

## 活断層地域における地殻不均質構造の推定

—2004年新潟県中越地震の序報的解析も—

西上 欽也 (京大防災研)・Anshu Jin (地震予知振興会/防災科研)

### 1. はじめに

近地地震のコーダ波は地殻・上部マントル内部の不均質構造による散乱波と考えられ、直達波を用いた解析よりも広域の媒質特性を抽出することができる。最近では、高密度観測網データを用いて地震波散乱強度の三次元分布を推定するインバージョン解析が行われ、その有効性が示されている (Nishigami, 1991, 1997, 2000 ; Asano and Hasegawa, 2004)。本研究では、防災科研 Hi-net データを用いて、日本全域 (の主要な活断層地域) における地殻・上部マントルの短波長不均質構造を系統的に推定し、その地域性および地震発生域における特徴的構造の抽出等を目指す。

### 2. 解析方法

解析には Nishigami (1991) の方法を用いた。まず、地震観測網で得られるコーダ波エンベロープに対して、一次等方散乱モデルの仮定により期待されるエンベロープからの揺らぎの時間空間分布を算出して観測量とする。それらに対応する地震波散乱強度の揺らぎ (解析領域内における相対的な散乱係数) の三次元空間分布について、両者を関係づける観測方程式をインバージョンにより解いて推定する。

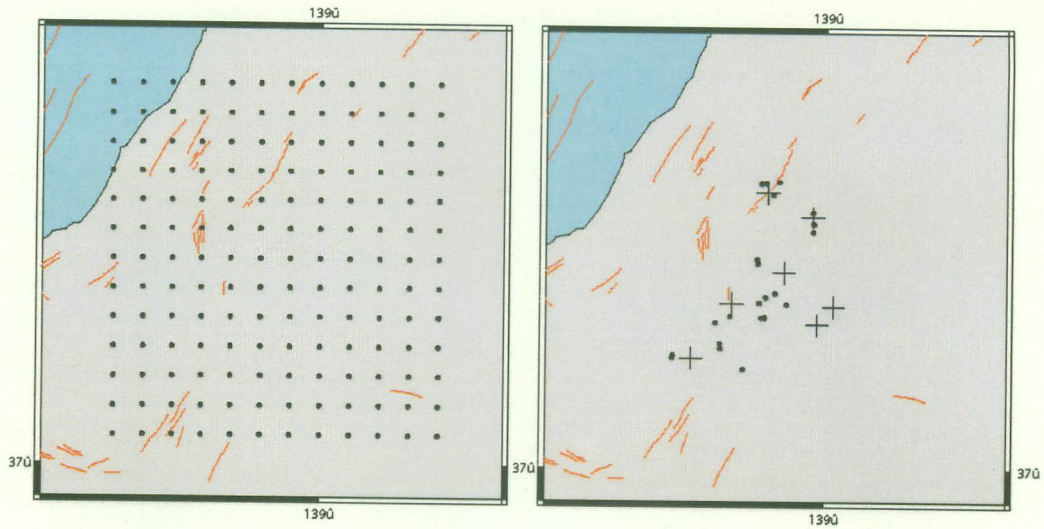
### 3. 活断層周辺における地殻不均質構造の特徴

これまでの研究では、サンアンドレアス断層、山崎断層、跡津川断層、野島断層、福井地震断層、鳥取県西部地震震源域等において、活断層や震源断層あるいはサイスミシティの高い領域と散乱強度の高い領域が対応すること、および M6-7 クラス地震の主要な破壊域では相対的に散乱強度が低いこと、等が示されている。散乱波のインバージョン解析により、活断層の深部不均質構造の推定のみならず、地震破壊に関する特性の推定が可能となると考えられる。

### 4. 2004年新潟県中越地震の震源域における不均質構造の推定 (序報)

図1に示す約70km四方を解析領域とし、この範囲内(中心部の約30km四方)に分布するHi-net、気象庁観測点および京大・九大合同臨時観測点の計7点、30地震(2004.11.01-11.07, 3.0<M<5.5)、合計138の地震波形トレースを解析に用いた。波形には7-15Hzのバンドパスフィルターをかけ、解析領域を水平、深さ方向、各5kmのブロックに分割し、走時計算にはこの地域の水平成層速度構造を用いた。得られた散乱強度分布を図2、3に示す。今回の地震発生域の地殻内部において地震波散乱強度が大きいことが分かる(図3)。今のところデータ数が少なく、解の分解能が十分でないものの、本震(M6.8)の震源付近で散乱係数が相対的に大きいことが推定された。今後、データを追加して解の分解能を高め、震源域の詳細な不均質構造と地震発生との関係(例えば、M6クラス余震の発生に伴う散乱構造の変化、等)を推定する。

解析には防災科研Hi-net、気象庁の波形データ、および京大・九大合同臨時観測による波形データ、JHD震源データを使用した。記して感謝する。



Analysis area:  $60 \times 65 \times 60 \text{ km}^3$   
 Blocks: 1,872, Size:  $5 \times 5 \times 5 \text{ km}^3$

Stations: 7  
 Events: 30 ( $3.0 < M < 5.5$ )

図1 2004年新潟県中越地震の震源域を含む解析領域 ( $60 \times 65 \times 60 \text{ km}^3$ )、および解析に用いた7観測点 (+)、30地震 (•) の分布。

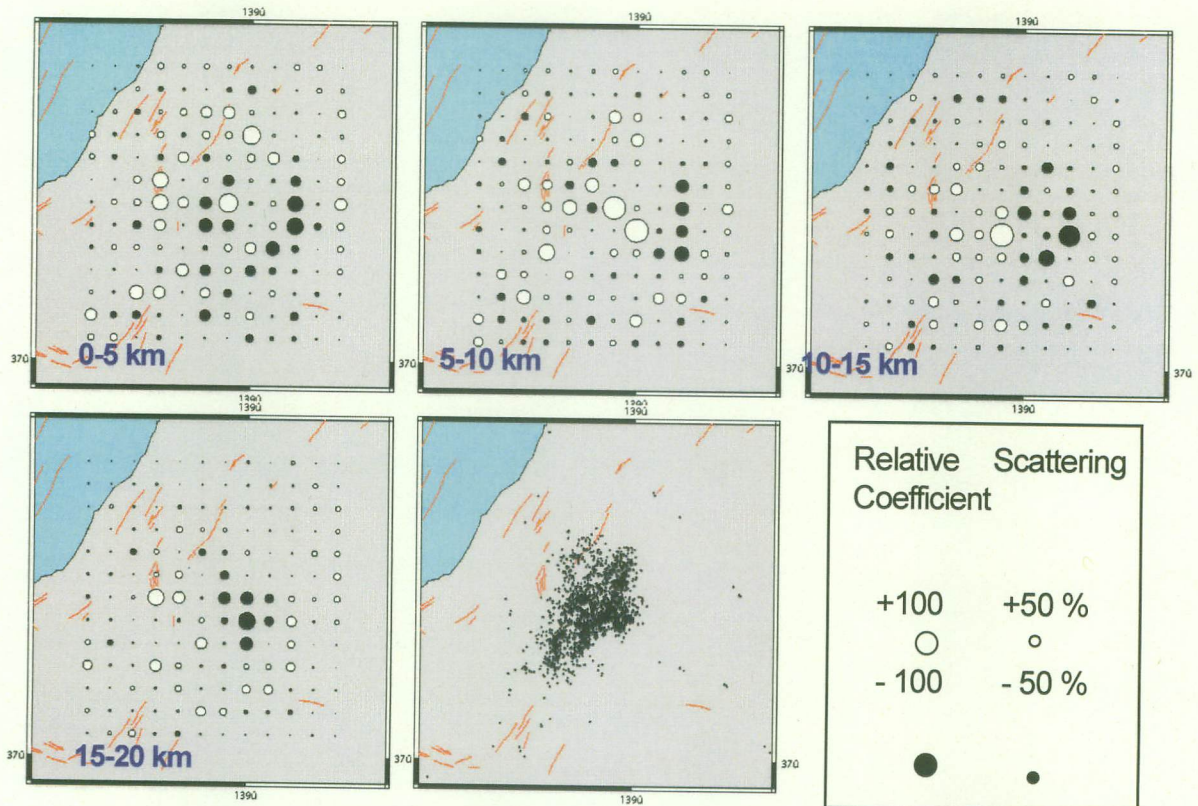


図2 解析領域内における相対的な地震波散乱係数の分布 (深さ 0-5km~15-20km)。○は平均よりも散乱係数が大きく、●は平均よりも小さい。JHD法による震源分布 (2004.10.23~11.05、京大・九大合同観測による) も合わせて示す。

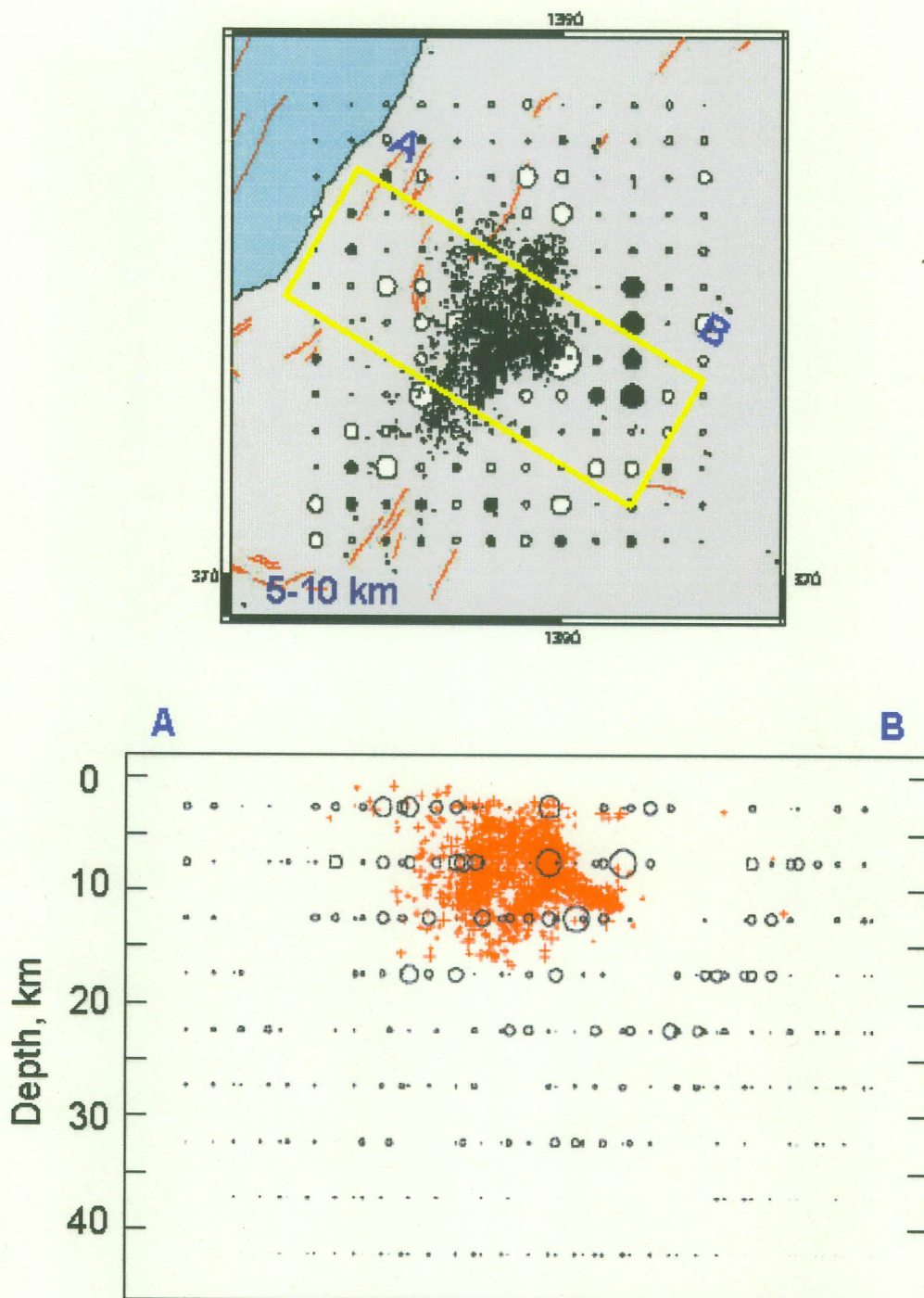


図3 矩形領域の範囲についての散乱係数および地震 (+) の深さ断面図。

## 5. 小平尾断層における断層トラップ波の観測 (震源アレイ解析)

2004年新潟県中越地震の発生に伴い撓曲変位の認められた小平尾断層において断層トラップ波を検出し、震源断層に関する地震学的な調査を行うために、断層直上 (HRK1) および約 1km 離れた岩盤基準点 (HRK2) において地震観測を行った (図4)。



図4 小平尾断層における断層トラップ波の観測。HRK1：断層直上、HRK2：岩盤基準点。

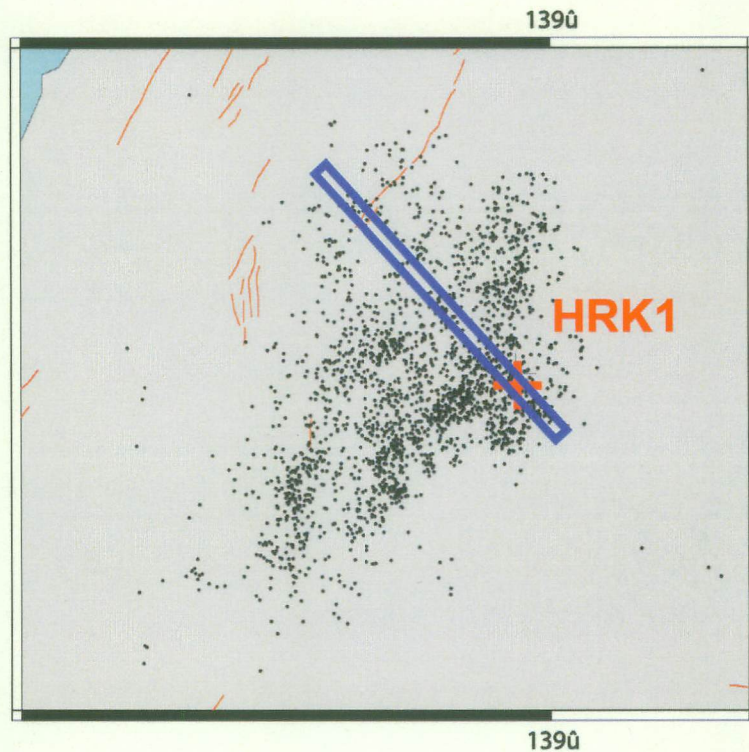


図5 震源アレイ解析に用いた地震の範囲 (N40° W 方向)。

震源アレイ解析の例を図6に示す。HRK1 から北西約 2・4km の震央位置の地震に対して断層トラップ波と考えてもよさそうな波群が見える (図の枠内)。解析に用いる地震分布を回転することにより、震源位置とトラップ波生成の関係を検討して、断層トラップ波の同定が可能となる。また、2観測点間の直達波走時の差を利用することにより、震源精度を補い、解析の精度を高めることができる。

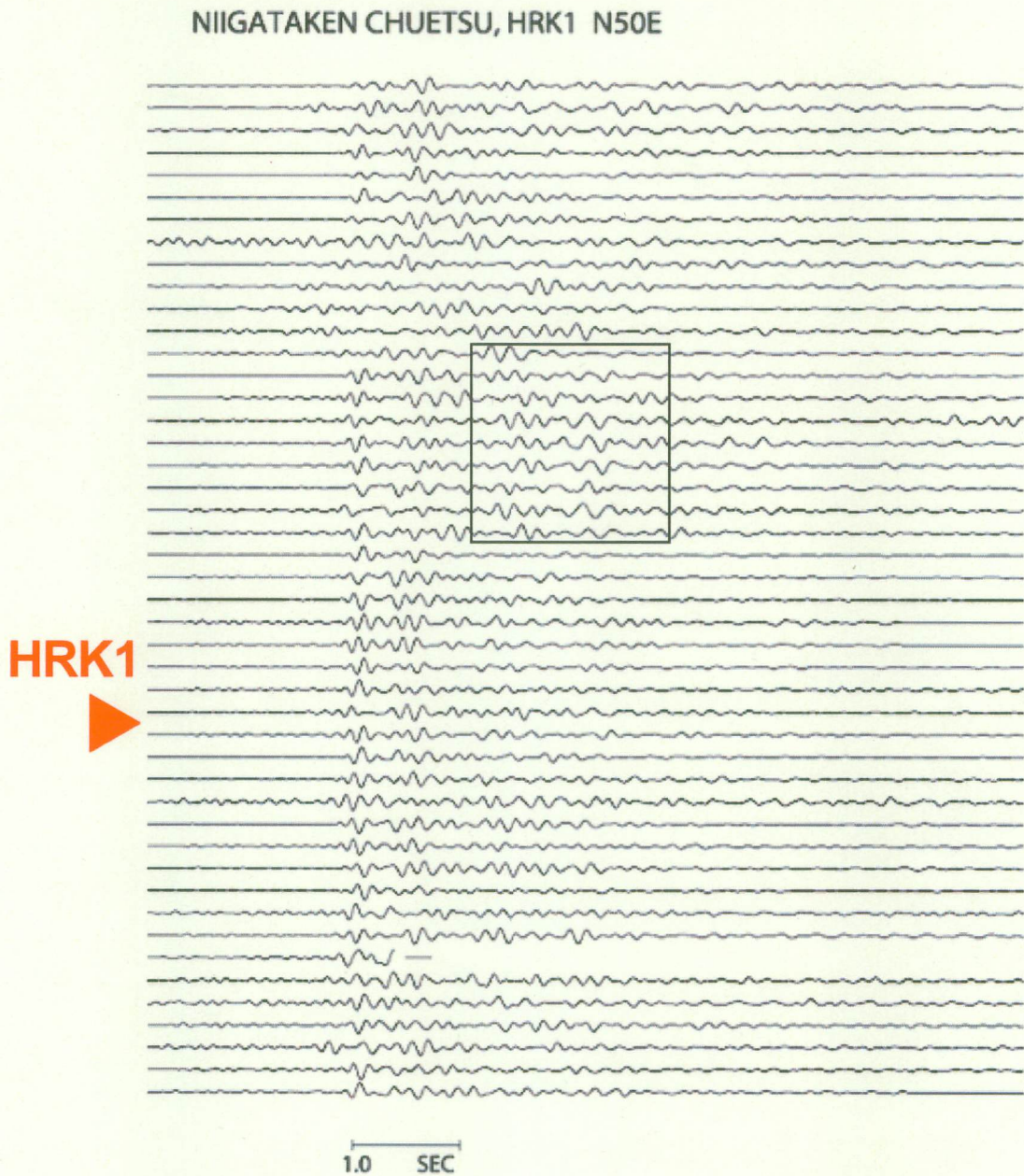


図6 HRK1における波形の例 (小平尾断層にほぼ平行な N50° E 成分)。図5の矩形領域内の地震について、上から下へ、震源位置 (北西~南東方向) の順に並べた。1・9Hz バンドパスフィルターをかけ、S波の位置でそろえた。

## 地震波散乱からみた東北日本の地殻不均質構造

浅野陽一（防災科学技術研究所）

1：はじめに 東北日本弧の内陸地殻内で発生する浅発地震は、主に沈み込む太平洋プレートから受ける東西圧縮応力によって発生していると考えられているが、その活動度は空間的に一様ではなく、脊梁山地に沿った帯状の領域で高い。Asano et al. (2004) によると、この帯状の領域の南端に位置する宮城県北部地域では、活火山や 1962 年宮城県北部地震 (M 6.5) の震源域から下部地殻へと伸びる散乱係数の高異常域が存在すること、また、この高異常域が地震波速度構造から推定されている流体の供給経路 [Nakajima and Hasegawa (2003)] と空間的にきわめて良く一致していることが指摘されている。この結果は、地殻内の流体分布に関連した短波長不均質構造が散乱係数の高異常域としてイメージされ得ることを示唆している。このような流体の分布と地震活動や地表変形などとの関係を明らかにするためには、より広域にわたって散乱係数の分布を調べることが重要である。そこで我々は、東北日本のほぼ全域にわたる散乱係数の分布を微小地震記録のエンベロープ解析によって調べた。

2：データ・解析 東北脊梁山地合同観測の臨時観測点と東北大学、気象庁、および防災科研の定常観測点によって観測された記録波形を解析に使用した。ここでは、1997 年～2003 年にかけて東北地方で発生した浅発微小地震の中から 809 個の地震を選び出し、これらの地震を 237 点の観測点で記録した 3408 組の 3 成分記録から観測エンベロープを合成した。具体的には、バンドパスフィルタ（通過帯域：4-8 Hz）を通したそれぞれの成分の記録から 3 成分自乗振幅記録を合成し、互いに重ならない幅 1 秒のタイムウィンドウ内で平均したものを観測エンベロープとして使用した。この観測エンベロープの形状をよく説明するような散乱係数の空間分布をインバージョン [Asano and Hasegawa (2004)] によって推定する。本研究では、計算機の能力やインバージョンの性質を考慮して、東北日本全域の散乱係数分布を同時に推定せず、互いに重なるように配置した 12 の計算領域内で散乱係数分布をそれぞれ推定した。それぞれの計算領域には、水平方向に 7.5 または 15 km、深さ方向に 6 または 12 km 間隔で設定した 2471 個のグリッドを配置し、このグリッドでの散乱係数をモデルパラメーターとした。インバージョンの際に仮定した各種パラメーターや採用した初期モデルは、Asano et al. (2004) と同じものを使用した。初期モデルから 3 回のモデルパラメーター修正を行った結果、重みつき残差二乗和は初期モデルに対して約 12～72 % 減少し、解はほぼ収束した。

3：結果と考察 12 の計算領域についてそれぞれ推定された散乱係数の空間分布を、重み平均によって合成した結果を示す [図(a)]。それによると、散乱係数は前弧側の北上地域で小さく、脊梁山地周辺や背弧側では大きい。特に、散乱係数が  $0.01 \text{ km}^{-1}$  を超えるような顕著な高異常域は、(1) 岩手山・秋田駒ヶ岳周辺、(2) 栗駒山・鳴子周辺、といった活火山の周辺や、(3) 1962 年宮城県北部地震の震源域から長町 - 利府断層周辺にかけて分布する。また、(4) 横手盆地東縁断層帯周辺や、(5) 鳥海山周辺でも散乱係数はやや大きい。こうした高異常域は、主として火山や断層などに関連した不均質構造を見ているものと考えられるが、必ずしもすべての活断層周辺で散乱係数が高いわけではない。高異常域は、活断層の分布よりもむしろ、地震活動が活発な領域と空間的に良く対応しており、その特徴は脊梁山地のほぼ全域にわたって顕著である。冒頭で述べた

宮城県北部の場合と同様な不均質構造を考えると、本研究で推定された散乱係数の分布は、脊梁山地に沿った地震活動域の殆どいたるところでその直下に水が分布することを示唆している。そのような水が地殻物質を軟化させるとすれば、その水の分布によって地殻が非一様に変形する可能性がある [たとえば、長谷川・他 (2004)]. GPS データの解析結果 [佐藤・他 (2002)]によると、歪速度の東西成分の大きな領域は主に脊梁山地周辺や 1962 年宮城県北部地震の震源域から長町 - 利府断層周辺にかけて分布し [図(b)], それらは散乱係数の大きな領域と空間的に良く対応している。こうした対応関係は、スラブ起源の水が地殻物質を軟化させることによって歪集中や活発な浅発微小地震活動を引き起こすという長谷川・他 (2004) のモデルを支持する結果の一つと考えられる。

[参考文献]

Asano and Hasegawa (2004), *J. Geophys. Res.*, 109, B06306, doi:10.1029/2003JB002761.  
 Asano et al. (2004), *Geophys. Res. Lett.*, 31, L24615, doi:10.1029/2004GL021261.  
 長谷川・他 (2004), *地震* 2, 56, 457-469.  
 Nakajima and Hasegawa (2003), *J. Vol. Geotherm. Res.*, 127, 1-18.  
 佐藤・他 (2002), *地震* 2, 55, 181-191.

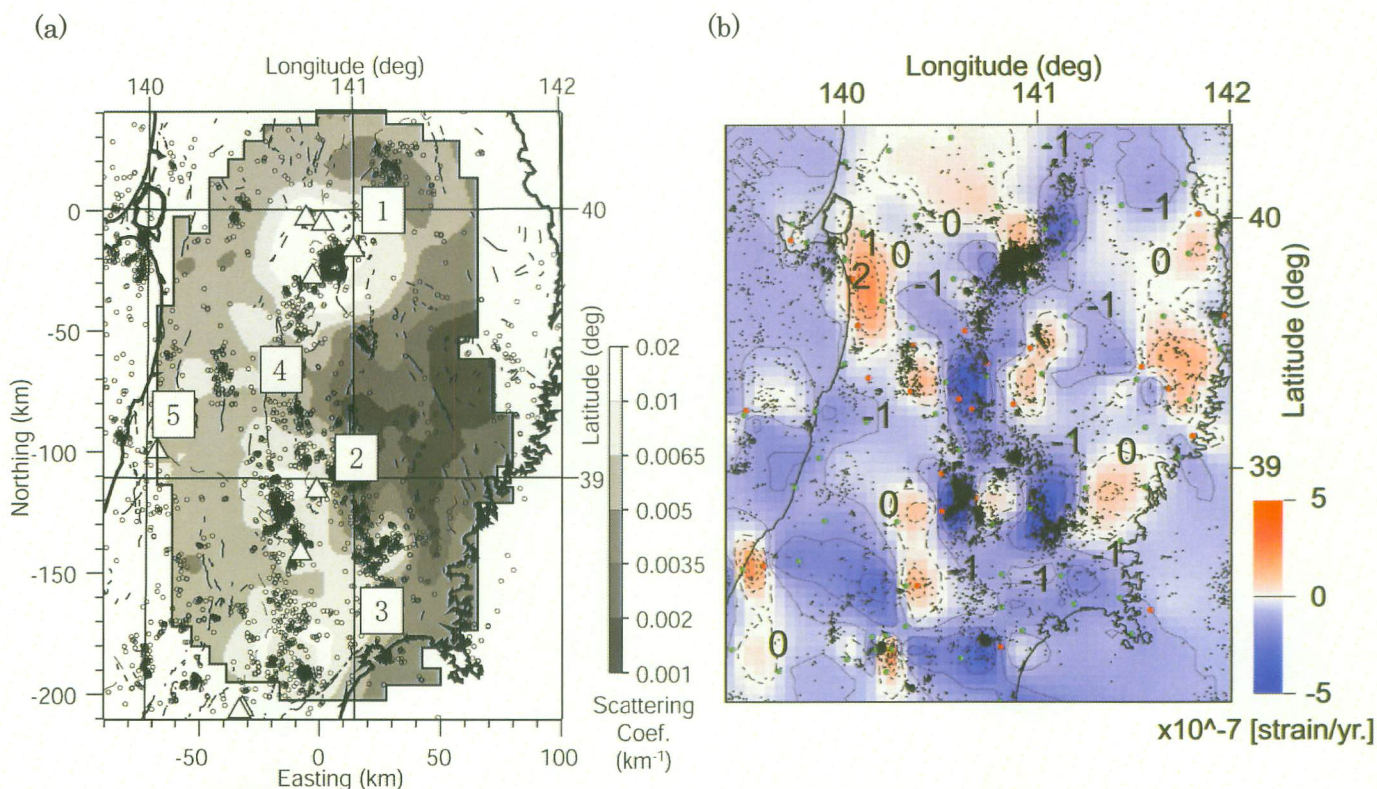


図. (a) 深さ 12 km における散乱係数. グレースケールは散乱係数の大きさを表す. 1997 年 10 月から 2003 年 5 月にかけての期間に発生した  $M 1.5$  以上の地震の震央を丸印で示す. また、活火山と活断層を三角印と細い実線でそれぞれ示す. 図中に示した数字は、本文中で指摘した散乱係数の高異常域のおおよその位置を表す. (b) GPS 観測による 1997 年から 2001 年までの期間の平均歪速度 (東西成分). カラースケールは歪速度を表す. コンター間隔は  $10^{-7}$  strain/year.

# 東北日本弧の減衰構造と強震動

西條 裕介(神戸大学大学院・自然科学)・笈 楽磨(神戸大・理)

## 1. はじめに

東北日本弧では、地殻浅部からマントルウェッジに至る深さにおいて、火山フロントに沿って低 Q 値領域が存在することが指摘されている(例えば[中村・植竹(2004)]図1)。このような島弧下の減衰構造が regional な強震動分布に与える影響を見るために、K-NET, KiK-net の強震記録の解析を行った。

## 2. データの解析

主に、2003年5月26日の宮城県沖地震(Mj=7.1,スラブ内)の強震記録を以下の観点から解析した。

- ・強震動の空間分布(最大加速度、最大速度、周波数別速度)
- ・直線状の観測点アレイで波形を見る
- ・距離減衰式との比較
- ・スペクトルの空間分布

さらに東北地方で発生した他の地震の強震記録を用いて

- ・震源位置による強震動分布の違いの検討
- を行った。

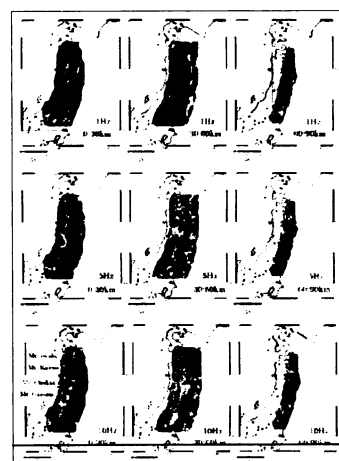


図1 中村・植竹(2004)による周波数別

3次元 Qs 構造

0.1-2.0Hz

2.0-10.0Hz

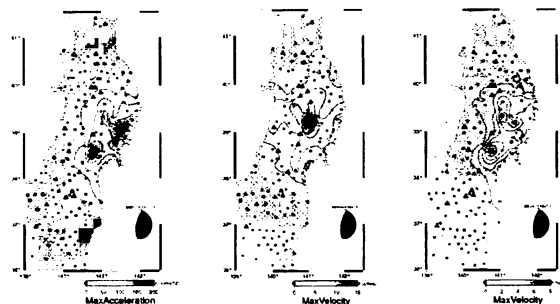


図2 KiK-net 地中記録(EW成分)による最大加速度分布

図3 KiK-net 地中記録(EW成分)による周波数別最大速度分布(0.1-2.0Hz,2.0-10.0Hz)

## 3. 解析結果

<強震動の空間分布>

2003年宮城県沖地震のKiK-net観測点(地中)最大加速度分布(図2)を見ると、震央を中心とする同心円状には分布せず、火山フロントの前弧側で振幅が大きく、背弧側に行くとき急速に振幅が減少している。また、周波数別最大速度分布(図3)を見ると、低周波域では大振幅の領域が背弧側にも広がっているのに対し、高周波域では大振幅の領域は前弧側に限定されている。

<直線状の観測点アレイで波形を見る>

図4のように4本の測線を取り、K-NET加速度波形の震央距離プロファイルを示す。前弧側を通るline01,line03に比べ、火山フロントを横切るline02,line04は火山フロントの辺りを境に背弧側で振幅が劇的に小さくなっており、火山フロント下の低Q値領域により高周波数成分の振幅が著しく減少したことを示唆している。

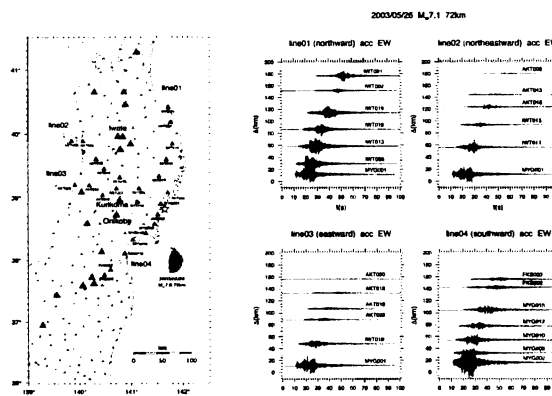


図4 2003年宮城県沖地震によるK-NET加速度波形の震央距離プロファイル



<距離減衰式との比較>

図5には、司・翠川(1999)のスラブ内地震に対する距離減衰式による最大加速度の予測値と2003年宮城県沖地震の際の観測値の比較を示す。前弧側(○)のデータの大部分は距離減衰式による予測値の標準偏差内に収まるが、背弧側(●)のデータの大部分は予測値の標準偏差を超えて系統的に振幅が小さい。

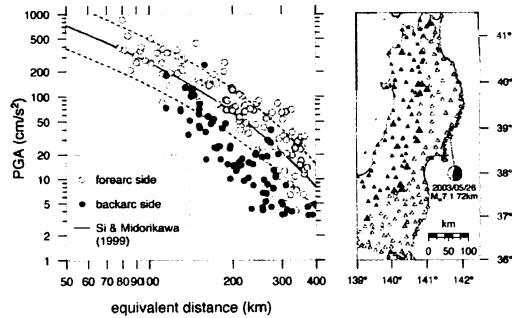


図5 司・翠川(1999)の距離減衰式による最大加速度の予測値と2003年宮城県沖地震による最大加速度の観測値の比較

<スペクトルの空間分布>

図6に2003年宮城県沖地震のKiK-net地中記録(S波部分10秒間)の加速度スペクトルのフーリエスペクトルを示す(細線:前弧側観測点、太線:背弧側観測点)。1Hzよりも高周波数領域において、背弧側の記録の振幅が前弧側のそれよりも目立って小さくなっていて、右下がりのスペクトル形状になっていることがわかる。

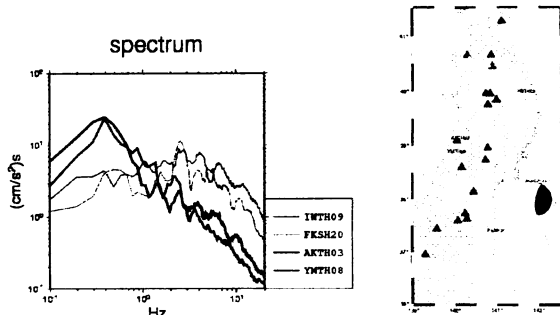


図6 2003年宮城県沖地震によるKiK-net地中加速度波形(EW成分, S波部分10秒間)のフーリエスペクトル。前弧側(細線)の観測点と背弧側(太線)の観測点の違い。

<震源位置による強震動分布の違いの検討>

震源位置による強震動分布の違いを検討するために、1997年10月27日の地震(Mj=5.0, 火山フロント下, 震源深さ約121km)によるK-NET記録を解析した。最大加速度は前弧側と背弧側で大きく、間の火山フロント沿いで小さいという特異な空間分布を示す。火山フロント上の観測点(AOM014)と前弧側の観測点(IWT007)の加速度スペクトル(EW成分, S波部分5秒間)を比較すると、3Hzより高周波で火山フロント上のAOM014の振幅が際立って小さくなっていることがわかる。これらは火山フロント下の低Q値領域による高周波地震波の減衰を強く示唆する。

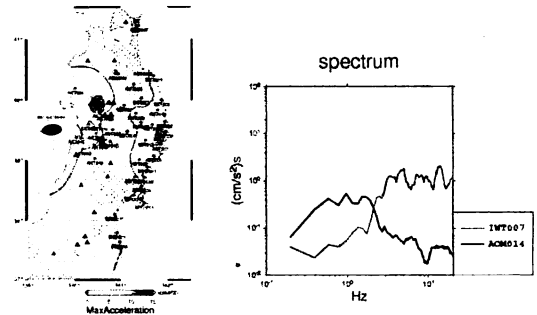


図7 左:1997年10月27日の地震(Mj=5.0)のK-NET加速度記録の最大振幅分布。右:火山フロント上の観測点(太線)と前弧側の観測点(細線)の加速度スペクトルの比較。

4. まとめ

2003年宮城県沖地震他による強震データを解析した結果、火山フロントを境に背弧側で高周波地震動が減衰している傾向が系統的に見られることを示した。火山フロント下の下部地殻から上部マントルにかけての低Q値領域がこの地域のregionalな強震動分布に強く影響を与えたと考えられる。

謝辞

解析には防災科学研究所(K-NET, KiK-net, F-NET)の記録, 気象庁一元化震源データを使わせていただきました。記して感謝いたします。

# 不均質プレート内の高周波の散乱・トラップと異常震域の形成

古村孝志（東大地震研）・BLN Kennett（オーストラリア国立大）

## 異常震域と宇津モデル

太平洋プレートの深発地震では、関東～東北～北海道の太平洋側の広い範囲で震度が大きくなる「異常震域」が出現することがよく知られている。たとえば、2003年11月12日の紀伊半島南東沖の地震（ $h=369\text{km}$ ,  $M_w6.4$ ）では、震央に近い和歌山が無感であったにも関わらず、震央から400kmも離れた東京が震度4の強い揺れに見舞われ、有感の範囲は1000km以上にわたって日本列島の太平洋側を縦断した。

異常震域の成因は、1900年代前半の近代地震観測の当初からずっと議論されてきた（Hasegawa, 1918; Ishikawa, 1926ab; Wadati, 1928; Ishikawa, 1930）。Utsu(1966;1967)は、日本弧の下に深発地震が発生する dipping seismic zone（地震帯）が存在すること、そして地震帯（沈み込みプレート）では地震波の減衰が小さく、地震の起きない周囲の部分（マントル）では減衰が大きいというモデル（宇津モデル）を提唱した。Utsu and Okada (1968)は、火山フロントを境に前弧と背弧で1～4にもなる震度差を説明するために、プレートのQ値は周囲のマントルよりも10倍以上大きいことを示した。

本研究では、この高Q値がプレート内の散乱体で高周波が強く前方散乱することにより起きていることを示す。すなわち異常震域の生成は、高周波地震動がプレート内の横長の散乱体を全反射しながら遠方までよく伝わることを表している。

## 異常震域と広帯域波波形

深発地震の地震波形を詳しく眺めると、低周波数（ $f<0.25\text{Hz}$ ）の先駆波の後に、震度に関係する高周波（ $f>2\text{Hz}$ ）の大震幅の後続相が遅れて到来することがわかる（たとえば、Iidaka and Mizoue, 1991; Abers, 2000）。また、高周波後続相は何分以上にもわたる長いコーダを伴っている（図1）。いったい、高周波はどこで低周波と分離し、また長いコーダを生成したのであろうか。

このような波形の特徴は、地震波がプレート内を長く伝播した時によく見られ、たとえば南アメリカのナスカプレート（Snoke, Sacks and Okada, 1974; Martin et al., 2003）、バヌアツ地域（Chiu et al., 1985）、ニカラグアのココスプレート（Abers et al., 2003）、そしてマリアナ盆地（Ouchi, 1981）な

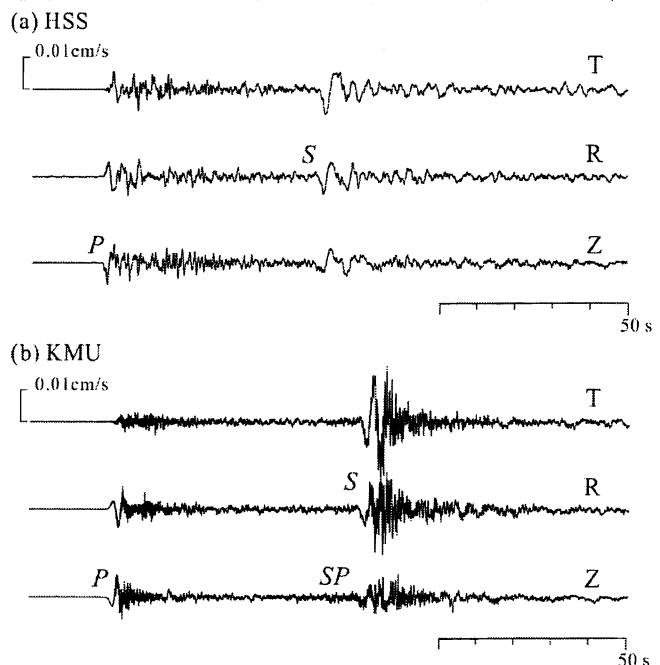


図1 深発地震の広帯域波波形の例（2002年2月2日のウラジオストックの地震）。(a)背弧側(HSS 札幌)と(b)前弧側(KMU 上杵臼)の3成分速度記録。

どでも同様の報告がある。

高周波後続相の成因とその到着遅れの原因として、プレート上面にある低速度の海洋性地殻の存在がこれまで議論されている(Abers 2000; Abers et al., 2003; Martin et al., 2003)。薄い低速度層内にトラップされた高周波は、海洋性マントルを伝わる初動よりも到達が遅れ、また低速度層内を多重反射するにつれて波群が次第に延びることが期待されるからである。現に、西南日本に沈み込むフィリピン海プレートの海洋性地殻内の浅い( $h < 60\text{km}$ )地震では大振幅の後続相が明瞭に見られることがよく知られている (Fukao et al., 1983; Hori et al., 1985; Oda et al., 1990)。

しかしながら、このモデルを深さ 200~500km で起きている太平洋プレートの深発地震にそのまま当てはめるには無理がある。プレートの沈み込みに伴って脱水した海洋性地殻は高速化するためである。プレート上面での SP 変換波の研究などから、東北日本下に沈み込む太平洋プレートの海洋性地殻はせいぜい 110~160km までしか低速度を保持しないと考えられる (Matsuzawa et al., 1987)。

このほかにも、沈み込むプレート内の境界面での反射 (Snoke et al., 1974) やプレート

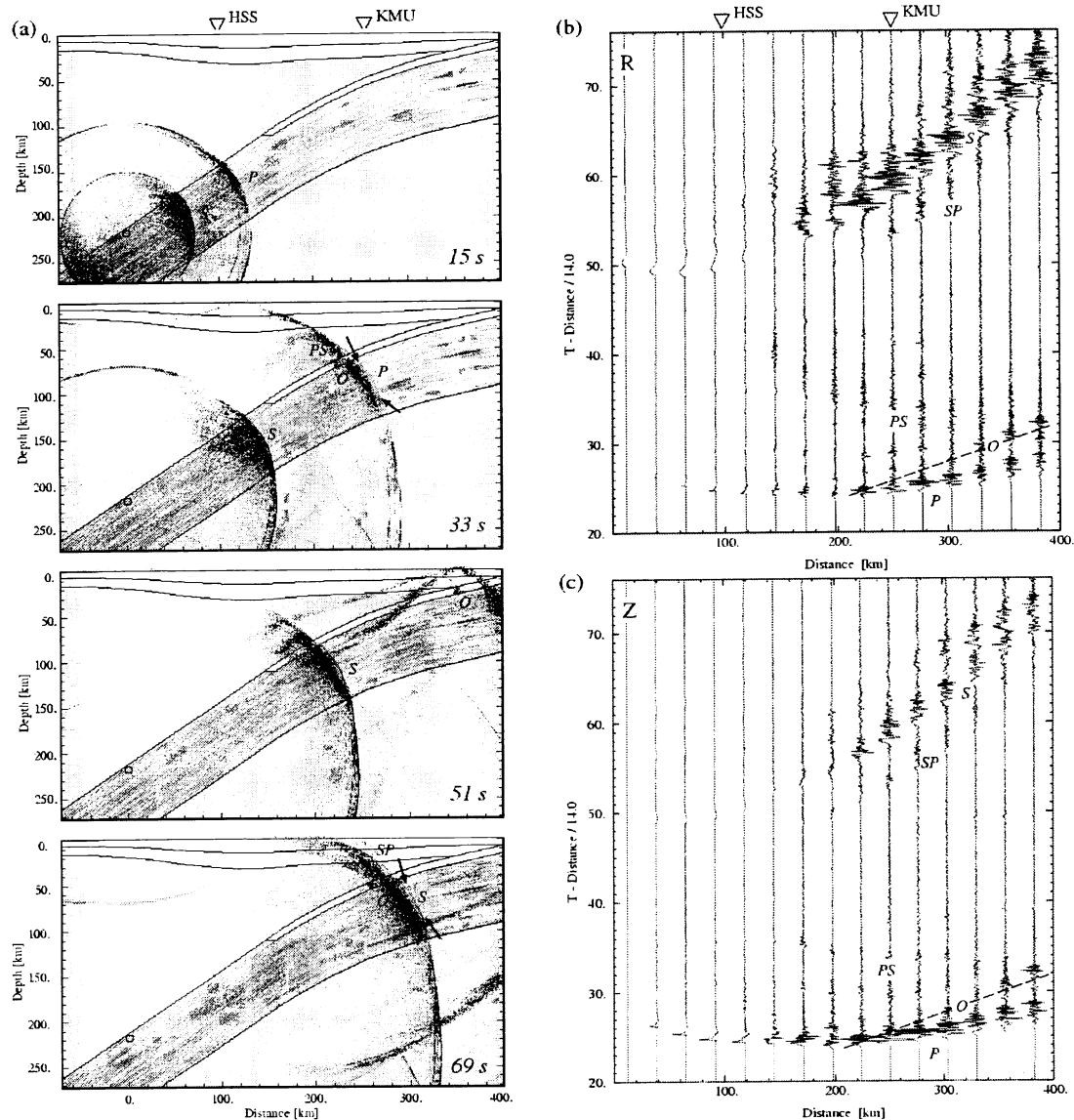


図2 不均質プレート内を伝わる地震動の FDM シミュレーション結果。(a)波動伝播のスナップショット、(b)地表観測点の地震動 Radial 成分, (c)上下動成分。低周波先駆波を矢印で、また海洋性地殻トラップ波を O 印で示す。

内部の境界面を伝わる屈折波 (Iidaka and Mizoue, 1991) などの別のモデルも議論されてきたが、いずれも高周波の長い後続相の成因を十分に説明することはできない。

### 不均質プレートによる高周波の散乱とトラップ

本研究ではプレート内に強い不均質性が存在し、高周波が強く散乱されることにより長い後続相ができるという、全く新しいプレートモデルを考える。陸の下部地殻の物性値には強いランダム揺らぎが存在することが議論されており (Nielsen et al., 2003)、海洋性プレートにもこれと同様の現象が期待されるからである。散乱体の大きさは長周期地震動 ( $f < 0.25\text{Hz}$ ) の伝播には影響を与えないよう、十分に小さいことが必要である。また、揺らぎの相関距離は前述の研究に習い、水平方向に長く、厚み方向には短いものを考える。

北海道下の島弧を北西 400km、深さ 280km の範囲に選び、この 2 次元断面を 60m の細かな格子間隔でモデル化し、高周波 ( $f < 18\text{Hz}$ ) 地震動の波動伝播を FDM 計算により評価した。各種のプレートモデルを用いた計算と広帯域波形記録との比較から、プレート沈み込み方向に 10km、厚さ方向に 0.5km の相関距離を持つ、標準偏差が 2% の不均質揺らぎを持つフォン・カルマン型のモデルが観測を良く説明することがわかった。計算から求められた地震波形は、低周波の先駆波の分離と長い高周波後続相をよく再現できた (図 2)。

不均質プレート内の高周波伝播のメカニズムは次の通りである。高周波地震動は、プレート内の扁平な散乱体で広角反射 (前方散乱) を繰り返し、プレートに沿って遠地までよく伝わる。これに対して、波長の長い低周波地震動は波長に比べてずっと小さな散乱体をすり抜ける (Tunneling; Fuchs and Shulz, 1976) ため、プレートを高速度で伝わる。このため、前弧側の観測点では低周波の先駆波の後に高周波の主要動が分離して到着する。二つの相の分離時間はプレートの湾曲形状と観測点の位置関係により決まる。

プレート内の媒質揺らぎが等方的な場合には上記のような低周波/高周波の分離は起きない。また、散乱が全方位に強く起きると高周波地震動は高速度のプレートから周囲のマントルへと散逸するために距離減衰が大きくなる。

### 地球シミュレータによる異常震域の再現：

最後に 3 次元 FDM シミュレーションにより、前述の紀伊半島沖の地震を再現した。中部日本の  $512\text{km} \times 1024\text{km} \times 480\text{km}$  の領域を水平 0.5km、深さ 0.25km の格子でモデル

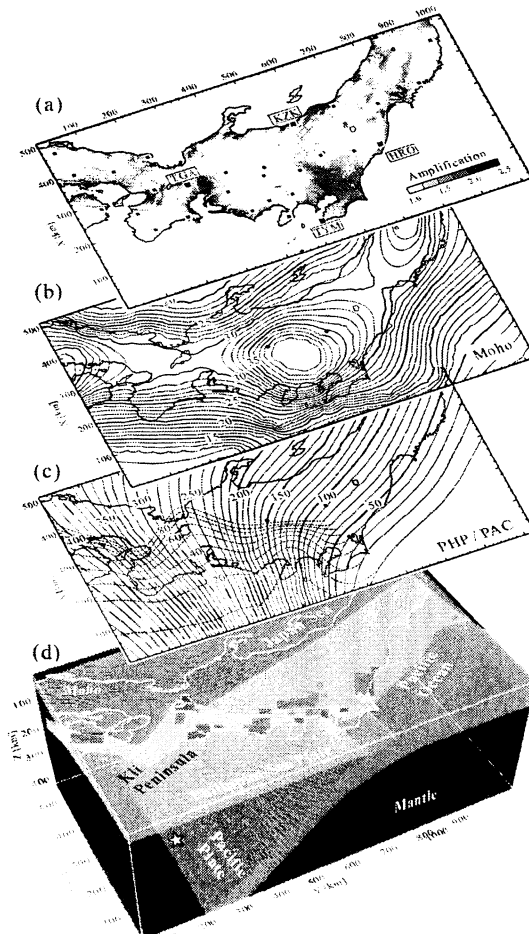


図 3 中部日本の 3D シミュレーションモデル。(a)表層地盤増幅係数、(b)モホ面深度、(c)プレート上面の深度、(d)モデル鳥瞰図。

化し (図 3)、地球シミュレータを用いて 3 Hz までの波動伝播を評価した。震源はダブル・カップル型の点震源 (Yamanaka, 2003) で近似し、計算波形に対して Nakamura and Miyatake(2000)の震源時間関数をコンボリューションすることにより、Mw6.4 のプレート内地震の加速度波形と計測震度を求めた。計算結果には表層地盤の増幅係数 (図 3 a) を乗じた。

各種のプレートモデル (プレートあり・なし、不均質性あり・なし) を用いて FDM 計算を行い、震度分布を比べた。まず、プレートが無い (すなわち、高減衰のマンテルウエッジもない) 場合には、震央付近に震度 2 の揺れが現れ、震度分布はほぼ同心円状になった (図 4 a)。関東や名古屋の飛び地で震度が大きくなったのは、軟弱な表層地盤の増幅による。次に、High-Q プレートと Low-Q マンテルウエッジをモデルに組み込んだ場合には、地震波がプレートに沿って関東から東北にかけて良く伝わり、南関東に震度 3 の領域が移動してきた (図 4 b)。また背弧側 (日本海側) の震度の減衰が大きくなり、異常震域の形状が強められた。最後に、プレートの物性値に適切な不均質ゆらぎを与えると、プレートに沿って東北地域に大きな震度の範囲が延び (図 4 c)、観測 (図 4 d) をよく説明できるようになった。

#### おわりに

宇津モデルの High-Q プレートは、プレートの内部減衰 (intrinsic Q) よりも、むしろ散乱による減衰 (scattering Q) の影響が大きいのである。このことは、東北や北海道の前弧側の地震波解析で求められた、 $Q_s$  値が高い周波数依存性を持つ ( $Q_s=100f^{1.0}$ ; 佐藤・巽, 2002 など) ことから伺い知ることができる。

これまでの強震動シミュレーションではこのような Q 値とその周波数依存性を intrinsic Q モデル (たとえば Graves, 1996) に一緒に組み込むのが一般である。しかし、実体波や表面波の振幅だけでなく後続相を含む高周波地震動を正しく評価するためには、不均質と散乱の影響の正しい評価と、この効果をモデルに正しく組み込んだ高精度の計算が必要である。

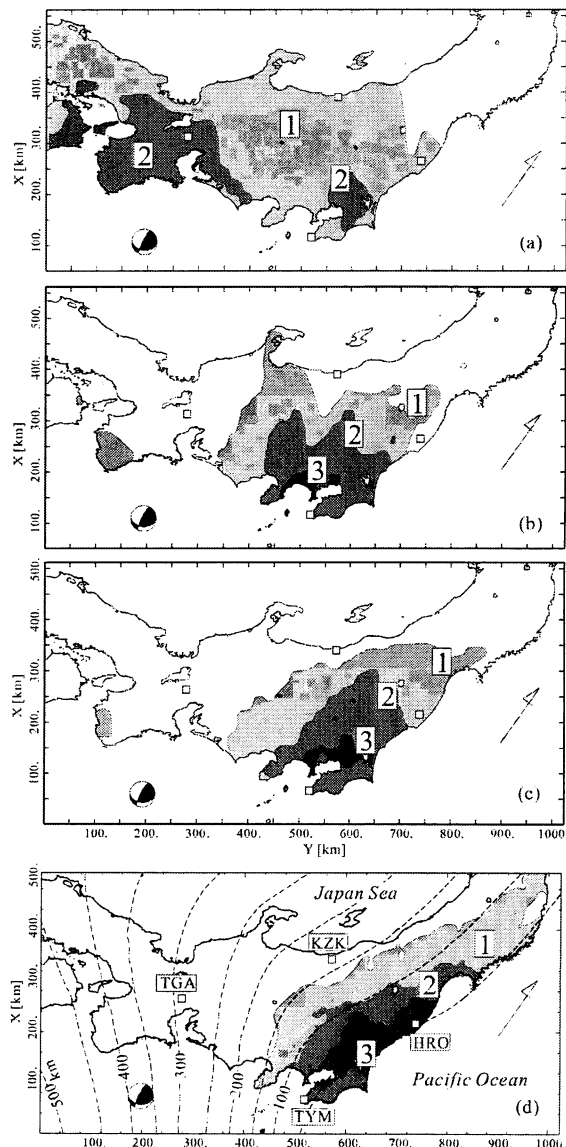


図 4 FDM シミュレーションにより求められた 2003 年 11 月 12 日の紀伊半島沖の地震の計測震度分布。(a)プレートなし、(b)プレートあり、(c)不均質プレート、(d)観測された震度分布。点線は太平洋プレート上面深度。

[深発地震 P 波形の異常]

上部マントル遷移層に低温のスラブが停滞することにより、地震波速度が速くなり、negative Clapeyron slope により 660 km の不連続面（相転移の深さ）が下降することは '80 年代に予測されていた（Ringwood and Irifune, 1988）が、'90 年代には、地震波走時トモグラフィーモデルにより、千島から日本の沈み込み帯にかけて沈み込んだリソスフェアが、上部マントル遷移層（深さ約 410~660 km）でほぼ水平に変形し停滞しているイメージが鮮明に捉えられた。これらは、スタグナントスラブ\*とよばれている。その後、波形解析により、スタグナントスラブに対応する高速度異常は遷移層下部（500km 以深）にあり、660 km の不連続面の下降を伴うことも検証された（層構造モデル M3.11; Tajima and Grand, (1995, 1998) 参照）。この稿では、スタグナントスラブを直接 強くサンプルした波形\*\*から示唆される構造的不均質について報告する

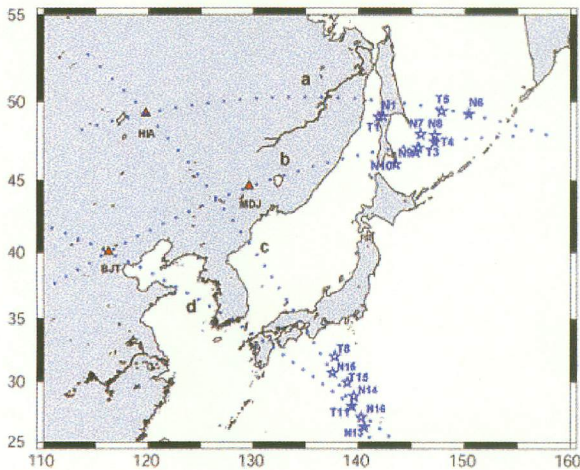


Fig. 1. Regional map of northwestern Pacific subduction zones. The stars show some deep focus events in the southern Kurile and Izu Bonin subduction zones that are investigated in the waveform modeling. Dotted lines a., b., c., and d. indicate the paths along which cross section profiles of the tomography model by Fukao et al. (2001) are shown in Fig.3

Fig.2 で示されている P 波形は、千島の沈み込み帯で起こった深発地震 T1, T3, T4 が中国の HIA 観測点で観測されたものであり、波線 a. に沿ってほぼ真西に伝播し、この付近のスタグナントスラブを強くサンプルしている。T3, T4 の波形は、モデル M3.11 で説明がつくきれいな三重合波形であるが、T1 はコーダ波のような異常な広がり(broadening) をみ



Fig. 2 P Waveforms of deep focus events T1, T3, and T4 observed at HIA station. While the waveforms of T3 and T4 show nice triplication and are modeled with M3.11 (layered model for the transition zone with stagnant slab; see Tajima and Grand (1995, 1998)), T1 waveform shows anomalous broadening. The approximate ray paths are along profile a. in Fig. 1 where the image of subhorizontal high velocity anomaly was obtained in tomography studies (e.g., Fukao et al., 1992).

せている。ちなみに、これら3つの地震の震源過程は、単純で短いことが遠地波形データの解析から分かっている。Fig.1 および Fig.3.a で見ても、これらの地震波はスタグナントスラブを強くサンプルしてあるが、トモグラフィイメージでは構造の区別はつかない。プロフィール c.の

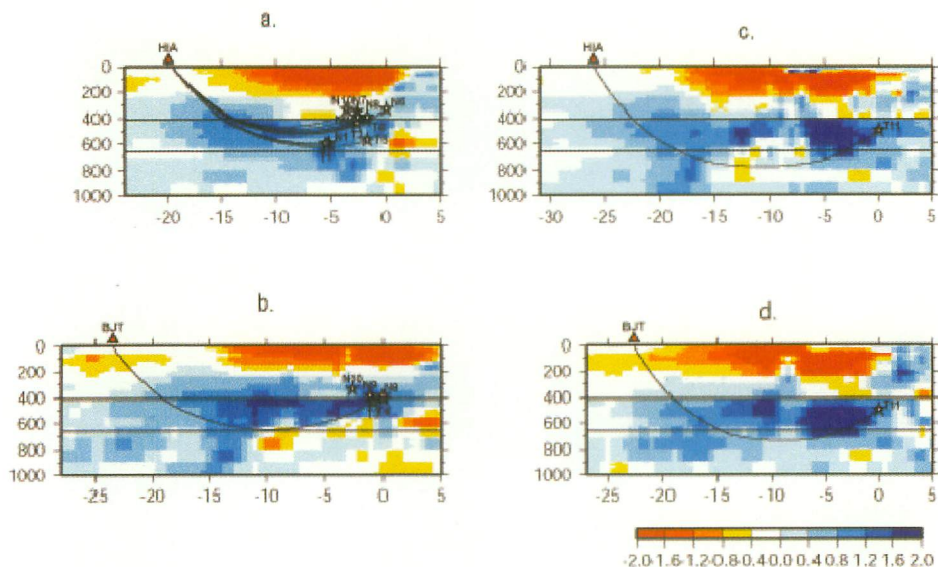


Fig. 3. Cross section images from the tomographic model (Fukao et al., 2001) along profiles a., b., c., and d. in Fig. 1. Blue shows high velocity anomaly, and indicates flattened stagnant slab in each of the cross sections. The ray paths between events (shown with stars) and stations HIA, and BJT are also drawn (see the locations in Fig.1).

速度構造は、遷移層下部に高速度異常があるということでは M3.11 と同様であるが、不連続面の下降は伴わない (モデル M2.0)。

a. や c. にそった観測波形は大概 M3.11 あるいは M2.0 で説明が見つかるが、時折、Fig. 2 T1 のようにコーダ状の異常な広がりをもつことがある。この原因が反射や (S→P) 変換によるものであると仮定し、Fig.2 T1 の例で簡単に見積もってみる。遷移層下部の P 波の速度は 10.2 km/s (下部マントル最上部は 10.9 km/s)、S 波は 5.55 km/s (下部マントル最上部は 6.02 km/s) ほどであるので、震源近傍 (100 数十キロメートルほど) に反射や変換を起こす不均質性が存在すると思われる。Fig. 3 のプロフィールで明らかのように、波線は震源を出て間もなく最深点に達し上向きに伝わるので、この不均質性はスタグナントスラブの下面付近にあると考えられる。いずれにしても、T1, T3, T4 などの波線はお互いに近傍を伝播しており、不均質性はごく局所的なものと思われる。

#### [スラブ内の相平衡と相転移の複雑さに関わる解釈]

このような不均質性は、低温異常、含水、組成の複雑さを有するスラブのどのような物理的背景によるものであろうか？ 最近の高温高压物性実験の分野では、この疑問にヒントを与える成果が豊富に発表されている。Fig. 4 は、Ohtani et al. (2004) から借用した相図に、遷移層底

部を示したものである。

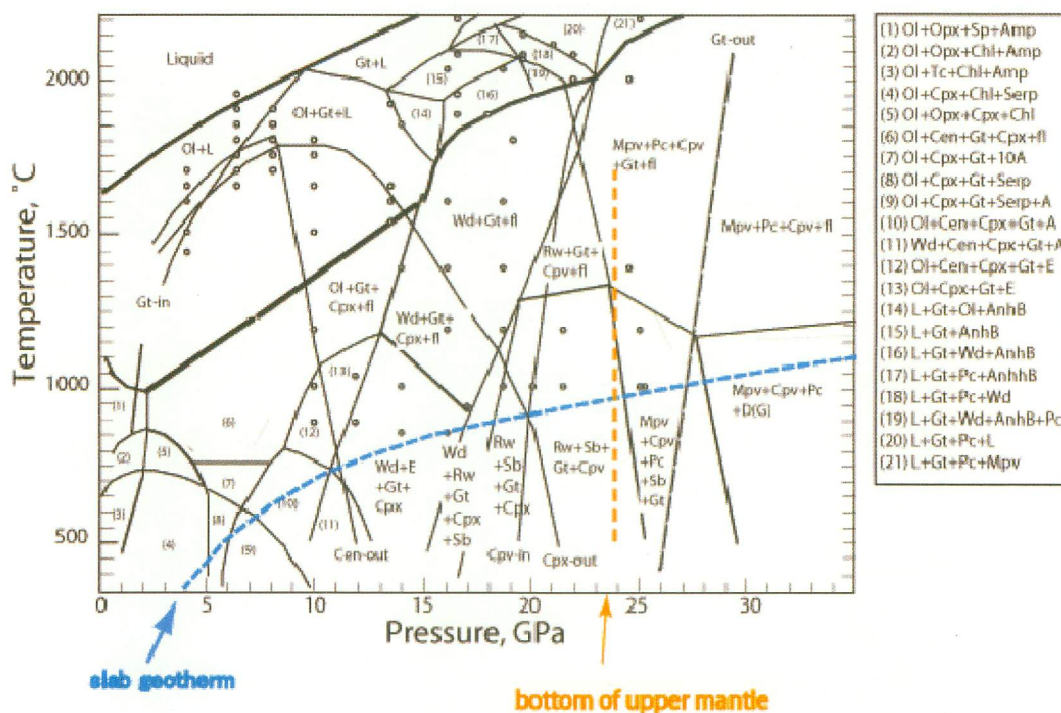


Fig.4. Phase relation of peridotite-2 wt. % water to 30 GPa (see Ohtani et al. (2004) for details). The slab geotherm and the pressure at the bottom of the upper mantle are indicated (slightly modified from Ohtani et al. (2004))

この図は、2%の水を含んだペリドタイトの相平衡や転移をまとめたものであるが、スラブの低温異常や含水の影響が様相を複雑にし、スラブに伴った深さ方向・水平方向の温度勾配を考慮すると、反射の原因となる散乱体やS→P変換を起こす不均質性が、局所的に出来る条件は大いにあると思われる。Garnet (~3.7 g/cm<sup>3</sup>) は、perovskite (~4.1 g/cm<sup>3</sup>)より軽いので遷移層に残る可能性が高い。下部マントルは水を含みにくいので遷移層で脱水した水が局所的にたまり、その影響が波形に現れているかもしれない。など、地震波に現れる不均質性の成因の可能性はいろいろ考えられる。

現在のトモグラフィーマデルは長波長のイメージに留まるので、実験から示唆されている組成の物性パラメータや相転移の多様性など、複雑系の解像度はないが、遷移層を強くサンプルした広帯域実体波形解析は、スラブにともなった微細構造解析の情報を豊富に持っている。というのがこの研究の出発点である。

注：\* トモグラフィーマデルでは、千島から日本列島の背弧遷移層（深さ 410 km から 660 km）一帯に、広範囲にわたり高速度異常が見られ、これらはスタグナントスラと呼ばれる。実体波形解析では、対応する高速度異常は遷移層下部（~500 km から 660 km）にのみ



見られる。

- \*\* 遷移層の境界にある不連続面の影響で波線が折れ曲がり三重合を起こしている広帯域実体波は、この深さ付近で最深点に達し観測点に伝わるので、水平に横たわったスラブを含んだ構造を強くサンプルする。一方、トモグラフィーモデルは、長波長 (> 100 km) のイメージは捉えているが、スラブに伴った複雑な構造の解像度はない。

詳しくは、Tajima and Grand (*GRL*, 1995, *JGR*, 1998)、Tajima et al. (*EPS*, 1998) を参照。

謝辞: IFREE・深尾良夫領域長、大林政行博士には、最近のトモグラフィーモデルのデータを、東北大学・大谷栄治教授には、Fig.4 の原図を提供していただいた。

## 大規模不均質構造の形状に起因する地震波動現象

小原一成・松村稔（防災科学技術研究所）

【はじめに】 地震波は伝播経路の不均質構造によって様々な影響を受けるが、特に構造境界においては明瞭な反射、散乱、変換波が2次的に生成されることが予想される。近年、日本列島に高密度に展開された地震観測網により、微小地震等の検知能力が格段に向上しただけでなく、地震波動場を面的に観察することもある程度可能になり、不均質構造によって生成される様々な波動現象が検出されてきた。本講演では、その中でスラブや巨大海底山脈などの大規模な不均質構造の形状に起因すると考えられる地震波動について、観測事例を紹介する。

【逆伝播表面波】 2003年十勝沖地震の地震波形記録には、九州方面から震源域に向かって逆方向に伝播する表面波が存在する(図1)。これは、優弧に沿って地球の反対側を回ってきた波に比べて時間的にかなり早く出現し、伝播速度は約3.5km/sであるため、九州付近で2次的に生成された表面波であると考えられる。このような逆伝播する波群は、十勝沖地震の主な余震や2004年11・12月の釧路沖地震でも確認されたほか、2004年10月の新潟県中越地震でも同様の逆伝播波が観測された。特に中越地震の場合、表面波初動が日本列島の両端に向かって伝播するが、北海道側から震源に向かう波動はみられず、逆伝播波動は九州方面からのみであった。このような逆伝播波の発生源を調べるため、グリッドサーチによるセンブル解析を行った。その結果、推定された発生源は九州南東海域の九州一パラオ海嶺～大東海台付近に相当する。これらの海底山脈下には、島弧地殻と同様に「厚い地殻」が形成されていると考えられ、海盆下の地殻構造とは極めて対照的である。従って、このような大規模海底地形に対応する地殻構造の急激な変化が表面波を散乱させ、逆伝播波を生じたものと思われる。山脈を通過する際に表面波が散乱して逆方向に伝播する現象はシミュレーションによっても明らかにされており(坪井, 2004)、逆伝播表面波の特徴を詳しく調べることは、地殻構造に関する研究に対しても有効である。

【スラブ構造に関わる高周波波群】 沈み込むプレート内で発生する深発地震では異常震域だけでなく、スラブ形状に起因すると考えられる様々な波動現象が観測される。例えば、東海沖に発生する深発地震を関東地方太平洋沿岸で観測すると、S波の約10秒前から徐々に振幅が増加する波群が存在する。この波群は上下動高周波数成分に卓越することから、スラブ内を効率良く伝播したS波がスラブ内あるいはスラブ境界でSP散乱し、観測点に到達した波であると考えられる。このような波群は九州や北海道でも観測されている。図2は、オホーツク海で発生した深発地震を西南日本で観測したときのペーストアップであるが、P、S間に高周波、上下動成分に卓越した波群が観測される。走時や波形の特徴から、スラブ内を効率よく伝播したS波が屈曲するスラブ表面でSP散乱したものと考えられる。図3は、マリアナ諸島付近で発生したやや深発地震の波形記録であるが、関東地方以北でS波の後から高周波数成分に卓越した継続時間の長い波群が観測される。この波群は西南日本では見られず、また関東地方ではS波初動とはほぼ同時に到達するが、北に向かうに従ってS波初動との走時差が拡大し、またS波初動に比べて高周波後続波群の振幅が大きいことなどの特徴から、この波群はスラブ内トラップ波であり、関東地方下で屈曲したスラブの中を伝わりさらに東北日本まで達したものである。

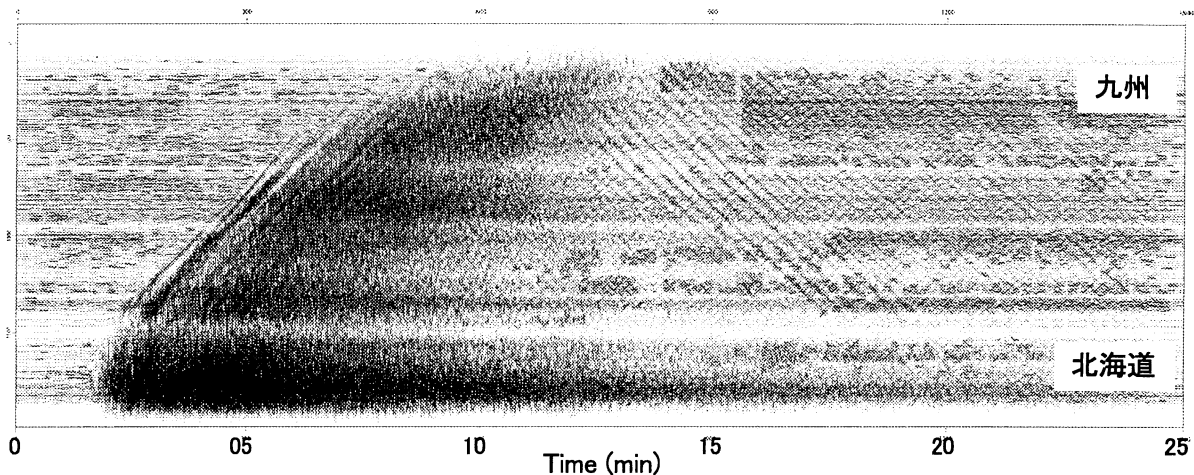


図1. 2003年十勝沖地震の変位波形トランスバース成分ペスタアップ(25分間). 防災科研Hi-netの速度計データを用いた. 表面波初動とはほぼ同じ見かけ速度で, 九州から北海道に向かって逆伝播する波動が見られる. 主な逆伝播波動の継続時間は約200秒であるが, その後も同様の位相が何度も観測されている.

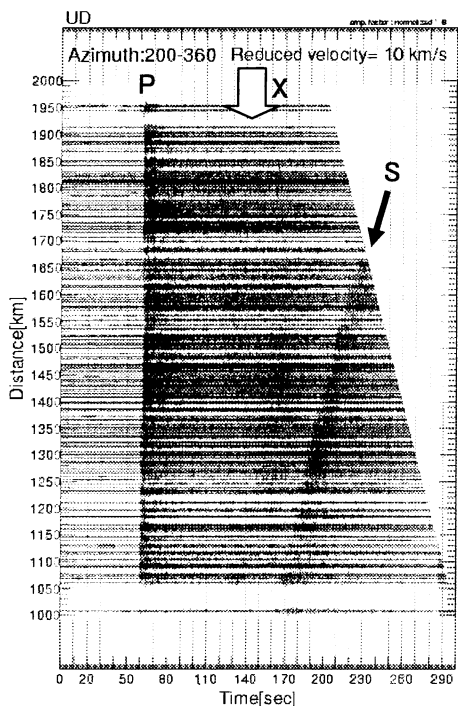


図2. オホーツク海の深発地震 (2002年2月10日:深さ360km)の西南日本における上下動成分ペスタアップ波形列. PS間にP波よりも見かけ速度の速い波群が存在し, その波群はS波に比べると高周波数成分に卓越する.

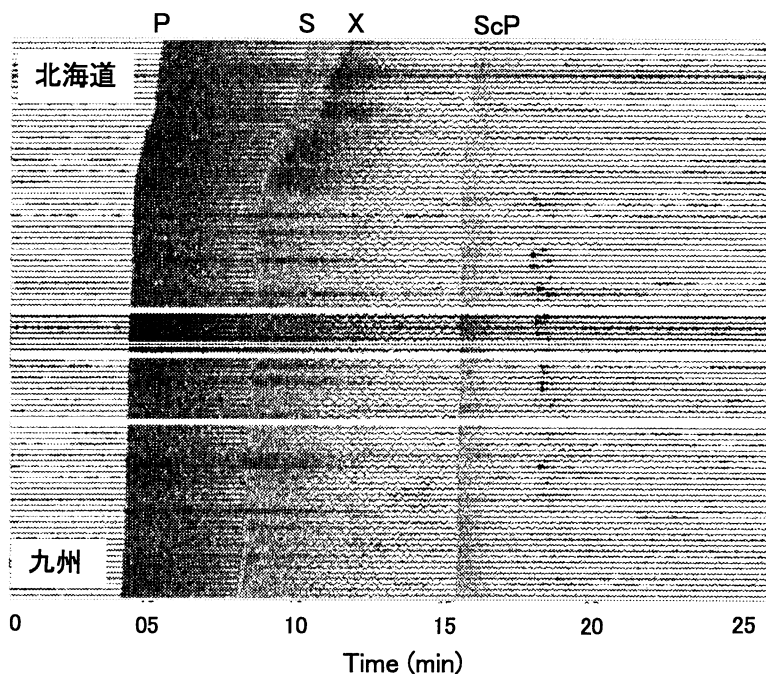


図3. マリアナ諸島のやや深発地震 (2002年8月14日:深さ65km)の日本全国における上下動成分観測波形列. S波初動はやや低周波で, その後に高周波数成分に卓越する継続時間の長い波群が, 関東地方以北で観測される. 12分ごろと16分ごろに日本全国でほぼ同じ時間に出現する波群はそれぞれPcPとScPである.

# 人工地震の波動場の時間発展

小菅 正裕 (弘前大学理工学部)

## はじめに

岩手山 (図 1) では 1998 年の初めから火山活動が活発化したため、各種の観測が行われた。その一環としての火山体構造探査が 1999 年と 2000 年に行われた。2000 年 10 月の探査では地震計が面的に多数配置され、人工地震の発震も多点において行われた (田中・他, 2002) ので、そのデータを利用して、人工地震からの波動場の時間発展を調べた。

## データと解析方法

人工地震探査は、図 1 の 9 か所の発破点において薬量 200-250 kg のダイナマイトを爆発させることによって行われた。約 330 点の観測点には固有周波数 2 Hz の上下動地震計が設置され、サンプリング周波数 250 Hz、分解能 16 bit で波形データが収録された。

波動場の時間発展を視覚化するため、各観測点での rms エンベロープ波形を作成し、その振幅の時空間変化を求めた。解析は 4 Hz 帯において行った。エンベロープ波形は、オクターブ幅のバンドパスフィルターを通した波形の 2 乗平均振幅の平方根をとって求めた。2 乗平均の時間ウィンドウ幅は中心周期の 2 倍とし、ウィンドウをその幅の半分ずつずらしながら求

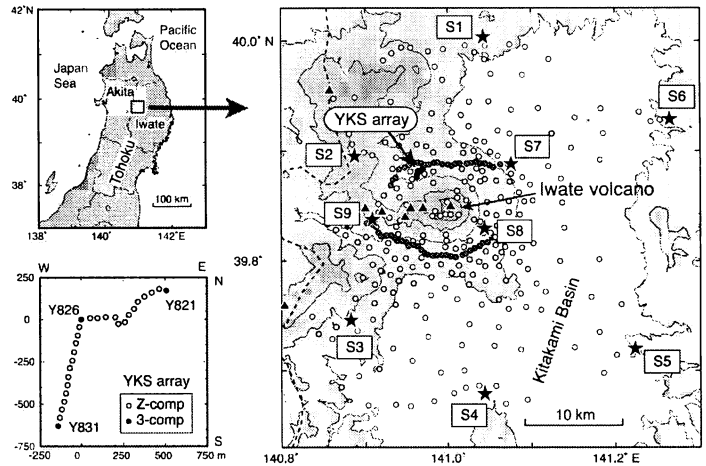


図 1 岩手山の位置と、2000 年 10 月の構造探査における人工地震の震源 (星印) 及び観測点 (丸印) の分布。

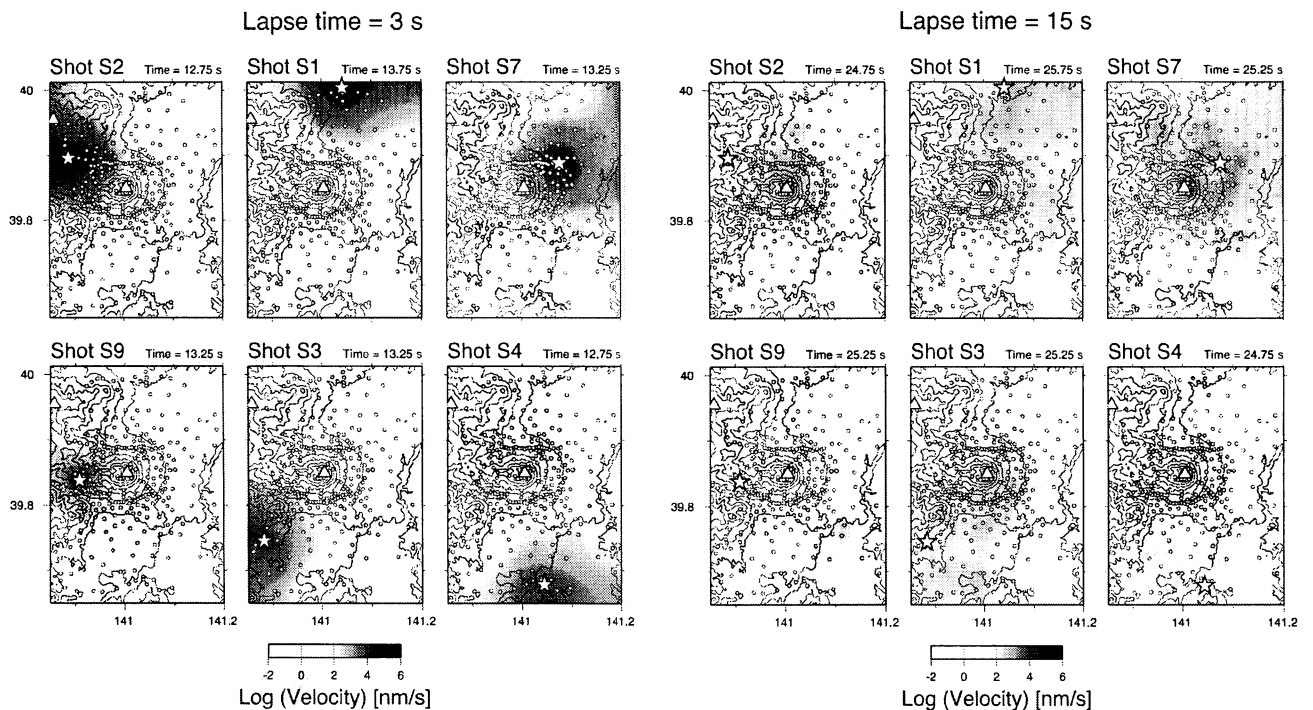


図 2 人工地震の発震から (a) 3 秒後及び (b) 15 秒後における rms 振幅の空間分布。星印は発破点、丸印は観測点、三角印は岩手山及び秋田駒ヶ岳の山頂の位置を表す。

めた。各時間ウィンドウにおいて求められた振幅データを空間的に内挿することにより、空間分布図を作成した。

### rms 振幅の時空間分布

6 か所の人工地震の発震から 3 秒後及び 15 秒後の rms 振幅の空間分布を図 2 に示す。発震から 3 秒程度までは、振幅の大きい領域は震源を中心に同心円状に広がっていく。より時間が経過すると、振幅は幾何減衰の効果によって低下するとともに、波面の形状は不規則になる。15 秒後においては、岩手山よりも北側での人工地震（図の上側）、特に S7 からの波動エネルギーが長時間残存することが明らかになった。図 3 は、S7 の発震から 16 秒後における rms 振幅の分布を、震源からの距離の関数として表したものである。この図を見ると、波動エネルギーは震源（または岩手山の山頂）近傍にピークを持つ分布をしていることがわかる。これは、震源周辺において多重散乱が卓越するため、波動エネルギーが波面とともに広がってはいかないことを表している。

### 地震波速度構造・減衰構造との対応

Tanaka et al. (2002) は、本解析で用いた人工地震の走時データのトモグラフィ解析から、P 波速度構造を推定した。その結果によれば、岩手山の山頂直下からその東の浅部（深さ 1 km 以浅）にかけては低速度領域となっていて、未固結の火山砕屑物によると解釈されている。地震波の減衰構造に関する情報を得るため、P 波初動到達時刻から 0.2 秒間のウィンドウにおける最大振幅の空間分布を調べた。図 4 には実体波の距離減衰を補正した振幅分布を示す。これを見ると、岩手山山頂からその東にかけての低速度領域は、強い減衰域とはなっていないと考えられる。

従って、人工地震 S7 からの波動エネルギーが震源近傍に長時間滞留することは、震源が低速度領域内にあるために多重散乱が特に卓越することと、減衰の効果が小さいことによると考えることができる。ただし、低速度ではあるが減衰は強くないという物質がどのようなものかについては、今後の検討が必要である。

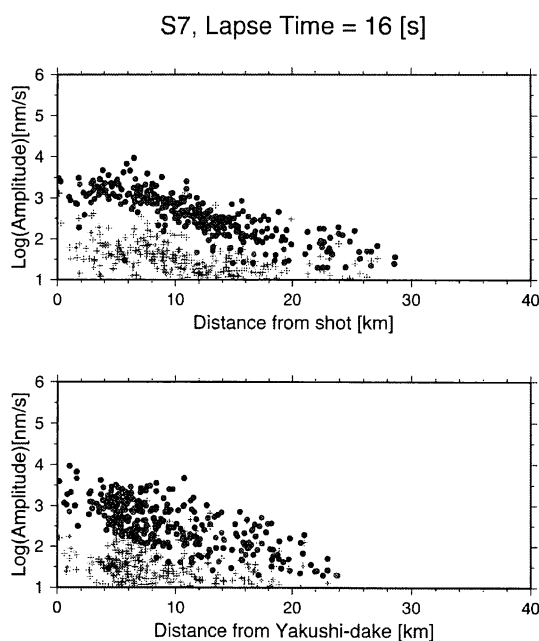


図 3 人工地震 S7 の発震から 16 秒後における rms 振幅の空間分布。震源及び岩手山山頂からの距離の関数として表す。

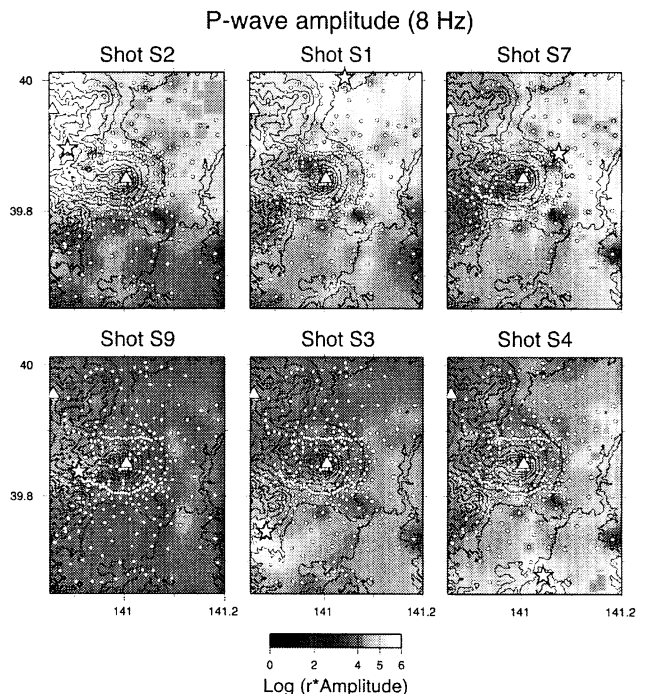


図 4 距離減衰の補正をした P 波初動振幅の空間分布。黒い領域は相対的に減衰の大きい領域を表す。

# 弾性波動場におけるラメ係数同定逆問題に対する数値解法の研究

代田健二 (茨城大・理)

〒310-8512 茨城県水戸市文京 2-1-1, E-mail: shirota@mx.ibaraki.ac.jp

## 1 はじめに

本研究では、弾性波動方程式の係数同定問題について考察する。ここで弾性体は、線形かつ等方性であるものを対象とする。取り扱う弾性問題としては、2次元問題である平面ひずみ問題について考える。

$\Omega \subset \mathbf{R}^2$  を、平面ひずみ状態にある有界かつ滑らかな境界を持つ3次元弾性体の断面とする。 $u_i$  ( $i = 1, 2$ ) [m] を  $x_i$  方向への変位、 $\varepsilon_{ij}$  をひずみテンソルの  $ij$  成分、 $\sigma_{ij}$  を応力テンソルの  $ij$  成分とする。このとき変位-ひずみの関係式、応力-ひずみの関係式は、それぞれ  $\varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$ ,  $\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij}$  となる。ここで ' $,j$ ' は  $\partial/\partial x_j$  を意味し、 $\lambda, \mu$  はラメの弾性係数である。支配方程式は、次の波動方程式が成り立つとする:

$$\rho\ddot{u}_i = \sigma_{ij,j} \quad \text{in } \Omega \times (0, T]. \quad (1)$$

' $\cdot$ ' は  $\partial/\partial t$  を意味し、 $\rho$  は密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ],  $T > 0$  は観測時間の長さ [s] である。ラメ係数  $\lambda, \mu$  は場所にもみ依存する有界な可積分関数であるとし、

$$0 < C_\lambda^{(1)} \leq \lambda(\mathbf{x}) \leq C_\lambda^{(2)}, \quad 0 < C_\mu^{(1)} \leq \mu(\mathbf{x}) \leq C_\mu^{(2)} \quad \text{for all } \mathbf{x} \in \bar{\Omega} \quad (2)$$

を満たすものとする。ただし  $C_\lambda^{(p)}, C_\mu^{(p)}$  ( $p = 1, 2$ ) は、与えられた正定数である。条件 (2) は、ラメ係数に対する通常の仮定 [1] より強いものである。初期値  $u_i(\cdot, 0)|_\Omega$ , 初速度  $\dot{u}_i(\cdot, 0)|_\Omega$ , 密度  $\rho$  は既知であると仮定する。

弾性波動場における逆問題については、様々な問題 [6] が考察されており、それらに対する数値解法についても研究されている。本研究では、次の係数同定問題に対する数値解法について考える: 与えられた  $N$  組の表面変位  $\bar{u}_i^{(m)}$ , 表面力  $\bar{S}_i^{(m)}$  ( $m = 1, 2, \dots, N$ ) よりラメ係数  $\lambda(\mathbf{x}), \mu(\mathbf{x})$  を同定せよ。ラメ係数同定逆問題の一意性と安定性は、係数・境界値・初期データに適切な条件を課すことにより、理論的に保証される [2]。

ラメ係数同定問題に対する数値解法として、随伴数値解法 [9, 10] を採用する。この手法は、制御理論 [5] において主に用いられているものであるが、本研究ではラメ係数同定問題への適用を試みる。元の問題の解を、変分法により導出された2変数汎関数に対する最小化問題の解により同定する。導出した汎関数の第一変分を理論的に求め、それをを用いた射影勾配法により最小化関数を同定する。また数値実験により、本手法の有効性を検討する。

## 2 随伴数値解法によるラメ係数同定

$u_i^{(m)}$  を、ラメ係数  $\lambda, \mu$ , 表面変位  $\bar{u}_i^{(m)}$  が与えられたときの (1) の解とする。このとき未知係数  $\lambda, \mu$  を、次の制約条件付き最小化問題を解くことにより同定する: 次に定義する汎関数  $J$  を最小にする  $(\lambda, \mu)$  ( $C_\lambda^{(1)} \leq \lambda \leq C_\lambda^{(2)}, C_\mu^{(1)} \leq \mu \leq C_\mu^{(2)}$ ) を見つけよ。

$$J(\lambda, \mu) = \frac{\bar{\eta}}{N} \sum_{m=1}^N \sum_{i=1}^2 \int_0^T \int_{\partial\Omega} |S_i^{(m)} - \bar{S}_i^{(m)}|^2 ds dt.$$

ここで  $S_i^{(m)}$  は  $u_i^{(m)}$  より導かれる表面力、 $\bar{\eta}$  は代表的な速さである。

制約条件付き最小化問題に対する数値解法として、本研究では射影勾配法 [4, 7] を採用する:  $l = 0, 1, 2, \dots$  に対して、

$$\begin{pmatrix} \lambda_{l+1} \\ \mu_{l+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_\lambda(\lambda_l - \alpha_l J_\lambda(\lambda_l, \mu_l)) \\ P_\mu(\mu_l - \alpha_l J_\mu(\lambda_l, \mu_l)) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

ここで  $\alpha_l$  は適切に選ばれた探索の幅である。写像  $P_\lambda, P_\mu$  は、次により定義される cut-off 作用素 [8] である:

$$P_\lambda(\lambda)(\mathbf{x}) = \begin{cases} C_\lambda^{(1)} & (\lambda(\mathbf{x}) < C_\lambda^{(1)}) \\ \lambda(\mathbf{x}) & (C_\lambda^{(1)} \leq \lambda(\mathbf{x}) \leq C_\lambda^{(2)}) \\ C_\lambda^{(2)} & (\lambda(\mathbf{x}) > C_\lambda^{(2)}) \end{cases}, \quad P_\mu(\mu)(\mathbf{x}) = \begin{cases} C_\mu^{(1)} & (\mu(\mathbf{x}) < C_\mu^{(1)}) \\ \mu(\mathbf{x}) & (C_\mu^{(1)} \leq \mu(\mathbf{x}) \leq C_\mu^{(2)}) \\ C_\mu^{(2)} & (\mu(\mathbf{x}) > C_\mu^{(2)}) \end{cases}.$$

$J_\lambda(\lambda, \mu)$ ,  $J_\mu(\lambda, \mu)$  は, それぞれ  $\lambda$  方向,  $\mu$  方向に対する汎関数  $J$  の第一変分

$$J(\lambda + \delta\lambda, \mu) - J(\lambda, \mu) = \int_{\Omega} J_\lambda(\lambda, \mu) \delta\lambda \, dx + o(\|\delta\lambda\|), \quad J(\lambda, \mu + \delta\mu) - J(\lambda, \mu) = \int_{\Omega} J_\mu(\lambda, \mu) \delta\mu \, dx + o(\|\delta\mu\|)$$

である. ここで  $\|\varphi\| := \operatorname{ess\,sup}_{x \in \Omega} |\varphi(x)|$  とする.

第一変分を求めるために, 次の関数を導入する: 関数  $v_i^{(m)}$  を,  $t = T$  を初期時刻とする初期値境界値問題

$$\begin{cases} \rho \ddot{v}_i^{(m)} = \widehat{\sigma}_{ij,j}^{(m)} & \text{in } \Omega \times [0, T), \\ \widehat{\varepsilon}_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} (v_{i,j}^{(m)} + v_{j,i}^{(m)}) & \text{in } \Omega \times [0, T), \\ \widehat{\sigma}_{ij}^{(m)} = 2\mu \widehat{\varepsilon}_{ij}^{(m)} + \lambda \widehat{\varepsilon}_{kk}^{(m)} \delta_{ij} & \text{in } \Omega \times [0, T), \\ v_i^{(m)} = w_i^{(m)}, \quad \dot{v}_i^{(m)} = 0 & \text{on } \Omega \times \{T\}, \\ v_i^{(m)} = 2 (S_i^{(m)} - \overline{S}_i^{(m)}) & \text{on } \partial\Omega \times [0, T) \end{cases} \quad (4)$$

の解の第  $i$  成分とする. ここで  $w_i^{(m)}$  は境界値問題

$$\begin{cases} \widetilde{\sigma}_{ij,j}^{(m)} = 0 & \text{in } \Omega, \\ \widetilde{\varepsilon}_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} (w_{i,j}^{(m)} + w_{j,i}^{(m)}) & \text{in } \Omega, \\ \widetilde{\sigma}_{ij}^{(m)} = 2\mu \widetilde{\varepsilon}_{ij}^{(m)} + \lambda \widetilde{\varepsilon}_{kk}^{(m)} \delta_{ij} & \text{in } \Omega, \\ w_i^{(m)} = 2 (S_i^{(m)}(\cdot, T) - \overline{S}_i^{(m)}(\cdot, T)) & \text{on } \partial\Omega \end{cases} \quad (5)$$

の解の第  $i$  成分である. また関数  $U_i^{(m)}[p, q]$  を問題

$$\begin{cases} \rho \ddot{U}_i^{(m)} = \check{\sigma}_{ij,j}^{(m)} + F_i^{(m)}[p, q] & \text{in } \Omega \times (0, T], \\ \check{\varepsilon}_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} (U_{i,j}^{(m)} + U_{j,i}^{(m)}) & \text{in } \Omega \times (0, T], \\ \check{\sigma}_{ij}^{(m)} = 2\mu \check{\varepsilon}_{ij}^{(m)} + \lambda \check{\varepsilon}_{kk}^{(m)} \delta_{ij} & \text{in } \Omega \times (0, T], \\ U_i^{(m)} = 0, \quad \dot{U}_i^{(m)} = 0 & \text{on } \Omega \times \{0\}, \\ U_i^{(m)} = 0 & \text{on } \partial\Omega \times (0, T] \end{cases}$$

の解の第  $i$  成分とする. ここで  $F_i^{(m)}[p, q] = \tau_{ij,j}^{(m)}[p, q]$  であり,  $\tau_{ij}^{(m)}[p, q] = 2q \varepsilon_{ij}^{(m)} + p \varepsilon_{kk}^{(m)} \delta_{ij}$  である.  $\varepsilon_{ij}^{(m)}$  は  $w_i^{(m)}$  より導かれるひずみテンソルの第  $ij$  成分である. これら導入した関数と, スカラー波動場における結果 [3] を用いると, 次のとおりに第一変分が導出される:

$$J_\lambda(\lambda, \mu) = \frac{\overline{\eta}}{N} \left( \int_0^T \varepsilon_{kk}^{(m)} \widehat{\varepsilon}_{pp}^{(m)} \, dt + s_\lambda \right), \quad J_\mu(\lambda, \mu) = \frac{\overline{\eta}}{N} \left( \int_0^T 2\varepsilon_{ij}^{(m)} \widehat{\varepsilon}_{ij}^{(m)} \, dt + s_\mu \right).$$

ここで関数  $s_\lambda, s_\mu$  は,

$$\int_{\Omega} h s_\lambda \, dx = \int_{\Omega} \rho \dot{U}_i^{(m)}[h, 0](\cdot, T) w_i^{(m)} \, dx \quad \text{for } \forall h \in L^\infty(\Omega), \quad (6)$$

$$\int_{\Omega} h s_\mu \, dx = \int_{\Omega} \rho \dot{U}_i^{(m)}[0, h](\cdot, T) w_i^{(m)} \, dx \quad \text{for } \forall h \in L^\infty(\Omega). \quad (7)$$

を満たす可積分関数である. これら関数は,  $\lambda, \mu$  に対して唯一つに定まる.

以上を纏めると, 係数同定アルゴリズムは次の通りになる:

### ラメ係数同定アルゴリズム

1. 条件 (2) を満たす初期係数  $\lambda_0, \mu_0$  を与える.

2.  $l = 0, 1, 2, \dots$  に対して,

(a) 表面変位  $\overline{u}_i^{(m)}$  を境界値とする弾性波動方程式 (1) を解き,  $\varepsilon_{ij}^{(m)}$  と  $S_i^{(m)}$  を求める ( $m = 1, 2, \dots, N$ ).

(b) 境界値問題 (5) を解き,  $w_i^{(m)}$  を求める ( $m = 1, 2, \dots, N$ ).

(c) 初期値境界値問題 (4) を解き,  $\widehat{\varepsilon}_{ij}^{(m)}$  を求める ( $m = 1, 2, \dots, N$ ).

- (d) 関数  $s_\lambda, s_\mu$  を, (6), (7) により定める.
- (e) 第一変分  $J_\lambda(\lambda_l, \mu_l), J_\mu(\lambda_l, \mu_l)$  を求める.
- (f) 探索の幅  $\alpha_l$  を適切に定める.
- (g) 係数を (3) により更新する.

### 3 計算例

同定アルゴリズムを用いた数値例を示す. 領域  $\Omega$  は原点を中心とする半径  $L = 1$  [m] の円とし, 密度  $\rho = 10.0 \times 10^3$  [kg/m<sup>3</sup>], 観測時間の長さ  $T = 1.01 \times 10^{-3}$  [s] とする. このとき真のラメ係数  $\lambda, \mu$  は, それぞれ

$$\lambda(x) = \begin{cases} 1.15 \times 10^{11} & (0 \leq |x|_\infty < 0.15) \\ 1.51 \times 10^{11} & (\text{その他}) \end{cases}, \quad \mu(x) = \begin{cases} 0.77 \times 10^{11} & (0 \leq |x|_\infty < 0.15) \\ 0.65 \times 10^{11} & (\text{その他}) \end{cases}$$

とする (図 1, 図 2). ここで  $|x|_\infty := \max\{|x_1|, |x_2|\}$  である.

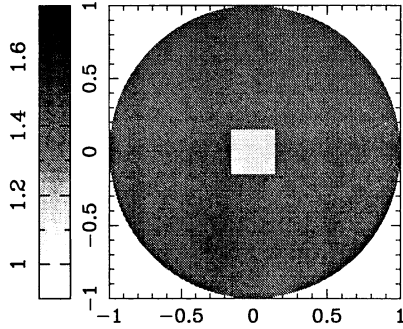


Fig. 1 真のラメ係数  $\lambda$

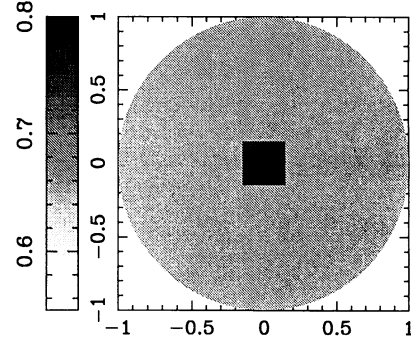


Fig. 2 真のラメ係数  $\mu$

初期変位  $u_i^{(m)}(\cdot, 0) = 0.0$ , 初期速度  $\dot{u}_i^{(m)}(\cdot, 0) = 0.0$  とする. 定数は,  $C_\lambda^{(1)} = 1.00 \times 10^{11}$ ,  $C_\lambda^{(2)} = 1.75 \times 10^{11}$ ,  $C_\mu^{(1)} = 0.55 \times 10^{11}$ ,  $C_\mu^{(2)} = 0.90 \times 10^{11}$  と与える. 代表的な速さ  $\bar{\eta}$  は, 境界  $\partial\Omega$  における横波の速さを採用する.

観測境界値は, 表面力  $\bar{S}_i^{(m)}|_{\partial\Omega_m \times (0, T]} = -p(t)n_i$ ,  $\bar{S}_i^{(m)}|_{(\partial\Omega \setminus \partial\Omega_m) \times (0, T]} = 0.0$  を境界値とする線形弾性波動問題を近似計算し, その境界上での近似値を採用する. ここで

$$\partial\Omega_m = \left\{ (\cos \theta, \sin \theta) \mid -\frac{\pi}{50} < \theta - (m-1)\frac{\pi}{4} < \frac{\pi}{50} \right\}$$

であり,  $p(t) = \sin(12.5\pi\bar{\eta}t/L)$  ( $0 \leq t \leq 0.16L/\bar{\eta}$ ),  $p(t) = 0.0$  ( $t > 0.16L/\bar{\eta}$ ) である. 境界データ組数は  $N = 3$  とする.

初期係数関数を  $\lambda_0 = \lambda|_{\partial\Omega} = 1.51 \times 10^{11}$ ,  $\mu_0 = \mu|_{\partial\Omega} = 0.65 \times 10^{11}$  としたとき, 175 ステップ目の同定結果は図 3, 図 4 のとおりである. また相対誤差分布は, それぞれ図 5, 図 6 の通りである.  $\lambda$  に対する相対誤差の最大値は 17.86%,  $\mu$  に対する相対誤差の最大値は 17.03% である. これらの結果が示すとおり, 分布については一定の精度で同定することができたものの, 値については不十分な結果であった. この原因は, 同定係数関数の収束が十分でないことが考えられる. より高速な最小化法を適用することにより, 同定精度を向上させる必要がある.

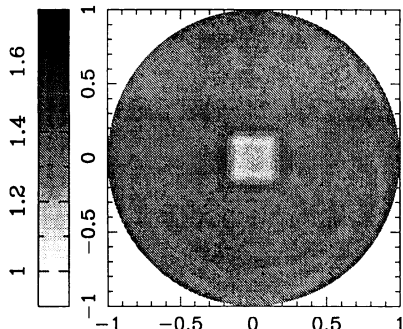


Fig. 3 同定結果 (ラメ係数  $\lambda$ , 175 ステップ)

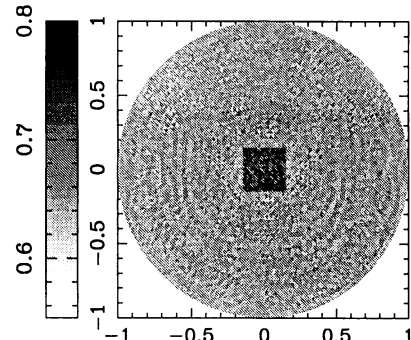


Fig. 4 同定結果 (ラメ係数  $\mu$ , 175 ステップ)



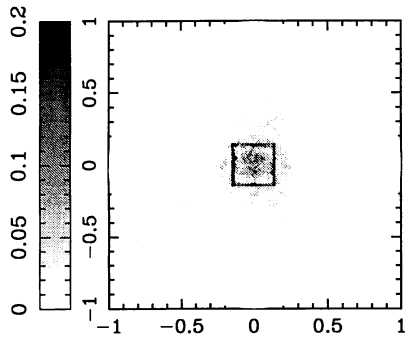


Fig. 5 相対誤差分布 (ラメ係数  $\lambda$ )

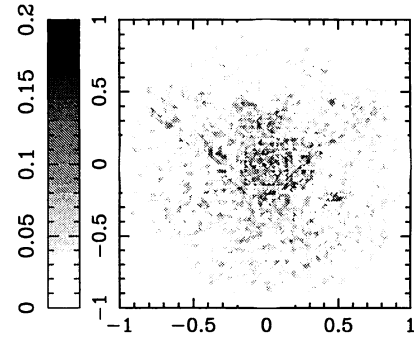


Fig. 6 相対誤差分布 (ラメ係数  $\mu$ )

#### 4 まとめ

本研究では、弾性波動方程式の係数同定問題に対する数値解法について考察した。対象とする弾性体は、線形かつ等方性であるものとした。弾性問題としては、2次元問題である平面ひずみ問題を対象とした。観測値として複数組の表面変位と表面力が与えられていることを仮定し、それら観測値からラメの弾性係数を同定することを考えた。未知のラメ係数を数値的に同定する方法として、本研究では随伴数値解法を採用した。元の問題を、2変数汎関数に対する制約条件付き最小化問題に帰着させ、射影勾配法により解くことを考察した。3種類の線形弾性問題を導入し、それらの解を用いて第一変分を導出した。また導出した手法について数値実験を行ない、未知係数関数の分布については一定の結果を得られることを確認した。しかし係数関数の値については、十分な結果を得ることはできなかった。今後は、高速な最小化法を用いて同定手法の改良を試みる。また、観測誤差を伴う場合に本手法を用いるために、正則化法の適用を試みる。

#### 参考文献

- [1] P.G. Ciarlet, *Mathematical Elasticity*, North-Holland, Amsterdam, 1993.
- [2] V. Isakov, A nonhyperbolic Cauchy problem for  $\square_b \square_c$  and its applications to elasticity theory, *Comm. Pure Appl. Math.*, Vol. 39, pp.747-767, 1986.
- [3] C. Choi and G. Nakamura, Variational approach for identifying the coefficient of wave equation, preprint.
- [4] J. W. Daniel, *The Approximate Minimization of Functionals*, Prentice-Hall Inc., 1971.
- [5] R. Lattes and J. L. Lions, *The Method of Quasi-reversibility: Applications to Partial Differential Equations*, American Elsevier Publishing Company Inc., New-York, 1969.
- [6] 中村玄, 弾性体の逆問題の数学解析, 月刊 地球, Vol.24-2, pp.132-145, 2002.
- [7] E. Polak, *Optimization: Algorithms and Consistent Approximations*, Applied Mathematical Sciences, Vol. 124, Springer-Verlag, New York, 1997.
- [8] 志水清孝, 最適制御の理論と計算法, コロナ社, 1994.
- [9] K. Shirota and K. Onishi, Adjoint method for numerical solution of inverse boundary value and coefficient identification problems, *Surveys Math. Indust.*, to appear.
- [10] 代田健二, 弾性波動場におけるラメ係数同定に対する随伴数値解法, 応用力学論文集, Vol. 7, pp.167-174, 2004.

微細不均質性の物性量の推定：

スペクトログラムの新しいパラメーター化によるイメージング  
蓬田 清（北海道大学大学院理学研究科）・平 貴昭（カーネギー研DTM）

Estimation of physical properties of small-scale heterogeneities:  
Imaging with new parameterization of spectrograms

Kiyoshi YOMOGIDA<sup>1</sup> and Taka'aki TAIRA<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Division of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Hokkaido Univ.,  
Sapporo 060-0810, Japan

<sup>2</sup>Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington,  
Washington, D.C. 20015, U.S.A.

散乱理論に基づく地殻・上部マントルの微細不均質性の空間分布のイメージングは、多くの研究結果が得られるようになってきた(例: Nishigami, 2000; Revenaugh, 2000; Taira, 2004)。その空間分解能は観測の高度化より今後に飛躍的な向上が予想されるが、これまで得られたイメージとは、散乱係数すなわち散乱の相対的強度のみである。Taira (2004)では、これに加えて周波数依存性と P-P 対 P-S 散乱強度比によって、散乱体のサイズや液体の存在の可能性を考察した。本研究では、これをさらに発展させ、実際の観測データについての新しいパラメーターの計測を提案し、散乱係数とは独立した新しいイメージを得ることで、散乱体の物性量の推定として、どのような手がかりが得られるかを考察した。

Taira (2004)に従って、アレイ観測で得られた波形データについて、包絡線の時間減衰推定と継続時間の長いコーダ部分での規格化から、ソース、全体的なパス、及びサイト補正を周波数毎に行なう。さらに、Maximum Entropy 法を応用して、F-K 解析から時間・周波数領域で高分解能のスペクトログラムを得る(図1左)。従来は、ここでのピーク値を散乱係数(あるいは強度)としてイメージングしていた。スペクトログラム上のピークをよく見ると、(1)時間・周波数での拡がり具合(図1右)、(2)すそ野の面積、が大きく異なる。各ピークの周波数・時間領域での半値幅を $\delta\omega$ ,  $\delta t$ として、 $\delta\omega$ の逆数と $\delta t$ の差とこの積を“flat rate”, “area”という新しいパラメーターで導入(図2)し、各ピークについて、散乱係数と同様にこれらの空間分布を求めた。図3は長町・利府断層付近での2つの深さにおける新しいパラメーターの分布である。散乱係数のみで見ると、断層付近とカルデラ跡は「散乱係数大」という同じ結果だが、新しいパラメーターから見ると、前者は flat rate が負で area が大、後者はその反対、のように散乱の様式が明らかに異なっている。

Yomogida et al. (1997)では、小さな散乱体が多数極在した場合、その集合全体のスケールに対応した時間・周波数領域で大きな幅を持つピークの存在を数値計算で示した(図4左の fa)。つまり、孤立した散乱体に比べて、小さな多数の散乱体集合は“area”が大きくなる。一方、低速度と高速度の散乱体では、前者はエネルギーのトラップが若干あるので、後続波が大きく長くなる、すなわち時間領域で長い散乱波が励起される(図4右下、“flat rate”が負)。図3の結果は、断層付近の散乱体は多数の低速度、カルデラ跡では孤立した高速度の散乱体が存在していることを示唆する。より定量的な対応を把握することで、散乱体の物性量を具体的に推定できる可能性がある。

**謝辞：**長町—利府断層深部構造研究グループの観測記録を、本研究では使用させていただいた。また、日本学術振興会の平成15年度特定国派遣研究者事業によって、本研究の一部(K. Y.)は援助された。

**引用文献：**

Nishigami, K., *J. Geophys. Res.*, **105**, 7983-7998, 2000.

Revenaugh, J., *J. Geophys. Res.*, **105**, 25403-25422, 2000.

Taira, T., *Ph.D. Thesis*, Hokkaido Univ, 130pp, 2004.

Yomogida, K., R. Benites, P.M. Roberts & M. Fehler, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **104**, 175-192, 1997.

(a) definition of  $\hat{\omega}_t$  and  $\hat{\omega}_\omega$

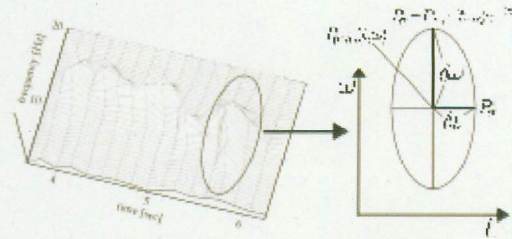


図 2

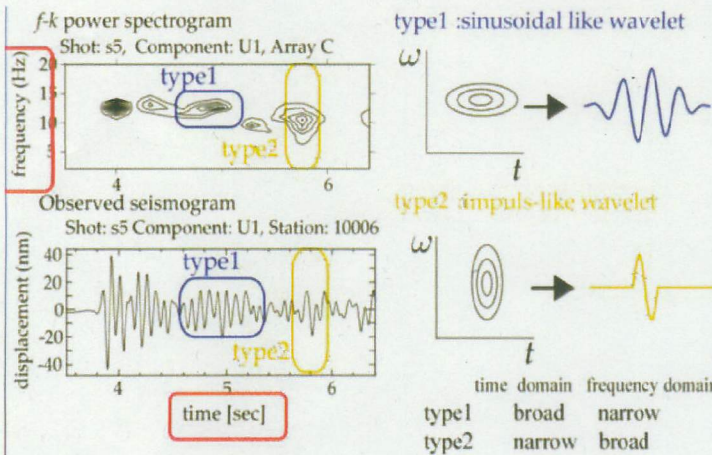


図 1

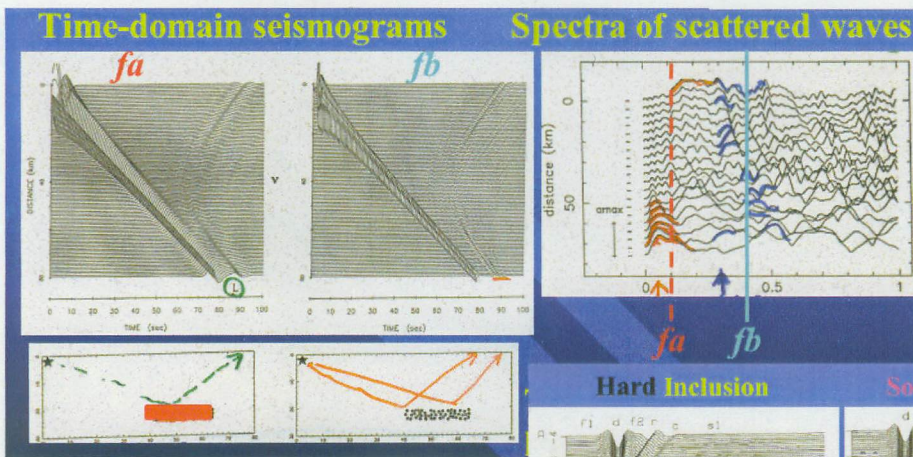
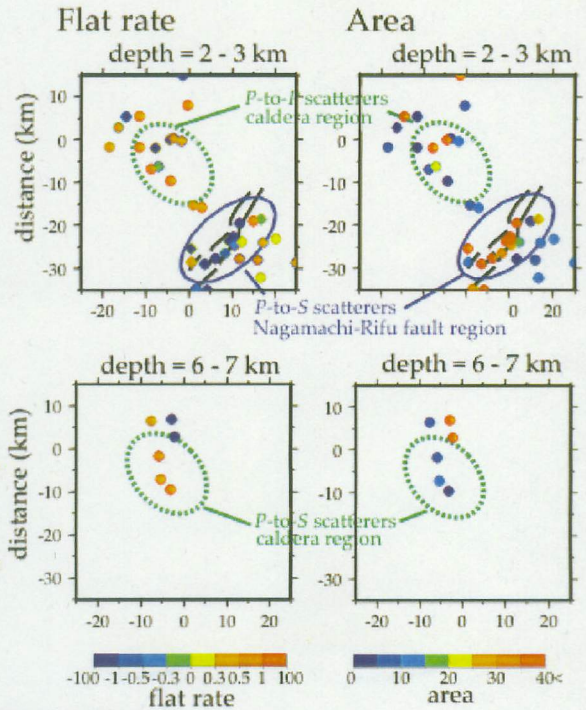


図 3

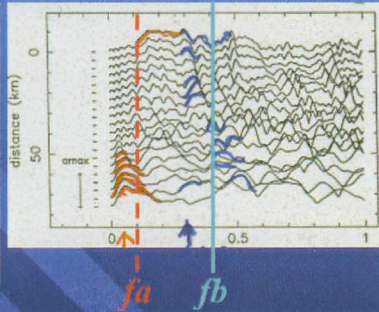


図 4

