

5. 近地強震波形および地殻変動データを使用した兵庫県南部地震の 3 次元的断層幾何形状推定

5.1 はじめに

余震は本震の動的な破壊によって生じた応力集中を緩和するプロセスである。歪み速度の増加による岩石強度の増加から本震による応力集中に耐えて破壊されなかった部分が、ある遅延時間をもって静的な疲労により破壊される¹⁾。2 次的な余震分布の移動は流体の流れと関係する²⁾。本震と余震との関係を議論するには、まず本震で動いた断層形状を詳細まで把握する必要がある。地震による断層運動は一般には地表に現れない。地表で断層が確認されたとしてもそれが地下深部まで変化せずにつながっているとは考えづらい。断層形状あるいは断層運動の全体は、地表で観測される地震波などの物理量から推定することになる。

本研究の目的は断層の詳細な 3 次元的幾何形状を近地強震波形および地殻変動データの結合インバージョンで推定することである。対象とする地震は 1995 年兵庫県南部地震である。地下浅部、深部の断層面推定に対してそれぞれ地殻変動データ、強震波形データによる拘束が重要となる。この地震は内陸の地殻変動観測点および地震計観測網が密に整備された地域で起こったため、本震を取り囲む近地のデータが豊富にそろっている。

5.2 3 次元インバージョン法

仮定した断層面上のモーメント解放量分布を波形データを使用して求めるためにマルチプルタイムウインドウ法は有効な手段である³⁾⁴⁾。断層面を小断層に区切り、破壊速度を仮定して与える。初期破壊位置と破壊速度が決定すれば各小断層に破壊面が到達する時刻が計算できる。破壊面の到達以降断層面がタイムウインドウ数だけ複数回ずれることを許容して各小断層における各タイムウインドウのモーメント解放量あるいは滑り量を推定する。複数のタイムウインドウを使用する理由は破壊速度およびライズタイムの不均質を考慮するためである。不均質が小さい場合は単一のタイムウインドウを使用して破壊速度の補正に非線形インバージョンを実行するほうが未知数を減少し安定な推定ができる⁵⁾。不均質が大きい場合は線形なマルチプルタイムウインドウ法が有効となる。

我々はモーメント解放量の空間分布を 2 次元平面から 3 次元空間に拡張して推定する。本震全体を含む領域を体積的に区分して小断層を並べ、各小断層のモーメント解放量を求める。断層形状の詳細な見当をつけるのは困難だから線形インバージョンが望まれる。兵庫県南部地震は破壊速度、ライズタイムの不均質が強いと考えられる⁶⁾。我々はマルチプルタイムウインドウ法を使用する。破壊速度を仮定して初期破壊位置から破壊面を球面波で進ませる。小断層のメカニズムを先見的に固定して与えモーメント解放量だけを線形インバージョンで推定する。静的モーメント解放量の空間分布から本震で動いた断層形状を推定する。以下我々は静的モーメント解放量の空間分布を表すモデルを静的モデルと呼ぶ。モーメント解放量の時間的な変化も含めるモデルは震源過程モデルと呼ぶ。

5.3 インバージョン

5.3.1 データ

本研究では気象庁、関西地震観測研究協議会(関震協)、および京都大学防災研究所(京大防災研)が記録した近地の 18 観測点(図-5.3.1)の上下および水平動の強震波形 49 成分を使用する。観測点は本震を良く取り囲むように位置する。大部分は本震から 100 km 以内にあり、本震直上に位置する観測点(KOB、KBU)を含む。震央距離に応じて 30 秒から 50 秒間の波形を使用する。2 から 20 秒のバンドパスフィルターをかけ、数値積分して変位波形に変換し 0.25 秒でリサンプリングする。

国土地理院は GPS 観測から推定される水平変動、Geodolite を使用した測量による 2 点間距離の変動、および水準点測量による上下変動を記録している。我々は⁷⁾が解析した本震前後の地殻変動量を使用する。水準点測量による鉛直変動データ 105 点、三辺測量データ 51 点、GPS 観測による水平変動データ 34 成分を使用する(図-5.3.1)。

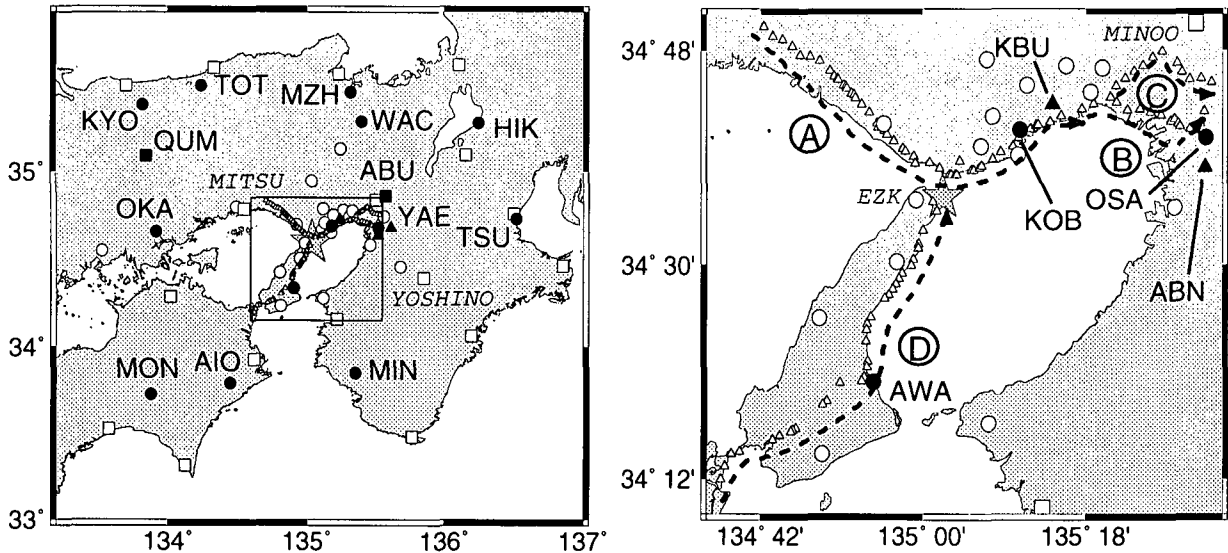


図-5.3.1 強震波形の観測点配置 (黒)、地殻変動データの観測点配置 (白)。
 強震波形観測点で四角は京大防災研、三角は関震協、丸は気象庁の
 観測点。地殻変動観測点で三角は水準点、丸は三辺測量の三角点、
 四角は GPS 観測点。星は本震の震央位置を示す。

5.3.2 パラメタライゼーション

近地長周期実体波による CMT インバージョン結果⁸⁾は、本震全体の平均的なメカニズムが南西から北東方向あるいは南東から北西方向の走行をもつほぼ純粋な右横ずれ断層であることを示す。余震分布⁹⁾は南西から北東方向の走行であったことを示唆する。余震域を取り囲むように $6 \times 52 \times 20$ km の直方体を想定し、それを格子状に分割する。直方体各辺を ξ 、 η 、 ζ 軸とする。 $\xi\eta$ 平面を地表から約 1.5 km の深さで地表面と平行な面となるようにし、 η 軸方向を余震域の走行と一致する $N50^\circ E$ とする。 ζ 軸を鉛直方向とする。 ξ 、 η 、 ζ 軸方向に対応する格子間隔を 2、4、5 km、格子個数を 3、13、4 個とする。 $strike = 50^\circ$ あるいは 230° の矩形小断層を各格子点に想定する。図-5.3.2 に本震震源位置および余震分布と直方体格子を示す。直方体の頂点 O($34.516^\circ N$ 、 $134.868^\circ E$ 、depth 1.5 km) を原点として ξ 、 η 、 ζ 軸方向に何番目の格子点に対応するかで格子点を識別する。小断層の長さは $strike$ 方向に 4 km、 dip 方向に 5 km とし、そのメカニズムは固定する。

上記のように配置した格子点の組合わせをグリッドセット 1 と呼ぶ。格子点の位置の変化がモデルに重大な影響を与える可能性がある。格子点位置の変化に対するモデルの安定性を確認するためにグリッドセット 1 を η 軸方向に 2 km 平行移動した格子点の組み合わせを使用する。この格子点の組をグリッドセット 2 と呼ぶ。

理論強震波形は小断層の中央に点震源をおいて生成する。観測点までの距離に比べて小断層の大きさが充分小さい場合通常は波形に対する小断層の空間的有限性の影響を震源時間関数に帰結する手法がとられる。実際のモーメント解放領域に対する格子点の位置の誤差は震源時間関数によって緩和される。震源時間関数の基底関数は底辺が 1 秒の三角波を使用する。周期 2 秒以上の波形を使用しているので継続時間が 1 秒以下の場合、継続時間の変化は生成する理論波形に対して大きく影響しない。破壊速度の不均質あるいはライズタイムの不均質を説明するためにタイムウインドウ 3 個を 1 秒間隔でずらして用いる。各小断層の破壊継続時間は最大 3 秒となる。破壊速度は 2.2 から 3.8 km/s の範囲を 0.4 km/s 刻みで変化させてインバージョンを実行し、理論値と観測値の一致度および静的モデルの安定性を観察して最終決定する。

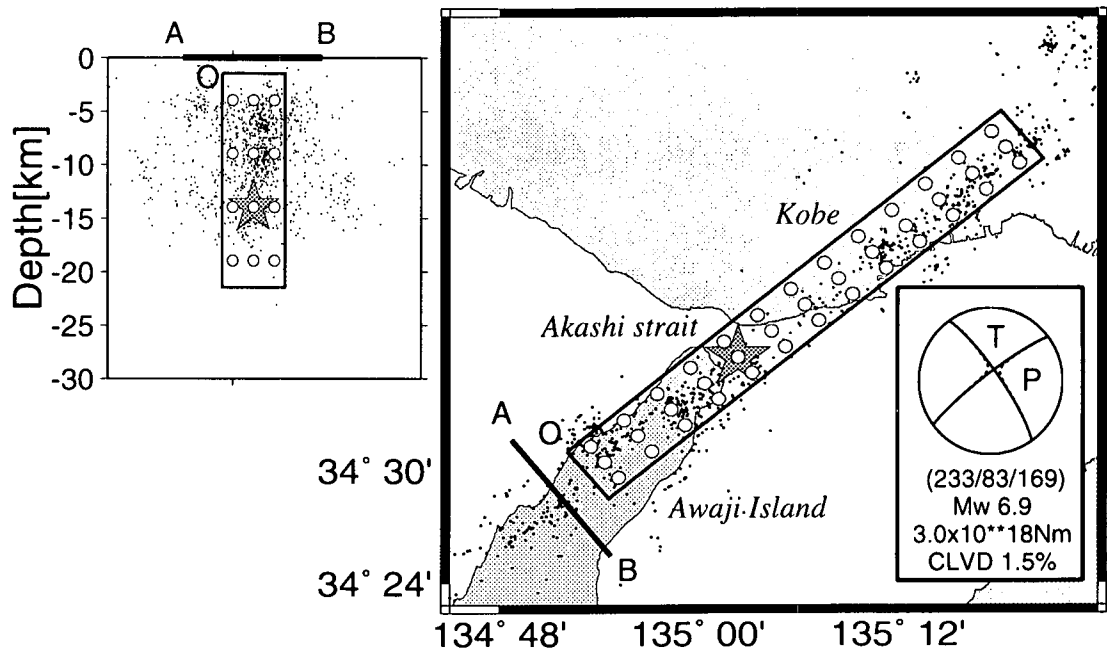


図-5.3.2 初期破壊位置(星)および余震分布(黒点)と直方体格子(太実線と白丸)。
 左は AB 断面から見た直方体格子と余震分布。右下は近地長周期実体波による
 CMT 解(等積投影)。

初期破壊位置は格子点(2, 5, 3)の位置と一致する。 ξ 方向の格子間隔が相対的に狭いため、 $\eta = 5$ から遠ざかるにつれて(1, η , ζ)、(2, η , ζ)および(3, η , ζ)の各格子点に破壊面が到着する時刻差がほとんどなくなる。初期破壊位置から遠い場合の ξ 方向の各格子点の識別は、格子点に対する各観測点の位置と距離の組み合わせのみに依存することになる。格子点に対する観測点の位置、距離の差異は、強震波形の場合それぞれ各位相の振幅、走時の差異に関連する。地殻変動の場合それぞれメカニズムに対応する振幅の差異、距離減衰に対応する振幅の差異に関連する。 $\zeta = 3, 4$ に対応する地下深部のモーメント解放はほぼ強震波形データから決定される。強震波形は near-field term、直達 P、S、反射実体波および表面波など多くの位相を含む。

本震全体の平均的なメカニズムは右横ずれ断層運動だが、メカニズムは局所的に変化すると考えられる。固定メカニズムを純粋な右横ずれからすこしずつ変化させて線形インバージョンを繰り返し、各インバージョンで得た震源過程モデルを平均して最終震源過程モデルとする。各インバージョンではすべての小断層に同一の固定メカニズムを与える。与える固定メカニズムは $strike = 50^\circ$ と 230° 、 $dip = 90^\circ$ 、 75° と 60° 、 $rake = 180^\circ$ 、 $\pm 170^\circ$ と $\pm 150^\circ$ を組み合わせた 17 種類とする。各インバージョンで得る震源過程モデルを時空グリッドごとにモーメントテンソル平均をとる。

ある格子点の近くで実際に断層運動があった場合、平均的なメカニズムが固定メカニズムと近似のメカニズムをもつ場合、その格子点のモーメント解放量は精度よく推定される。逆に近似がよくない場合、推定されるモーメント解放量は過小評価される。固定メカニズムを適当に変化させればいずれかの固定メカニズムが格子点近傍のメカニズムを近似できる。本震全体で同一のメカニズムではないだろうから、偽のモーメント解放あるいは負のモーメント解放が見られるだろう。このようなノイズ的なモーメント解放はもともとモーメント解放の小さい領域に拡散し、各種の固定メカニズムから得た震源過程モデルを平均化することで相殺される考えられる。

5.3.3 結合インバージョン

強震波形および地殻変動データを結合したデータセットを使用して各格子点における各タイムウイ

ンドウのモーメント解放量を推定する。具体的には、 $\mathbf{R}\mathbf{A}\mathbf{m} = \mathbf{R}\mathbf{d}$ という観測方程式をとく。 \mathbf{m} は長さ M のモデルベクトルで各格子点の各タイムウインドウのモーメント解放量を表す。 \mathbf{d} は長さ N のデータベクトルで強震波形データおよび地殻変動データを合わせたすべてのデータセットから成る。 \mathbf{A} は各格子点のモーメント解放量と理論強震波形あるいは理論地殻変動とを関係付ける $N \times M$ 行列のカーネルである。 \mathbf{R} は観測誤差に関する重み行列で、対角成分が対応するデータ点の分散の逆数となる $N \times N$ の対角行列である。観測値に対応する理論値は \mathbf{A} の行から成る各小断層の寄与の総和となる。

観測値と理論値の一致度あるいは不一致度を定量化するために我々は次式で定義される $L1$ 、 $L2$ ノルムを使用する。

$$L1 = \mathbf{r} \cdot \mathbf{d1} / \mathbf{r} \cdot \mathbf{d2} \times 100\%, \quad (1)$$

$$L2 = (\mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{m})^t \mathbf{R}(\mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{m}) / \mathbf{d}^t \mathbf{R} \mathbf{d} \times 100\%. \quad (2)$$

ただし、 \mathbf{r} は行列 \mathbf{R} の対角成分をとる長さ N の行ベクトル、 $\mathbf{d1}$ 、 $\mathbf{d2}$ はその成分がそれぞれ $\mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{m}$ 、 \mathbf{d} の成分の絶対値である長さ N の列ベクトルを示す。観測値と理論値とが完全に一致すればいずれのノルムも 0% となる。我々は $L2$ ノルムを最小化する最小 2 乗法でモデルベクトル \mathbf{m} を決定する。

ノルムが高次であるほど大きな予測誤差に大きな重みがかかる。少数のデータ点に対し他のデータ点と比較して相対的に大きな予測誤差があることが得る結果に大きく影響する。データに何らかの異常で外れ値が混入した場合正常な解が得られなくなる可能性がある。またモデル空間が大きくなると各モデルパラメータを拘束するデータ点数が相対的に少なくなり、解が不安定になりやすい。通常解を安定化するためにモデルパラメータに何らかの拘束をつける。例えば、⁴⁾ はモーメントが最小となるような拘束を付けている。良く使われるのは、モデルパラメータが空間的、あるいは時空的になめらかであるという拘束条件である。通常モデルの 1 次微分あるいは 2 次微分が 0 であるという条件を、適切な重みをかけて線形システムに導入することで成し遂げられる。我々はモデルパラメータがなめらかに分布するように、モデルパラメータの時空的な 2 次微分が 0 であるという条件を使用する。空間的に隣接するモデルパラメータの距離によって空間的なめらかさに対する重みを調整する。我々は重みを距離の 2 乗の逆数に比例させる。

単位または性質の違うデータを結合させて逆問題を解くにあたって、逆行列が悪条件となり解の不安定を招いたり逆行列が求まらないことがある。データ間の大小差が大きすぎると逆行列の条件が悪化する。我々は地殻変動データに定数 S をかけて強震波形データのパワーと地殻変動データのパワーの和が等しくなるように S の値を調整する。その後 W_g という重みを地殻変動データにかける。重み W_g を変化させてインバージョンを実行し結果を観察する。強震波形データ、地殻変動データおよび拘束条件のすべてを含む線形システムは次式で表される。

$$\begin{pmatrix} & \mathbf{R}_s & \mathbf{A}_s \\ W_g & S & \mathbf{R}_g & \mathbf{A}_g \\ e & & \mathbf{C} & \end{pmatrix} \mathbf{m} = \begin{pmatrix} \mathbf{R}_s & \mathbf{d}_s \\ W_g & S & \mathbf{R}_g & \mathbf{d}_g \\ & & \mathbf{0} & \end{pmatrix} \quad (3)$$

ここで、サブスクリプト s 、 g はそれぞれ強震波形、地殻変動データに対応する。 \mathbf{A} は各小断層のモーメント解放量と観測される物理量の理論値とを対応付けるカーネル、 \mathbf{d} はデータベクトル、 \mathbf{R} は観測誤差を考慮した重み行列、 S は強震波形データと地殻変動データとのパワーの和を等しくするためのファクター、 W_g は強震波形に対する地殻変動データの重み、 \mathbf{C} は拘束条件、 e は拘束条件に対する重みである。

5.4 解析結果

5.4.1 破壊速度、地殻変動に対する重みを変化させた場合の比較

重み W_g が 0 の場合に得た結果について観察する。図-5.4.1 から強震波形は地殻変動よりも破壊速度によるミスフィットの変化が小さいことが分かる。強震波形の $L1$ 、 $L2$ ノルムはそれぞれ 40%

前後、65から70%、地殻変動の場合はそれぞれ90から100%、95から110%の範囲を変動する。図-5.4.2は破壊速度が2.2 km/sの時1番目のタイムウインドウのモーメント解放量が2、3番目のタイムウインドウの2倍以上であることを示す。静的モデルは破壊速度の変化に対して劇的には変化しない(図-5.4.3)。3個のタイムウインドウを使用しているため破壊速度の選択の範囲が広がっていると考えられる。破壊速度が小さい場合初期破壊点付近にモーメント解放が集中し、破壊速度を大きくするとだんだんモーメント解放が周辺部に散らばる様子が観察できる。

重み W_g が1.0の場合に得た結果について観察する。L1ノルムは強震波形、地殻変動とも70%前後、L2ノルムは強震波形は40から50%、地殻変動は45から50%の範囲を変動する(図-5.4.1)。図-5.4.2から地殻変動データを結合した場合はタイムウインドウごとのモーメント解放量の破壊速度による変化が小さいことが分かる。地殻変動は破壊速度の変化の影響を受けないから静的モデルを直接拘束する。間接的にタイムウインドウごとのモーメント解放量を拘束すると考えられる。静的モデルは破壊速度の変化に対して比較的安定している(図-5.4.3)。静的モデルが地殻変動データから良く拘束されていることを示している。特に浅部のモーメント解放の空間分布は全破壊速度を通して大きな変化がない

すべての破壊速度、重み W_g で淡路島北西端直下に対応する格子点(1、2-4、1-2)の領域内部でまとまったモーメント解放が見られる。重み W_g が1.0の場合全破壊速度で神戸市直下浅部に対応する格子点(3、8、1)にモーメント解放が見られる。重み W_g が0の場合直接対応するモーメント解放が見られないか、不明瞭の場合がある。仮定する破壊速度により推定するモーメント解放の位置が少しずれるか焦点がぼやけたと考えられる。重み W_g が1.0の場合は地殻変動データからの拘束により地表近くの狭い領域にモーメント解放が限定できたと考えられる。

重み W_g を0から1.0まで変化させても強震波形のミスフィットはL1、L2ノルムともに大きな変化がないが、地殻変動のミスフィットが急激に小さくなっていることが分かる(図-5.4.1)。破壊速度を変化させた場合のモーメント解放の空間分布の安定性および強震波形と地殻変動データのミスフィットのバランスから、重み W_g の値は1.0が最適と考えられる。

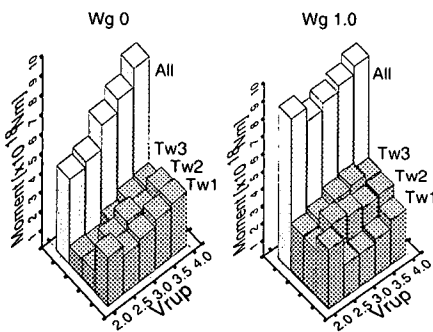


図-5.4.2 タイムウインドウとモーメント解放量の関係。

それぞれ2、3番目のタイムウインドウが主要なモーメント解放を担っていることが分かる。破壊速度3.0 km/sは、主要なモーメント解放を担うタイムウインドウが2番目から3番目に遷移する破壊速度に相当すると考えられる。破壊速度2.6 km/sから3.0 km/sの間は静的モデルの変化が小さい。

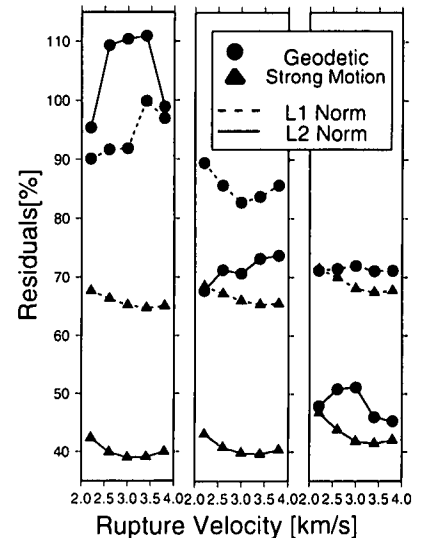


図-5.4.1 破壊速度に対するL1、L2ノルムの変化。左から順に重み W_g を0、0.5、1の場合。

ノルムが最小値をとるための破壊速度の値は重み W_g によって変化する。L2ノルムは強震波形の場合重み W_g によらず破壊速度が3.0 km/sの時が小さい。L1ノルムは強震波形の場合重み W_g によらず破壊速度が3.4 km/sの時小さくなる。強震波形のL1、L2ノルムはいずれも破壊速度が3.0から3.4 km/sでなだらかな極小値が存在することが確認できる。それに対して地殻変動のL1、L2ノルムは極小をとるような変化をせず系統性が確認できない。

重み W_g が1.0の場合のタイムウインドウごとのモーメント解放量を観察すると、破壊速度が2.6、3.4 km/sの時それぞれ

L1、L2 ノルムの強震波形が破壊速度 3.0 km/s 程度で極小値をとる様子が観察されたことも考慮して、我々は重み W_g が 1.0、破壊速度が 3.0 km/s の時に得た静的モデルを最終静的モデルとする。

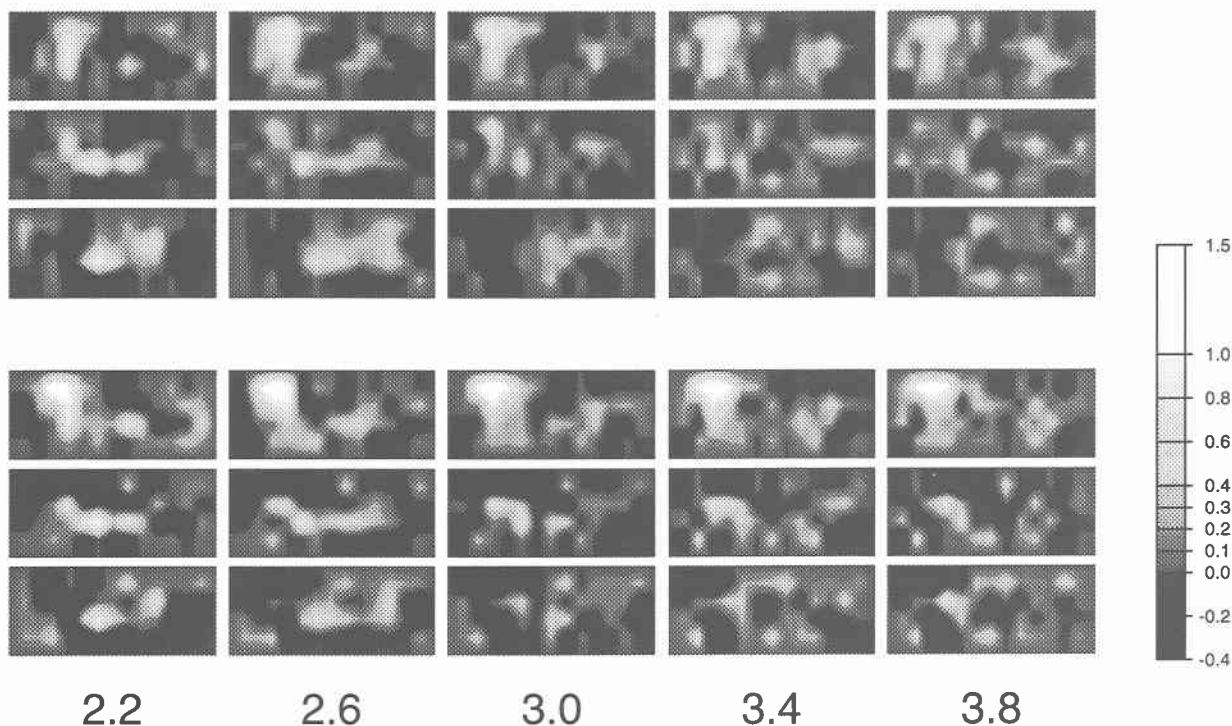


図-5.4.3 破壊速度ごとに得た静的モデルを $\eta\zeta$ 平面で切り $\xi > 3$ の地点から見た断面図。
上から順に、 $\xi = 1, 2, 3$ に対応する。重み W_g が 0(上)と 1.0(下)の場合。
小断層のモーメント解放値を対応する格子点上に代表して
コンタをひいた。スケールの単位は 10^{18}Nm 。

5.4.2 最終静的モデル

この節では破壊速度を 3.0 km/s、重み W_g を 1.0 とした時の静的モデル (最終静的モデル) について吟味する。全時空グリッドでモーメントテンソル平均をとった場合のベストダブルカップルは (*strike/dip/rake*) = ($51^\circ/87^\circ/-179^\circ$)、モーメントは $8.3 \times 10^{18}\text{Nm}$ (M_w 6.5)、CLVD 成分 5% となる。空間格子ごとにモーメントテンソル平均をとった場合のベストダブルカップルのモーメントを求めて全空間格子点の和をとると $3.4 \times 10^{19}\text{Nm}$ (M_w 7.0) となる。空間的にメカニズムが変化し、全体の和をとるとキャンセルアウトする成分があることが示唆される。

本震近傍の大振幅の波形の影響でインバージョン結果が大きく変化する可能性がある。本震直上に位置する観測点 KOB、KBU の波形を除いたデータセットを使用して破壊速度を 3.0 km/s、重み W_g を 1.0 とした同様のインバージョンを実行する。その結果得た全時空グリッドのモーメントテンソル平均から計算したベストダブルカップルのモーメントは $6.7 \times 10^{18}\text{Nm}$ (M_w 6.5)、空間格子ごとのモーメントテンソル平均から計算したベストダブルカップルのモーメントの和は $3.2 \times 10^{19}\text{Nm}$ (M_w 6.9) である。静的モデルはほぼ変化しない。淡路島側北西端浅部の大モーメント解放、神戸市直下浅部のモーメント解放などの特徴的な傾向も一致する。

小断層の位置がわずかに変化しただけでもインバージョン結果が大きく変化する可能性がある。特に地殻変動は最浅部の小断層配置に敏感であると考えられる。そこでグリッドセット 2 を使用して破壊速度を 3.0 km/s、重み W_g を 1.0 とした同様のインバージョンを実行する。その結果得た静的モデルをグリッドセット 1 を使用した場合の静的モデルと比較して図-5.4.4 に示す。グリッドセット

1、2を使用した場合の静的モデルは浅部のみでなく深部においても大きな差異はなく、互いの格子間隙を連続的に補うようなパターンを示す。グリッドセット1を使用した場合に神戸市直下浅部のグリッドセット1の格子点(3、8、1)に対応する特徴的なモーメント解放はグリッドセット2の場合それを挟み込むように格子点(3、7、1)および(3、8、1)に見られる。実際のモーメント解放はグリッドセット1の格子点(3、8、1)の近傍に集中的に存在することを示唆しているのかも知れない。

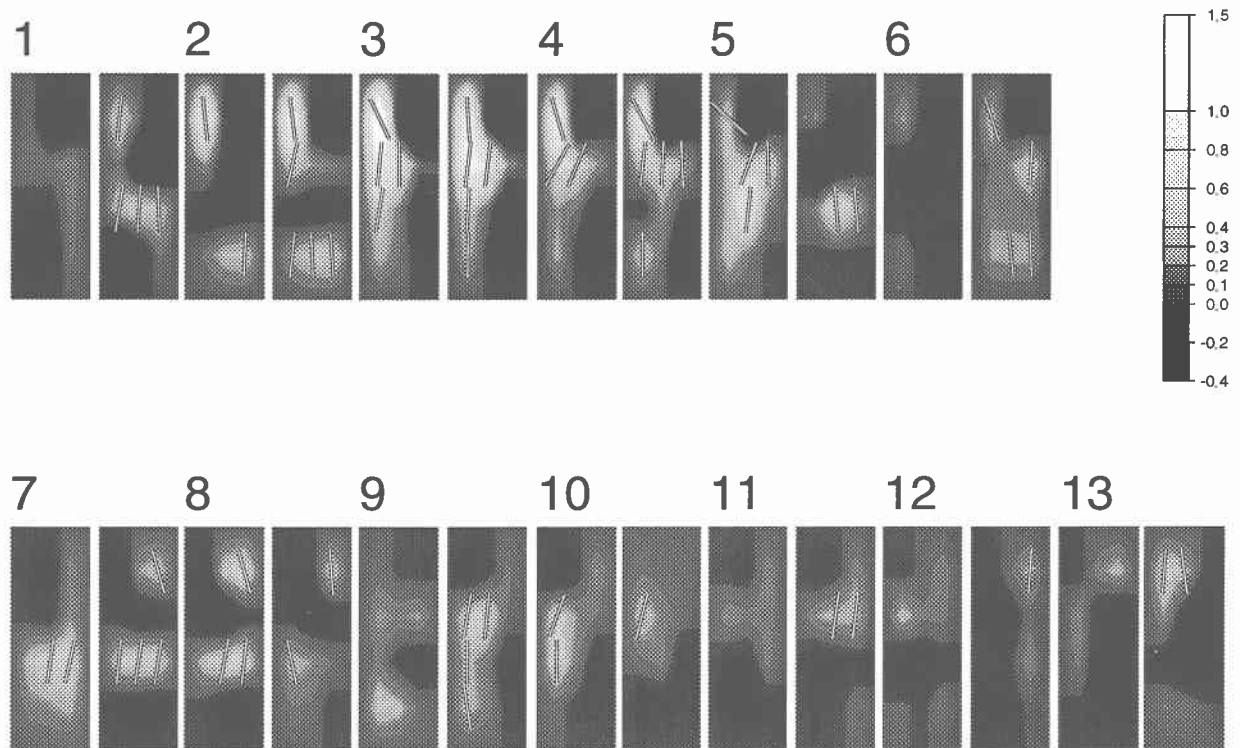


図-5.4.4 グリッドセット1、2を使用した場合の静的モデルの比較。 $\xi\zeta$ 平面によって直方体格子を切った断面を η 軸にそって変化させて表示した。上の数字は η 軸方向に対応する格子点番号を示す。グリッドセット1、2の順番で並べる。隣り合う断面間の距離は2 kmとなる。コンタのひき方は図-5.4.3と同じ。モーメント解放量が最大の小断層のモーメント解放量の20%以上に達する小断層の断面を白線で示す。

5.5 モデリング誤差を含む場合のシミュレーション

5.5.1 方法

解析で得た静的モデルを単純化したモデルを仮定する。単純化した静的モデルに対してある震源過程を仮定して理論強震波形および理論地殻変動を計算する。理論強震波形および理論地殻変動を疑似観測データとして解析と同様にインバージョンする。

グリッドセット1を使用して静的モデルを与える。与えた静的モデルを図-5.5.1に示す。与えた静的モデルにもとづいて震源過程モデルを仮定する。タイムウインドウ間隔を0.5秒として5個のタイムウインドウを使用する。解析で使用したタイムウインドウ数、間隔はそれぞれ3個、1.0秒だから、2、4番目のタイムウインドウは再現不可能である。モデリング誤差を考慮したノイズとして混入する。震源時間関数は1から5番目のタイムウインドウに対して2:1:2:1:2の比および1:2:3:2:1の比でモーメントを与える格子点を混在させる。破壊速度は3.0 km/sとする。メカニズムも空間的に変化していると考えられる。 $1 \leq \xi \leq 2$ 、 $2 \leq \eta \leq 5$ かつ $1 \leq \zeta \leq 3$ の領域には

(*strike/dip/slip*)=(50°/60°/150°) のメカニズムを与える。それ以外の領域には (230°/75°/170°) を与える。各空間格子ごとに与えたモーメントの和は $2.5 \times 10^{19} \text{Nm}$ である。全時空グリッドでモーメントテンソル平均をとった場合のベストダブルカップルは (*strike/dip/rake*) = (54°/79°/170°)、モーメントは $2.2 \times 10^{19} \text{Nm}$ (M_w 6.8) となる。

インバージョンは破壊速度を 3.0 km/s と仮定してグリッドセット 1、2 をそれぞれ使用して 2 通り実行する。このシミュレーションは破壊速度、速度構造、観測点周辺の構造には誤差を考慮しないが、そのかわりに震源時間関数、格子点配置に誤差を考慮する。

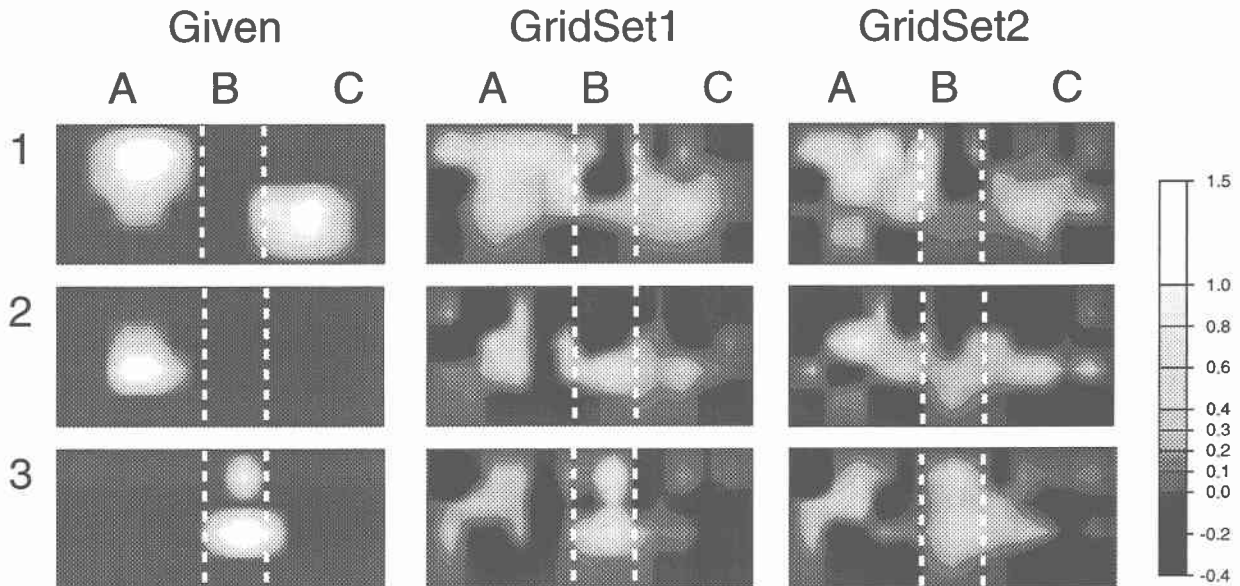


図-5.5.1 シミュレーションで与えた静的モデル(左)、グリッドセット1、グリッドセット2を使用して得た静的モデル(それぞれ中、右)。上から順に $\xi = 1, 2, 3$ に対応する $\eta\zeta$ 平面による断面コンタを表す。左の数字が ξ 軸方向の格子点番号。対応する領域が分かりやすいように各モデルを A、B、C の領域に区切った。

5.5.2 結果

グリッドセット1を使用してインバージョンした結果、全時空グリッドでモーメントテンソル平均をとった場合のベストダブルカップルは (*strike/dip/rake*) = (54°/88°/178°)、モーメントは $1.6 \times 10^{19} \text{Nm}$ (M_w 6.7) となる。与えたモーメントは約 30 % 過小評価される。強震波形の $L1$ 、 $L2$ ノルムはそれぞれ 35 %、11 % である。地殻変動の $L1$ 、 $L2$ ノルムはそれぞれ 60 %、34 % である。

グリッドセット1、2を使用してインバージョンした結果得た静的モデルを図-5.5.1に示す。図-5.5.1から使用するグリッドセットの変化に対して静的モデルが比較的安定であることが分かる。グリッドセット2を使用した場合、例えば領域Bのモーメント解放を分解できないというような分解能の劣化がおこるが、復元した静的モデルのパターンに大きな差異はない。

静的モデルの復元に関する特徴を次に整理する。モーメント解放の絶対値の復元が良くない。モーメント解放を与えていない領域にまでモーメントの「しみだし」が見られる。例えば $\xi = 2$ の領域Aにあたる南西中深部のモーメント解放は $\xi = 3$ にその影響による偽のモーメント解放を復元する。 $\xi = 3$ の領域Bにあたるモーメント解放は $\xi = 2$ にその影響による偽のモーメント解放を復元する。 $\xi = 1$ の領域Cにあたる北東深部のモーメント解放は、グリッドセット1の場合 $\xi = 2$ まで、グリッドセット2の場合 $\xi = 3$ まで偽のモーメント解放を復元する。グリッドセット1、2のいずれの場合でも $\xi = 2$ の領域B、Cの偽のモーメント解放は連結して1つのまとまりとなる。

$\zeta = 1$ に対応する浅部ではモーメントの「しみだし」はおこりにくい。例えば領域 B の浅部のモーメント解放はいずれのグリッドセットでも $\xi = 1, 2$ にしみだしていない。しかしその深部のモーメント解放は $\xi = 1, 2$ にしみだしている。「しみだし」は深部の分解能の悪い領域で起こりやすい。

「しみだし」はあるものの $\xi = 1, 2, 3$ のいずれかでのみ断層運動があったと仮定すれば、 ξ 軸方向のどの格子点でモーメント解放があったのか推測することは可能である。例えば領域 C の深部のモーメント解放量の復元は、どちらのグリッドセットでも $\xi = 1, 2, 3$ と遠ざかるにつれてだんだん小さくなっている。

5.6 断層形状の推定とまとめ

グリッドセット 1、2 を使用した解析結果およびシミュレーション結果から本震によって動いた断層形状を推定する。図-5.4.4 から淡路島側では全体として南東落ちの断層面が想定可能である。明石海峡直下にあたる $\eta = 5, 6$ を境に、全体として北西落ちの断層面が想定可能である。明石海峡付近を境に落ちる方向が変化する 2 枚の不連続な断層面が想定される。隣り合う断面との関係からは 2 枚の平面的な断層面ではモーメント解放分布が完全には説明されない。小規模な断層面の不連続か曲りを想定する必要がある。

シミュレーション結果は深部の ξ 方向の分解能があまり良くないことを示す。 ξ 軸方向の格子点間隔がもっとも狭い。空間的に滑らかな拘束条件は η 軸方向の 4 倍、 ζ 軸方向の 6.3 倍の重みがかかっている。図-5.4.4 で観察される深部のモーメント解放の ξ 軸方向の膨らみは、断層面の並走ではなく平滑化の影響による分解能の劣化と考えるのが自然である。基本的には深部で $\xi=(1, 2)$ 、 $(1, 2, 3)$ 、 $(2, 3)$ にモーメント解放が見られる場合、それぞれ格子点 $\xi = 1, 2, 3$ に対応する小断層が実際に動いたと考える。相対的に大きなモーメント解放があった領域をできるだけ滑らかに連結させて断層形状を推定する。

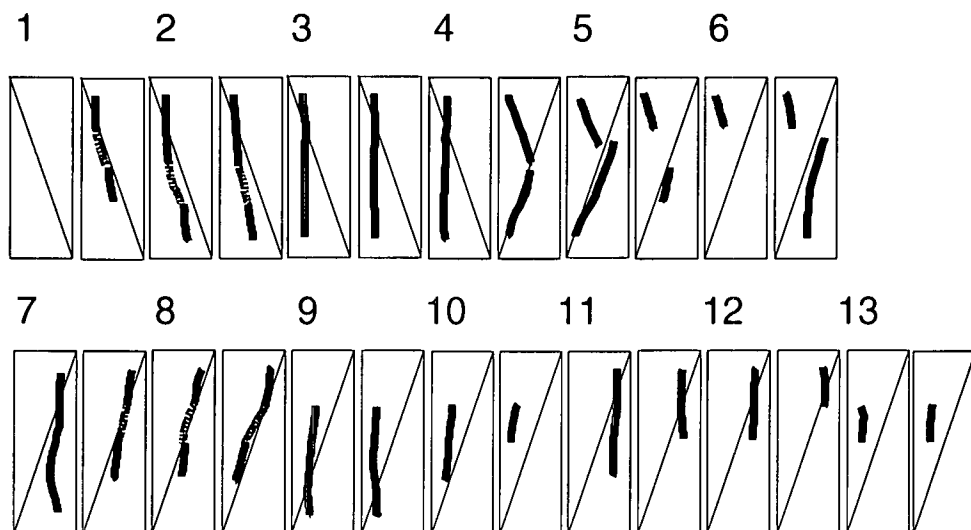


図-5.6.1 推定された断層形状。図の表示法は図-5.4.4 に対応する。フリーハンドで断層面の断面を描いた。モーメントを解放していない部分は点線で示した。見やすさのために対角線を引いた。

断層形状の推定結果を図-5.6.1 に示す。本震全体では $\eta = 5, 6$ を境に傾斜が逆になる傾向がある。 $\eta = 3$ から 4 に対応する領域では地表付近から地下 20 km 近くまで鉛直に近い角度で南東に落ちる断層面が推定される。主要なモーメント解放は地表から深さ数 km の部分に集中する。 $\eta = 7$ から 10 にかけて北西に落ちる断層面の角度が $\eta \geq 11$ から鉛直に近くなる。傾斜が η 軸方向に変化するのは平面的な断層面の不連続によるか大きな断層面の連続的な傾斜の変化によると考えられる。神戸側では約 10 から 15 km の深部にモーメント解放が見られる他、神戸市直下数 km の浅部で局所的な

モーメント解放が見られる。

参考文献

- 1) Sholtz, C. H.: The mechanics of earthquakes and faulting, Cambridge University Press, 1990.
- 2) Li, V. C., S. H. Seale, and T. Cao, Post seismic stress and pore pressure readjustment and aftershock distributions, *Tectonophysics*, 144, pp. 37-54, 1987.
- 3) Olson, A. H. and R. W. Apsel: Finite faults and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 72, pp. 1969-2001, 1982.
- 4) Hartzell, S. H. and T. H. Heaton: Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 73, pp. 1553-1583, 1983.
- 5) Brian P. Cohee and Gregory C. Beroza: A comparison of two methods for earthquake source inversion using strong motion seismograms, *ANNALI DI GEOPHYSICA*, 37, No. 6, pp. 1515-1538, 1994.
- 6) Ide, S., M. Takeo, and Y. Yoshida: Source Process of the 1995 Kobe Earthquake: Determination of spatiotemporal slip distribution by Bayesian modeling, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 86, pp. 547-566, 1996.
- 7) Hashimoto, M., T. Sagiya, H. Tsuji, Y. Hatanaka, and T. Tada: Co-seismic displacements of the 1995 Hyogo-ken Nambu earthquake, *J. Phys. Earth*, 44, pp. 255-279, 1996.
- 8) Cho, I., I. Nakanishi, and K. Kanzaki: The source mechanism of the Hyogoken-nambu earthquake of January 17, 1995, *J. Nat. Disas. Sci.*, 16, pp. 21-29, 1995.
- 9) Nakamura, M. and M. Ando: Aftershock distribution of the January 17, 1995 Hyogo-ken Nambu earthquake determined by JHD Method, *J. Phys. Earth*, 44, pp. 329-335, 1996.