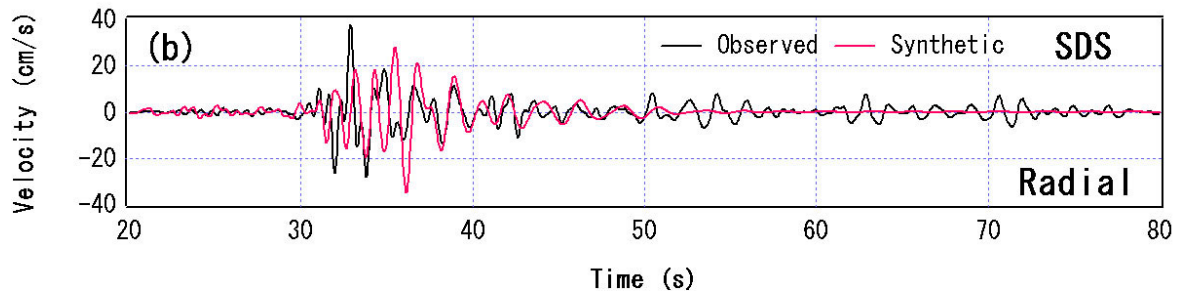
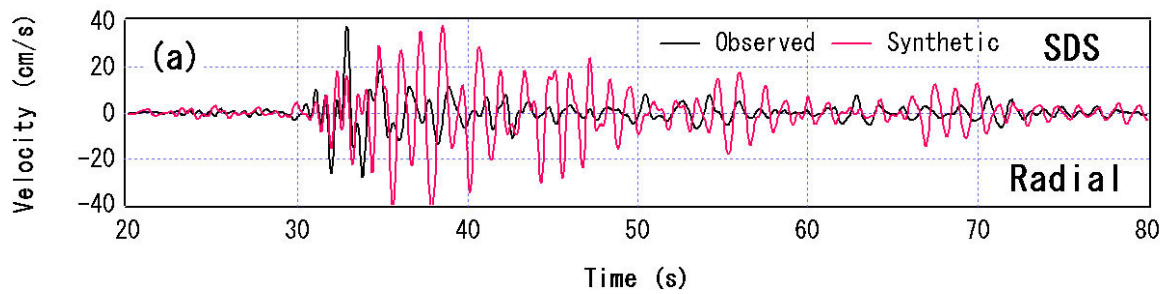


図-4.45 SDSにおける観測波と合成波の比較。(上)線形(下)非線形。

同様の解析を、同じく人工地盤上の観測点である SDN, SDS に対しても適用した。表層地盤の非線形挙動を考えずに合成した波は、30 秒以上も続く長い揺れに特徴づけられ、観測波と一致しない(図-4.44 (a) および 図-4.45 (a))。そこで、表層地盤の非線形挙動を考慮した解析を実施した。非線形パラメタは試行錯誤により $\nu_1=0.65-0.68$, $\nu_2=0.06$ (1Hz) とした。その結果、図-4.44 (b) および 図-4.45 (b) に示すように、合成波と観測波の一致度は大幅に改善された。Frankel et al. (2002) は SDS における線形時の地盤の固有振動数 0.65Hz が本震時には 0.35Hz まで低下した可能性を指摘し

ているが，これは S 波速度が線形時の 0.54 倍となったことに相当する．この値は本研究で求めた $v_1=0.65$ に良く一致している．図-4.44 (b) および図-4.45 (b) の結果において 35 秒付近の振幅は過大評価となっているが，これは，本研究の方法が簡便法であるため，表層地盤の物性の非定常性を十分に表現できていないためであると考えられる．

4.8 非線形パラメタの比較

以上の結果は、既存の強震記録の再現を目指す **postdiction** としては成功しているが、同様の方法を **prediction** に適用しようとするれば、非線形パラメタの設定方法の確立が不可欠である。

まず、非線形パラメタに影響を及ぼす要因を列挙すると、次の通りとなる。

①表層地盤を構成する材料（砂・粘土など）

②地震動の振幅

③表層地盤と深層地盤の層厚比

このうち、表層地盤の材料と地震動の振幅については、サイト直下のみならず、**図-4.1**に示すように盆地端部からサイトまでの平均的な傾向が重要となる。③表層地盤と深層地盤の層厚比が影響するのは、ここで提案する非線形パラメタが深さ方向の平均値であるためである。このように、非線形パラメタの値に影響すると考えられる要因が数多く存在する中で、非線形パラメタの設定方法を提案できる状況にはない。しかし、今後の展望を示すためにも、これまでの解析結果を整理しておくことは重要であると考えられる。そこで、本章で用いた非線形パラメタの値について比較検討を行う。

図-4.46 は本研究で **postdiction** に用いた非線形パラメタを縦軸に ν_1 、横軸に ν_2 をとって示したものである。非線形パラメタの値は地盤の物性に依存し、また地盤の物性は堆積環境に依存する。一般に我が国の地盤と米国のそれとでは堆積環境が大きく異なると考えられており、地震動の距離減衰特性に関する研究においても、我が国のデータと米国のデータを区別して扱うことが一般的である（例えば **Fukushima and Tanaka, 1990**）。ここでもこのような慣例に従い、我が国のデータを**図-4.46** (a) に、米国のデータを (b) にプロットしている。ただし、相互に比較しやすいように同一のスケールでプロットを行っている。兵庫県南部地震の **MOT** に関する解析では、非線形パラメタのわずかな変化に対する合成結果の変化が小さく、**MOT** での非線形パラメタの値は今回の合成結果から十分に拘束されているとは言えないと考えられるので、検討から除外した。また、釧路-Gにおいては、 ν_2 を 0.005~0.02 の範囲で変化させても解析結果にあまり変化は見られず、今回の解析からは ν_2 の値を十分に拘束できていないため、プロットに幅を持たせて示している。

また、考察を助ける意味で、土の要素試験（動的変形試験）から得られた地盤材料の **S** 波速度の低下率（すなわち剛性の低下率の平方根）と減衰定数の増分との関係（善・山崎，1987）を**図-4.46** に重ね書きしている。これらの関係においては、もともと、剛性の低下率および減衰定数がせん断ひずみの関数として与えられている。これを一般式として書くと

$$G/G_0=f_1(\gamma) \quad (4.4)$$

$$h=f_2(\gamma) \quad (4.5)$$

である。式 (4.4) および式 (4.5) から γ を消去すると次式が得られる。

$$V_s/V_{s0}=(G/G_0)^{0.5}=[f_1(f_2^{-1}(h_0+\Delta h))]^{0.5} \quad (4.6)$$

この式において、 V_s/V_{s0} および Δh は注目する土の要素に関する値であり、堆積層全体

に関する平均値である ν_1 , ν_2 とは定義が異なるが、堆積層内の媒質が比較的均質である場合には、式 (4.6) から次の $\nu_1 \sim \nu_2$ 関係が導かれる。

$$\nu_1 = [f_1(f_2^{-1}(h_0 + \nu_2))]^{0.5} \quad (4.7)$$

この関係を図-4.46 にプロットしている。砂質土に関するプロットは粘性土に関するプロットよりも傾きが大きいことからわかるように、一般的には砂質土より粘性土の方が剛性の低下に対し減衰定数の増加が著しい傾向にある。

さて、非線形パラメタ ν_1 と ν_2 はもともと合成波と観測波の比較から独立に定めたものであるにも関わらず、図-4.46 (a) (b) を見ると、 ν_1 と ν_2 との間には一定の相関があるように見える。これは、地盤材料の剛性の低下（すなわち S 波速度の低下）と減衰定数の増加は、ひずみレベルを介して互いに関係があるためであると考えられる。図-4.46 (a) (b) のいずれにおいても、赤字で示した最大速度の値が大きい観測点ほど、 ν_1 は小さく ν_2 は大きい傾向にあることがわかる。これは、最大速度の大きい観測点の周辺では地盤のひずみが大きく、そのために地盤の非線形挙動が強いためであろう。ただし最大速度と非線形パラメタとの関係に注目すると、我が国のデータと Nisqually 地震のデータとの間には非常に大きな隔たりがある。Nisqually 地震のシアトル市の場合、地震動の振幅のわりに、地盤は強い非線形挙動を示していたと言える。

さて、我が国のデータに着目し、 $\nu_1 \sim \nu_2$ 関係の傾きに注目すると、釧路・G のデータは他のデータと比較してやや異なる傾向を示していることがわかる。先の述べたように一般には一般的には砂質土より粘性土の方が剛性の低下に対し減衰定数の増加が著しい傾向にある。図-4.23, 図-4.24 に示すように釧路港周辺の地盤は砂質土が主体であるため、1993 年釧路沖地震の際、剛性の低下が著しかったのに対し、減衰定数の増加はさほどでもなかったと解釈することが可能である。これに対して、1995 年兵庫県南部地震の際には、阪神地域の地盤に広く分布する粘土層 Ma13 で非線形挙動が見られたと考えられている（例えば Kazama et al., 1998）。また、2000 年鳥取県西部地震の際には、境港市の地盤で、シルト層および粘土層に非線形挙動が見られたと考えられている（例えば三輪他, 2002）。以上のような表層地盤の条件等と非線形パラメタとの関係が今後さらに詳しく解明されれば、prediction のためのパラメタの設定方法も確立されるものと考えられる。

上述のように、波形合成から求めた ν_1 と ν_2 は堆積層全体についての平均的な剛性と減衰定数の変化に対応するものであるから、それらの関係が要素レベルでの実験式と整合する必要はないが、実際にプロットしてみると両者の差は意外に小さく、波形合成から求めた ν_1 と ν_2 の関係は粘性土に対する善・山崎 (1987) の実験式に近いことがわかる。

以上の限られたデータおよび考察から、非線形パラメタの設定方法について展望を描くとすれば次のようになる。まず、対象観測点の周辺地盤において砂質土が支配的か粘性土が支配的かに応じ、 ν_1 と ν_2 の関係式を選択する。次に、 ν_1 (もしくは ν_2) の絶対値は対象サイトでの地震動の振幅を考慮して定める。このような方法が適切であるかどうかの判断は、今後の他の地震の解析結果に待つ必要がある。

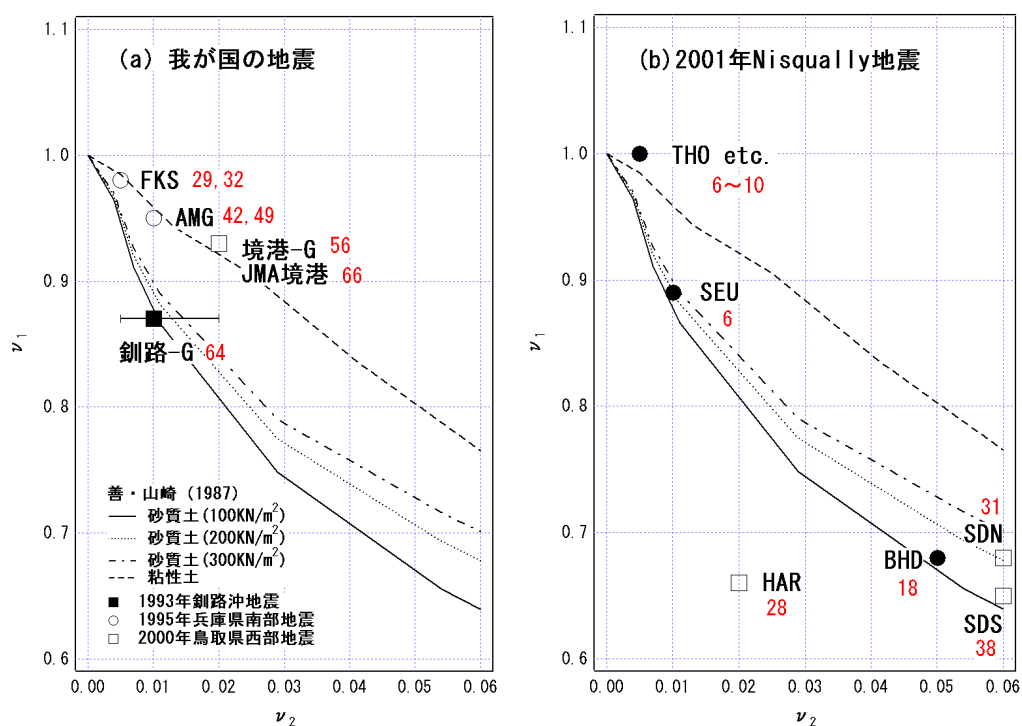


図-4.46 本章で用いた非線形パラメタの値. プロットの横に書かれた文字は観測点名を, 赤の数字は観測波の最大速度 (単位 cm/s) を示す.

4.9 本章のまとめ

半経験的な強震動評価における表層地盤の非線形性の取り扱いについては、これまで、サイト直下の堆積層を、非線形性を示す浅い部分（表層地盤）と、それより深い部分（深層地盤）とに区分し、地震波は下方より表層地盤に入射してから初めて地盤の非線形挙動の影響を受けると仮定することが普通であった。しかし、実際には、大地震の震源とサイトを結ぶ波線は非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切る場合があり、その結果、地震波は、その伝播の過程で表層地盤の非線形挙動の影響を何度も受けることになる。この効果を取り入れて強震動評価を行うための簡易な方法として、堆積層内の媒質の平均的な S 波速度の低下率と、堆積層内の媒質の平均的な減衰定数の増分を意味する二つのパラメタを導入し、それらを用いてグリーン関数を補正してから重ね合わせる方法を新たに提案した。本手法を 2000 年鳥取県西部地震、1995 年兵庫県南部地震、1993 年釧路沖地震および 2001 年 Nisqually 地震に適用したところ、提案法は簡便法であるにも関わらず、非線形性の影響を受けたサイトでの本震地動の合成結果を著しく改善することが確認された。

本章では既往の地震に関する **postdiction** を実施し比較的良好な結果を得たが、同様の手法を **prediction** に用いるためには非線形パラメタの適切な設定方法が確立されねばならず、そのためには多くの課題が残されているのが実状である。非線形パラメタに影響すると考えられる要因が少なからず存在する中で、非線形パラメタの適切な設定方法を確立するためには、より多くの地震と観測点の組み合わせに対して非線形パラメタを用いた **postdiction** を実施することが今後必要になってくるものと考えられる。なお、**図-4.47** に示すように、2 つのパラメタ間には地盤のひずみレベルを介して一定の関係があるものと期待されるが、このことはパラメタを設定する上では助けになるものと考えられる。

第5章 半経験的な強震動評価手法の検証－2003年十勝沖地震への適用－

5.1 緒言

2003年9月26日に十勝沖を震源とするプレート境界地震($M_{JMA}8.0$)が発生し「2003年十勝沖地震」と命名された。この地震ではK-NET, KIK-NET等により豊富な強震記録が得られた。この地震と、今世紀前半の発生が懸念される東南海・南海地震との間には規模・メカニズム等に共通点が見られることから、東南海・南海地震に対する強震動評価を信頼性のあるものとするためにも、2003年十勝沖地震の強震記録に基づいて強震動評価手法の検証を行うことは重要であると考えられる。

そこで、本章では、第3章で取り扱った円形クラックモデルによる波形合成法と、第4章で取り扱った非線形性に関する新しい考え方の検証を行うため、2003年十勝沖地震の強震動シミュレーションを実施する。まず、経験的グリーン関数による波形インバージョンを実施し、当該地震の震源におけるすべりの時空間分布を推定する。次に、この情報を活用して、第3章で提案した複数円形アスペリティモデルによる十勝沖地震の震源のモデル化を行い、モデル化の妥当性を検証する。さらに、第4章で提案した手法に基づいて表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーションを実施し、当該手法の適用性を検証する。

5.2 波形インバージョンによる破壊過程

経験的グリーン関数を用いた波形インバージョンにより2003年十勝沖地震の破壊過程を推定する。まず、使用する余震の選択のため、予備検討を実施した。予備検討では図-5.1に示すように震源近傍の12箇所のK-NET観測点において本震波形と余震波形の比較を行った。

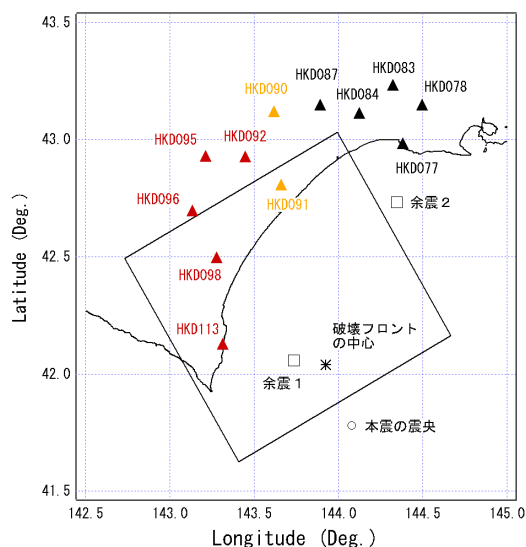


図-5.1 予備検討の対象地点

図-5.2 には HKD098 における本震と余震 1 (表-5.1 参照) の速度波形の比較を示す。速度波形は本震、余震とも原記録を 2-10 秒の帯域通過フィルタに通し、周波数領域で積分することにより求めた。以下、本章では特に断らない限り速度波形をこの方法で求める。図-5.2 では余震波形の振幅を 300 倍し、S 波第一波の位相を揃えて示しているが、本震波形と余震波形には類似性が認められる。

表-5.1 余震のパラメタ

日時	北緯 (度)	東経 (度)	深さ (km)	M_{JMA}	M_W
余震-1 2003/09/26 7:20	42.057	143.734	40.9	5.2	5.4*
余震-2 2003/09/27 17:06	42.733	144.346	59.2	5.2	5.3**

*余震-1 と余震-2 のスペクトル比から推定(後述)

**F-NET による

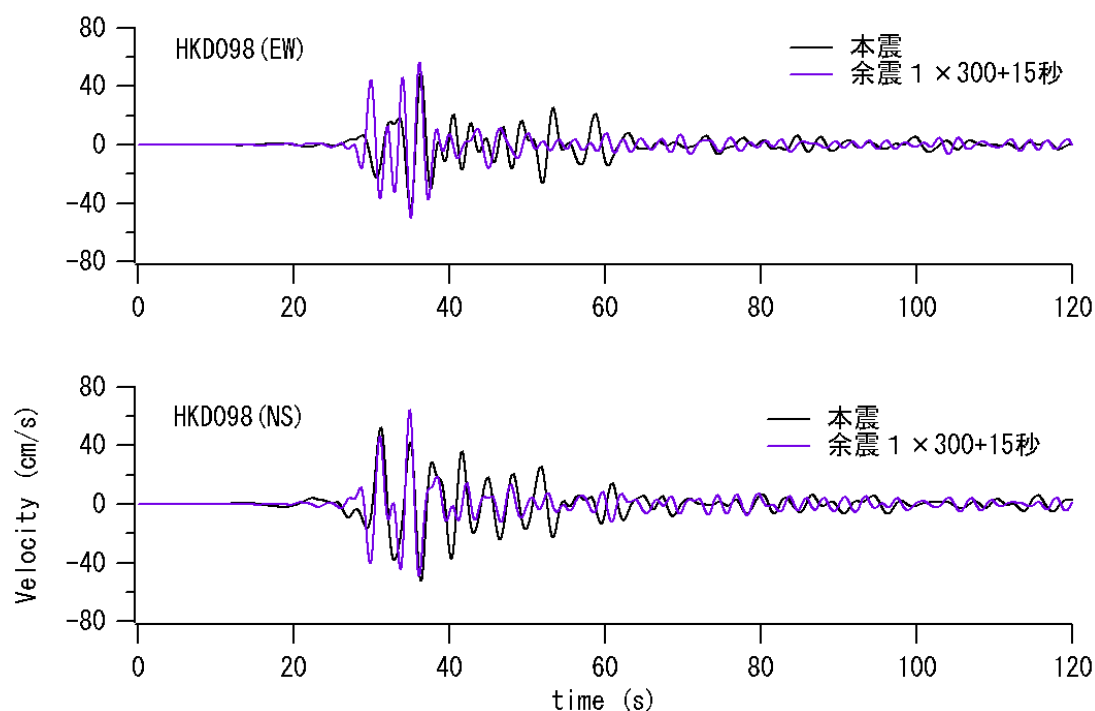
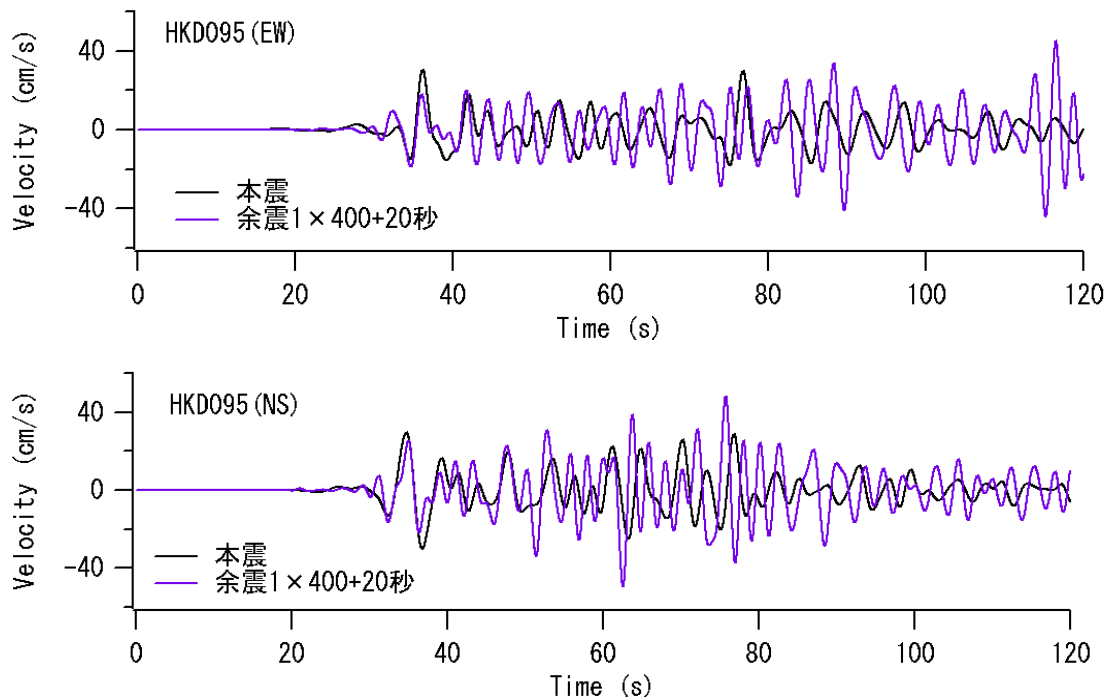


図-5.2 本震波形と余震 1 の波形の比較 (HKD098)



図－5.3 本震波形と余震 1 の波形の比較 (HKD095)

図－5.3 には HKD095 における本震と余震 1 の速度波形の比較を示す．図－5.3 では余震波形の振幅を 400 倍し，S 波第一波の位相を揃えて示しているが，本震と余震の波形には類似性が認められる．これ以外にも，図－5.1 に赤で示した観測点では本震と余震 1 の波形に類似性が認められた．このように，本震 (M8.0) と余震 (M5.3) の規模は全く異なるにも関わらず，波形に類似性が認められるのは，これらの地点での波形がサイト特性に支配されている面が大きいためであると推察される．これらの地点では，本震と余震 1 の波形が類似していることから，余震 1 の波形を経験的グリーン関数として用いることにより，本震波形を良好に再現できる可能性が高いものと判断される．また，波形合成を行う際，あまり複雑な震源モデルを導入しなくても，これらの地点での波形を説明できる可能性がある．

次に，図－5.1 に黒で示した観測点で本震と余震 1 の波形を比較した．図－5.4 に HKD084 における比較結果を示す．ここでは余震波形の振幅を 400 倍し，NS 成分の S 波第一波の位相が揃うように時間軸の原点を動かして比較しているが，本震と余震の位相特性は特に EW 成分において全く異なっている．同様の傾向は図－5.1 に黒で示す他の観測点でも認められた．このことから，図－5.1 に黒で示す観測点では，余震 1 の波形を経験的グリーン関数として用いる限り，本震波形を良好に再現することは不可能であることがわかる．

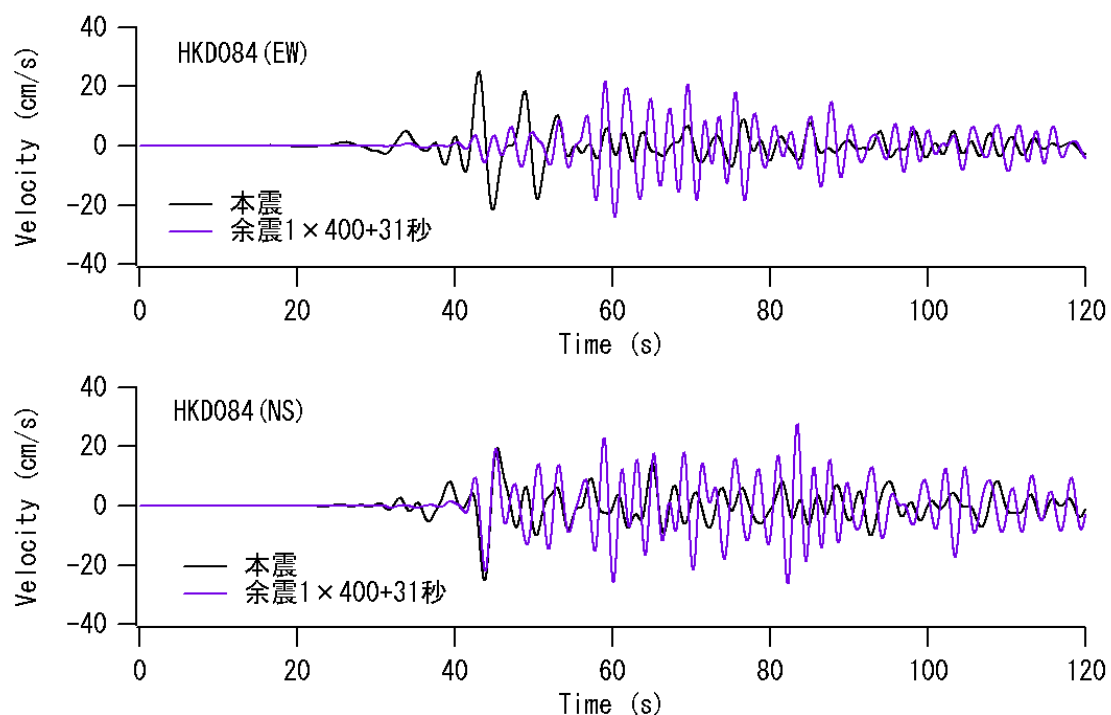


図-5.4 本震波形と余震1の波形の比較 (HKD084)

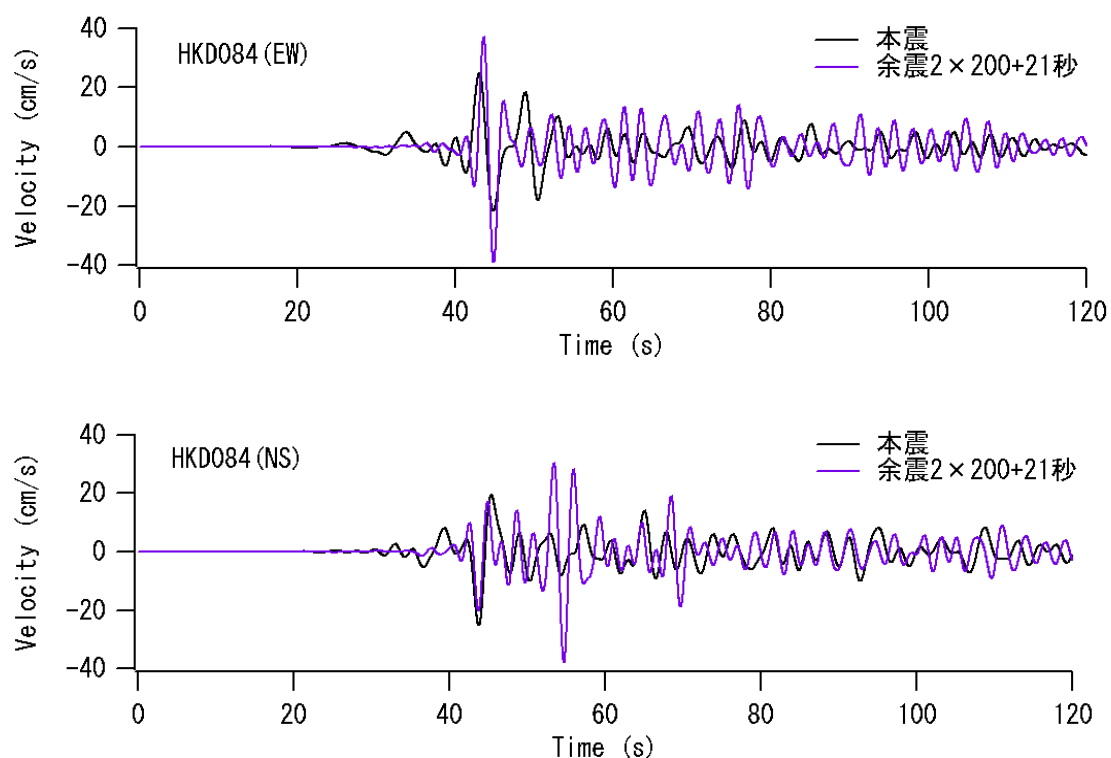


図-5.5 本震波形と余震2の波形の比較 (HKD084)

そこで、図-5.1 に黒で示した観測点において、本震と余震2の波形を比較することとした。図-5.5 に HKD084 における比較結果を示す。ここでは余震波形の振幅を 200

倍し、S波第一波の位相を揃えて比較しているが、本震と余震2の波形は互いに類似していることがわかる。同様の傾向は図-5.1に黒で示す他の観測点でも認められた。このことから、図-5.1に黒で示す観測点では、余震2の波形を経験的グリーン関数として用いれば、本震波形を良好に再現できる可能性がある。

以上のことから、経験的グリーン関数法により2003年十勝沖地震の震源モデルを構築しようとする場合には、少なくとも二つの余震を使い分ける必要があることがわかる。著者は、解析の初期の段階において、余震1の波形のみを用いて2003年十勝沖地震の震源モデルを構築しようとしたが、その場合、図-5.1に黒で示した観測点では、本震波形を十分に再現できなかった(野津, 2004c)。これは上述の事情によるものであると考えられる。そこで以下においては、余震1と余震2の記録を併用して、波形インバージョンにより2003年十勝沖地震の破壊過程を推定する。なお、図-5.1に黄色で示した観測点は、本震波形と余震波形の比較に関して、赤のグループとも黒のグループとも異なる傾向を示していた。このことについては後述する。

インバージョンで仮定した断層面の位置を図-5.6に示す。この断層面は国土地理院がGPS測量結果の逆解析に用いた断層面(www.gsi.go.jp)と同一平面上にあり、走向 231° 、傾斜 22° 、長さ120km、幅120kmである。この断層面を図-5.6に示すように分割し、西側の2/3の寄与を計算する際には余震1の波形を、東側の1/3の寄与を計算する際には余震2の波形を、各々グリーン関数として用いることとした。

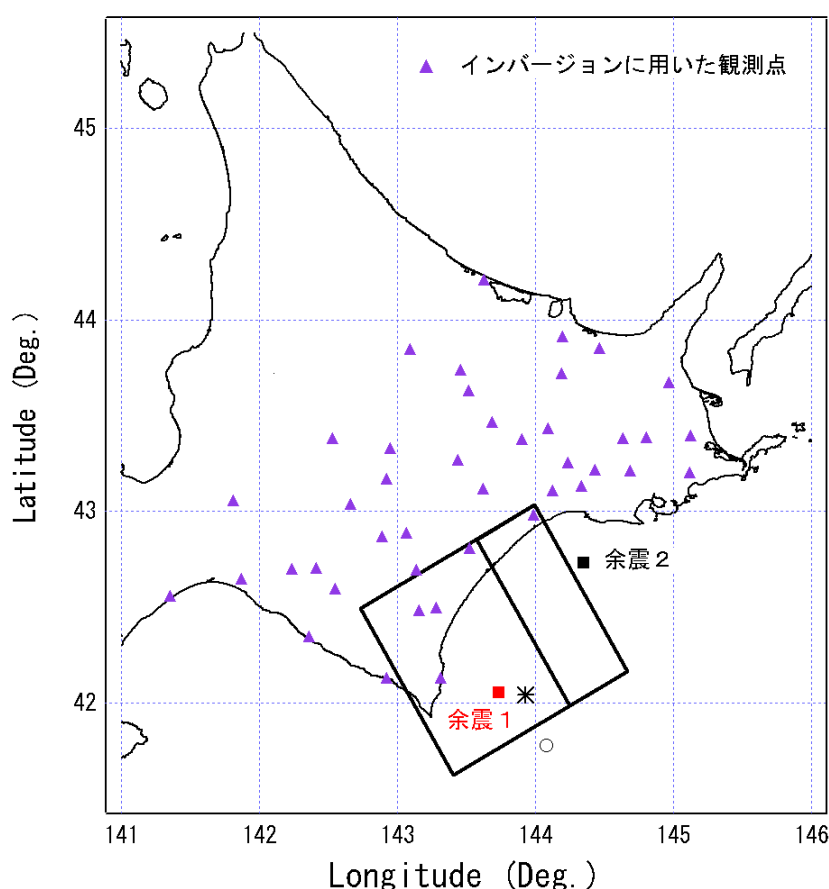


図-5.6 インバージョンに用いた観測点とインバージョンで仮定した断層面

表層地盤の非線形挙動の影響をできるだけ避けるため、インバージョンには主に KIK-NET の地中観測点の記録を用いることとした。表-5.2 に示すように本震、余震 1、余震 2 のすべてを記録した KIK-NET 観測点は全部で 41 あり、このうち余震記録の精度が十分でなかった HDKH04 (門別西) を除くすべての観測点を対象とした。これに、表-5.3 に示すように 3 箇所の K-NET 観測点を加え、合計 43 観測点における EW 成分と NS 成分の速度波形、計 86 成分をインバージョンのターゲットとした。これらの観測点を図-5.6 に示す (ただし青森県内の AOMH03 は示されていない)。インバージョンには本震波形の S 波第一波を含む 30 秒間を用いた。

インバージョンは Hartzell and Heaton (1983) の方法に基づいている。図-5.6 に示す断層面を 30×30 に分割して、それぞれの領域では、破壊フロント通過後の 4.8 秒間に 8 回のすべりが許されるものとした。各々のすべりによるモーメント解放量が余震モーメントの何倍であるかを未知数としてインバージョンを行う。インバージョンの自由度は $30 \times 30 \times 8 = 7200$ である。破壊フロントは Hi-net により自動決定された震源 (これは気象庁の震源よりも 30km ほど北西に位置する) から同心円状に速度 2.4km/s で広がるものとし、基盤の S 波速度は 3.8km/s とした。インバージョンには非負の最小自乗解を求めるためのサブルーチン (Lowson and Hanson, 1974) を用いた。また、すべりの時空間分布を滑らかにするための拘束条件を設けた。記録のヘッダに記載された絶対時刻の情報を用いた。

図-5.7 にインバージョンの結果として得られたおおまかな最終すべり量の分布を示す。同図に示すように襟裳岬の東と釧路沖の二箇所にアスペリティを有する震源モデルが得られた。ここでのインバージョンでは、直接には各々の小断層におけるモーメント解放量の余震モーメントに対する比が明らかになるだけであるから、最終すべり量を求めるためには、余震のモーメントが別途必要である。ここで用いた余震のうち余震 2 については防災科学技術研究所 (www.fnet.bosai.go.jp) により CMT 解が求められており、 $M_w=5.3$ と推定されている。一方、余震 1 については、本震後間もなく発生した余震であるためこれまで CMT 解は公表されていない。そこで、余震 1 と余震 2 の K-NET 各観測点におけるスペクトル比 (ただし幾何減衰に関する $1/R$ の補正を施したもの) をとると、図-5.8 に示すように 0.1-0.3Hz 付近では平均して 1.5 程度の値を示す。このことから、余震 1 のモーメントマグニチュードは $M_w=5.4$ と推定した。図-5.7 に示す最終すべり量の分布はこのようにして求めたものである。図-5.7 に示す本震の最終すべり量の分布は $M_w=8.0$ に相当する。

表－5.2 本震，余震 1，余震 2 をすべて記録した KIK-NET 観測点

	観測点コード	観測点名	観測網	東経	北緯	地域	備考
★	ABSH06	湧別北	KIK-NET	143.6242	44.2122	網走支庁	
★	ABSH07	白滝	KIK-NET	143.0900	43.8469	網走支庁	
★	ABSH11	女満別	KIK-NET	144.1953	43.9119	網走支庁	
★	ABSH12	小清水	KIK-NET	144.4614	43.8542	網走支庁	
★	ABSH13	留辺蘂	KIK-NET	143.4553	43.7394	網走支庁	
★	ABSH14	美幌	KIK-NET	144.1875	43.7203	網走支庁	
★	ABSH15	置戸東	KIK-NET	143.5139	43.6328	網走支庁	
★	AOMH03	川内	KIK-NET	140.9932	41.2313	青森県	
★	HDKH01	平取西	KIK-NET	142.2333	42.7006	日高支庁	
★	HDKH02	平取東	KIK-NET	142.4092	42.7036	日高支庁	
	HDKH04	門別西	KIK-NET	142.0418	42.5101	日高支庁	余震記録にドリフト有り
★	HDKH05	新冠	KIK-NET	142.5483	42.5951	日高支庁	
★	HDKH06	静内	KIK-NET	142.3609	42.3472	日高支庁	
★	HDKH07	様似	KIK-NET	142.9201	42.1304	日高支庁	
★	IBUH03	厚真	KIK-NET	141.8679	42.6461	胆振支庁	
★	IBUH05	白老	KIK-NET	141.3533	42.5604	胆振支庁	
★	KKWH08	占冠	KIK-NET	142.6600	43.0381	上川支庁	
★	KKWH14	中富良野	KIK-NET	142.5283	43.3817	上川支庁	
★	KSRH01	阿寒北	KIK-NET	144.0883	43.4336	釧路支庁	
★	KSRH02	阿寒南	KIK-NET	144.1269	43.1117	釧路支庁	
★	KSRH03	標茶北	KIK-NET	144.6319	43.3822	釧路支庁	
★	KSRH04	標茶南	KIK-NET	144.6844	43.2114	釧路支庁	
★	KSRH05	別海西	KIK-NET	144.2378	43.2531	釧路支庁	
★	KSRH06	鶴居東	KIK-NET	144.4325	43.2175	釧路支庁	
★	KSRH07	鶴居南	KIK-NET	144.3314	43.1333	釧路支庁	
★	KSRH09	白糖南	KIK-NET	143.9881	42.9831	釧路支庁	
★	KSRH10	浜中	KIK-NET	145.1208	43.2058	釧路支庁	
★	NMRH02	標津南	KIK-NET	144.9658	43.6747	根室支庁	
★	NMRH04	別海東	KIK-NET	145.1264	43.3953	根室支庁	
★	NMRH05	別海西	KIK-NET	144.8061	43.3875	根室支庁	
★	SRCH09	栗山	KIK-NET	141.8100	43.0563	空知支庁	

★印は波形インバージョンに使用した観測点

表－5.2 本震，余震 1，余震 2 をすべて記録した KIK-NET 観測点（つづき）

	観測点コード	観測点名	観測網	東経	北緯	地域	備考
★	TKCH01	陸別	KIK-NET	143.6869	43.4658	十勝支庁	
★	TKCH02	足寄東	KIK-NET	143.9022	43.3797	十勝支庁	
★	TKCH03	足寄西	KIK-NET	143.4356	43.2683	十勝支庁	
★	TKCH04	新得南	KIK-NET	142.9214	43.1714	十勝支庁	
★	TKCH05	本別	KIK-NET	143.6219	43.1186	十勝支庁	
★	TKCH06	芽室	KIK-NET	143.0642	42.8894	十勝支庁	
★	TKCH07	豊頃	KIK-NET	143.5242	42.8089	十勝支庁	
★	TKCH08	大樹	KIK-NET	143.1564	42.4847	十勝支庁	
★	TKCH10	新得北	KIK-NET	142.9486	43.3313	十勝支庁	
★	TKCH11	清水	KIK-NET	142.8868	42.8717	十勝支庁	

★印は波形インバージョンに使用した観測点

表－5.3 本震，余震 1，余震 2 をすべて記録した K-NET 観測点

	観測点コード	観測点名	観測網	東経	北緯	地域	備考
	HKD066	標津	K-NET	145.1307	43.6619	根室支庁	
	HKD068	上西春別	K-NET	144.7704	43.4108	根室支庁	
	HKD069	別海	K-NET	145.1168	43.3941	根室支庁	
	HKD070	本別海	K-NET	145.2840	43.3852	根室支庁	
	HKD071	厚床	K-NET	145.2604	43.2326	根室支庁	
	HKD072	落石	K-NET	145.5209	43.1948	根室支庁	
	HKD076	厚岸	K-NET	144.8498	43.0509	釧路支庁	
	HKD077	釧路	K-NET	144.3824	42.9845	釧路支庁	
	HKD078	塘路	K-NET	144.4976	43.1486	釧路支庁	
	HKD083	鶴居	K-NET	144.3248	43.2330	釧路支庁	
	HKD084	阿寒	K-NET	144.1230	43.1141	釧路支庁	
	HKD087	二股	K-NET	143.8916	43.1502	釧路支庁	
	HKD090	本別	K-NET	143.6183	43.1213	十勝支庁	
	HKD091	浦幌	K-NET	143.6588	42.8087	十勝支庁	
	HKD092	池田	K-NET	143.4483	42.9283	十勝支庁	
	HKD095	帯広	K-NET	143.2137	42.9311	十勝支庁	
★	HKD096	中札内	K-NET	143.1356	42.6975	十勝支庁	
★	HKD098	大樹	K-NET	143.2787	42.4984	十勝支庁	
★	HKD113	目黒	K-NET	143.3153	42.1287	日高支庁	

★印は波形インバージョンに使用した観測点

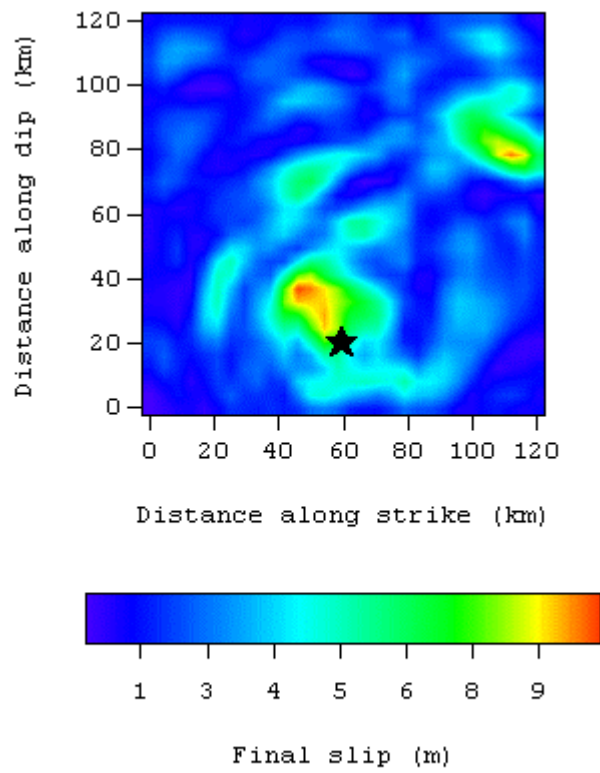


図-5.7 2003 年十勝沖地震のおおまかな最終すべり量分布

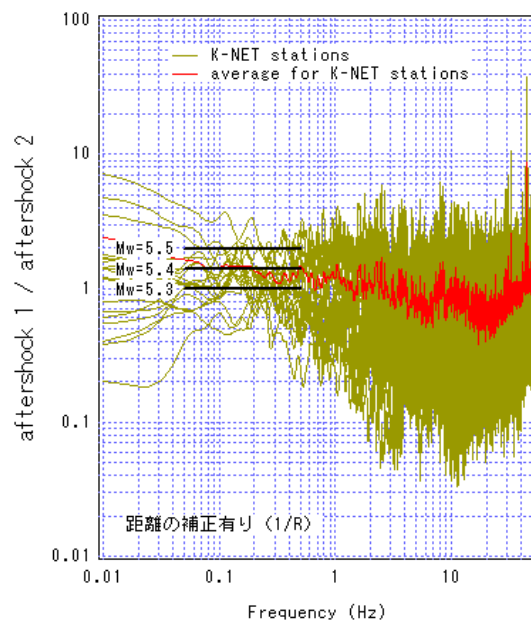


図-5.8 余震 1 と余震 2 の K-NET 各観測点におけるスペクトル比

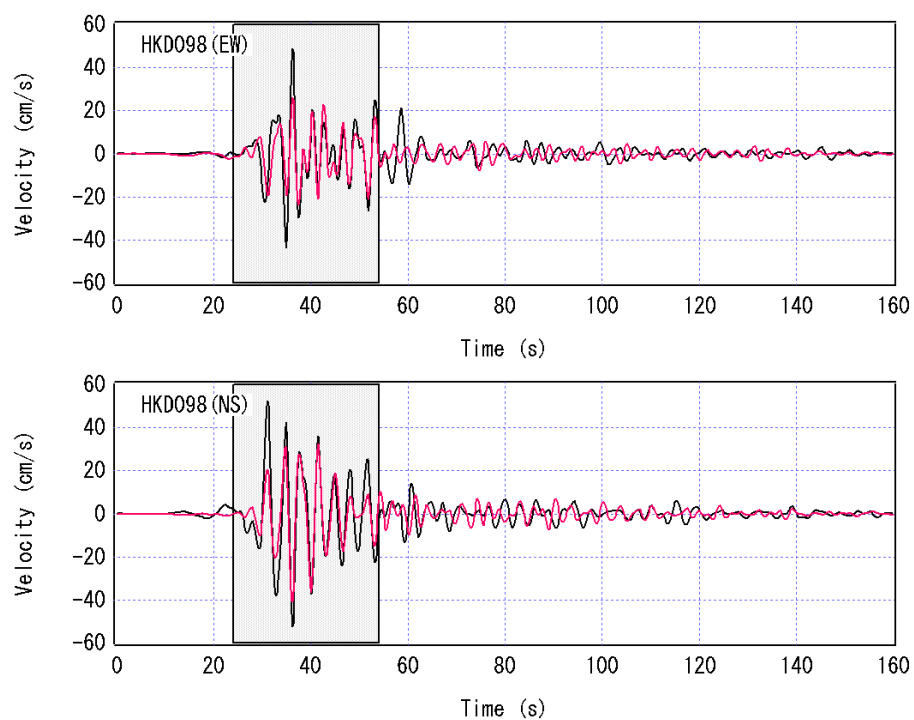


図-5.9 インバージョンで得られた震源モデルによる HKD098 での波形合成結果

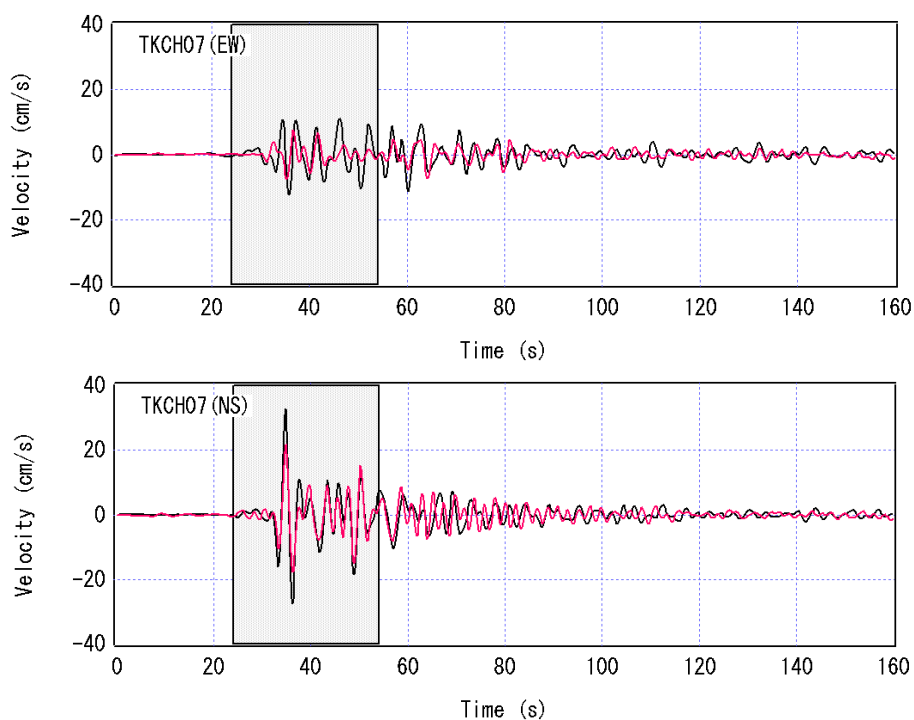


図-5.10 インバージョンで得られた震源モデルによる TKCH07 での波形合成結果

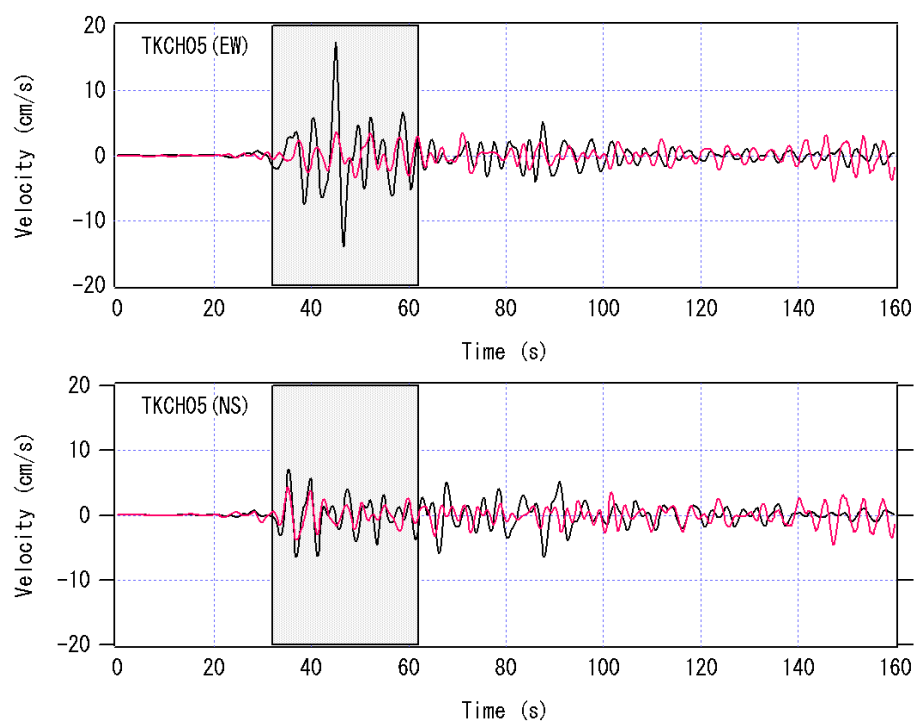


図-5.11 インバージョンで得られた震源モデルによる TKCH05 での波形合成結果

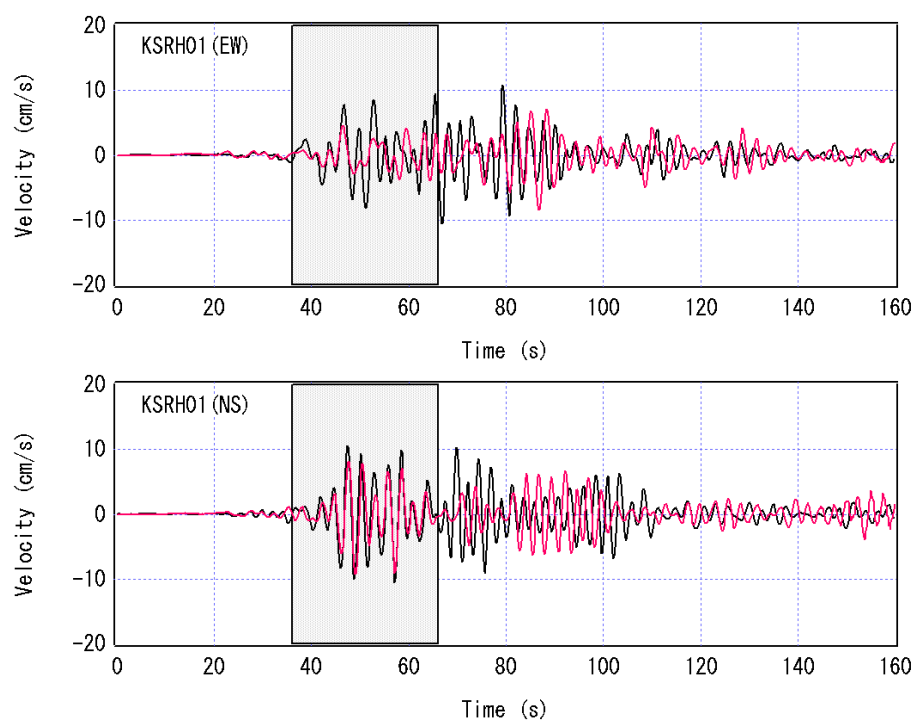


図-5.12 インバージョンで得られた震源モデルによる KSRH01 での波形合成結果

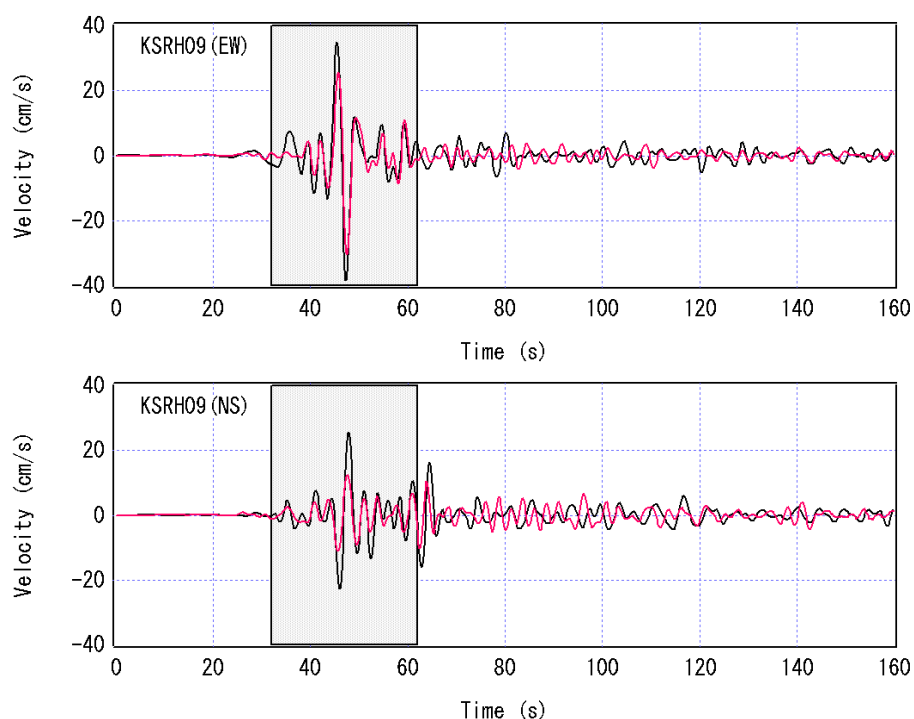


図-5.13 インバージョンで得られた震源モデルによる KSRH09 での波形合成結果

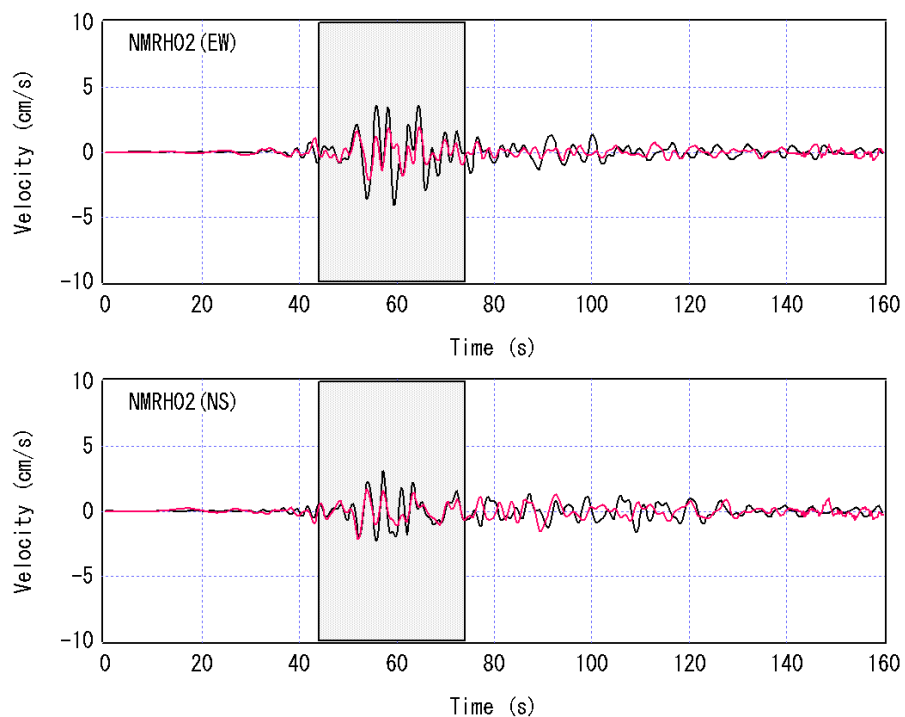


図-5.14 インバージョンで得られた震源モデルによる NMRH02 での波形合成結果

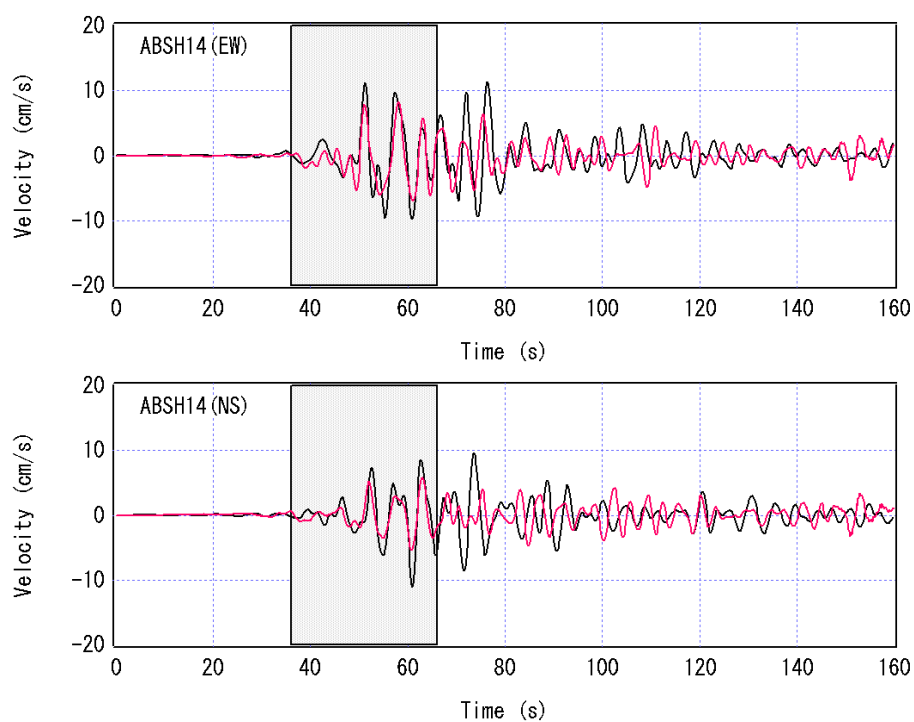


図-5.15 インバージョンで得られた震源モデルによる ABSH14 での波形合成結果

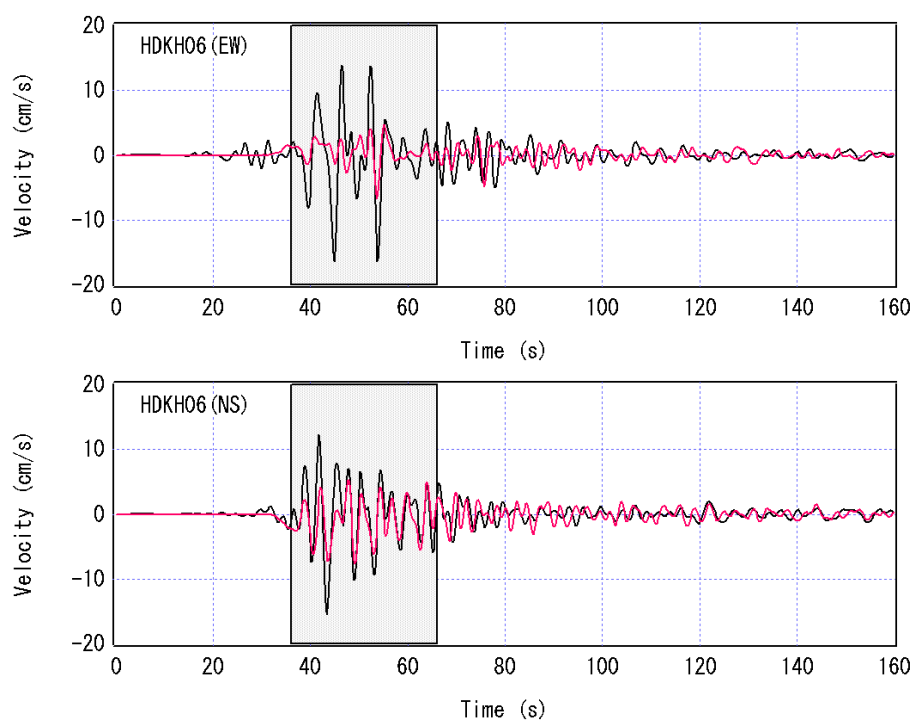


図-5.16 インバージョンで得られた震源モデルによる HDKH06 での波形合成結果

図－5.9～図－5.16 にインバージョンで得られた震源モデル（図－5.7）に対する各地点の合成波と観測波の比較を示す．これらの図においてはインバージョンに用いた区間をハッチングで示している．十勝支庁の観測点では図－5.9，図－5.10 に示すように波形の再現性は概ね良好である．ただし，十勝支庁に特徴的な点として，東部の観測点（TKCH01, TKCH03, TKCH05）では EW 成分が過小評価される傾向にある（図－5.11）．この点については後述する．釧路支庁の観測点では図－5.12，図－5.13 に示すように波形の再現性は概ね良好である．根室支庁の観測点では，波形の再現性は比較的良好であるが，図－5.14 に示すように EW 成分がやや過小評価される傾向にある．網走支庁の観測点では図－5.15 に示すように波形の再現性は概ね良好である．日高支庁など西方の観測点では図－5.16 に示すように地点や成分によって大幅に過小評価される場合があり問題を残している．

さて，十勝支庁の東部の観測点（TKCH01, TKCH03, TKCH05）では EW 成分が過小評価される傾向にあると述べたが，同様の傾向は，これらの観測点に近い K-NET の観測点 HKD090 および HKD091（図－5.1 に黄色で示した観測点）でも見られる．上記の震源モデルを用い，HKD090 および HKD091 において波形合成を行った結果を図－5.17 および図－5.18 に示すが，NS 成分の再現精度は良好であるにも関わらず，EW 成分が過小評価となっている．そこで，このような結果となる原因について考察するため，HKD091 における本震波形を余震 1 および余震 2 の波形と比較して図－5.19 および図－5.20 に示す．これらの図からわかるように，余震波形はいずれも本震波形と類似しておらず，余震 1 および余震 2 の記録を用いる限り，HKD091 等の観測点における波形の再現精度を向上させる術はないことがわかる．この原因としては，余震 1 と 2 と異なるメカニズムのすべりが HKD091 の近傍で生じた可能性や，震源から直接到来する表面波のように，経験的グリーン関数法では表現しにくい種類の地震波が，HKD091 の EW 成分に寄与している可能性等が考えられる．この点の解明は今後の課題としたい．

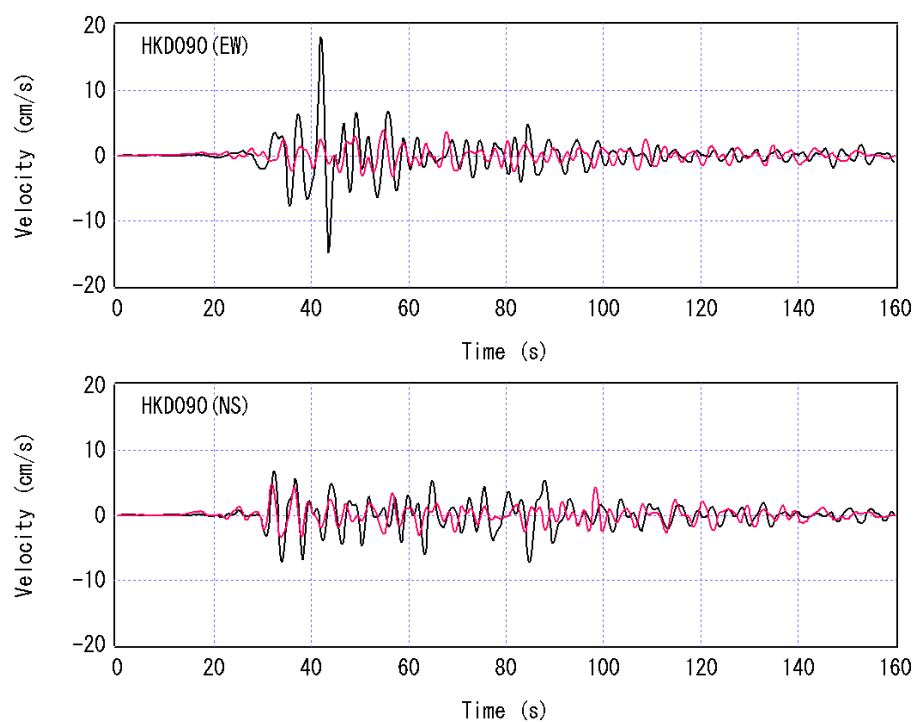


図-5.17 インバージョンで得られた震源モデルによる HKD090 での波形合成結果

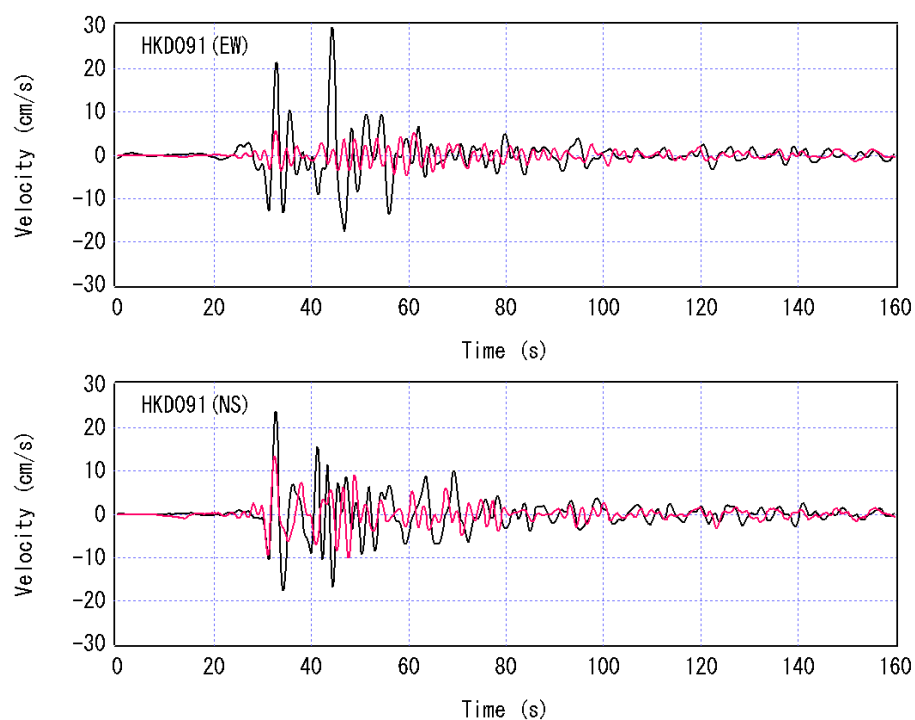


図-5.18 インバージョンで得られた震源モデルによる HKD091 での波形合成結果

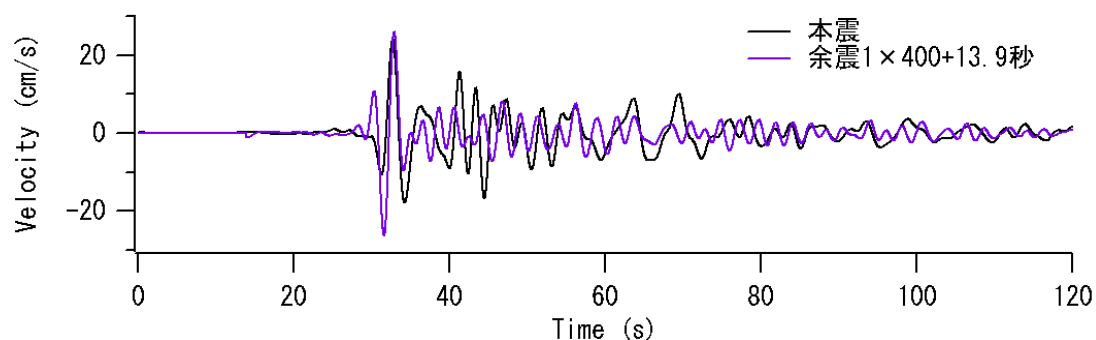
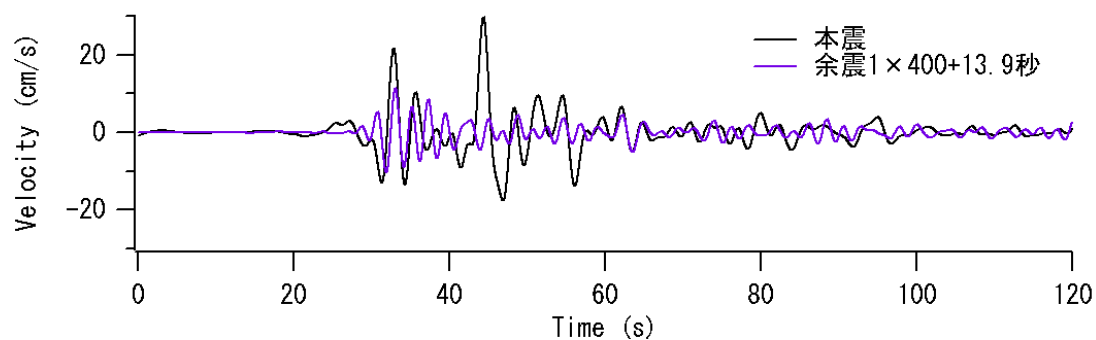


図-5.19 本震波形と余震1の波形の比較 (HKD091)

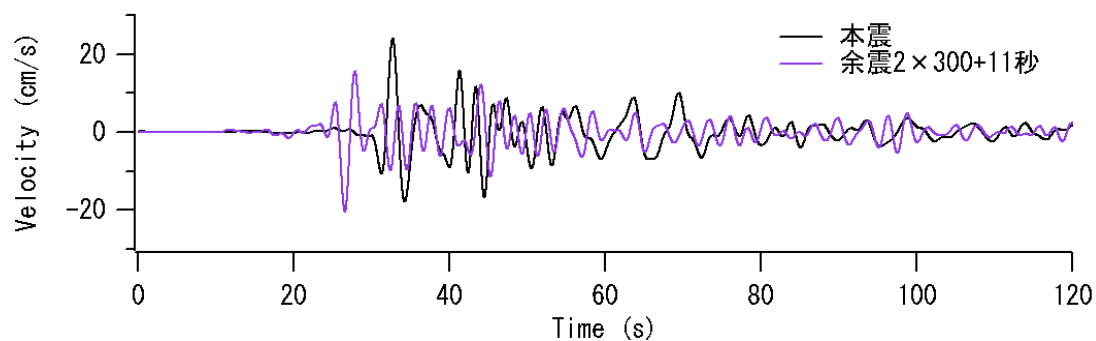
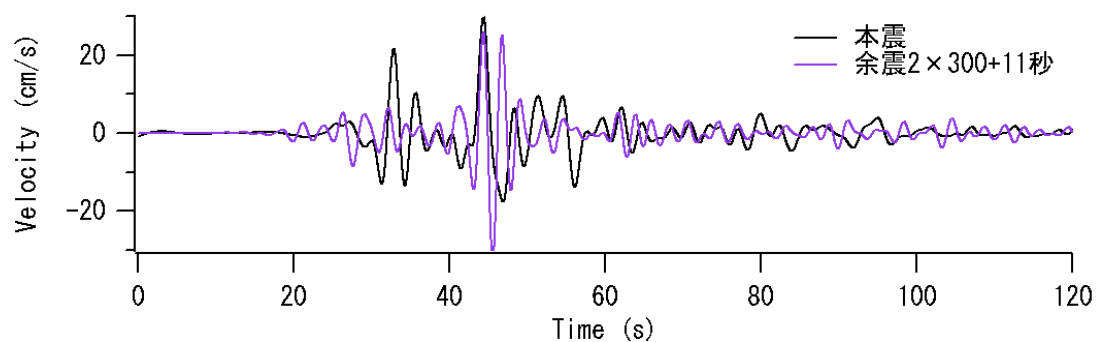


図-5.20 本震波形と余震2の波形の比較 (HKD091)

5.3 複数円形アスペリティモデル

波形インバージョンで得られた震源モデル（図－5.7）を参考にしながら，2003 年十勝沖地震の複数円形アスペリティモデル（第 3 章）を作成した．図－5.7 の震源モデルが襟裳岬の東と釧路沖の二箇所にアスペリティを有する震源モデルであることから，これらの位置に円形クラックを配し，二つのアスペリティからなるモデルとした．アスペリティモデルのパラメタを表－5.4 に示す．

表－5.4 2003 年十勝沖地震の複数円形アスペリティモデルのパラメタ

	Asperity-1	Asperity-2
Longitude of center (degree)	143.820	143.940
Latitude of center (degree)	42.100	42.750
Depth of center (km)	34	51
Strike (degree)	N231E	N231E
Dip (degree)	22	22
Radius(km)	4.0	3.0
Rupture starting time (s)*	8.2	35.0
Rupture velocity (km/s)	2.4	2.4
C	1.3	1.3
NR	4	3

*relative to Hi-net hypocentral time

この複数円形アスペリティモデルによる十勝支庁および釧路支庁の KIK-NET 観測点（地中）における合成波を観測波と比較して図－5.21～図－5.30 に示す．波形インバージョンの場合と同様，十勝支庁東部の観測点（TKCH01, TKCH03, TKCH05）では EW 成分が過小評価される傾向になる．余震 1 および余震 2 の波形を用いる限り，この点の改善は困難であることについては波形インバージョンの場合と同様である．その他の観測点では，観測波と合成波は概ね整合しており，この地震に対して，複数円形アスペリティモデルによるモデル化は妥当なものであると判断される．なお，これらの図においても，観測波と合成波を比較する際には絶対時刻を考慮している．

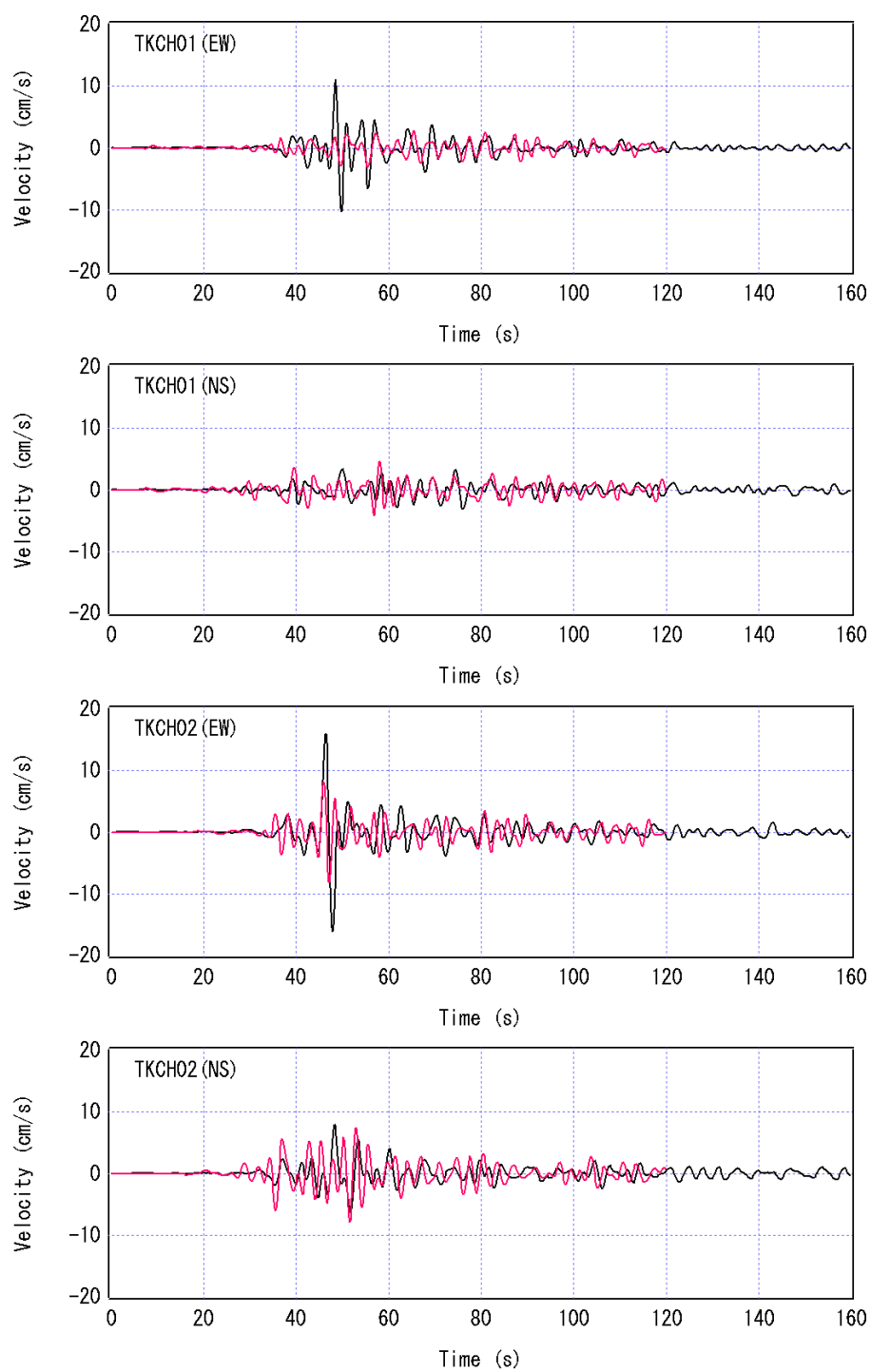


図-5.21 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その1）

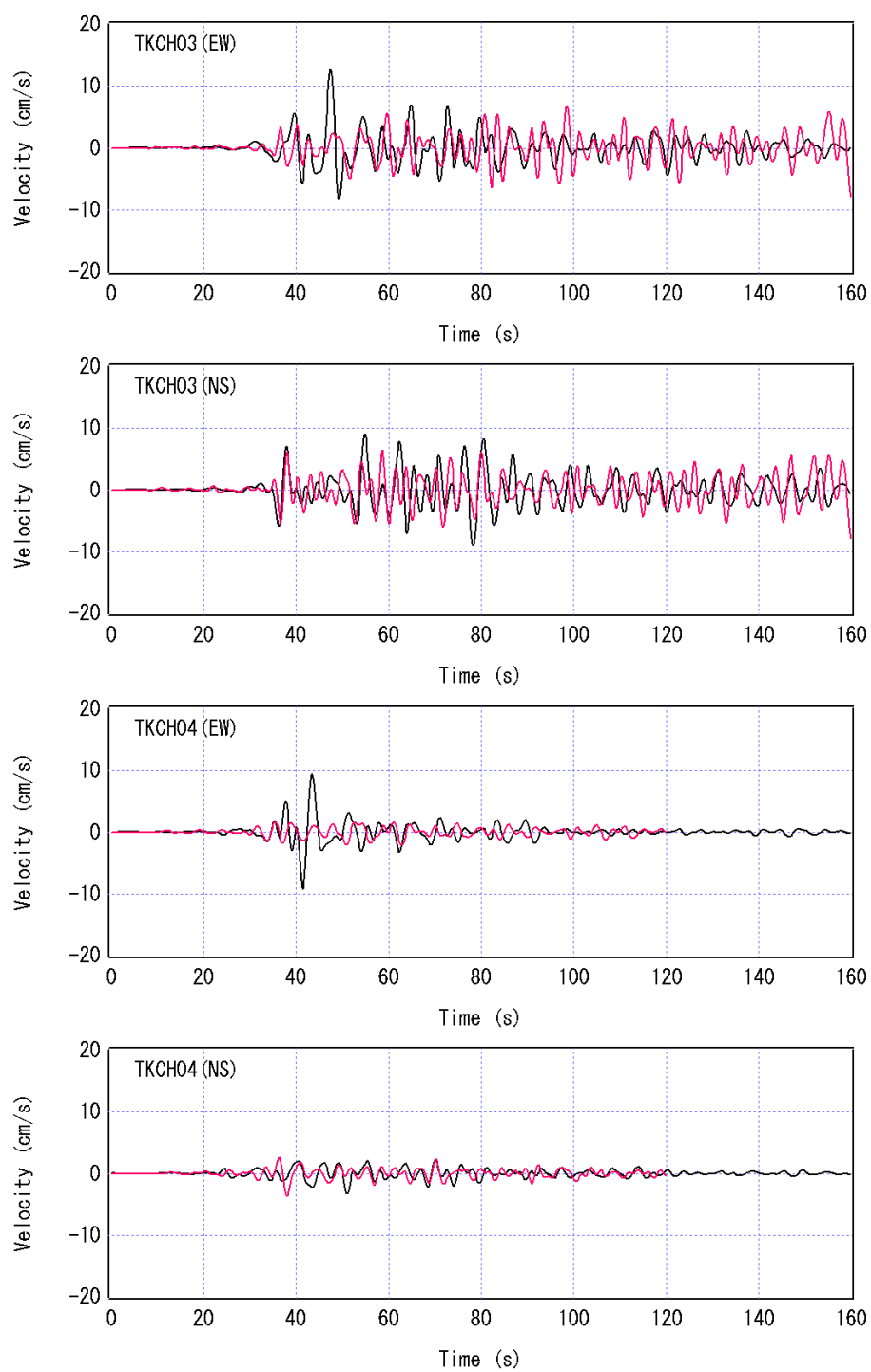


図-5.22 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その2）

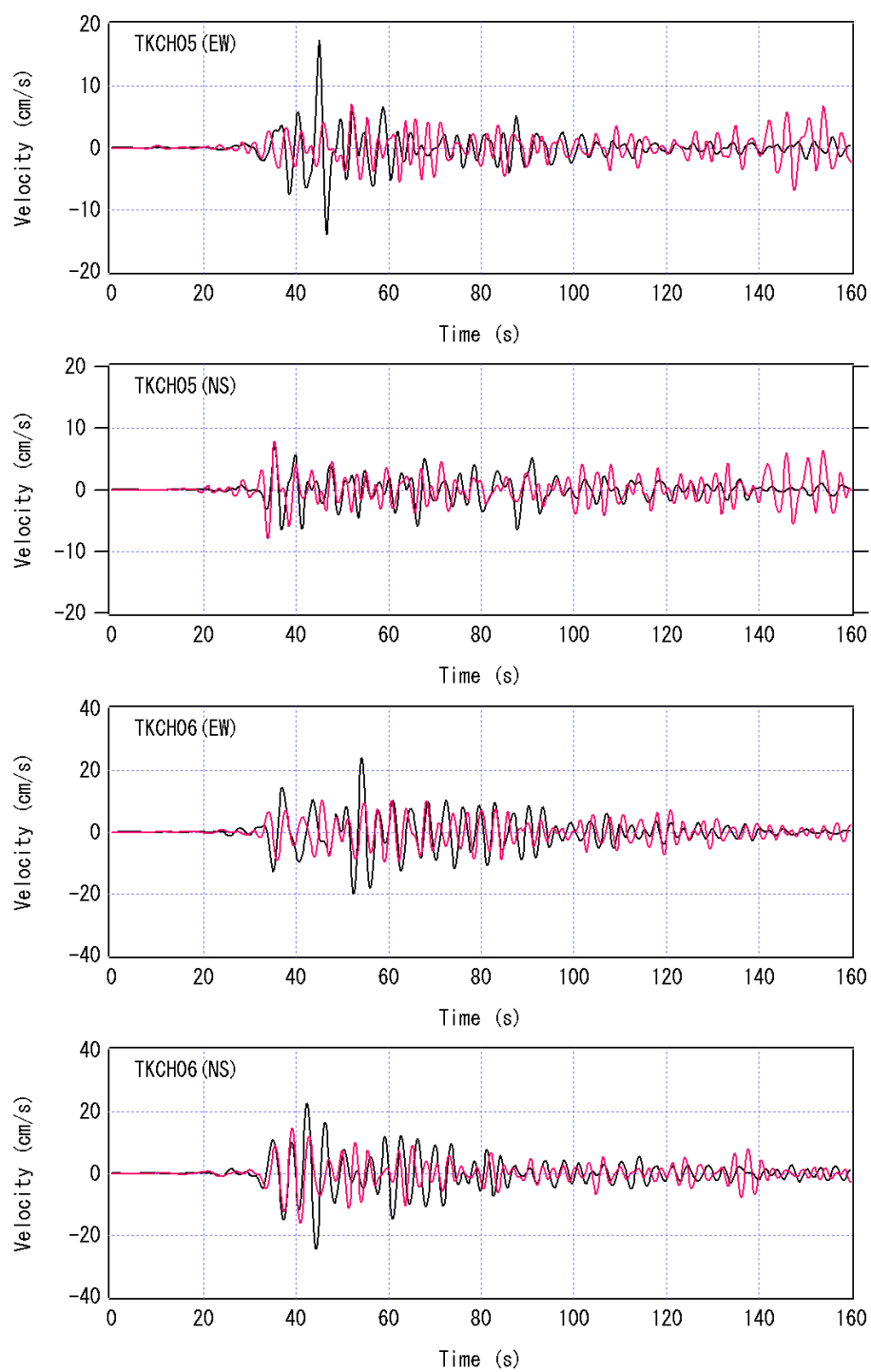


図-5.23 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果 (その 3)

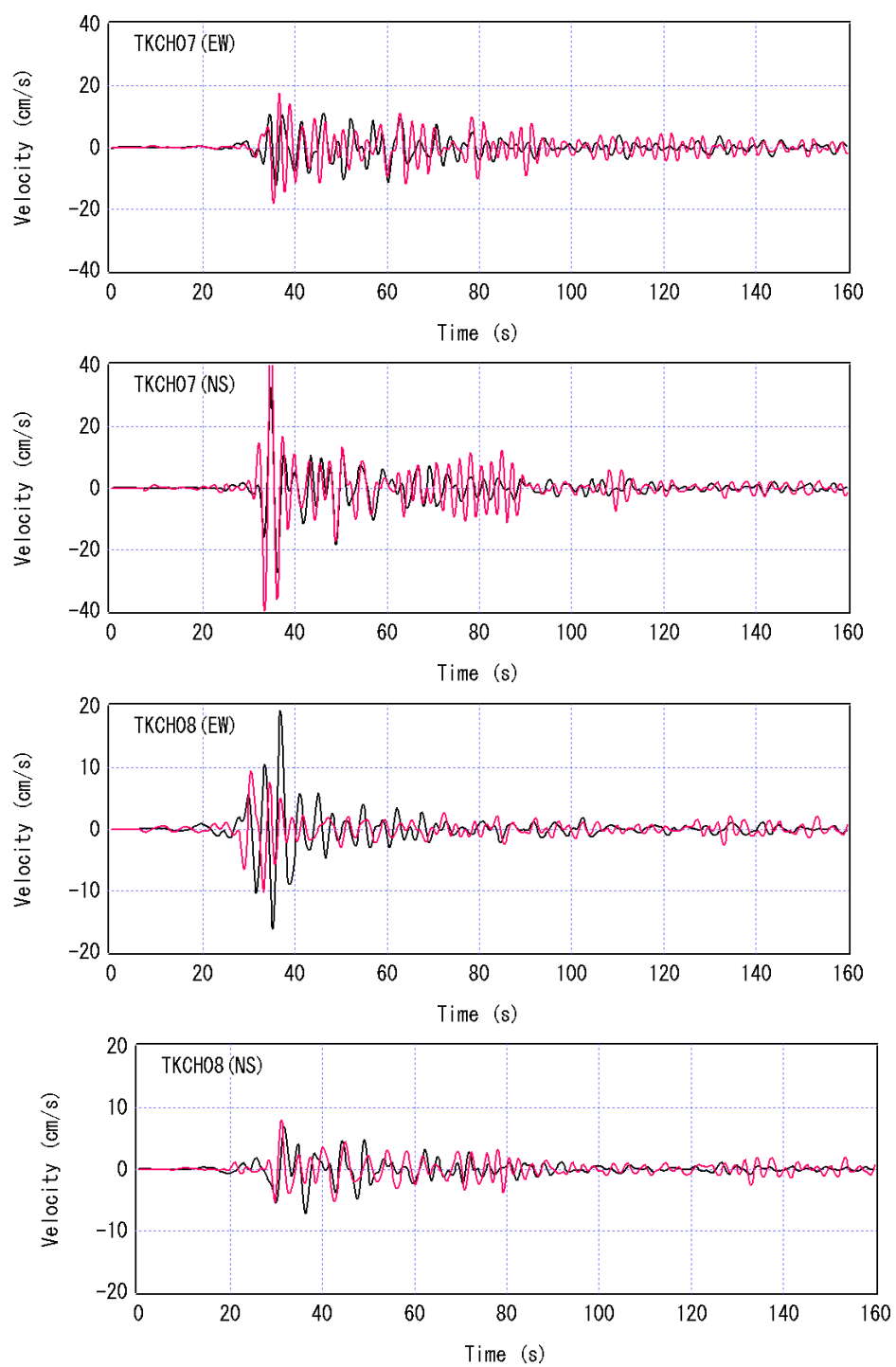


図-5.24 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その4）

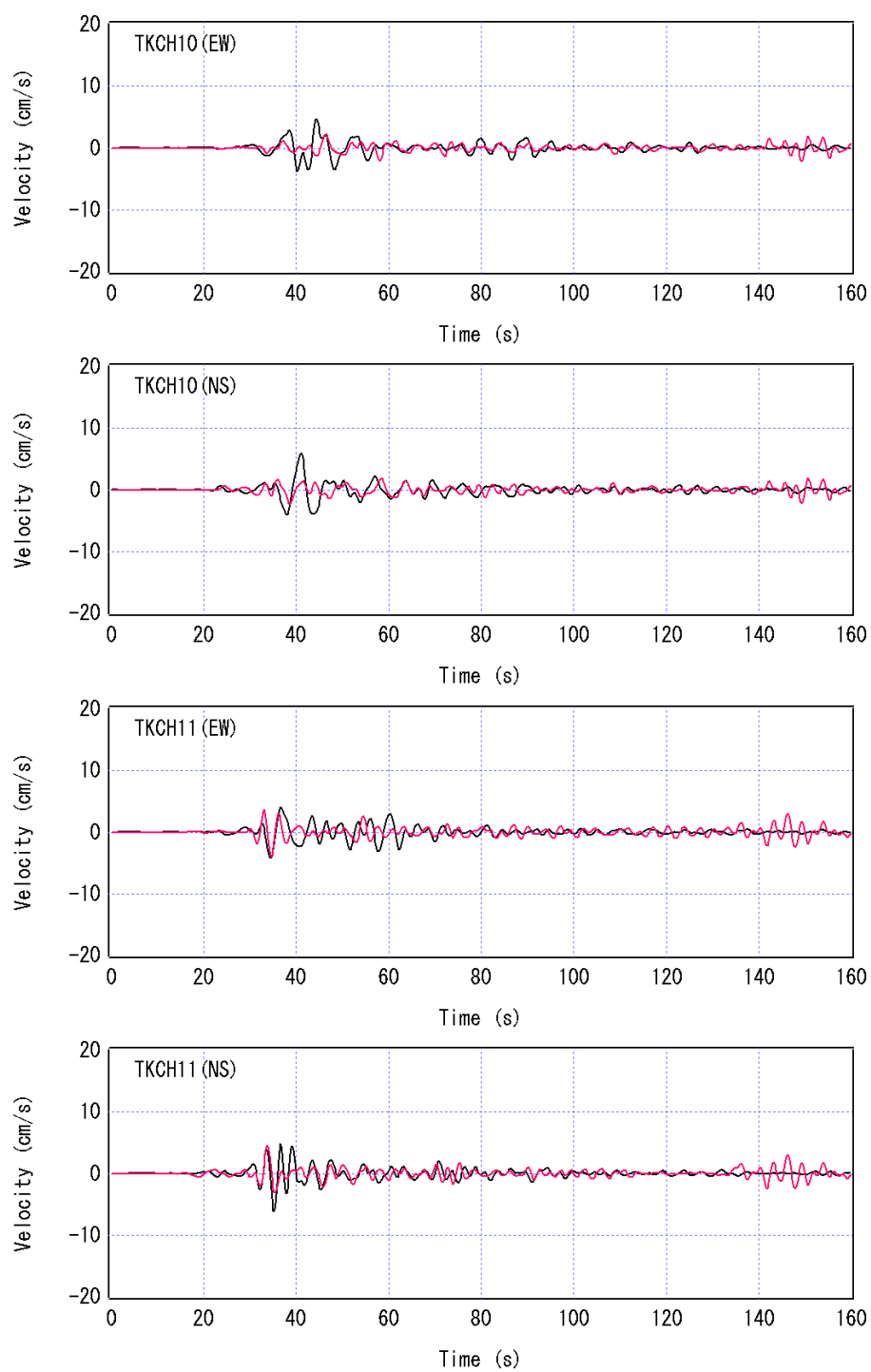
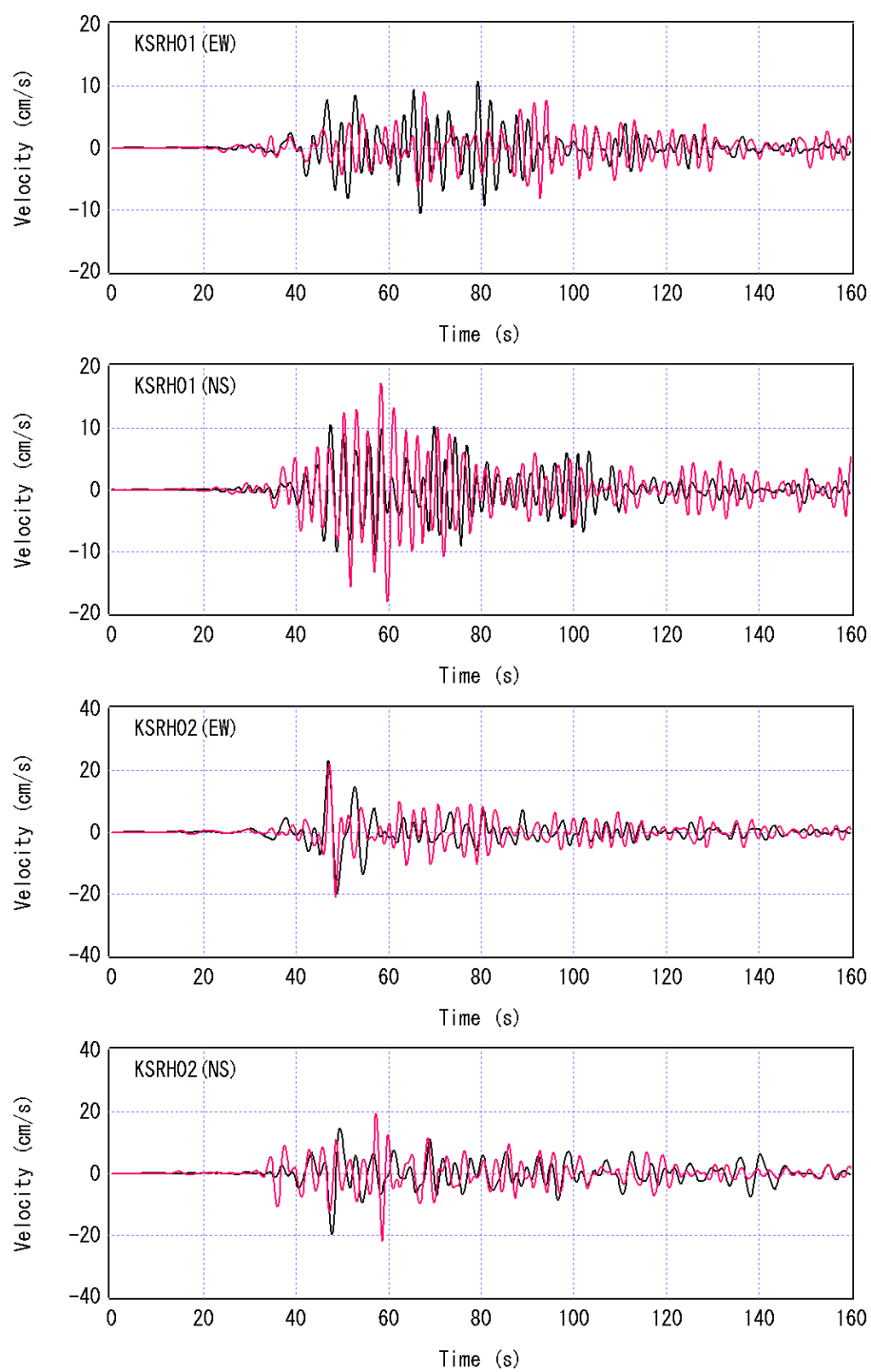
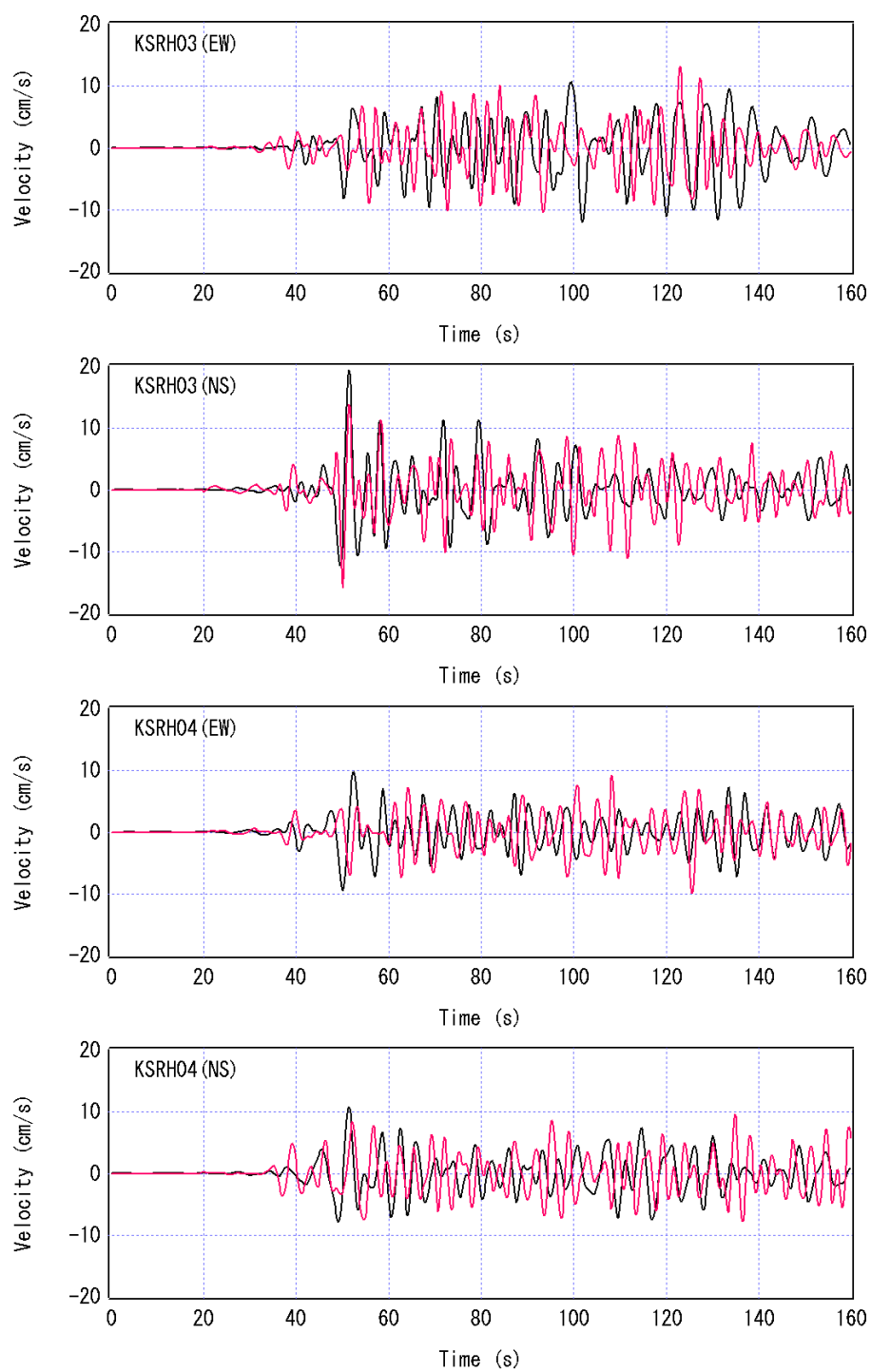


図-5.25 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その5）



図－5. 26 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その 6）



図－5.27 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その 7）

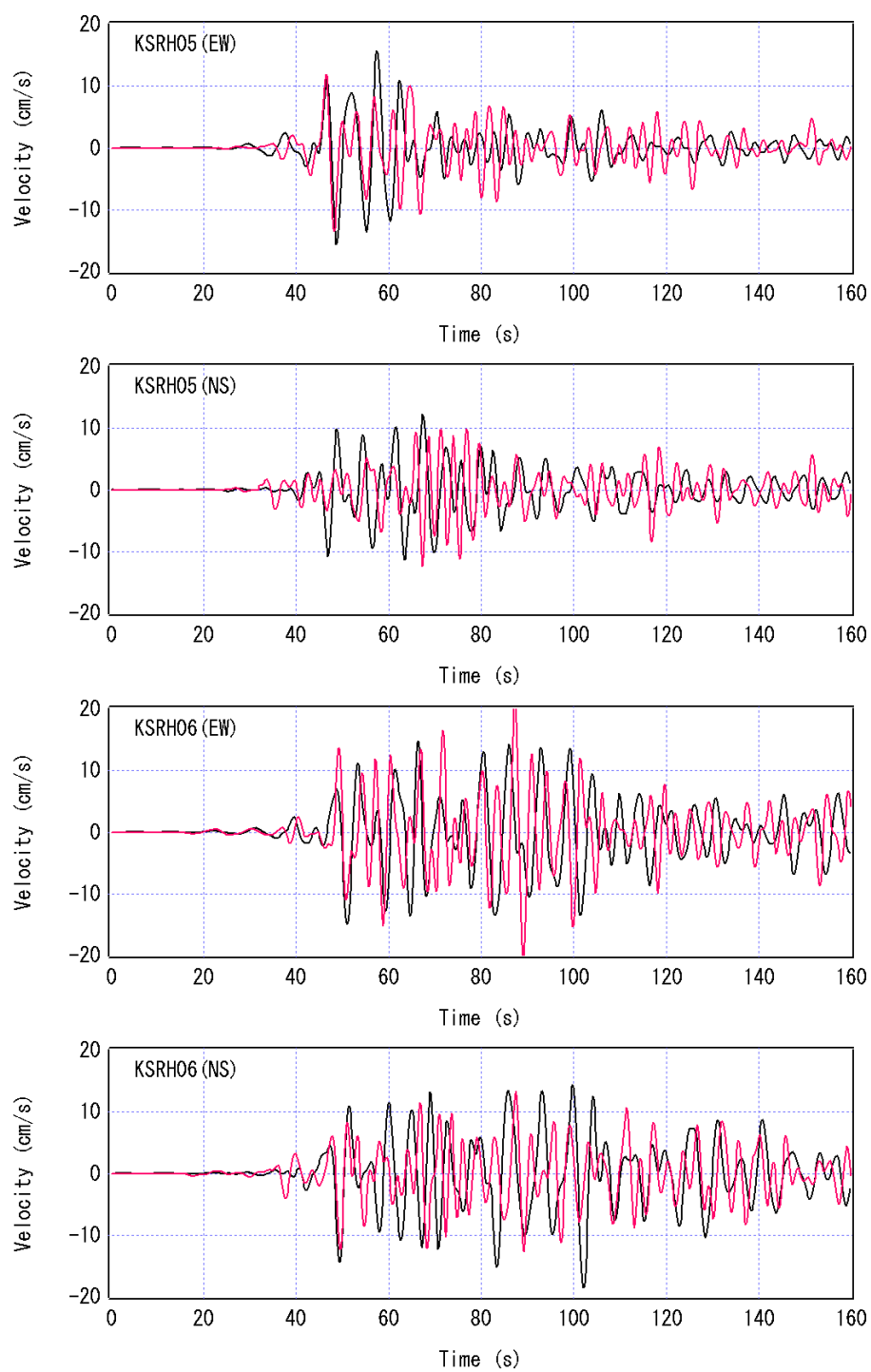


図-5.28 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その8）

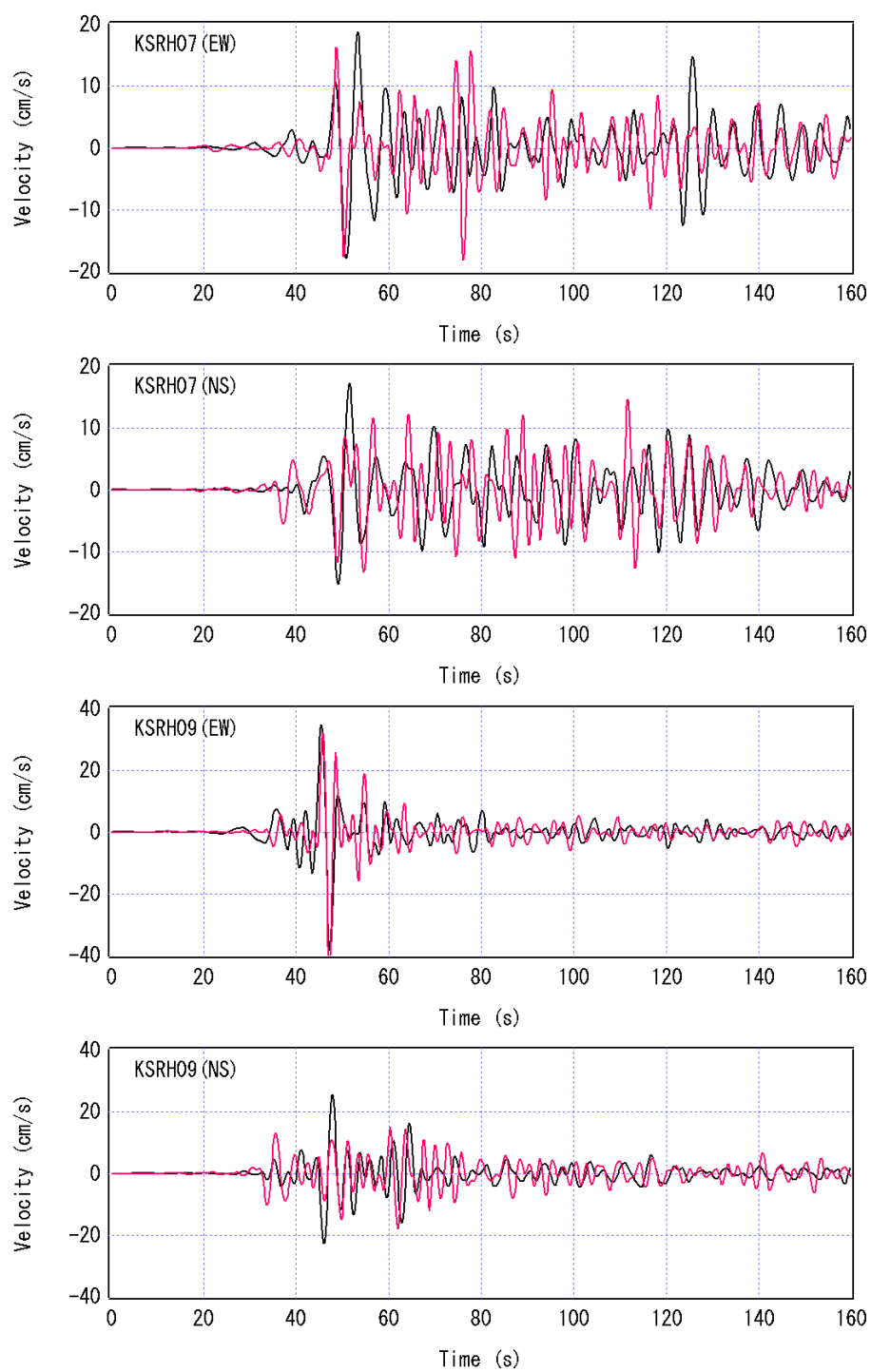
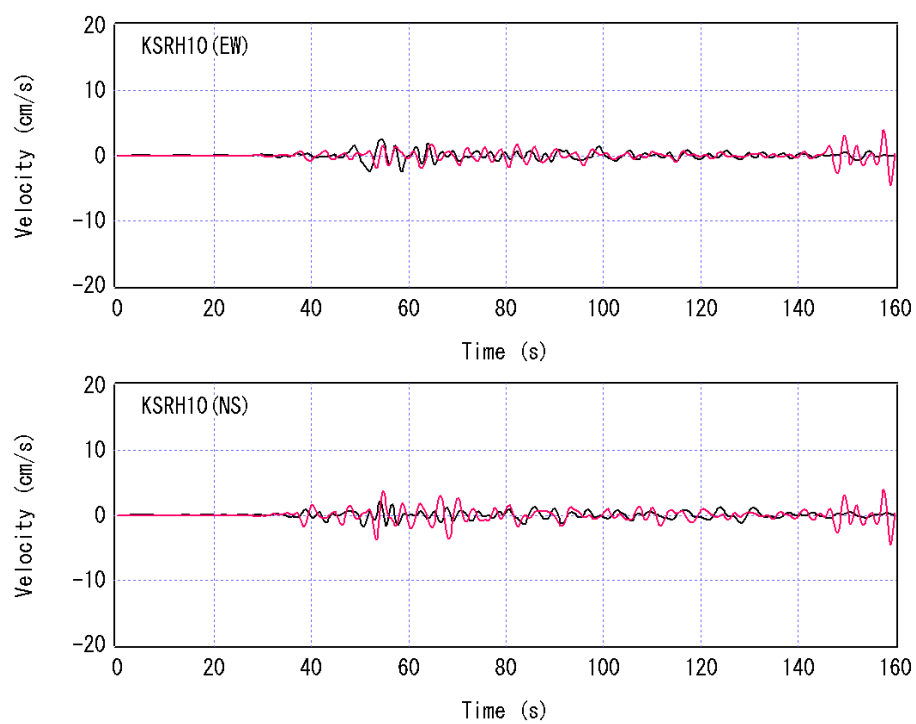


図-5.29 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その9）



図ー5.30 複数円形アスペリティモデルによる波形合成結果（その10）

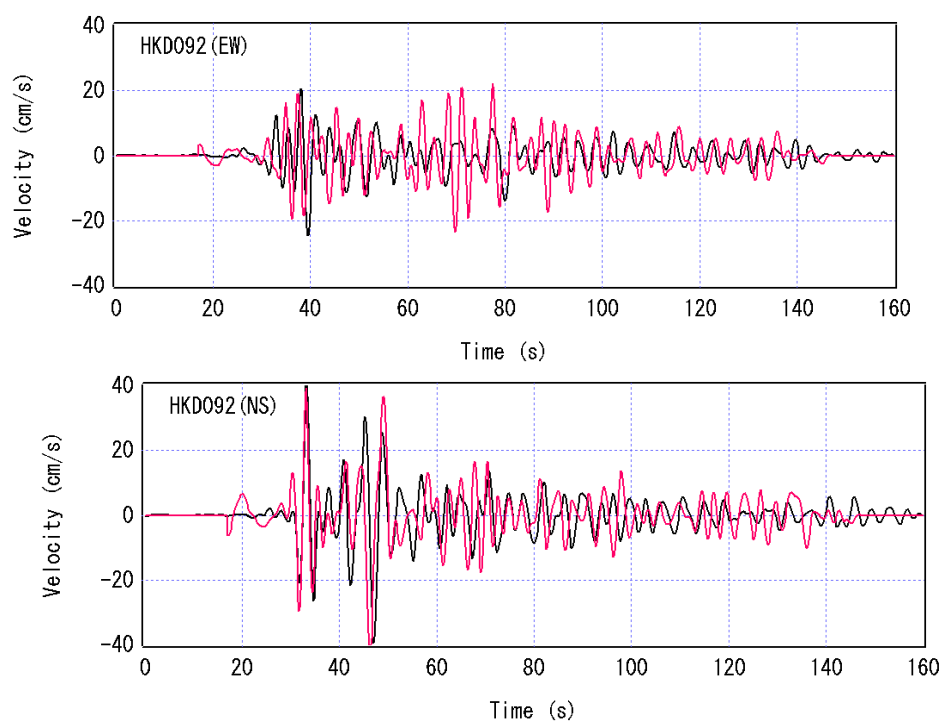
5.4 表層地盤の非線形性を考慮した強震動シミュレーション

表-5.4 の複数円形アスペリティモデルを用い、K-NET 観測点における地震動のシミュレーションを行ったところ、表層地盤の非線形挙動によると見られる観測波と合成波の差異が認められる観測点があった。それらの観測点では、非線形パラメタ（第4章）を導入した波形合成をおこなった。その結果、波形の改善が明瞭に認められた地点として HKD092（池田）および HKD095（帯広）を紹介する。

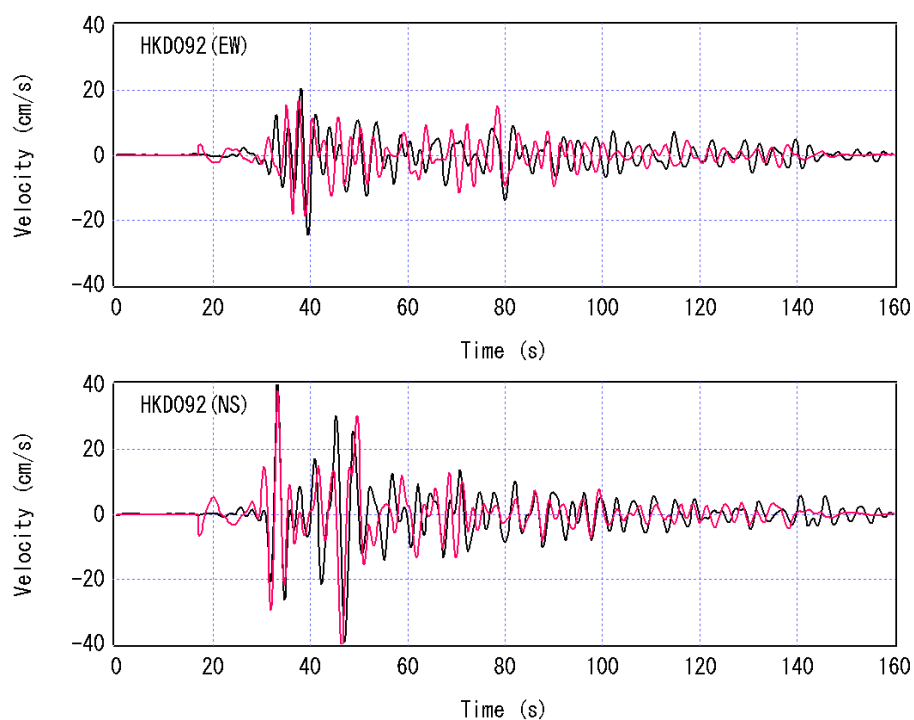
HKD092 では、表-5.4 の複数円形アスペリティモデルを用い、線形性を仮定して波形合成を行ったところ、図-5.31 に示すように波形後半に振幅の過大評価と位相の不一致が見られた。そこで、非線形パラメタ（ $\nu_1=0.98$, $\nu_2=0.005$ ）を導入して再度計算を行ったところ、図-5.32 に示すように波形後半の振幅と位相に改善が見られた。

HKD095 では、表-5.4 の複数円形アスペリティモデルを用い、線形性を仮定して波形合成を行ったところ、図-5.33 に示すように波形後半に振幅の過大評価と位相の不一致が見られた。そこで、非線形パラメタ（ $\nu_1=0.98$, $\nu_2=0.005$ ）を導入して再度計算を行ったところ、図-5.34 に示すように波形後半の振幅と位相に改善が見られた。

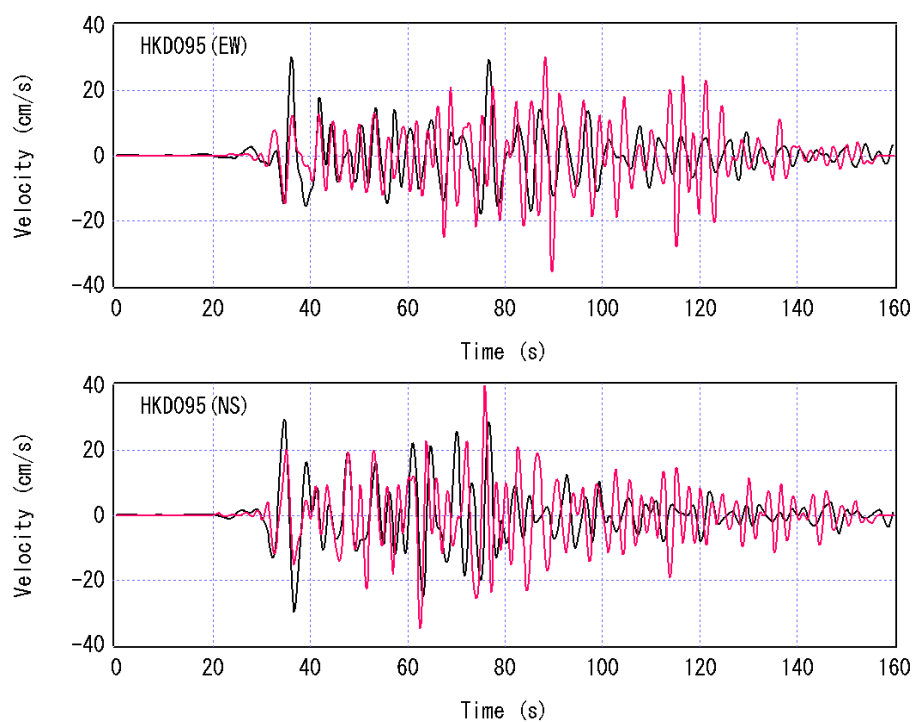
ここで用いた非線形パラメタの値を第4章で用いた値と比較して図-5.35 に示す。これを見ると、HKD092 および HKD095 に対して用いた値は 1995 年兵庫県南部地震の FKS 地点の解析に使用した値にほぼ等しいことがわかる。HKD092 および HKD095 における観測最大速度はさほど大きな値ではなく、1995 年兵庫県南部地震の際の FKS 地点とおおまかには同程度であることを考えると、ここで用いた非線形パラメタの値は既往の解析と整合していると言える。



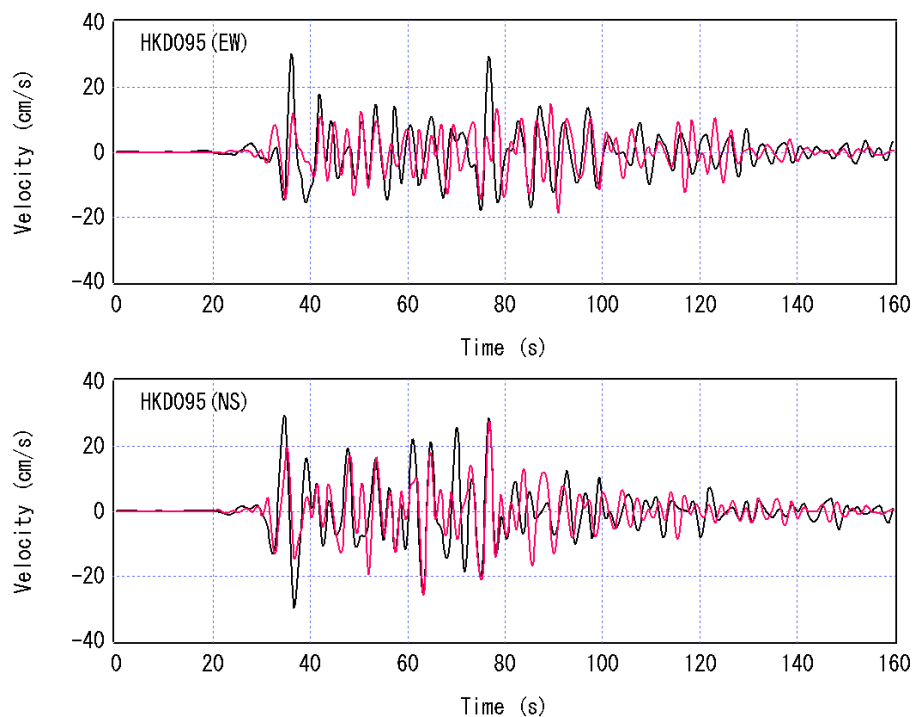
図－5.31 HKD092 における観測波と合成波の比較（線形）.



図－5.32 HKD092 における観測波と合成波の比較（非線形）.



図－5.33 HKD095 における観測波と合成波の比較（線形）.



図－5.34 HKD095 における観測波と合成波の比較（非線形）.

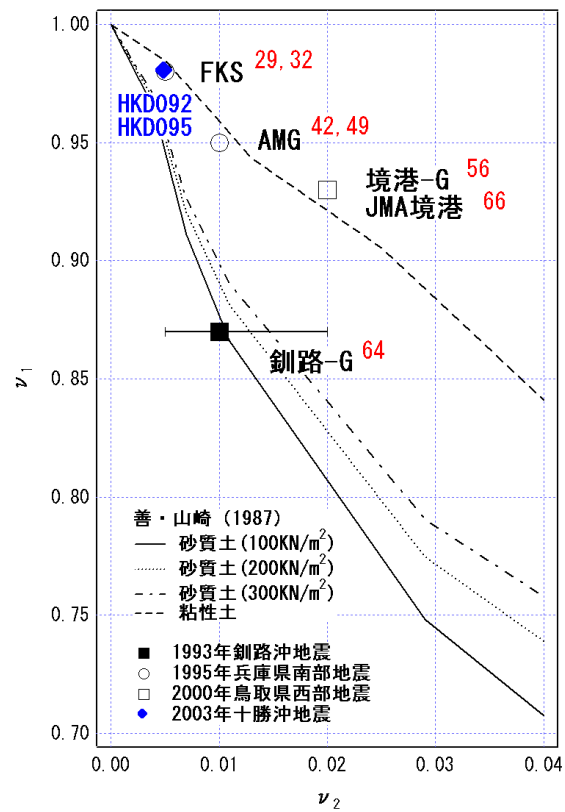


図-5.35 HKD092, HKD095 に対して用いた非線形パラメタの値

5.5 本章のまとめ

本章では、第3章で取り扱った円形クラックモデルによる波形合成法と、第4章で取り扱った非線形性に関する新しい考え方の検証を行うため、2003年十勝沖地震の強震動シミュレーションを実施した。まず、経験的グリーン関数による波形インバージョンを実施し、当該地震の震源におけるすべりの時空間分布を推定した。次に、この情報を活用して、第3章で提案した複数円形アスペリティモデルによる十勝沖地震の震源のモデル化を行い、モデル化の妥当性を検証した。さらに、第4章で提案した手法に基づいて表層地盤の非線形挙動を考慮した強震動シミュレーションを実施し、当該手法の適用性を検証した。

波形インバージョン解析では、本震波形と余震波形の類似性を検討したところ、経験的グリーン関数として少なくとも二つの余震記録を併用する必要があることが明らかとなった。そこで、断層面を二分し、西側と東側にそれぞれ異なる余震を割り当てて波形インバージョンを実施したところ、襟裳岬の東と釧路沖の二箇所にアスペリティを有する震源モデルが得られた。また、この震源モデルを参考に、襟裳岬の東と釧路沖の二箇所に円形クラックを配した複数円形アスペリティモデルを作成したところ、十勝支庁および釧路支庁の大半の KIK-NET 観測点における波形を説明できることがわかった。2003年十勝沖地震と、今世紀前半の発生が懸念される東南海・南海地震との間には規模・メカニズム等に共通点が見られることから、ここで取り扱った複数円形アスペリティモデルは東南海・南海地震による地震動を評価するためのモデルとしても有望である可能性がある。さらに、表層地盤の非線形挙動の影響を受けていると考えられる複数の観測地点について、第4章で述べた考え方で、非線形挙動の影響を考慮した強震動シミュレーションを実施したところ、良好な結果を得ることができ、また、非線形性を表現するパラメタの値そのものも、既往の解析に用いた値と矛盾しないことが確認された。

なお、波形インバージョンに基づく震源モデルも、複数円形アスペリティによる震源モデルも、十勝支庁東部での EW 成分に見られる比較的振幅の大きな波を再現できないという問題点が残されている。この点については、すでに述べたように、本章で用いた余震の組み合わせによる限り改善の期待が持てない。今後は上記の波の種別等について検討を行い、結果の改善を目指す必要がある。

第6章 結 論

本研究は、強震動評価の必要性および評価手法の現状に関する認識を踏まえ、港湾施設整備への強震動評価の活用とその手法の高度化を取り扱ったものである。本研究の結論を以下に示す。

まず、法線直交方向の揺れに弱いと云う岸壁の力学的特性に着目し、地震動の方向性に関する評価を港湾計画において活用することを検討した。震源近傍の地震動の方向性については、走向直交成分が卓越する傾向のあることが既往の研究で指摘されているので、港湾計画においてこの卓越方向を利用し、重要な岸壁については地震動の影響を受けにくい配置とすることを提案した。この新しい地震災害対策の有効性を確認するため、強震動シミュレーションと岸壁の変形計算を実施し、純粋な横ずれ断層や逆断層の場合だけでなく、直感的には理解しにくい中間的な断層の場合も含め、走向直交成分が卓越しやすい傾向はかなりロバストであることを確認した。さらに、港湾計画の策定者がこうした地震動の性質について、より理解を深めることができるように作成した平易な解説書を紹介した。

次に、港湾施設の設計用入力地震動の設定に応用することを念頭におき、半経験的な強震動評価手法の高度化に取り組んだ。その際、中間周波数帯域における合成スペクトルの落ち込みの問題と、表層地盤の非線形挙動の取り扱いの問題に着目した。

中間周波数帯域における合成スペクトルの落ち込みについては、落ち込みの生じる原因について先ず考察し、その結果を踏まえて、円形クラックモデルに基づく波形合成法を提案した。提案法は、方位に依存するコーナー周波数を有するような ω^{-2} モデルと整合する合成結果を与えることを確認した。提案法は、破壊停止端付近からのストップングフェーズを表現できる点など、矩形の破壊領域を用いる従来の方法と比べ、震源の物理に対してより忠実である可能性もあると考えている。1993年釧路沖地震について、個々のアスペリティを円形クラックで表現する複数円形アスペリティモデルの構築を試みたところ、加速度波形の包絡線については、既存のモデルよりもより再現性の良い結果を得た。ただし、個々のアスペリティを表現するのに用いた円形クラックは縦横比や破壊開始点などの点で自由度が小さい。今後、より多くの地震について複数アスペリティモデルを構築しようとするれば、縦横比や破壊開始点についてより自由度を持たせることも必要であると考えられる。その際、円形アスペリティの利点を失わないよう配慮することが重要であると考えられるが、この点は今後の課題である。

表層地盤の非線形性の取り扱いについては、これまで、サイト直下の堆積層を、非線形性を示す浅い部分（表層地盤）と、それより深い部分（深層地盤）とに区分し、地震波は下方より表層地盤に入射してから初めて地盤の非線形挙動の影響を受けると仮定することが普通であった。しかし、実際には、大地震の震源とサイトを結ぶ波線は非線形挙動を示す表層地盤を何度も横切る場合があり、その結果、地震波は、その伝播の過程で表層地盤の非線形挙動の影響を何度も受けることになる。この効果を取り入れて強震動評価を行うための簡易な方法として、堆積層内の媒質の平均的なS波速度の低下率と、堆積層内の媒質の平均的な減衰定数の増分を意味する二つのパラメータを導入し、それら

を用いてグリーン関数を補正してから重ね合わせる方法を新たに提案した．この手法を 2000 年鳥取県西部地震，1995 年兵庫県南部地震，1993 年釧路沖地震および 2001 年 Nisqually 地震に適用し，その妥当性を確認した．本手法を prediction に用いるため，パラメタの設定方法を確立することが課題である．

最後に，先に提案した円形クラックモデルによる波形合成法と，非線形性に関する新しい考え方の検証を行うため，2003 年十勝沖地震の強震動シミュレーションを実施した．まず，経験的グリーン関数による波形インバージョンを実施し，当該地震の震源におけるすべりの時空間分布を推定したところ，襟裳岬の東と釧路沖の二箇所にアスペリティを有する震源モデルが得られた．また，この震源モデルを参考に，襟裳岬の東と釧路沖の二箇所に円形クラックを配した複数円形アスペリティモデルを作成したところ，十勝支庁および釧路支庁の大半の KIK-NET 観測点における波形を説明できることがわかった．2003 年十勝沖地震と，今世紀前半の発生が懸念される東南海・南海地震との間には規模・メカニズム等に共通点が見られることから，ここで取り扱った複数円形アスペリティモデルは東南海・南海地震による地震動を評価するためのモデルとしても有望である可能性がある．さらに，表層地盤の非線形挙動の影響を受けていると考えられる複数の観測地点について，上で述べた考え方に従い，非線形挙動の影響を考慮した強震動シミュレーションを実施したところ，良好な結果を得ることができ，また，非線形性を表現するパラメタの値そのものも，既往の解析に用いた値と矛盾しないことを確認した．

参考文献

- 安中正・山崎文雄・片平冬樹（1997）：気象庁 87 型強震計記録を用いた最大地動及び応答スペクトル推定式の提案，第 24 回地震工学研究発表会講演論文集，pp.161-164.
- 井合 進・松永康男・亀岡知弘（1990a）：ひずみ空間における塑性論に基づくサイクリックモビリティのモデル，港湾技術研究所報告，第 29 巻，第 4 号，pp.27-56.
- 井合 進，松永康男，亀岡知弘（1990b）：サイクリックモビリティのモデルのパラメタの同定，港湾技術研究所報告，第 29 巻，第 4 号，pp.57-83.
- 井合 進・一井康二・森田年一（1995）：兵庫県南部地震による港湾施設の被害考察（その 7）ケーソン式岸壁の有効応力解析，港湾技研資料，No.813，pp.253-279.
- 池田隆明・釜江克宏・三輪 滋・入倉孝次郎（2002）：経験的グリーン関数法を用いた 2000 年鳥取県西部地震の震源のモデル化と強震動シミュレーション，日本建築学会構造系論文集，第 561 巻，pp.37-45.
- 一井康二・井合進・森田年一（1997）：兵庫県南部地震におけるケーソン式岸壁の挙動の有効応力解析，港湾技術研究所報告，Vol.36，No.2，pp.41-86.
- 一井康二・佐藤幸博・佐藤陽子・星野裕子・井合 進（1999）：港湾地域強震観測地点資料（その 6），港湾技術研究所資料，No.935.
- 入倉孝次郎（1994）：震源のモデル化と強震動予測，地震 2，第 46 巻，pp.495-512.
- 入倉孝次郎（2000）：強震動予測のためのレシピ，第 1 回地震調査研究と地震防災工学の連携ワークショップー地震動予測地図の作成に向けてそのあるべき姿と地震防災工学への反映ー，pp.33-58.
- 入倉孝次郎・香川敬生・関口春子（1997）：経験的グリーン関数を用いた強震動予測方法の改良，日本地震学会講演予稿集，No.2，B25.
- 入倉孝次郎・釜江克宏（1993）： ω^2 モデルのための震源のモデル化と経験的グリーン関数法による強震動予測，地震学会講演予稿集，No.2，B17.
- 入倉孝次郎・三宅弘恵（2001）：シナリオ地震の強震動予測，地学雑誌，Vol.110，No.6，pp.894-875.
- 入倉孝次郎・三宅弘恵（2002）：予測のための震源のモデル化，月刊地球号外，No.37，pp.213-223.
- 岩田知孝・入倉孝次郎（1986）：観測された地震波から震源特性，伝播経路特性及び観測点近傍の地盤特性を分離する試み，地震 2，第 39 巻，pp.579-593.
- 岩田知孝，関口春子（2001）：2000 年鳥取県西部地震の震源断層の実体，SEISMO，50，pp.5-7.
- 上林宏敏・堀家正則・竹内吉弘（1990）：断層震源による不規則境界を有する三次元堆積盆地の地震動特性，日本建築学会構造系論文報告集，第 413 号，pp.75-86.
- 上部達生・高野剛光・松永康男（1995）：兵庫県南部地震による港湾施設の被害考察（その 3）神戸港のケーソン式大型岸壁の被災分析，港湾技研資料，No.813，pp.127-145.
- 大阪府土木部（1997）：大阪府土木構造物耐震対策検討委員会報告書.
- 岡崎由夫（1974）：釧路炭田の地質，釧路炭田ー資源とヤマの盛衰ー，第 2 章，pp.19-110.

- 科学技術庁（2000）：第1回堆積平野地下構造調査成果報告会予稿集。
- 香川敬生・入倉孝次郎・武村雅之（1998）：強震動予測の現状と将来の展望，地震 2，51，pp.339-354.
- 香川敬生・江尻譲嗣（1998）：震源断層の破壊を考慮した震源近傍の地震動の試算，「土構造物の耐震設計に用いるレベル2地震動を考える」シンポジウム，地盤工学会関西支部設計入力地震動に関する研究委員会。
- 香川敬生・澤田純男・岩崎好規・南莊 淳（1993）：大阪堆積盆地における深部地盤構造のモデル化，第22回地震工学研究発表会講演梗概集，pp.199-202.
- 笠原稔・藤原嘉樹・加藤誠（1994）：1993年釧路沖地震震害調査報告，2. 地震活動・地質構造，土木学会，pp.10-26.
- 片岡正次郎・日下部毅明・村越 潤・田村敬一（2004）：想定地震に基づくレベル2地震動の設定手法に関する研究，国総研報告，第15号。
- 活断層研究会編（1991）：新編日本の活断層—分布図と資料，東京大学出版会。
- 釜江克宏・入倉孝次郎・福知保長（1991）：地震のスケーリング則に基づいた大地震時の強震動予測，日本建築学会構造系論文報告集，第430号，pp.1-9.
- 釜江克宏・入倉孝次郎（1997）：1995年兵庫県南部地震の断層モデルと震源近傍における強震動シミュレーション，日本建築学会論文報告集，第500号，pp.29-36.
- 川瀬 博（1993）：表層地質による地震波の増幅とそのシミュレーション，地震 2，46，pp.171-190.
- 川瀬 博・林 康裕（1996）：兵庫県南部地震の被害地域における強震動の推定とその破壊力の評価，過大入力を受ける建築構造物の動的崩壊過程の解明シンポジウム，日本建築学会応用力学運営委員会，pp.3-7.
- 川瀬博・松島信一・Robert W. Graves・Paul G. Somerville（1998）：「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 2，第50巻，第4号，pp.431-450.
- 工藤一嘉（1993）：強震動予測を中心とした地震工学研究のあゆみ，地震 2，46，pp.151-159.
- 額額一起（1991）：不整形地盤における地震動，土木学会論文集，No.437，I-17，pp.1-18.
- 額額一起（1996）：カリフォルニアの被害地震と兵庫県南部地震，科学，Vol.66，No.2，pp.93-97.
- 額額一起（1998）：地震発生のメカニズムと予測，10. 強震動の発生，土と基礎，Vol.46，No.8，1998年8月，pp.43-48.
- 小嶋英治・杉村義弘・栗田 哲（1997）：やや長周期地震動評価のための半経験的地震動合成法，日本建築学会構造系論文集，第499号，pp.47-52.
- 古和田明・田居 優・入倉孝次郎（1998）：経験的サイト増幅・位相特性を用いた水平動および上下動の強震動評価，日本建築学会構造系論文集，第514号，pp.97-104.
- 佐藤俊明（1994）：理論的地震動評価，地震動—その合成と波形処理，第2章，鹿島出版会，pp.21-88.
- 佐藤良輔編（1989）：日本の地震断層パラメーター・ハンドブック，鹿島出版会。

- 司 宏俊・翠川三郎（1999）：断層タイプ及び地盤条件を考慮した最大加速度・最大速度の距離減衰式，日本建築学会構造系論文集，第 523 号，pp.63-70.
- 菅野高弘・三籐正明・及川研（1995）：兵庫県南部地震による港湾施設の被害考察（その 8）ケーソン式岸壁の被災に関する模型振動実験，港湾技研資料，No.813，pp.207-252.
- 杉戸真太・合田尚義・増田民夫（1994）：周波数依存性を考慮した等価ひずみによる地盤の地震応答解析法に関する一考察，土木学会論文集，493/II-27，pp.49-58.
- 瀬尾和大（1981）：地下深部の地盤構造が地表の地震動に及ぼす影響，東京工業大学学位論文.
- 武村雅之・諸井孝文・八代和彦（1998）：明治以後の内陸浅発地震の被害からみた強震動の特徴，地震 2，第 50 巻，第 4 号，pp.485-505.
- 武村雅之（1998）：日本列島における地殻内地震のスケーリング則，地震 2，第 51 巻，第 2 号，pp.211-228.
- 田中貞二・吉沢静代・坂上実・大沢胖（1982）小地震記録の合成による強震動加速度特性の推定，地震研究所彙報，第 57 巻，pp.561-579.
- 壇一男（1991）：半経験的波形合成法による震源域における強震地動の推定，東京大学学位論文.
- 壇一男（1995）：釧路地方気象台の強震記録に見られる地盤と建物の相互作用効果およびそのシミュレーション，日本建築学会構造系論文集，Vol.470，pp.75-84.
- 中央防災会議事務局（2001）：東海地震に関する専門調査会（第 11 回）とりまとめ資料.
- 鶴来雅人・田居 優・入倉孝次郎・古和田明（1997）：経験的サイト増幅特性評価手法に関する検討，地震 2，第 50 巻，pp.215-227.
- 土岐憲三・後藤洋三・江尻譲司・澤田純男（1995）：兵庫県南部地震における震源特性と地盤震動特性，土木学会誌，第 80 巻，第 9 号，pp.32-43.
- 土木学会（1996）：土木学会耐震基準等に関する提言集.
- 土木学会（2000）：土木構造物の耐震設計法に関する第三次提言と解説.
- 土木学会地震工学委員会（2000）：レベル 2 地震動研究小委員会の活動成果報告書，第 3 章，耐震設計に用いるレベル 2 地震動（案），pp.7-51.
- 鳥海勲（1975）：平野の地震動特性について，第 6 回日本地震工学シンポジウム，pp.117-136.
- 中田高・今泉俊文編（2002）：活断層詳細デジタルマップ，東京大学出版会.
- 中村左衛門太郎（1925）：関東大震災調査報告，震災予防調査会報告，100 号甲，pp.67-140.
- 中村洋光・宮武 隆（2000）：断層近傍強震動シミュレーションのための滑り速度時間関数の近似式，地震 2，第 53 号，pp.1-9.
- 西川純一・稲直美・三田地利之・若松幹男・三浦均也・石川裕・森伸一郎（1994）：1993 年釧路沖地震震害調査報告，4. 土質・地盤，土木学会，pp.102-149.
- 日本港湾協会（1999）：港湾の施設の技術上の基準・同解説，運輸省港湾局監修.
- 日本道路協会（1996）：道路橋示方書（V 耐震設計編）・同解説.
- 日本道路協会（2002）：道路橋示方書（V 耐震設計編）・同解説.

- 野田節男・上部達生・千葉忠樹（1975）：重力式岸壁の震度と地盤加速度，港湾技術研究所報告，第4巻，第4号，pp.67-111.
- 野津 厚・井合 進（2001）：経験的サイト増幅特性に基づくシナリオ地震の地震動の試算，港湾技研資料，No.991.
- 野津 厚・上部達生・佐藤幸博（1997a）：工学的基盤における最大加速度等の断層面からの距離減衰の検討，第2回阪神淡路大震災に関する学術講演会論文集，pp.27-34.
- 野津 厚・上部達生・佐藤幸博・篠澤 巧（1997b）：距離減衰式から推定した地盤加速度と設計震度の関係，港湾技研資料，No.893.
- 野津厚・井合 進・一井康二・沼田淳紀（2000）：ケーソン式岸壁の変形に寄与する地震動の振動数成分，レベル2地震に対する土構造物の耐震設計シンポジウムおよび講習会テキスト，（社）地盤工学会，2000年8月，pp.311-318.
- 野津 厚（2003）：港湾地域強震観測の経緯と現状，日本地震工学会大会-2003梗概集，pp.特54-特55.
- 野津厚（2004a）：中小地震記録の群遅延時間を利用した強震動予測手法の検証，第39回地盤工学研究発表会発表講演集(CD-ROM).
- 野津厚（2004b）：中小地震記録の群遅延時間を利用した強震動予測手法の検証－K-NET鹿児島地点への適用－，土木学会第59回年次学術講演会講演概要集(CD-ROM).
- 野津 厚（2004c）：強震記録(0.1-1Hz)から推定される2003年十勝沖地震の震源過程，地球惑星科学関連学会2004年合同大会予稿集(CD-ROM).
- 久田嘉章（1997）：成層地盤における正規モード解及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，第501号，pp.49-56.
- 松島信一・川瀬 博（2000）：1995年兵庫県南部地震の複数アスペリティモデルの提案とそれによる強震動シミュレーション，日本建築学会構造系論文集，第534号，pp.33-40.
- 翠川三郎（1993）：強震時に見られる地盤特性の非線形性，地震2，第46巻，pp.207-216.
- 翠川三郎，松岡昌志（1994）：釧路気象台構内で観測された強震記録のスペクトル特性，日本建築学会大会学術講演梗概集（東海）B，pp.433-434.
- 三宅弘恵・岩田知孝，入倉孝次郎（1999）：経験的グリーン関数法を用いた1997年3月26日（MJMA6.5）及び5月13日（MJMA6.3）鹿児島県北西部地震の強震動シミュレーションと震源モデル，地震2，第51巻，pp.431-442.
- 三輪滋・池田隆明・綾部孝之・沼田淳紀（2002）：2000年鳥取県西部地震における境港市の地盤の地震時挙動，構造工学論文集，48A，pp.445-455.
- 森川信之・笹谷 努（2002）：経験的Green関数法によるスラブ内地震の震源特性及び強震動評価，月刊地球号外，No.37，pp.138-144.
- 森口繁一・宇田川銑久・一松 信（1960）：岩波数学公式Ⅲ，202p.
- 森田年一・井合進・H. Liu・一井康二・佐藤幸博（1997）：液状化による構造物被害予測プログラムFLIPにおいて必要な各種パラメタの簡易設定法，港湾技術研究所資料，No.869.
- 山田雅行・平井俊之・岩下友也・釜江克宏・入倉孝次郎（1999）：兵庫県南部地震の震

- 源モデルの再検討, 日本地震学会講演予稿集.
- 山本みどり, 岩田知孝, 入倉孝次郎 (1995): 釧路地方気象台における強震動と弱震動に対するサイト特性の評価, 地震 2, 第 48 巻, pp.341-351.
- 八幡夏恵子 (2001): 鳥取県西部地震における日野の観測地点の地盤増幅特性に対する非線形性の影響, 第 36 回地盤工学研究発表会発表講演集, pp.2345-2346.
- 吉川大智・盛川 仁・赤松純平・野口竜也・西田良平 (2002): 余震, 微動, 重力を用いた弓ヶ浜半島における 2 次元基盤構造の推定, 地震 2, 第 55 巻, pp.61-73.
- 善功企・山崎浩之・梅原靖文 (1987): 地震応答解析のための土の動的特性に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第 26 巻, 第 1 号, pp.41-113.
- Aki, K. (1967): Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, Vol.72, pp.1217-1231.
- Aki, K. (1968): Seismic displacements near a fault, *J. Geophys. Res.*, Vol.73, pp.5359-5375.
- Aki K. (1993): Local site effects on weak and strong ground motion, *Tectonophysics*, Vol.218, pp.93-111.
- Aki, K. and Larner, L. (1970): Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.75, pp.933-945.
- Aki, K. and Richards, P.G. (1980): *Quantitative Seismology*, Theory and Methods, Vol.1, W.H. Freeman.
- Beresnev I. A. and Wen K. L. (1996): Nonlinear soil response: a reality? *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.86, pp.1964-1978.
- Bielak, J., Ghattas, O. and Bao, H. (1998): Ground motion modeling using 3D finite element methods, *The Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Balkema, pp.121-133.
- Boore, D.M. (1983): Stochastic simulation of high frequency ground motion based on seismological models of radiated spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.73, pp.1865-1894.
- Bouchon, M. (1979): Discrete wave number representation of elastic wave fields in three-space dimensions, *J. Geophys. Res.*, Vol.84, pp.3609-3614.
- Bouchon, M. (1981): A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.71, pp.957-971.
- Brune, J. (1970): Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.*, Vol.75, pp.4997-5009.
- Brune, J. (1971): Correction, *J. Geophys. Res.*, Vol.76, 5002p.
- Burridge, R. and Knopoff, L. (1964): Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.54, pp.1875-1888.
- Dan, K., Watanabe, T. and Tanaka, T. (1989): A semi-empirical method to synthesize earthquake ground motions based on approximate far-field shear-wave

- displacement, *J. Structural and Construction Engineering (Transactions of AIJ)*, 396, pp.27-36.
- Day, S.M. (1982): Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: rectangular faults with fixed rupture velocity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.72, pp.705-725.
- Eshelby, J.D. (1957): The determination of a elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems, *Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A*, Vol.241, pp.376-396.
- Geller, R.J. (1976): Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.66, pp.1501-1523.
- Frankel, A (1993): Three-dimensional simulation of ground motions in the San Bernardino Valley, California, for hypothetical earthquakes on the San Andreas Fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.83, pp.1020-1041.
- Frankel AD, Carver DL, Williams RA. (2002): Nonlinear and linear site response and basin effects in Seattle for the M6.8 Nisqually, Washington, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.92, pp.2090-2109.
- Fujiwara, H. (2000): The fast multipole method for solving integral equations of three-dimensional topography and basin problems, *Geophys. J. Int.*, Vol.140, Issue 1, pp.198-210.
- Fukuyama, E., Ishida, M., Horiuchi, S., Inoue, H., Hori, S., Sekiguchi, S., Eguchi, T., Kubo, A., Kawai, H., Murakami, H. and Nonomura, K. (2001): NIED seismic moment tensor catalogue January-December, 2000, *Technical Note of the National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention*, No.217, pp.1-131.
- Fukushima, Y and Tanaka, T. (1990): A new attenuation relation for peak horizontal acceleration of strong earthquake ground motion in Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.84, pp.757-783.
- Geller, R. J. (1976): Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.66, pp.1501-1523.
- Graves, R.W. (1996): Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.86, No.4, pp.1091-1106.
- Harkrider, D.G. (1964): Surface waves in multilayered elastic media I . Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.54, pp.627-679.
- Hartzell, S.H. (1978): Earthquake aftershock as Green's functions, *Geophys. Res. Lett.*, Vol.5, 104p.
- Hartzell, S.H. and Heaton, T.H. (1983): Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.73, pp.1553-1583.

- Haskell, N.A. (1953): The dispersion of surface waves in multilayered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.43, pp.17-34.
- Herrero, A. and Bernard, P. (1994): A kinematic self-similar rupture process for earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.84, pp.1216-1228.
- Hisada, Y.(1993): An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depth, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.84, pp.1456-1472.
- Hisada, Y.(1995a): An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depth (Part 2), *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.85, pp.1080-1093.
- Hisada, Y.(1995b): Reply to comments on "An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depth" by Roy J. Greenfield, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.85, pp.1525-1526.
- Iai, S., Morita, T., Kameoka, T., Matsunaga, Y. and Abiko, K. (1995): Response of a dense sand deposit during the 1993 Kushiro-oki Earthquake, *Soils and Foundations*, Vol.35, No.1, pp.115-131.
- Ide, S. and Takeo, M. (1996): The dynamic rupture process of the 1993 Kushiro-oki earthquake, *Journal of Geophysical Research*, Vol.101, pp.5661-5675.
- Inagaki, H., Iai, S., Sugano, T., Yamazaki, H. and Inatomi, T. (1996): Performance of caisson type quay walls at Kobe Port, *Special Issue of Soils and Foundations*, pp.119-136.
- Irikura, K. (1983): Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes, *Bull. Disaster Prevention Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol.32, pp.63-104.
- Irikura, K. (1986): Prediction of strong acceleration motions using empirical Green's functions, *Proc. 7th Japan Earthq. Eng. Symp.*, pp.151-156.
- Ishiyama, Y. (1987): Criteria for overturning of bodies by earthquake excitation, *Trans. of A.I.J.*, 317, pp.1-12.
- Joyner, W.B. and Boore, D.M. (1982): Peak horizontal acceleration and velocity from strong motion records including records from the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.71, pp.2011-2038.
- Takehi, Y. and K. Irikura (1994): Estimation of high-frequency wave radiation areas on the fault plane by the envelope inversion of acceleration seismograms, *Geophys. J. Int.*, Vol.125, pp.892-900.
- Takehi, Y., Irikura, K. and Hoshiba, M. (1996): Estimation of high-frequency wave radiation areas on the fault plane of the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake by the envelope inversion of acceleration seismograms, *J. Phys. Earth*, Vol.44, pp.505-517.
- Kamae, K. and Irikura, K. (1992): Prediction of site-specific strong ground motion

- using semi empirical methods, *Proceedings of the 10th World Conference on Earthquake Engineering*, Madrid, Vol.2, pp.801-806.
- Kamae, K., Irikura, K. and Pitarka, A. (1998): A technique for simulating string ground motion using hybrid Green's function, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.88, pp.357-367.
- Kanamori, H. (1979): A semi-empirical approach to prediction of long-period ground motions from great earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.69, pp.1645-1670.
- Kanamori, H. and Anderson, D.L. (1975): Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.65, pp.1073-1095.
- Kawasaki, I. et al. (1973): Seismic waves due to a shear fault in a semi-infinite medium. Part I : Point source, *J. Phys. Earth*, Vol.21, pp.251-284.
- Kawase, H. (1996): The cause of the damage belt in Kobe: the basin-edge effect, constructive interference of the direct S-wave with the basin-induced diffracted/Rayleigh waves, *Seismological Research Letters*, Vol.65, No.5, pp.25-34.
- Kawase, H. and Aki, K. (1989): A study on the response of a soft basin for incident S, P and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.79, pp.1361-1382.
- Kazama, M., Yamaguchi, A. and Yanagisawa, E. (1998): Seismic behavior of an underlying alluvial clay on man-made islands, *Special Issue of Soils and Foundations*, pp.23-32.
- Kennett, B.L.N. and Kerry, N.J. (1979): Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.57, pp.557-583.
- Kohketsu, K. (1987): Synthetic seismograms in realistic media: A wave-theoretical approach, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, Vol.62, pp.201-245.
- Lowson, C.L. and Hanson, R.J. (1974): *Solving Least Squares Problems*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.
- Madariaga, R. (1976): Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.66, pp.639-666.
- Madariaga, R. (1977): High-frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquake faulting, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, Vol.51, pp.625-651.
- Lamb, H. (1904): On the propagation of tremors at the surface of an elastic solid, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Ser. A, 203, pp.1-42.
- Luco, J.E. and Apsel, R.J. (1983): On the Green's functions for layered half-space, Part I, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.73, pp.909-923.
- Ohno, S., Ohta, T., Ikeura, T. and Takemura, M. (1993): Revision of attenuation formula considering the effect of fault size to evaluate strong motion spectra in near field, *Tectonophysics*, Vol.218, pp.69-81.
- Ozel, N. and Moriya, T. (1999): Different stress directions in the aftershock focal

- mechanisms of the Kushiro-oki earthquake of Jan. 15, 1993, SE Hokkaido, Japan, and horizontal rupture in the double seismic zone, *Tectonophysics*, Vol.313, pp.307-327.
- Papageorgiou, A.S. and Aki, K. (1983): A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. I. Description of the model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.73, pp.693-722.
- Phinney, R.A. (1965): Theoretical calculation of the spectrum of first arrivals in layered elastic media, *J. Geophys. Res.*, Vol.70, pp.5107-5123.
- Saikia, C.K. (1994): Modified frequency-wavenumber algorithm for regional seismograms using Filon's quadrature: modeling of Lg waves in eastern North America, *Geophys. J. Int.*, Vol.118, pp.142-158.
- Sato, T. and Hirasawa, T. (1973): Body wave spectra from propagating shear cracks, *J. Phys. Earth*, Vol.21, pp.415-431.
- Sato, T., 1994, Seismic radiation from circular cracks growing at variable rupture, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84, 1199-1215.
- Sato, T., Graves, R.W. and Somerville, P.G. (1999): Three dimensional finite difference simulation of long period strong motions in the Tokyo metropolitan area during the 1990 Odawara earthquake and the great 1923 Kanto earthquake in Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.89, pp.579-607.
- Savage, J.C. (1974): Relation between P- and S-wave corner frequencies in the seismic spectrum, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.64, pp.1621-1627.
- Schnabel, P.B., Lysmer, J. and Seed, H.B. (1972): SHAKE - A computer program for earthquake response analysis of horizontally layered sites, Report No. EERC 72-12, Col. of Eng., University of California at Berkeley.
- Sekiguchi, H., Irikura, K., Iwata, T., Kakehi, Y. and Hoshiba, M. (1996): 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*, Vol.44, pp.473-487.
- Shimazaki, K. (1986): Small and large earthquakes: The effect of the thickness of seismogenic layer and the free surface, *Earthquake Source Mechanics*, Am. Geophys. Union, Geophys. Monogr. 37, Maurice Ewing 6, pp.209-216.
- Somerville, P.G. and Graves, R.W. (1993): Condition that give rise to unusually long period ground motions, *The Structural Design of Tall Buildings*, 2, pp.211-232.
- Somerville, P.G., Smith, N.F., Graves, R.W. and Abrahamson, N.A. (1995): Representation of near fault rupture directivity effects in design ground motions, and application to Caltrans bridges, *Proceedings of the National Seismic Conference on Bridges and Highways*, San Diego, December 10-13, 1995.
- Somerville, P.G. and Graves, R.W. (1996): Strong ground motions of the Kobe, Japan earthquake of Jan. 17, 1995, and development of a model of forward rupture

- directivity effects applicable in California, *Proceedings of the Western Regional Technica; Seminar on Earthquake Engineering for Dams*, Association of State Dam Safety Officials, Sacramento.
- Somerville, P.G., Smith, N.F. and Graves, R.W. (1997): Modification of empirical strong ground motion attenuation relations to include the amplitude and duration effects of rupture directivity, *Seismological Research Letters*, Vol.68, No.1, pp.199-222.
- Somerville, P.G., Irikura, K., Graves, R., Sawada, S., Wald, D., Abrahamson, N., Iwasaki, T., Kagawa, T., Smith, N. and Kowada, A (1999): Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion, *Seismological Research Letters*, Vol.70, pp.59-80.
- Takemura, M. and Ikeura, T. (1988): A semi-empirical method using a hybrid stochastic and deterministic fault models: Simulation of strong ground motions during large earthquakes, *J. Phys. Earth*, Vol.36, pp.89-106.
- Takeo, M., Ide, S. and Yoshida, Y. (1993): The 1993 Kushiro-oki, Japan, earthquake, a high stress-drop event in a subducting slab, *Geophys. Res. Lett.*, Vol.20, pp.2607-2610.
- Thomson, W.T. (1950): Transmission of elastic waves through a stratified solid, *J. Appl. Phys.*, Vol.21, pp.89-93.
- Vidale, J.E. and Helmberger (1988): Elastic finite-element modeling of the 1971 San Fernando, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.78, pp.122-141.
- Wald, D.J. and Somerville, P.G.(1995): Variable-slip rupture model of the great 1923 Kanto, Japan, earthquake: geodetic and body wave analysis, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.85, No.1, pp.159-177.
- Wald, D.J. and Graves, R.W. (1998): The seismic response of the Los Angeles Basin, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.88, pp.337-356.

本研究に関連して発表した論文

(査読付き論文)

野津 厚 (2002) : 経験的グリーン関数法のための滑り速度時間関数のより一般化された補正関数とその必要性について, 地震 2, 第 55 巻, pp.233-238.

Atsushi NOZU and Wilfred D. IWAN (2003): Robustness of predominant direction of near-source ground motions and its utilization in port planning, *Structural Eng./Earthquake Eng., JSCE*, Vol.20, No.2, pp.49-54.

野津 厚・盛川 仁 (2003) : 表層地盤の多重非線形効果を考慮した経験的グリーン関数法, 地震 2, 第 55 巻, pp.361-374.

野津 厚 (2003) : 表層地盤の非線形挙動を考慮した 1993 年釧路沖地震の強震動シミュレーション, 地震工学論文集 Vol.27 (CD-ROM).

野津 厚 (2004), 円形クラックモデルの経験的グリーン関数法への応用, 地震 2, 第 56 巻, pp.337-350.

(国際学会での発表)

Atsushi NOZU and Hitoshi MORIKAWA (2004): Assessment of soil nonlinearity using empirical Green's function method, *Proceedings of the 13th World Conference on Earthquake Engineering* (CD-ROM).

(口頭発表)

野津 厚 (2002) : 2000 年鳥取県西部地震における境港の被害に見る地震動の極性の影響, 第 37 回地盤工学研究発表会発表講演集 (CD-ROM).

野津 厚 (2002) : 非線形パラメタを用いた経験的グリーン関数法による境港の強震動シミュレーション, 第 57 回土木学会年次学術講演会講演概要集 (CD-ROM).

野津 厚 (2002) : 非線形の減衰構造が境港の強震動に及ぼした影響について, 日本地震学会講演予稿集, P175.

野津 厚 (2002) : 経験的グリーン関数法で中間周波数帯域の落ち込みが生じる原因の再吟味とシンプルな解決方法, 日本地震学会講演予稿集, P017.

野津 厚 (2003) : 経験的グリーン関数法で中間周波数帯域の落ち込みが生じる原因の再吟味, 第 38 回地盤工学研究発表会発表講演集 (CD-ROM).

野津 厚 (2003) : ライズタイムが一樣な円形クラックによる S 波スペクトルの特性, 土木学会第 58 回年次学術講演会講演概要集 (CD-ROM).

野津 厚 (2003) : 経験的グリーン関数による 1993 年釧路沖地震の釧路港の記録の再現, 日本地震学会講演予稿集, B039.

野津 厚 (2003) : 港湾地域強震観測の経緯と現状, 日本地震工学会大会-2003 梗概集, pp.特 54-特 55.

野津 厚 (2004) : 強震記録 (0.1-1Hz) から推定される 2003 年十勝沖地震の震源過程, 地球惑星科学関連学会 2004 年合同大会予稿集 (CD-ROM).

(その他)

野津 厚・池田 薫(2001):直下型地震の揺れの向きを考慮した耐震強化岸壁の配置計画,港湾,第78巻,第9号,pp.48-51.

野津 厚(2002):水平成層地盤の地震波動場を計算するプログラムの開発一周波数に虚部を含む離散化波数法の計算精度一,港空研資料, No.1037.

野津 厚・深澤清尊・佐藤陽子・菅野高弘(2003):半経験的な強震動予測手法の改良に関する提案,港湾技術研究所報告,第42巻,第1号,pp.139-166.

国土交通省港湾局・独立行政法人港湾空港技術研究所(2003):港湾計画のための地震動の方向性ハンドブック(CD-ROM).

野津 厚(2003):強震観測は何を明らかにしてきたか,基礎工,第31巻,第5号,pp.42-46.

野津 厚(2003):シナリオ地震に対する強震動予測,平成15年度港湾空港技術講演会講演集,pp.41-63.

謝 辞

本研究を進めるにあたり終始適切なご指導をいただいた東京工業大学助教授 盛川仁先生に厚く御礼申し上げます。先生からは研究者としての心構えをいろいろと教えていただきましたが、特に教えられたのは研究の基礎体力として数学・力学は常に学び続けなければいけないということです。スポーツ選手が常に鍛え続ける必要があるのと同じであると理解しました。

盛川先生が基礎体力錬磨のため渡米されていた間、東京工業大学教授 翠川三郎先生には指導教官としてたいへんお世話になりました。波形合成法について私の気付いていなかった文献を教えていただいたほか、合同ゼミ等では厳しくかつ適切な指摘をいただき、その結果として本論文は大きく改善されました。厚く御礼申し上げます。東京工業大学教授 大町達夫先生には、私が東京工業大学の社会人コースの学生となる以前に、先生が委員長を務めておられた土木学会地震工学委員会レベル2地震動研究小委員会に加えていただき、この委員会での活動を通じて、強震動評価手法の重要性を教えてくださいました。ここに感謝いたします。東京工業大学教授 瀬尾和大先生、同助教授 山中浩明先生には合同ゼミや発表会の場で適切な助言をいただきました。瀬尾先生は、兵庫県南部地震の地震動が土木構造物に及ぼした影響について独創的な考えを論文等で示されており、研究上の刺激をうけました。

職場の直属の上司である独立行政法人港湾空港技術研究所 菅野高弘構造振動研究室長は、平成6年に東北大学から港湾技術研究所（当時）に赴任されて以来10年間、公私ともにお世話になっております。私の至らなさから数々の御迷惑をおかけしてきました。ここ数年は、研究室が多忙であるにも関わらず、地震動の研究に専念することについて御理解をいただき、また研究を暖かく見守っていただきました。

京都大学教授 井合進先生は職場の元上司でもあり、研究所のもっとも尊敬すべき先輩の一人でもあります。学会等の場で自分の研究を良い意味でアピールすることの大切さを教えていただきました。

京都大学助教授 澤田純男先生には若手地震工学研究者の会のメンバーであった当時から常に叱咤激励をいただいております。先生は常に人と違う視点からものを見ておられ、私の研究結果について議論するようなとき、必ず予想しないような視点からの指摘をいただきました。先生とカリフォルニア工科大学で半年ほど御一緒できたことはたいへん幸運でした。

カリフォルニア工科大学教授 W.D. Iwan 先生は、私が未熟者であるにも関わらず、visitorとして1年間研究室に滞在する機会を与えてくださいました。この1年間の間に、私の研究テーマは構造物の応答から地震動へと大きく舵をきることになりました。先生の存在がなければ、私が今こうして研究をしていることは無かったと思います。心より感謝申し上げます。

京都大学工学部在学中、小林昭一先生、田村武先生、西村直志先生には、私の力不足故多大なる御迷惑をおかけしましたが、先生方から力学を基礎から学ぶことができたことはたいへんな幸運であったと今にして思います。心より御礼申し上げます。

本研究は強震観測に負うところがたいへん大きく、関係各機関に対し深甚の謝意を表したいと思います。特に港湾地域強震観測網の構築と維持に関わってこられた研究所および港湾局の諸先輩方に対し深い感謝の意を表したいと思います。私もこの観測網の運営に一部携わるものとして、堅実に観測網を運営し、次の世代の研究者に有益なデータを残すことを心がけたいと思います。港湾の観測網の他、関西地震観測研究協議会、K-net, Kik-net, 気象庁, 建築研究所, 北海道大学, 電力中央研究所および USGS の強震記録を使用させていただきました。北海道大学の記録の使用については笹谷努助教授および森川信之さんに、電力中央研究所の記録の使用については芝良昭さんに、それぞれ便宜を図っていただきました。

港湾局計画課（当時）の池田薫さんには、第2章で取り扱った地震動の方向性に関する研究に注目していただき、励ましの言葉をいただきました。また、その後、研究の一部を港湾事業調査費によってサポートしていただきましたが、その際、計画課および海岸・防災課の多くの職員の方に便宜を図っていただきました。

若手地震工学研究者の会などの場で、多くの研究者の方々と知り合うことができ、議論できたことは、たいへん幸運でした。職場の同僚である一井康二主任研究官および小濱英司主任研究官とは港湾構造物の地震時挙動について常に議論しており、種々のインスピレーションをいただいています。この他にも、研究所内外の多くの研究者の方々と議論が本研究に生きていると思います。心より御礼申し上げます。

本論文の執筆にあたり、佐藤陽子さん、北村百代さん、林公美さん、宮田佐代子さんには図面の作成等に際し多大なる御協力をいただきました。ここに記して謝意を表します。

付録 A 水平成層構造での透過と反射の演算

水平成層構造での透過と反射を計算するための行列演算についてはこれまで多くの研究者により改良が重ねられてきた。その経緯については瀬戸(1991)に述べられている。本研究で採用しているのは Luco and Apsel (1983) による反射/透過マトリクスである。この方法がそれ以前の Haskell マトリクス (Thomson, 1950; Haskell, 1953) と比較して優れているのは、常に波動伝播の方向に演算を進めることにより高周波数での指数関数の発散を回避している点である。なお、Luco and Apsel (1983) の方法では震源を記述する項に高周波数で発散しやすい指数関数の項が残っている。Hisada (1993, 1995a, 1995b) や久田 (1997) は Harkrider (1964) や Kennet and Kerry (1979) が行ったように震源の深さに仮想の層境界を設け、そこにステップ応力条件を導入することでこの問題を解決している。本研究では、震源を仮想の地層境界で挟み込んで震源を含む層の層厚を十分に小さくすることによりこの問題に対処している。以下、Luco and Apsel (1983) の反射/透過マトリクスを Bouchon (1981) のアルゴリズムに適用して水平成層構造の波動伝播を計算する方法について述べる。ノーテーションについては Hisada (1993, 1995a, 1995b) や久田 (1997) のものを取り入れている。

図-A.1 に水平成層構造を示す。地層には浅い方から順に $1, 2, 3, \dots, N, N+1$ と番号がふられている。第 $N+1$ 層は基盤に対応する。また地層境界にも番号がふられている。浅い地層境界は若い番号に対応しており、地表面は 0 に対応している。第 s 層は震源のある層である。震源が複数の層に渡る場合も当然存在するが、複数の震源による地震動は個々の震源の地震動の和で与えられるから、ここでは震源が一つの場合について考えておけばよい。 z 座標は鉛直下向きにとり、地表面を $z=0$ とする。図-A.1 では $s < N+1$ の場合を示しているが、震源は基盤内にあっても良い、すなわち $s=N+1$ であっても良い。

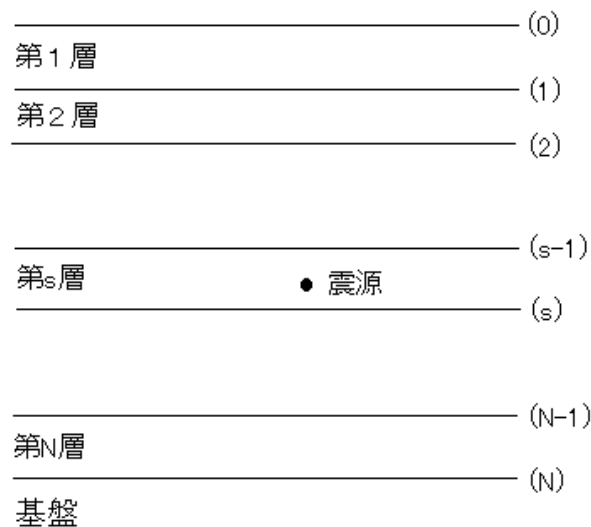


図-A.1 水平成層構造

A.1 鉛直方向の単位インパルス力

まず、鉛直下向きの単位インパルス力 $\delta(t)\delta(\xi)$ が時刻 $t=0$ において点 $(0, 0, z_s)$ に作用したときの第 j 層における変位および応力のフーリエ変換を次の形に書く．

$$\begin{aligned} u^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_1^{jn} J_1(k_n r) \\ w^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_2^{jn} J_0(k_n r) \\ \sigma_{rz}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_3^{jn} J_1(k_n r) \\ \sigma_{zz}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_4^{jn} J_0(k_n r) \end{aligned} \quad (A.1)$$

ここに V_1^{jn} , V_2^{jn} , V_3^{jn} , V_4^{jn} は motion-stress vector と呼ばれ、それぞれ z , ω の関数である．ここでは motion-stress vector は次の形に書けるものとする．

$$\begin{pmatrix} V_1^{jn} \\ V_2^{jn} \\ V_3^{jn} \\ V_4^{jn} \end{pmatrix} = F^{jn} \begin{pmatrix} P_u^{jn} \\ SV_u^{jn} \\ P_d^{jn} \\ SV_d^{jn} \end{pmatrix} \quad (A.2)$$

ここに P_u^{jn} , SV_u^{jn} , P_d^{jn} , SV_d^{jn} はそれぞれ上昇する P 波の振幅、上昇する SV 波の振幅、下降する P 波の振幅、下降する SV 波の振幅である．振幅はそれぞれ第 j 層の上端において評価されている．マトリクス F^{jn} は次式で与えられる．

$$F^{jn} = \omega^{-1} \times \begin{pmatrix} \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} & \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} \\ -i\alpha_j v_{jn} & i\beta_j k_n & i\alpha_j v_{jn} & -i\beta_j k_n \\ 2i\alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & i\beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2i\alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & -i\beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) \\ \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2\mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} & \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2\mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{iv_{jn}(z-z(j-1))} & & & 0 \\ & e^{i\gamma_{jn}(z-z(j-1))} & & \\ & & e^{-iv_{jn}(z-z(j-1))} & \\ 0 & & & e^{-i\gamma_{jn}(z-z(j-1))} \end{pmatrix} \quad (A.3)$$

ここに $z(j-1)$ は第 j 層の上端の z 座標、 α_j は第 j 層の P 波速度、 β_j は第 j 層の S 波速度、 μ_j は第 j 層のラメ定数、 ρ_j は第 j 層の密度である．また、

$$\begin{aligned} v_{jn} &= \sqrt{(\omega / \alpha_j)^2 - k_n^2}, \text{Im}(v_{jn}) < 0 \\ \gamma_{jn} &= \sqrt{(\omega / \beta_j)^2 - k_n^2}, \text{Im}(\gamma_{jn}) < 0 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

である． Motion-stress vector の各成分が式 (A.2) および (A.3) で与えられるとき，式 (A.1) の変位と応力は円筒座標系における運動方程式

$$\begin{aligned} \mu_j \left(\nabla^2 u^j - \frac{1}{r} \left(2 \frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{u^j}{r} \right) \right) + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{\partial r} + \omega^2 \rho_j u^j &= 0 \\ \mu_j \left(\nabla^2 v^j - \frac{1}{r} \left(\frac{v^j}{r} - 2 \frac{\partial u^j}{r \partial \theta} \right) \right) + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{r \partial \theta} + \omega^2 \rho_j v^j &= 0 \\ \mu_j \nabla^2 w^j + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{\partial z} + \omega^2 \rho_j w^j &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

および変位－応力関係式

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^j &= (\lambda_j + 2\mu_j) \frac{\partial u^j}{\partial r} + \lambda_j \left(2 \frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{u^j}{r} \right) + \lambda_j \frac{\partial w^j}{\partial z} \\ \sigma_{\theta\theta}^j &= \lambda_j \frac{\partial u^j}{\partial r} + (\lambda_j + 2\mu_j) \left(\frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{u^j}{r} \right) + \lambda_j \frac{\partial w^j}{\partial z} \\ \sigma_{zz}^j &= \lambda_j \frac{\partial u^j}{\partial r} + \lambda_j \left(\frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{u^j}{r} \right) + (\lambda_j + 2\mu_j) \frac{\partial w^j}{\partial z} \\ \sigma_{r\theta}^j &= \mu_j \left(\frac{\partial v^j}{\partial r} + \frac{\partial u^j}{r \partial \theta} - \frac{v^j}{r} \right) \\ \sigma_{rz}^j &= \mu_j \left(\frac{\partial u^j}{\partial z} + \frac{\partial w^j}{\partial r} \right) \\ \sigma_{\theta z}^j &= \mu_j \left(\frac{\partial u^j}{\partial z} + \frac{\partial w^j}{r \partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

を満足することは，式 (A.1) を式 (A.5) および式 (A.6) に代入することにより確認できる．なお，式 (A.5) において

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ \Delta^j &= \frac{\partial u^j}{\partial r} + \frac{u^j}{r} + \frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{\partial w^j}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

である．また λ_j は第 j 層のラメ定数である．

式 (A.1) はすでに運動方程式および変位－応力関係式を満足しているのであるから，

後は境界条件と放射条件を満足するように P_u^{jn} , SV_u^{jn} , P_d^{jn} , SV_d^{jn} を決定すれば, 鉛直下向きの単位インパルス力 $\delta(t)\delta(\xi)$ に対する波動場が求まることになる.

ここで, 式を見やすくするため

$$\begin{pmatrix} D^j \\ S^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_1^{jn} \\ V_2^{jn} \\ V_3^{jn} \\ V_4^{jn} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{pmatrix} E_{11}^j & E_{12}^j \\ E_{21}^j & E_{22}^j \end{pmatrix} = \Omega^{-1} \times \begin{pmatrix} \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} & \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} \\ -i\alpha_j v_{jn} & i\beta_j k_n & i\alpha_j v_{jn} & -i\beta_j k_n \\ 2i\alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & i\beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2i\alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & -i\beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) \\ \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2\mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} & \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2\mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{pmatrix} \Lambda_u^j(z) & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{iv_{jn}(z-z(j-1))} & & & 0 \\ & e^{i\gamma_{jn}(z-z(j-1))} & & \\ & & e^{-iv_{jn}(z-z(j-1))} & \\ 0 & & & e^{-i\gamma_{jn}(z-z(j-1))} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{pmatrix} C_u^j \\ C_d^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_u^{jn} \\ SV_u^{jn} \\ P_d^{jn} \\ SV_d^{jn} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

と書くことにすると, 式 (A.2) は以下のように書き直すことができる.

$$\begin{pmatrix} D^j \\ S^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{11}^j & E_{12}^j \\ E_{21}^j & E_{22}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Lambda_u^j(z) & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_u^j \\ C_d^j \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

以下, C_u^j , C_d^j が満足すべき境界条件および放射条件について考えていく. まず, 第 $N+1$ 層すなわち基盤では上向きの波は存在しないはずであるから, 次式が成立する.

$$C_u^{N+1} = \{0\} \quad (\text{A.13})$$

ここで、修整反射/透過マトリクス $T_d^{(j)}$, $R_d^{(j)}$, $T_u^{(j)}$, $R_u^{(j)}$ を次式により定義する.

$$\begin{aligned} C_u^j &= R_d^{(j)} C_d^j + T_u^{(j)} C_u^{j+1} \\ C_d^{j+1} &= T_d^{(j)} C_d^j + R_u^{(j)} C_u^{j+1} \end{aligned} \quad (\text{for } j = 1, 2, \dots, N) \quad (\text{A.14})$$

自由表面では、修整反射/透過マトリクスのうち $R_u^{(0)}$ のみが定義される.

$$C_d^1 = R_u^{(0)} C_u^1 \quad (\text{A.15})$$

修整反射/透過マトリクスの具体的な形は、式 (A.12) を第 j 層と第 $j+1$ 層に適用することにより次のとおり求まる.

$$R_u^{(0)} = - (E_{22}^1)^{-1} E_{21}^1 \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} T_u^{(j)} & R_d^{(j)} \\ R_u^{(j)} & T_d^{(j)} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} (\Lambda_u^j)^{-1} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{11}^j & -E_{12}^{j+1} \\ E_{21}^j & -E_{22}^{j+1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} E_{11}^{j+1} - E_{12}^j \\ E_{21}^{j+1} - E_{22}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j \end{pmatrix} \\ &\quad (\text{for } j = 1, 2, \dots, N-1) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{pmatrix} R_d^{(N)} \\ T_d^{(N)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\Lambda_u^N)^{-1} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{11}^N & -E_{12}^{N+1} \\ E_{21}^N & -E_{22}^{N+1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -E_{12}^N \Lambda_d^N \\ -E_{22}^N \Lambda_d^N \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

ところで、式 (A.4) の定義により v_{jn} , γ_{jn} が複素平面上の第 4 象限にあることを考えると、 $e^{iv_{jn}(z-z^{(j-1)})}$ や $e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})}$ の指数は第 1 象限にある. ここで、 $z-z^{(j-1)}$ の値が大きいとき指数の実部が正の大きな値となるから、 $e^{iv_{jn}(z-z^{(j-1)})}$ や $e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})}$ (すなわち Λ_u^j の成分) を計算しようとするとき発散が生じやすい. ところが式 (A.17) や式 (A.18) には $(\Lambda_u^j)^{-1}$ は含まれるけれども Λ_u^j は含まれないので数値計算上都合が良い.

次に一般化反射/透過マトリクス $\tilde{R}_u^{(j)}$, $\tilde{T}_u^{(j)}$, $\tilde{R}_d^{(j)}$, $\tilde{T}_d^{(j)}$ を次式により定義する.

$$C_u^j = \tilde{T}_u^{(j)} C_u^{j+1}, C_d^{j+1} = \tilde{R}_u^{(j)} C_u^{j+1} \quad (\text{for } j = 1, 2, \dots, s-1) \quad (\text{A.19})$$

$$C_d^{j+1} = \tilde{T}_d^{(j)} C_d^j, C_u^j = \tilde{R}_d^{(j)} C_d^j \quad (\text{for } j = N, N-1, \dots, s) \quad (\text{A.20})$$

一般化反射/透過マトリクスは修整反射/透過マトリクスから次の漸化式により求めることができる. 震源より上の地層境界に対しては

$$\begin{aligned}
\tilde{R}_u^{(0)} &= R_u^{(0)} & (\text{for } j = 0) \\
\tilde{T}_u^{(j)} &= \left(I - R_d^{(j)} \tilde{R}_u^{(j-1)} \right)^{-1} T_u^{(j)} \\
\tilde{R}_u^{(j)} &= R_u^{(j)} + T_d^{(j)} \tilde{R}_u^{(j-1)} \tilde{T}_u^{(j)} & (\text{for } j = 1, 2, \dots, s-1)
\end{aligned} \tag{A.21}$$

震源より下の地層境界に対しては

$$\begin{aligned}
\tilde{T}_d^{(N)} &= T_d^{(N)}, \tilde{R}_d^{(N)} = R_d^{(N)} & (\text{for } j = N) \\
\tilde{T}_d^{(j)} &= \left(I - R_u^{(j)} \tilde{R}_d^{(j+1)} \right)^{-1} T_d^{(j)} \\
\tilde{R}_d^{(j)} &= R_d^{(j)} + T_u^{(j)} \tilde{R}_d^{(j+1)} \tilde{T}_d^{(j)} & (\text{for } j = N-1, N-2, \dots, s)
\end{aligned} \tag{A.22}$$

もしも震源層の P 波および SV 波の振幅が与えられれば、式 (A.19) を用いて震源層より上の層の振幅を、式 (A.20) を用いて震源層より下の層の振幅を計算することができる。

震源層の P 波および SV 波の振幅は図-A.2 に示す地震波の収支から求めることができる。

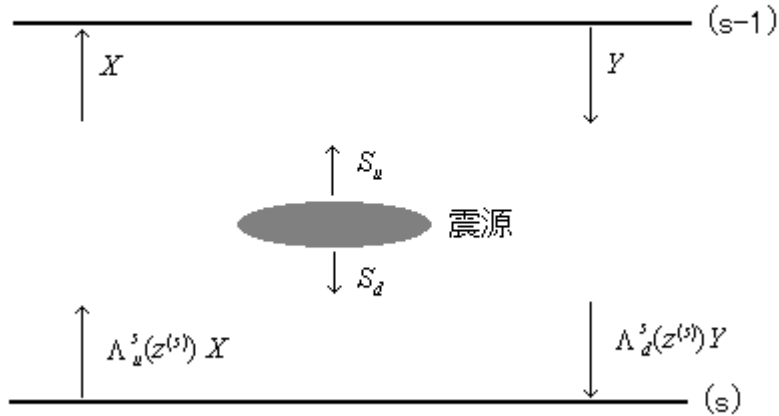


図-A.2 震源層における地震波の収支

図-A.2 において S_u は震源から上向きに放射される地震波の振幅を震源から出た直後の深度で評価したもの、 S_d は同じく下向きに放射される地震波の振幅を震源から出た直後の深度で評価したもの、 X は第 s 層内を下から上へ伝播する地震波の振幅を第 s 層の上端で評価したもの、 Y は第 s 層内を上から下へ伝播する地震波の振幅を第 s 層の上端で評価したものである。 S_u および S_d は既知であり、鉛直下向きに作用する単位インパルス力の場合には式 (2.25) と式 (A.1) とを比較することにより次式で与えられる。

$$S_u = \begin{pmatrix} \frac{k_n}{4L\rho_s\omega\alpha_s} \\ -\frac{k_n^2}{4L\rho_s\omega\beta_s\gamma_{sn}} \end{pmatrix}, S_d = \begin{pmatrix} -\frac{k_n}{4L\rho_s\omega\alpha_s} \\ \frac{k_n^2}{4L\rho_s\omega\beta_s\gamma_{sn}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.23})$$

震源層内での地震波の収支を考えると未知数 $\mathbf{X}$, $\mathbf{Y}$ に関する次の連立方程式を得る.

$$\begin{aligned} Y &= \tilde{R}_u^{(s-1)} \left(X + \Lambda_d^s(z_s) S_u \right) \\ X &= \tilde{R}_d^{(s)} \left(Y + \Lambda_u^s(z_s) S_d \right) \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

これを $\mathbf{X}$, $\mathbf{Y}$ について解くと次式を得る.

$$\begin{aligned} X &= \left(I - \tilde{R}_d^{(s)} \tilde{R}_u^{(s-1)} \right)^{-1} \tilde{R}_d^{(s)} \Lambda_d^s(z_s) \left(\tilde{R}_u^{(s-1)} S_u + \Lambda_u^s(z^{(s)}) S_d \right) \\ Y &= \left(I - \tilde{R}_u^{(s-1)} \tilde{R}_d^{(s)} \right)^{-1} \tilde{R}_u^{(s-1)} \Lambda_d^s(z_s) \left(\tilde{R}_d^{(s)} \Lambda_u^s(z^{(s)}) S_d + S_u \right) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

$\mathbf{X}$, $\mathbf{Y}$ を求めた後に

$$\begin{aligned} C_u^s &= X + \Lambda_d^s(z_s) S_u \\ C_d^s &= Y + \Lambda_u^s(z_s) S_d \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

により C_u^s , C_d^s を求め, 式 (A.19), (A.20) の漸化式を適用すれば各層の振幅を求めることができる. 震源が基盤内にある場合 (すなわち $s=N+1$ の場合) には

$$C_u^s = \Lambda_d^s(z_s) S_u \quad (\text{A.27})$$

により C_u^s を求め, 式 (A.19) の漸化式を適用すれば各層の振幅を求めることができる.

A.2 水平方向の単位インパルス力

水平方向（ θ_0 方向）の単位インパルス力 $\delta(t)\delta(\xi)$ が時刻 $t=0$ において点 $(0, 0, z_s)$ に作用したときの第 j 層における変位および応力のフーリエ変換を次の形に書く．

$$\begin{aligned}
 u^j(r, \theta, z, \omega) &= - \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left(V_1^{jn} \frac{dJ_1(k_n r)}{dr} + H_1^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} \right) \cos(\theta - \theta_0) \\
 v^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left(V_1^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} + H_1^{jn} \frac{dJ_1(k_n r)}{dr} \right) \sin(\theta - \theta_0) \\
 w^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_2^{jn} k_n J_1(k_n r) \cos(\theta - \theta_0) \\
 \sigma_{rz}^j(r, \theta, z, \omega) &= - \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left(V_3^{jn} \frac{dJ_1(k_n r)}{dr} + H_2^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} \right) \cos(\theta - \theta_0) \\
 \sigma_{\theta z}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left(V_3^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} + H_2^{jn} \frac{dJ_1(k_n r)}{dr} \right) \sin(\theta - \theta_0) \\
 \sigma_{zz}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_4^{jn} k_n J_1(k_n r) \cos(\theta - \theta_0)
 \end{aligned} \tag{A.28}$$

ここに V_1^{jn} , V_2^{jn} , V_3^{jn} , V_4^{jn} , H_1^{jn} , H_2^{jn} は motion-stress vector と呼ばれ、それぞれ z , ω の関数である．ここでは motion-stress vector の各成分うち V_1^{jn} , V_2^{jn} , V_3^{jn} , V_4^{jn} は式 (A.2) の形に書けるものとし、 H_1^{jn} , H_2^{jn} については次の形に書けるものとする．

$$\begin{pmatrix} H_1^{jn} \\ H_2^{jn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\mu_j \gamma_{jn} & -i\mu_j \gamma_{jn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} SH_u^{jn} \\ SH_d^{jn} \end{pmatrix} \tag{A.29}$$

ここに SH_u^{jn} , SH_d^{jn} はそれぞれ上昇する SH 波と下降する SH 波の振幅である．振幅はそれぞれ第 j 層の上端において評価されている．このとき、式 (A.28) の変位と応力は円筒座標系における運動方程式 (A.5) および変位－応力関係式 (A.6) を満足することは、式 (A.28) を式 (A.5) および式 (A.6) に代入することにより確認できる．

式 (A.28) はすでに運動方程式および変位－応力関係式を満足しているのであるから、後は境界条件と放射条件を満足するように P_u^{jn} , P_d^{jn} , SV_u^{jn} , SV_d^{jn} , SH_u^{jn} , SH_d^{jn} を決定すれば、水平方向の単位インパルス力 $\delta(t)\delta(\xi)$ に対する波動場が求まることになる．

P-SV 波の振幅すなわち P_u^{jn} , P_d^{jn} , SV_u^{jn} , SV_d^{jn} は A.1 と同様の方法で求めることができる．A.1 との相違点は、震源が水平方向の単位インパルス力であることを反映して震源項が次式となる点である．

$$S_u = S_d = \begin{pmatrix} \frac{ik_n}{4L\rho_s\omega\alpha_s\nu_{sn}} \\ \frac{i}{4L\rho_s\omega\beta_s} \end{pmatrix} \quad (\text{A.30})$$

式 (A.30) は式 (2.28) と式 (A.28) とを比較することにより得られる.

SH 波の振幅すなわち SH_u^{jn} , SH_d^{jn} については, 式を見やすくするため

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} D^j \\ S^j \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} H_1^{jn} \\ H_2^{jn} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} E_{11}^j & E_{12}^j \\ E_{21}^j & E_{22}^j \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\mu_j\gamma_{jn} & -i\mu_j\gamma_{jn} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \Lambda_u^j(z) & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j(z) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} C_u^j \\ C_d^j \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} SH_u^{jn} \\ SH_d^{jn} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

とおくことにすると, P-SV 波の場合の式 (A.12) がそのまま成立するので, P-SV 波の場合と同じように一般化反射/透過マトリクスを導入することにより SH 波の振幅すなわち C_u^j , C_d^j を求めることができる. 震源項については式 (2.28) と式 (A.28) とを比較することにより次式を得る.

$$S_u = S_d = \frac{i}{4L\rho_s\beta_s^2\gamma_{sn}} \quad (\text{A.32})$$

付録 B ライズタイムが一様な円形クラックから生じる S 波のスペクトル特性

ここでは滑り速度時間関数が空間的に一様であるような円形クラック (図-B.1) から生成される Far-field S 波のスペクトルが高周波側で ω^{-3} の傾きを示すことについて述べる. 図-B.1 に示すように, 半径 ρ_0 の円の中心から破壊フロントが一定速度 v で同心円状に拡大し, 円周に達して停止するものとする. 破壊フロント通過後の滑り速度時間関数は空間的に一様であるとする. このとき, 表現定理 (Burridge and Knopoff, 1964) によると, Far-field S 波による変位は次式で与えられる.

$$u(t) = \frac{1}{4\pi\beta} \frac{1}{r_0} F^s \iint dS \Delta v \left(\rho, t - \frac{r_0}{\beta} + \frac{\rho \sin \theta \cos (\phi - \phi_0)}{\beta} \right) \quad (\text{B.1})$$

ここに $\Delta v(\rho, t)$ は中心からの距離が ρ の位置での滑り速度時間関数である. このフーリエ変換は次式で与えられる.

$$u(\omega) = \frac{1}{4\pi\beta} \frac{1}{r_0} F^s \exp [-i\omega(r_0/\beta)] \cdot \int_0^{\rho_0} \rho d\rho \Delta v(\rho, \omega) \cdot \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \exp [i(\omega \rho/\beta) \sin \theta \cos (\phi - \phi_0)] \quad (\text{B.2})$$

この二つ目の積分はベッセル関数を用いて次のように変形できる (Madariaga, 1976).

$$u(\omega) = \frac{1}{2\beta} \frac{1}{r_0} F^s \exp [-i\omega(r_0/\beta)] \cdot \int_0^{\rho_0} \rho d\rho \Delta v(\rho, \omega) \cdot J_0(\omega \rho/\beta \sin \theta) \quad (\text{B.3})$$

ここで滑り速度時間関数が空間的に一様であるとの条件を用いると,

$$u(\omega) = \frac{1}{2\beta} \frac{1}{r_0} F^s \exp [-i\omega(r_0/\beta)] \cdot \Delta v(0, \omega) \cdot \int_0^{\rho_0} \rho \exp [-i(\omega \rho/v)] J_0(\omega \rho/\beta \sin \theta) d\rho \quad (\text{B.4})$$

ここで ρ から $x = \omega \rho$ への変数変換を行うと次式を得る.

$$u(\omega) = \frac{1}{2\beta} \frac{1}{r_0} F^s \exp[-i\omega(r_0/\beta)] \cdot \Delta v(0, \omega) \cdot \frac{1}{\omega^2} \int_0^{\rho_0 \omega} x \exp[-i(x/v)] J_0(x/\beta \sin \theta) dx \quad (\text{B.5})$$

式 (B.5) に含まれる定積分を求めることは容易でない。しかし、ベッセル関数に関する公式

$$\int_0^\infty x e^{-iax} J_0(bx) dx = -\frac{a}{(a^2 - b^2)^{3/2}} \quad (a > b > 0) \quad (\text{B.6})$$

を用いれば、 ω が十分に大きいとき、式 (B.5) に含まれる定積分は収束することがわかり、 ω が十分に大きい場合のスペクトルの近似式として次式を得る。

$$|u(\omega)| \cong \frac{1}{2\beta} \frac{1}{r_0} F^s \cdot |\Delta v(0, \omega)| \cdot \frac{1}{\omega^2} \frac{v^2}{(1 - \xi^2)^{3/2}} \quad (\text{B.7})$$

ここで Savage (1974) に倣って

$$\xi = (v/\beta) \sin \theta \quad (\text{B.8})$$

とおいた。式 (B.7) から、スペクトルは高周波側で ω^{-3} の傾きを示すことがわかる。コーナー周波数は、1 つは明らかに滑り速度時間関数に関するものである。残りの 2 つを知るために、式 (B.5) から滑り速度時間関数の寄与を取り除いたスペクトルについて、低周波側と高周波側の漸近線の交点を求めると、

$$\omega_c = \sqrt{2} (v/\rho_0) / (1 - \xi^2)^{3/4} \quad (\text{B.9})$$

と求まるが、これは空間的な要因で定まるものである。以上のことから、矩形断層の場合 (Geller, 1976) のみならず、円形クラックの場合も、空間に関する 2 つのコーナー周波数と時間に関する 1 つのコーナー周波数が存在すると言える。なお、式 (B.6) の公式は、森口他 (1960) の公式

$$\int_0^\infty e^{iax} J_0(bx) dx = \frac{i}{\sqrt{a^2 - b^2}} \quad (a > b > 0) \quad (\text{B.10})$$

において両辺の共役複素数を取り， a で微分すれば得られる．

Savage (1974) は，同じ問題について，式 (B.5) の積分を数値的に実行することにより数値解を得ており，高周波側でのスペクトルの傾きは $\omega^{-5/2}$ であるとしている．これは上記の結果と異なるが，解析的に得られた上記の結果がより信頼性があると考えて良いだろう．

Madariaga (1977) は「高周波成分の成因は破壊速度の変化，とりわけ破壊伝播の急激な停止である」と述べているが，ここで取り扱ったモデルでは，破壊伝播そのものは急激に停止するにも関わらず，スペクトルの高周波側での傾きは ω^{-3} となっており，高周波成分の生成は少ない．このことは Madariaga の命題と一見矛盾するように見えるが，この見かけ上の矛盾は，運動学的断層モデルにおいて断層面上での滑りの時空間分布が任意に仮定されることから生じている．もともと Madariaga の命題は，クラック端部における応力状態が動力学的断層モデルで仮定されるような状態である（具体的には $\sigma \propto x^{-1/2}$ ）との前提で導かれており，この前提が満たされない運動学的断層モデルに対しては，Madariaga の命題は必ずしも真ではない．ここで取り扱ったモデルと Sato and Hirasawa (1973) の円形クラックモデル（高周波側で ω^{-2} ）との比較から，運動学的断層モデルを対象とする場合には，「破壊停止端付近でライズタイムが短い場合に高周波成分が生成される」と解釈することがより適切であると考えられる．

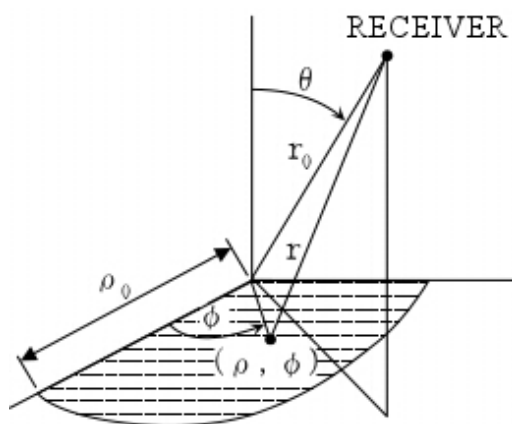


図-B.1 円形クラックモデル

付録 C 従来法による表層地盤の非線形挙動の評価事例

ここでは、既存の手法、すなわち、サイト直下の表層地盤に下方から入射する地震波は伝播経路の非線形挙動の影響を受けていないと仮定し、サイト直下の表層地盤の非線形挙動を 1 次元問題として評価する手法による場合、2000 年鳥取県西部地震の際に境港・G で観測された本震波形を十分に再現できないことを示す。

境港・G 直下の表層地盤の非線形挙動は、過剰間隙水圧の上昇を含むような強い非線形挙動であったとされている（三輪他，2002）。そこで、ここではこのような強い非線形挙動に対応できる手法として、有効応力解析プログラム FLIP（井合他，1990）を用いることとした。有効応力解析のモデルパラメタのうち、S 波速度と密度については、ボーリング調査の結果（一井他，1999）に基づいて定めた。モデルパラメタのうち液状化特性を規定するパラメタ（液状化パラメタ）については、簡易設定法（森田他，1997）により初期値を定め、以下に述べる検証計算の結果を踏まえて若干の調整を行った。最終的に用いた液状化パラメタの値を表-C.1 に示す。モデル下端には粘性境界を用いている。

有効応力解析の精度はモデルパラメタの精度に大きく依存するので、経験的グリーン関数法と組み合わせた解析を実施する前に、モデルパラメタの妥当性を確認するための検証計算を実施することが望ましい。ここでは、この検証を次のように実施する。まず気象庁観測点（JMA）での観測波（transverse 成分）から S 波速度 440m/s 相当の工学的基盤に入射した地震波を逆算する。気象庁観測点は、表層地盤の非線形挙動の影響はあるが、境港・G と異なり過剰間隙水圧の上昇の影響は小さいと考えられている（三輪他，2002）。そこで、気象庁観測点の表層地盤の非線形挙動は等価線形解析により十分に追えるものと考え、三輪他（2002）と同様、等価線形解析プログラム FDEL（杉戸他，1994）を用いて逆算を実施する。このときの地盤定数は三輪他（2002）を参考に定めた。次に、ここで得た入射波を入力して、表-C.1 のモデルパラメタを用い、境港・G の表層地盤に関する有効応力解析を実施した。その結果得られた地表での速度波形の transverse 成分（2Hz 以下）を観測波と比較したものが図-C.1 である。計算結果は観測波と良く一致しており、ここで用いている有効応力解析プログラムと表-C.1 のモデルパラメタの組み合わせにより、境港・G 直下の表層地盤の非線形挙動は十分に再現できているものと判断される。

次に、経験的グリーン関数法により線形の状態で合成した波形から、線形の重複反射理論により S 波速度 440m/s 相当の工学的基盤に入射した地震波を逆算し、これを上記の有効応力解析モデルに入力して、地表での速度波形を求める。このようにして求めた波形を観測波と比較したものが図-C.2 であるが、計算された速度波形は波形後半部分において観測波を過大評価していることがわかる。以上のことから、既存の手法、すなわち、サイト直下の表層地盤に下方から入射する地震波は媒質の非線形挙動の影響を受けていないと仮定し、サイト直下の表層地盤の非線形挙動を 1 次元問題として評価する手法による場合、境港・G で観測された本震波形を十分に再現できないことがわかる。

表-C.1 有効応力解析のパラメタ

depth	S1	W1	P1	P2	C1	ϕf	ϕp
G.L.-2~4m	0.005	2.3	0.5	1.12	1.6	39.0	28.0
G.L.-4~12m	0.005	11.0	0.5	1.02	1.6	40.0	28.0

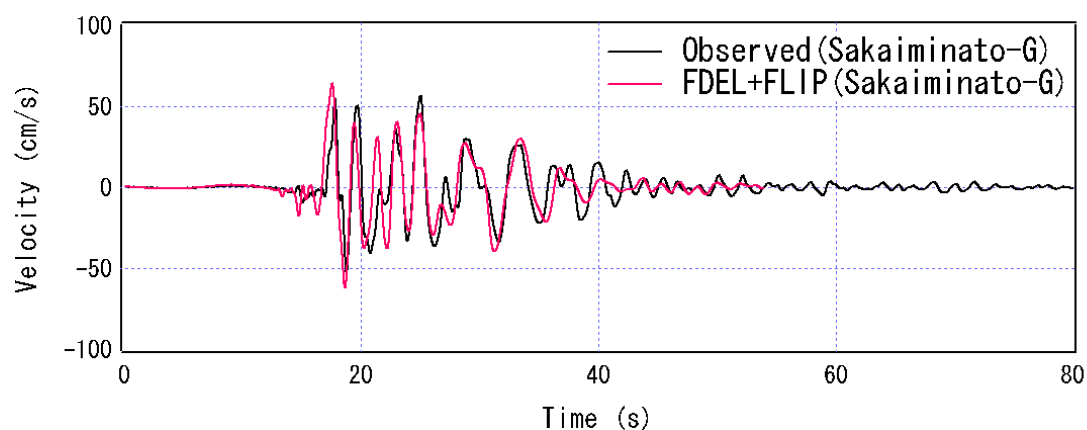


図-C.1 気象庁の記録を工学的基盤まで引き戻して入力した解析
(有効応力解析のモデルパラメタの検証)

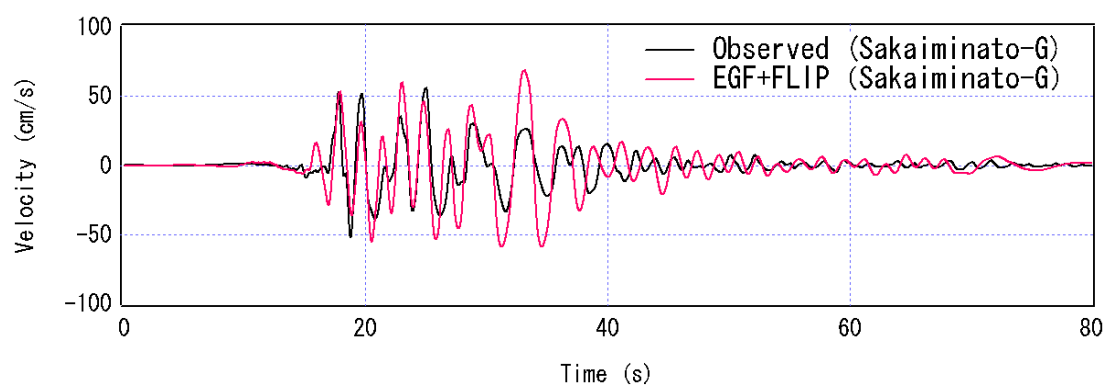


図-C.2 経験的グリーン関数法による合成波を工学的基盤まで引き戻して入力した解析