T2R2 東京工業大学リサーチリポジトリ
Tokyo Tech Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	強震動評価のための地下構造のモデル化における地震波干渉法の応用に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	地元孝輔
Author(English)	kousuke chimoto
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9150号, 授与年月日:2013年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:山中 浩明
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第9150号, Conferred date:2013/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Tokyo Institute Research Repository)

平成 24 年度学位論文

強震動評価のための地下構造のモデル化における

地震波干渉法の応用に関する研究

2013 年 2 月

東京工業大学大学院総合理工学研究科
環境理工学創造専攻

地元　孝輔

概要

本論文は,「強震動評価のための地下構造のモデル化における地震波干渉法の応用に関する研究」と題して，次の 7 章から成っている.

第 1 章「序論」では，強震動評価における地下構造モデルの重要性やモデル構築における微動の活用，とくに，地震波干渉法の適用に関する既往の研究を概観した．既往の地下構造モデル化の問題点や堆積平野の地下構造モデル推定への地震波干渉法の適用性が十分に検討されていないことを指摘し，本論文の目的及び構成を述べた.

第 2 章「地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察」では，地震波干渉法によってグリーン関数を合成するための理論的背景について考察した．地震波干渉法に関する既往の理論的考察をまとめ, 2 点の微動記録による相互相関に含まれるグリーン関数の表面波成分とノイズ成分が解析に用いる記録長の増大にともなってそれぞれ異なる変動特性を持つことを指摘した．さらに，地震波干渉法によるグリーン関数の推定における停留位相の影響や散乱体の影響を検討し，グリーン関数推定における適用範囲を明らかにした.

第 3 章「南関東地域における長期連続微動観測と相互相関関数」では，南関東地域における長期間の連続微動観測とその観測記録の処理方法について述べ，得られた相互相関関数を示した．観測記録による相互相関関数の表面波成分とノイズ成分が第 2 章で述べた特徴を示すことを明らかにした．これらの結果をふまえて，地震波干渉法によってグリーン関数を推定するための新しい方法を提案した．さらに，提案した処理方法と既往の方法を比較し，より簡便に適用可能周期範囲などを評価できる利点があることを明らかにした.

第 4 章「相互相関によるグリーン関数の合成に関する検討」では，第 3 章で得られた相互相関とグリーン関数の関係について検討した．まず，相互相関関数に確認される顕著な振幅をもつ波群の群速度の分散性がレイリー波の理論群速度で説明できることを指摘した．さらに，相互相関関数と 2009 年伊豆半島東方沖の浅発地震による地震記録を比較し，相互相関関数が地震による長周期表面波成分に対応する部分の波形とよく一致することを示し，地震波干渉法によってグリーン関数の表面波成分を合成できることを確認した.

第 5 章「表面波スローネストモグラフィ解析による S 波速度構造モデルの推定」では，地震波干渉法によって得られる表面波の群速度を用いたスローネストモグラフィ解析から

南関東地域の S 波速度構造モデルを推定した．得られた群速度分布では，関東平野中心部や東京湾で群速度が小さく，伊豆半島や平野端部で群速度が大きくなっていること示した．また，各セルで得られる群速度の逆解析によって，相模湾においては既往のモデルよりも堆積層が薄くなること，伊豆半島地域でも低速度の堆積層が存在することを明らかにした．これらの結果に基づいて，対象地域の深部地盤の 3 次元速度構造モデルを改善した．

第 6 章「強震動評価のための地下構造モデルの妥当性の検証」では，地震波干渉法によって得られたグリーン関数の表面波成分に基づいて地下構造モデルの妥当性の検証を行った．地震波干渉法により得られた相互相関関数を，既往のモデルおよび修正モデルを用いて計算したグリーン関数と比較し，修正モデルの方ほうがより観測された相互相関関数の表面波成分の特徴を説明できるとした．さらに，中規模地震の地震動シミュレーションを行い，修正モデルによって平野中心部の地震動特性を良く再現できることを示した．

第 7 章「結論」では，本研究で得られた成果を総括した．

以上を要するに，本論文は，地震波干渉法に基づく微動の長期間記録の新しいデータ処理方法を提案し，南関東地域での微動観測記録へ適用することによって既存の堆積層の地下構造モデルを改善し，さらに，そのモデルを用いることによって信頼性の高い強震動評価が可能となることを示したものである．

目次

1. 序論……1.
1.1. 既往の研究……1.
1.1.1. 強震動評価のための地下構造のモデル化……1.
1.1.2. 微動による地盤増幅特性の評価……2.
1.1.3. 地震波干渉法の既往研究……5.
1.2. 本研究の目的……9.
1.3. 本論文の構成……10.

2. 地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察……12.
2.1. 相互相関関数とグリーン関数の関係……12.
2.1.1. 微動場における相互相関関数の導出……12.
2.1.2. 地震波干渉法における停留位相の影響……15.
2.1.3. 散乱体による散乱波の合成……16.
2.1.4. 相互相関関数の規格化……16.
2.2. 地震波干渉法の適用範囲……18.
2.3. まとめ……22.

3. 南関東地域における長期連続微動観測と相互相関関数……23.
3.1. 観測と観測記録……23.
3.1.1. 観測……23.
3.1.2. 観測記録……25.
3.2. データ処理……26.
3.3. 相互相関関数……27.
3.3.1. 南関東地域における相互相関関数……27.
3.3.2. 相互相関解析に用いる記録長に対する相互相関関数……28.
3.3.3. 相互相関関数の周期依存性……29.
3.3.4. 相互相関関数のモデル……30.

3.3.5. 地理的条件に対する相互相関関数……32.
3.3.6. 波長に対する相互相関関数……34.
3.4. 地震波干渉法のデータ処理に関する考察……35.
3.4.1. 観測記録の 1 ビット化……36.
3.4.2. 時間ウィンドウ……39.
3.5. まとめ……41.

4. 相互相関によるグリーン関数の合成に関する検討……43.
4.1. 地震波干渉法による波動伝播速度推定……43.
4.1.1. 相互相関関数による走時推定……43.
4.1.2. 相互相関関数による波動伝播速度推定……47.
4.2. 相互相関関数の振幅……49.
4.2.1. 相互相関関数の最大振幅の距離減衰……49.
4.2.2. 相互相関関数の規格化……50.
4.3. 2009 年伊豆半島東方沖地震波形との比較……52.
4.4. まとめ……54.

5. 表面波スローネストモグラフィ解析による S 波速度構造モデルの推定 ……55.
5.1. 表面波スローネストモグラフィ解析……55.
5.1.1. 観測記録……55.
5.1.2. データ処理……55.
5.1.3. 逆投映法によるトモグラフィ解析……57.
5.1.4. トモグラフィ解析結果……59.
5.2. 逆解析による S 波速度構造モデルの推定……64.
5.3. 南関東地域における S 波速度構造モデルの修正……67.
5.4. まとめ……69.

6. 強震動評価のための地下構造モデルの妥当性の検証……70.
6.1. 三次元差分法によるグリーン関数の数値計算……70.
6.2. グリーン関数による地下構造モデルの妥当性の検証……72.

6.3. 中規模地震による地震動のシミュレーション……...79.
6.3.1. 1990 年伊豆大島近海地震のシミュレーション……..……...79.
6.3.2. シミュレーション結果……80.
6.4. まとめ…….....…..82.

7. 結論……..84.

参考文献……86.
謝辞……94.
付録……95.

第１章　序論

1.1. 既往の研究

1.1.1. 強震動評価のための地下構造のモデル化

地震によって引き起こされる強震動の評価は，地震学の応用である地震工学において重要である．強震動地震学はこの強震動を予測することを目的のひとつとして進展してきた（工藤, 1983）．強震動は，震源，伝播経路，地盤の影響を受けるといわれている．すなわち強震動の評価にあたっては，それぞれの影響が適切に評価される必要がある．近年ではそれぞれの研究が進展したことにより，それぞれの定量的な評価がなされるようになっており，計算科学の発達とあいまって，震源から地表に至るまでのモデル化により理論的に強震動が評価されるようになってきている．このような強震動地震学の現状は 1993 年から 1994 年に「地震」に特集号が組まれ，まとめられている．

震源特性，伝播経路特性，地盤特性のうち，震源特性を事前に評価することは非常に困難であるが，伝播経路特性，地盤特性は地下構造によって決まるため，事前に調査することで評価できる．局所的な地盤特性が地震動に大きく影響することは古くから知られており，そのため地下構造調査の重要性も広く認識され，サイスミックゾーネーションにおいても重視されている．特に，堆積層などの表層地盤が地震動を大きく増幅させることは，これまでの地震被害調査や地震観測結果から指摘されていた. 1995 年兵庫県南部地震では，神戸市直下の深部地盤の形状によるエッジ効果と呼ばれる地震動への影響が，震災の帯を形成したと考えられている(Kawase, 1996)．また，1985 年 Michoacan, Maxico 地震では厚い堆積層によって地震波が盆地内で滞留したことで地震動の継続時間を長くし，長周期化させたと考えられている(Sanchez-Sesma et al., 1988)．このため，強震動評価においては地震基盤と呼ばれる地層に至るまでの地下構造を把握することが重要であることが認識されている．しかもそれらは鉛直方向だけでなく，空間的にも大きく変動するため，2・3 次元空間において評価される必要がある(工藤・東, 1990)．2・3 次元効果の評価は解析的には容易ではないが，数値計算により理論的に波形合成がおこなわれている．このような理論的波形合成は今後も発展を続け，高精度化するものと思われるが，その際には震源特性，伝播経路特性，地盤特性のそれぞれについてより高度な定量的評価が必要となる．

伝播経路特性や地盤特性を評価するための地下構造調査は物理探査によっておこなわれ

る．特に大規模な堆積盆地を有する東京，大阪，サンフランシスコ，ロサンゼルスなどでは地震基盤と呼ばれる S 波速度 3km/s 程度をもつ深部に至るまでの基盤深度分布が調査されている．関東平野において初めに深部基盤構造を明らかにしたのは，夢の島人工地震実験による屈折法を用いたものである(例えば，Koketsu and Higashi, 1992)．駒澤・長谷川(1988)は重力探査によって推定している．また，地震基盤に至るまでの深井戸が，岩槻，府中，下総，江東で掘削されており，速度検層が行われている．ところで，それぞれの探査法で測定される物性値は異なるため，強震動評価において重要とされる S 波速度構造を推定するためのインバージョンは物理定数の仮定に依存している．また，1990 年代から急速に普及した微動アレイ探査は，表面波の位相速度を推定するものであるが，そのインバージョンにより直接 S 波速度構造を推定することができることが特徴である．しかも微動アレイ探査は比較的容易に実施できることから，山中・山田(2006)では，膨大な微動アレイ探査結果に基づき, 関東地域における深部 S 波速度構造を推定している. Koketsu et al. (2009)では各種物理探査の結果を統合し，関東平野の 3 次元 S 波速度構造をモデル化し，中規模地震動シミュレーションによりその妥当性の検証を行っているが，これらの既往の物理探査では相模湾や平野外への適用が容易ではないため，そのような地域のモデルについて問題としている.

また強震動評価のためには, S 波速度構造のみならず非弾性挙動である媒質の減衰特性についても適切に把握する必要がある．減衰特性は S 波速度構造と同様に地域性を有していると考えられ, 一般に Q 値を指標としてその地域分布についての研究が進められている．Q 値を評価する手法としては，スペクトルインバージョン(岩田・入倉, 1986)があり，関東平野においては山中ほか(1998)などにより研究されている. さらに近年の観測網の充実によりトモグラフィ解析によって日本全国の減衰構造が推定されたりしているように(中村・植竹, 2012)，今後も観測記録の増加に伴い，減衰構造についての理解が深まるものと思われる．ところが，これらの手法は地震動の S 波部分を用いるため，周期 1 秒程度以下の Qs 値の評価に限られていたが，最近では，地震波干渉法によって周期数秒以上の Q 値を推定する試みが行われている(Prieto et al.; 2009; Lin et al., 2012).

1.1.2. 微動による地盤増幅特性の評価

微動研究の歴史は古く，1950 年代から金井によって精力的に研究されて以来(例えば，Kanai and Tanaka, 1961)，特に我が国において発展してきて，現在もその工学的利用に向けて発展途上にある. 微動研究に関する膨大な研究成果は瀬尾(1993)によってまとめられて

いる．図 1.1 には地盤増幅特性の評価における微動の利用法をまとめている(山中, 2010). 微動がこれほど利用されている理由のひとつとして，前述のような地下構造のモデル化を行わなくても地盤特性を評価できることや，いつでもどこでも観測できるという容易さにあると思われる．しかしその観測の容易さとは裏腹に，得られた微動の解釈には論争を巻き起こした．すなわち，微動には P 波や S 波，表面波が混在しているものと考えられるため，それらを分離することは容易ではなく，また，微動の由来があいまいであることが微動研究に対する懐疑を抱かせているものと思われる．しかし，後者に関しては現在では，周期 1 秒以下の短周期微動源は人間活動によるもの，周期 1 秒以上の長周期微動源は波浪や海底で励起されたもので，自然現象由来であると解釈されている(堀家, 1993).

このような微動のあいまいさを解決する方法として Nakamura(1989)によって単点微動の水平動，上下動スペクトル比(H/V)が提案されたものの，その物理的解釈についても統一したものはないようである．しかしいずれにせよ地盤固有の特性を示すものとして，その測定の容易さと解析の容易さを含めて，工学的利用にも普及し，マイクロゾーニング(鏡味,1993; D'Amico et al., 2008)に貢献している．微動記録の単点観測は非常に容易であるものの，その情報量には限界があるために物理的解釈が難しく，さらなる地盤の特性の把握にはより高度な解析が必要とされる.

そこで微動のアレイ観測により地盤特性を評価しようというのが微動探査である．微動アレイ探査のはじまりは Aki(1957)にさかのぼる．これは，異なる観測点で得られる微動記録の相互相関関数を空間的な自己相関であるとみなすものであり，微動場が空間と時間に関して定常で，平面波を仮定できる表面波が卓越すれば空間自己相関係数は第 1 種 0 次ベッセル関数で表されることを利用して位相速度を推定するものである．この手法は Horike(1985)や岡田ほか(1990)などにより発展し，SPAC(SPacial Auto Correlation)法とよばれ，現在では比較的容易にかつ安価に行えることから割合に普及した方法である．しかし，表面波の高次モードが卓越する場合には特別の配慮が必要であるなどの問題点も残されており，微動アレイ探査の課題は岡田(2008)に詳しい．また，F-K(Frequency-Wavenumber)法も微動のアレイ観測により位相速度を推定する手法であり，Capon(1969)によって提案された最尤法は比較的分解能が高いと考えられている．F-K 法は SPAC 法に比べて多くの観測点を必要とするが，厳密な円形アレイ形状を必要とする SPAC 法とは異なり，多少のアレイ形状の任意性が許されることが，実際の微動アレイ観測における利点のひとつである．また，F-K 法では実体波と表面波を分離することも可能である．これら

のアレイ観測で推定できる波長λはそれぞれの手法で異なると考えられており，観測点間距離Rに対して，一般的にはSPAC法では15R>λ>2R (Henstridge, 1979)といわれており，F-K法では，SPAC法に比べてそれよりも短波長側になる．最近ではさらに長波長の位相速度を推定する手法としてCCA法がCho et al. (2004)やCho et al. (2006)により提案された．これは，長波長領域において第1種0次ベッセル関数で表されるSPAC係数は分解能が低いことを考慮して，SPAC係数を改良したCCA係数を用いることで，Rに対して数十倍あるいは数百倍以上の波長の位相速度を推定できるとされている．これらのアレイ観測によって推定される位相速度を逆解析することで地下構造モデルが推定できる．

さて，2000年代に入って突如脚光を浴びたのが地震波干渉法とよばれるものである．地震波干渉法は異なる観測点で得られる波動の相互相関によりグリーン関数を合成する手法であり，さまざまな波動場においても成立するものと考えられていることから，微動のみならず人工地震や超音波などにも研究されている．物理探査の分野ではとりわけ大きく取り上げられ，米国物理探査学会では2006年に"Geophysics"において特集号が組まれ，我が国においても2008年に「物理探査」で特集が組まれた．この地震波干渉法が微動記録に初めて適用されたのはShapiro and Campillo(2004)であろうと思われる．彼らはアメリカ大陸において得られた1か月以上の微動記録の相互相関をとり，1000km以上離れた観測点間においてコヒーレントな成分を得て，さらにそれが表面波群速度と同様の分散性を示した．このように非常に長距離の観測点間で長期間の微動記録によってコヒーレントな成分を得たことはこれまでの微動研究にとっては驚異的なものであったと思われる．これ以来，微動の地震波干渉法への適用は爆発的に普及しているが，その背景には観測システムの発達があると思われる．最近の地震観測はトリガー式でなく連続観測でもそれほど難しいことではなくなったため，長期の微動記録が容易に得られるようになってきており，地震波干渉法への適用も容易にできると考えられる．ところが，実際の適用事例では微動源の影響を大きく受けることがわかっており，地震波干渉法により得られる結果の解釈には，これまでの微動研究と同様に微動の本質的な理解が必要とされる．このように問題点も少なくはないが，地震波干渉法の最大の特徴はグリーン関数を合成できるところにある．グリーン関数は波動場における最も基本的なものであり，それによって地盤の特性の理解が容易に，さらに深くなるものと期待される．現に，地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察は，これまで微動研究において解釈が容易でなかったものに対して新しい解釈を与えはじめている．今後の地震波干渉法のさらなる理論的研究と観測結果により，

図 1.1 が塗りかえられることもありえないことではないと思われる.

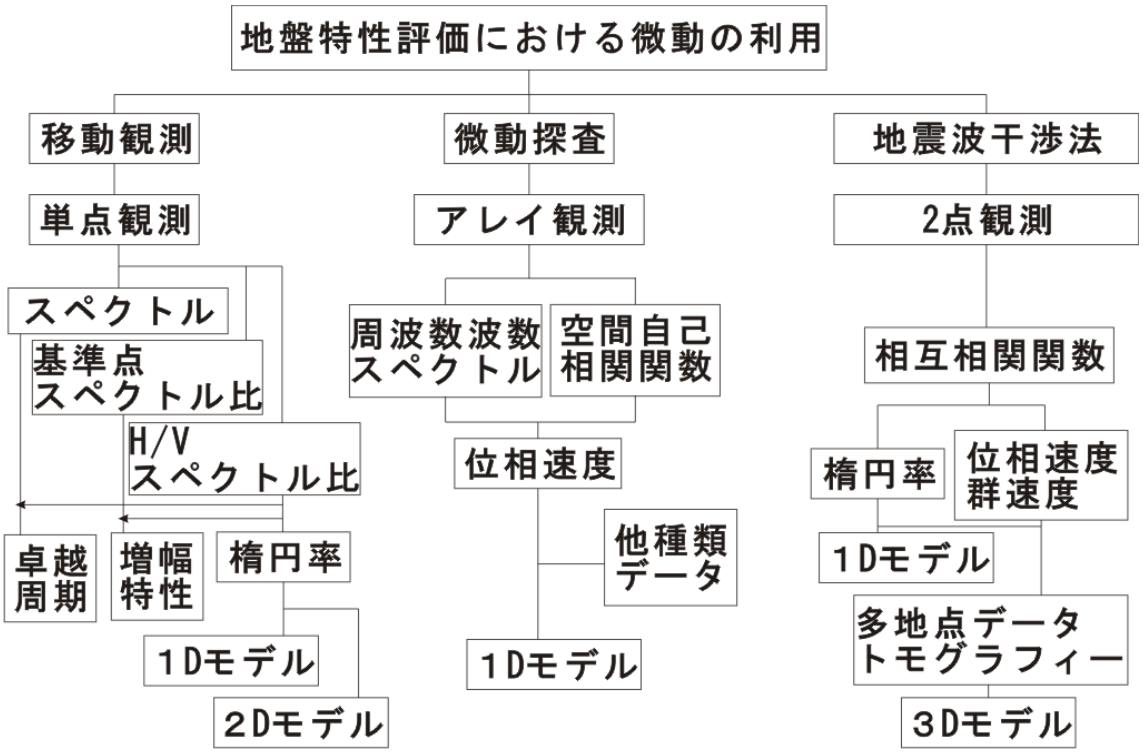

図 1.1　地盤特性評価における微動の利用法(山中, 2010 による).

1.1.3. 地震波干渉法の既往研究

地震波動場において相互相関によってグリーン関数を合成する手法は地震波干渉法とよばれ, Claerbout(1968)に端を発するこの研究は 21 世紀に入ってから急速に広まっている. 地震波干渉法は, Wapenaar and Fokkema (2006)による定義では,「異なる観測点で得られる地動の相関によりグリーン関数を合成する手法」であり, 一方の観測点を仮想震源としたときの応答を他方の観測点で得られるため, 特定の震源を必要としない受動的イメージングに分類され, 実体波, 表面波, コーダ波を問わず適用できると考えられている. そのため, 地震学においては, 初めに Campillo and Paul(2003)によって地震コーダ波に適用され, グリーンテンソルが合成され, その後 Sapiro and Campillo (2004)によって長期間にわたって得られた微動記録の相互相関により観測点間の表面波群速度が推定された. 地震波干渉法の理論的な証明は, さまざまなモデルに基づいて行われているが, 相互相関とグリーン関数の関係を理解することは容易ではなく, 特に現実の複雑な地震波動場において地

震波干渉法が成立するかはいまだはっきりとしていない. それでも Snieder (2004)では均質な弾性媒体において多数の散乱体が存在するという仮定により相互相関とグリーン関数の関係性を示した．また，Wapenaar (2004)や Wapenaar and Fokkema (2006)は非等方不均質媒体において互いに無相関な震源が分布しているという仮定で証明に成功している．しかしいずれの証明においても波動場の等方性が地震波干渉法の成否に大きくかかわることが示唆されているが，残念なことに現実の地震波動場において常にこの条件を満たすとは考えにくい. さらに彼らは, 相互相関とグリーン関数は相似であることを証明したものの, その比例定数には震源のスペクトルを含んでいるため，相互相関により完全なグリーン関数を合成するには震源の理解が不可欠である．震源の等方性についてはほかの証明においても指摘されており(Nakahara, 2006; Sanchez-Sesma and Campillo, 2006; Sato, 2009; Sato, 2010)，地震波干渉法の成否にかかわる重要な問題である．そのため，震源の非等方における問題を取り扱ったものも少なくなく(例えば，Fan and Snieder, 2009; Cupillard and Capdeville, 2010; Tsai, 2011)，それらによれば震源の大きさと分布がわかればその補正によって完全なグリーン関数を合成できる可能性を示すものである．このように震源はグリーン関数合成の成否に大きく関わるものであるが，グリーン関数の相似形が合成されるため，その位相については正しく合成できると考えられる．地震波干渉法による波動伝播速度推定のメカニズムについては，中原(2006)，白石・浅沼(2007)，Tsai (2009)がそれぞれの視点から明らかにした.

これらの多くは非減衰媒体に対して検討されたものであり，現実の地震波動場は減衰を含む媒質であると考えられ, このとき, Wapenaar (2004)や Wapenaar and Fokkema (2006)における相反定理は成立しない．そのため，別のアプローチにより減衰を含む媒体中における地震波干渉法の研究が行われている．Snieder et al. (2007)は，スカラー波動場において証明しているほか，Tsai (2011)は減衰弾性波動方程式に基づいて証明している．Sato (2009)や Sato (2010)は散乱体を含む媒質中においてボルン近似によりグリーン関数合成に成功しているほか，藤原(2010)は線形作用素論の立場からユニークな考察を行っている．これらの結果は，減衰がそれほど大きくないことを前提としているものの，現実の地震波動場においても地震波干渉法が成立することを大いに期待させる.

このように地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する証明は容易なことではないようであるが，一方，観測による地震波干渉法の適用は，相互相関をとるだけという非常に単純なものである．そのためか，地震波干渉法の理論的考察を待たずして，観測記録によ

る地震波干渉法への適用はほぼ同時期にはじめられて以来，爆発的に普及している．これらにおいては，確かな位相情報のみに着目して位相速度や群速度の推定を行っており，いずれも妥当な結果を得ている．とくに，近年の地震観測システムの発展に伴い，地震観測において必ず混入している雑微動記録を利用しようというアイデアが Shapiro and Campillo (2004)によりはじめられ，彼らはアメリカ大陸における長期微動記録の相互相関関数からレイリー波の群速度を推定した．さらに地震波干渉法はこれまでの表面波による速度構造推定のように特定の震源を必要としないことから，現存する密な地震観測網を利用して高分解能なトモグラフィ解析に利用されている．トモグラフィ解析による地殻構造や上部マントル構造の推定は，Shapiro et al. (2005)によりカリフォルニアにおいて行われて以降，様々な地域で行われている(Sabra et al., 2005; Cho et al., 2007; Lin et al., 2007; Villasenor et al., 2007; Yang et al., 2007; Bensen et al., 2008; Yao et al., 2008; Li et al., 2010; Kohler et al., 2012; Gaite et al., 2012)．Lin et al. (2008)では，水平成分を利用してラブ波の群速度推定も行っている．さらに，地震波干渉法の優位性は，これまで探査が困難とされてきた地域での適用性にある．例えば，Pawlak et al.(2011)はハドソン湾の周辺の観測により，その相互相関関数のトモグラフィ解析によって湾域の速度分布を推定している．

このように観測記録を用いた地震波干渉法の研究では，その解析手法は当初それぞれの事例で異なっており，観測記録の処理方法についての検討も同時進行で行われていた．最近では速度推定においては Bensen et al. (2007)による手法が標準的なものとなっているものの，現在でも確立した手法はなく，いまだ研究の余地は残されている．特に大きな関心が寄せられているのは，地震波干渉法は微動の定常確率過程の考えに基づいているため，実際の観測記録に多く混在している非定常記録をどう扱うかである．このような非定常記録は，これまでの微動の研究ではその部分を作為的に除くことで問題とされなかったが，地震波干渉法においては非常に長期間の記録を用いるため，機械的な手法によりその影響を軽減することが現実的である．非定常記録が相互相関関数に大きな影響を及ぼすことは，例えば Bensen et al. (2007)によって示され，その扱い方についても同時に検討された．それによれば，微動記録を正か負の情報だけを残すという「1 ビット化」や，時刻歴で微動記録の振幅の 2 乗平均平方根(RMS)で規準化するという Running Absolute Mean (RAM)などが適当とされた．しかし，これらの手法は微動記録の振幅情報を大きく歪め，さらには位相情報までも歪めると指摘されている (Seats et al., 2012)．一方で，Cupillard and

Capdevil (2010)や，Cupillard et al. (2011)では 1 ビット化によっても地震波干渉法が成立する可能性が示されており，なによりも実際の速度推定の事例においてかなり妥当な結果を得ていることが，Bensen et al. (2007)の手法がその容易さを含めて標準的なものとなったゆえんであると考えられる．

このように，現実の波動場において地震波干渉法による位相情報の利用は隆盛を極めているが，最近ではその振幅情報も利用しようという研究が始められていることは自然な流れである．まず，Prieto and Beroza (2008)では，地震波干渉法により推定された相互相関関数と，実際に観測された地震記録が振幅を含めて類似していることを示し，地盤の増幅について研究した．Ma et al. (2008)では，数値計算による理論グリーン関数を相互相関関数と比較し，これも同様に波形の類似性を示した．さらに，Prieto et al. (2009)や Prieto et al. (2011), Lawremce and Prieto (2011)では，振幅を利用して減衰特性の推定を試みている．このように相互相関関数の振幅を利用する際には，前述のような非定常記録を軽減するための手法は振幅を大きく歪めるため，微動記録の処理方法に関して十分な検討が行われている．これらの手法は Seats et al. (2012)によってまとめて検討されている．

さて，地震波干渉法は当初は地震波動場における新しい手法と考えられ脚光を浴びたが，異なる観測点の波動場の相互相関をとるという考えは，Aki (1957)により提案された空間自己相関の概念と非常によく似ている．そのため，空間自己相関法(SPAC 法)との関係性に関する指摘は多くなされている．横井・マルガリャン(2008)や Yokoi and Margaryan (2008)は地震波干渉法理論に基づき SPAC 係数を再導出しており，その違いは方位平均の要不要にあることを明らかにした．この結論は非常に興味深く，もともと，Aki (1957)においても波動場の等方性が成り立っていれば，方位平均は不要であるとしている．しかも，方位平均は長時間の観測により代替できると指摘しており，これらのことは，長期間の微動記録を用いることによって微動場の等方性を仮定できるという考えに基づいている地震波干渉法と同じである．SPAC 法の実用においても Morikawa et al. (2004)によって 2 点観測による 2sSPAC が提案されている．同様に，Sanchez-Sesma and Campillo (2006)や Nakahara (2006)，Harmon et al. (2010)，Tsai (2011)においても，地震波干渉法によるグリーン関数導出に際して SPAC 係数と同じ結果を得ている．白石・松岡(2005)は複素コヒーレンス関数すなわち SPAC 係数を離散定式化し，SPAC 法の新しい解釈を与えた．彼らは，各震源の寄与を Lamb の問題の解析解で与えることにより SPAC 係数を導出することで，各震源の寄与を陽に示し, SPAC 法における方位平均は各震源の寄与を等価にする働きをもってい

ることを示した．これは SPAC 法における適用限界と考えられるエイリアジング境界の範囲内において検討されたが，白石・浅沼(2007)は，地震波干渉法はこのエイリアジングをはるかに超えた範囲において適用されていることを指摘し，エイリアジング領域において各震源の複素コヒーレンス関数への各震源の寄与を研究した．その結果，エイリアジング領域では２つの観測点の延長上に位置する震源が相互相関関数に大きく寄与するため，地震波干渉法では方位平均をしなくても適切な波動伝播速度を推定することができることを明らかにした. これは Snieder (2004)において高周波近似による停留位相の概念と非常に類似している．これらの研究成果により，SPAC 法は空間自己相関の低周波利用，地震波干渉法は高周波利用といえる．さらに，SPAC 法も地震波干渉法と同様にグリーン関数を合成する手法であることを示唆しており，横井・マルガリャン(2008)は，SPAC 法による高次モードの識別，あるいは平行層仮定を超えて 2・3 次元構造の推定に役立てられる可能性を指摘した．Nakahara (2012)は地震波干渉法理論に基づいて，減衰媒体における SPAC 法の定式化に成功し，減衰波動場における SPAC 係数を示した．このように地震波干渉法は，一旦完成されたように思われた SPAC 法に関する新しい解釈を与え，今後のさらなる微動研究の発展に貢献するものと考えられる．また，前述のように微動研究において欠かすことのできない H/V についても，その解釈はこれまでのところはっきりしたものはなかったが，Sanchez-Sesma et al. (2011)は地震波干渉法理論に基づいてグリーン関数によって H/V を表現しており，H/V のインバージョンへの可能性を示した.

1.2. 本研究の目的

強震動評価には地盤特性を定量的に理解する必要があり，地震基盤に至るまでの深部 S 波速度構造と減衰構造を適切に評価しなければならない．これまで各種物理探査手法が行われてきたが，それぞれ長所と短所があるため，適切に評価できない場合がある．近年注目されている地震波干渉法はその短所を補える可能性があるため，本研究では強震動評価のための地下構造のモデル化に向けて，地震波干渉法の適用性を検討することを目的とする．しかし地震波干渉法はいまだ発展途上にあり，その理解が十分になされているとは言い難いため，理論的および観測結果によりその理解に努める．そのために，南関東地域において観測を行い，理論的考察結果と比較し地震波干渉法によるグリーン関数合成に関して考察する．その結果を基に，表面波スローネストモグラフィ解析を行うことで南関東地域における地震基盤に至るまでの S 波速度構造を推定する．また，推定された S 波速度構

造により地震動シミュレーションを行うことで地震波干渉法に基づいた強震動評価のための地下構造のモデル化に関する検討を行う．

1.3. 本論文の構成

本論文は，「強震動評価のための地下構造のモデル化における地震波干渉法の応用に関する研究」と題して，次の７章から成っている．

第１章「序論」では，既往の研究をレビューし，本研究の背景と目的について述べている．まず，強震動評価における地下構造モデルの重要性について論じ，既往の地下構造のモデル化に関する問題点について指摘する．次に，本研究で用いる地震波干渉法とそれによる地下構造モデル推定についてレビューし，本研究の背景と目的を述べる．

第２章「地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察」では，地震波干渉法によってグリーン関数を合成するための理論的背景について考察する．地震波干渉法理論では，グリーン関数と相互相関関数の関係性が指摘されているため，微動場における相互相関関数とグリーン関数の関係について検討する．地震波干渉法における停留位相の影響や散乱体の影響について考察し，最後に地震波干渉法における理論的な適用範囲を明らかにする．

第３章「南関東地域における長期連続微動観測と相互相関関数」では，南関東地域における長期間の連続微動観測とその観測記録の処理方法について述べ，得られた相互相関関数を示す．相互相関関数の挙動について理論的考察結果と比較考察し，相互相関関数の特徴を明らかにする．また，データ処理が相互相関関数の推定に及ぼす影響について調べ，本研究で用いたデータ処理が，効率的で適用範囲が広いことを明らかにする．

第４章「相互相関によるグリーン関数の合成に関する検討」では，相互相関によってグリーン関数を合成できるか検討する．理論的考察により地震波干渉法ではグリーン関数を合成できるため，まず，位相について検討し，さらに相互相関関数の振幅について検討する．また，相互相関関数と 2009 年伊豆半島東方沖地震による地震記録を比較する．この震源深さは浅いため，各観測点で得られた波形はインパルス応答に近いと考えられ，相互相関関数と比較できるため，比較を通してグリーン関数を合成できる可能性が高いことを示す．

第５章「表面波スローネストモグラフィ解析による S 波速度構造モデルの推定」では，地震波干渉法によりグリーン関数の位相を合成できることを利用し，各観測点ペアで推定

される表面波スローネスのトモグラフィ解析およびその逆解析により南関東地域の S 波速度構造モデルを推定する．南関東地域を細かなセルに分割し，トモグラフィ解析により表面波群速度の分布を調べると，関東平野や東京湾で群速度が小さく，伊豆半島や関東平野端部では群速度が大きい．また，各セルでの群速度分散曲線の逆解析により，相模湾においては，既往のモデルよりも堆積層が薄く，地震基盤が露頭していると仮定されている伊豆半島においては堆積層の存在を示唆する結果である．この結果をもとに既往のモデルを修正する．

第 6 章「強震動評価のための地下構造モデルの妥当性の検証」では，グリーン関数に基づいて地下構造モデルの妥当性を検証している．地震波干渉法により合成されたグリーン関数を，既往のモデルおよび修正モデルによるグリーン関数と比較し，それぞれのモデルの妥当性を検証する．最後にそれらのモデルにより中規模地震の地震動シミュレーションを行い，強震動評価のための地下構造モデルの妥当性について検討する．

第 7 章「結論」では，本研究で得られた成果を総括している．

以上を要するに，本論文は，強震動評価を行うための地下構造のモデル化を目的とした，地震波干渉法の応用に関する研究である．地震波干渉法の理論的考察および観測記録への適用により，グリーン関数合成に関して検討した．地震波干渉法に基づく相互相関関数により推定される表面波スローネスのトモグラフィ解析により南関東地域の速度分布を調べ，その逆解析により S 波速度構造を推定し，既往のモデルを修正する．また，グリーン関数により強震動評価のための地下構造モデルの妥当性の検証を行い，中規模地震の地震動シミュレーションにより強震動評価について検討することで，地震波干渉法を用いたより精度の高い強震動評価のための地下構造のモデル化に向けた研究としている．

第 2 章　地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察

2.1. 相互相関関数とグリーン関数の関係

2.1.1. 微動場における相互相関関数の導出

非減衰動弾性波動場において，地震波干渉法によってグリーン関数を合成できることが Snieder (2004)や Wapenaar (2004)，Wapenaar and Fokkema (2006)によって示された．そこで，ここでは微動場における相互相関関数について，それがグリーン関数とどのような関係にあるか理論的に考察する．また，この考察を通して，次章以降の観測記録による相互相関関数の物理的意味合いを明らかにする．

相互相関関数の定量的な考察は Tsai (2011)によって漸近波線理論に基づいてなされた．以下では均質媒体を考え，(2.1)式で示される減衰波動方程式に基づき議論を行う．

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\frac{2\alpha}{c}\frac{\partial u}{\partial t}=\nabla^2 u \tag{2.1}$$

ここに，u は変位，t は時間，c は位相速度，α は減衰係数である．参考のため，減衰については Nakahara (2012)では異なる表現で相互相関を導出し議論している．

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\frac{2\alpha}{c}\frac{\partial u}{\partial t}+\alpha^2 u=\nabla^2 u \tag{2.2}$$

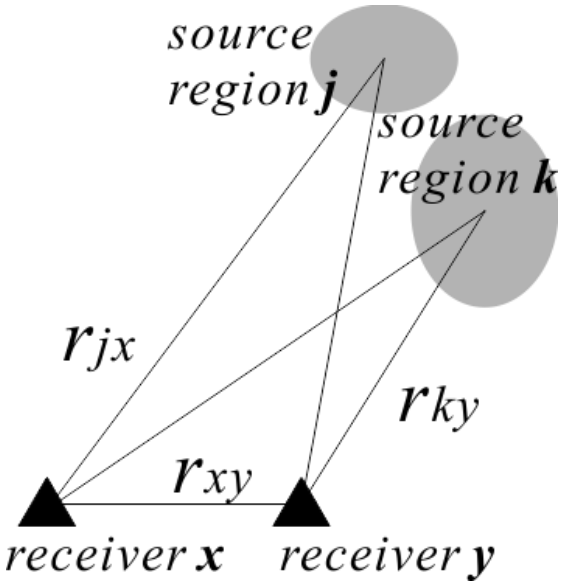

図 2.1. 微動場における相互相関関数導出のための配置．x と y は観測点．r は距離，j, k は震源域を表す．

微動場は各震源からのグリーン関数の重ね合わせによって以下のように表現できる．

$$u(\mathbf{x},t)=\int G(\mathbf{x},t;\mathbf{s})d\mathbf{s}=\int A(s)\in(r)\cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)+\varphi\right]d\mathbf{s} \tag{2.3}$$

ここに，G はグリーン関数，s は震源，A は震源の振幅，ϕ は位相，$\in(r)=e^{-\alpha r}/r^{(D-1)/2}$ であり減衰を表す．D は次元であり，以下では D=2 を考える．これにより図 2.1 のように微動源が N 個の地域に分布するとき，相互相関関数は Tsai(2011)により次式で表わされる．

$$\begin{aligned}2C_{xyM}^{E}&=\sum_{j=1}^{N}A_j^{\,2}\in(r_{jx})\in(r_{jy})\cos\left[\omega\left(t-\frac{r_{jy}-r_{jx}}{c}\right)\right]+\frac{1}{\sqrt{M}}\sum_{j=1}^{N}\sum_{k\neq j}A_jA_k\in(r_{jx})\in(r_{ky})\cos\left[\omega t+\phi_{av}\right]\\&+\frac{A_{Iy}}{\sqrt{M}}\sum_{j=1}A_j\in(r_{jx})\cos\left[\omega t+\phi_j^{av}\right]+\frac{A_{Ix}}{\sqrt{M}}\sum_{j=1}A_j\in(r_{jy})\cos\left[\omega t+\phi_j^{av}\right]+\frac{A_{Ix}A_{Iy}}{\sqrt{M}}\cos\left[\omega t+\phi^{av}\right]\end{aligned} \tag{2.4}$$

ここに，ϕ^{av} は平均的な位相であり，A_{Ix},A_{Iy} は x と y における局所ノイズである．(2.4)式の第二項は異なる震源によるコヒーレントなノイズ項であり，それ以降の項は局所ノイズによるインコヒーレントなノイズ項である．それらは観測記録長に関するパラメータ M が増加するに従い減少し，第一項で表わされるシグナル項は M に依存しない．ところでコヒーレントなノイズ項に寄与する震源数は N^2 であり，第三項および第四項は N，第五項に関しては 1 である．そのため局所ノイズが相当に大きくない限りインコヒーレントなノイズ項がコヒーレントなノイズ項を上回ることはない．なお，第一項や第二項のようなコヒーレントな成分は相互相関関数の遅れ時間が大きいところでは寄与が小さく，インコヒーレントなノイズ項が相対的に大きく寄与すると考えられる．Tsai (2011)における主な議論は，M が十分に大きいと考えノイズを無視しているが，現実には局所ノイズが無視できない場合もままある．そこで，以下では観測記録と比較することを考慮してノイズを含めて考察する．また，観測記録による相互相関関数においてもノイズとシグナルに分けて検討するため，以降でも時間領域における相互相関関数について議論する．

相互相関関数を計算する際にはパワースペクトルで規格化する場合があり，同様に微動場の自己相関関数を次式に示す．

$$2C_{xxM}^{E} = \sum_{j=1}^{N} A_j^{\,2} \in (r_{jx}) \in (r_{jy}) \cos(\omega t) \tag{2.5}$$

自己相関関数は全ての震源の影響がコヒーレントなシグナルとなるので，(2.4)式のようなノイズ項はない．(2.4)式と(2.5)式から，パワーで規格化された相互相関関数は，

$$C_{xy}(t) = \frac{\left\{ \begin{array}{l} \sum_{j=1}^{N} A_j^{\,2} \in (r_{jx}) \in (r_{jy}) \cos\left[\omega \left(t - \frac{r_{jy} - r_{jx}}{c} \right) \right] \\ + \frac{N^2 + N + 1}{\sqrt{M}} \overline{A}^2 \in (\overline{r}_x) \in (\overline{r}_y) \cos\left[\omega t + \phi_{av} \right] \end{array} \right\}}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} A_j^{\,2} \in (r_{jx})^2 \sum_{j=1}^{N} A_j^{\,2} \in (r_{jx})^2}} \tag{2.6}$$

ここに，$\overline{A}$ は $A_j A_k$ の重みづけ平均であり，$\overline{r}_x$ は r_{jx} の重みづけ平均である．ここで震源が一様に分布している微動場の場合，Snieder et al. (2007)や Tsai (2011)を参考にして，

$$C_{xy}(t) = e^{-\alpha r_{xy}} \left\{ J_0\left(\frac{\omega}{c} r_{xy} \right) \cos\left[\omega \left(t - \frac{r_{jx} - r_{jy}}{c} \right) \right] + \frac{N + 1 + 1/N}{\sqrt{M}} \cos\left[\omega t + \phi_{av} \right] \right\} \tag{2.7}$$

ここに，J_0 は第一種 0 次ベッセル関数を表す．これにより震源の振幅 A が除され，Seats et al. (2012)などで提案されたようにクロススペクトルをパワースペクトルで規格化することは各震源の影響を除くことと等価であるといえる．また，ここでは震源が遠方に位置するという仮定により震源から受振点までの減衰の影響も除去され，代わりに受振点間の距離減衰が影響していることは興味深い．この距離減衰の寄与率は震源分布により変化することが Tsai (2011)により指摘されているものの，微動場の相互相関関数から減衰を推定できる可能性があることを示唆している．なお，周波数領域においては次式で表される．

$$\hat{C}_{xy}^{E} = e^{-\alpha r_{xy}} J_0\left(\frac{\omega r_{xy}}{c} \right) \tag{2.8}$$

ここに，$\hat{C}_{xy}^{E}$ は周波数領域におけるアンサンブル平均された相互相関関数，すなわちコヒーレンシーである．ここで，(2.8)式は $M \to \infty$ を仮定しノイズを無視した．これは(2.7)式のコヒーレントシグナルに対応する．なお，減衰がなければ(2.8)式は J_0 のみで表されるため，グリーン関数を合成できる（例えば，Sanchez-Sesma and Campillo, 2006).

2.1.2. 地震波干渉法における停留位相の影響

Snieder (2004)により相互相関関数に対して建設的な干渉をする部分に寄与する震源は停留位相により観測点の延長上に位置するものと考えられている．このとき，図 2.2 に示すように相互相関関数において建設的な干渉をする部分に寄与する震源域の幅θ_0を考えると，Tsai(2011)の Appendix B によればθ_0は(2.9)式で表されるため，θ_0は kr(波数×観測点間距離)によって変化することがわかる．

$$\theta_0 = 2\,\mathrm{acos}\left[1-\frac{\pi c}{\omega r}\right] \approx 2\cdot\sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r}} = 2\sqrt{\frac{2\pi}{kr}} \tag{2.9}$$

これは, kr が小さいときθ_0は大きく, kr が大きいときはθ_0が小さくなることを示している．このようにθ_0が kr によって変化することは，相互相関関数に寄与する震源域の幅が変化することを意味しているため，θ_0によって相互相関関数も kr 依存性をもつと考えられえる．なお，このθ_0はJ_0の漸近展開と同じであることから，(2.7)式を導出する際の方位積分は停留法と等価であることを示唆している．

相互相関関数には正の遅れ時間と負の遅れ時間に対するものがあるが，それぞれに寄与する震源域は，図 2.2 に示すθ_0の領域と，その逆側の領域である．このことは，観測点延長上の震源の大きさがθ_0とその逆側によって異なる場合, 相互相関関数は正側と負側で異なるということを示唆している．ここで，θ_0上の震源特性をA_θとすると，Tsai(2011)の Appendix B によりコヒーレンシーは次式で表される．

$$\hat{C}_{xy}^{E} = \frac{A_\theta^2}{\overline{A}^2} e^{-\alpha r_{xy}} J_0\left(\frac{\omega r_{xy}}{c}\right) \tag{2.10}$$

一様な波動場の場合，A_θは不変であるので相互相関関数の正側と負側は一致するが，現実の波動場における相互相関関数の正側と負側は異なる場合が多く，A_θの空間変動が大きいものと考えられる(例えば，Gerstoft et al., 2006)．また，次章以降においてもθ_0の影響ついて議論するため，θ_0の範囲を以下では停留点とよぶ.

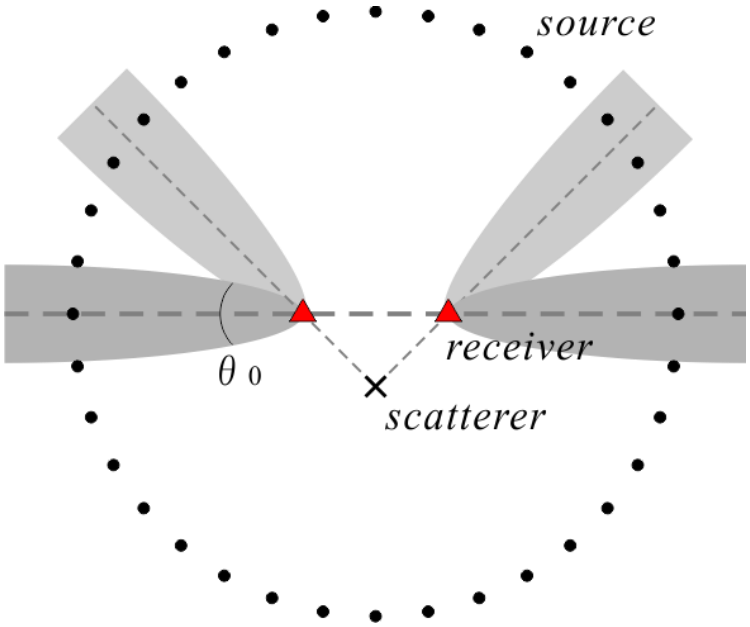

図 2.2. 地震波干渉法において相互相関関数に大きく寄与する震源．濃灰色は相互相関関数の直達波成分の合成に大きく寄与し，薄灰色は散乱波の合成に大きく寄与すると考えられる震源域.

2.1.3. 散乱体による散乱波の合成

散乱体を含む波動場においては，グリーン関数はそれによる散乱波を含んだものとなる．とくに地震波干渉法の適用範囲は kr が大きいため，散乱波による影響を受けやすいと考えられる. 前述のように Snieder (2004)や Wapenaar (2004), Wapenaar and Fokkema (2006) によれば，地震波干渉法によって散乱波も含むグリーン関数が合成できるとされるが，散乱波を合成するために寄与する震源は直達波のそれとは異なることが指摘されている (Snieder, 2004, Forghani and Snieder, 2010)．図 2.2 のような散乱体が存在するとき，散乱波の合成のための停留点は図に示すように直達波のそれとは異なる．すなわち，直達波は観測線上の震源のみで合成できるが，散乱波を含むグリーン関数を合成するには，散乱体と観測点の延長上に震源が存在する必要がある．しかも，それらの大きさが等しくなければ，直達波と散乱波の振幅比がグリーン関数のそれとは異なるものとなってしまう.

2.1.4. 相互相関関数の規格化

Shapiro and Campillo (2004)など，地震波干渉法の初期の適用事例では，相互相関関数は単純に各観測点で得られた記録の相互相関をとるものであったが，これまでに示したように現実の微動場においては相互相関関数は震源分布とその大きさに大きく依存すること

が明らかになってきた(Sabra et al., 2005; Gerstoft et al., 2006; Stehly, 2006)．そのため，その依存性を取り除くために Bensen et al. (2007)においては，各観測点で得られた記録に対してホワイトニングをしている．さらに Prieto et al. (2009)では周波数領域でコヒーレンシーをとる手法をとっており，これは Seats et al. (2012)によって，ホワイトニングと等価であることが示された．また，物理探査や構造物への地震波干渉法の適用においては deconvolution を用いているなど(Snieder and Safak, 2006)，相互相関はなんらかの方法で規格化されており，これは 2.1 によっても示されたように規格化は震源の影響を除くような操作であることによると思われる．そこで，Nakata et al. (2011)は，規格化の手法として Cross-correlation 型，Deconvolution 型，Cross-coherence 型に分類し，それぞれに対する考察を行っている．

Cross-correlation 型

周波数領域において，震源 s との距離が r の波動場は，次のように表現できる．

$$u(r,s) = W(s)G(r,s) \tag{2.11}$$

ここに，$W(s)$は震源ウェーブレット，$G(r,s)$はグリーン関数である．ここで，受振点 A と B における応答に対する Cross-correlation 型は次式で表される．

$$C_{AB} = u(r_A,s)u^*(r_B,s) = |W(s)|^2 G(r_A,s)G^*(r_B,s) \tag{2.12}$$

これまでの地震波干渉法への適用事例では，この Cross-correlation 型を用いられる場合が多く，その相互相関関数はグリーン関数であるとみなされていたが，実際には(2.12)式のように，Cross-correlation 型は震源ウェーブレットが含まれていることがわかる．しかし地震波干渉法による波動伝播速度の推定においては位相情報のみを利用することが多く，振幅まで議論することはほとんどなかったので問題はない．

(2.12)式は単一点震源に対する相互相関関数を示したものであり，これを体積積分や周積分することで，観測点間のグリーン関数と等しくなることが示されている(Snieder, 2004, Wapenaar and Fokkema, 2006)．そのとき，震源の大きさが相互相関関数に影響することは(2.12)式から明らかである．

Deconvolution 型

同様の仮定において，Deconvolution 型は次式で表される．

$$D_{AB} = \frac{u(r_A,s)}{u(r_B,s)} = \frac{G(r_A,s)}{G(r_B,s)} = \frac{G(r_A,s)G^*(r_B,s)}{|G(r_B,s)|^2} \tag{2.13}$$

このように Deconvolution 型は単点記録を用いた規格化により，震源ウェーブレットを含まない．なお，これは 1 点インパルス応答とみなされる．

Cross-coherence 型

最後に Cross-coherence 型を次式に示す．これは，各観測点のそれぞれのパワーで規格化するもので，2.1 において考察されたもとの同じである．

$$H_{AB} = \frac{u(r_A,s)u^*(r_B,s)}{|u(r_A,s)||u(r_B,s)|} = \frac{G(r_A,s)G^*(r_B,s)}{|G(r_A,s)||G(r_B,s)|} \tag{2.14}$$

Cross-coherence 型の振幅も Deconvolution 型と同様, 震源ウェーブレットの影響が除かれている．しかし，Deconvolution 型が 1 点インパルス応答であることに対して Cross-coherence 型は特に物理的意味を持たない．Prieto et al. (2009)や，Prieto et al. (2011)，Lawrence and Prieto (2011)らは，この Cross-coherence 型を用いることにより減衰パラメータの同定を試みている．Nakata et al. (2011)は，それぞれの型に対してノイズの伝播に関して研究しており，Cross-coherence 型はほかに比べてノイズが$1/\sqrt{2}$となることから，信号が見えやすいことを示した．また，次章では Cross-coherence 型を用いることにより相互相関関数において信号が現われているか判断することができることを示す.

2.2. 地震波干渉法の適用範囲

地震波干渉法により適切なレイリー波群速度を推定するメカニズムは白石・浅沼(2007)によって示された．ここではそれを基に地震波干渉法の適用範囲を明らかにする．それによれば，上下加振の点震源から十分遠方にある観測点でのレイリー波の上下動速度振幅として Lamb の問題の解析解を用いると，複素コヒーレンス関数(相互相関関数のフーリエ変換対)の空間応答 SR は，次のように表すことができる．

$$\begin{aligned} \mathrm{Re}(SR) &= \cos(kr\cos\theta) \\ \mathrm{Im}(SR) &= \sin(kr\cos\theta) \end{aligned} \tag{2.15}$$

ここに，Re は実部，Im は虚部，k は波数，r は観測点間距離，θ は観測点から見た震源の方位角である．これにより単一点震源による相互相関関数の空間応答を kr ごとに図化したものが図 2.3 である．同心円は空間応答のゲインを表していて，-1 から 1 の値をとる．この図については白石・浅沼(2007)で詳細に検討されている．それによれば，地震波干渉法の

ように kr が大きいと(例えば 10π)，0°または 180°方向のゲインは変化が穏やかであるため(白石・浅沼(2007)では，これを「窓」と呼んだ．)，それらの震源による応答は建設的に干渉すると考えられ，そのため入射方向が不明確でも正しい群速度推定がされるとしている．しかしそこで検討された範囲は kr が 100π以下であったため，図 2.3 にはさらに kr が大きいものも示している．kr が 100πまでは 0°および 180°方向のみに「窓」が現われることが指摘されたが，110πでは 90°および 270°方向にも「窓」ができる．250πでは「窓」はいくつもの方向にできている．そのため，相互相関関数がこれらの方向の震源に対して建設的な干渉をすれば，推定される群速度は速くなると考えられる．さらに，kr が 1000πでは「窓」といえるほどのものはなく，すべての震源が互いに打ち消し合うものと考えられる．この検討により，地震波干渉法により適切に群速度を推定できる範囲は，0°と 180°方向に「窓」が現れはじめる約 4π以上で，ほかの方向に「窓」が現われない 100π程度までであると考えられる．

前節で示した複素コヒーレンス関数の空間応答特性がレイリー波群速度推定に及ぼす影響を検討するため，各震源の重ね合わせで表される複素コヒーレンス関数によるレイリー波群速度推定を行った．複数の震源による複素コヒーレンス関数は(2.15)式で示された単震源の寄与の重ね合わせによって得られる．ここで，同じ大きさの震源が 1 度おきに 360 個存在したときの複素コヒーレンス関数は(2.16)式で表されるため，その時間周波数解析(Dziewonski, 1969)による群速度推定結果を図 2.4 に示す．

$$\gamma = \sum_{l=1}^{360} \exp(-jkr\cos\theta_l) \tag{2.16}$$

このとき媒質の位相速度を均質に 1km/s とした．空間応答特性には kr が大きく影響することがわかったので，kr に対して推定された群速度を示す．図から，前節の考察のとおり kr が約 4π以下でうまく群速度が推定できない．これは，0°や 180°方向以外の震源も建設的な干渉をしているためと考えられる．このように観測点間距離に対して波長が長い場合，地震波干渉法ではグリーン関数の位相を合成できないことは Tsai (2009)や Kimman and Trampert(2010)にも指摘されており，実際の適用事例でも，観測点間距離に対して 2 波長や 3 波長以上において適用されている(例えば，Bensen et al., 2008)．一方，逆に kr が 100π以上になると再びうまく推定できなくなる．前述の考察によれば kr が 100π以上では 0°と 180°方向以外にも「窓」ができるため，その震源に対して建設的に干渉し，適切な群速

度を推定できないものと考えられる．この結果により上記の震源分布仮定では，相互相関関数による適切な群速度推定ができるのはおよそ $4\pi<kr<100\pi$ であると考えられる．注意したいのは，この結果は等方的に震源が存在する場合であり，kr が 10π 以下では θ に対する空間応答特性の変化が穏やかであり，互いの応答を打ち消し合いにくくなるため，微動源が局所的に存在する場合には 4π 以上であっても適切な群速度を推定できない可能性があり，次章以降の観測結果の考察においても留意すべきである．なお，この数値実験においては前述のような震源分布を仮定しているため，kr の上限についても震源分布によって異なると考えられる．現実の微動場の震源分布を知ることは容易ではないものの，このように地震波干渉法において kr の上限について検討された例はないため，4 章において実際の適用事例の検討を行うが，今後もさらなる適用事例との比較による検討が必要と考えられる．

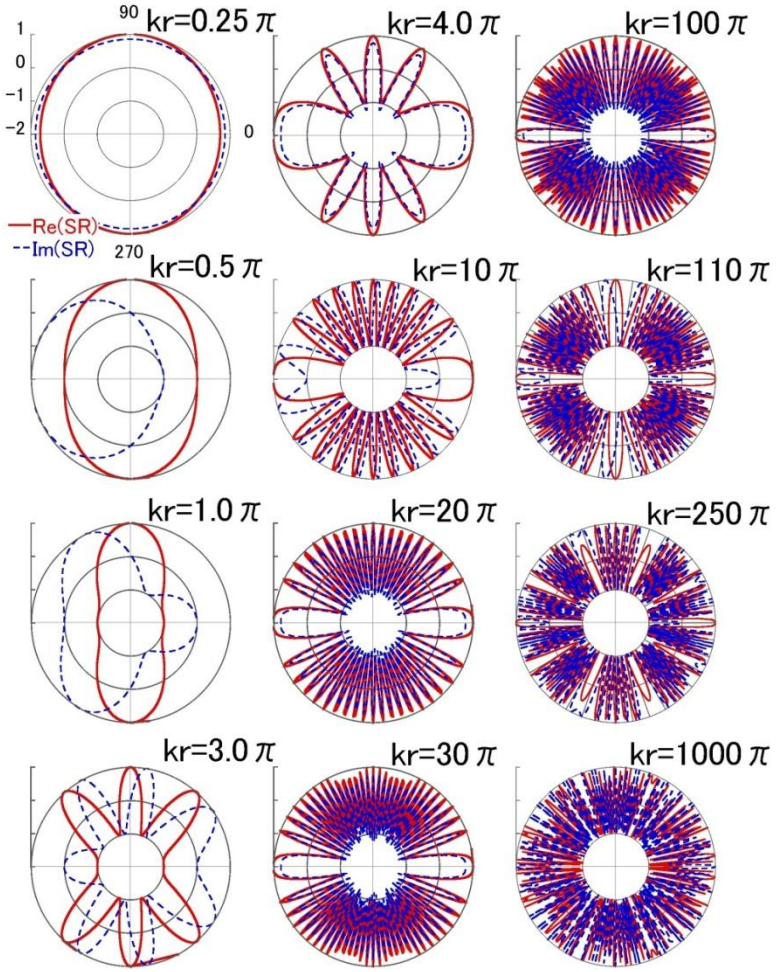

図 2.3. 複素コヒーレンス関数の空間応答特性．同心円はゲインである．赤は複素コヒーレンス関数の実部への応答特性を示し，青はその虚部への応答特性を示す．

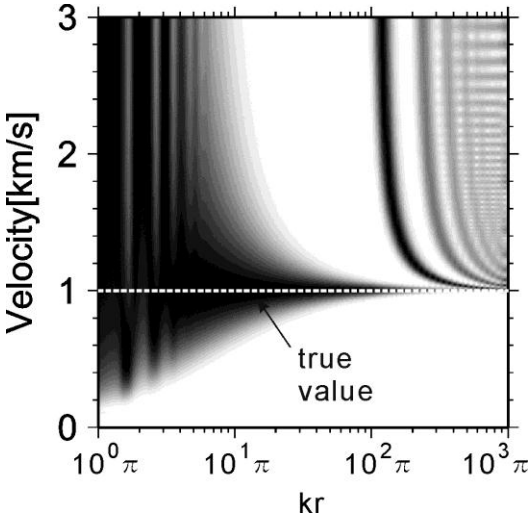

図 2.4. 地震波干渉法によって推定されるレイリー波群速度．位相速度を 1km/s とした．

ここで, 同様にして合成された相互相関関数のフーリエ振幅スペクトルを図 2.5 に示しており，同様に kr 依存性が確認される．kr が 100π 以下では kr が小さくなるにつれ振幅が減少しており，図 2.3 において示されたように，0° と 180° 方向の「窓」が kr が大きくなるにつれ小さくなるためであると考えられる．さらに kr が 100π の場合には振幅が急激に大きくなっていて，さきほど指摘したように 0° と 180° 以外の方向の震源にも応答していることが原因と考えられる．このように，振幅スペクトルが kr によって変化することは，地震波干渉法によって合成されるグリーン関数のスペクトルを変化させることを暗示している．

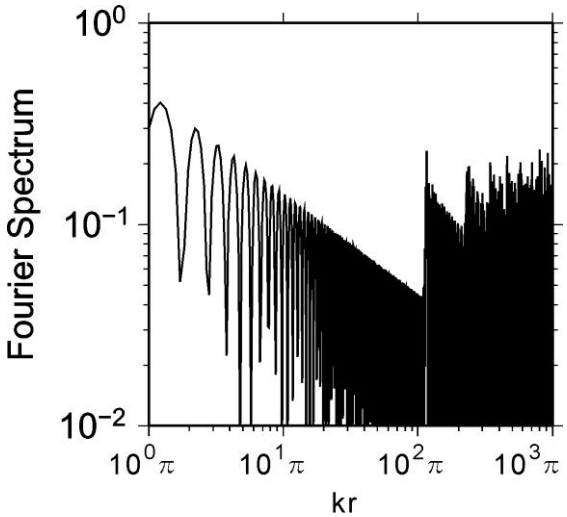

図 2.5. 相互相関関数のフーリエスペクトル．

2.3. まとめ

本章では，地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察を行った．

まず，Tsai(2011)に示された，減衰弾性波動方程式に基づき，相互相関関数について定量的な考察を行った．その結果，時間領域における相互相関関数はコヒーレントなシグナルと，ノイズで構成されることを明らかにし，ノイズは微動記録長を大きくすることで小さくなり，そのためシグナルが卓越して見えることが明らかとなった．一方，シグナルは微動記録長には依存しないため，一定となることを明らかにした．また，それらには停留点の影響が大きいことを示し，相互相関関数の振幅には震源の影響も含んでいることを示した．さらに地震波干渉法ではグリーン関数が得られるため，それには散乱波成分も含まれるが，直達波と散乱波の合成に寄与する震源がそれぞれ異なることを示した．このように，地震波干渉法によって合成されるグリーン関数には震源の影響を含むため，その影響を軽減するための相互相関関数に対する規格化に対する検討を行った．これまで通常用いられてきた Cross-correlation 型は震源の影響を含んでいるが，Cross-coherence 型や Deconvolution 型は震源の影響を取り除くことができる可能性があるものの，それは震源分布が等方的である場合であり，現実の微動源による相互相関関数は，震源の影響を含むものと考えられる．

最後に，地震波干渉法の適用範囲について検討を行った．白石・浅沼(2007)では複素コヒーレンス関数への震源の寄与を明らかにしたため，それに基づき地震波干渉法によりグリーン関数を合成できる範囲について検討を行った．複素コヒーレンス関数は kr に依存するため，kr に対する複素コヒーレンス関数による空間応答について考察し，地震波干渉法においては，0°と 180°方向に存在する震源の寄与が卓越することを示した．しかしその範囲は kr にしておよそ 4π から 100π であることを示した．そのため，地震波干渉法によって得られる相互相関関数によってレイリー波群速度を推定する際にも，同程度の範囲でのみ適切な推定が行えることを明らかにした．また，このような複素コヒーレンス関数の空間応答特性により，相互相関関数の振幅にも kr 依存性があることを明らかにし，グリーン関数の振幅を合成する上で影響を及ぼす可能性があることを示した．

第３章　南関東地域における長期連続微動観測と相互相関関数

3.1. 観測と観測記録

3.1.1. 観測

地震波干渉法を実際の観測記録に適用するため，南関東地域において地震観測網を構築した(表 3.1, 図 3.1). 観測点は前述のように既往の物理探査手法では困難であった東京湾や相模湾を囲むように配置した．また同様に観測が容易ではない山岳域である伊豆半島や関東平野西端部にも配し，合計 16 地点で同時連続観測を実施した．観測には，ミツトヨ製 3 成分加速度計 JEP-6A3，白山工業社製ロガーDATAMARK LS8000SH または LS7000XT，ノート PC(ASUS 製 eeePC)を用いた．加速度計は 0.2 から 40Hz において平坦な応答特性を有している．ロガーには内部に増幅器を備えており，加速度計の出力を任意の倍率で増幅し，LS8000SH では 16bit，LS7000XT では 24bit のサンプリングレートで A/D 変換した．サンプリング周波数は 100Hz とした．記録はノート PC に毎秒転送し，それらを 1 日分ごとに圧縮し，フラッシュメモリに保存した．観測点 NGT と OOK は東工大キャンパス内の強震観測点であり，ダイナミックレンジの高い地震観測システムで(大木ほか, 2005), 微動レベルでも十分な分解能を有している．観測は 2008 年 3 月から順次開始し，多くの観測点で 1~2 年分の記録を得た．

表 3.1. 観測点位置.

Station code	longitude	latitude	Station code	longitude	latitude
AOB	139.50949	35.53953	ODW	139.14770	35.27328
CHB	140.10393	35.62474	OOK	139.68627	35.60163
FTK	139.62044	35.61944	OSH	139.36142	34.74935
ITO	139.10205	34.86862	SMD	138.89719	34.64911
KSR	139.91798	35.37077	SMK	139.36875	35.36883
KTO	139.81355	35.68260	TKO	139.28030	35.63835
MNZ	139.14140	35.51328	TYM	139.87177	34.99501
NGT	139.48325	35.51328	ZSH	139.58333	35.29476

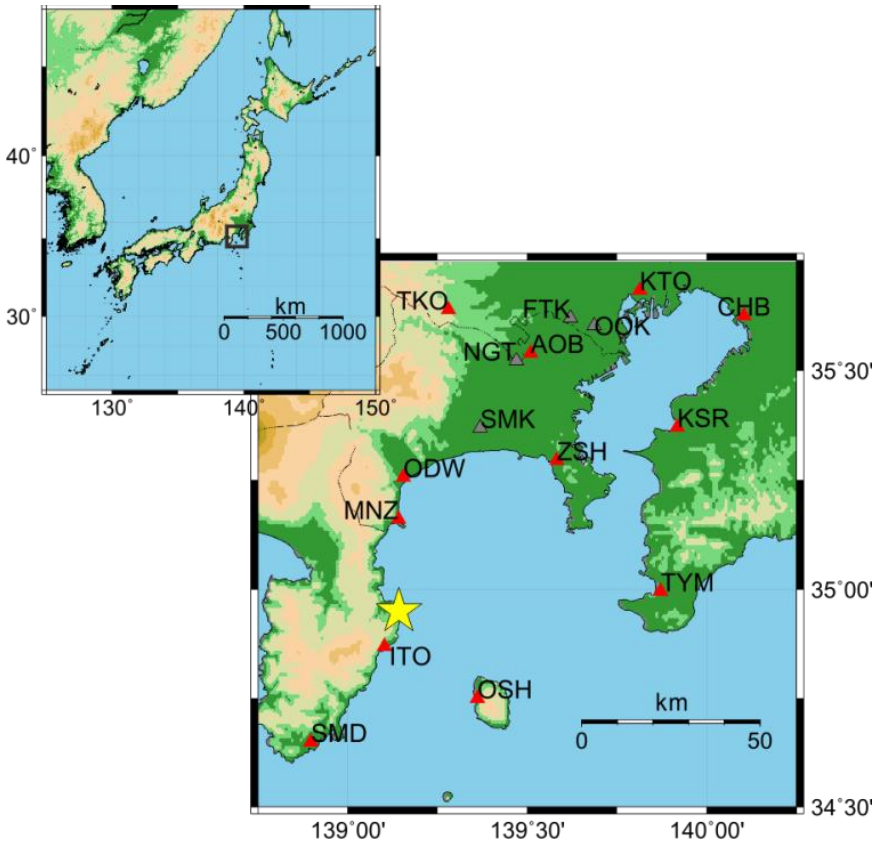

図 3.1. 観測点配置図．赤三角は第 3 章で用いる観測点を示す．星印は 2009 年伊豆半島東方沖地震の震央を示す.

3.1.2. 観測記録

第 2 章の理論的考察により, 相互相関関数には震源のスペクトルが大きく影響するため, その理解が地震波干渉法において重要である. そこで図 3.2 に長期観測記録のパワースペクトルの確率密度関数(McNamara and Buland, 2004)を示す. これは観測点 KSR において 2009 年 8 月から 2010 年 7 月の一年間で得られた記録に対して推定されたものである. Stehly (2006)によれば, 一年間の連続観測記録は, その特徴づけには十分な長さである. 連続観測記録には地震記録やシステムノイズのような非定常記録が含まれるが, 後述のように相互相関関数はそれらすべてを含んだものに対して計算されるため, ここでもデータの選別は行っていない. 確率密度関数(図 3.2)によりパワーは一年をとおしておおよそ安定していると考えられる. 同図には統計値も示している. 最大値や最小値は高い確率密度を持つパワーと大きくずれているが, それらの確率密度は無視できるほど小さいため, 相互相関にも影響は少ないと考えられる. また, McNamara and Buland (2004)に指摘されたように, 長期観測記録を特徴づけるには平均値や中央値, 最小値よりも最頻値が適してい

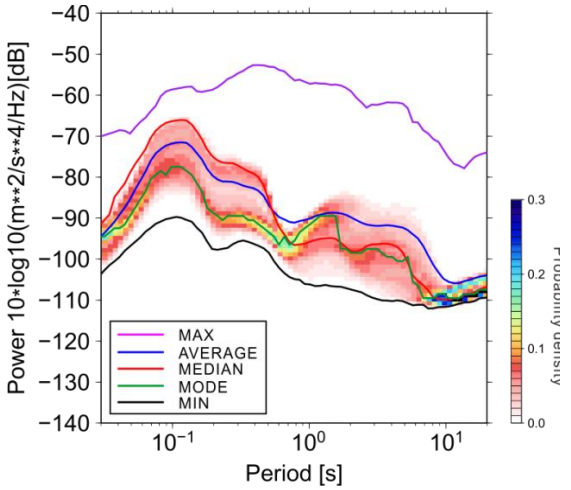

図 3.2. KSR におけるパワースペクトルの確率密度関数. カラーコンターは確率密度を示す.

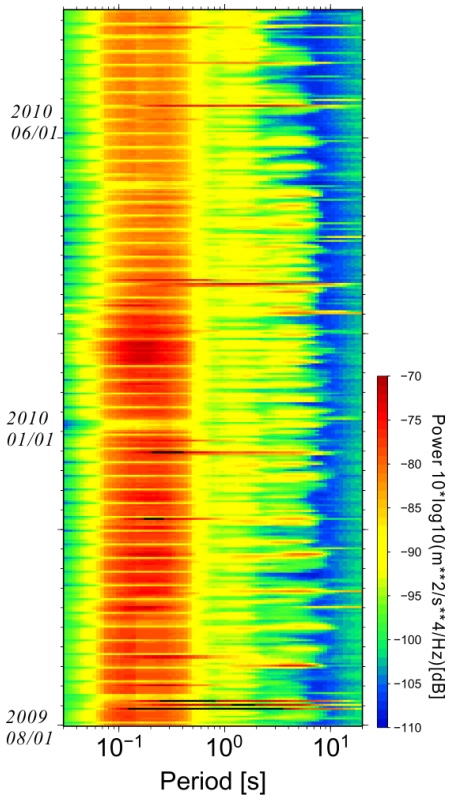

図 3.3. KSR におけるパワースペクトルの 1 年間の継時変化.

ることが同図から読み取れる．なお，他の観測点のパワースペクトルの確率密度関数を付録 A に示す.

図 3.3 には観測点 KSR のパワースペクトルの 1 年間の変化を示す．周期 0.5 秒以下においてはパワースペクトルが規則的に変化していることがわかる．この周期帯域における微動は主に人間活動によるものと考えられており，同図において夜間や休日は平日の昼間に比べてパワースペクトルが小さくなることと調和的である．一方，周期 2 秒以上におけるパワースペクトルの変動には規則性はなく，同周期帯域における微動源が海洋性のものであるという考えと調和的である（例えば，堀家,1993).

3.2. データ処理

前節の記録を用いた相互相関関数の推定は Prieto et al. (2011)にならい，ここでは概要を述べる. (1)長期観測記録を 1 時間の時間ウィンドウで分割する. (2)各分割記録に対して(3.1)式で示されるコヒーレンシーを計算する. このとき, 1 ビット化(例えば, Campillo and Paul, 2003)や Running Absolute mean (例えば，Bensen et al., 2007) などによる規格化は行わない．(3)各分割記録により計算されたコヒーレンシーを平均する．(4)平均されたコヒーレンシーの逆フーリエ変換により相互相関関数を得る．このとき，フィルタ処理により任意の周期帯域の相互相関関数が得られる.

$$\gamma_{xy}(\omega) = \left\langle \frac{u_x(\omega) u_y^*(\omega)}{\{|u_x(\omega)|\}\{|u_y(\omega)|\}} \right\rangle \Leftrightarrow C_{xy}(\tau) \tag{3.1}$$

ここに＊は複素共役，<・>はアンサンブル平均，｛・｝は平滑化，⇔はフーリエ変換対を意味する．この方法は，地震波干渉法によって減衰特性(Prieto et al, 2011)を推定するために振幅情報を保持するために用いられている．Seats et al. (2012) によれば，この方法は相互相関関数の振幅のみならず位相情報も保持するとされている．また彼らは，長期観測記録を部分分割する際にはより短時間のウィンドウを用いる方が早く相互相関関数が収束することを示した.

3.3. 相互相関関数

3.3.1. 南関東地域における相互相関関数

図 3.4 は図 3.1 に示された 12 の観測点で得られた記録に対して推定された相互相関関数を観測点間距離に対してプロットしたものである．第 2 章に示されたように相互相関関数には震源のスペクトルが大きく影響することを考慮し，本節では 2009 年 8 月から 2010 年 7 月まで同時に得られた記録を用いる. 相互相関関数には周期 2 から 6 秒の帯域通過フィルタが施されている．多くの相互相関関数には顕著な波形のピークがみられるが，それらの到達時刻は変動が大きく，対象地域の速度構造の複雑さを反映しているものと考えられる．また，相互相関関数の正側と負側では振幅が大きく異なり，既往の研究に指摘されたように微動源分布に依存しているものと考えられる(例えば，Sabra et al., 2005; Gerstoft et al., 2006; Stehly, 2006).

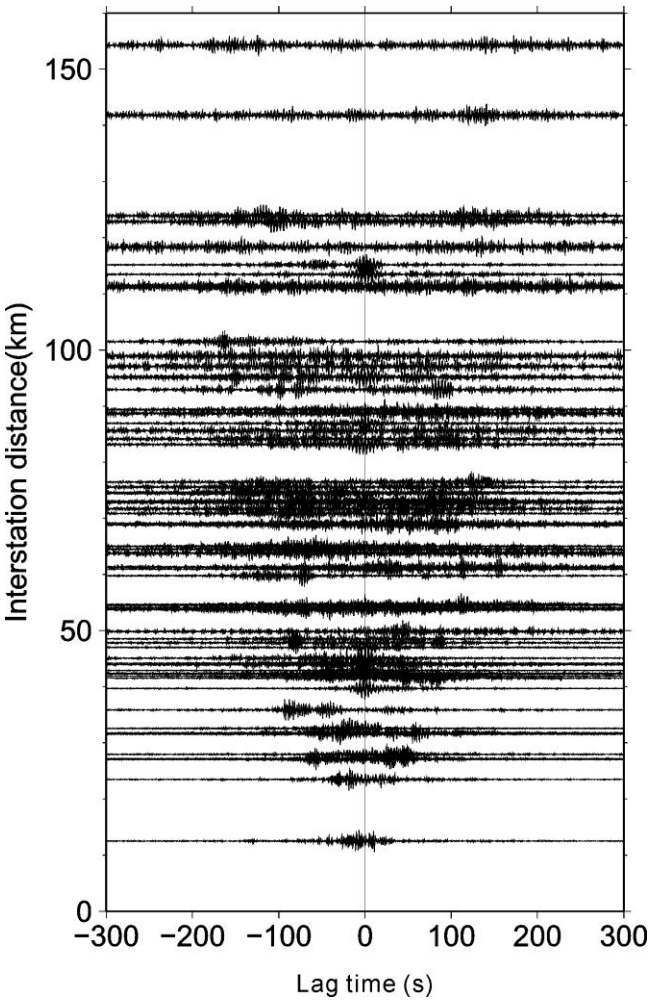

図 3.4. 全観測点の相互相関関数の上下動成分．周期 2-6 秒で帯域通過フィルタを施した.

図3.5には全ての相互相関関数の周期6, 3, 0.8秒成分を遅れ時間に対してプロットした．顕著な信号はおよそ 300 秒以下で現れており，それ以上は全ての相互相関関数において大きな差異はなく，無相関なノイズによるものと考えられる．このノイズを特徴づけるために同図に回帰曲線と回帰式を示しており，短周期成分ほどノイズの振幅は大きく，長周期ほどその減衰が大きいことがわかる．

第 2 章に示した通り，理論的には相互相関関数のシグナルは地下構造のパラメータおよび観測点間距離で表わされ，ノイズは観測時間の平方根に反比例する．そのため，以下では観測による相互相関関数のシグナルとノイズについて考察する．既往の研究においては相互相関関数のシグナルはその最大振幅とし，ノイズは十分な遅れ時間の 2 乗平均平方根(RMS)が用いられている．ここでも同様に最大振幅をシグナルとし，ノイズは，図 3.5 から十分な遅れ時間と考えられる 450 から 500 秒の RMS によって定義する．

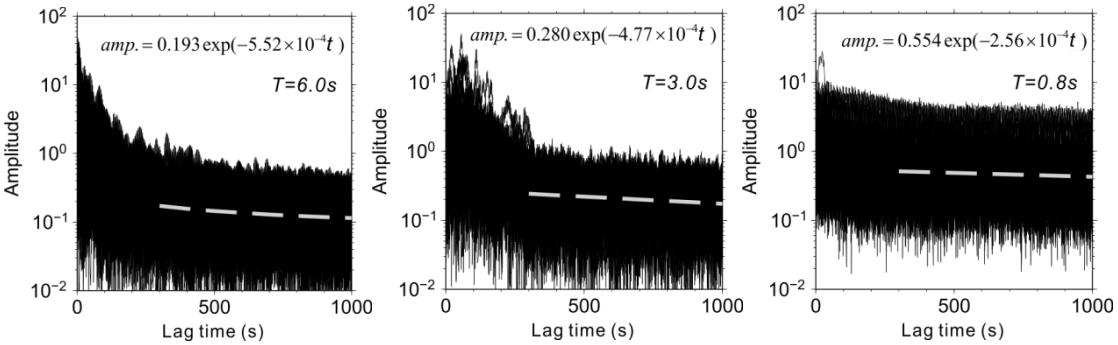

図 3.5. 周期 6, 3, 0.8 秒における全相互相関関数．1 秒の移動平均によりスムージングされている．破線は 300-1000 秒における回帰曲線を示している．

3.3.2 相互相関解析に用いる記録長に対する相互相関関数

理論的考察において，相互相関関数のノイズは観測時間に対して減少することが示されたので，ここでは相互相関解析に用いる記録長に対する相互相関関数の最大振幅とノイズ RMS を，周期 6 秒, 3 秒および 0.8 秒成分に対してプロットしたものを図 3.6 に示す．各周期成分は，平均されたコヒーレンシーに対してそれぞれの周期を中心としたガウシアンフィルタを施すことによって得た．ノイズ RMS は理論的考察と同様に記録長の平方根に反比例することが同図から読み取れる．一方，最大振幅ははじめノイズ RMS と同様に記録長の平方根で減少し，その後一定値を保つ傾向がみられる．これは理論的考察におけるシグナルを表しているものと考えられることから，相互相関関数の最大振幅の挙動により，地震

波干渉法の観測に必要な時間が推定できることを示唆している．

各周期成分についてみると，周期 6 秒成分の最大振幅は，一定値を保ち始めてからも観測時間に対して若干の変動がみられ，前述のようにこの周期で卓越する海洋性微動が時間変動しているためと考えられる．また，ノイズ RMS は長周期ほど小さく，そのため一定値を保ち始める記録長も短くなることがわかる．さらに短周期ほど最大振幅は小さいことから，短周期における地震波干渉法の適用にはより長期の観測時間が必要と考えられる．

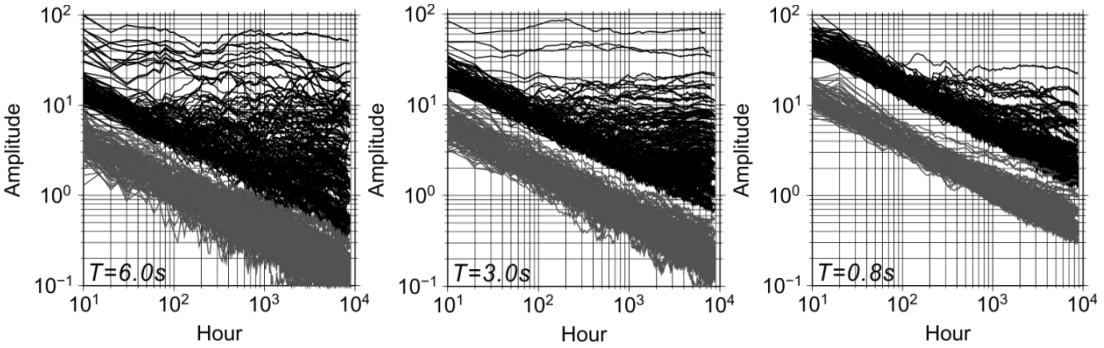

図 3.6. 相互相関解析に用いる記録長に対する全相互相関関数の最大振幅(黒色)とノイズ RMS(灰色)．周期 6, 3, 0.8 秒成分を示している．

3.3.3. 相互相関関数の周期依存性

前述のように, 相互相関関数は周期によって最大振幅とノイズ RMS の大きさが異なることがわかった．そこで，図 3.7 にすべての相互相関関数の各周期成分の最大振幅とノイズ RMS を示す．ノイズ RMS は周期に対してべき乗則を示し，長周期ほど小さいことがわかる．しかも，ほぼすべての相互相関関数の振幅レベルが同程度であることから，観測の条件に依存していない．周期 1 秒と 0.5 秒付近でノイズ RMS が大きい場合があるが，おそらく観測誤差と考えられる．実際に，相互相関関数の波形でも周期的なパルス的ノイズが確認された．一方，最大振幅もノイズ RMS と同様にべき乗則を示す場合があり，これは前項の結果によれば観測時間が不十分でシグナルが検出されていないためであると考えられる．しかし, 周期約 2 秒から 7 秒では最大振幅がノイズ RMS に比べて非常に大きくなっていることが確認でき，これは地表面付近の震源による表面波が卓越している結果であると考えられる．特に関東平野では浅い地震の際に周期数秒における長周期地震波が卓越しやすいという指摘(例えば，瀬尾ほか 1990)を考慮すると妥当である．なお，本研究で用いた観測機器の特性により，周期 5 秒程度まで妥当であると考えられるが，それ以上の周期では機

器の特性を考慮する必要がある．さらに，本研究における観測点間距離は 100km 程度であることから，長周期においては地震波干渉法の理論的考察において必要とされた高周波近似が成立しない恐れがあり，そのことに関しても十分な考慮が必要である．なお，今後の議論においてシグナルが現われているデータのみを選別するために，相互相関関数の最大振幅において推測されるノイズのべき乗則を(3.2)式のように定義し，(3.2)式の最大振幅より大きな値をもつ相互相関関数においてシグナルが現われているとみなすこととする．

$$Maximum\ Amplitude = \sqrt{10/T} \tag{3.2}$$

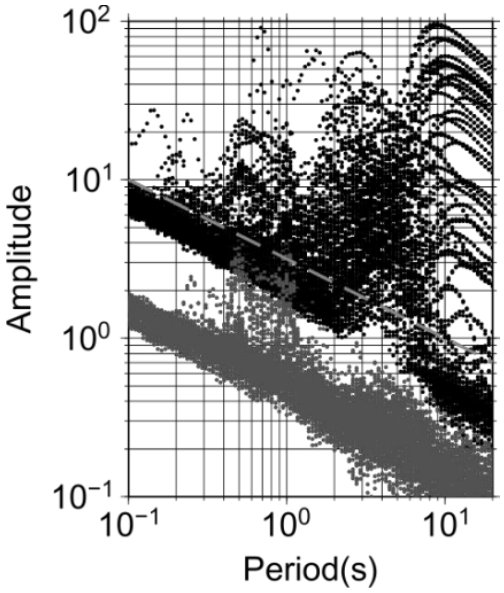

図 3.7. 周期に対する全相互相関関数の最大振幅(黒色)とノイズ RMS(灰色)．破線は(3.2)式を表す．

3.3.4. 相互相関関数のモデル

これまでの相互相関関数の振幅に関する考察を通じて，図 3.8 に相互相関関数を模式化したものを示す．第 2 章に示されたように，相互相関関数はコヒーレントなシグナルと，ノイズ(コヒーレントなノイズとインコヒーレントなシグナルとインコヒーレントノイズの和)により構成されると考えられる．そして，相互相関関数の最大振幅はシグナルとノイズの和であり，遅れ時間の大きい部分はノイズのみによって構成されていると考えられる．さらに，図 3.5 に示したように，ノイズの遅れ時間に対する減衰はエクスポネーシャルで表されると考えられる．最大振幅を記録する遅れ時間はシグナルの到達時刻と考えられるが，本研究の場合，観測点間距離がそれほど大きくなく，短い遅れ時間で最大振幅を記録する

ため，相互相関関数の短い遅れ時間における挙動は明らかにはできなかった．なお，図 3.5 により，ノイズレベルは短周期ほど大きく，長周期ではノイズの減衰が大きいことが確認された．そしてこれらノイズレベルは解析に用いる記録長を長くすることで小さくなることも確認された．

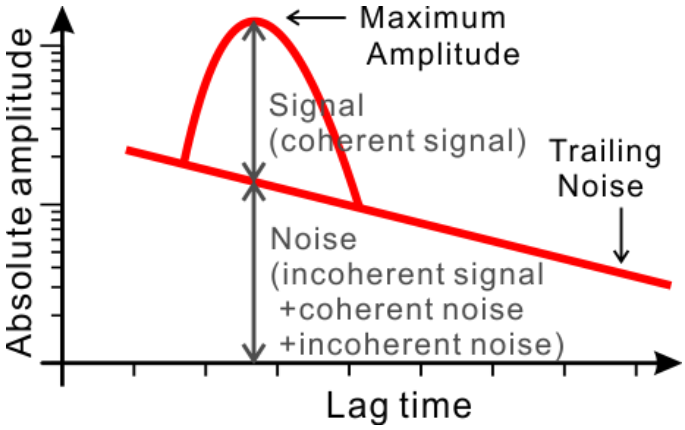

図 3.8. 相互相関関数の絶対振幅の模式図.

図 3.9 には相互相関関数の最大振幅とノイズを, 解析に用いる記録長と周期に対して模式化したものを示している．図 3.6 でみたように，相互相関関数のノイズは解析に用いる記録長を長くすると，記録長の平方根に比例して減少する．解析に用いる記録長が短い場合には最大振幅も同様に減少するが，ある記録長を境にして一定値を取り始める．この値はコヒーレントシグナルによるものと考えられ，地震波干渉法において長期間の記録を用いることでシグナルが現われることを示している．そして，一定値を保ち始める記録長を調べることで，地震波干渉法において必要とされる記録長を定量的に把握できると考えられる．相互相関関数には周期依存性があることも図 3.7 により確認された. ノイズは長周期ほど小さくなるというべき乗則に従い，最大振幅も同様の傾向をみせる場合があるが，これはこれまでの考察により解析に用いる記録長が短いためにコヒーレントシグナルに比べてノイズが卓越しており，相互相関関数の最大振幅においてもノイズの特徴が現われているためと考えられる．最大振幅が，ノイズから類推されるべき乗則を上回れば，それはコヒーレントシグナルによるものと考えられ, その値は, 第 2 章で考察したように, (2.8)式とか(2.10)式とかで表されるものと考えられ，これにより地下構造モデルのパラメータを同定できると考えられる．

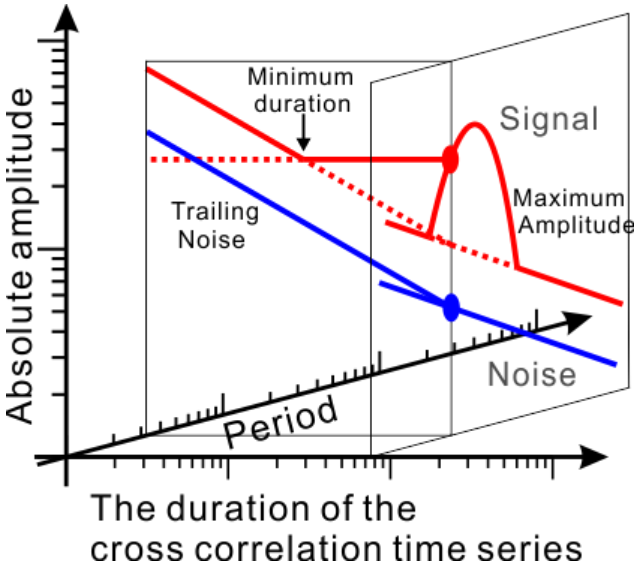

図 3.9. 相互相関関数の最大振幅とノイズに関する模式図．赤はシグナル，青はノイズを表す．

3.3.5. 地理的条件に対する相互相関関数

前述のように最大振幅は(2.8)式や(2.10)式のように地下構造に関するパラメータや震源スペクトルを含んでいてその物理的意味合いが明らかになっていることから，本項では各相互相関関数を地理的条件に関して考察する．各観測点における相互相関関数の最大振幅を周期 6, 3, 1.5, 0.8 秒においてマッピングしたものを図 3.10 に示す．矢印の長さは観測点間距離に比例している．概して長周期ほど最大振幅は大きいことから，短周期は理論的考察により減衰や散乱の影響を受けているものと考えられる．地理的にみると，最大振幅は関東平野西部と伊豆半島で大きく，伊豆大島や相模湾では小さいことがわかる．これは，(2.8)式からわかるように，最大振幅は波長に依存しているためと考えられる．また，Tsai (2011) に研究されたように，微動源分布は相互相関関数に影響し，とくに near-filed 震源により振幅の減衰が大きくなるという結果と調和的である．そのため図 3.10 は Lin et al. (2006) にも指摘されたとおり，伊豆大島のように near-field 震源が周囲に分布しているという仮定が成り立つ場合，地震波干渉法によるシグナルの抽出の難しさを示唆している．

前述のように地震波干渉法理論によれば，観測点の延長上の震源の寄与が大きくなるため，Stehly et al. (2006) や Harmon et al. (2010)では相互相関関数を用いて微動源分布に関する研究が行われている．特に，多くの既往研究により，海岸と直行する観測点ペアでは相互相関関数の正側と負側の大きさが大きく異なることが指摘されているように，図 3.10 においても太平洋側から内陸に向かう相互相関関数が大きくなっていることがわかる．

これは海洋性微動によるものと考えられるため，前述のように海洋性微動が卓越していると考えられる長周期帯域ほど相互相関関数の正負の差が顕著であることは妥当な結果であるといえる．このように相互相関関数の最大振幅の正負の差異は，前述のようにそれぞれ寄与する震源が異なるためであると考えられるが，そもそも相互相関関数を計算する際には，震源の影響を除去するためにコヒーレンシー((3.1)式)を計算することで規格化しているものの，この結果により，震源の影響を除き切れていないことがわかる．

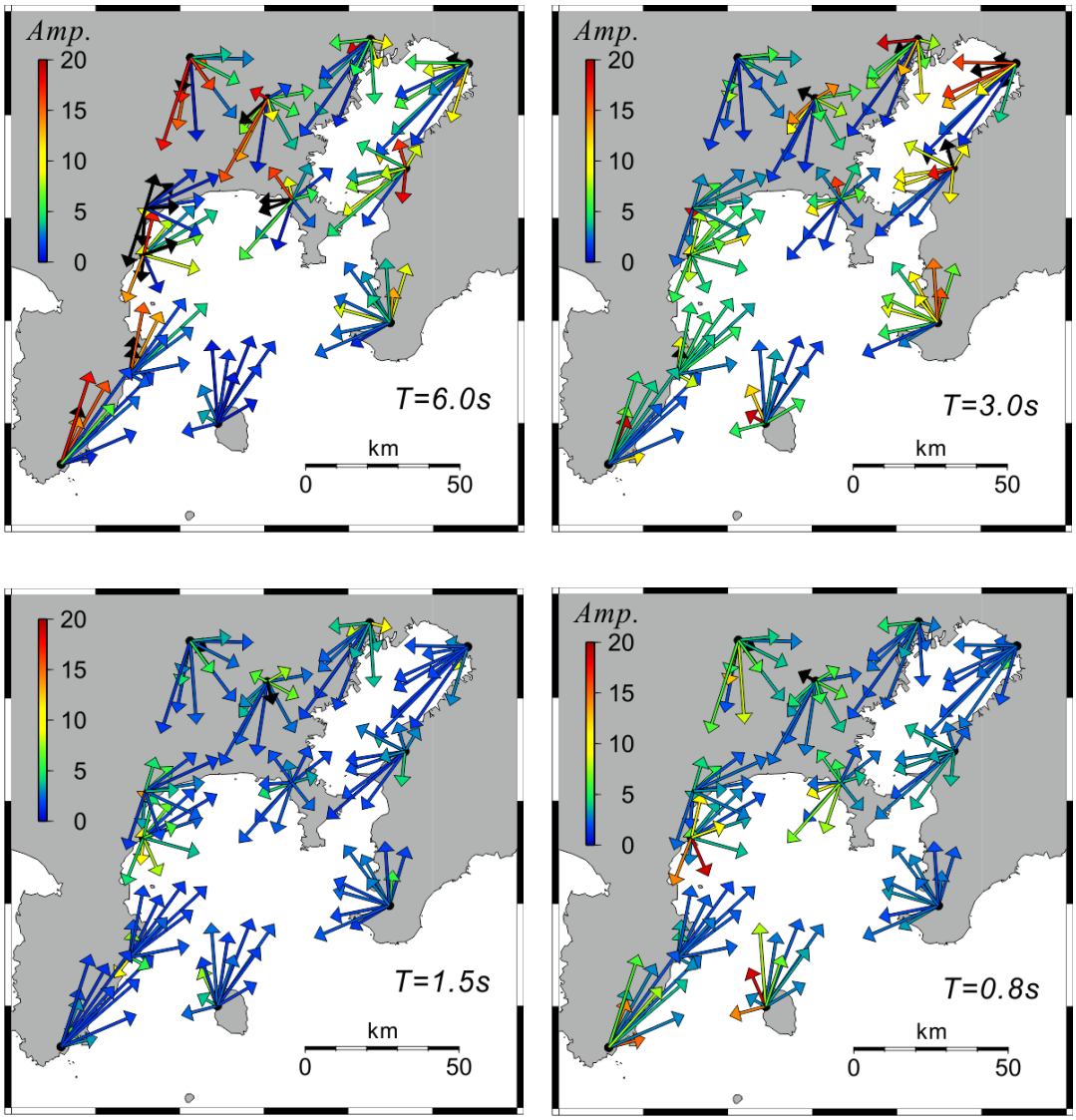

図 3.10. 周期 6, 3, 1.5, 0.8 秒における相互相関関数の最大振幅．矢印の長さは観測点間距離に比例し，方向は観測点方位を示している．

3.3.6. 波長に対する相互相関関数

(2.8)式に示したように，相互相関関数は周期だけでなく波長に依存していると考えられる．そこで，山中・山田(2006)による同地域の地下構造モデルにより推定される波長に対する相互相関関数の最大振幅を図 3.11 に示す．なお，検討に用いる相互相関関数は 3.3.3 によりシグナルが得られているものであるため，短周期成分はデータが少なくなっている．それでも，長波長ほど最大振幅が大きくなる傾向がみえる．しかし，第 2 章や Tsai (2009) により，長波長領域において地震波干渉法では誤った速度を推定する可能性があるため注意が必要である．

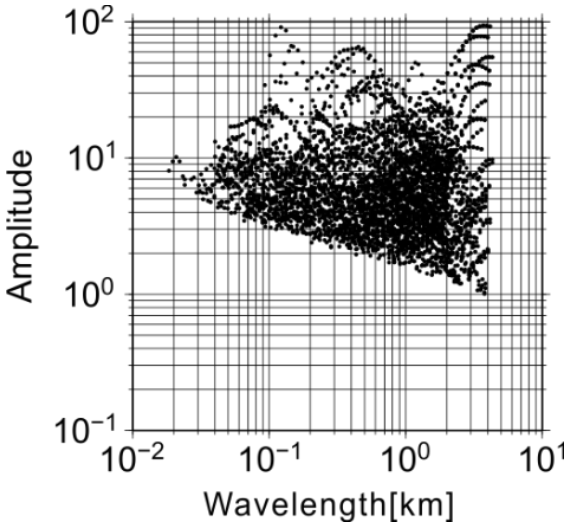

図 3.11. 波長に対する相互相関関数の最大振幅.

(2.8)式によれば相互相関関数の振幅は波長だけでなく，観測点間距離も大きく影響し，すなわち kr に依存する．そこで図 3.12 は kr に対して相互相関関数の最大振幅を示している．また，さきほどと同様にここでもシグナルが現われていると考えられるものだけを検討に用いる．すると，同図から kr が大きいほど最大振幅が小さくなる傾向がみえる．これは第 2 章で示唆された結果と同じである．また，kr が 1000 以上でもシグナルが得られていることは驚異的である．一方，kr が 10 以下でもシグナルが得られているが，前述のように地震波干渉法により正しい伝播速度推定が行える kr の範囲に注意しなければならない．なお，(2.8)式によれば，相互相関関数の最大振幅は kr と減衰に関する係数αに対して一意に決まると考えられるものの，同図においては特定の kr に対して変動が大きい．kr は推定モデルによるため若干の誤差を含んでいることや，本観測のように観測点間距離が 100km

程度であれば，α の影響を若干受けることを考慮するとしても，それらに対するよりも変動がはるかに大きいようにみえる．このことは，これまでの考察の通り，微動源の影響を大きく受けているものと考えられ，(2.8)式よりも(2.10)式が相互相関間関数の最大振幅を適切に表しているものといえる．

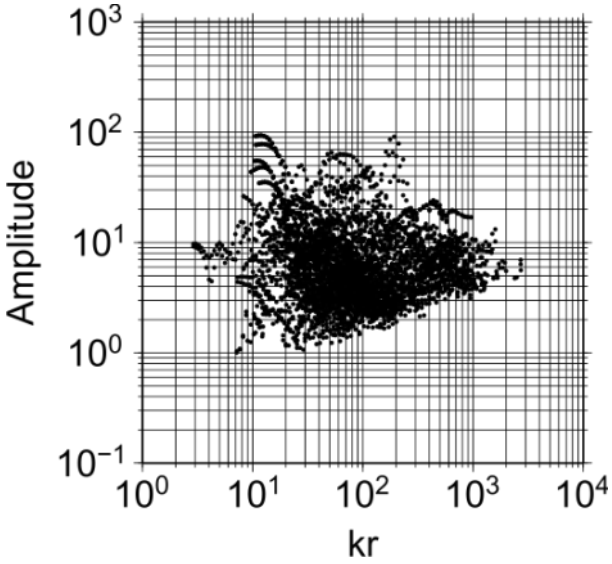

図 3.12. kr に対する相互相関関数の最大振幅.

3.4. 地震波干渉法のデータ処理に関する考察

これまでの理論的および観測的考察によって，相互相関関数のシグナルの絶対値はおもに地下構造のパラメータによるが，観測記録長には依存しないことがわかった．また，観測記録の相互相関関数の最大振幅は定量的に考察できることが示唆された．これは振幅情報を保持するためのデータ処理を行った結果であるが，現在でも地震波干渉法を適用するうえでのデータ処理は，とくに確立されたものはなく，データ処理方法の違いが結果に及ぼす影響は明らかにはなっていない．そこで本節では地震波干渉法に大きく影響すると考えられる非定常成分について，その影響を軽減する操作と考えられている 1 ビット化と，長期観測記録の部分分割について検討する．なお，本節における解析には AOB と ZSH における 2009 年 12 月の 1 か月分の記録を用いた．同期間には伊豆半島東方沖で M5.0 および M5.1 の地震が発生し(図 3.1)，前震，余震活動もあったため，多くの非定常成分が混在していると考えられる．

3.4.1. 観測記録の 1 ビット化

地震波干渉法の適用事例の多くに 1 ビット化などの”time domain normalization”が適用されている(例えば，Campillo and Paul, 2003)．そこで，本節では 3.2 のデータ処理による相互相関関数と，1 ビット化を適用した相互相関関数との最大振幅とノイズの比較を通して，1 ビット化が相互相関関数の振幅に及ぼす影響を考察する．前述の観測記録を用いて 3.2 によるデータ処理で推定された相互相関関数と，1 ビット化を適用した相互相関関数を図 3.13 に示す．同図は前節の議論により顕著なシグナルが検出されていると考えられる周期 2 秒から 6 秒の帯域通過フィルタを，アンサンブル平均されたコヒーレンシーに対して施したものである．なお，1 ビット化に際してはそれぞれの単点微動記録に対して事前に周期 2 秒から 6 秒の帯域通過フィルタを施したものを用いた．その結果，3.2 による処理では地震記録の影響を低減するような意図的な操作をしていないにもかかわらず，両手法による相互相関関数は驚くほど類似していることがわかる．しかし遅れ時間が小さいところでは山谷が若干ずれ，1 ビット化のような特別な操作をしない場合は地震の影響を受けている可能性もある．

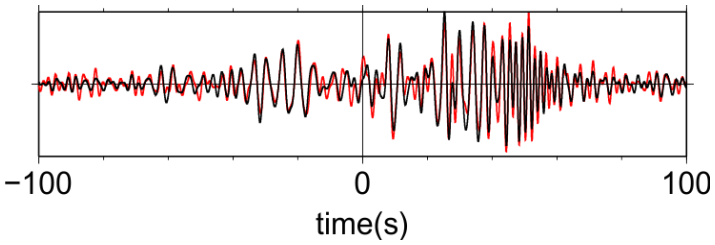

図 3.13. 2009 年 12 月の記録による AOB と ZSH の相互相関関数．赤色は 3.2 のデータ処理による相互相関関数で，黒色は 1 ビット化による．

図 3.14(a)は 3.3.2 と同様に，解析に用いる記録長に対する相互相関関数の最大振幅とノイズを示している．前述のとおり最初に微動記録に対して帯域通過フィルタを施していることから，その周期帯域の相互相関関数しか得られないものの，例えば周期 3 秒成分は短い観測記録長で一定値を保ち始めることからも容易にシグナルが検出されることがわかる．3.2 のデータ処理を適用した場合と比較しても負側に関してはより早く収束していることがわかる．これは Seat et al. (2012)による結果とは対照的であるが，最初に帯域通過フィルタ処理を施したことによってデータに含まれるノイズが少なくなったことが影響してい

ると考えられる．1 ビット化は元の振幅を大きく歪めるため振幅の定量的な比較は難しいが，図 3.14(b)に示す各周期の振幅の両手法による比較では，ノイズは類似した定性的傾向を示すものの，最大振幅に関しては 1 ビット化によって長周期成分が比較的大きくなることがわかる．このことはこれまで 1 ビット化がローパスフィルタのような役割を果たしているであろうという指摘(例えば，Gerstoft et al. 2006)と同じ結果である．このようにデータ処理方法の違いによってスペクトル特性が変化することは，相互相関関数の振幅へ影響を及ぼすため，今後地震波干渉法によって相互相関関数の波形について議論する場合には注意が必要である．

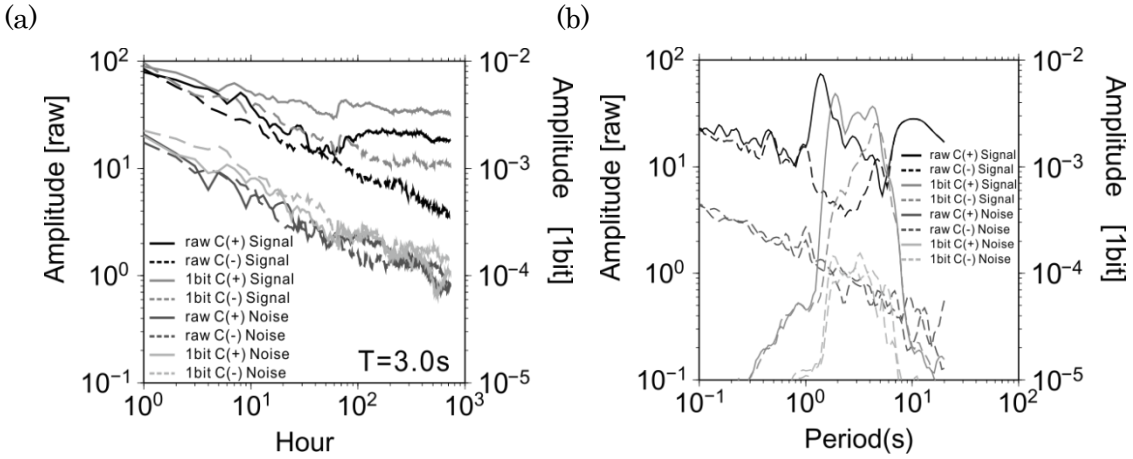

図 3.14. (a) 3.2 のデータ処理と 3.4.1 のデータ処理による相互相関関数の最大振幅を，解析記録長に対して示したもの．実線は相互相関関数の正側を示し，破線は負側を示す．(b) 同様に周期に対して示したもの．左縦軸は 3.2 のデータ処理による最大振幅に対応し，右縦軸は 3.4.1 のデータ処理によるものを示す．

より広帯域の周波数に地震波干渉法を適用するため，初めに帯域通過フィルタを施さずに 1 ビット化された記録によって相互相関を計算した場合，波形は図 3.15 のようになる．この結果は図 3.13 とは大きく異なりシグナルが検出できていないことがわかる．同様に図 3.16 による最大振幅とノイズによる検討ではこれまでのようなシグナルが検出される様子は見受けられない．つまり 1 ビット化を適用するにあたっては初めにすべての微動記録に対して適当な帯域通過フィルタを施すことは必須であり，微動記録に局所的なノイズが多い場合には 1 ビット化のような強力な操作をしてしまうとコヒーレントなシグナルが見えづらくなるためであり，1 ビット化処理の特性は微動記録の SN 比によって記述されると考

えられる．ところが初めにどれくらいの周期の帯域通過フィルタが適当か判断することは容易ではなく，長期間観測記録に対して適当な帯域を検討することは労力を要するため，より広帯域に適用したい場合には 1 ビット化は大きな問題になる．このように 1 ビット化は元の振幅を大きく歪めるため，得られる相互相関関数の振幅に関する定量的な考察は難しいが，一方で，Cupillard and Capdeville (2010)に示されるように等方震源の場合には 1 ビット化によっても振幅情報が保持されるという報告もあるため，1 ビット化の影響については局所ノイズの問題も含めてさらなる事例の蓄積による考察が必要とされる．

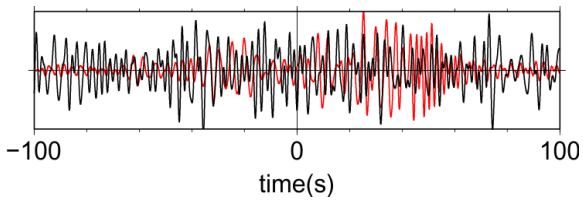

図 3.15. 2009 年 12 月の記録による AOB と ZSH の相互相関関数．赤色は 3.2 のデータ処理による相互相関関数を示し，黒色は，生データに対して 1 ビット化したものによる相互相関関数を示す．

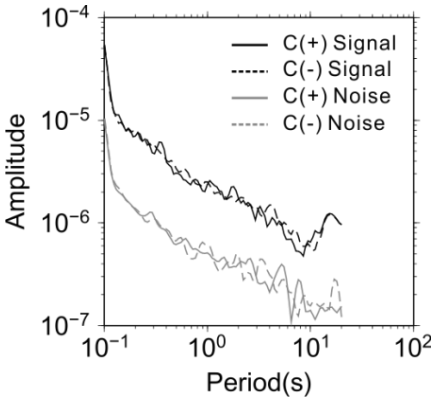

図 3.16. 生データに対して 1 ビット化したものによる相互相関関数の，周期に対する最大振幅(黒)とノイズ RMS(灰)．実線は正側，破線は負側を示す．

3.4.2 時間ウィンドウ

もともと 1 ビット化などのような”time domain normalization”が適用されたのは，地震のような非定常なノイズの影響を除くためであると考えられていた．しかし，Prieto et al. (2011)に示されたように, 長期間微動記録を部分分割するときの時間ウィンドウの長さを短くすることでもそのような影響を軽減できる．そこで，ここではさまざまなウィンドウ長さによる振幅への影響を調べてみる．図 3.17 にはウィンドウ長さを 10 分から 24 時間で変化させて計算した相互相関関数を示している．これによりウィンドウ長さが 10 分から 6 時間の場合の相互相関関数は類似しており, 12, 24 時間のものは大きく異なることがわかる．しかも 10 分のウィンドウ長さによる相互相関関数はほかのウィンドウ長さによる相互相関関数に比べても遅れ時間が小さいときの振幅が若干小さく，非定常過程の影響が軽減されていると考えられる．またこれまでと同様にこれらの最大振幅を観測記録長と周期に対してそれぞれプロットしたものを図 3.18 に示す. 観測記録長に対する最大振幅は, 図 3.18 (a)によりこれまでの結果と同様に徐々に減少しその後一定値を保つ傾向がみられる．しかも，ウィンドウ長さを短くすればするほど一定値に収束する観測記録長は短くて済むことがわかる．また，異なるウィンドウ長さを用いることで収束する最大振幅の大きさが異なってくることがわかる．図 3.18(b)に示される周期に対する最大振幅もこれまでの議論と同様に短周期ほど大きい．しかし異なるウィンドウ長さにより振幅レベルが異なり，ウィンドウ長さが短いほどより広帯域でシグナルが検出できている．これらの結果によりウィンドウ長さを短くすれば相互相関関数の最大振幅は小さくなるが，ノイズも小さくなることがわかる．しかもウィンドウ長さが短いほどシグナルがノイズに対して相対的に大きくなる傾向がみられ, すなわち SN 比は向上するので短いウィンドウ長さを用いたほうが短い記録長で広帯域においてシグナルが検出できると考えられる．これは，より短いウィンドウ長さを用いたほうが早く相互相関関数が安定するという Seats et al. (2012)の結果と調和的である．

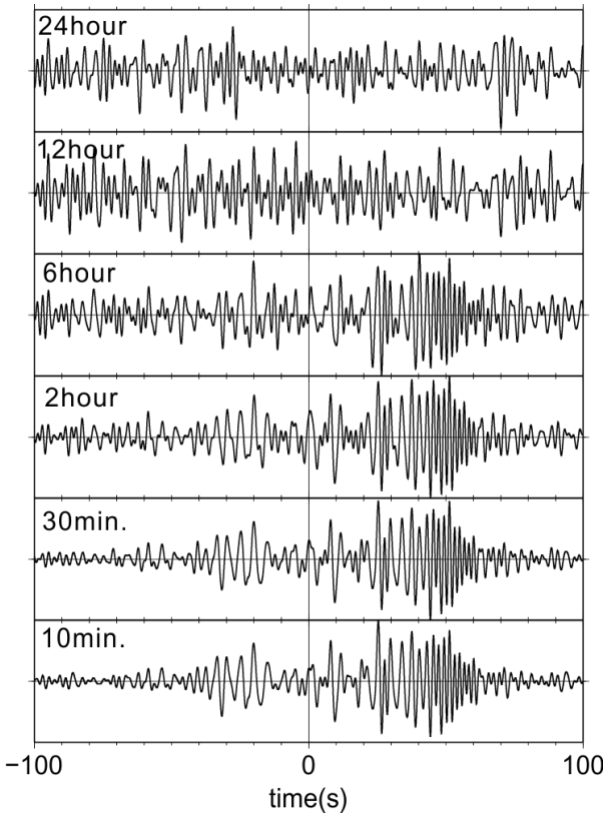

図 3.17. 異なる時間ウィンドウ（24 時間～10 分）を用いた AOB-ZSH の相互相関関数.

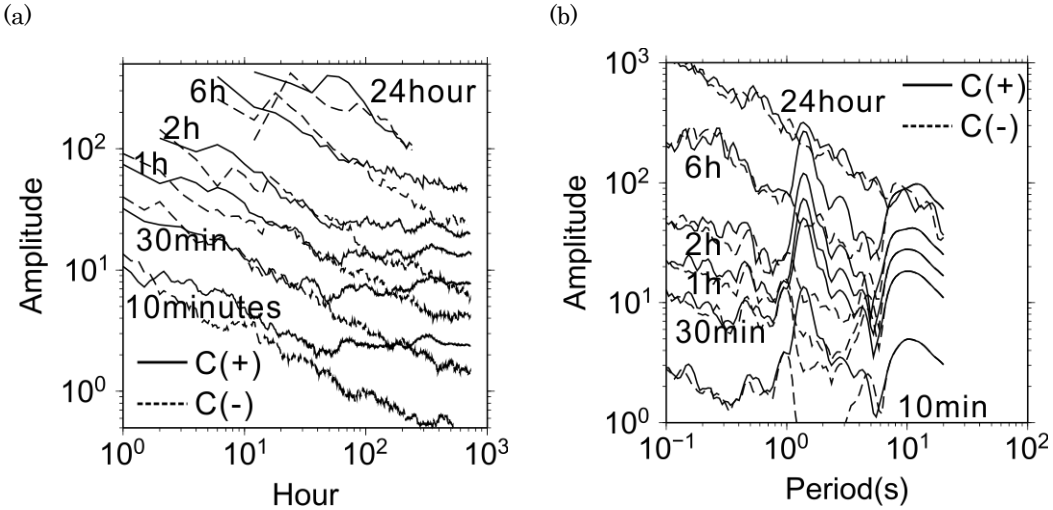

図 3.18. (a)異なる時間ウィンドウを用いた相互相関関数（図 3.17）の解析に用いる記録長に対する最大振幅．実線は相互相関関数の正側，破線は負側を示す．(b)同様に，周期に対する相互相関関数の最大振幅を示す.

3.5. まとめ

実際の微動記録を地震波干渉法へ適用するために，長期間の連続微動観測を実施し，相互相関関数を推定してその特徴を調べた.

南関東地域において地震波干渉法を適用するために，長期間の連続微動観測を行うために観測網を構築し，数年間分の微動記録を得た．観測点は，既往のモデルでは妥当性が明らかとなっていない，相模湾や伊豆半島，伊豆大島を含め，16 の観測点を設けた．観測された長期間微動記録の統計分析により安定した記録を得られたことを確認した.

地震波干渉法を適用して相互相関関数を推定するにあたっては，相互相関関数の振幅を含めて議論することを考慮し，通常地震波干渉法で用いられている 1 ビット化やランニングアブソリュートミーンなどの処理を施さないこととした．長期間の微動記録の部分分割には 1 時間の時間ウィンドウを用いることとした.

相互相関関数は遅れ時間が短いところではシグナルが卓越し，遅れ時間が長いところでは無相関なノイズを得ていることがわかった．また，相互相関関数のシグナルとノイズを相互相関解析に用いる微動記録長に対して検討したところ，第 2 章の理論的考察結果と同様に，シグナルと考えられる最大振幅はある記録長を境に一定値をとり，遅れ時間が大きいノイズと考えられる成分については解析に用いた記録長の平方根で減少することを明らかにした．また，それらは周期に対して依存性を示し，ノイズは周期が長くなると小さくなるべき乗則に従うことを明らかにし，ノイズよりもシグナルが卓越している場合にはべき乗則よりも大きな値をとることを明らかにした．それにより，相互相関関数においてシグナルが卓越しているか判断することができ，これまでどれくらいの記録長が必要かあいまいだったことに対して定量的に検討できる可能性を示した．また，それらの結果と理論的考察結果により相互相関関数の振幅に関するモデルを提案した.

相互相関関数におけるシグナルが卓越していれば，それは一定値をとり，第 2 章の理論的考察によってその意味合いが明らかにされているため，相互相関関数の最大振幅の検討を行った．南関東地域において観測点間距離が大きくなると最大振幅は小さく，また，太平洋側から内陸に向かう観測点方向で最大振幅が大きくなる傾向を確認し，理論的考察結果と調和的であった．すなわち相互相関関数の最大振幅は震源の影響を大きく受けていると考えられるため，地震波干渉法によってグリーン関数の振幅を含めて合成するためには震源の理解が必要であることを示した. また, 最大振幅について波長と kr との関係を調べ, 波長が長い，または，kr が大きい場合には最大振幅が小さくなる傾向が確認され，これも

理論的考察結果と調和的であった．

相互相関関数の振幅に関する考察結果によって，地震波干渉法によるグリーン関数合成に与える影響を検討できることが明らかとなったため，さらに地震波干渉法におけるデータ処理についての検討を行った．地震波干渉法で通常用いられている 1 ビット化は有用であるものの，はじめに長期間の微動記録に対して適当な帯域通過フィルタ処理を必要とすることがわかった．このため，帯域通過フィルタ処理を行った場合については適用可能な帯域を狭める可能性があり，本研究で用いたデータ処理を用いることで，適用可能な帯域を適切に判断することができるといえる．また，長期間の微動記録を部分分割する際の時間ウィンドウは短いほど，相互相関関数の SN 比が向上することがわかった．

第 4 章　相互相関によるグリーン関数の合成に関する検討

4.1. 地震波干渉法による波動伝播速度推定

第 2 章に示したように，地震波干渉法理論によれば，相互相関によりグリーン関数を合成できるため，ここでは第 3 章によって推定された相互相関関数がグリーン関数とどのような関係にあるか検討する．地震波干渉法理論では，相互相関関数の振幅は震源スペクトルを含むため震源の理解が必要とされるが，その位相に関してはグリーン関数のものと等しくなるため，まず，相互相関関数の顕著な位相の到達時刻について考察する．

4.1.1. 相互相関関数による走時推定

相互相関関数による走時推定は，時間周波数解析(例えば，Dziewonski, 1973)による．これは相互相関関数に対して各周期において狭帯域通過フィルタ(ガウシアンフィルタ)を施すことで各周期の群遅延時間を推定する．図 4.1 は，AOB-ZSH における相互相関関数の正側と負側のそれぞれに対する時間周波数解析結果を示している．理論的考察により等方的な波動場においては相互相関関数の正側と負側は一致するものの，観測記録による解析結果は正負で異なる様相を呈しており，震源の等方性が成り立っていないためであると考えられる．ところが，顕著な波群のピークの遅れ時刻は正側と負側で類似しており，このこ

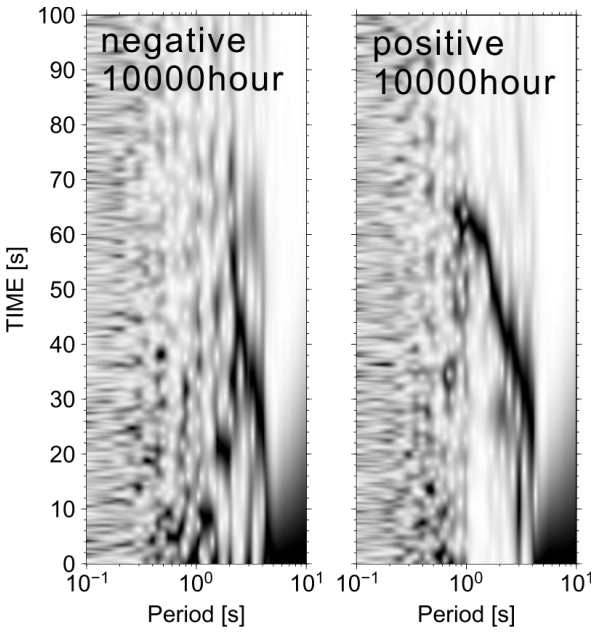

図 4.1. AOB-ZSH における相互相関関数の正側(右)と負側(左)のそれぞれの時間周波数解析結果．コンターは包絡波形の大きさを示している．

とは地震波干渉法により震源が一様でなくとも妥当な速度推定ができることを示すものである．

ところで，第 2 章に示したように，相互相関関数によりグリーン関数を合成するには，長期間の記録を用いることでノイズを少なくすることにより，グリーン関数成分のみを抽出できる．そこで，図 4.2 には異なる記録長による相互相関関数の時間周波数解析結果を示しており，記録長が長くなるにしたがって波形が明瞭になっていく様子がわかる．また，図 4.3 には前章で考察したように相互相関関数の最大振幅とノイズ RMS を，解析に用いた記録長と周期に対してプロットしたものを示す. さきほど考察したように図 4.3 左から周期 3 秒のノイズ RMS は解析記録長を長くすると減少することがわかる．その変化の様子は相互相関関数の正負で大きな差異はなく，無相関なノイズによるものと考えられる．一方，最大振幅も同様に観測時間を長くすると減少するが，正側の相互相関関数の最大振幅は約 100 時間以降で，負側は約 600 時間以降でおおよそ一定値を保つ様子がわかる．最大振幅の大きさは正負で異なり，そのためそれらを検出するために必要な記録長も異なることがわかる．さらに，一定値を保ち始める記録長は，図 4.2 において波形のピークが明瞭に見え始める記録長とよく対応している．このことからも，相互相関関数の最大振幅の挙動を調べることにより，地震波干渉法によってシグナルを抽出するために必要な記録長を推定できるといえる．ところで前述のようにノイズは相互相関関数の遅れ時間が 450 から 500 秒の RMS であるが，シグナルとみなされる最大振幅を記録する遅れ時間は任意であるため，図 4.4 に最大振幅を記録した遅れ時間を示す. これにより観測時間が短い場合には最大振幅を記録する遅れ時間は変動が激しく不安定であることがわかる．しかし最大振幅を記録する遅れ時間は正側では約 110 時間から安定し，負側では約 600 時間から安定する．これは図 4.3 で確認されたようにシグナルが検出される時間とほぼ一致する. 図 4.3 右には解析に用いた記録長がそれぞれ 1, 10, 50, 500 および 10,000 時間の周期に対する相互相関関数の最大振幅を示しており，第 3 章で示されたとおり，べき乗則に従う傾向がみられ，観測時間が短い場合，同図左から類推されるようにいずれの周期でもシグナルが検出されていないと考えられる．しかし，観測時間が長くなるにしたがって最大振幅が徐々に減少し，ある観測時間以上になると最大振幅がほぼ一定値になる．例えば，周期約 1.5 秒付近に着目すると, 観測時間が 10 時間以上では顕著なピークはほぼ同一の値となっていることがわかる．これも同図左から推定されるように，観測時間を長くするとシグナルが検出され一定値を保っているためであると考えられる．

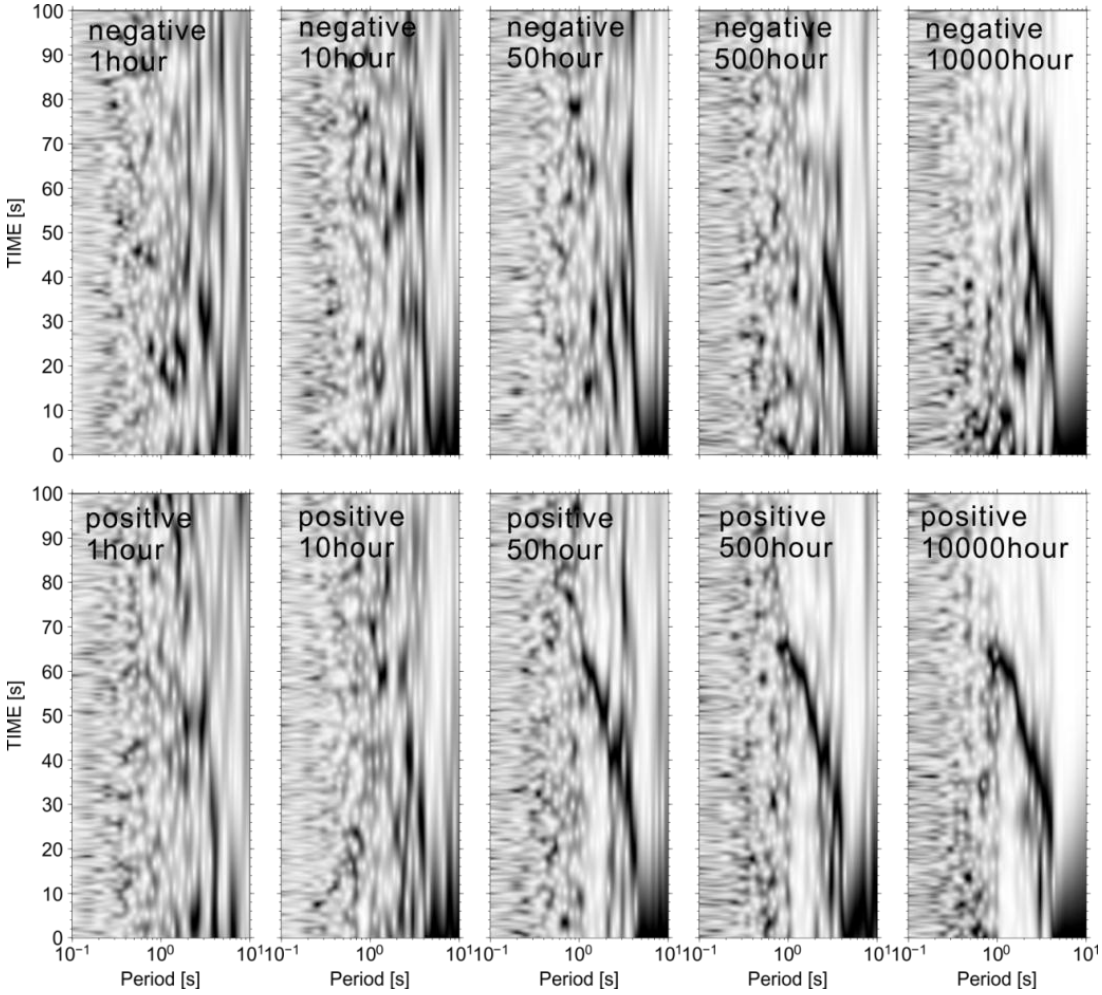

図 4.2. 異なる記録長(1 時間から 10,000 時間)による相互相関関数の正側(下)と負側(上)の時間周波数解析結果.

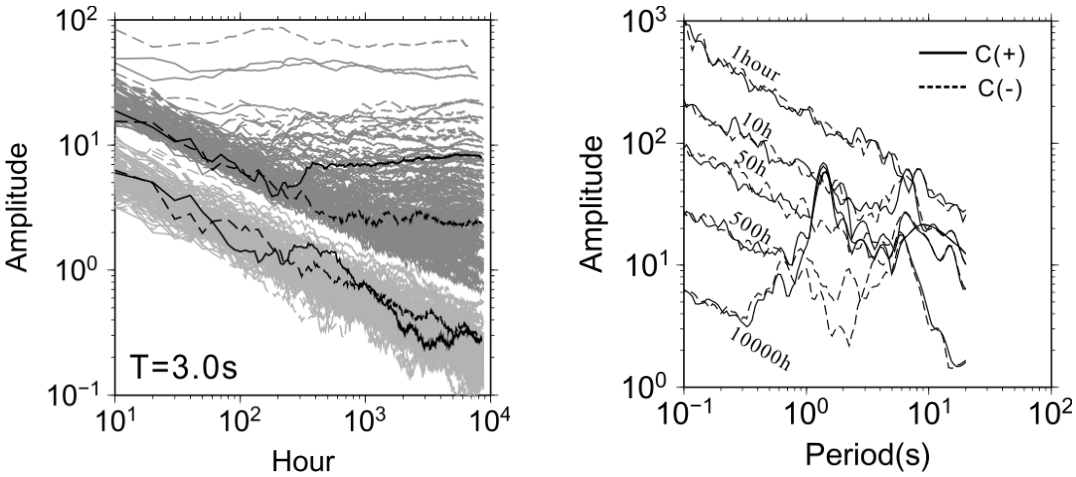

図 4.3. AOB-ZSH の相互相関関数の周期 3 秒における最大振幅の記録長に対する変化(左)と, 異なる記録長による最大振幅の周期に対する変化(右).

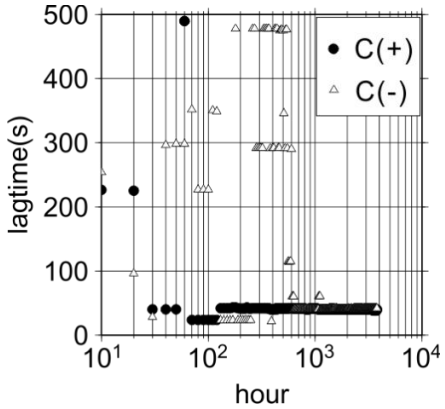

図 4.4. AOB-ZSH における相互相関関数の周期 3 秒成分の最大振幅を記録する遅れ時間の，記録長に対する変化.

この考察結果をもとに，時間周波数解析結果をみると(図 4.2)，図 4.3 から推定されるように，記録長が 1 時間や 10 時間の相互相関関数においては妥当なシグナルが見えない．しかし，50 時間による正側の相互相関関数には周期約 1 秒から 5 秒の帯域で分散現象が明瞭に確認でき，500 時間のものはさらに周期 1 秒程度においても明瞭に確認できる．このことは図 4.3 によりシグナルが検出されているか否か推定された結果と一致している．また，周期 1 秒程度以下では特徴的な傾向がみらないため，ノイズであると考えられる．さらに記録長が 10,000 時間の場合のように長い場合には，長周期帯域ではノイズがかなり小さくなり，シグナルが明瞭になるのがわかる．しかし，これまでの考察によれば，図 4.3 右からは記録長が 10,000 時間の場合には周期 1 秒以下でもシグナルが検出されているように見えるが, 図 4.2 では周期 1 秒以上で確認される分散性の表面波と思われるシグナルにつながる遅れ時間をもつシグナルが得られていない．これについては，いまのところ明らかではないが，第 2 章による理論的考察に示されたように，kr が大きくなる短周期領域において停留点以外に位置する震源の影響を受けているとも考えられ，次項で議論する．一方，負側は前述のように正側に比べて明瞭ではないが，500 時間や 10,000 時間では正側と同様の遅れ時間でピークが確認でき，図 4.3 から推定される記録長と一致している．

以上のように, 解析に用いる記録長と周期に対する最大振幅とノイズ RMS の検討により, シグナルがノイズに比べて卓越しているか判断できる．そのため，相互相関関数の振幅に関する検討により，地震波干渉法において観測に必要な時間や適用可能な周波数帯域の判断ができ，これまであいまいであった地震波干渉法の適用条件である「長期間の微動記録」という言葉に対して定量的に把握できることがわかる．

4.1.2. 相互相関関数による波動伝播速度推定

前項の時間周波数解析によりシグナルが得られていると考えられる顕著な波群の到達時刻を基にして速度推定を行う．図 4.4 は AOB と ZSH における相互相関関数の正側と負側のそれぞれから推定される速度を示しているが，ここではそれらがグリーン関数とどのような関係にあるか検討するために，同図には理論的な基本モードのレイリー波群速度も示している．理論値は，山中・山田(2006)による 3 次元モデルを参考にしているため，同モデルにより同観測点間の 2 次元モデルを抽出し，それを 500m 毎に分割し，それぞれの平均的な 1 次元モデルによる理論群速度を平均したものを同観測点間の理論値とした．相互相関関数の正側から推定される群速度は, 周期約 0.7 秒から 5 秒の広い帯域にわたって理論群速度と調和しており，適切なグリーン関数のレイリー波成分の位相を合成できているといえる. しかし, 周期 0.7 秒以下ではノイズが多く, 適切な群速度を推定できていない. また, 周期 5 秒以上では推定される群速度が急激に大きくなり，理論群速度と比較すると，適切な推定がされていないといえる．これは，第 2 章の理論的考察において示したように，地震波干渉法において kr が小さい場合には観測線の延長上以外の震源にも応答するため，見かけ速度が大きくなるものと思われる．なお，理論群速度と同様に理論 kr も同図に示しており，適切な速度推定が推定されるのは，理論的考察において提案された $4\pi<kr<100\pi$ 程度である．相互相関関数の負側では周期 2～4 秒以外では適切な伝播速度が推定できておら

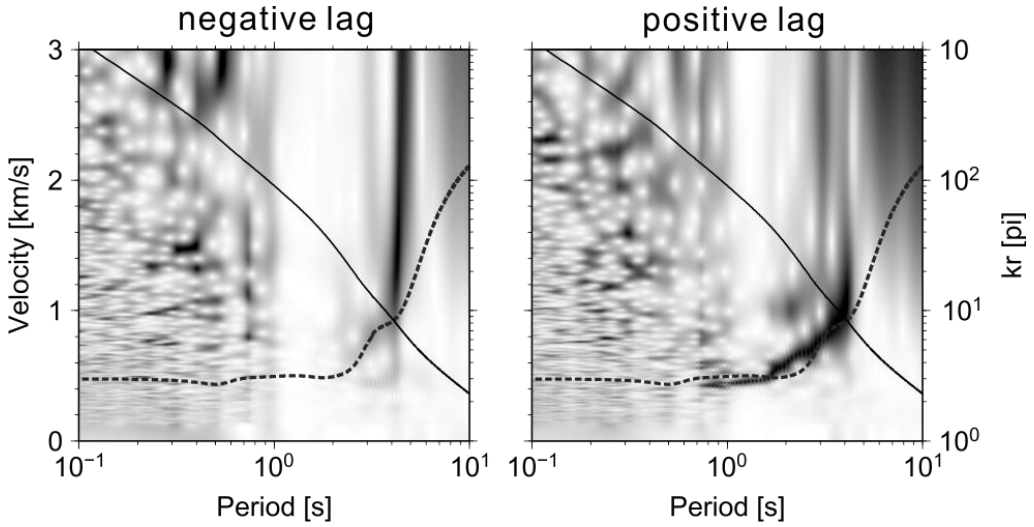

図 4.5. AOB-ZSH における相互相関関数の正側と負側を用いた時間周波数解析による推定群速度. 破線は山中・山田(2006)により求められる理論レイリー波基本モードの群速度．実線は理論 kr を示し，右縦軸に対応する．

ず，これは前項で示したように相互相関関数の正側の最大振幅の検討によりシグナルが得られていないためであると考えられる．

kr が波動伝播速度推定において影響することがわかってきたので，ここではすべての観測点の相互相関関数により推定される速度$V_{obs.}$と理論群速度$V_{cal.}$との推定誤差を kr に対して図 4.6 に示す．なお，推定誤差は(4.1)式とする．ここで$V_{obs.}$は，相互相関関数の最大振幅を記録した遅れ時間によるものとした．

$$Error = \left| \frac{V_{obs.} - V_{cal.}}{V_{cal.}} \right| \tag{4.1}$$

なお，波動伝播速度推定は前述のように相互相関関数においてシグナルが現われている場合に有効であると考えられることから，3.3.3 で検討された結果により，シグナルが現われているものだけを用いた．図 4.6 により推定誤差にはばらつきがあるものの，kr が 5π から 80π においておおよそ推定誤差が 100%以下となっていることがわかり，その範囲外においては誤差が桁はずれに大きくなっていることが読み取れる．このことは理論的考察結果と調和的であり，地震波干渉法によって適切な波動伝播速度を推定するうえで，kr が大きく影響しているといえる．

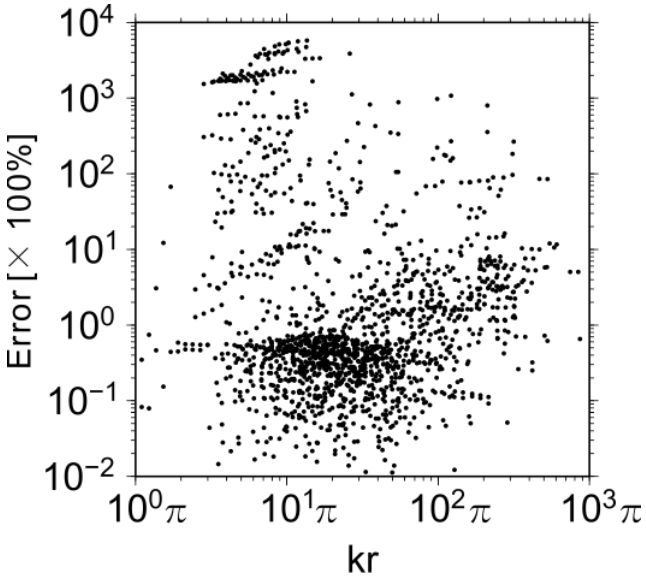

図 4.6. 全相互相関関数の時間周波数解析により推定される速度と，理論レイリー波基本モード群速度との誤差.

4.2. 相互相関関数の振幅

4.2.1. 相互相関関数の最大振幅の距離減衰

(2.8) 式に示されるように相互相関関数の振幅は観測点間の距離とその伝播速度，および減衰に関する係数のみに依存しているため，振幅は地下構造に関して固有のものであると考えられる．しかも Q 値に関する係数を含んでいるため，相互相関関数の振幅から地盤の減衰特性を推定できることを示唆している．そこで図 4.7 に，観測点間距離に対する相互相関関数の最大振幅を示す．同図には回帰曲線も示されており，そのべき指数は周期 2，3，4 秒成分でそれぞれ-1.10，-1.03，-0.884 であり，短周期成分は長周期成分に比べ減衰が大きいことがわかる．成層構造であれば相互相関関数には表面波成分が卓越していることを考慮すると, グリーン関数の表面波成分の幾何減衰のべき指数である-0.5 程度になるはずであるが，それよりも大きいことから地盤の減衰特性の影響が含まれていることが示唆される．ところで第 2 章ではでは震源が遠方にあり，かつ一様に分布しているときの微動場における相互相関関数が示された．しかし Tsai(2011)では，震源分布によっても距離減衰が変化することが指摘されており，現実の波動場がそれほど単純ではないことを考慮すると，上記の仮定が常に成り立つとは考えにくく，すなわち(2.10)式などで表されると考えられる．そしてそのような微動場の震源分布を推定することは容易ではない(例えば, Harmon et al., 2010)．本研究においても相互相関関数をパワーで除することで震源の影響の軽減に努めたものの，時間に依存しないはずのシグナルが長周期成分では時間変化したり(図 3.6)，相互相関関数の正負でシグナルの振幅が異なっている(図 4.1)など，震源が一様に分布しているとは考えにくい結果であったため，さらに相互相関関数の振幅の絶対値について議論するには微動源の分布についての理解が必要不可欠である．それによって減衰特性を理解できる可能性があるといえる．

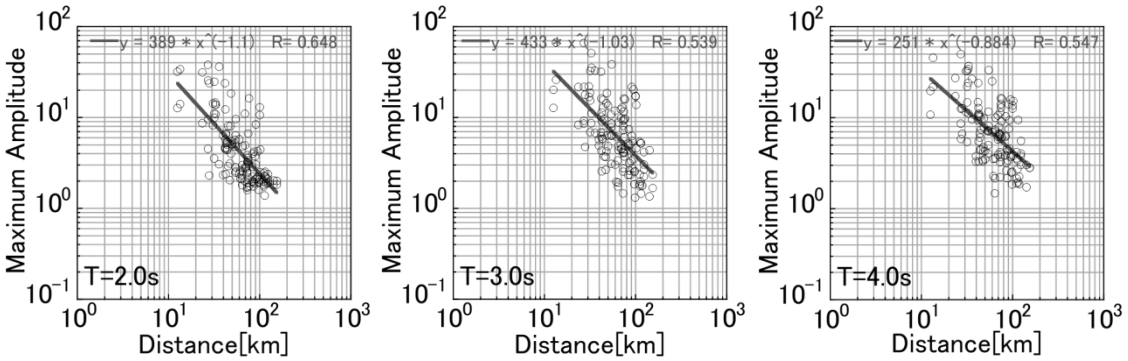

図 4.7. 周期 2 秒，3 秒，4 秒における相互相関関数の最大振幅の距離減衰.

4.2.2. 相互相関関数の規格化

相互相関関数の振幅には，震源スペクトルが含まれているため，2.1.4 に示したように，地震波干渉法におけるその規格化にはいくつかの方法が提案されている．図 4.8 には，それに従い，Cross-correlation 型，Deconvolution 型，Cross-coherence 型により規格化された波形を示している．これらは周期 1 秒から 10 秒の帯域通過フィルタを通過させたものである．これらを比較すると，顕著な位相の遅れ時刻はいずれも類似しているものの，その波形は Cross-correlation 型がほかと大きく異なることがわかる．これは第 2 章に示したように, Cross-correlation 型は規格化を行わないため, 震源のスペクトルを含んだものであり，その影響によるものと考えられる．ほかの波形は互いに類似しているものの，それぞれの周波数成分の違いが明らかである．そこで，それぞれの周期に対する最大振幅を図 4.9 に示す．Cross-correlation 型は規格化を行わないため，その最大振幅は他と大きく異なる．しかも波形の比較においても見たように，高周波成分が卓越している．この最大振幅には前述のように震源スペクトルを含むものである. Deconvolution 型はいずれの観測点のパワースペクトルで規準化するかによって異なる．すなわち，図 4.9 には CHB と KTO のそれぞれのパワーで規格化したものを示しているが，周期約 0.7 秒から 10 秒程度までは類似していることがわかる．これは，観測点 CHB と KTO が比較的近い場所にあること，およびこれまでの考察から CHB-KTO の延長上に位置する太平洋における震源の寄与が大きいことを考えると，両観測点における応答は太平洋における同じ震源が寄与していることを示唆している. このことは CHB におけるパワーで規格化した方が最大振幅が大きくなることからもいえる. Cross-coherence 型は Deconvolution 型の両最大振幅の平均的なものを示しているが，第 2 章で考察したようにこの振幅の物理的意味はない．しかし 3.3.3 で考察したように Cross-coherence 型の振幅においてノイズはべき乗則に従うため, シグナルを見分けるために役立つことが特徴である．また，Nakata et al. (2011)によれば，ノイズが小さくなりやすい．ところで，等方震源の場合，Cross-coherence 型や Deconvolution 型のようにパワーで規格化した場合，震源の影響がなくなり，グリーン関数が合成できると考えられ，相反定理が成り立つはずである．しかし，図 4.8 と図 4.9 に示すように相互相関関数の正側と負側で大きく異なっていることから，震源分布は等方ではなく， (2.10)式に示したように，停留点の震源の違いが大きく影響していると考えられる．このことからも，地震波干渉法によるグリーン関数の振幅の合成に関しては，震源の理解が必要と考えられるが，それは容易なことではない(例えば，Harmmon et al., 2010)

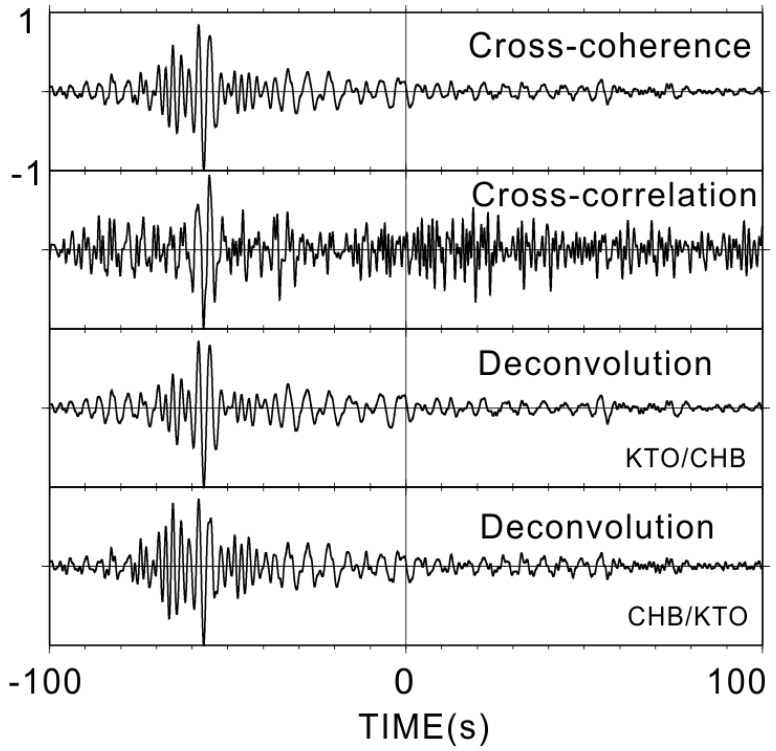

図 4.8. CHB-KTO の相互相関の異なる規格化．それぞれの波形はその最大振幅で規格化されている．

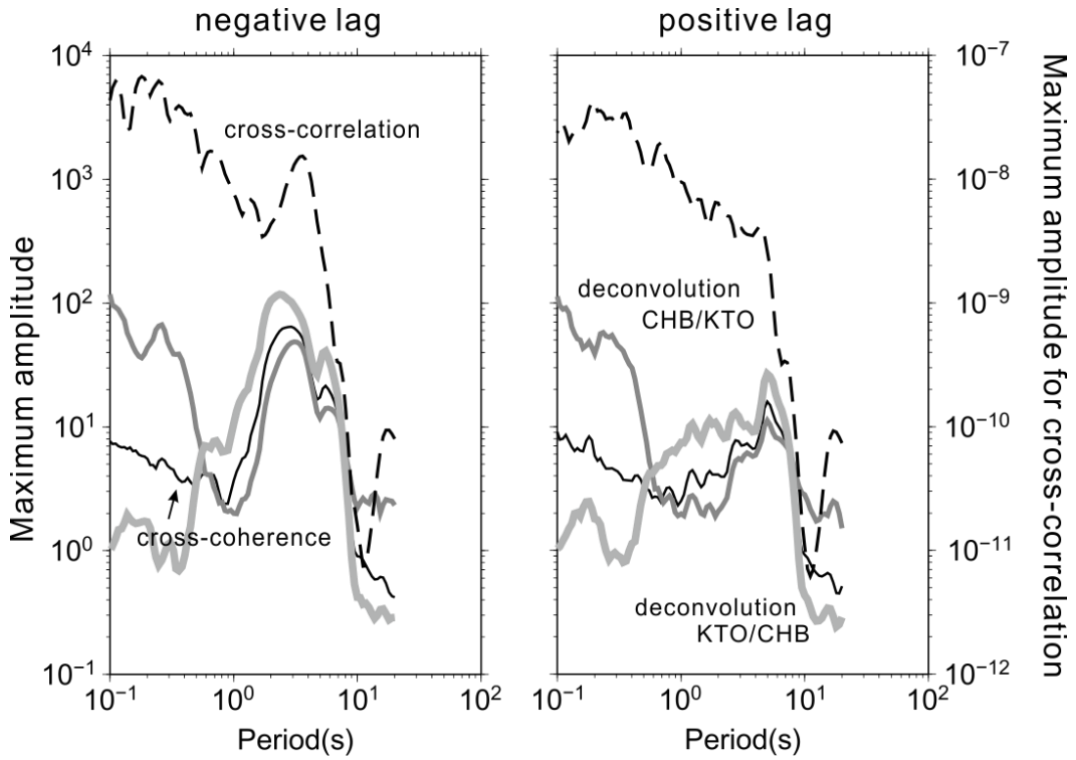

図 4.9. 異なる規格化による CHB-KTO の相互相関関数の最大振幅．実線は cross- coherence 型，波線は cross-correlation 型，濃淡灰色はそれぞれ deconvolution 型を示す．

4.3. 2009 年伊豆半島東方沖地震波形との比較

2009 年 12 月 17，18 日に伊豆半島東方沖において相次いで M5 級の地震が発生し，最大震度 5 を観測した. この地震は比較的震源が浅く, 本研究の ITO 観測点と震源が近いため(図 3.1)，観測された地震波形はインパルス応答に近く，すなわちグリーン関数と考えられるので，ITO と他観測点の間で地震波干渉法による相互相関関数と比較を行う．なお，震源は ITO 観測点と近いものの，若干のずれがあることを考慮しなければならないが，ITO と遠い観測点における長波長成分の比較は十分にできると考えられる．また，震源関数の違いもあるため，比較する対象は顕著な波群の到達時刻になる．また，前述のように相互相関関数の振幅には周期依存性が確認されるので，それぞれの周期で波形の比較を行う．さらに，到達時間に関しても kr が適切な範囲においてのみ検討できるため，それらの点を考慮して比較する.

図 4.10 にそれぞれの観測点で得られた地震波形と, ITO と他の観測点の相互相関関数を, 周期 6 秒から 3 秒まで示している．周期 6 秒においては波長は大きくなるため，観測点間距離が小さい場合には kr が相当に小さくなる. 図には 4.1.2 と同様にして推定された kr を示している．ITO と観測点間距離が近い観測点では kr が地震波干渉法の適用限界と考えられる 4π程度以下となり，そのため相互相関関数は顕著な位相の到達時刻が早く，妥当なものといいづらい．しかし，KTO や KSR，CHB のように観測点間距離が大きい場合には地震波形の顕著な波群の到達時刻とよく一致していることがわかる．このことから，適切な kr の範囲においては地震波干渉法によってグリーン関数の位相が合成できているといえる. 周期 5 秒においては周期 6 秒に比べて kr が大きくなるため，多くの観測点において相互相関関数の顕著な波群の到達時刻は，地震波形によるものと類似している．周期 4 秒や 3 秒においてはさらに kr は大きくなり，両到達時刻が非常に類似している．しかし，両波形は複雑さを増しており，直達波以外の散乱波によるものと考えられる．2.1.3 で考察したように，散乱波に寄与する停留点は直達波によるものと異なるため，それぞれの停留点における震源に違いがあれば，直達波と散乱波はそれぞれグリーン関数と異なると考えられる. これまでみてきたように，本観測においては震源が等方的であるとは考えにくく，散乱波の振幅まで含めたグリーン関数を合成することの難しさはこの結果からも示唆される．しかし，前述のように位相に関しては正しく合成されると考えられるため，図 4.10 においても波群の到達時刻はおおよそ一致しているといえる．さらに，第 3 章で示されたように短周期においては相互相関関数のノイズが大きいため，シグナルより卓越する可能性もあり，

それらを含めた検討が必要である．しかし，この結果は現実の複雑な波動場においても地震波干渉法によりグリーン関数を合成できる可能性を示すものであることを述べておく．

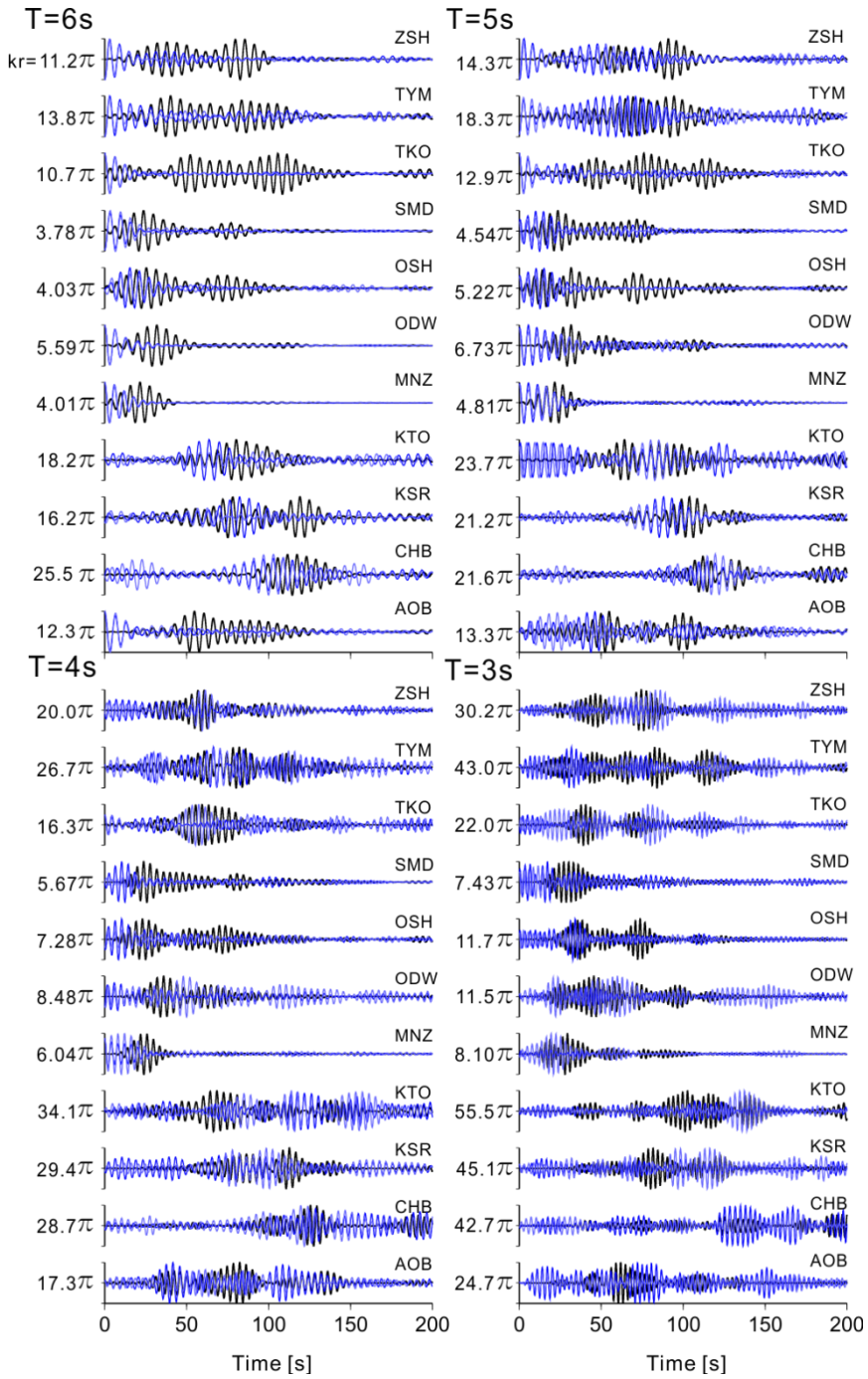

図 4.10. ITO に対する他の観測点との相互相関関数の正負(濃淡青色)と，2009 年伊豆半島東方沖地震記録(黒色)．周期 6, 5, 4, 3 秒成分を抽出したものを示す．推定 kr も示す．

4.4. まとめ

本章では，前章によって推定された相互相関関数によりグリーン関数を合成できるか検討を行った．

まず，相互相関関数の走時および速度に関して検討した．相互相関関数は正の遅れ時間と負の遅れ時間に対するものがそれぞれ得られ，地震波干渉法の理論的考察によればそれぞれの停留点に対する震源が影響すると考えられ，そのため，相互相関関数の正側と負側で振幅の違いが確認されたものの，顕著な波群の遅れ時間は調和的であることを確認した．また，地震波干渉法では長期間の微動記録を用いることによりノイズが減少すると考えられているとおり，より多くの微動記録を用いることで相互相関関数においてグリーン関数と考えられる成分が卓越することを確認した．

相互相関関数において顕著な波群の遅れ時間に基づき速度推定を行ったところ，既往のモデルから求められる理論表面波基本モード群速度と調和的であったことから，相互相関関数における顕著な波群がグリーン関数の表面波成分を合成していることを明らかにした．さらに 2.2 の理論的検討によって明らかにしたように, 地震波干渉法によって適切な速度推定ができる範囲は kr によって記述される可能性が高いことを示し，本研究においておおよそ kr が数 π から数十 π において妥当な群速度を推定できることを明らかにした．

次に，相互相関関数によるグリーン関数の振幅の合成可能性について検討した．地震波干渉法による相互相関関数の振幅に関する議論はこれまでほとんどなく，第 3 章において新しいデータ処理を適用したことと，第 2 章において振幅の理論的考察結果に基づいて，ここでは各周期の相互相関関数の最大振幅に関して議論した．その結果，理論的考察結果と同様に，振幅は震源の大きさに大きく依存しているものと考えられ，グリーン関数の振幅の合成に関しては，さらなる震源の理解が必要であることを明らかにした．

地震波干渉法では，時間領域のグリーン関数を合成できることが特徴であるため，ここでは相互相関関数と波形の比較も行った．比較する対象のグリーン関数としては，比較的震源が浅く，本研究の観測点と震源が近い 2009 年伊豆半島東方沖地震の記録を用いた．比較したところ，前述のように適切な kr の範囲内においては相互相関関数と地震記録は良く一致していることがわかり，顕著な波群の到達時刻や波形の包絡形状が類似していることを確認した．さらに，短周期成分ほど波形が複雑となり，グリーン関数の直達表面波成分以外の成分も合成できている可能性があることを明らかにした．

第５章　表面波スローネストモグラフィ解析による S 波速度構造モデルの推定

5.1. 表面波スローネストモグラフィ解析

5.1.1. 観測記録

前述のように相互相関関数の振幅は微動源分布により影響を受けるものの，位相に関しては影響を受けない．さらにより長期の観測記録を用いる方がノイズが小さくなるため，相互相関によるシグナルの抽出が容易になることがわかった．本章では速度に関する議論を行うため，図 3.1 に示すすべての観測点の記録を利用し，各観測点ペアで可能な限り長期の観測記録を用いることとする．そのため，各相互相関関数を推定するために用いる観測記録長は観測点ペアによって異なり，長いもので約 2 年分，短いもので約半年分の記録を用いる．

5.1.2. データ処理

相互相関関数を推定するためのデータ処理は前章までのデータ処理と異なる(図 5.1)．前述のとおり 1 ビット化は非常に単純な処理であるため，微動記録の振幅と位相を歪めるものの，妥当な結果を与えることが指摘されているため，ここでは微動記録に対して 1 ビット化を行う．なお，本章では周期 2 秒から 6 秒においてトモグラフィ解析を行うため，はじめに微動記録に対し同周期における帯域通過フィルタ処理を施した後，1 ビット化する．その際，計算時間の削減のため，100Hz サンプリングのデータを 10Hz へダウンサンプリングした．以上の処理をすべての観測記録に施したのち，24 時間の時間ウィンドウにより長期観測記録を部分分割し，それぞれの分割記録に対し，すべての観測点ペアで周波数領域においてクロススペクトルを計算し，逆フーリエ変換により相互相関関数を推定した．なお，周波数領域における規格化を行わないため，ここで得られる相互相関関数は 2 章で示した Cross-correlation 型に対応する．これらの処理は上下，東西および南北成分の記録に対してそれぞれ行われ，3 成分×3 成分の合計 9 成分の相互相関関数が推定される．東西成分および南北成分は各観測点間におけるラディアル成分とトランスバース成分に座標変換を行った．このようにして推定された各部分分割記録に対する相互相関関数は最終的に任意の観測記録長に対してスタックおよび平均することで最終的な相互相関関数とする．

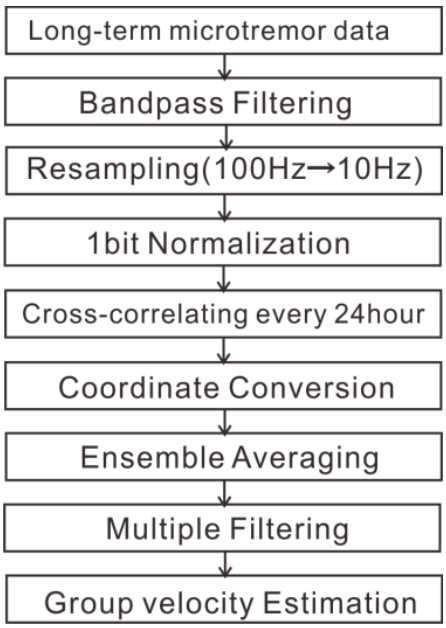

図 5.1. トモグラフィ解析に用いる表面波スローネス(群速度の逆数)を推定するためのデータ処理.

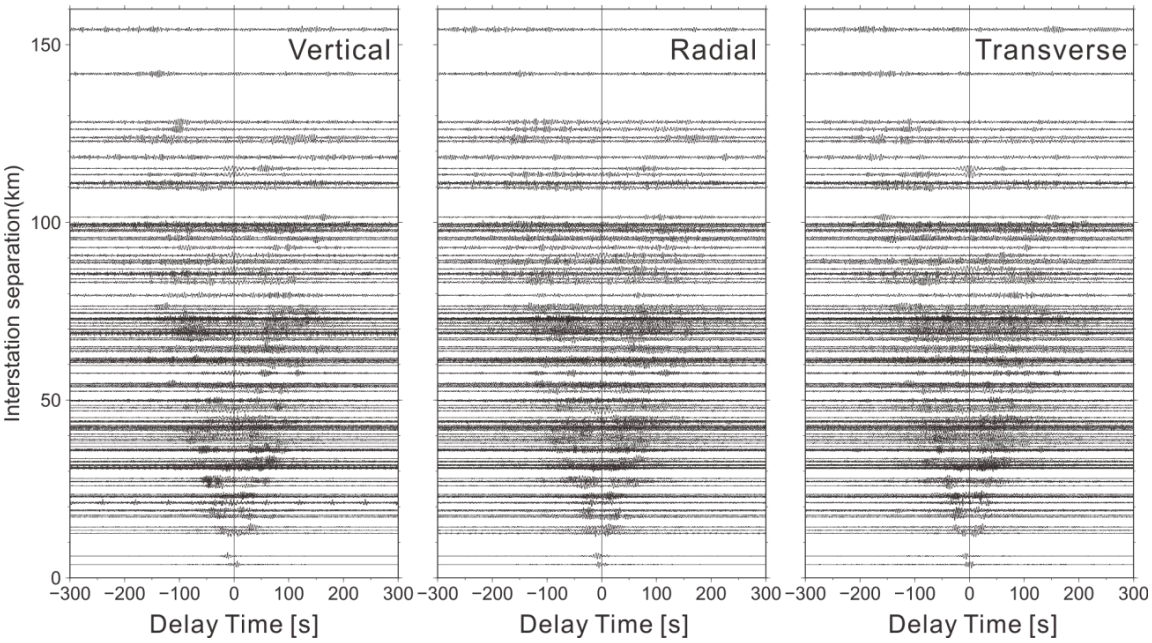

図 5.2. トモグラフィ解析に用いる全相互相関関数. 左から上下, ラディアル, トランスバース成分を示す.

各波形は周期 2 秒から 6 秒においてフィルタ処理されている.

このようにして全観測点間で推定された相互相関関数のうち，上下，ラディアルおよびトランスバース成分を各観測点間の距離に対してプロットしたものが図 5.2 である. 観測点距離が大きくなるに従い相互相関関数の顕著な位相の到達時刻が遅くなり，波動が伝播している様子がうかがえる．しかしその伝播速度は一定ではないため，以降のトモグラフィ解析により同地域の速度分布を明らかにする.

相互相関関数による波動伝播速度の推定は，時間周波数解析により行う．このとき，相互相関関数の上下動およびラディアル成分がレイリー波に対応し，トランスバース成分がラブ波に対応するものとした．群速度を求める際には観測点間の大円経路による波動伝播を仮定した．観測点間の群速度を目視により抽出するが，ノイズと分離することが難しい場合には山中・山田(2006)による理論値を参考にした.

5.1.3. 逆投映法によるトモグラフィ解析

トモグラフィ解析には群速度の逆数であるスローネスを用いる．トモグラフィ解析には簡単な手法である逆投映法による同時反復法を用い，図 5.3 にその解析フローを示す. 解析は，周期 2 秒から 6 秒のあいだの 21 の周期におけるスローネスを用い，各周期におけるレイリー波とラブ波のトモグラフィ解析を行った.

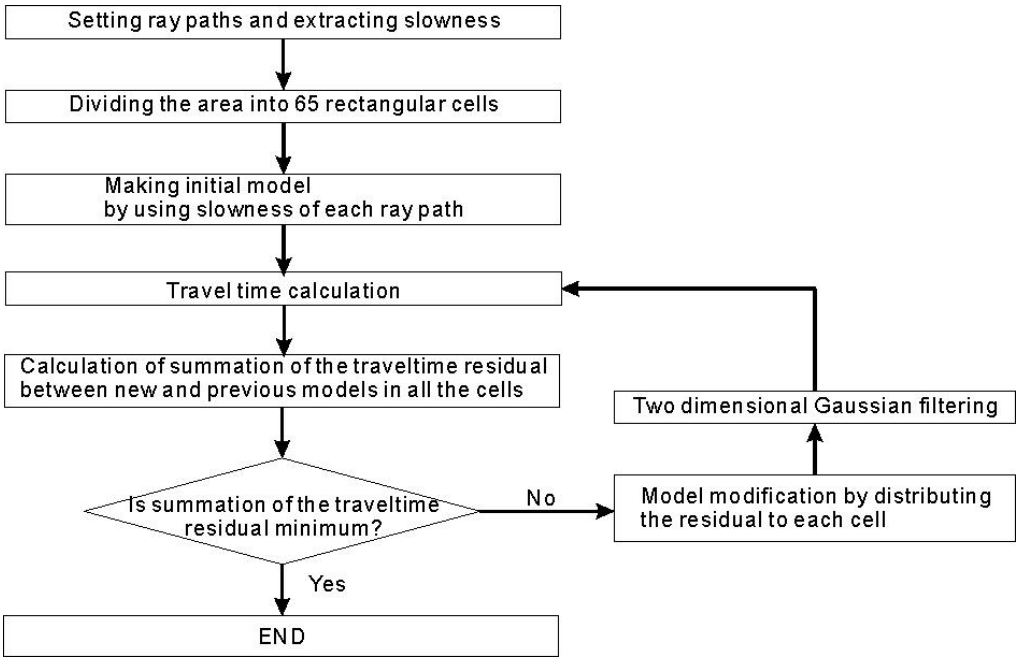

図 5.3. トモグラフィ解析の流れ.

トモグラフィ解析のためのセル分割は，表面波の波線が十分に各セルを通過するような大きさとし，図 5.4 に示すような 0.125° 四方のセルとした．セル分割数は 65 である．また，120 通りある観測点ペアのうち，スローネスを推定できたものだけ解析にを用いた．レイリー波では 110 通り，ラブ波では 108 通りである．初期モデルの作成はまず，大円経路を仮定した観測点間の平均スローネスを用いて，あるセル内を複数の波線が通過している場合には，その波線がセルを切る距離で重みをかけて平均することでそのセルのスローネスとした．その後，得られたモデルに対して求められた表面波の基本モードの理論走時と観測走時の差である走時残差を波線が通過したセルに，通過した距離に応じて振り分け，ついでそれぞれのセルについて振り分けられた走時残差と波線がセルを切る距離とを用いてそのセルのスローネスの補正量を求める．解が収束するまでこれらの操作を繰り返す(佐々ほか, 1993). 繰り返し計算に当たり, 図 5.5 に示す二次元ガウシアンフィルタにより，対象とするセルを中心に周囲のセルのスローネスを用いて平滑化を行う．対象とするセルの周囲のすべてがほかのセルで囲まれていない場合には，周囲に存在するセルのみで平滑化し，重みづけは同様のガウシアン型の比率にし，その総和が 1 となるようにした．

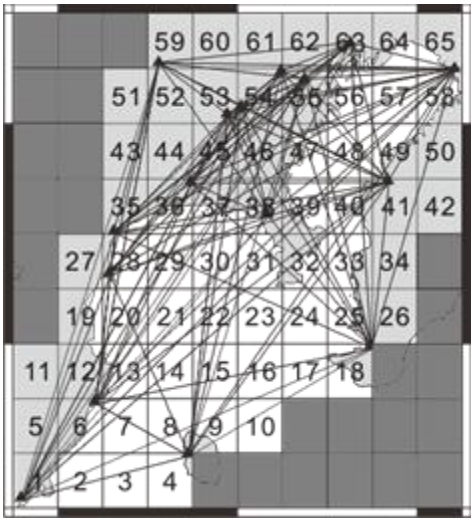

図 5.4. トモグラフィ解析におけるセル分割と全波線．各セルは 0.125° 四方の長方形格子である．

$\frac{1}{16}$	$\frac{2}{16}$	$\frac{1}{16}$
$\frac{2}{16}$	$\frac{4}{16}$	$\frac{2}{16}$
$\frac{1}{16}$	$\frac{2}{16}$	$\frac{1}{16}$

図 5.5. 平滑化のための 2 次元ガウシアンフィルタによる重み係数.

5.1.4. トモグラフィ解析結果

トモグラフィ解析における解の収束判定のため，各セルの走時残差の総和を，

$$S = \sum_{cell} \frac{\left| t_{obs} - t_{cal} \right|}{L} \tag{5.1}$$

と定義する．ここに，t_{obs} はひとつ前のモデルにより計算される観測走時，t_{cal} は新しいモデルにより計算される理論走時，L は観測点間距離である．ここに走時残差の総和 S の変化の様子を図 5.6(左)に示す．繰り返し計算により S は徐々に低下し，初めに S が極小となった以降はほぼ一定値に収束する傾向がみられたため，繰り返し計算は初めに極小に至るまでとした．各周期で S の収束の様子は異なるものの長周期においては数回程度の繰り返し計算で S が極小になり，短周期においては数百回の繰り返し計算を要した．セル 13 において，繰り返し計算により走時残差の総和 S の収束に伴って，同セルの群速度の値も安定して一定値に収束する様子が図 5.6(右)にみてとれる．

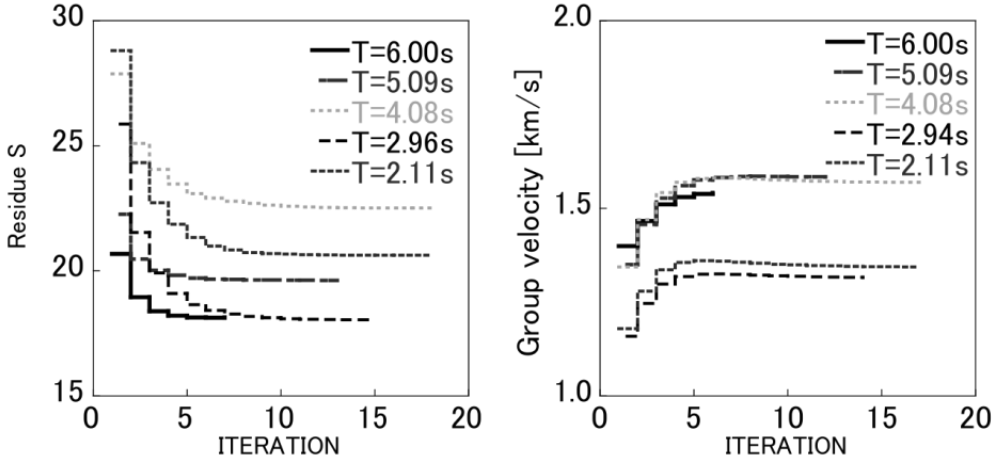

図 5.6. セル 13 における繰り返し計算による各周期における走時残差の変化(左)と群速度の変化(右).

レイリー波およびラブ波のトモグラフィ解析結果を図 5.7 に示す. レイリー波およびラブ波ともに総じて伊豆半島や関東平野の西端で解析結果の群速度(Resulting Group Velocity, 以下 RGV)が大きくなっており，平野中南部や東京湾，相模湾では RGV が小さい．また，三浦半島では RGV が大きいことなどから，トモグラフィ解析結果は大局的に南関東地域における既往の地下構造モデルの特徴を示す結果である．また，短周期のトモグラフィマッ

プほど RGV が全体的に小さくなっていることから表面波の分散が確認できる．さらに，周期 6 秒と 2 秒におけるレイリー波とラブ波の RGV の分布はほぼ同じであるものの，ラブ波では周期 4 秒以下までは RGV の変化が小さく，周期 4 秒から 6 秒で大きく変化するのに対し，レイリー波は周期が長くなるにつれ RGV も徐々に大きくなり，レイリー波とラブ波の分散性の違いが確認できる．

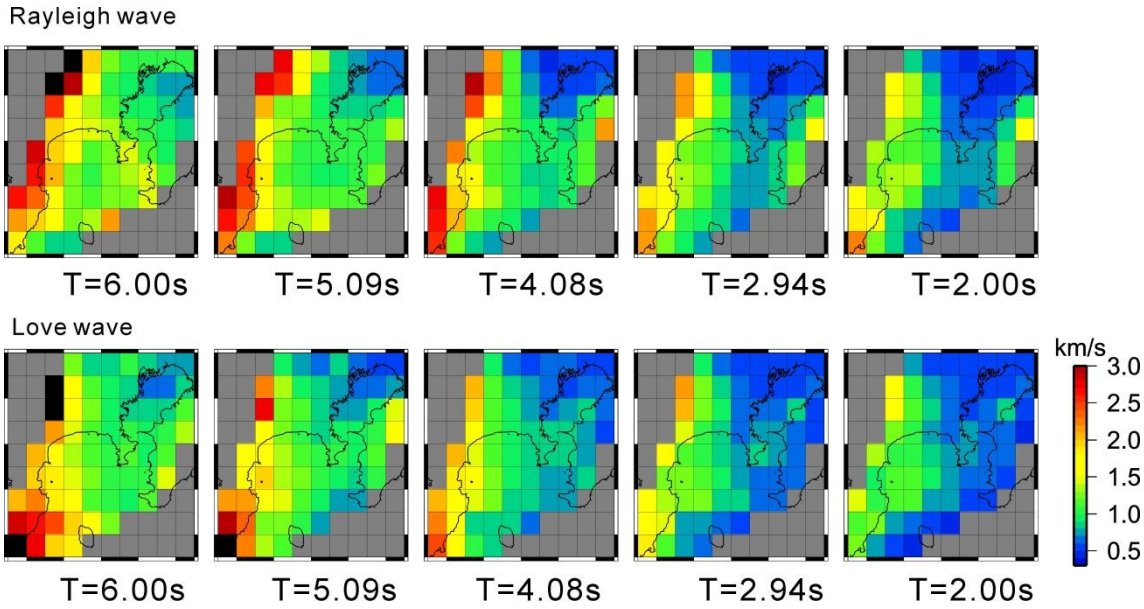

図 5.7. トモグラフィ解析によるレイリー波(上)とラブ波群速度(下)．周期 6 秒から 2 秒までの解析結果を示している．カラーコンターは群速度を示している．

図 5.8 はトモグラフィ解析により推定された RGV を基にした RGV 分散曲線である．それぞれの分散曲線は図 5.4 に示したセルにそれぞれ対応した分散曲線を示している．トモグラフィマップでも確認できた RGV の地域差異が，分散曲線でも確認できる．比較的 RGV が小さいのは関東平野内部，東京湾，東京湾東部である．一方，比較的 RGV が大きいのは伊豆半島，平野西端である．相模湾域ではばらつきがあり，伊豆半島に近い相模湾西側では比較的 RGV が大きく，相模湾東側では比較的小さくなっていることがわかる．

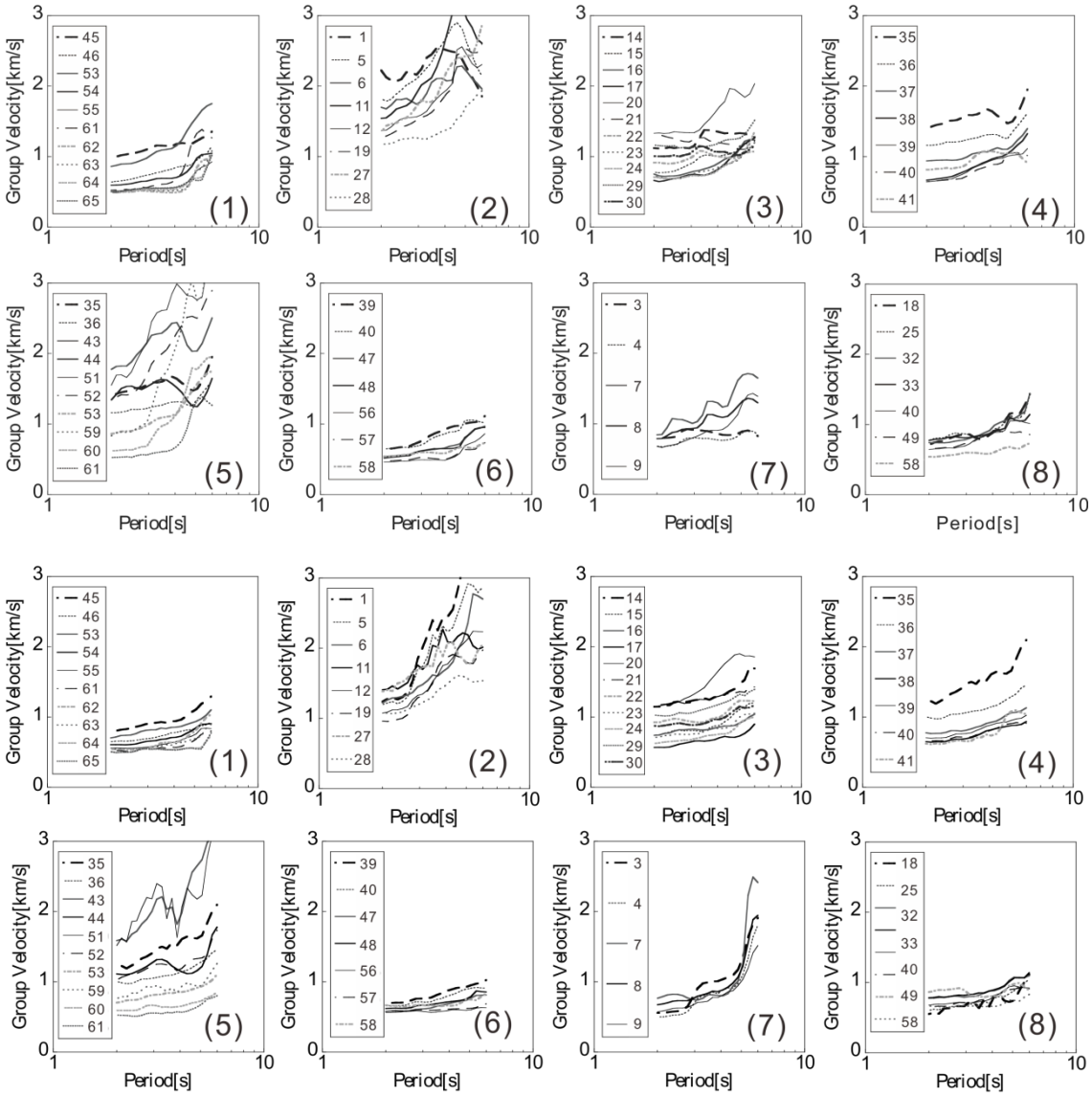

図 5.8. トモグラフィ解析によるレイリー波(上)とラブ波(下)の群速度分散曲線. (1)低地 (2)伊豆半島(3)相模湾(4)関東平野南部沿岸(5)関東平野西端(6)東京湾(7)伊豆半島と伊豆大島間(8)東京湾東部における分散曲線を示している.

地震波干渉法に基づくトモグラフィ解析結果により，既往のモデルのバリデーションを行うために，既往のモデルから求められる理論群速度(Theoretical Group Velocity, 以下TGV)のマップと，本研究によるトモグラフィ解析によって求められた群速度(RGV)のマップとを比較した．比較のためのTGVマップは，山中・山田(2006)による3次元モデルを基に作成した. TGVマップはRGVマップと対応するようにRGVマップのセル分割と同じ大きさのセルに設定した．しかし，山中・山田(2006)によるモデルには本研究のトモグラフィ解析に用いたセルの大きさよりも細かい変化が表現されているため，その影響がTGVに反映されるようにセル内の群速度を求める必要がある．そのためにまず，対象とする南関東地域においてトモグラフィ解析のセルと同じ大きさの小領域に分割し，小領域内で等間隔にある49地点の1次元S波速度構造モデルを抽出する．そして，それらの基本モードの理論表面波群速度を計算し，それらの平均をもって各セルの基本モードの平均理論表面波群速度（TGV）とし，レイリー波のTGVマップを作成した．図5.9は周期6秒におけるレイリー波のRGVに基づいたマップとTGVマップを示し，図5.10にはTGVとRGVのセル毎の誤差を示す．誤差は|(TGV)-(RGV)|/（セルを通過する総波線長）によって求めた．

誤差マップにより，TGVとRGVとの誤差の地域分布がわかる．両者の誤差が特に顕著な地域は，相模湾，東京湾，房総半島および伊豆半島と伊豆大島との間の地域である．しかし，房総半島および伊豆半島と伊豆大島との間の地域に関しては，セルを通過する波線数が十分でないことによる解析誤差である可能性もある(図5.4のセル3など)．とくにセル内で一定速度を仮定するトモグラフィ解析では，同セル内で地下構造が大きく変化している場合や解析においてセルを通過する波線に偏りがある場合，得られるRGVにもセル内の平均群速度との差が生じると考えられる．そこで，TGVを計算した際の各セル内の標準偏差も合わせて考慮してTGVとRGVとの比較を行うこととした．上述のように，1つのセル内で49地点の1次元モデルから計算された理論群速度の平均によって各セルのTGVとしているため，各セルについて群速度の変動を示す標準偏差もあわせて求められる．周期6秒におけるレイリー波TGVの標準偏差を図5.11に示す．伊豆半島から相模湾にかけての地下構造の急変部で特に標準偏差が大きい様子が確認できる．このような場所では，TGVとRGVの比較の際には波線分布を考慮して検討しなければならない．

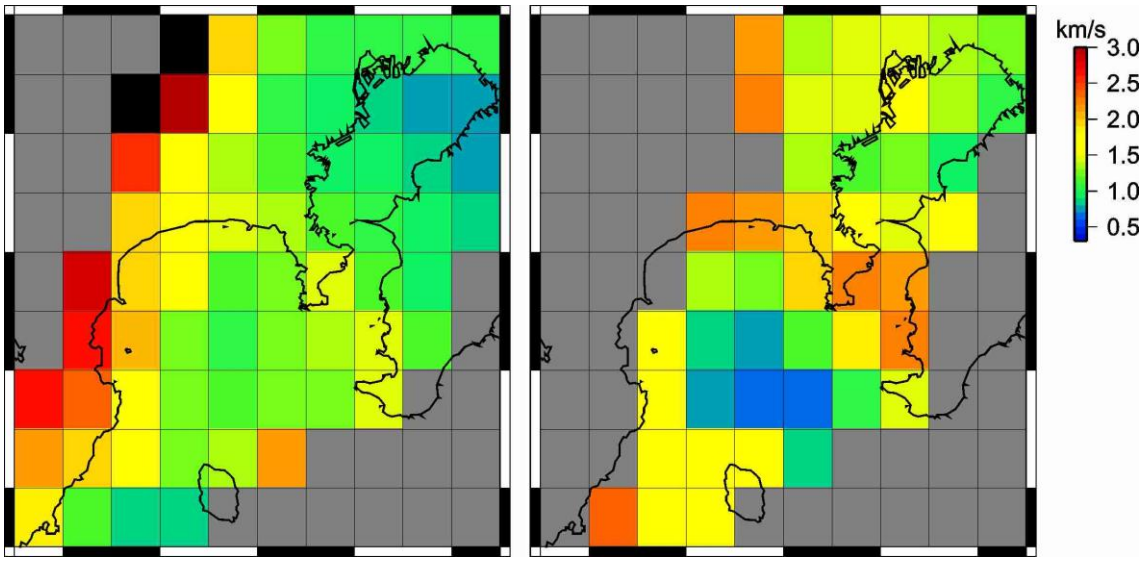

図 5.9. トモグラフィ解析による周期 6 秒におけるレイリー波群速度分布(左)と，理論レイリー波基本モード群速度分布(右).

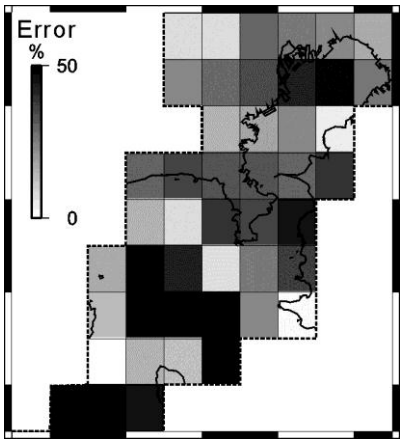

図 5.10. 周期 6 秒におけるレイリー波群速度の観測値(RGV)と理論値(TGV)の誤差分布.

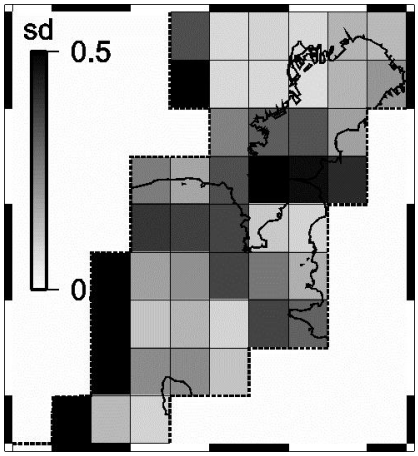

図 5.11. 周期 6 秒における理論レイリー波基本モード群速度の各セルにおける標準偏差.

5.2. 逆解析による S 波速度構造モデルの推定

前節においてトモグラフィ解析結果により，各セルにおけるレイリー波およびラブ波の群速度(RGV)の分散曲線が得られたため，既往のモデルの妥当性を検証するために RGV の逆解析を行った. 各セルの周期 2 秒から 6 秒までのレイリー波およびラブ波の RGV が推定されているため，遺伝的アルゴリズムによる逆解析(山中・石田, 1995)を行い，各セルにおける 1 次元 S 波速度速度モデルの推定を行う．解析ではレイリー波及びラブ波それぞれの TGV と RGV との差の 2 乗和が最小になるようにモデルパラメータを決定するジョイントインバージョンを行った．ここでは，RGV が得られている周期範囲が 2 から 6 秒であることを考慮して，最適化するパラメータは各層の層厚とし，山中・山田(2006)と同様に，地震基盤を含めて 4 層モデルを仮定し，S 波速度はそれぞれ 0.5, 1.0, 1.5, 3.0km/s に固定した．密度は各層で一定値を事前に与え，P 波速度は既往の実験式(Vp[km/s]=1.11 × Vs[km/s]+1.29，狐崎ほか, 1990)によって S 波速度と連動させた．逆解析における各パラメータの探索範囲は表 5.1 に示すとおりである．逆解析では，乱数の初期値を変えて 3 回の試行を行い，misfit が計算されたすべてのモデルの中での最小の misfit を求めた．さらに重複を許さず，最小 misfit の 1.1 倍より小さな misfit を有するすべてのモデルを抽出し，それらの平均を最終的なモデルとした.

表 5.1. 群速度分散曲線の逆解析における探査範囲.

No. layer	Vp[km/s]	Vs[km/s]	H[km]	ρ [g/c m^3]
1	1.845	0.500	0.05-1.00	1.8
2	2.400	1.000	0.05-2.20	2.0
3	2.955	1.500	0.05-3.50	2.3
4	4.620	3.000	-	2.5

まず，例として相模湾に位置するセル 15 における逆解析結果を図 5.12(a)に示す．トモグラフィ解析に基づくレイリー波およびラブ波の群速度(RGV)は逆解析により決められたモデルから計算される理論群速度(Inverted Group Velocity, 以下 IGV)とよい対応を示している．また，既往モデルから計算される TGV と比べても，逆解析結果に基づく IGV はトモグラフィ解析結果による RGV をよく説明する結果である．モデルを比較すると，逆解析に用いた群速度は 1km/s 程度までであるため，地震基盤までの深度の正確なモデルを得る

ことは難しいものの，対象速度域にある上部二層については既往のモデルよりも薄くなるという結果を得た．このように堆積層の厚さがトモグラフィ解析結果による表面波群速度の逆解析により求められる．山中・山田（2006）では堆積層の表現が難しかった伊豆半島や平野端部においては,前章のトモグラフィ解析結果により表面波の分散が確認でき(図 5.8 (2), (5))，堆積層の存在が示唆される．そこで次に，伊豆半島に位置するセル 12 において同様の表面波群速度の逆解析を試みた．逆解析結果を図 5.12(b)に示している．レイリー波の RGV は周期 4-5 秒付近で不連続に変化しているが，ラブ波は比較的 RGV の分散の特徴をあらわしている．さらにレイリー波 RGV は 3km/s 近くまでの RGV が得られており，逆解析結果でも同程度の群速度が表現できているため，地震基盤までの妥当なモデルを得たといえる．結果としては，S 波速度が 0.5km/s と 1.0km/s の層が約 100m の厚さで存在し，地震基盤までの深度は 1km 強と推定された．

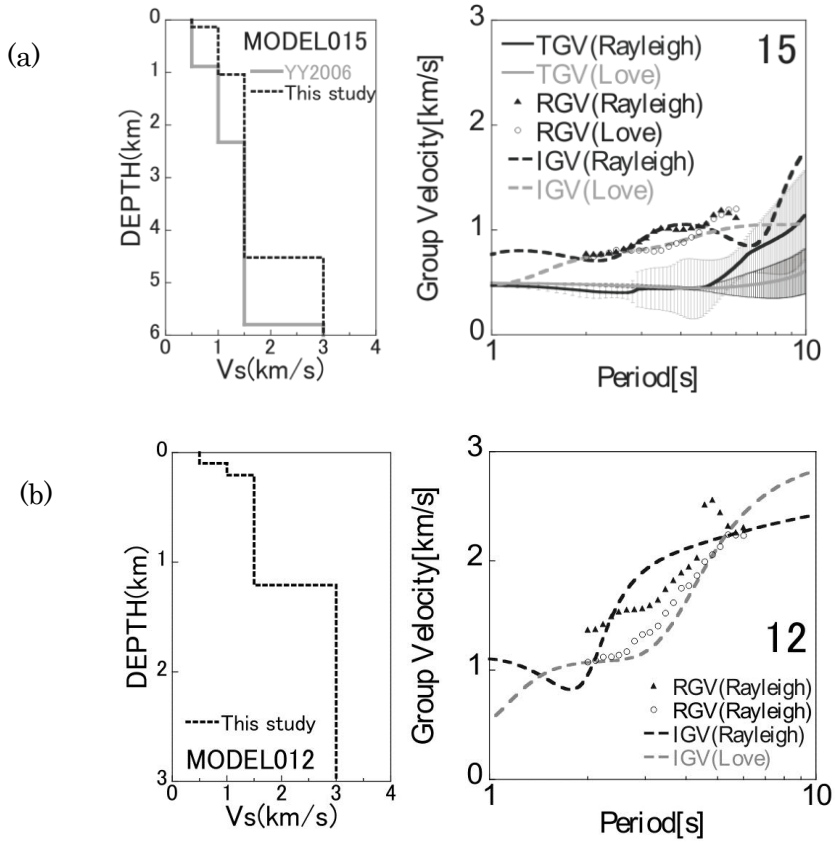

図 5.12. セル 15 における山中・山田(2006)によるモデルと逆解析による推定モデル(a, 左)と，山中・山田(2006)による理論群速度(TGV)とトモグラフィ解析による群速度(RGV)と，逆解析によるモデルによる理論群速度(IGV)(a, 右)．(b)はセル 12 において同様に示す．

前章でセル毎に求められた RGV をすべて逆解析し，S 波速度構造を求めた．図 5.13 にはその結果に基づき a) 地震基盤(Vs=3.0km/s)，b) Vs=1.5km/s および c) Vs=1.0km/s までの地表からの深度を示している．前節でのトモグラフィ解析結果に見られた RGV の地域分布と類似した地域傾向がみられる．例えば，RGV が比較的大きかった伊豆半島や平野西端部では深度が小さく，逆に比較的 RGV が小さい東京湾，平野中南部，相模湾などでは深度が大きくなっていることがわかる．この傾向は山中・山田(2006)とも調和的である．とくに山中・山田(2006)では微動探査データがなかった伊豆半島や平野西端部において深度分布がこの解析により明らかとなった．

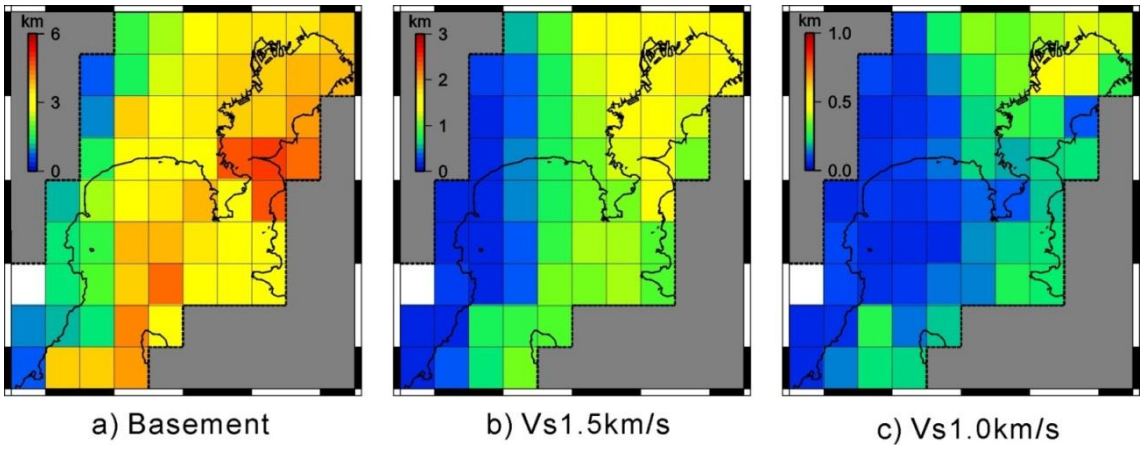

図 5.13. トモグラフィ解析結果に基づく逆解析による S 波速度構造モデル. 左から, 地震基盤(Vs=3.0km/s), Vs=1.5km/s，Vs=1.0km/s に至るまでの深度分布を示している.

5.3. 南関東地域における S 波速度構造モデルの修正

これまで地震波干渉法によって，相模湾や伊豆半島などで，既往のモデルとの差異が大きいことがわかった．そこで前節の結果を利用して，既往のモデルの修正を試みる．前節のインバージョンにおいては，山中・山田(2006)と同じ層構成，S 波速度を設定しているため，ここでは各層の厚さ分布のみを修正することとした．図 5.14 にその考え方を示す．トモグラフィ解析により図 5.13 のようにセル毎に平均的な層厚が求められているため，各セルの中心でそれらを与え，その補間により滑らかなモデルを作成する．なお，トモグラフィ解析の対象領域は山中・山田(2006)よりも狭い範囲であるため，関東北部や西部の地下構造モデルは既往のモデルを踏襲することとした．このようにして修正された関東地域の S 波速度構造モデルと既往の S 波速度構造モデルを図 5.15 示す．Vs=1.0km/s と 1.5km/s，および Vs=3.0km/s の各 S 波速度をもつ層厚の定性的な変化は同様であることがわかる．しかし，相模湾や関東平野西端部と伊豆半島において大きな違いが見受けられる．相模湾においては修正モデルでは浅く設定され，堆積層が存在しないと仮定されていた伊豆半島や関東平野西端部においても堆積層が存在する結果となった．次章ではこれらのモデルの妥当性を検証する．

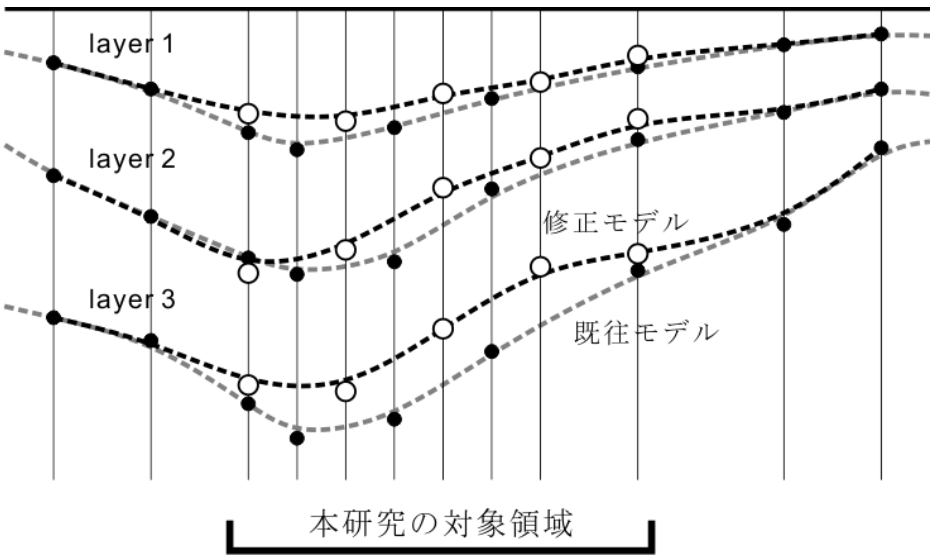

図 5.14. モデルの修正の考え方．黒丸は既往のモデルで与えられる代表点の深度であり，白丸はトモグラフィ解析により与えられるセルの中心点における深度を示す．

(a) Vs=1.0km/s　　(b)Vs=1.5km/s　　(c)Vs=3.0km/s

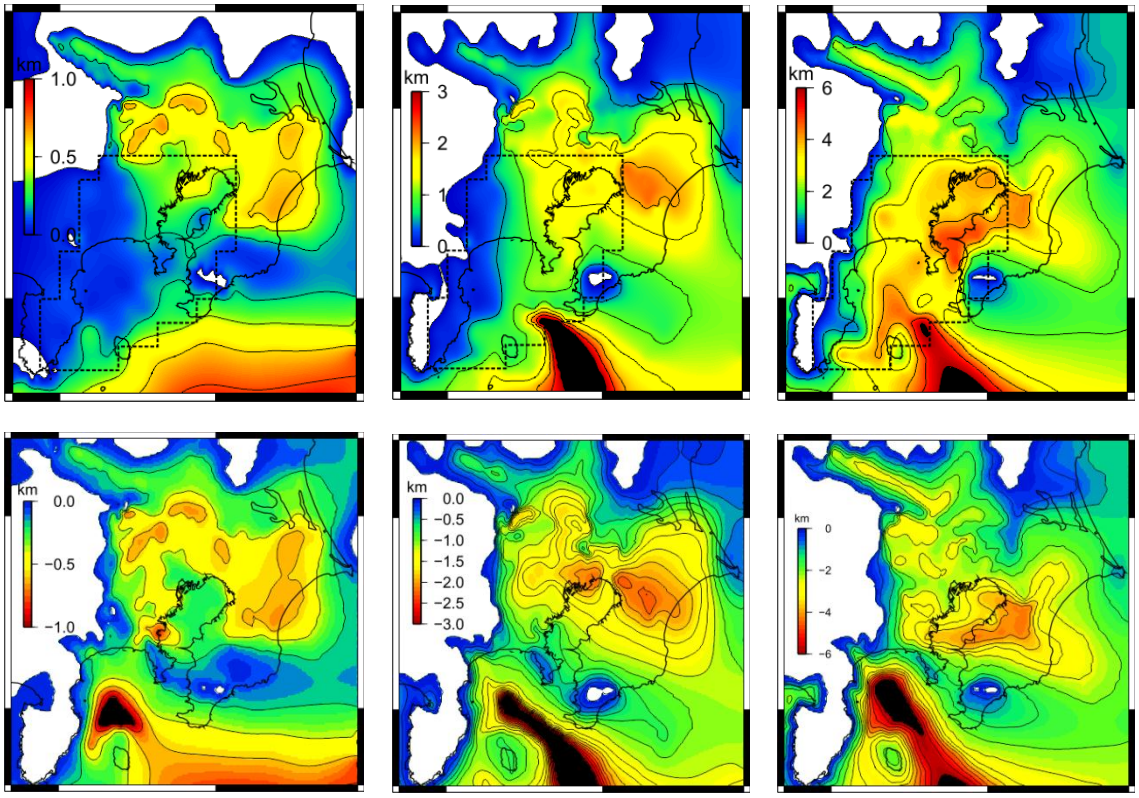

図 5.15. トモグラフィ解析結果による修正モデル(上)と山中・山田(2006)による既往モデル(下). (a)Vs=1.0km/s, (b)Vs=1.5km/s, (c)Vs=3.0km/s の深度分布を示す. 破線で示した領域においてモデルを修正した.

5.4. まとめ

本章では，地震波干渉法によって推定されたグリーン関数の表面波成分のスローネスを用いてトモグラフィ解析を行うことで，表面波群速度の地域分布を調べ，さらにそれを基に既往のS波速度構造モデルの修正を試みた．

第 4 章までに，地震波干渉法によるグリーン関数合成に関して検討した結果，相互相関関数はグリーン関数の適切な位相を合成できることがわかったため，本章ではその位相情報を速度構造の推定に利用したものである．トモグラフィ解析は，対象とする地域を0.125°四方にセル分割を行い，逆投映法による同時反復法によって行った．トモグラフィ解析結果による表面波群速度を既往のモデルによるものと比較したところ，群速度の地域分布は同様の定性的傾向を示したものの，相模湾や東京湾において誤差を確認した．

そこで，トモグラフィ解析結果に基づき各セルにおける表面波群速度の逆解析を行うことで S 波速度構造モデルの推定を行った．その結果，表面波群速度の誤差が顕著であった相模湾において地震基盤に至るまでの層厚が既往のモデルよりも小さいことがわかった．

このように新たに推定されたS波速度構造モデルを基に,既往のモデルの修正を試みた．本研究で対象としている地域は既往のモデルよりも狭い範囲であるため，対象外の地域においては既往のモデルを踏襲することとした．さらに，本研究で推定されたモデルは各セルにおける平均的なものであるため, 3 次元のモデル化に際しては各セルで推定されているS波速度構造モデルを各セルの中心点で与え, それらを補間することでスムーズな 3 次元 S 波速度構造モデルを得た．修正されたモデルはトモグラフィ解析結果と同様に既往のモデルと比べて，相模湾において各層の深度が浅くなり，一方，東京湾では深くなった．さらにこれまで地震基盤と考えられる岩盤が露頭していると仮定されていた伊豆半島や関東平野端部において堆積層に相当する層が存在する結果となった．

第６章　強震動評価のための地下構造モデルの妥当性の検証

6.1. 三次元差分法によるグリーン関数の数値計算

これまで地震波干渉法によるグリーン関数の合成について検討してきた．そこでここでは相互相関関数と三次元差分法による理論グリーン関数とを比較することで，モデルの妥当性の検証(バリデーション)を行う．これまでのモデルバリデーションでは中小地震による地震動シミュレーションによっていたため，震源特性や平野外部の影響などを考慮せざるを得なかったことに対して，地震波干渉法によって対象とする地下構造の影響だけを反映したグリーン関数に基づいてバリデーションができることは地震波干渉法の優位性であるといえる．

三次元差分法による理論グリーン関数の計算は山田・山中(2003)を参考にし，空間 4 次時間 2 次精度で差分近似して行う．差分計算のための地下構造モデルの離散化は Moczo (1989) による長方形格子を用いる．減衰は，下山・纐纈(1997)を用いた．格子間隔は，深さ約 8.0km に至るまでは 0.4km とし，深さ 44.0km まで 2.0km，それ以深は 3.0km で離散化し，深さ 146.2km までモデル化を行った．また，水平方向の領域は，図 6.1 に示すように，東西 200.4km，南北 221.4km をモデル化した．この領域に対して，基盤までの地下構造は山中・山田(2006) (以降，YY モデル)または第 5 章で修正したモデルを用いて表現する．それ以深は山田・山中(2003)を参考に 9 層モデルを仮定した．地盤のパラメータは表 6.1 に，深度分布の例を図 6.1 に示す．なお，計算の精度は周期約 4 秒以上である．

震源には，中心周期 4 秒のリッカー波を用い，さらに震源特性を平坦にするため，最終的に得られた計算波形に対して入力波によるデコンボリューション処理を施した．このようにして，図 6.1 に示す各観測点における地表での上下加振によるその他の観測点の上下動応答を求める．ところで，この数値計算で求められる理論グリーン関数は速度型であるが，前章による相互相関関数は加速度記録に対するものである．Ma et al. (2008)に指摘されたように，相互相関関数が狭帯域で卓越していれば両者は近似的に比較できるので，ここでは加速度記録の相互相関関数と速度型のグリーン関数を比較している．

表 6.1. 数値シミュレーションに用いた物理パラメータ.

Layer	Vp[km/s]	Vs[km/s]	ρ [kg/m^3]	Q
1	1.8	0.5	1900	100
2	2.4	1.0	2100	100
3	3.2	1.5	2300	150
4	5.6	3.0	2500	300
5	6.0	3.3	2700	500
6	6.8	3.74	2900	600
7	7.6	4.18	3200	1000
8	8.1	4.50	3400	1000
9	8.3	4.57	3500	1000

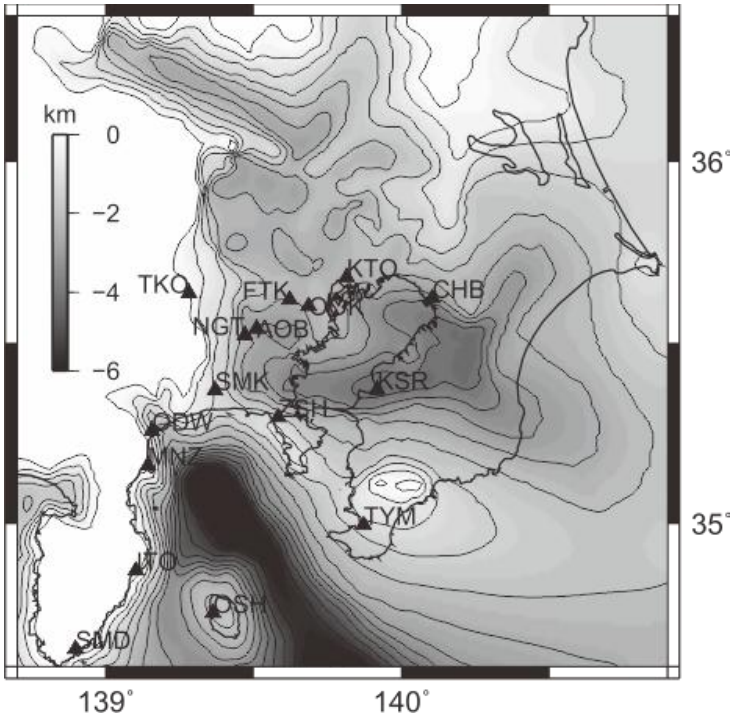

図 6.1. 数値シミュレーションにおける計算領域. コンターは山中・山田(2006)による基盤深度分布を示す. 三角は観測点を示す.

6.2.グリーン関数による地下構造モデルの妥当性の検証

これまで主に相互相関関数の到達時刻と最大振幅にそれぞれ着目して相互相関によるグリーン関数の合成に関して検討してきた．しかし関東地域のような複雑な地下構造モデルにおいては波動伝播も複雑になることが知られていて(例えば，Koketsu and Kikuchi, 2000)，さらに，直達波以外の回折波や散乱波も生じる．そしてグリーン関数はそれらをすべて含んだものである．地震波干渉法ではそのグリーン関数が合成できる可能性が高いことをこれまで示してきたので，ここではグリーン関数の継時特性に着目し，地下構造モデルの妥当性の検証を行う．なお比較に際しては 4 章と同様に，相互相関関数に対し特定周波数を中心とするガウシアン型のフィルタを用いることで狭帯域の成分を抽出し，それによって得られる波形の比較を行うこととする．

まず，図 6.2(a)に，関東平野における比較結果を示す．関東平野は密な微動探査によってモデルが構築されているため，モデル精度は比較的高いものと考えられる．AOB-ZSH では周期 5 秒と 6 秒において両モデルによるシミュレーション結果と，相互相関関数が類似していることがわかる．しかし，周期 4 秒では，YY モデルによるシミュレーション結果に比べて修正モデルによるシミュレーション結果の方が，相互相関関数と類似した結果となり，モデルが改善されたといえる．また，AOB-KTO は，周期 6 秒成分はよく類似しているものの，周期 5 秒において相互相関関数に確認される 2 つの顕著な波群が，いずれのモデルによるシミュレーション結果でも表現できておらず，この波長に対応する地下構造モデルを修正する必要があると考えられる．AOB-TKO は両モデルによるシミュレーション結果と相互相関関数はよく一致しており，適切にモデル化できているものと考えられる．

次に，図 6.2(b)では，物理探査が容易ではなく，そのためモデルの妥当性が明らかとなっていない，相模湾地域における比較結果を示す．この地域におけるグリーン関数は，その地下構造の複雑さから図 6.2(a)に示された関東平野におけるグリーン関数よりも複雑であることがわかる．MNZ-OSH では YY モデルと修正モデルによるシミュレーション結果が大きく異なっており，相模湾地域のモデルが大きく異なることによると考えられる．相互相関関数と比較してみると，直達表面波と考えられる成分は，修正モデルとよく一致している．しかし周期 4 秒成分では相互相関関数が複雑であり，後続波によるものと考えられ，これは YY モデルによるものと類似している．MNZ-TYM においても同様に相互相関関数は複雑であり，両モデルとの一致度合いは低い．OSH-SMD は両モデルによるシミュレーション結果と相互相関関数の直達表面波は比較的良く合っており，モデルが妥当である可

能性が高い．OSH-TYM は両モデルで類似しているが，相互相関関数の複雑さをあまり表現できておらず，さらなるモデルの検討が必要と考えられる．相模湾地域において，修正されたモデルでは直達表面波と考えられる成分について到達時刻や包絡形状が YY モデルに比べて改善されたが，後続波についてはうまく表現できない場合があり，これはトモグラフィ解析におけるセル分割が大きかったことやモデル化の際のスムージングにより複雑なモデルを表現できていなかったことによるものと考えられる．

図 6.2(c)は相模湾と同じく既往の物理探査が容易ではない東京湾における比較を示している．CHB-ZSH は東京湾を縦断するような地域であるが，両モデルによるグリーン関数が相互相関関数とあまり合っておらず，さらにモデルを検討する必要があるといえる．KSR-KTO は東京湾を横断するような地域であり，ここでは修正モデルによるものの方が相互相関関数の特徴をよく表しており，モデルが改善されたといえる．

図 6.2(d)は，伊豆半島における比較を示している．YY モデルではこの地域においては探査が容易ではないこともあり，岩盤が露頭していると仮定している．ITO-MNZ において，修正モデルは YY モデルよりも顕著な波群の到達時刻が早くなっており，改善されている．しかし，ITO-MNZ は速度が大きいと考えられ，さらに観測点間距離もそれほど大きくないことから，前述のように地震波干渉法の適用範囲外に相当する可能性があるため，相互相関関数の妥当性について検討の余地があるといえる．MNZ-SMD は観測点間距離が十分に大きいため，地震波干渉法の適用範囲内であると考えられ，修正モデルによるグリーン関数の直達表面波と考えられる成分が YY モデルによるものよりも到達時刻が早くなっており，改善されていることがわかる．

最後に，図 6.2(e)は房総半島における比較結果を示しており，房総半島は山中・山田(2006)ではモデル作成の際のデータが少なかったことから，そのモデルの妥当性の検証を行う必要がある．CHB-KSR は顕著な波群の一致度が，修正モデルのものの方が良いことがわかる．CHB-TYM は房総半島をほぼ縦断しているため複雑な地下構造モデルの影響を受けているものと考えられ，そのため両モデルによるグリーン関数は相互相関関数の複雑さをあまり表現できておらず，さらなるモデルの修正が必要であると考えられる．KSR-TYM では短周期成分は修正モデルにより改善されているが，長周期成分は YY モデルの方が妥当であるといえる．

このようにこれまでモデルの妥当性が十分に明らかとなっていない，相模湾や東京湾，伊豆半島，房総半島において，地震波干渉法に基づく相互相関関数と，モデルに基づく理

論グリーン関数を比較することで，これまでの研究に比べて容易にしかも任意の地下構造の影響のみについて検討したことは，地震波干渉法がモデルの妥当性の検証に役立てられるものと考えられる．この検証により，これらの地域では，既往のモデルに比べて修正モデルによるモデルが妥当であるといえる結果となった．しかしどちらのモデルも妥当とは言えない場合もあり，さらなるモデルの修正が必要とされる．

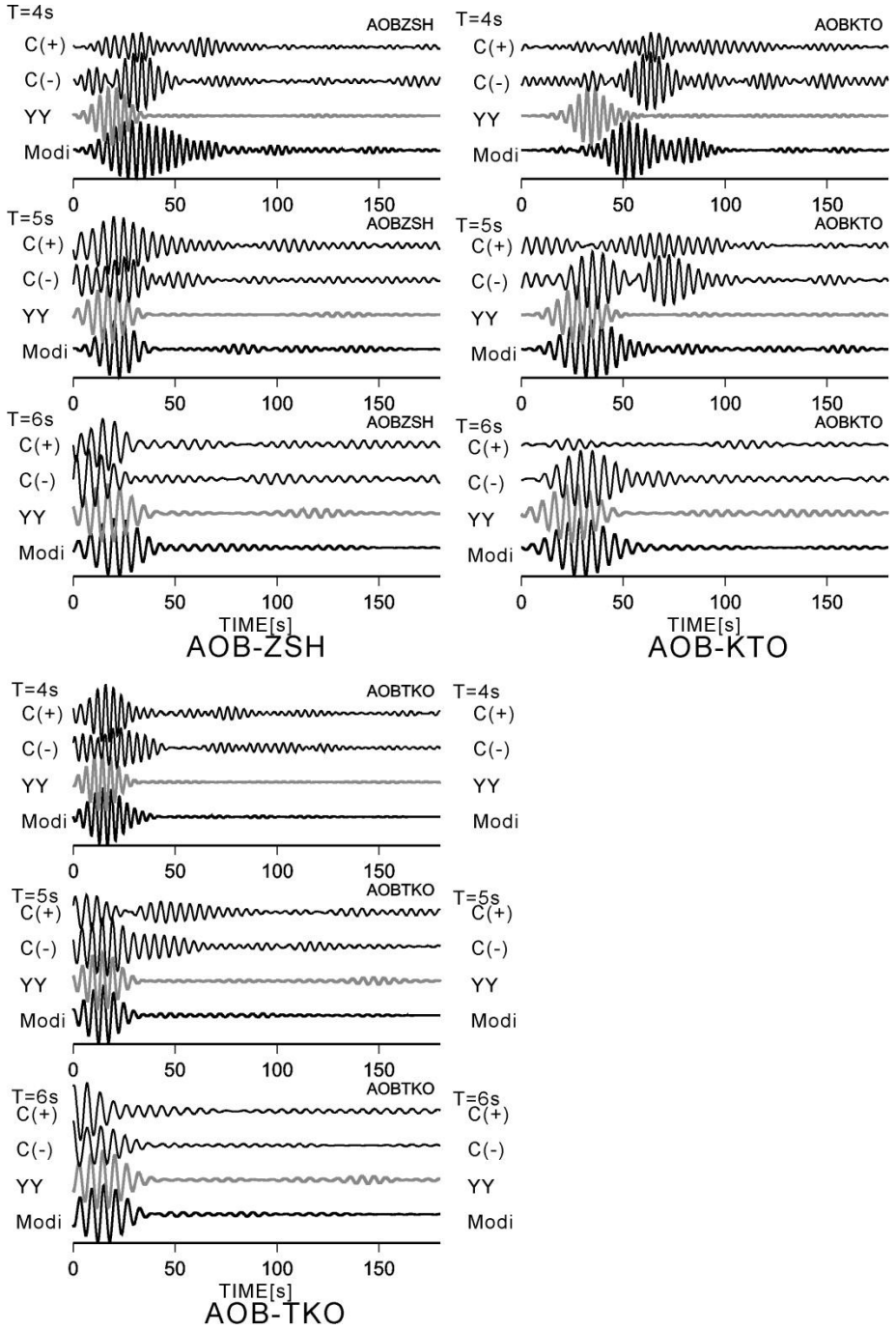

図 6.2(a). 相互相関関数と，YY モデルおよび修正モデルによる理論グリーン関数．関東平野に位置する，AOB-ZSH(左上)，AOB-KTO(右上)および AOB-TKO(左下)における比較．中心周期 4, 5, 6 秒のそれぞれで狭帯域通過フィルタを施した．

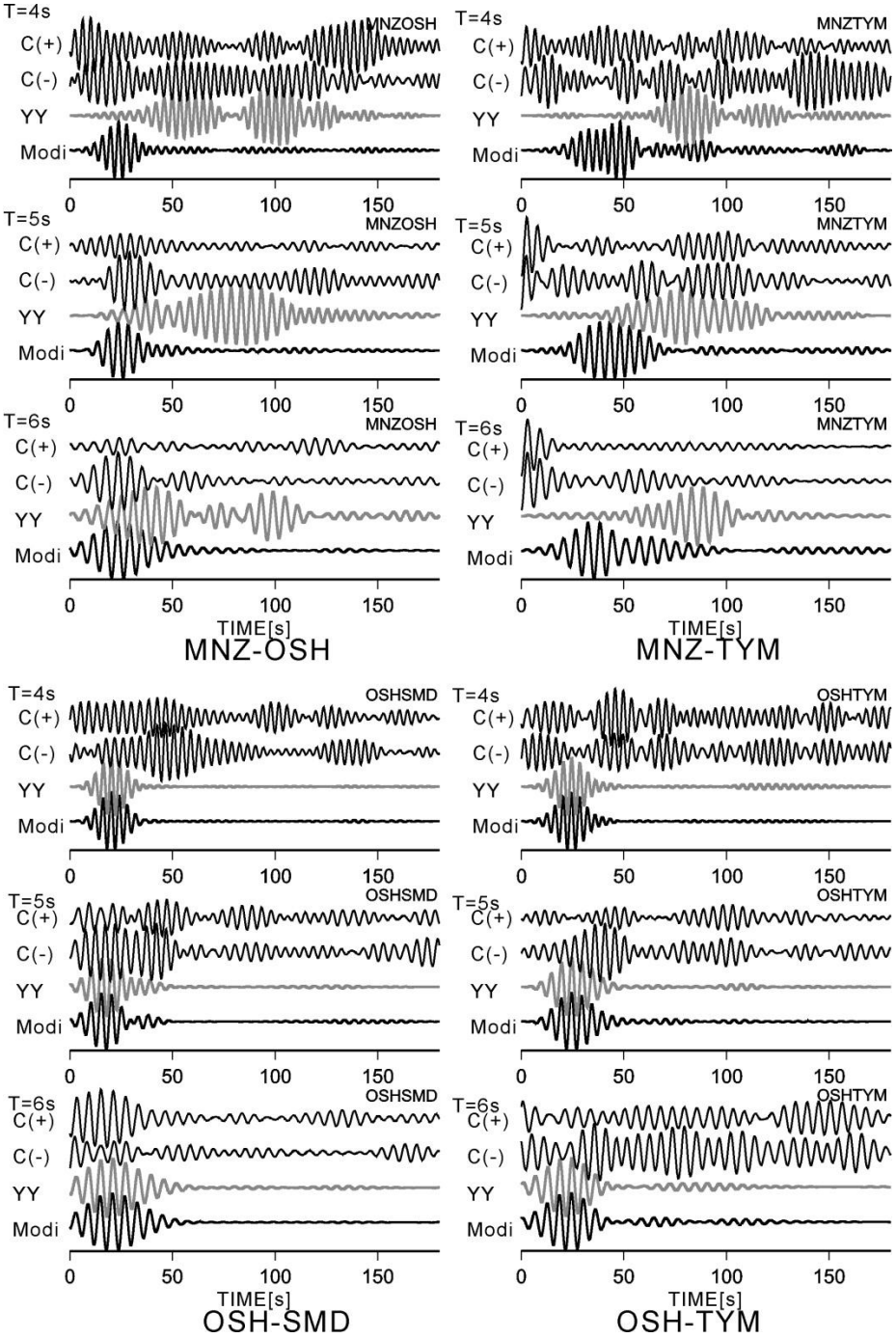

図 6.2(b). 相互相関関数と，YY モデルおよび修正モデルによる理論グリーン関数．相模湾に位置する，MNZ-OSH(左上)，MNZ-TYM(右上), OSH-SMD(左下)および OSH-TYM(右下)における比較．中心周期 4, 5, 6 秒のそれぞれで狭帯域通過フィルタを施した.

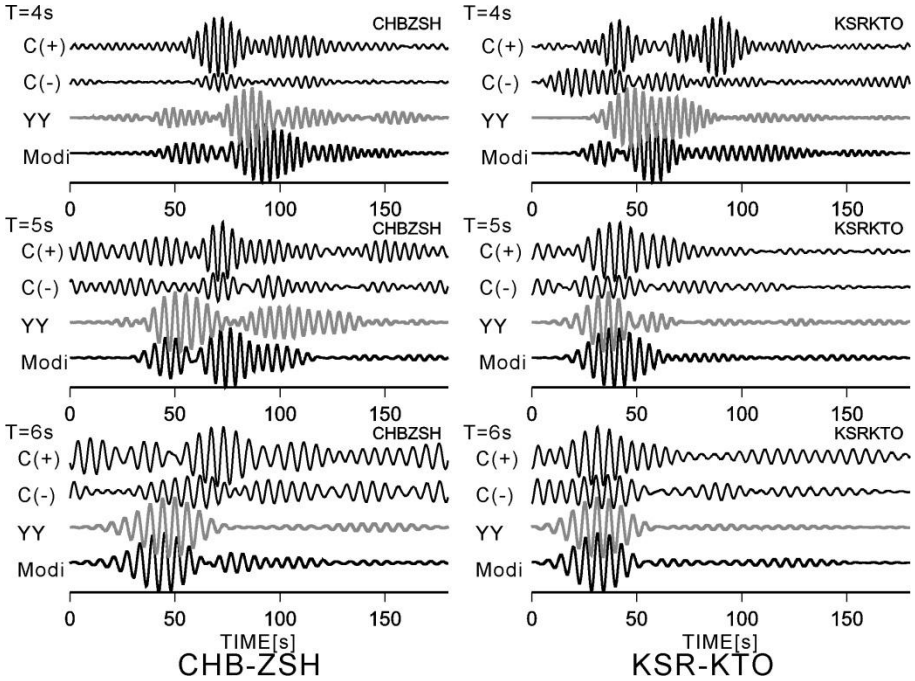

図 6.2(c). 相互相関関数と，YY モデルおよび修正モデルによる理論グリーン関数．東京湾に位置する，CHB-ZSH(左)と KSR-KTO(右)における比較．中心周期 4, 5, 6 秒のそれぞれで狭帯域通過フィルタを施した．

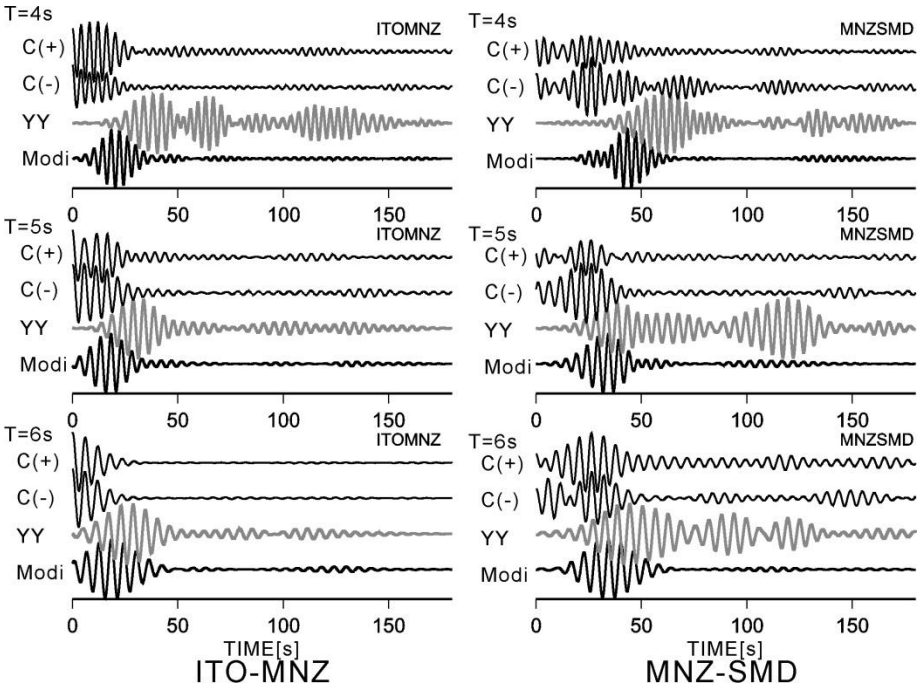

図 6.2(d). 相互相関関数と，YY モデルおよび修正モデルによる理論グリーン関数．伊豆半島に位置する，ITO-MNZ(左)と MNZ-SMD(右)における比較．中心周期 4, 5, 6 秒のそれぞれで狭帯域通過フィルタを施した．

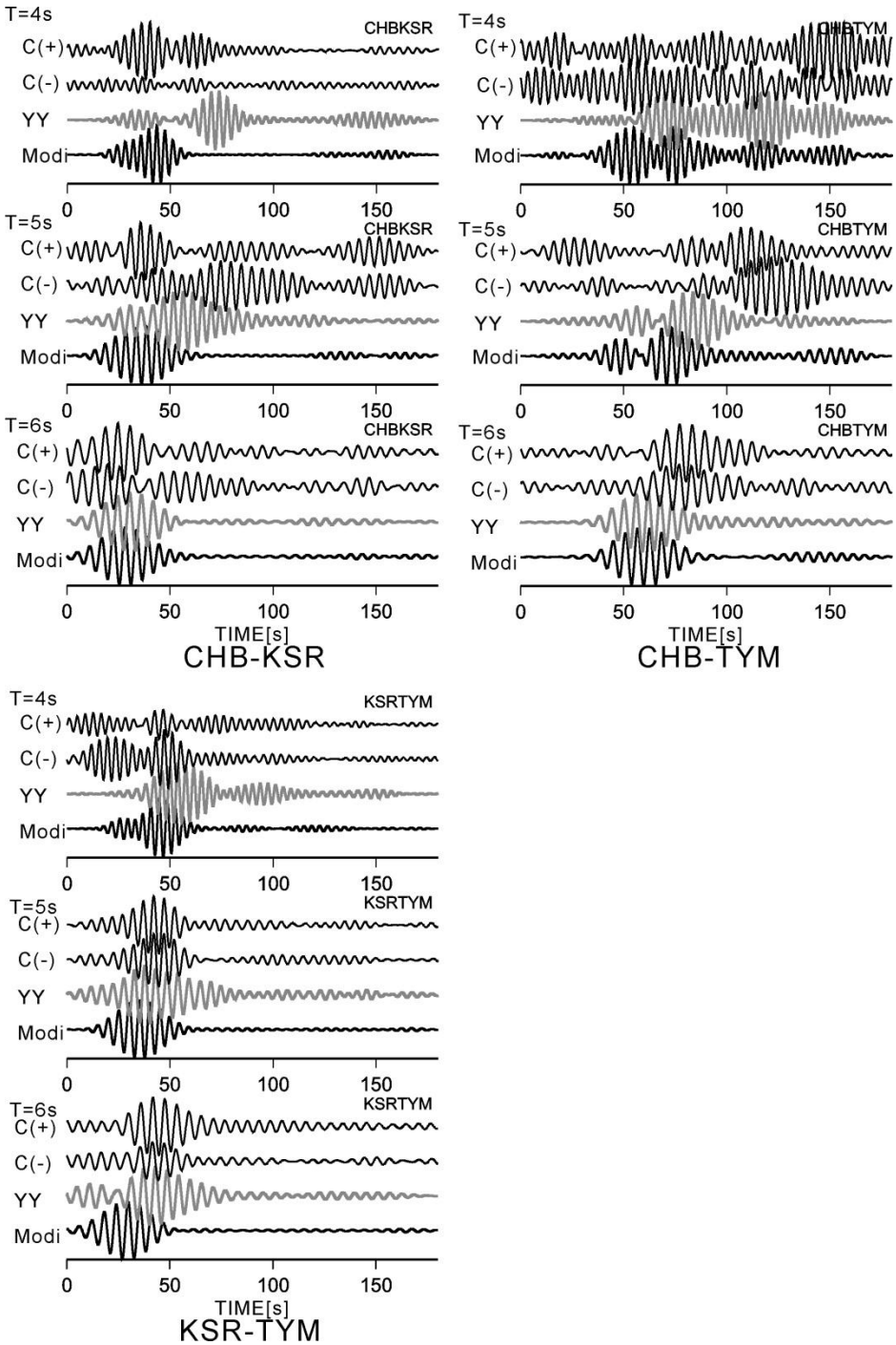

図 6.2(e). 相互相関関数と，YY モデルおよび修正モデルによる理論グリーン関数．房総半島に位置する，CHB-KSR(左上), CHB-TYM(右上)および KSR-TYM(左下)における比較．中心周期 4, 5, 6 秒のそれぞれで狭帯域通過フィルタを施した．

6.3. 中規模地震による地震動シミュレーション

6.3.1. 1990 年伊豆大島近海地震のシミュレーション

ここでは，地震波干渉法により修正されたモデルにより強震動評価を行い，既往のモデル(YY モデル)による結果と比較する．山中・山田(2003)では，1990 年伊豆大島近海地震の強震動シミュレーションによって，地下構造モデルの妥当性の検証を行っている．この地震は震源が浅いため，長周期表面波を励起しやすい．さらに相模湾の厚い堆積層の影響を大きく受けると考えられているため，本研究の焦点のひとつである相模湾の構造の影響を考慮しやすい．この地震動シミュレーションのための震源情報は Fukuyama and Mikumo (1993)に基づき，山田・山中(2003)による設定と同じとし，断層面を 70 分割し，分割面の中心点位置付近に該当する格子点に，すべり量と破壊開始時刻およびライズタイムを与える(表 6.2)．震源時間関数については三角波の積分形をランプ関数として，70 個のすべての分割面で共通に同じ関数形のものを用いる．差分計算は 6.1 と同様に行った．ここでも長周期表面波について議論するため，周期 4 秒以上に着目し，そのための格子間隔は深さ約 8.0km に至るまでは 0.4km とし，44.0km までは 2.0km，146.2km までは 3.0km とした．ここに，震央および観測点を図 6.3 に示す．

表 6.2. 1990 年伊豆大島近海地震のシミュレーションにおける震源パラメータ．

Origin time (JST)	15:53:40
latitude	34.74N
Longitude	139.23E
Depth (km)	7.0
M	6.5
Strike	N 0°
Dip	90°
Rake	0
Fault length (km)	20
Fault width (km)	14
Fault depth range (km)	3.0 – 17.0
Sub-fault	10×7
Rupture velocity (km/s)	Variable
Rise time (sec.)	Variable

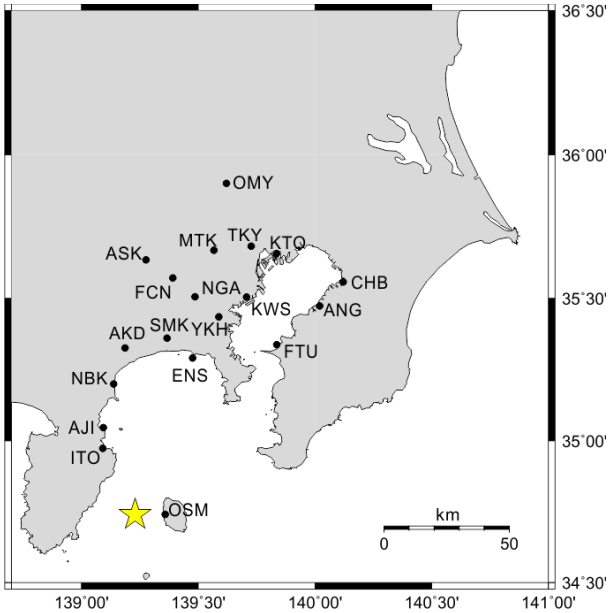

図 6.3. 1990 年伊豆大島近海地震の震央(星印)と，比較に用いた観測点．

6.3.2. シミュレーション結果

図6.4にシミュレーション結果の例を示す. 同図左には, 平野中央部における観測点KTO, CHB，FTUと，関東平野端部に位置する，ASKとENSにおける比較を示している．波形は周期4秒から20秒のバンドパスフィルタが施されており，EW成分を示している．この図により，YYモデルと修正モデルではシミュレーション結果が異なっており，地下構造モデルが強震動評価に大きく影響することがわかる．観測記録との比較では，平野中央部に位置するKTO, CHB, FTUにおいては，両モデルによるシミュレーション波形と観測波形において，初動や波形の包絡形状，継続時間などはおおよそ良い対応を示していることがわかる．一方，関東平野端部に位置する観測点ASKやENSにおいては，YYモデルによるシミュレーション波形は観測記録と上記の点について良く合っているが，修正モデルによるものは観測記録と比較して非常に大きくなっている．この原因として，修正モデルの作成の際に，トモグラフィ解析におけるセルが大きかったことや，モデル化の際にスムージングしたことによって複雑な 3 次元モデルまでは表現できなかった可能性がある．そのため，強震動評価において大きく影響すると考えられている(例えば，Koketsu and Kikuchi, 2000)平野端部の地層境界を十分に反映できていないため, シミュレーション波形は堆積層により増幅されたものと考えられる(図 6.5)．なお，図 6.3 に示す他の観測点におけるシミュレーション結果との比較を付録Bに示す.

図 6.4(右)には，強震動評価において重要と考えられている，応答スペクトルの比較を示している．ここでは減衰を5%とした．応答スペクトルも波形と同様に，両モデルによるシミュレーション結果が異なっている．CHB では観測記録の定性的傾向が，YY モデルでは表現できていなかったものの，修正モデルでは改善されている．ただし短周期側では両モデルとも観測記録より過大に評価されている．KTO では両モデルの差はそれほどなく，さらに観測記録とも調和的であることから，適切な強震動評価ができていると考えられる．FTU では，短周期で YY モデルは観測記録よりも過小評価されていたが，修正モデルでは応答スペクトルが大きくなっている．しかしいずれも観測記録とはあまり合っておらず，さらにモデルの改善の必要があると考えられる. ENS では YY モデルでは周期 10 秒程度のピークが表現できていないが，修正モデルでは改善されている．しかし修正モデルは短周期側でスペクトルが観測記録を大きく上回っており，前述のように平野端部が十分にモデル化できていないためであると考えられ，ASK においても修正モデルが過大評価されていることについても同様の理由によるものと考えられる.

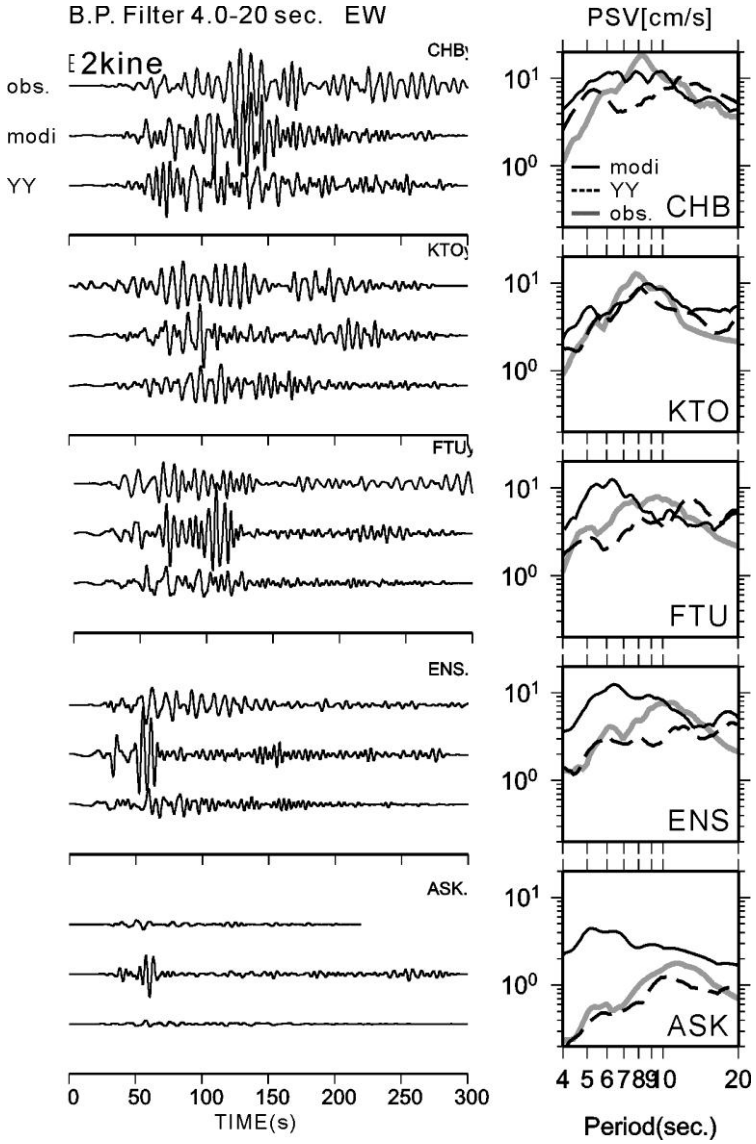

図 6.4. 1990 年伊豆半島近海地震による観測波形とシミュレーション波形の比較(左)と，減衰 5 パーセントとした応答スペクトル(右)．CHB, KTO および FTU は関東平野における観測点．ENS と ASK は平野端部に位置する観測点(図 6.1).

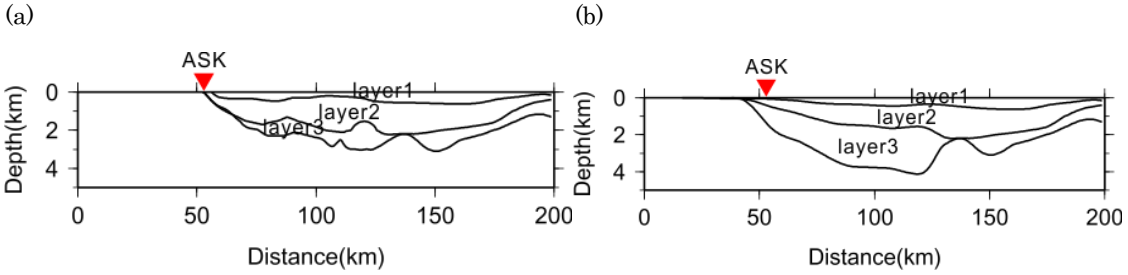

図 6.5. 観測点 ASK(北緯 36.64°)を基準にした東西方向の layer4(Vs=3.0km/s)までの深度分布．YY モデルによるもの(a)と修正モデルによるもの(b)を示す.

6.4. まとめ

本章では，これまで検討してきた地震波干渉法を，強震動評価へ応用した例を示した．まず，これまでモデルの妥当性の検証が容易ではなかったという問題について，地震波干渉法に基づいてグリーン関数とみなされる相互相関関数に基づき検証した．理論グリーン関数は三次元差分計算によって求め，相互相関関数と比較することでモデルの妥当性の検証を行った．特に，これまでの物理探査が容易ではなく，モデルが妥当であるか十分に明らかとなっていない地域において検討した．相模湾では既往のモデルによるグリーン関数と相互相関関数に差が確認され，第 5 章で地震波干渉法に基づき修正したモデルによるグリーン関数の方が相互相関関数との一致度合いが良く，モデルが改善されたと考えられる．また，東京湾や伊豆半島，房総半島においても両モデルによるグリーン関数と相互相関関数を比較した結果，修正モデルによるグリーン関数が相互相関関数と調和的である場合が多いことが確認された．しかし既往のモデルの方が妥当である場合もあり，これはモデルの修正に用いたトモグラフィ解析におけるセル分割が大きすぎたために適切なモデル化ができなかったことや，モデル化の際にスムージングを施したことによって細かな地下構造の変化を表現できなかったことによると思われる．さらにこの妥当性の検証は，検証地域の地下構造モデルの影響を大きく受けたものと考えられるため，妥当でないと判断された地域におけるモデルについては，その周辺のモデルについてのみ再考すればよいと考えられ，このことも任意のグリーン関数を用いたことによる優位な点であるといえる．

また，グリーン関数を基に妥当性が確認された修正モデルを用いて，中規模地震のシミュレーションにより強震動評価を行った．1990 年伊豆半島近海地震の強震動シミュレーションでは，平野中央部に位置する観測点において観測波形をおおよそ説明できる結果が得られたものの，平野端部に位置する観測点においては，波形の一致度が低く，前述のようにトモグラフィ解析の精度とスムージングによる影響であると考えられる．強震動評価において重要とされている応答スペクトルの比較では，波形と同じく平野中央部に位置する観測点において，既往のモデルによるシミュレーションによる応答スペクトルに比べて，修正モデルによる応答スペクトルが観測によるものと合ったことから，モデルが改善されたためであると考えられる．一方，平野端部における観測点では修正モデルでは応答スペクトルが観測記録によるものよりも過大評価され，同じくモデル化の際の問題であったと考えられる．

このように，地震波干渉法に基づいてモデルの妥当性を容易に検証できたことや，中規

模地震の強震動評価を行うことで，地震波干渉法を強震動評価に利用できることを明らかにした．地震波干渉法に基づき修正されたモデルでは，とくに短周期において既往のモデルよりも観測記録を説明できない場合も確認されたが，これは観測点が限られていたためにモデル化において十分な精度が確保されなかったことによると考えられ，この点に関しては，トモグラフィ解析において波線が多くなるように観測点を増やすことで，精度の良いモデル化の可能性が示される．地震波干渉法は，特別な観測を必要としないことから，現在関東地域をはじめ日本全国で高密度な観測網が構築されていることを考慮すると，それらの記録への地震波干渉法の適用により，高度な地下構造のモデル化が行えるものと考えられる．

第７章　結論

本論文は，強震動評価のための地下構造のモデル化において，地震波干渉法を応用することを目的としたものであり，得られた結論を以下に述べる．

第１章「序論」では，強震動評価における地下構造モデルの重要性やモデル構築のための微動の活用法，とくに，地震波干渉法の適用に関する既往の研究を概観した．既往の地下構造のモデル化での問題点や堆積平野の地下構造モデルの推定への地震波干渉法の適用性が十分に検討されていないことなどを指摘した．

第２章「地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する理論的考察」では，長期間の微動記録から地震波干渉法によってグリーン関数を推定するための理論的背景を述べた．地震波干渉法に関する既往の理論的検討の結果をまとめ，２地点の微動記録から算出される相互相関関数に含まれるグリーン関数とノイズが解析に用いるデータ長さの増加に対してそれぞれ異なる変動特性を持つことを指摘した．さらに，地震波干渉法によるグリーン関数の評価における停留位相の影響や散乱体の影響を検討し，グリーン関数を評価する際の適用波長範囲を明らかにした．

第３章「南関東地域における長期連続微動観測と相互相関関数」では，南関東地域における長期間の微動観測記録の解析方法および解析結果について述べた．観測記録から求めた相互相関関数に含まれるグリーン関数とノイズに第２章で述べた特徴が認められることを見出した．これらの特徴を利用して，地震波干渉法に基づいて相互相関関数からグリーン関数を抽出するための新しい方法を提案した．既往のデータ処理方法と比べて，提案手法にはより簡便に適用周期範囲を評価できる利点があることを明らかにした．

第４章「相互相関によるグリーン関数の合成に関する検討」では，第３章で得られた相互相関関数とグリーン関数の関係について検討した．まず，相互相関関数にみられる顕著な振幅をもつ波群に対する群速度の分散性がレイリー波の理論群速度で説明できることを指摘した．さらに，相互相関関数と伊豆半島東方沖の浅発地震による地震記録を比較し，

相互相関関数が地震による長周期表面波成分に対応する部分の波形とよく一致することを示し，地震波干渉法によってグリーン関数の表面波成分が抽出されていることを確認した．

第５章「表面波スローネストモグラフィ解析による S 波速度構造モデルの推定」では，地震波干渉法によって得られる表面波の群速度を用いたスローネストモグラフィ解析から南関東地域の S 波速度構造モデルを推定した．得られた群速度分布では，関東平野中心部や東京湾周辺で群速度が小さく，伊豆半島や平野端部で群速度が大きくなっていることを指摘した．また，各セルで得られる群速度の逆解析を行い，相模湾では既往のモデルよりも堆積層が薄くなること，伊豆半島地域でも低速度の堆積層が存在することなどを明らかにした．これらの結果に基づいて，対象地域の深部地盤の既往の３次元速度構造モデルの改善を行った．

第６章「強震動評価のための地下構造モデルの妥当性の検証」では，地震波干渉法により得られたグリーン関数の表面波成分に基づいて地下構造モデルの妥当を検証した．地震波干渉法により得られた相互相関関数と既往のモデルおよび修正したモデルを用いて計算したグリーン関数を比較し，修正モデルのほうが観測された相互相関関数の表面波成分の特徴をよりよく説明できることを示した．さらに，中規模地震による地震動のシミュレーションを行い，修正モデルによって平野中央部の地震動特性をよく再現できることを示した．

以上を要するに，本論文は，地震波干渉法に基づく微動の長期間記録の新しいデータ処理方法を提案し，南関東地方での微動観測記録へ適用することによって既存の深部地盤のＳ波速度構造モデルを改善し，さらに，そのモデルを用いることによって強震動評価の精度の向上が可能になることを示した．

参考文献

Aki, K., (1957): Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **35**, 415-456.

Bensen, G. D, M. H. Ritzwoller, M. P. Barmin, A. L. Levshin, F. Lin, M. P. Moschetti, N. M. Shapiro, and Y. Yang, (2007): Processing seismic ambient noise data to obtain broad-band surface wave dispersion measurements, *Geophys. J. Int.*, **269**, 1239-1260, doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x.

Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, and N. M. Shapiro, (2008): Broadband ambient noise surface wave tomography across the United States, *J. Geophys. Res.*, 113, B05306, doi: 10.1029/2007JB005248.

Campillo, M. and M. Paul, (2003): Long-range correlations in the diffuse seismic coda, *Science*, **299**, 547-549.

Capon, J., (1969): High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, Proc, IEEE 57, 1408-1418.

Cho, I., T. Tada, and Y. Shinozaki, (2004): A new method to determine phase velocities of Rayleigh waves from microtremors, *Geophysics*, **69**, 1535-1551.

Cho, I., T. Tada, and Y. Shinozaki, (2006): A generic formulation for microtremor exploration methods using three-component records from a circular array, *Geophys. J. Int.*, 165, 236-258.

Cho, K. H., R. B. Hermann, C. J. Ammon, and K. Lee, (2007): Imaging the upper crust the Korean peninsula by surface-wave tomography, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **97**, 198-207, doi:10.1785/0120060096.

Claerbout J. F., (1968): Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response, *Geophysics*, **33**, 264-269.

Cupillard, P., and Y. Capdeville, (2010): On the amplitude of surface waves obtained by noise correlation and the capability to recover the attenuation: a numerical approach, *Geophys. J. Int.*, **181**, 1687-1700, doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04586.x.

Cupillard, P. L. Stehly, and B. Romanowicz, (2011): The one-bit noise correlation: a

theory based on the concepts of coherent and incoherent noise, *Geophys. J. Int.*, **184**, 1397- 1414, doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04923.x.

D'Amico, V., M. Picozzi, F. Baliva, and D. Albarello, (2008): Ambient noise measurements for preliminary site-effects characterization in the urban area of Florence, Italy, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **98**, 1373-1388.

Dziewonski, A., S. Bloch, and M. Landisman, (1969): A technique for the analysis of transient seismic signals, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **59**, 427-444.

Fan, Y., and R. Snieder, (2009): Required source distribution for interferometry of waves and diffusive fields, *Geophys. J. Int.*, **179**, 1232-1244.

Forghani, F. and R. Snieder, (2010): Underestimation of body waves and feasibility of surface-wave reconstruction by seismic interferometry, *The leading edge*, 790-794.

藤原広行 (2010): 線形作用素のスペクトル分解を用いた地震波干渉法によるグリーン関数合成に関する考察, 物理探査学会第 122 回学術講演会論文集, 12-14.

Fukuyama, E., and T. Mikumo, (1983): Dynamic rupture analysis: Inversion for the source process of the 1990 Izu-Oshima, Japan, earthquake, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6529-6542.

Gaite, B., A. Iglesias, A. Villasenor, M. Herraiz, and F. Pacheco, (2012): Crustal structure of Mexico and surrounding regions from seismic ambient noise tomography, *Geophys. J. Int.*, **188**, 1413-1424, doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05339.x.

Gerstoft, P., G. Sabra, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler, (2006): Green's function s extraction and surface-wave tomography from microseisms in southern California, *Geophysics*, **71**, SI23-SI31, doi:10.1190/1.2210607.

Harmon, N., C. Raychert, and P. Gerstoft, (2010): Distribution of noise sources for seismic interferometry, *Geophys. J. Int.*, **183**, 1470-1484, doi: 10.1111/j.1365-246X. 2010.04802.x.

Henstridge, J. D., (1979): A signal processing method for circular arrays, *Geophysics*, 44, 179-184.

Horike, M., (1985): Inversion of phase velocity of long-period microtremors to the S-wave- velocity structure down to the basement in urbanized areas, *J. Phys. Earth*, **33**, 59-96.

堀家正則（1993): 微動の研究について，地震 2, 46, 343-350.

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, **39**, 579-593.

鏡味洋史（1993): サイスミックゾーネーション，地震 2, 46, 217-228.

Kanai, K., and T. Tanaka, (1961): On microtremors VIII, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **39**, 97-114.

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, *Sismo. Res. Lett.*, **67**, 25-34.

Kimman, W. P., and J. Trampert, (2010): Approximations in seismic interferometry and their effects on surface waves, *Geophys. J. Int.*, **182**, 561-476.

狐崎長琅・後藤典俊・小林芳正・井川　猛・堀家正則・斉藤徳美・黒田　徹・山根一修・奥住宏一（1990): 地震動予測のための深部地盤 P・S 波速度の推定，自然災害科学，**9-3**, 1-17.

Kohler, A., C. Weidle, and V. Maupin, (2012): Crustal and uppermost mantle structure of southern Norway: results from surface wave analysis of ambient seismic noise and earthquake data, *Geophys. J. Int.*, **191**, 1441-1456, doi: 10.1111/j.1365-246X. 2012.05698.x.

Koketsu, K., and S. Higashi, (1992): Three-dimensional topography of the sediment/ basement interface in the Tokyo metropolitan area, central Japan, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **82**, 2328-2349.

Koketsu, K., and M. Kikuchi, (2000): Propagation of seismic ground motion in the Kanto basin, Japan. *Science*, **288**, 1237-1239.

Koketsu, K., H. Miyake., Afnimar, and Y. Tanaka, (2009): A proposal for a standard procedure of modeling 3-D velocity structures and its application to the Tokyo metropolitan area, Japan, *Tectnophysics*, **472**, 290-300.

駒澤正夫・長谷川功（1988): 関東地方の重力基盤に見える断裂構造，地質学論集, 31, 57-74.

工藤一嘉（1983): 強震動予測を中心とした地震工学研究の歩み―総合報告：強震動地震学・地震工学シリーズの序に変えて―，地震 2, **46**, 151-159.

工藤一嘉・東　貞成（1990): 強震動と 2・3 次元の地下構造，物理探査, **43**, 430-442.

Lawrence, J. F., and G. A. Prieto, (2011): Attenuation tomography of the western United States from ambient seismic noise, *J. Geophys. Res.*, **116**, B06302, doi: 10.1029/2010JB007836.

Li, H., F. Bernardi, and A. Michelini, (2010): Surface wave dispersion measurements from ambient seismic noise analysis in Italy, *Geophys. J. Int.*, **180**, 1242-1252, doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04476.x.

Lin, F. C., M. H. Ritzwoller, and N. M. Shapiro, (2006): Is ambient noise tomography across ocean basins possible?, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L14304, doi:10.1029/2006 GL026610.

Lin, F. C., M. H. Ritzwoller, J. Townend, S. Bannister, and K. Savage, (2007): Ambient noise Rayleigh wave tomography of New Zealand, *Geophys. J. Int.*, **170**, 649-666, doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03414.x.

Lin, F. C., M. P. Moschetti, and M. H. Ritzwoller, (2008): Surface wave tomography of the western United states from ambient seismic noise: Rayleigh and Love wave phase velocity map, *Geophys. J. Int.*, **173**, 281-298, doi:10.1111/j.1365-246X.2008. 03720.x.

Lin, F. C., V. C. Tsai, and M. H. Ritzwoller, (2012): The local amplification of surface waves: A new observable to constrain elastic velocities, density, and anelastic attenuation, *J. Geophys. Res.*, **117**, B06302, doi: 10.1029/2012JB009208.

Ma, S., G. A. Prieto, and G. C. Beroza, (2008): Testing community velocity models for southern California using the ambient seismic field, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **98**, 2694-2714, doi: 10.1785/0120080947.

McNamara, D. E., and R. P. Buland, (2004): Ambient noise level in the continental United States, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **94**, 1517-1527.

Moczo, P., (1989): Finite-difference technique for SH-waves in 2-D media using irregular grids – application to the seismic response problem, *Geophys. J. Int.*, **99**, 321-329.

Morikawa, H., S. Sawada, and J. Akamatsu, (2004): A method to estimate phase velocities of Rayleigh waves using microseisms simultaneously observed at two sites, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **94**, 961-976.

中原　恒 (2006): 波動場の空間相関とグリーン関数との関係のスローネス法に基づく導出: 等方入射するランダムスカラー波の場合, 地震 2, **59**, 159-166.

Nakahara, H., (2006): A systematic study of theoretical relation between spatial correlation and Green's function in one-, two- and three-dimensional random scalar wavefields, *Geophys, J. Int.*, **167**, 1097-1105.

Nakahara, H., (2012): Formulation of the spatial autocorrelation (SPAC) method in dissipative media, *Geophys. J. Int.*, **190**, 1777-1783, doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.05591.x.

中村亮一・植竹富一 (2012): 地殻・上部マントルでの減衰―トモグラフィ手法による Q 値評価とその利用―, 物理探査, **65**, 67-77.

Nakamura, Y., (1989): A method for dynamic characteristics estimation of subsurface using microtremor on the ground surface, *Quart. Rep. Rail. Tech. Res. Inst.*, **30**, 25-33.

Nakata, N., R. Snieder, T. Tuji, K. Karner, and T. Matsuoka, (2011): Shear wave imaging from traffic noise using seismic interferometry by cross-coherence, *Geophysics*, **76**, SA97-SA106, doi: 10.1190/GEO2010-0188.1.

岡田　廣・松島　健・森谷武男・笹谷　努 (1990): 広域・深層地盤調査のための長周期微動探査法, 物理探査, **43**, 402-417.

岡田　広 (2008): 微動探査の現状と課題, 物理探査, **61**, 445-456.

大木洋司・山下忠道・盛川　仁・山田　哲・坂田弘安・山中浩明・笠井和彦・和田　章 (2005): 超高層免震建物の長期観測システム構築に関する具体的取組み, 日本建築学会技術報告集, **21**, 73-77.

Pawlak, A., D. W. Eaton, I. D. Bastow, J. M. Kendall, G. Helffrich, J. Wookey, and D. Snyder, (2011): Crustal structure beneath Hudson bay from ambient-noise tomography: implications for basin formation, *Geophys. J. Int.*, **184**, 65-82, doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04828.x.

Prieto, G. A., and G. C. Beroza, (2008): Earthquake ground motion prediction using the ambient seismic field, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L14304, doi: 10.1029/2008GL034428.

Prieto, G. A., J. F. Lawrence, and G. C. Beroza, (2009): Ambient earth structure from the coherency of the ambient sismic field, *J. Geophys. Res.*, **114**, B07303, doi: 10.1029/2008JB006067.

Prieto, G. A., M. Denolle, J. F. Lawrence, and G. C. Beroza, (2011): On amplitude

information carried by the ambient seismic field, *Comp. Rend. Geosci.*,**343**, 600-614, doi:10.1016/j.crte.2011.03.006.

Sabra, K. G., P. Gerstoft., P. Roux, and W. A. Kuoerman, (2005): Surface wave tomography from microseisms in southern California, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L14311, doi:10.1029/2005GL023155.

Sanchez-Sesma, F. J., M. Chavez-Perez, M. A. Bravr, and L. E. Perez-Rocha, (1988): The Mexico earthquake of September 19, 1985 – on the seismic response of the valley of Mexico, *Earthquake Spectra*, **4**, 569-589.

Sanchez-Sesma, F. J., and M. Campillo, (2006): Retrieval of the Green's function from cross correlation: The canonical elastic problem, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **96**, 1182- 1191.

Sanchez-Sesma, F. J., M. Rodriguez, U. Iturraran-Viveros, F. Luzon, M. Campillo, L. Margerin, A. Garcia-Jerez, M. Suarez, M. A. Santoyo, and A. Rodriguez-Castellanos, (2011): A theory for microtremor H/V spectral ratio: application for a layered medium, *Geophys. J. Int.*, **186**, 221-225, doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05064.x.

佐々宏一・芦田　譲・菅野　強 (1993): 建設・防災技術者のための物理探査, 森北出版.

Sato, H., (2009): Retrieval of Green's function having coda from the cross-correlation function in a scattering medium illuminated by surrounding noise sources on the basis of the first order Born approximation, *Geophys. J. Int.*, **179**, 408-412.

Sato, H., (2010): Retrieval of Green's function having coda waves from the cross-correlation function in a scattering medium illuminated by a randomly homogeneous distribution of noise sources on the basis of the first-order Born approximation, *Geophys. J. Int.*, **180**, 759-764.

Seats, K. J., J. F. Lawrence, and G. A. Prieto, (2012): Improved ambient noise correlation functions using Welch's method, *Geophys. J. Int.*, **188**, 513-523, doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05263.x.

瀬尾和大・佐間野隆憲・山中浩明 (1990)：関東平野における屈折法地下深部探査―地震波の伝播・増幅のメカニズムを理解するために―, 物理探査, **43**, 418-429.

瀬尾和大・佐間野隆章 (1993): 地震動予測における微動の活用とその問題点, 文部科学研究総合研究(A)研究成果報告集, 地震動に与える表層地質の影響に関する総合的研究, 198-200.

Shapiro, N. M., and M., Campillo, (2004): Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L07614, doi: 10.1029/2004GL019491.

Shapiro, N., M., M. Campillo, L. Stehly, and M. H. Ritzwoller, (2005): High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, **307**, 1615- , doi:10.1126/sciece.1108339.

下山利浩・纐纈一起 (1997): 減衰性媒質における地震動の差分法シミュレーション, 地球惑星科学関連学会 1997 年合同大会予稿集, 71.

白石英孝・松岡達郎 (2005): Lamb の問題に基づくレーリー波複素コヒーレンス関数の離散定式化とその応用―空間自己相関法の新しい解釈―, 物理探査, **58**,137-146.

白石英孝・浅沼　宏 (2007): エイリアジング領域における 2 点アレーの時空間応答特性, 物理探査, **60**, 203-211.

Snieder, R., (2004): Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase, *Phy. Rev. E*,, **69**, 046610.

Snieder, R., and E. Safak, (2006): Extracting the building response using seismic interferometry and application to the Millikan library in Pasadena, California, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **96**, 586-598, doi:10.1785/0120050109.

Snieder, R. (2007): Extracting the Green's function of attenuation heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, **121**, 2637-2643, doi: 10.1121/1.2713673.

Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro, (2006): A study of the seismic noise from its long-range correlation properties, *J. Geophys. Res.*, **111**, B10306, doi: 10.1029/2005 JB004237.

Tsai, V. C., (2009): On establishing the accuracy of noise tomography travel-time measurements in a realistic medium, *Geophys. J. Int.*, **178**, 1555-1564, doi:10.1111/ j.1365-246X.2009.04239.x.

Tsai, V. C., (2011): Understanding the amplitudes of noise correlation measurements, *J. Geophys. Res.*, **116**, B09311, doi:10.1029/2011JB008483.

Villasenor, A., Y. Yang, M. H. Ritzwoller, and J. Gallart (2007), Ambient noise surface wave tomography of the Iberian Peninsula: Implications for shallow seismic structure,

Geophys. Res. Lett., **34**, L11304, doi: 10.1029/2007GL30164.

Wapenaar, K., (2004): Retrieving the elastodynamic Green's function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation, *Phys. Res. Lett.*, **93**, 254301.

Wapenaar, K., and J., Fokkema, (2006): Green's function representations for seismic interferometry, *Geophysics*, **71**, SI33-SI46.

Yang, Y., M. H. Ritzwoller, A. L. Levshin, and N. M. Shapiro, (2007): Ambient noise Rayleigh wave tomography across Europe, *Geophys. J. Int.*, **168**, 259-274.

Yao, H., C. Beghein, and R. D. van der Hilst, (2008): Surface wave array tomography in SE Tibet from ambient seismic noise and tqo-station analysis – II. Crustal and upper-mantle structure, *Geophys. J. Int.*, **173**, 205-219, doi: 10.1111/j.1365-246x. 2007.03696.x

山田伸之・山中浩明, (2003): 関東平野における地下構造モデルの比較のための中規模地震の地震動シミュレーション, 地震 2, **56**, 111-123.

山中浩明・石田　寛 (1995): 遺伝的アルゴリズムによる位相速度の逆解析, 日本建築学会構造系論文集, **468**, 9-17.

山中浩明・中丸明子・栗田勝実・瀬尾和大 (1998): 表層の地盤特性を拘束条件にした S 波スペクトルのインバージョンによるサイト特性の評価, 地震 2, **51**, 193-202.

山中浩明・山田伸之 (2006): 強震動評価のための関東平野の 3 次元 S 波速度構造モデルの構築, 物理探査, **59**, 549-560.

山中浩明 (2010): 微動の工学的利用の最近の試みと課題, 金井清先生追悼シンポジウム―地震動研究の"これまでとこれから"―, 47-55.

横井俊明・S. Margaryan, (2008): 地震波干渉法に基づく SPAC 法の再検討, 物理探査, **61**, 87-89.

Yokoi, T. and S. Margaryan, (2008): Consistency of the spatial antocorrelation method with seismic interferometry and its consequence, *Geophys. Prospec*, **56**, 435-451, doi: 10.1111/j.1365-2478.2008.00709.x.

謝辞

本論文をまとめるにあたり、指導教員の東京工業大学大学院山中浩明教授には多くのご教授をいただきました．本研究の成果の多くは自由な議論の場と環境を与えていただいたことによるものと思っております．先生にはおよそ 5 年間にわたってご指導いただき，また多くのご心配，ご迷惑をおかけしたものと思います．先生の背中はいつでも大きくそしてはるか遠いものであります.

東京工業大学大学院翠川三郎教授、同田村哲郎教授、同盛川仁教授、同海江田秀志連携教授，同中村恭志准教授には、ご助言をいただき，本論文を改善することができました.

連続微動観測網の構築に際しては、株式会社小堀鐸二研究所諸井孝文博士、鹿島建設株式会社技術研究所池浦友則博士、東京大学地震研究所纐纈一起教授、同坂上実技術員、千葉大学大学院中井正一教授、同関口徹助教、首都大学東京小田義也教授，千葉県浅尾一己博士にご協力いただきました．また，本学の地震観測記録を使用させていただきました.

1990 年伊豆半島大島近海地震の強震記録は，気象庁により観測されたものおよび日本建築学会データ集によるものです．数値計算においては、福岡教育大学山田伸之准教授にご教授いただき，計算コードならびに震源データを使用させていただきました.

著者は独立行政法人日本学術振興会ならびに東京工業大学都市地震工学センターにご支援いただきました．大きな支障なく研究に傾倒できたことは，このご支援によるものと思っております.

著者が大学院博士課程に進学することができたのは多くの方々のご後援によるものです．とりわけ進学に際して大成建設株式会社の関係者の方々にお世話になりました．また，知人，友人に頂いた暖かいお言葉は心の支えとなりました．このご恩はいつでも心の片隅におき，迷いなく研究に邁進することができました.

研究遂行にあたり，この上ない環境を提供していただいた山中研究室の皆様へ感謝申し上げます．研究漬けの毎日であったため，皆様の存在はかけがえのないものでありました.

多くの皆様にお世話になり，ご迷惑，ご心配もおかけしましたが，ここに本論文を脱稿できたことは，皆様のお力添えによるものであり，深い感謝の念に堪えません．研究にすべてを捧げられたことは本当に幸せでした．最後に，長きにわたって暖かく見守ってくださった両親，そして家族に，敬意と謝意を表します.

付録 A

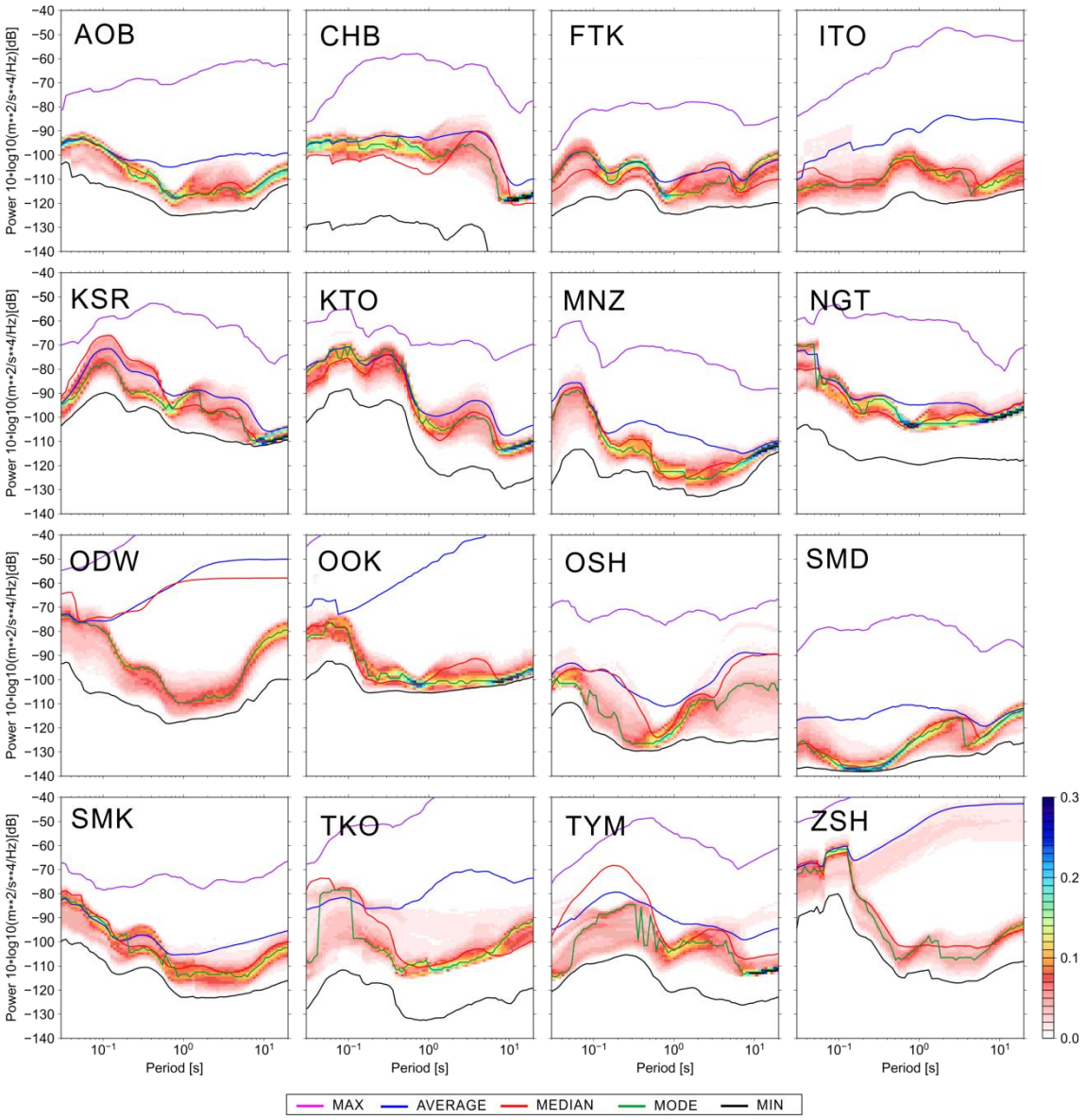

図 A.1. 全観測点の上下動成分のパワースペクトルの確率密度関数.

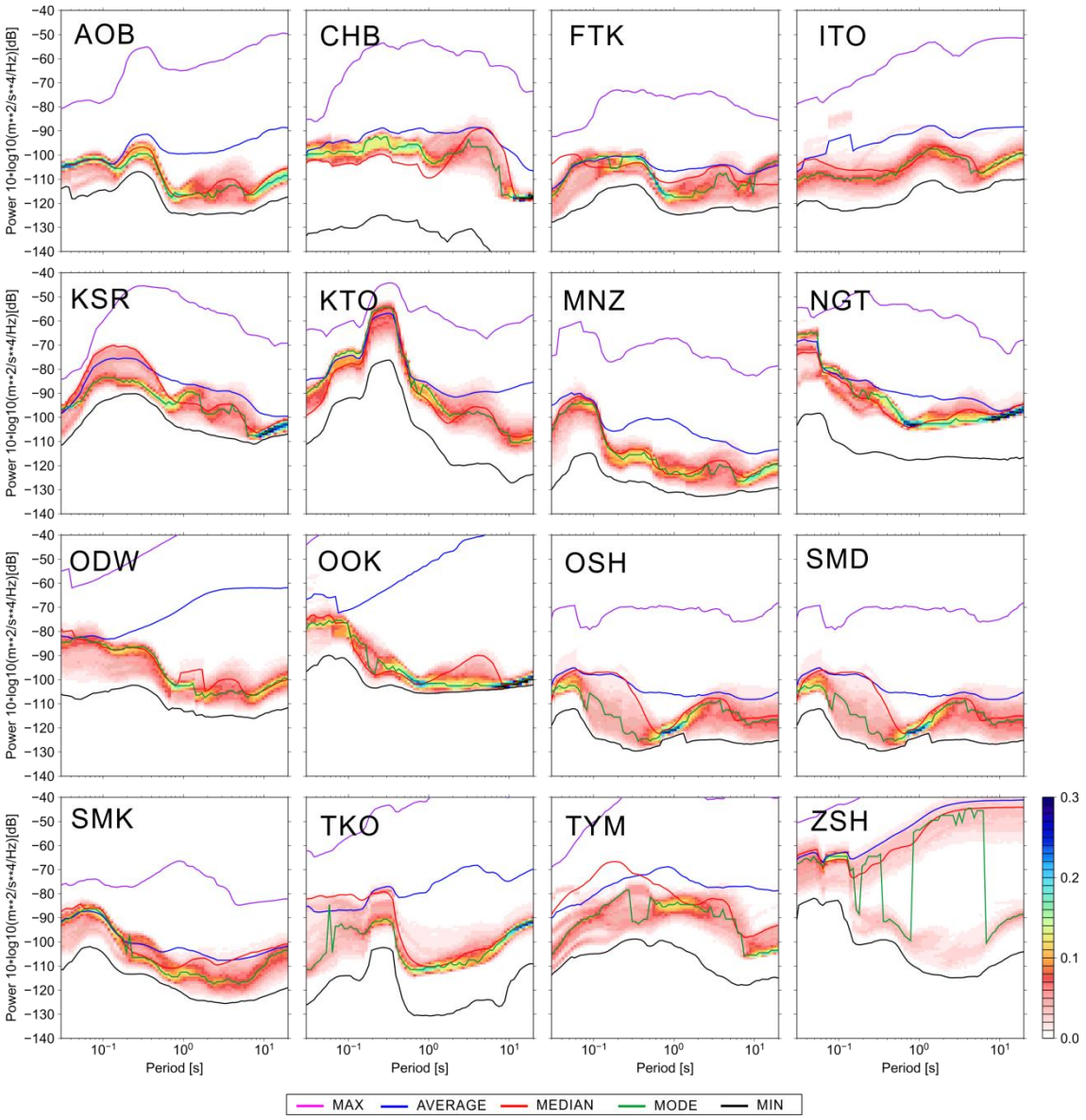

図 A.2. 全観測点の南北成分のパワースペクトルの確率密度関数.

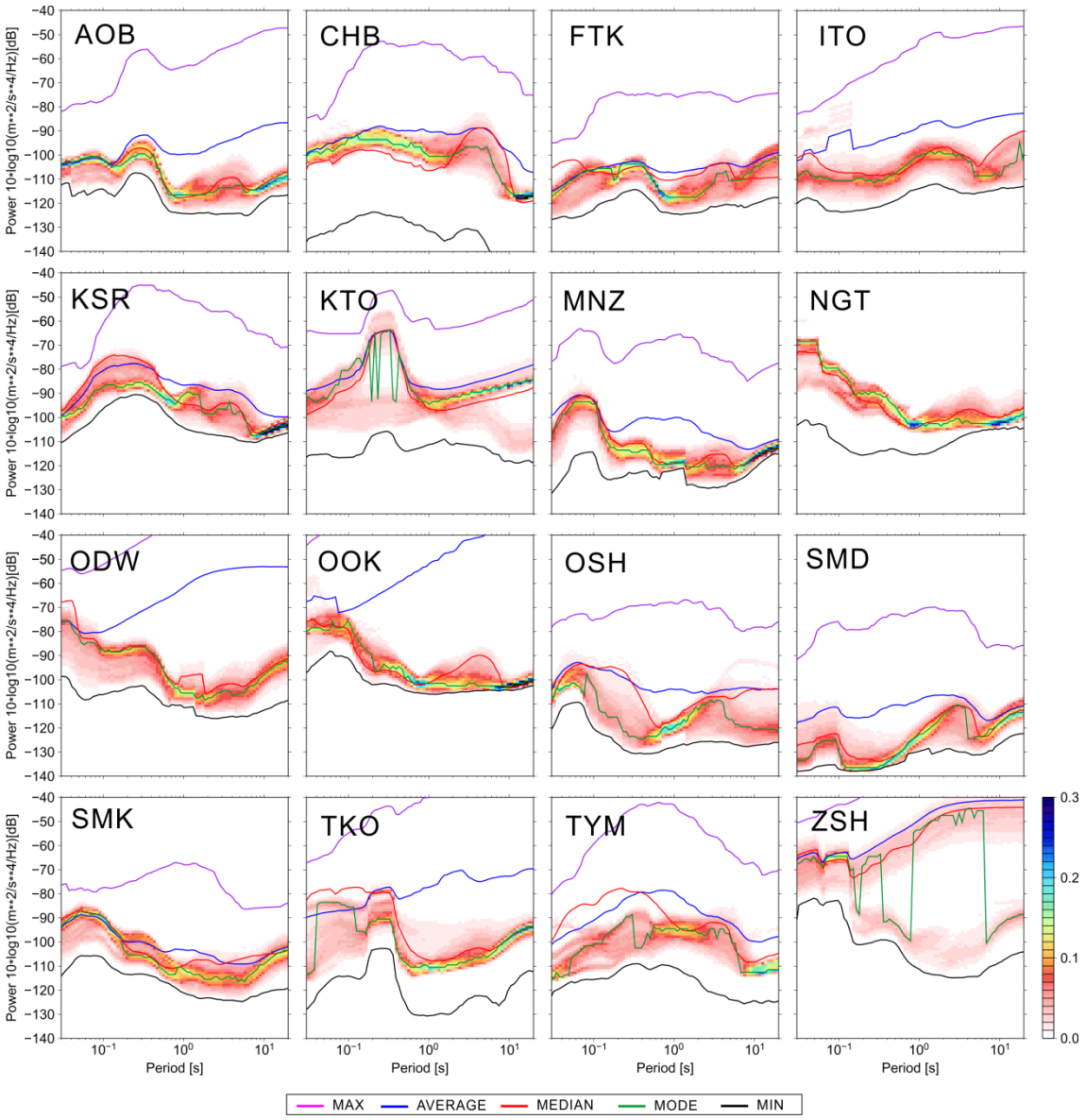

図 A.3. 全観測点の東西成分のパワースペクトルの確率密度関数.

付録 B

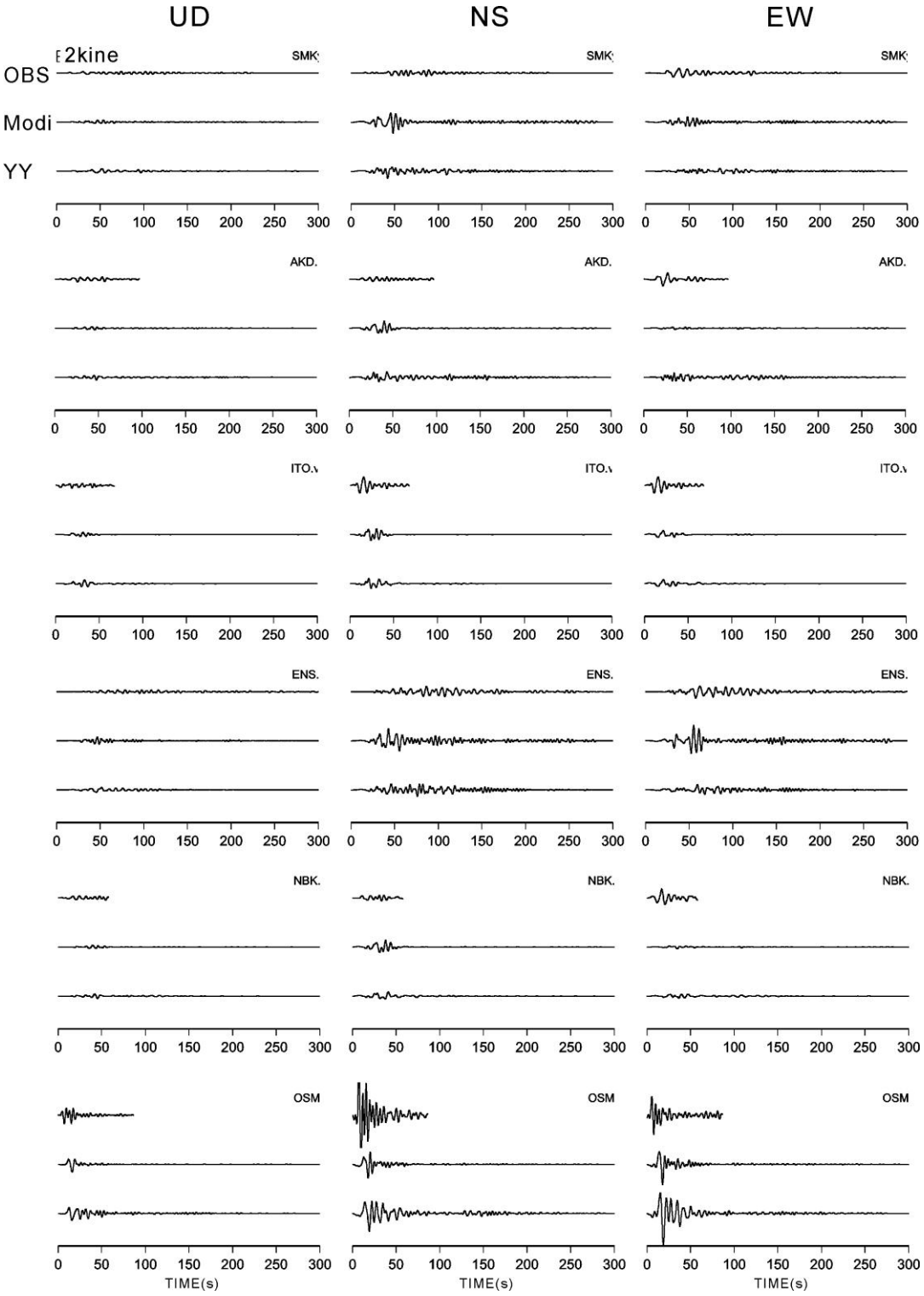

図 B.1 1990 年伊豆半島近海地震の観測記録(上)および，修正モデル(中)と山中・山田(2006)による(下)シミュレーション結果.

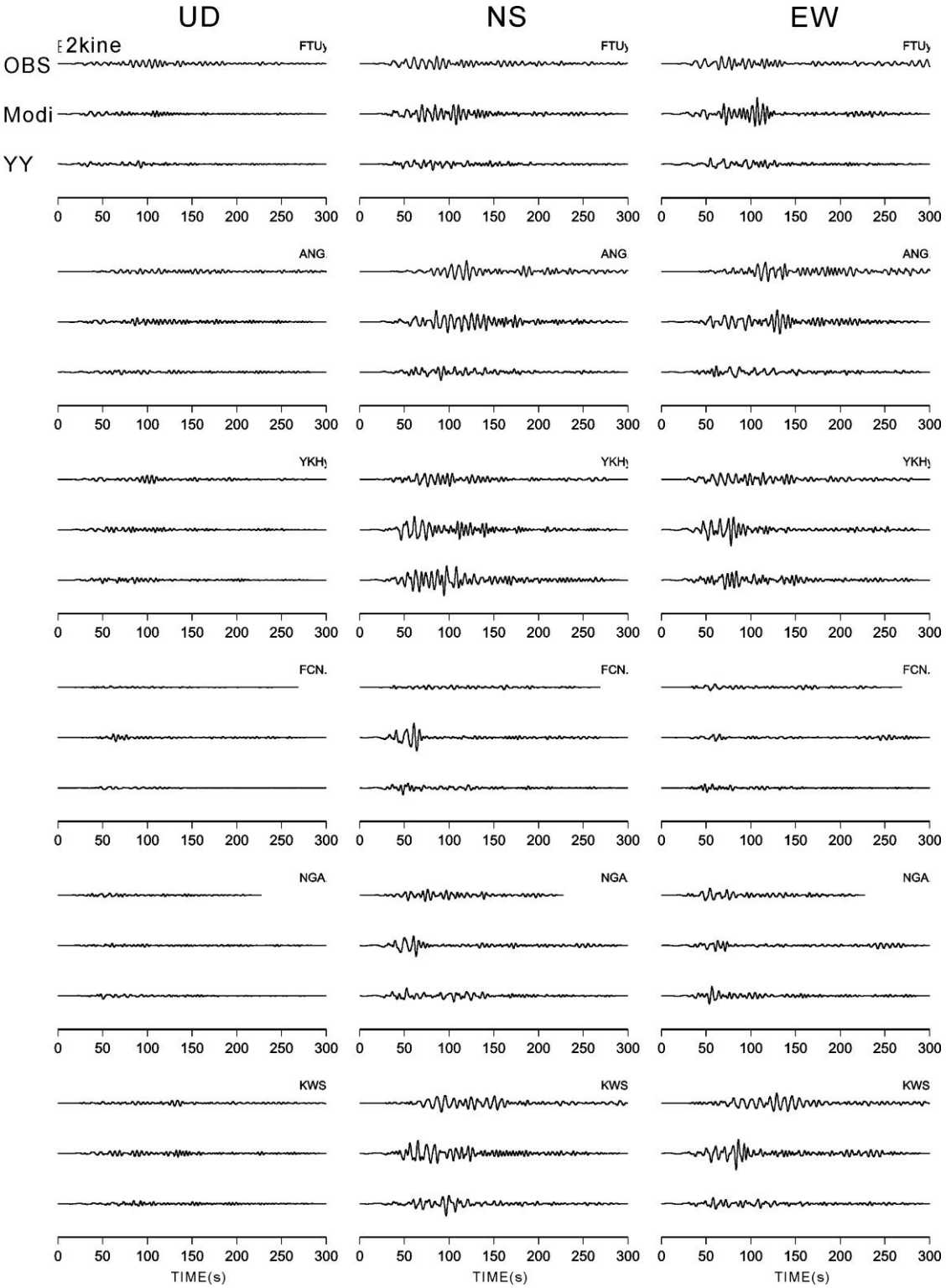

図 B.1. 1990 年伊豆半島近海地震の観測記録(上)および，修正モデル(中)と山中・山田(2006)による(下)シミュレーション結果(つづき).

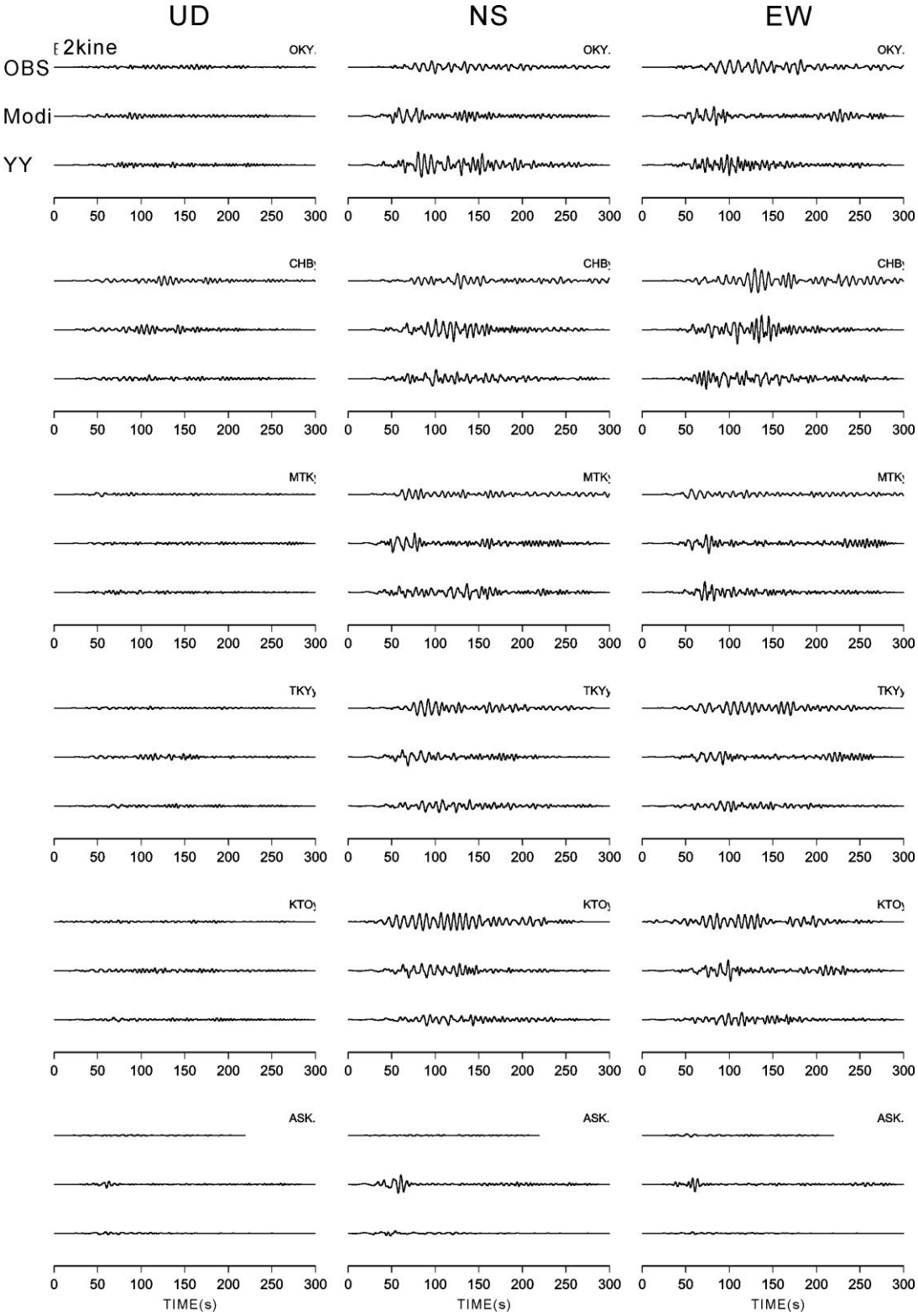

図 B.1. 1990 年伊豆半島近海地震の観測記録(上)および，修正モデル(中)と山中・山田(2006)による(下)シミュレーション結果(つづき).

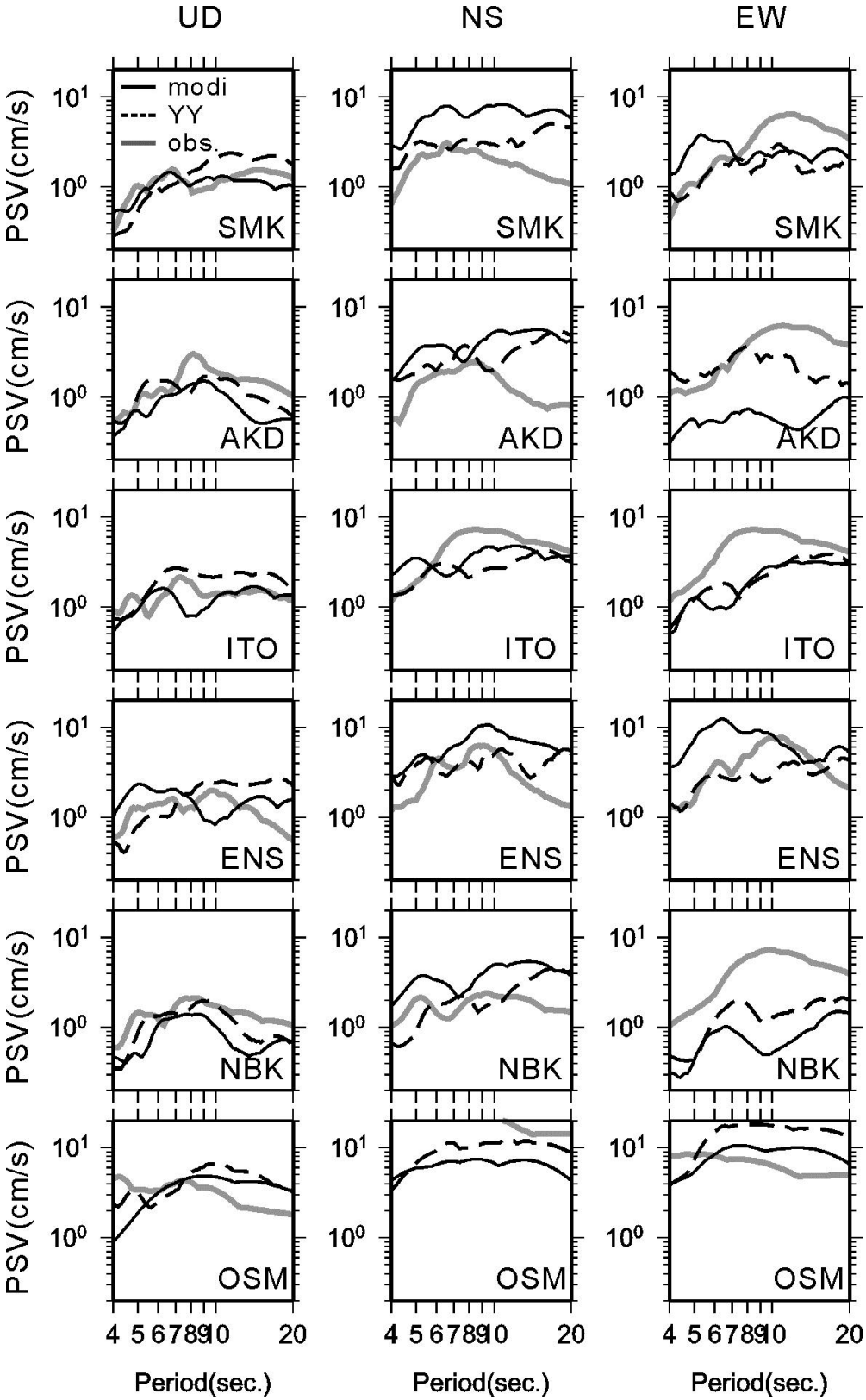

図 B.2. 1990 年伊豆半島近海地震の観測記録および，修正モデルと YY モデルによるシミュレーション結果による 5%減衰による応答スペクトル.

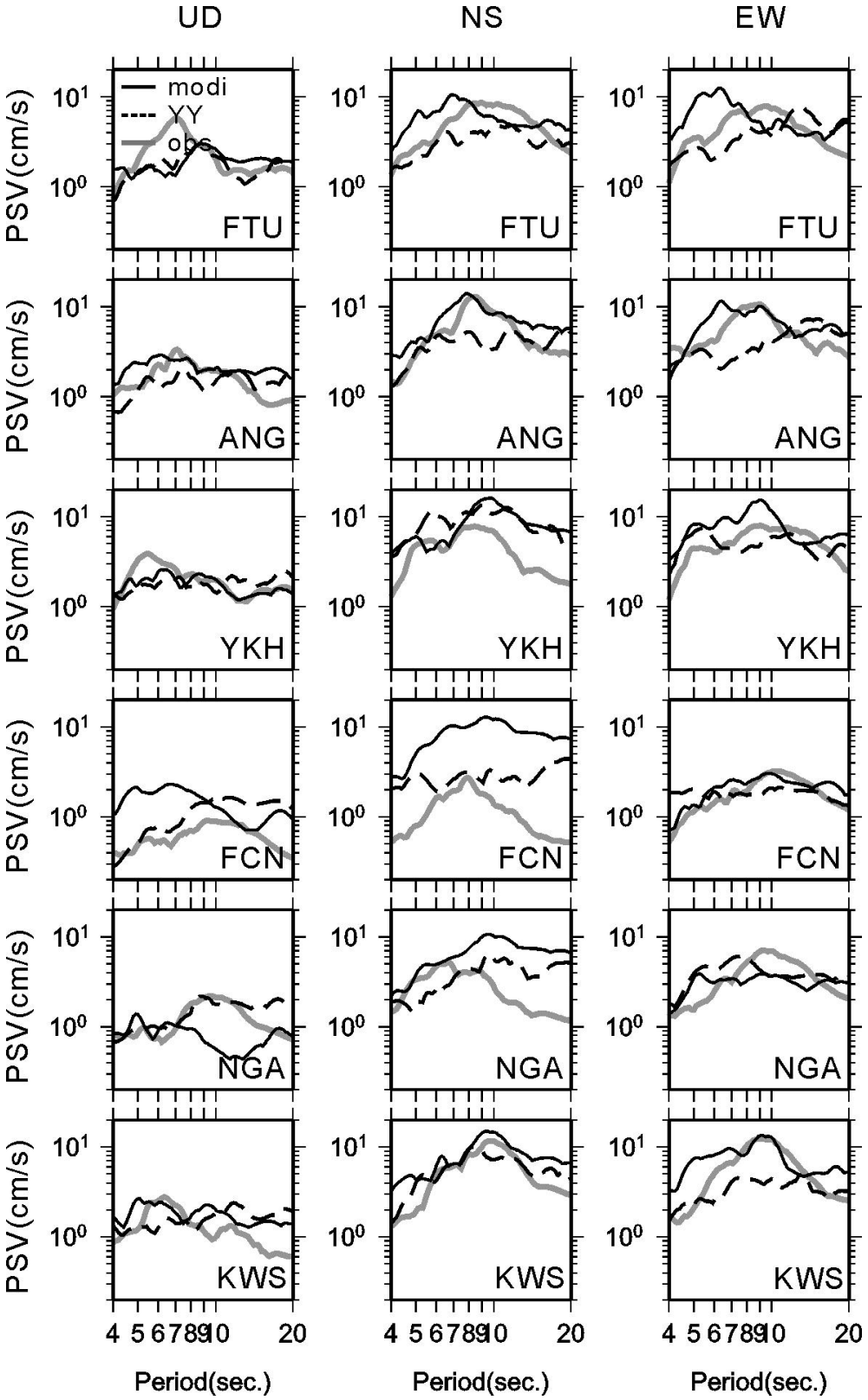

図 B.2. 1990 年伊豆半島近海地震の観測記録および，修正モデルと YY モデルによるシミュレーション結果による 5%減衰による応答スペクトル(つづき).

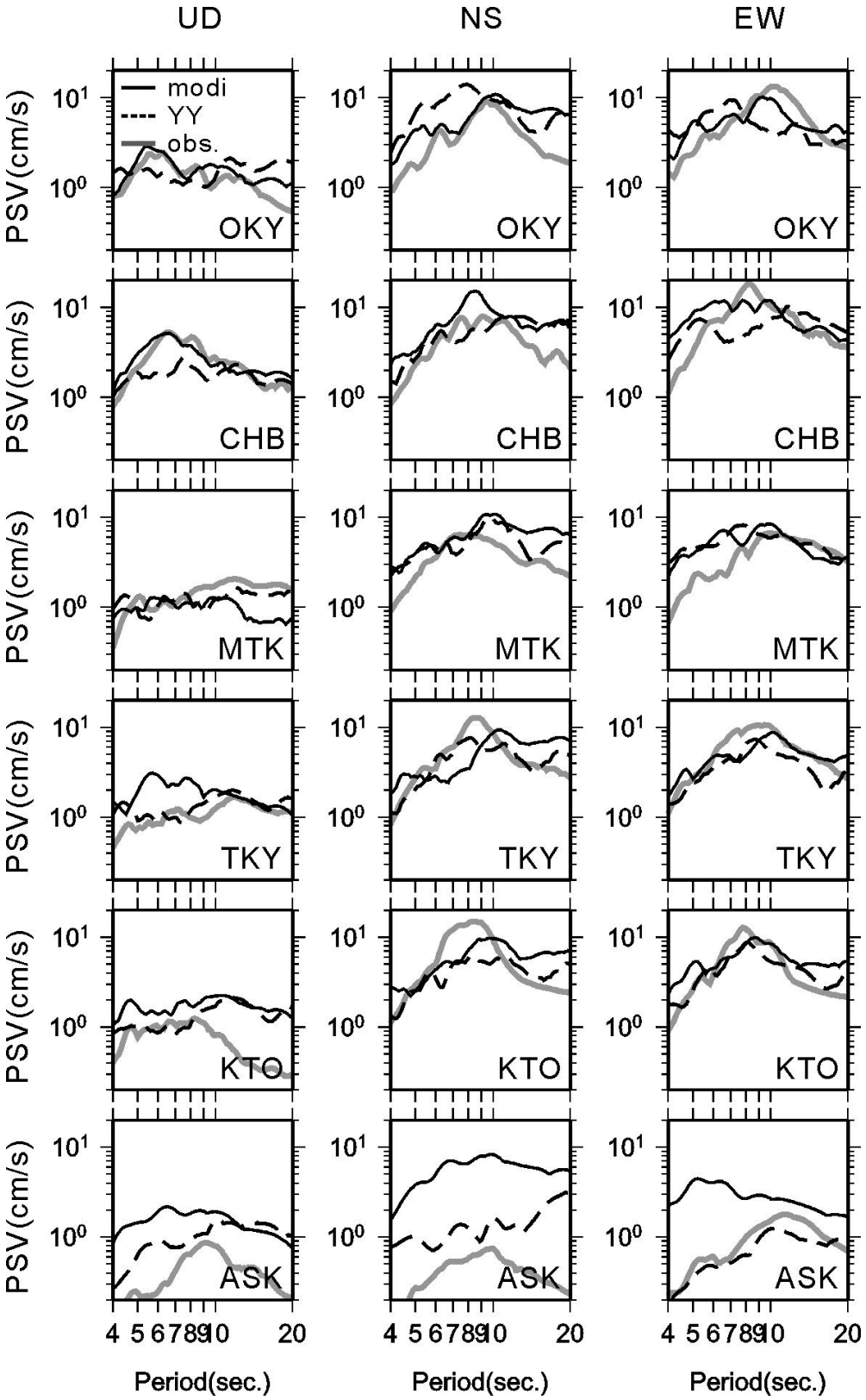

図 B.2. 1990 年伊豆半島近海地震の観測記録および，修正モデルと YY モデルによるシミュレーション結果による 5%減衰による応答スペクトル(つづき).