

ホモモロフィックフィルタを用いた地震動位相特性の抽出

佐藤 忠信・土岐 憲三・石塚 憲

IDENTIFICATION OF PHASE CHARACTERISTICS OF STRONG GROUND MOTION USING HOMOMORPHIC FILTER

By *Tadanobu SATO, Kenzo TOKI and Ken ISHIZUKA*

SYNOPSIS

The cepstrum analysis was applied to deconvolute a seismic wave into a system response function and a train of impulses. Based on several criteria to minimize error, we propose a method to identify the source mechanism using identified trains of impulses. Simulated waves were analyzed in order to examine the validity of the proposed deconvolution method. It was found that arrival time of an impulse was estimated within the error of two sampling intervals and intensity of impulse was proportional to the difference between the exact and estimated arrival time of the impulse.

The accelerograms recorded at fourteen stations in El Centro Array are used to identify the fault mechanism of the 1979 Imperial Valley, California earthquake. The rupture velocity, the starting point of rupture, the direction of the rupture propagation and the rise time can be estimated by minimizing the error between deconvoluted trains of impulses and theoretically calculated ones by selecting proper values of fault parameters in the rupture process. The multiple rupture process was confirmed by the fact that five major small events were identified on the fault surface.

The identified distribution of seismic moment on the fault surface compares well with that investigated from different approach. The analytical algorithm led to the nonlinear system inversion and non-uniqueness of identified parameters. To overcome these problems, we applied Bayes' rule which provided a quantitative error measure taking into account the effect of prior information for identifying parameters.

1 緒 論

構造物の耐震設計を行う際に、基本的かつ重要な課題は地震動の設定法である。これに関しては従来から種々の検討が加えられており、その成果は現行の耐震規定に反映されている。耐震設計法の基本は震度法であるが、対象とする構造物の規模、形式、重要度などに応じて、設計震度の設定だけで十分なものから応答スペクトル、さらに具体的な波形が必要となるものまで、非常に広範囲にわたっている。特に最近では長大橋や、原子力施設などの大型構造物が建設されるようになってきたため、具体的な地震波形を用いてその安全性を検討しておくことも必要とされるようになってきた。

設計用の入力地震動を、どのように定めるかについて、現在行われている手法を大別すると以下の3つに分けられる。第1は、すでに得られた実地震動記録をそのまま構造物への入力とする考え方である。こ

れは、対象とする地点の近傍、または同じような地下構造を持った場所で、過去に観測された強震記録をそのまま利用する方法である。Imperial Valley 地震 (1940) の際の El-Centro での記録、Kern Country 地震 (1957) の際の Taft での記録、わが国では十勝沖地震の際の八戸での記録などがその例である。第 2 は、地震動波形を線形フィルターからの出力と考える方法である^{1,2)}。第 3 は、断層の食い違い運動をモデル化して弾性波動論により解析的に入力地震動を合成するものである^{3,4)}。

第 1 の方法では、解析対象となる地域と同じ地盤構造を有する地点で、波形記録が得られていることは稀であり、使用できる記録は限られている。第 3 の方法は、合理的なものであるが、断層面での微細な破壊やその進行過程をモデル化することが困難なため、土木構造物の地震応答解析に使用できる周波数領域での合成法は確立されていない。こうした観点から、原子力施設等の大型重要構造物の耐震設計法では第 2 の方法を用いることが多い。

よく用いられるのは、過去の地震動のフーリエスペクトルの振幅特性を統計的に予測して、振幅と位相を独立に与え、設計用地震動を合成する手法である⁵⁾。しかし、地震動は波動の到着時刻以前では振幅がゼロとなる因果性関数であるから、フーリエスペクトルの振幅と位相の間に相関性がある⁶⁾。したがって、両者の独立性を仮定することによって合成された模擬地震動は、本質的に矛盾を含んでいることになる⁷⁾。地震動を合成するには地震動の震源特性と地震波の伝播経路における位相変化の特性を明確にしておく必要がある。これは震源における破壊過程を表現する信号が伝播経路により変形され結果が各観測点における地震動記録であると考えられるからである。震源における破壊過程を地震動記録から分離抽出し、その特性を考察することは、単に地震学的な興味から断層面上での破壊過程を知るだけでなく、設計地震動の合成における位相条件を提供する上で重要な課題である。

本研究は、地震動記録に含まれる位相特性を同定するための手段として、以下のようなケプストラム解析^{8,9)}を用いて地震動記録から破壊過程を表す時間関数を分離する手法を提案し、これを用いて断層面上の破壊過程の推定を行う。

地震動記録は、震源における破壊過程を表す時間関数 (インパルス列) と震源から観測点までの伝達経路の特性を表す時間関数 (グリーン関数) との合成積で表現される。合成積の形で表現される信号のフーリエ変換形は合成前の各信号のフーリエ変換形の積となるので、帯域選択形のフィルタリング操作で両者を分離することは困難な場合が多い。一般によく行われるのは逆フィルターを用いる方法で、いずれか一方の信号の逆フィルターを構成して記録波形から他方を分離抽出する方法である。しかし逆フィルターの安定性や実現可能性を別にしても、その構成には対象となる信号についての正確な知識が必要であり、実際にはそれも未知であることが多く、この手法は一般に使えないことが多い。一方、二つの信号が和の形で結合している場合には、対象となる周波数帯域だけを選択的に取り出すフィルターを用いた波形処理によって信号の分離が可能である。こうした点に着目した信号処理の手法としてケプストラム解析がある。これは、合成積の形で結合した波形をフーリエ変換によって積の形に変換し、さらにその対数をとることによって和の形に変換して処理する解析法である。特に複素ケプストラム解析は位相情報が変換の際に保持されるので、波形の復元が可能であり有用な解析手法である。しかし、フーリエ変換によって失われた位相の連続性を保証する位相アンラップ操作等、複雑な操作が必要となり信号処理そのものを自動化することはかなり困難である。本研究では複素ケプストラム解析を用いて、対象とする地震動記録のグリーン関数の特性を考慮し、位相アンラップ操作やフィルタリング操作の簡略化を行った上で、記録波形のみから破壊過程を表す時間関数と伝達経路の特性を表す時間関数とに分離することを試みる。

2 では、ケプストラム理論の概要を述べ、模擬波形を用いて波形分離法の適用限界についての検討を行う。3 では分離された破壊過程を表す時間関数から震源を推定する方法について説明し、観測点における模擬インパルス列を用いて、震源推定を試み、手法の適用性についての検討を加える。4 では、実地震動記録 (Imperial Valley 地震 1979) を提案した手法により解析し、実地震動記録に対する波形分離法と震源推定法の適用精度について検討し、破壊過程について考察を加える。

5では、4で推定することができなかった断層面上での局所的な地震モーメントの解放量の推定を行う。これは断層破壊過程についての逆解析を行うことと同等であるが、最小2乗法を用いた逆解析では収束の安定性が悪いのでベイズ理論に基づく逆解析手法を利用して問題を解決した。なお、観測値としては4で分離した各観測点におけるインパルス列を用いた。

2 ケプストラム解析による波形処理理論

2.1 ケプストラム解析のアルゴリズム

(a) ケプストラムの概念

今、2つの時間信号 $f_1(t)$, $f_2(t)$ が何らかの形で結合して1つの時間信号 $f(t)$ を形成しているとする。今 $f(t)$ から $f_1(t)$, あるいは $f_2(t)$ を分離して抽出することを考える。もっとも簡単な形は両者が和の形で結合している場合である。すなわち、

$$f(t) = f_1(t) + f_2(t) \quad (1)$$

この場合には $f(t)$ の周波数帯域は $f_1(t)$ と $f_2(t)$ それぞれの周波数帯域の和となる。

$$F(\omega) = F_1(\omega) + F_2(\omega) \quad (2)$$

したがって、それぞれの周波数帯域が互いに分離していれば、低域通過フィルターや広域通過フィルターなどの線形システムによって、望みの信号を分離抽出することが可能である。

一方われわれが取り扱う信号の中には、2つないしそれ以上の信号が畳込み積分の形（重ね合わせ）で結合しているものが多い。例えば線形系の出力信号は、その系の入力とシステム応答関数の畳込み積分の形で表される。地震波の記録は断層における破壊によって生じた波動が多数重ね合わされたものと考えられる。この場合、地震動記録 $f(t)$ は断層面上の破壊を表す入力信号（インパルス列） $h(t)$ が伝達経路の特性を表す線形システム〔システムの応答関数はグリーン関数であり $g(t)$ で表わす〕へ入力されたときの出力とみることができる。すなわち、

$$f(t) = h(t) * g(t) \quad (3)$$

である。ここに“*”は畳込み積分を表す記号である。式(3)をフーリエ変換すると、

$$F(\omega) = H(\omega) \cdot G(\omega) \quad (4)$$

となり、出力は両者の周波数領域では積となるから帯域選択型のフィルタリングで両者を分離することは不可能である。しかし、和の形だと上で述べたように対象となる信号の周波数帯域だけを選択的に取り出すフィルターを用いた線形処理で信号の分離が可能である。本研究で用いるケプストラム解析⁸⁾とは、畳込み積分の形で結合した信号を和の形に変換し、それに対して線形処理を施す信号処理理論である。

この信号処理理論は、畳込み積分はフーリエ変換によって積の形に変換できるので、その複素対数をとることによってさらに積を和に変換するというものである。

$$\hat{F}(\omega) = \hat{G}(\omega) + \hat{H}(\omega) \quad (5)$$

式(5)と式(2)は同形である。よって逆に式(5)をフーリエ逆変換したものは時間領域の関数に相当するものであり、次式のように表される。

$$f(t) = g(t) + h(t) \quad (6)$$

この領域は、もとの時間領域と区別するためにケフレンシ (quefrensy) と呼ばれ、強度に対応するものがケプストラム (cepstrum) と呼ばれる。ケフレンシ領域における出力は式(6)で示すように2つの信号に対するケプストラムの和となっているので、それぞれの信号の占めるケフレンシ帯域に着目することにより信号の特性を抽出することが可能であり、線形フィルタリング操作によってケフレンシ帯域が異なる信号を分離することが可能になる。このようにケプストラムに変換して行う信号解析をケプストラム解析という。線形フィルタリング操作で分離された信号は、ケプストラム解析の手順の、逆の手順をた

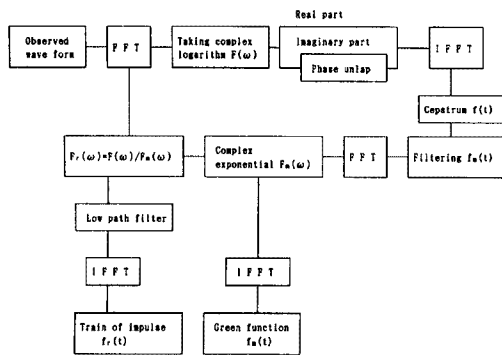


Fig. 1. Algorithm of analyses.

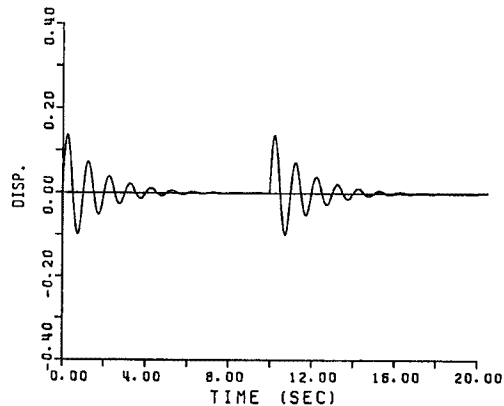


Fig. 2. A wave from used for cepstrum analysis.

ることによって時間領域の関数に分離することができる。

(b) 計算アルゴリズム

次に実際に用いた計算アルゴリズムをフローチャート Fig. 1 にそって模擬波形を用いて説明する。模擬波形 $f(t)$ (Fig. 2) は式 (3) より計算したが、関数 $h(t)$ は 0 秒と 10 秒に同じ強度のインパルスをもつインパルス列であり、伝達経路の特性を表す関数 $g(t)$ (グリーン関数) は、固有周期 1 秒、減衰 5 % の 1 自由度系の変位応答である。

ケプストラム解析 (複素ケプストラム解析) を実行する上で問題となるのは、図中の“位相アンラップ操作 (phase unlapping)”と波形分離のための“フィルタリング操作”である。 $f(t)$ が $h(t)$ と $g(t)$ の畳込み積分で表されている時、 $f(t)$ をフーリエ変換し、複素対数をとると $\hat{F}(\omega)$ となるが、これらは次式のように表現される。

$$\begin{aligned}\hat{F}(\omega) &= \log F(\omega) \\ &= \log |F(\omega)| + j \cdot \arg[F(\omega)]\end{aligned}\quad (7)$$

$$\log |F(\omega)| = \log |G(\omega)| + \log |H(\omega)| \quad (8)$$

$$\arg[F(\omega)] = \arg[G(\omega)] + \arg[H(\omega)] \quad (9)$$

ここに、 $\arg$ は複素数の偏角を、 j は虚数単位を表す。

ここで偏角に注目すると、計算機を用いて求める複素対数の偏角は通常は 2π を法とする値、すなわち主値が用いられるため 2π の整数倍の不確かさがある。したがって偏角が $-\pi < \arg[F(\omega)] < \pi$ の範囲に限られれば問題ないが、それを越えた場合には主値がとられるため偏角は不連続点を持つことになり、式 (7) における各偏角 $\arg[G(\omega)]$ 、 $\arg[H(\omega)]$ を主値で置き換えた場合、2 つの偏角の主値の和にならないことは明かである。したがって複素対数をとる場合、 2π の整数倍の不確かさを補って偏角を周波数に関して連続な関数にする必要がある。この操作を位相アンラップという。

$$\arg[F(\omega)] = \arg[F(\omega)] + 2\pi L \quad (10)$$

ただし、 $\arg$ は偏角の主値を表す。

上式において適当な L の値を決める操作によって偏角を ω に関して連続関数に直すことができる。しかし実際には位相が単純な連続関数になっていることは少なく、目視によってアンラップ操作を行い連続性を保証することは困難である。ここで用いた模擬波形 (2 波) の場合のフーリエ位相は Fig. 3 (b) のようになる。

式 (9) に示されるように模擬波形のフーリエ位相は入力 (インパルス列) の位相成分とシステム (グリーン関数) の位相成分の和で表されており、グリーン関数の位相成分はこの場合 1 自由度系をモデルに用いているので、固有振動数で変曲点を持つ $0 \sim \pi$ の値をとる連続関数になっているはずである。インパルス列の位相はそのまわりを変動する値をとると考えられる。そこで本研究では、模擬波形のフーリエ

振幅 (Fig. 3 (a)) から固有振動数を目視で読み取り, ($f_v = 1.0$ Hz) その固有振動数 f_v より大きな振動数領域における位相の補正を行った。すなわち, この領域において位相の値が正をとる部分のすべてについて 2π だけ減じた (Fig. 3 (c))。この操作を行うことにより, グリーン関数の位相成分のまわりでインパルス列の位相成分が変動するようになるので簡略的に位相の連続性を保証することができることになる。

つぎにフィルタリング操作であるが, 次式のように原波形 $f(t)$ としてグリーン関数 $g(t)$ が, t_0 秒の遅れを伴って同じ大きさで 2 波重ね合わされた模擬波形を用いて説明する。

$$f(t) = g(t) + g(t - t_0) \quad (11)$$

$f(t)$ の Z 変換は次式となる。

$$F(z) = G(z) \cdot (1 + \exp(-jt_0\omega)) \quad (12)$$

両辺の対数をとると,

$$\hat{F}(z) = \log G(z) + \log(1 + \exp(-jt_0\omega)) \quad (13)$$

この式は次式のような級数に展開することができる。

$$\begin{aligned} \hat{F}(z) = & \log G(z) + \exp(-jt_0\omega) - 1/2 \cdot \\ & \exp(-j2t_0\omega) + 1/3 \cdot \exp(-j3t_0\omega) - 1/4 \cdot \\ & \exp(-j4t_0\omega) \end{aligned} \quad (14)$$

複素ケプストラムはこの式の逆 Z 変換であるから, 次のようになる。

$$\begin{aligned} f(t) = & g(t) + \delta(t - t_0) - 1/2 \cdot \delta(t - 2t_0) + \\ & 1/3 \cdot \delta(t - 3t_0) \end{aligned} \quad (15)$$

ここに, δ はデルタ関数を表す。

式 (15) はケフレンシ領域において, システム関数 (グリーン関数) $g(t)$ と入力のに到着時刻 (インパルス列) $h(t)$ とに分離できることを示している。右辺第 1 項はシステム関数のケプストラムであり, 第 2 項以下がインパルス列のケプストラムを表している。また, この例では t_0 秒 (10 秒) におけるインパルスが, $2t_0$ 秒, $3t_0$ 秒, $4t_0$ 秒... にその強度が 1, $-1/2$, $1/3$, $-1/4$... と変化しながらケプストラムの振幅に影響を与えていることが分かる。以下にこの成分のことを「分数強度インパルス列」と名づける。位相アンラップ操作を行った後に得られるケプストラム図 (Fig. 4 (a)) を用いて, 以上の内容に説明を加える。実際の計算では有限フーリエ変換を用いており, nt_0 秒 ($n = 1, 2, 3, \dots$) の分数強度インパルス列の内, 継続時間 ($1024 \times 0.02 = 20.48$ 秒) を越えた分数強度インパルス列の成分は, 越えた時間長の分だけ継続時間 0 から繰り返されるので, 結局継続時間内にすべての分数強度インパルス列が入っていることになる。したがって Fig. 4 (a) の関数から分数強度インパルス列を全て取り除くことができれば $g(t)$ を

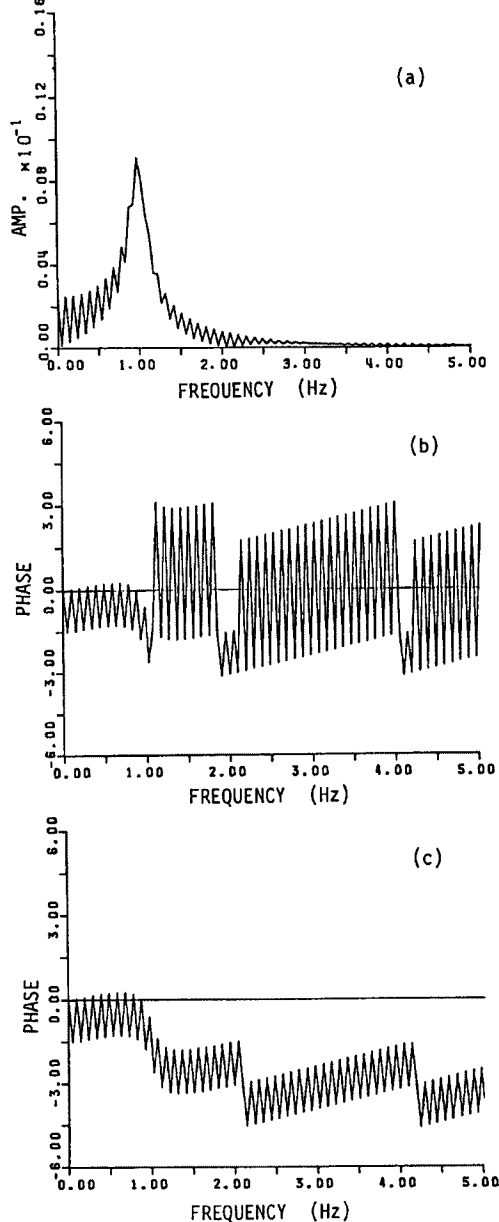


Fig. 3. Fourier amplitude (a), phase (b) and unlaped phase (c).

分離することが可能となる。インパルス列を取り除く操作を以下では「フラッター操作」と名付けるが、Fig. 4 (a) のケプストラムにフラッター操作を行った後に得られるケプストラムが Fig. 4 (b) に示されている。多数のインパルスが含まれる波形を解析する場合には、ケプストラムの段階でフラッター操作をするだけで、インパルスとその分数強度インパルス列を厳密に取り除くことは困難であると考えられる。

次に Fig. 5 を用いて、簡便なフラッター操作の手順を述べる。Fig. 5 (a) は 27 個のインパルス列から構成される模擬波形のケプストラムを示している。この場合、分数強度インパルス列の成分がどれであるか判然としない。しかし、ケプストラムの全体的な変動は $g(t)$ を表していると考えられるので、この全体的な変動がほぼ一定となり、その値が 0 となる時刻 t_{cu} を目視によって決め、それ以後を大きさ 0 として分数強度インパルス列をすべてカットする。また時刻 t_{cu} より前の部分では、 $g(t)$ の成分を消除することのないように時刻 t_{cl} と一定レベル A_c を決め、それより大きい分数強度インパルス列をすべてカットすることにする (Fig. 5 (b))。

さらに、インパルス列のフーリエ変換形 $F_r(\omega)$ を求めるとき、原波形のフーリエ変換形 $F(\omega)$ をグリーン関数のフーリエ変換形 $F_m(\omega)$ で割り算することによって求めているが、 $F_m(\omega)$ の高振動成分がフラッター操作によって小さくなるため、 $F_r(\omega)$ の高振動成分が強調される傾向があ

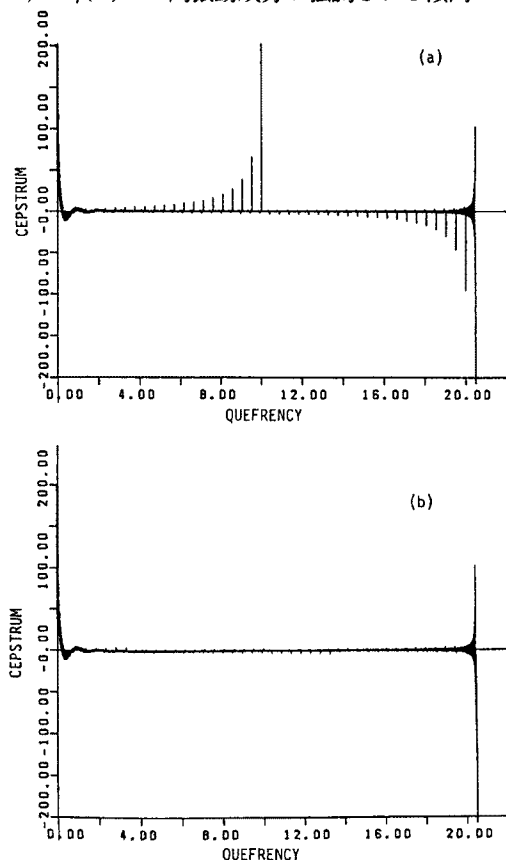


Fig. 4. Cepstrum of original wave from (a) and processed cepstrum to obtain green function (b).

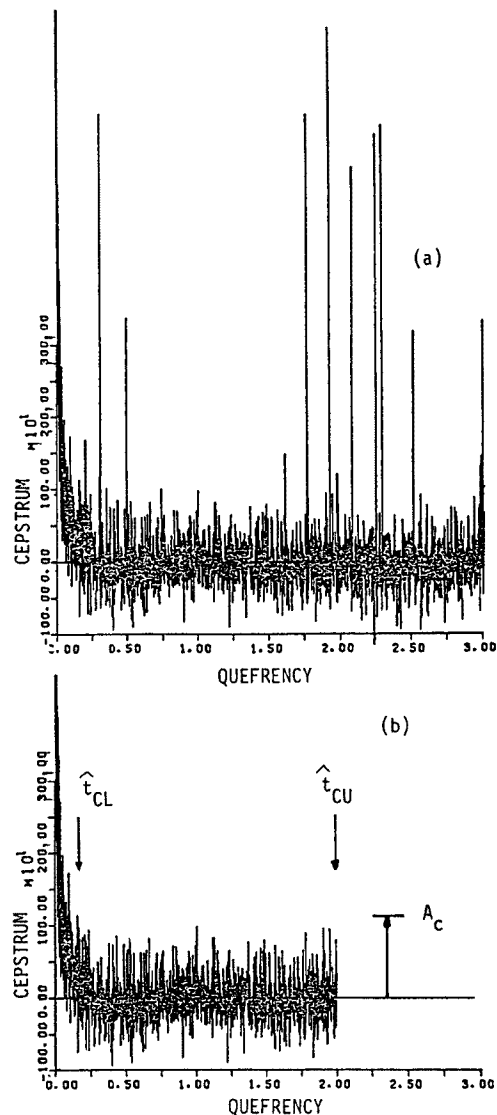


Fig. 5. Schematic explanations of filtering parameters to extract the cepstrum Green function from the cepstrum of original signal.

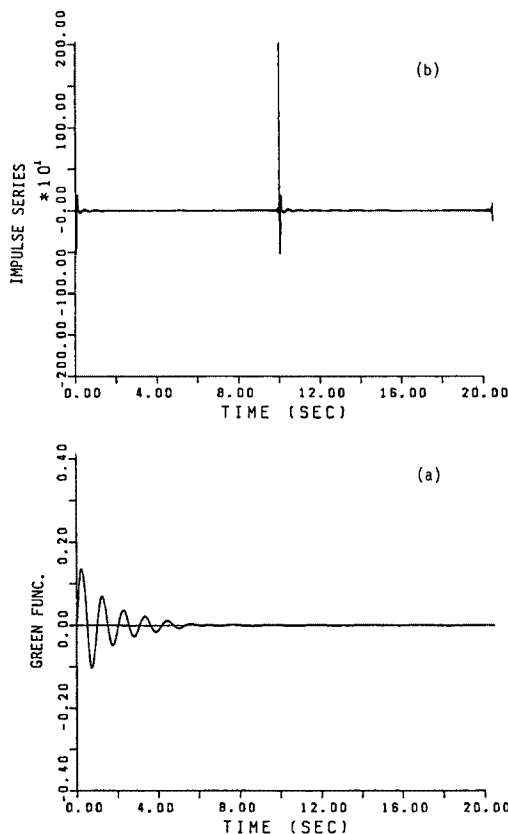


Fig. 6. Deconvoluted impulse response function (a) and train of impulses (b).

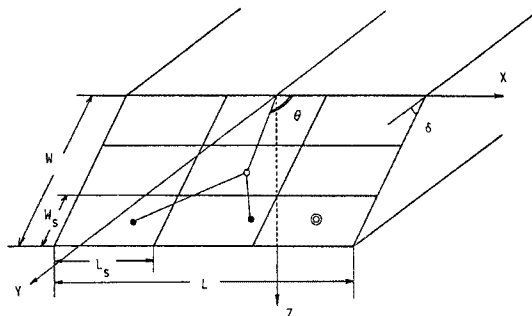


Fig. 7. Fault model for simulating a strong earthquake motion.

よく分離されていると思われる。

(c) 模擬地震動に対する解析

ここでは断層の破壊過程を考慮した模擬地震動を作成し、この波形に対して開発した解析手法を適用し、適用限界について検討を加える。

断層モデル：対象とする断層は Fig. 7 に示すように 3×3 の 9 つの小断層から構成されているものとする。そして、1 つの小断層内の 1 点において 3 回に分けて破壊が起こっていると考え (インパルスが 3 個発生している)。各小断層内の破壊位置は正規確率密度分布によってランダムに決定する。断層の破壊は、◎印の小断層から始まり一定の破壊速度 V_R (rupture verocity) で破壊が伝播すると仮定する。つまり計 $3^3 = 27$ 個の破壊が時間遅れをともなって断層面上で起こっていることになる。グリーン関数

Table 1. Fault Parameters used for Simulation

Scale of fault element	
Length L_s	= 3.5 km
Width W_s	= 5.0 km
Rise Time	0.25 sec
Scale of fault	
Length L	= 10.5 km
Width W	= 15.0 km
Dip Angle	$\theta = 90^\circ$
Depth	0 km
Rapture Velocity	$V_R = 2.4 \text{ km/s}$
Dilection of Observation Point	
θ	= 90°
Shear Wave Velocity	$V_s = 3.0 \text{ km/s}$

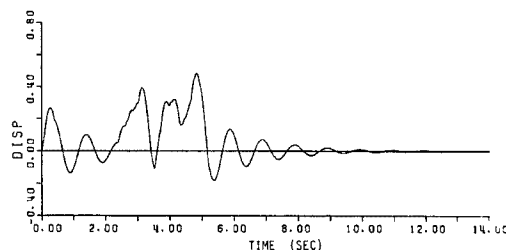


Fig. 8. Simulated displacement.

る。 $F_r(\omega)$ においてある振動数 (f_c) より高い振動数成分をカットすることによってインパルス列の分離をより明確にする。

このような、フラッター操作を Fig. 4 (a) に対し実施し分離された波形を Fig. 6 に示す。ここで用いたパラメータは、 $f_u = 1$ (Hz), $A_c = 10$, $t_{cl} = 1$ (sec), $t_{cu} = 2$ (sec), $f_c = 20$ (Hz) である。この図から分かるように、図 (a) の分離されたグリーン関数は模擬波形を作成するとき用いた厳密な波形 (Fig. 2 の 1 波を参照) を再現していると思われる。また図 (b) から明らかにインパルスの入力時刻、大きさとも精度

Table 2. Arrival times of impulse trains and their magnitude

	Arrival time(sec)		Magnitude of impulse (*10 ⁺³)		Arrival time(sec)		Magnitude of impulse (*10 ⁺³)
	Exact value	Estimated value			Exact value	Estimated value	
1	0.000	0.00	0.297	15	3.954	3.96	0.240
2	0.081	0.09	0.193	16	3.996	4.00	0.144
3	0.406	0.41	0.222	17	4.084	4.09	0.195
4	2.396	2.40	0.259	18	4.307	4.31	0.132
5	2.614	2.62	0.233	19	4.328	4.34	0.304
6	2.712	2.72	0.211	20	4.394	4.40	0.172
7	2.857	2.86	0.210	21	4.500	4.50	0.210
8	2.926	2.93	0.263	22	4.584	4.59	0.123
9	3.016	3.02	0.154	23	4.656	?	—
10	3.035	3.04	0.127	24	4.666	4.67	0.226
11	3.415	3.42	0.265	25	4.780	4.78	0.190
12	3.521	?	—	26	4.921	4.92	0.184
13	3.522	3.53	0.404	27	5.196	2.20	0.199
14	3.717	3.72	0.189				

としては 1 自由度系（固有周期 1 秒，減衰 5 %）のインパルス応答変位波形を用いる。

想定した観測点で得られる模擬波形 $f(t)$ は次式のように表現される。

$$f_i(t) = \sum_{i=1}^N a_i \cdot g(t - t_i - r_i/V_s) \quad (16)$$

ここに i ：破壊点番号， V_s ：S 波速度， r_i ：伝播距離， a_i ：インパルスの強度， t_i ：破壊時刻， g ：グリーン関数を表す

断層の諸元や波形の合成に用いたパラメータは Table 1 に示した。なおグリーン関数の距離による減衰や，radiation pattern については考慮していない。

模擬波形と分離波形：Fig. 8 に模擬変位波形を示す。想定した観測点における，各小断層で生じた波形の到着時刻は Table 2 に示すとおりである。したがってこの波形は Table 2 のインパルス到着時刻に 1 自由度系のインパルス応答波形を 27 波重ね合わせた波形となっている。この波形に対して提案した解析手法を適用する。

Fig. 9 は，フーリエ振幅と位相を示しているが，図 (a) で波形のフーリエ振幅からピークを読み取り，それに対応する振動数を，グリーン関数の卓越周期と考える。図より 0.5 Hz 以下の低振動数域において大きなフーリエ振幅がみられるが，これは震源における破壊過程の特徴を表しているものと考えられる。すなわち，模擬波形合成に用いた断層モデルの場合，破壊によって生じるインパルスの方向がある一定方向（正）に決っており，そのため得られた模擬波形が正方向に大きく振れる傾向がある。この傾向は，継続時間長に近い長い周期を持つので低振動数域において大きなフーリエ振幅をとる。そこで破壊過程の情報を多く含む低振動数域を無視し，次のピークをグリーン関数の卓越周期と考えることにする。この場合，ほぼ 1 Hz と読み取れるので，1 Hz より大きいフーリエ位相は正の値を取るものをすべて 2π だけ減じた（図 (C)）。

ケブストラムは，Fig. 10 に示されている。このケブストラムにフラッター操作を行うが，フラッター操作を規定する各パラメータを変化させて，波形の分離精度を検討した。各パラメータの値は Table 3

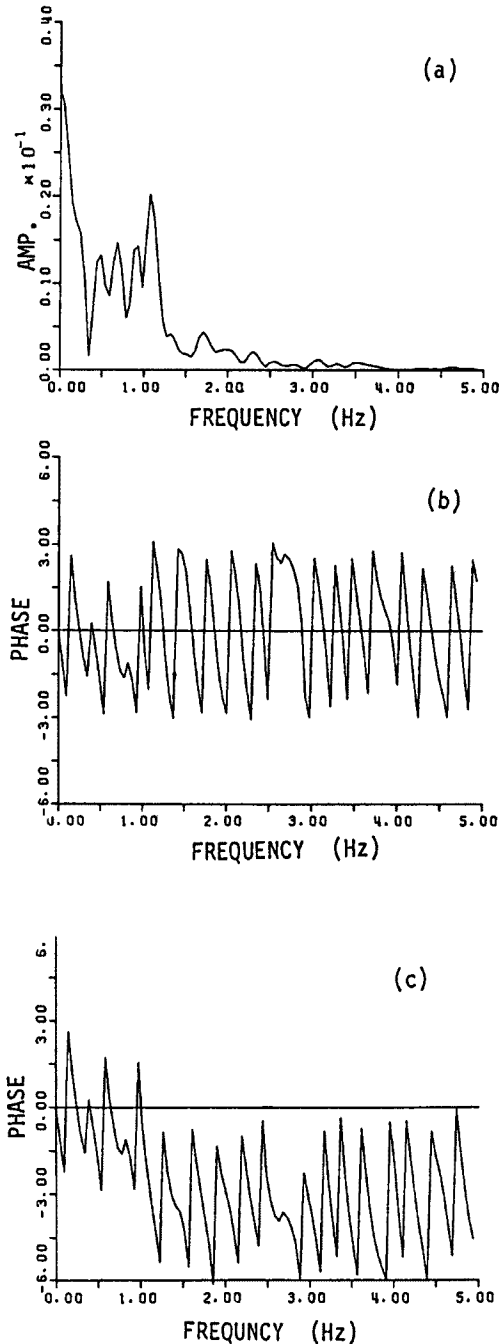


Fig. 9. Fourier amplitude (a), phase (b) and unlaped phase (c) of simulated displacement.

$10^{-3} \sim 0.2 \times 10^{-3}$ とバラついていることが分かる。この原因としては、サンプリング間隔の間にインパルスが入る場合には、インパルスの強度は前後のサンプリング時刻に分割され表現される。このためサンプリング間隔内のどの時刻にインパルスが入るかによって検出されるインパルスの強度がバラついてしま

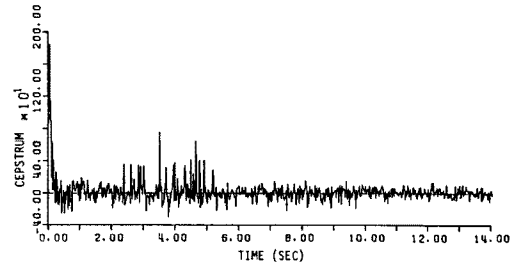


Fig. 10. Cepstrum of simulated displacement.

に示した。 t_{CL} と A_c については Fig. 10 から判断して値を固定しており、 t_{CU} 、 f_c のみを変化させている。

Fig. 11 は最も分離精度の良いものを示している。

グリーン関数については t_{CU} を延長するにつれて各サンプリング間隔の場合とも減衰が小さくなり、また波形が乱れるようになっている。これは t_{CU} を延長するとケプストラム中にフィルターによって排除できなかった分数強度インパルス列が多く含まれることになり、位相情報が乱れるためである。分離したインパルス列については、 t_{CU} を変化させてもインパルスの到着時刻や大きさには大きな変化はみられないが、高振動数成分カット f_c については大きくするにしたがって、高振動数成分が顕著になり、インパルスとノイズの区別がつけにくくなることがわかった。

以上の考察から、各サンプリング間隔において波形分離精度の高いパラメータの組合せは、Table 3 で*印をつけたものになることがわかった。

ケプストラム解析の適用精度: 分離波形を見るとグリーン関数は、模擬波形の卓越周期1秒を精度よく再現していると思われる。しかし、波形について t_{CU} を延長するにつれて減衰が小さくなり波形が乱れる傾向がある。この原因は、 t_{CU} を延長するにつれて分数強度インパルス列の除去が十分に行えないようになり、位相情報が乱れるためと考えられる。

分離されたインパルス列を見ると19番を除いてすべてのインパルスがサンプリング間隔の誤差以内で検出されている。12番と13番、23番と24番のインパルスは同じサンプリング間隔内に入っているため2つのインパルスが1つと見なされていると考えられる。このため13番、24番のインパルスの強度は、その前後のインパルスの強度の2倍前後の値となっている。

分離されたインパルス列の強度については、 $0.1 \times 10^{-3} \sim 0.2 \times 10^{-3}$ とバラついていることが分かる。この原因としては、サンプリング間隔の間にインパルスが入る場合には、インパルスの強度は前後のサンプリング時刻に分割され表現される。このためサンプリング間隔内のどの時刻にインパルスが入るかによって検出されるインパルスの強度がバラついてしま

Table 3. Values of parameters used for filtering the cepstrum

Sampling time interval (sec)	t_{cu} (SEC)	A_c	t_{cl} (SEC)	f_c (Hz)
0.01	0.3	200	1.0	30
				40
				50
			2.0	30*
				40
				50
			3.0	30
				40
				50

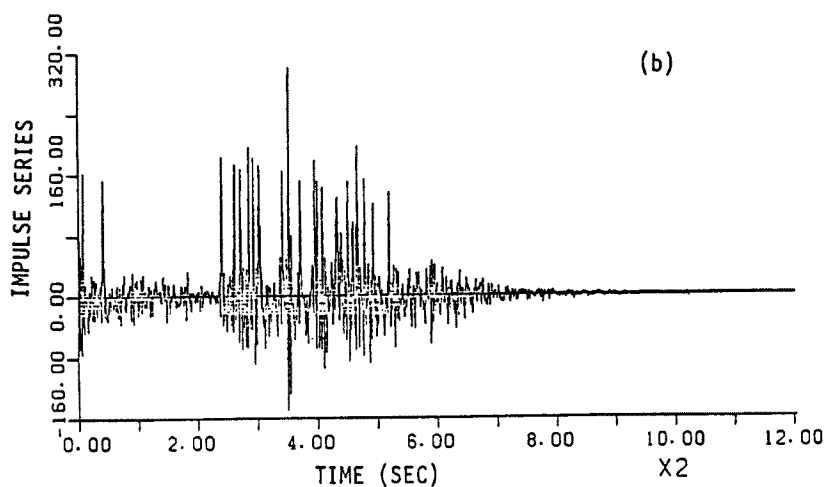
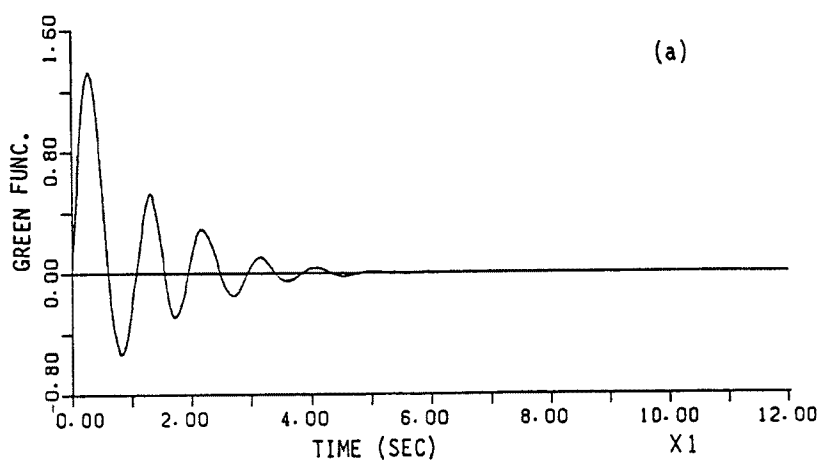


Fig. 11. Deconvoluted Green function (a) and train of impulses (b).

うと考えられる。

以上のことからケプストラム理論を用いた解析手法によって、グリーン関数とインパルス列をサンプリング間隔の精度で分離できることが分かった。インパルスの到着時刻は、ほとんどの場合ですぐ後のサンプリングポイントで検出されていることが分かる。また、同じサンプリング間隔内に2つのインパルスがある場合1つのインパルスとして検出されてしまうことは避けられない。また別のインパルスとして検出されるためにはサンプリング間隔として、2個以上離れていることが必要である。分離されたインパルスの強度はインパルスの到着時刻のサンプリング間隔に対する位置によって、大きさにバラつきがあることが分かった。

3 インパルス列による震源推定

3.1 震源推定法の解説

この節では、分離したインパルス列を用いて、断層面上の破壊時刻と位置を推定する方法について述べる。

地震断層面上の破壊の衝撃が地盤中を伝播し、観測点へ到達したものが地震動である。断層面上で大きな破壊が起こると大きな振幅の波動が地盤内を伝播し、各観測点で観測されと考えられる。したがって、各観測点の地震動記録をケプストラム解析を用いた波形分離法によってインパルス列を分離し、この中の顕著なインパルスに着目して逆に断層面上の破壊（発震）位置と時刻を推定することが可能になる。これは次の方程式を解くことによって達成される。

$$\begin{aligned}
 \sqrt{(X_1-X)^2+(Y_1-Y)^2+Z^2} &= V_S \cdot T_1 \\
 \sqrt{(X_2-X)^2+(Y_2-Y)^2+Z^2} &= V_S \cdot T_2 \\
 \sqrt{(X_3-X)^2+(Y_3-Y)^2+Z^2} &= V_S \cdot T_3 \\
 \sqrt{(X_4-X)^2+(Y_4-Y)^2+Z^2} &= V_S \cdot T_4 \\
 T &= T_{a1} - T_1 = T_{a2} - T_2 = T_{a3} - T_3 = T_{a4} - T_4
 \end{aligned} \tag{17}$$

この式は Fig. 12 に示すように、地表面上の任意の4個の観測点の空間座標 $(X_1, Y_1, 0) \sim (X_4, Y_4, 0)$ と各観測点における、インパルスの絶対到着時刻 $T_{a1}, T_{a2}, \dots, T_{a4}$ からS波速度 (V_S) が既知という条件のもとで、破壊点の空間座標 (X, Y, Z) と破壊時刻 T を求めるものである。ただし、インパルス到着時刻は絶対時刻を知る必要があるので、解析に用いる地震動記録はトリガertimeが既知でなければならない。

具体的な計算手法は以下の①～④の手順で進める。

① まず最初に、各観測点における地震動記録から分離したインパルス列の中で、顕著なものを大きいものからいくつか選ぶ（顕著なインパルスの数にもよるがだいたい10数点を選ぶ）。4つの観測点において、選んだインパルスの中で到着時刻の早いものから順に1つずつ抜き出し、式(17)を解き、破壊点を求めればよいが、抜き出した4つのインパルスが断層面上の同じ破壊点において生じたものか目視だけでは判定できない。そこで各観測点の分離したインパルス列に対して基準時刻を定めるため、公表されている震源地と破壊時刻を用いて、各観測点における最初のインパルスの到着時刻を求め、これを基準時刻とする。また、S波速度を仮定しなければならないが、これは地盤条件を勘案して適当な値を用いる。また破壊が起こっているであろう断層面の位置と破壊の伝播方向を想定する。そして最終破壊点と破壊時刻を想定し、これに基づいて各観測点におけるインパルス到着時刻を求める。このようにして、区切られたS波の一番早い到着時刻と最も遅い到着時刻を推定した上でこの中間時間範囲内のインパルス列から各観測点において大きいものから同数のインパルスを選び出す。

② 観測点群から方程式を解くために4つの観測点を選ぶ。例えば、7個の観測点がある場合、 $C_4 = 35$

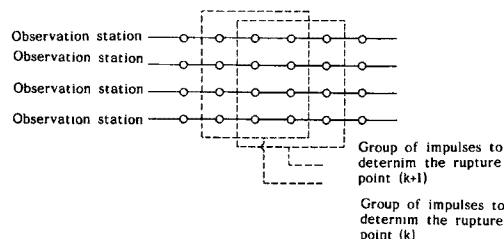
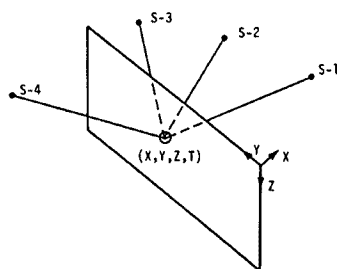


Fig. 12. A rupture point on the fault surface and observation stations. Fig. 13. Selections of impulses to determine a candidate of rupture point.

通りの組合せがあることになる。

③ ②で選んだ4組の同数のインパルス列から、各々到着時刻の早いものからインパルスを1個ずつ取り出し、式(17)を解けばよいが、2でも述べたように、インパルスの到着が地震動記録のサンプリングポイントの間にある場合、その大きさが正確に表れない。そのため分離したインパルスが断層面上の破壊の大きさを正確に表していないものが含まれる可能性がある。したがって、断層面上の1破壊点において生じた強度の大きなインパルスでも、1部の観測点において②で選んだインパルス列から欠落したり、また逆に誤差のインパルス(ダミーインパルス)であるにもかかわらず、②で選んだインパルス列に含まれている可能性がある。そこで、インパルスを取り出して解を求める時 Fig. 13 のように、4個のインパルス列の組に対して到着時刻の早いものから3個ずつ取り出し、その4個の組のインパルスを用いて式(17)のすべて組合せの解(断層面上の破壊の位置と時刻)を求める(81通りの解が得られる)。これを「破壊点候補群」と呼ぶことにする。この時求めた破壊点が想定した断層面から極端にかけ離れたものは解(X, Y, Z)に制約条件(以後「位置制約条件」と呼ぶ)を与えて取り除く。

④ 次に時刻方向に各インパルス列とも1個ずらして新しく3個のインパルスを取り出し、到着時刻を用いて③と同様にすべての破壊位置と時刻を求める。(Fig. 13)

⑤ ③と④で2組の解群(破壊点候補群)が求まるので、両者の各々から1つずつ解(破壊点の位置と時間)を取り出し、破壊点間の距離と破壊時刻の差から破壊の伝播速度 V_R を求める。この時、 V_R に制約条件(以後、破壊速度制約条件と呼ぶ)を与えて、求めた V_R が制約条件を満たすかどうか調べる。このようにして2つの破壊点候補群間において全ての破壊点の組合せについて V_R を求める。そして、破壊速度制約条件を満たす V_R が1個も得られない解(破壊点の位置と時間)があった場合、その破壊点は破壊点の候補として残さないこととする。

⑥ ③～⑤の操作を次々繰り返す。すなわち、各観測点で同定されたインパルス列から10個のインパルスを選び出し、3つのインパルスを1組として破壊点候補群を求める場合、結果として8つの破壊点候補群ができることになり、各々の候補群の間で V_R を調べることによって破壊点候補群を絞ることになる。そしてこの破壊点候補群の位置と時刻を平均したものを顕著なインパルスの破壊点であると推定する。

⑦ ⑥で平均化して求められた8個の破壊点間で V_R を計算し制約条件を満たすかどうかを調べ、もし満たされないならこの観測点の組合せを用いて求めた解は捨てることにする。

⑧ 観測点のすべての組合せについて上の③～⑦の操作を行う。

⑨ 観測点の各組合せについて求めた推定される破壊点の位置、時刻をさらに平均したものを最も確からしい破壊点とする。

3.2 模擬インパルス列による震源推定

ここでは3.1で提案した震源推定法を検証するために、模擬の観測点網を想定し各観測点における模擬インパルス列を作成し、震源推定法を適用して得られた知見をまとめる。

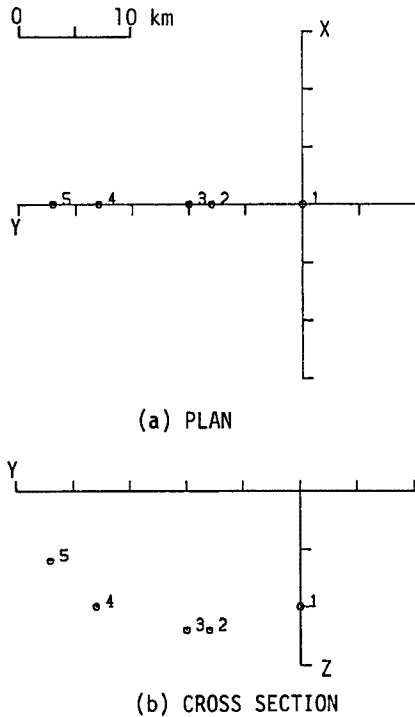


Fig. 14. Major rupture points used for simulating a fault rupture.

Table 4. Assumed major rupture points as well as their rupture times and velocities on an assumed fault for simulating train of impulses

No.	Rupture points X, Y, Z (km)	R. T.* (SEC)	Rupture Velocity (km/s)
1	0.0, 0.0, 10.0	0.0	2.73
2	0.0, 8.0, 12.0	3.0	2.00
3	0.0, 10.0, 12.0	4.0	2.73
4	0.0, 18.0, 10.0	7.0	2.83
5	0.0, 22.0, 6.0	9.0	

* Rupture Times

まず Fig. 14 に示すように、ディップアングルが 90° の断層面上の 5 ヶ所で大きな地震モーメントを解放する破壊が 1, 2, 3, 4, 5 の順に次々と生ずる場合を考える。ここで X, Y は平面座標 (図 (a)), Y, Z は断層面に設定された座標とする (図 (b))。破壊時刻, 位置, 破壊の伝播速度は Table 4 に示すとおりである。このような断層面上の破壊は地中を伝播し, 各観測点で地震動記録として観測されることになる。

したがって, 2 で述べたようにケプストラム理論を用いた波形分離法を適用して破壊の到着時刻をインパルス列として分離できると考えられる。ここでは Fig. 15 のように 7 観測点からなる観測点網を想定した。また各観測点の座標と, 断層面上の破壊点, 破壊時刻と各観測点との位置関係から求めた各観測点におけるインパルスの到着時刻は Table 5 に示したとおりである。ただし解析の対象を S 波とし, 波動の伝播速度は 3.0 km/s としている。時刻は断層面上の 1 番目の破壊が生じた時刻をゼロとした絶対時刻で表している。

Table 5. Train of impulses at 7 observation sites used for identifying the rupture points, rupture times and rupture velocities

O. S. N. ¹⁾ No.	Coordinate (X, Y)	Train of impulse at each observation site						
		1	2	3	4	5	6	7
1	10.0 10.0	*5.750	*5.760	5.774	8.249	9.207	12.416	14.578
2	-20.0 10.0	8.165	10.803	11.775	14.916	17.028	*17.040	*17.050
3	-20.0 -30.0	*12.462	12.472	*17.852	17.862	19.434	24.651	27.679
4	40.0 -30.0	17.000	21.821	23.276	*28.082	28.092	30.960	*30.970
5	40.0 50.0	21.602	*22.733	22.743	23.276	24.397	*24.407	25.398
6	-60.0 50.0	26.247	27.739	*27.749	28.368	*29.900	29.910	31.161
7	-60.0 -70.0	30.912	36.045	37.572	*37.582	*42.649	42.659	45.667
	(km)	(SEC) * : Dummy impulses						

1) Observation site number

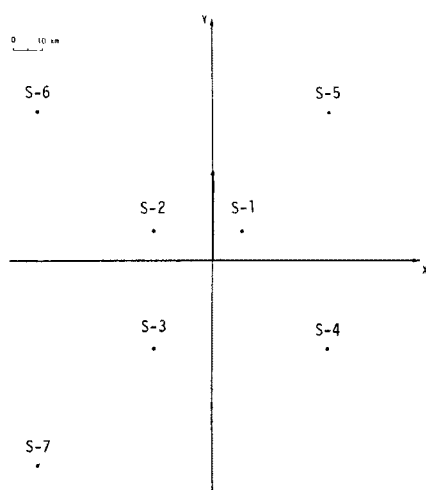


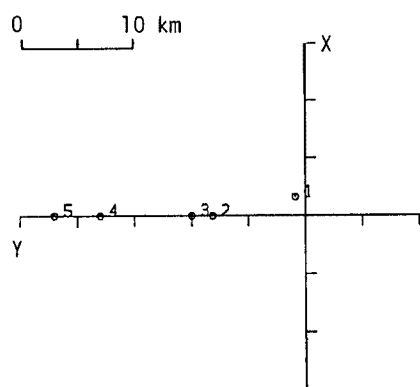
Fig. 15. Distribution of observation points.

2で考察したようにインパルス列の大きさはインパルスの到着時刻と、サンプリングポイントとの位置関係によっては正しく分離されているとは限らない。すなわち誤差成分(ダミーインパルス)を顕著なインパルスとして採用する可能性がある。ダミーインパルスは2つの断層面上の破壊過程を考慮した27波の模擬波形の解析から分かるように正確なインパルスの到着時刻の前後に表れることが多いので、ダミーインパルスを正確なインパルスの到着時刻の前後にサンプリング間隔の1~2倍離れた時刻に2個任意に挿入して解析する。(Table 5 参照)

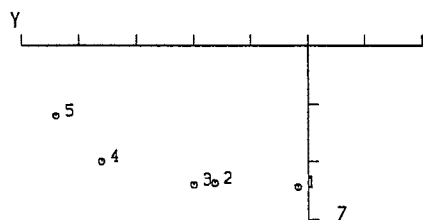
Table 5 に示したインパルス列に対して、3.1 で説明した震源推定法を適用する。この場合模擬インパルス列を用いているので②以後の操作を行えばよい。破壊点候補群を作るためのインパルスの抜き出し個数は3個とし

た。したがって7個のインパルス列から5個の破壊点候補群が得られることになり、各々の破壊点候補群は $3^4 = 81$ 個の解を持つことになる。また位置制約条件は $-20 < X < 20$ (km), $-20 < Y < 40$ (km), $0 < Z < 20$ (km) であり、破壊速度制約条件は $2.0 < V_R < 3.0$ (km/s) である。ダミーインパルスや適当でないインパルスの組合せを用いて方程式を解く場合、解が不能となったり、位置制約条件や、破壊速度制約条件を満たさなかったりする解が求まる。

観測点の組合せは $r_4 = 35$ 通りであるが、解が得られたのは9通りであった。9通りの解の内、各観測



(a) PLAN



(b) CROSS SECTION

Fig. 16. Identified rupture points.

Table 6. Identified rupture parameters of major events on the assumed fault surface

No.	Rupture points X, Y, Z (km)			R. T.* (SEC)	Rupture Velocity (km/s)
1	1.617	0.899	12.201	-0.120	2.370
2	-0.029	8.175	11.874	3.056	1.933
3	-0.001	9.999	11.998	4.000	2.752
4	0.001	18.022	9.986	7.003	2.800
5	0.001	22.001	6.044	9.001	

* Rupture time

Table 7. Fault parameters of the mainshock

Origin time	: 23:16:54.50
Epicenter	: 32.63N, 115.33W
Focal depth	: 12km
Magnitude	: $M_L = 6.6$
(U. S. G. S, Open-File, Report 80-703)	

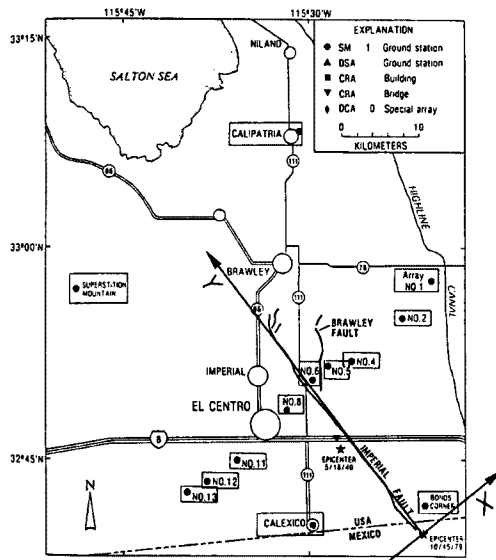


Fig. 17. Strong motions stations in the Imperial Valley.

点のインパルス列を用いて得られた解の個数は No. 1, 2, 3, 6 の各観測点が 6 個で No. 4 は 7 個, No. 5 では 5 個の解が得られた。また No. 7 の観測点からは 1 個の解も得られなかった。この観測点の 4 番目, 5 番目のインパルスは 2 個ともダミーインパルスであるため, このインパルス列を用いた場合には破壊点候補群の中には正しい解が求められず, 前後の破壊点候補群との間の破壊の伝播速度が制約条件を満たさなくなったためである。その他の観測点からはほぼ同数の解が得られていることから判断して, 正しいインパルスの間に 1 個ダミーインパルスが入っている場合には, ほぼ正しい解が得られるものと考えられる。

解の得られた観測点の組合せの解をすべて平均したもの (破壊点推定法の⑨) を Fig. 16 と Table 6 に示した。Table 4 ならびに Fig. 14 と比べると 1 番目の破壊点以外は精度よく破壊位置, 時刻を推定できていることがわかる。

4 実地震動記録に対する適用

ここでは 1979 年の Imperial Valley 地震の記録に対して提案した波形分離法と震源推定法を適用し, 断層面上での主な破壊点と破壊時刻を推定し, 得られた結果の妥当性について検討する。

4.1 Imperial Valley 地震 (1979)

1979 年の Imperial Valley 地震は, Fig. 17 に示すようにアメリカ合衆国の California 州と, メキシコとの国境付近から北北西に向けて約 30 km にわたって存在する Imperial 断層において発生した。断層面上での破壊は右横ずれで南南東の端から北北西へ向けて 1 方向に伝播した。

Imperial 断層の周辺には U. S. G. S. (United States Department of the Interior Geological Survey) 他によって 30 数個の強震記録計が設置されており, 強震記録が観測された。また, Imperial valley 地震については数多くの研究¹⁰⁾⁻¹²⁾がなされており本研究による結果と比較検討を行うのために利用した。本研究では U. S. G. S. で発表されている変位記録 (修正加速度記録を積分したもの) を用いることにした。また地震の諸元については Table 7 に示したとおりである。使用する記録は Trigger time がわかっている, Table 8 のような 14 個の観測点の記録を用い解析を行った。また, 用いた記録の方向成分は Imperial 断層に平行な N 140° E 成分とした。これは解析の対象とする波を SH 波 1 種類にしぼり, 1 つの断層面上の破壊によるインパルスが地震波の伝播速度の違いによって, 2 つ以上のインパルスとして分離されることをなるべく防ぐためである。

4.2 波形分離法の適用

Table 8 で示した 14 成分の記録に対してケプストラム解析による波形分離法を適用する。以下観測地点名は略号で示す。Fig. 18 に解析に用いた変位波形を示した。

位相アンラップ操作については各観測点における記録のフーリエ振幅から卓越周期を読み取り, その振動数をパラメータ f_v に与えて, 位相アンラップ操作を行った。

Fig. 19 に各観測地点のケプストラムを示した。ケプストラムにおけるフィルター操作については t_{CL} を0.5 sec, A_C を200として分数強度インパルス列の影響を少なくするように配慮した。 t_{CU} については値を変化させて波形の分離特性について調べた。2.3で得られた知見から、 t_{CU} を変化させてもインパルスの到着時刻には変化がなく、インパルスの強度のみが変動することがわかっているため、インパルス列と誤差成分と思われるものとのコントラストが最もはっきりする値を用いた。またインパルス列の高振動数成分のカットについてもインパルスと誤差の成分のコントラストがはっきりする値を用いることにした。最終的に採用したパラメータをTable 9に示した。また、分離された波形の1例をFig. 20に示した。

Table 8. List of observation stations used for analyses

No.	Name of stations		Epicentre	Epicentral Distance	Trigger time
			(lat. °N., long °W.)	(km)	(G. m. t)
1	Bonds Corner	(BCR)	32.693, 115.338	6	16:57.11
2	Brawley Airport	(BRA)	32.998, 115.509	6.3	17:03.51
3	Cipatria Fire Station	(CAL)	33.130, 115.520	57	17:06.55
4	Calexico Fire Station	(CXO)	32.669, 115.492	15	16:58.87
5	Superstition Mountain	(SUP)	32.955, 115.823	58	17:06.76
6	El Centro array station 1	(E01)	32.960, 115.319	36	17:02.20
7	El Centro array station 2	(E02)	32.916, 115.366	31	17:01.17
8	El Centro array station 4	(E04)	32.864, 115.432	27	17:01.77
9	El Centro array station 5	(E05)	32.855, 115.466	27	17:01.36
10	El Centro array station 6	(E06)	32.839, 115.487	27	17:01.00
11	El Centro array station 8	(E08)	32.811, 115.532	27	17:00.50
12	El Centro array station 11	(E11)	32.752, 115.594	28	17:00.48
13	El Centro array station 12	(E12)	32.718, 115.637	30	17:01.50
14	El Centro array station 13	(E13)	32.709, 115.683	34	17:02.40

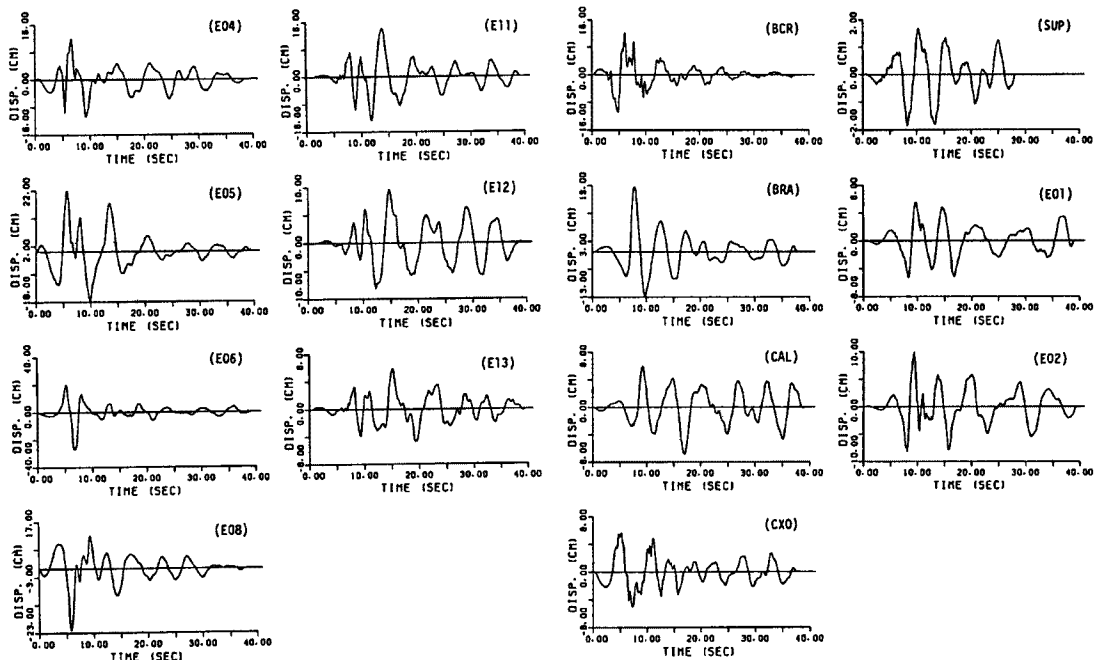


Fig. 18. Displacement motions at fourteen stations.

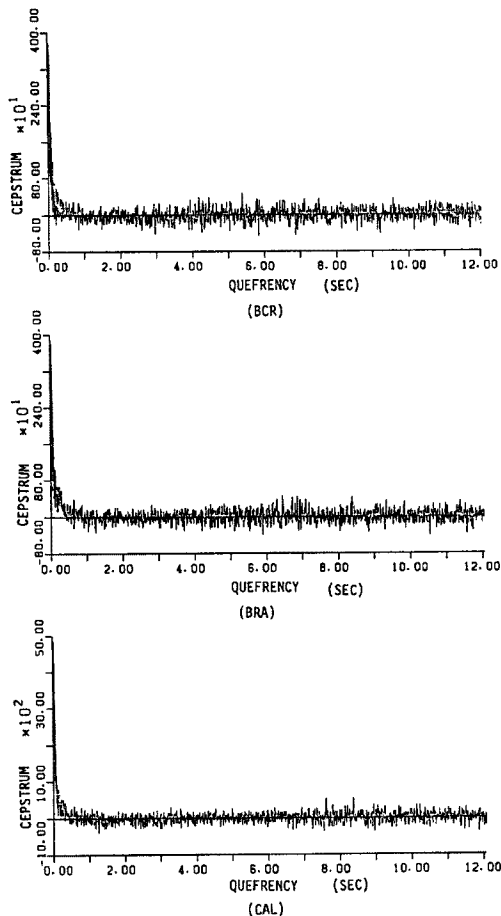


Fig. 19. Examples of cepstra.

Table 9. Parameters used for cepstrum analysis at each observation station

Observation station	f_u (Hz)	t_{cl} (SEC)	A_c	t_{cu} (SEC)	f_c (Hz)
BCR	0.17	0.5	100.0	10.0	25
BRA	0.18	0.5	100.0	10.0	25
CAL	0.20	0.5	100.0	10.0	25
CXO	0.20	0.5	100.0	10.0	25
SUP	0.20	0.5	100.0	10.0	25
E 01	0.18	0.5	100.0	10.0	25
E 02	0.20	0.5	100.0	10.0	25
E 04	0.17	0.5	100.0	10.0	25
E 05	0.17	0.5	100.0	10.0	25
E 06	0.20	0.5	100.0	10.0	25
E 08	0.20	0.5	100.0	10.0	25
E 11	0.20	0.5	100.0	10.0	25
E 12	0.20	0.5	100.0	10.0	25
E 13	0.14	0.5	100.0	10.0	25

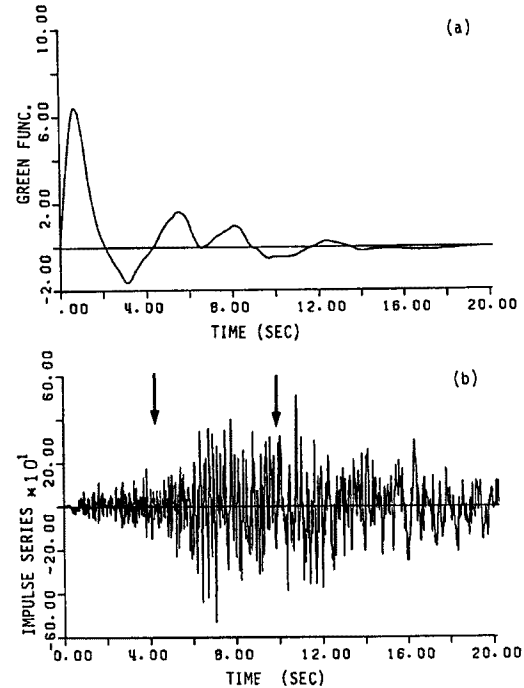


Fig. 20. Example of deconvoluted Green function (a) and train of impulses (b).

4.3 震源推定法の適用

実地震動記録から分離したインパルス列を用いて、主な発震源の位置を推定する。

まず 3.2 で述べた手法の①、②の操作において、断層面上の破壊の開始点と最終の破壊点を想定して

各観測点における最も早いインパルスの到着時刻と、最も遅いインパルスの到着時刻を求め、震源推定に用いるインパルス列の範囲を区切らなければならない。本研究では Hartzell らの研究結果¹¹⁾を参考にして断層面の位置ならびに規模を想定した。また、以後の震源推定のために用いた座標は Fig. 17 に示したように U. S. G. S. によって公表されている震央を原点とし、断層の走向方向を Y 軸、断層に垂直な方向を X 軸、鉛直方向を Z 軸としている¹³⁾。S 波の伝播速度は Brady ら¹⁴⁾の地盤調査の結果から $V_s = 2.8$ km とした。したがって以上のデータから、各観測点における最初の S 波のインパルス到着時刻と最終のインパルス到着時刻を求めることができる

(Fig. 20 (b) の図中に矢印で示す)。

ところが、Fig. 20 の視察からわかるように、断層の破壊方向の延長上や、それに近い領域における各観測点（たとえば、E 06, E 05 など）のインパルス列は、ドップラー効果のためインパルス列が短時間の間に集中しており、他の観測点と同数のインパルス列を選び出すことは困難である。また、最初のインパルスの到着すべき時刻より前の時刻に、大きなインパルスの到着がみられる例（E 06）があるが、これは解析の対象を S 波としているのにもかかわらず、断層と観測点の位置関係から、振幅の大きい P 波が記録されるために生じるものと考えられる。また、遠方の観測点（たとえば BRA, CAL, SUP）におけるインパルス列は顕著なインパルスの到着時刻が広範囲に広がっており、S 波の到着時刻を区切ってインパルスを抜き出すことによって S 波によるインパルスの到着とすることは精度の上で問題があると思われる。この理由は、各観測記録において、N 140°E 成分を解析に用いることによって S 波を解析対象としようとしたが、断層から離れた観測点の記録の場合 S 波の成分は断層の走行方向ではなく、観測点から断層を見てその垂直方向において顕著であると考えられるからである。つまり N 140°E 成分には S 波以外の成分が多数含まれていると考えられるということである。

このように、14 観測点における記録からインパルス列を分離したが、以上に述べたように、S 波を分離できなかったり、個々のインパルスを分離することが困難な記録があり、それらを排除した結果、以下の震源推定法に用いたのは、BCR, CX 0, E 01, E 11, E 12, E 13 の 6 個の観測点のインパルス列である。

これらの 6 組のインパルス列から、最も早いインパルスの到着想定時刻と、最も遅いインパルスの到着想定時刻の間のインパルスを、大きいものから 10 個を選び出す。Fig. 21 に選んだインパルスを示した。以下、3.1 で述べた震源推定法の③、④、⑤、⑥の操作に従って解析を進める。この Imperial Valley 地

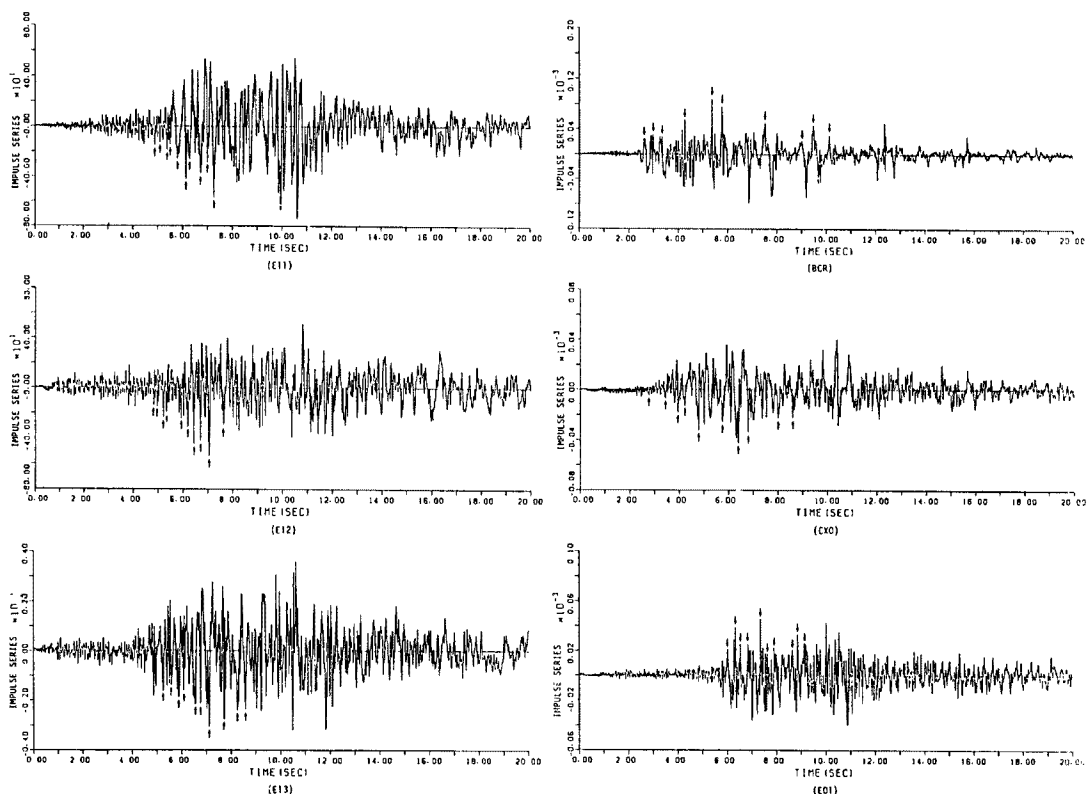


Fig. 21. Deconvoluted trains of impulses used for identifying major rapture points on the fault.

震の解析では、③における破壊点候補群を求めるとき、抜き出すインパルス列の個数 X は、2, 3, 4 の 3通りの場合を調べた。したがって、 $X=2$ の時は $2^4=16$ 個、3 の時は 81 個、4 の時は 256 個の方程式の解が 1 個の破壊点候補群について得られることになる。破壊点の位置制約条件は、 $-20 < X < 20$, $-20 < Y < 40$, $0 < Z < 20$ (km) であり、破壊伝播速度 V_R に対する破壊速度制約条件は $2.0 < V_R < 3.0$ (km/s) としている。

このようにして、⑦の条件を満たす観測点の組合せ数 $C_4=15$ 組に対して、 $X=2$ とした場合には破壊点の位置についての解が得られず、 $X=3, 4$ の場合には 1 組の解が得られた。この組合せの解を **Table 10** に示す。⑧で得られた組合せの解 (X, Y, Z, T) をさらに平均した解⑨を、**Fig. 22** に示す。ただし、

Table 10. Number of solutions for candidate of major rupture points and their identified coordinates and variances

Candidates for major rupture point	Number of solutions	Cases without solution	Number of solutions satisfying	
			position constraint	restriction of rupture velocity
1	81	19	62	59
2	81	16	65	54
3	81	20	61	34
4	81	25	56	29
5	81	19	62	28
6	81	25	56	11
7	81	35	46	10
8	81	42	39	19

$X=3$ for observation station number of 1, 3, 4, 6

Identified major rupture point	X (σ_X) (km)	Y (σ_Y) (km)	Z (σ_Z) (km)	T (σ_T) (sec)	V_R (km/s)
1	0.109	4.201	9.202	-3.325	2.345
	0.719	3.662	3.634	1.339	
2	0.222	6.052	8.620	-2.796	2.208
	0.627	2.498	2.722	0.864	
3	-0.031	7.645	8.403	-2.083	2.096
	0.846	2.524	2.621	0.748	
4	0.039	9.211	8.080	-1.319	2.538
	0.804	1.722	2.599	0.608	
5	0.155	10.867	6.981	-0.535	2.553
	0.536	1.855	2.576	0.616	
6	0.035	11.386	7.586	-0.218	2.827
	0.809	2.511	2.444	0.860	
7	-0.018	14.749	6.929	0.993	2.270
	0.803	1.495	1.940	0.533	
8	0.006	16.349	6.910	1.699	
	0.580	0.946	1.269	0.226	

$V = 0.0$, $Z = 12.0$) との間の距離 (5.05 km) と破壊速度 (2.5 km/s) から時間ずれ (2.02 秒) を考えると、この誤差はさらに縮まり 0.16 秒となる。なお、この分離されたインパルス列を用いた震源推定法では、断層面上での主な破壊点を推定できるが、その点において、どのくらいの地震モーメントを解放したか量的にとらえることはできなかった。この点については次節で検討を加える。

5 非線形逆解析法を用いた断層の破壊過程の推定

5.1 概説

ここでは、Imperial Valley 地震 (1979) の観測点におけるインパルス列を用いて、断層の破壊過程を詳細に抽出することを試みる。逆解析にはベイズの定理に基づいて開発された、初期条件の影響を考慮できるような同定手法を利用する。想定される断層面を小断層面に区分し、各々の小断層の破壊開始時刻、解放された地震モーメントの大きさを推定し、その結果に検討を加える。

各観測点で分離されたインパルス列は 1 つ 1 つのインパルスが断層面上の破壊の強度を分担していると考えられる。そこで、4 で行ったように大きなインパルスのみを抜き出すのではなく、全てのインパルスの強度を利用して小断層面において解放される地震モーメントの相対的な大きさと破壊時刻を求めることを考える。すなわち、断層の破壊過程をモデル化し、破壊発生時刻とその強度をパラメータとしたインパルス列の理論解を求め、観測値 (分離したインパルス列) との間の誤差を最小にするように各パラメータを推定する。

まず各観測点の理論インパルス列を解析的に求める。断層の破壊過程としては Haskell^{15, 16)} のモデルを考える。断層のくいちがい運動は、Fig. 24 (a) のようにモデル化できる。そして各観測点において観測される変位はモデル化したくいちがい関数を用いて、次式のように表される。

$$u(x, t) = \frac{\beta^2}{4\pi} \int \{0(r^{-4}) + 0(r^{-2}) + 2 \cdot \gamma_1^2 (\alpha^3 r)^{-1} \cdot D_1(\xi, t - r/\beta) - (2 \cdot \gamma_1^2 - 1) \cdot (\beta^3 r)^{-1} \cdot D_1(\xi, t - r/\beta)\} ds \quad (18)$$

ここに、 D_1 はある方向へのくいちがいを表す関数であり、 u は D_1 方向の観測点変位成分である。 x は観測点座標、 j は断層面上の座標である。 r は破壊点と観測点間の距離、 α , β はそれぞれ S 波、P 波の速度、 γ_1 は震源距離 r の D_1 方向への方向余弦、 $O(r^{-4})$, $O(r^{-2})$ は高次の項である。この式から、 r の高次の項を無視すると $u(x, t)$ はくいちがい関数の 1 回微分形を断層面上で重ね合わせたものと考えられることができる。

断層面を同じ大きさの 4×4 個の小断層に分け、その中心において小断層内で解放される地震モーメント

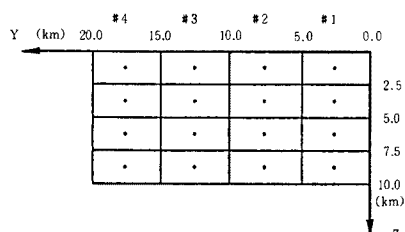


Fig. 25. Assumed rupture points on the fault surface.

全体が解放されると仮定する。(Fig. 25) その中心座標におけるくいちがい関数は Haskell モデルを用いると Fig. 24 (a) のように表される。すなわち各小断層において同じライズタイム τ でくいちがい量 d_s が生じると考えられる。そしてこのくいちがい量 d_s は次式から小断層における地震モーメントに比例すると考えられる。

$$M_s = \mu \cdot L_s \cdot W_s \cdot d_s \quad (19)$$

ここに、 M_s は小断層における地震モーメント、 μ は媒質

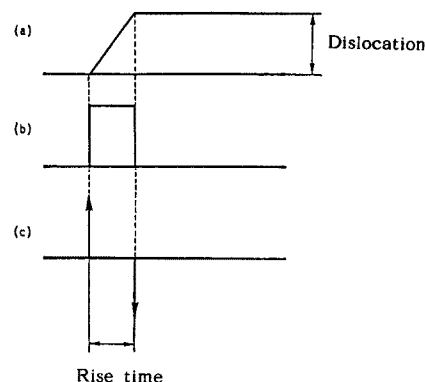


Fig. 24. Dislocation function (a), its first derivative (b) and second derivative (c).

のせん断弾性係数, L_s は小断層の長さ, W_s は小断層の幅, d_s はくいちがい量である。

この式で, L_s , W_s は各断層とも同じ大きさなので, 各小断層間の地震モーメントの相対的な大きさはくいちがい量のそれと等しいことになる。また Fig. 24 (b) に示したようにくいちがい関数を1回微分した関数は矩形となり, その高さ m_j は各小断層におけるライズタイム τ を同一と仮定すれば, d_s の大きさに比例する。したがって, m_j は小断層で解放される地震モーメントの大きさに比例することになる。以下, m_j を各小断層における「解放モーメント比率」と呼ぶことにする。さらにこの矩形関数を微分したものは小断層における破壊を表すインパルスであると考えられる (Fig. 24 (c))。次に, この各小断層の中心で生じる正負のインパルス1組のものと仮定し, 各観測地点における到着時刻とその強度を考えてみる。このインパルス列の各インパルス間隔は各小断層から観測点までの波動の伝播距離に差があるため, 断層面上のインパルスの発生時刻から求められるインパルス間隔とは異なっているが, インパルスそのものの相対的な強度は断層面上のそれと等しいと考えられる。したがって, この分割した小断層面でインパルス発生時刻と強度を断層パラメータとして, これから各観測点におけるインパルス列を求め, 1回時間積分した関数を理論波形とする。

次に地震動記録から分離したインパルス列を1回時間積分した関数を観測値波形とする。このようにして理論波形と観測波形を設定し, 両者の面積の差が最小になるように, 各小断層の破壊時刻 t_{sj} と解放モーメント比率 m_j を未知のパラメータとして決定する。これによって各小断層の破壊時刻と解放されたモーメントの相対的な大きさを求めることができる。

この場合, 理論波形が, 未知パラメータ (各小断層の破壊開始時刻と解放モーメント比率) の非線形関数となるので, 最小2乗法の安定性が問題になる。ここではベイズの定理を用いた非線形逆解析法を用いることによりこうした問題を克服した。この解析では決定すべき未知パラメータに対する先見的な情報が解の安定性を評価するための重要な要因になる。

5.2 ベイズの定理を用いた非線形逆解析法の解説

この節ではベイズの定理を用いた非線形逆解析法の解説^{17, 18)}を行う。まずベイズの定理を説明するため次式のような線形方程式を考える。

$$y = Ax + e \quad (20)$$

ここに, y は n 次元の観測値, x は m 次元のパラメータ, A は $n \times m$ のマトリックスであり成分は既知であるとする。 e は n 次元のベクトル誤差関数であり, 既知の確率密度関数 $p(e)$ に従うとする。いま, x も e も未知であるという状態から e を最小にするという条件のもとに x を求める問題を考える。式 (20) を式 (21) のように変形することによって, 式 (22) のような確率密度関数 $p(y/x)$ を求めることができる。

$$e = y - Ax \quad (21)$$

$$p(y/x) = p(e) \quad (22)$$

e がガウス過程に従うと仮定すると次式のように書ける。

$$e \sim N(0, E) \quad (23)$$

ここに E は誤差分散行列である。すると $p(y/x)$ は,

$$p(y/x) = a \exp(-S^2/2) \quad (24)$$

$$S^2 = e^T E^{-1} e \quad (25)$$

と表すことができる。ここに a は正規化のための変数であり, e は式 (21) で定義したものである。したがって, 式 (24) を最大にするパラメータの最確値を求めるには, 式 (25) を最小にすればよいことになる。式 (25) はいわゆる重みつき最小2乗法を表していることになる。

次に先見的にパラメータの重みづけ (共分散行列) を与えて, このパラメータの確率密度分布を考慮した最小2乗法をベイズの定理を用いて行う。ベイズの定理を考慮すれば次式を得る。

$$p(\underline{x}/\underline{y}) = p(\underline{y}/\underline{x})p(\underline{x})/p(\underline{y}) \quad (26)$$

ここに $p(\underline{x}/\underline{y})$ はパラメータの条件付き確率密度関数であり、 $p(\underline{x})$ はパラメータの確率密度分布である。 $p(\underline{y})$ は $\underline{x}$ に独立な確率密度関数で、 $p(\underline{x}/\underline{y})$ を正規化するために必要な関数である。ここで $p(\underline{x})$ を明らかにするため次式を定義する。

$$\underline{d} = \underline{x}_* - \underline{x} \quad (27)$$

ここで $\underline{x}_*$ はパラメータの先見的な値（初期値）を表す m 次元ベクトルであり、 $\underline{d}$ はパラメータの誤差の m 次元ベクトルである。 $\underline{d}$ はガウス過程に従うと仮定すると次式のように表される。

$$\underline{d} \sim N(0, \underline{D}) \quad (28)$$

ただし $\underline{D}$ は誤差分散行列である。ここで式 (23), (24), (25) で仮定したように観測値がガウス過程に従い、観測値の誤差 $\underline{e}$ がパラメータの誤差 $\underline{d}$ に対して独立であると仮定すると式 (25) より $p(\underline{x}/\underline{y})$ は次式ようになる。

$$p(\underline{x}/\underline{y}) = a \cdot \exp(-\underline{T}^2/2) \quad (29)$$

$$\underline{T}^2 = \underline{e}^T \underline{E}^{-1} \underline{e} + \underline{d}^T \underline{D}^{-1} \underline{d} \quad (30)$$

ただし $\underline{e}$, $\underline{d}$ はともに $\underline{x}$ の関数である。したがって、式 (24) (25) と同様に式 (29) を最大にするには、式 (30) を最小にすればよいことになる。これは観測値の重み $\underline{E}$ とパラメータの重み $\underline{D}$ を考慮した最小 2 乗法になっている。

次にベイズの定理を用いた最小 2 乗法の非線形問題への適用について解説する。

$$\underline{y} = f(\underline{x}) + \underline{e} \quad (31)$$

$$\underline{e} = \underline{y} - f(\underline{x}) \quad (32)$$

ここに $\underline{y}$ は n 次元の観測ベクトル、 $\underline{x}$ は m 次元パラメータ、 $\underline{e}$ は n 次元の誤差ベクトルであり、 f は n 次元の既知の関数ベクトルであるとする。式 (32) に最小 2 乗法をあてはめるとき、 $f(\underline{x})$ は $\underline{x}$ の 1 次形式で表現することはできないので、線形問題のように最小 2 乗法の規範を利用して $\underline{x}$ の最確値に関する 1 次方程式に帰着することができない。したがってガウス・ニュートン法のアルゴリズムを用いて、非線形の方程式を解くことになる。この方法の基本的な考え方は、式 (31) において $\underline{x}$ の先見的な値（初期値） $\underline{x}_0$ についてテーラー展開し、線形最小 2 乗法の規範をもちいて、 $\underline{x}_0$ を修正していくというものである。ここで線形の場合の既知のマトリックス $\underline{A}$ は偏導関数 $\partial f_i / \partial x_j$ ($i = 1 \sim n$, $j = 1 \sim m$) によって与えられる。そしてもし関数 f が線形ならば 1 回の繰り返し計算で求められることになる。

関数 $f(\underline{x})$ が連続で微分可能であるなら式 (29) を最大にする解は次式を満たすことになる。

$$\underline{A}^T \underline{E}^{-1} \underline{e} + \underline{D}^{-1} \underline{d} = 0 \quad (33)$$

ここに $\underline{E}$, $\underline{e}$, $\underline{D}$, $\underline{d}$ はすでにあげたものであり、 $\underline{A}$ は次式のようになる。

$$A_{ij} = [\partial f_i / \partial x_j]_{\underline{x}} \quad (34)$$

式 (33) を解くには式 (34) において得られているパラメータの解 $\underline{x}_k$ をテーラー展開し、線形理論を用いて次の $\underline{x}_{k+1}$ を修正して求め、 $\underline{x}_k$ が収束するまで同じプロセスを繰り返す必要がある。

収束計算を速く行うには Matu'ura と Jacson によって提案された次の漸化式を解くことによって達成される。すなわち

$$\underline{x}_{k+1} = \underline{x}_k + b \underline{M}_k^{-1} \underline{r}_k \quad (35)$$

$$\underline{M}_k = \underline{A}_k^T \underline{E}^{-1} \underline{A}_k + \underline{D}^{-1} \quad (36)$$

$$\underline{r}_k = \underline{A}_k^T \underline{E}^{-1} \underline{e}_k + \underline{D}^{-1} \underline{d}_k \quad (37)$$

ここに $\underline{A}_k$ は $\underline{x} = \underline{x}_k$ としたときの $\underline{A}$ の値であり、 $\underline{e}_k$, $\underline{d}_k$ も $\underline{x} = \underline{x}_k$ のときの値である。 b は収束の速さを調節するパラメータで、 $0 < b < 1$ となる。関数 $f(\underline{x})$ の非線形性が強い場合は収束の判定基準が必要となるが、 $\underline{r}_k$ がその役目を果している。 $\underline{r}_k = 0$ は式 (33) を満たすので $\underline{r}_k = 0$ となるまで式 (35) ~ (36) の繰り返し計算を行い、このときの $\underline{x}_k$ をパラメータの解とすればよいことになる。

さらに、収束計算が終わったあと、求めたパラメータ $\underline{x}$ を用いてつくったデータ $f(\underline{x})$ が観測値 $\underline{y}$ をど

の程度表現しているかを見る指標は次式で表される。

$$\begin{aligned} \underline{H} &= \underline{M}^{-1} \underline{A}^T \underline{E}^T \\ \underline{K} &= \underline{M}^{-1} \underline{D}^{-1} \\ \underline{M} &= \underline{A}^T \underline{E}^{-1} \underline{A} + \underline{D}^{-1} \\ r_c &= \{ \underline{H} \underline{A}_r \} / \{ \underline{K} \underline{I}_r \} \end{aligned} \quad (38)$$

r_c の判定基準に適当な値を与えて、その値を満たしていないときはパラメータの初期値 $\underline{x}_0$ を変えて、さらに誤差の少ないパラメータの値を上記の方法を繰り返すことによって求める。

5.3 実地震動記録に対する適用

この節では非線形逆解析法を具体的に断層面上の解放モーメント比率 m_j を求める問題に適用する方法について述べ、次に実際の解析を行う。

まず 4 の震源推定法の適用の際に用いた 6 個のインパルス列を用いて観測波形を作る。観測波形については 5.1 の概説でも述べたようにインパルス列を時間積分することによって得た関数を観測波形とする。インパルス列を積分するにあたって、S 波を対象とした波形分離法によって得られたインパルス列を解析対象とするために、ここでも最も早いインパルスの到着時刻と最も遅いインパルスの到着時刻を求め、この区切られた範囲内で積分を実行する。積分した結果の各観測点における波形が Fig. 26 に示されている。理論波形は次式で表される。

$$S_i = \sum_{j=1}^N m_j \{ U(t - t_{sj} - r_{ij}/V_s) - U(t - t_{sj} - r_{ij}/V_s - \tau) \} \quad (39)$$

ここに、 i ：観測点番号 j ：小断層の番号 τ ：ライズタイム
 m_j ：解放のモーメント比 t_{sj} ：小断層の破壊開始時刻
 r_{ij} ：観測点と断層間の距離 V_s ：S 波速度 U ：単位ステップ関数
 S_i ：各観測点で得られる理論波形

これは、各小断層におけるくいちがい関数の 1 回微分形を各小断層と観測点間の走時を考慮して重ね合わせたものである。ただし、 τ はどの小断層においても大きさは変わらない。この式を用いることによって各小断層面上の破壊時刻と解放モーメント比率を各観測点のインパルス列の 1 回積分形と結び付けることができる。

非線形逆解析法を適用するために観測波形と理論波形を用いて、誤差関数式 (32) を作らなければならないが、これは次式の形を用いる。

$$y_i = \frac{1}{2} \int [\tilde{O}_i(t) - \tilde{S}_i(t)]^2 dt \quad (40)$$

ここに

$$\begin{aligned} \tilde{O}_i(t) &= O_i(t) / [\int O_i(t)^2 dt]^{1/2} \\ \tilde{S}_i(t) &= S_i(t) / [\int S_i(t)^2 dt]^{1/2} \end{aligned}$$

ここに i ：観測地点番号 $O_i(t)$ ：観測波形 $S_i(t)$ ：理論波形

この式の意味は正規化した観測波形 $\tilde{O}_i(t)$ と理論波形 $\tilde{S}_i(t)$ の面積が等しくなるように $S_i(t)$ に含まれるパラメータを決めようというものである。そのためには、 y_i が 0 となるように $S_i(t)$ を求めればよい。したがって式 (32) における $\underline{e}$ は y_i 、 $\underline{x}$ は $\tilde{S}_i(t)$ に含まれるパラメータと対応することになる。この式は、次式のように書き換えることができる。

$$y_i = 1 - \frac{\int O_i(t) S_i(t) dt}{[\int O_i(t)^2 dt]^{1/2} [\int S_i(t)^2 dt]^{1/2}}$$

この式を利用するにあたって有利な点は $O_i(t)$ 、 $S_i(t)$ の関数の大きさを正規化しているので、各観測点における解放モーメント比は、各観測点間での相対的な大きさの違いを考慮しなくてもよい点である。

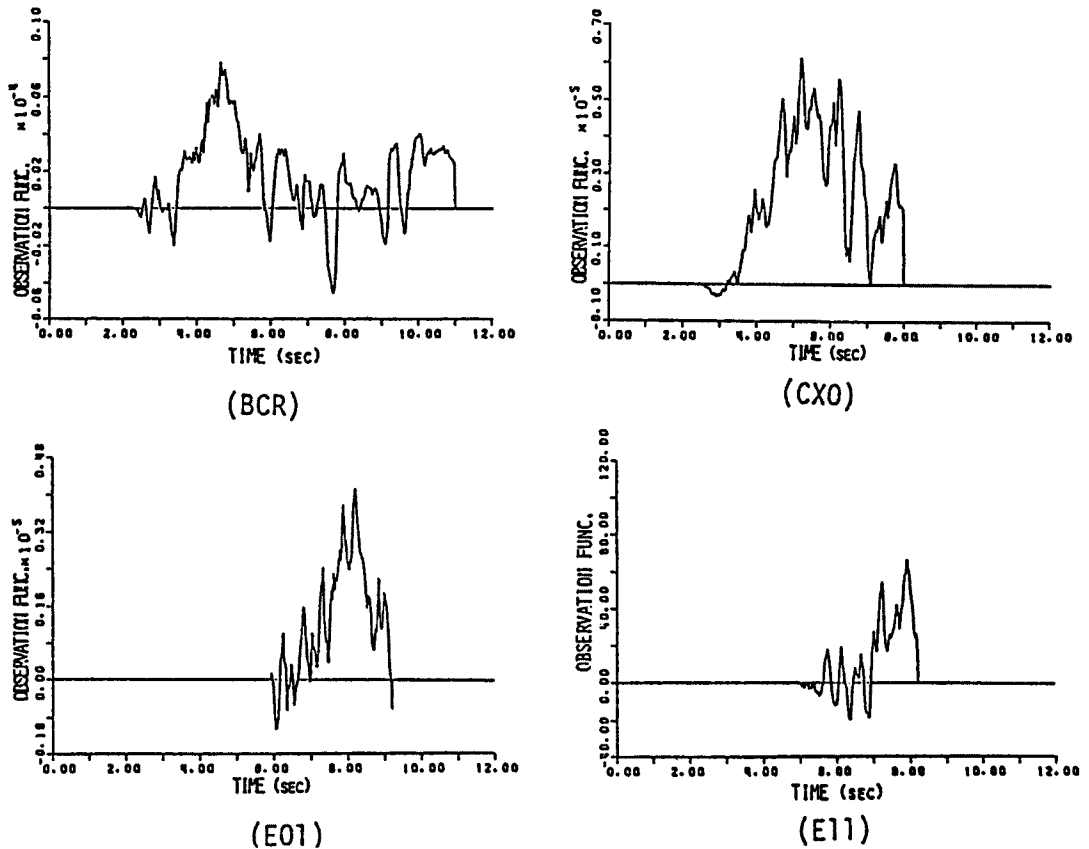


Fig. 26. Wave forms used for identifying released seismic energy from each reapture point.

実際の計算を行うにあたっては式(35)～式(37)を解くことになるが、マトリックス $\underline{A}$ を求めるために式(34)を解かなければならないがこれは数値微分を行うことにより次式で求められる。

$$A_{ij} = \frac{y_i(x_{jk}) - y_i(x_{jk} + \Delta x_j)}{\Delta x_j} \quad (42)$$

したがってパラメータの初期値 x_0 、観測波形に関する重み E 、パラメータの重み Q を与えて、式(35)～式(37)を繰り返し、 r_k が判定基準を満たしたら解が求まることになる。

次にパラメータの与え方であるが、破壊開始時刻 t_{sj} については Fig. 25 の小断層 (#1, #d) から破壊が始まり順次破壊速度 $V_R = 2.5 \text{ km/s}$ の速さで破壊が伝わるものと推定し、各小断層の破壊開始時刻を求めてこれを初期値とした。

解放モーメント比率 m_j についてはすべて 1.0 を初期値としている。Table 11 にパラメータの初期値を示した。

観測波形とパラメータの重みづけに関しては、簡単のため各観測波形は互いに独立であり、パラメータもまた互いに独

Table 11. Initial values of fault parameters

		# 4	# 3	# 2	# 1
#a	t_s	7.933	6.225	4.831	4.225
	m	1.000	1.000	1.000	1.000
#b	t_s	7.550	5.697	4.053	3.225
	m	1.000	1.000	1.000	1.000
#c	t_s	7.308	5.384	3.461	2.225
	m	1.000	1.000	1.000	1.000
#d	t_s	7.225	5.225	3.225	1.225
	m	1.000	1.000	1.000	1.000

Table 12. Estimated fault parameters

		# 4	# 3	# 2	# 1
#a	t_s	7.851	6.288	5.001	4.189
	m	0.886	1.123	1.277	1.092
#b	t_s	7.468	5.648	4.192	3.197
	m	1.082	1.044	0.915	0.830
#c	t_s	7.210	5.417	3.393	2.214
	m	1.115	0.926	0.840	0.651
#d	t_s	7.102	5.333	3.377	1.244
	m	0.963	1.074	0.991	0.815

Table 13. Inital values of fault parameters

		# 4	# 3	# 2	# 1
#a	t_s	7.933	6.225	4.831	4.225
	m	0.600	0.600	0.600	0.600
#b	t_s	7.550	5.697	4.053	3.225
	m	0.800	0.800	0.800	0.800
#c	t_s	7.308	5.384	3.461	2.225
	m	1.000	1.000	1.000	1.000
#d	t_s	7.225	5.225	3.225	1.225
	m	1.200	1.200	1.200	1.200

Table 14. Estimated fault parameters

		# 4	# 3	# 2	# 1
#a	t_s	7.862	6.274	4.984	4.187
	m	0.499	0.791	0.949	0.764
#b	t_s	7.467	5.652	4.186	3.212
	m	0.908	0.867	0.721	0.632
#c	t_s	7.198	5.412	3.388	2.216
	m	1.114	0.939	0.814	0.585
#d	t_s	7.045	5.350	3.377	1.249
	m	1.174	1.266	1.169	0.942

5.4 結 果

Table 12 に示したように、決定された破壊の開始時刻 t_s については、どの小断層においてもほとんど初期値と同じであり、断層の破壊はほぼ一様な破壊速度で起こっていることがわかる。また解放モーメント比率 m については、小断層（# 1, # a）、（# 2, # a）において比率が大きく、次いで（# 1, # c）が大きいという結果が得られた。Hartzell らの結果を参照すると（# 1, # c）が大きい点は良いが（# 1, # a）、（# 2, # a）の解放モーメント比率が大きい点は矛盾している。この原因としては、4 で述べたように 1 つの観測点の記録に対して平均的なグリーン関数を用いた波形の分離を行っているため観測点

立であると考えている。したがって、各々、式 (23)、式 (28) における E 、 D の対角要素の値のみを与えればよい。

また、式 (32) からわかるようにこの 2 つの重みは絶対的なものではなく、相対的に決まるものである。したがって、観測波形の重みに対してパラメータの重みを大きく取ると、パラメータは初期値のまわりで大きく変動する。逆にパラメータの重みを小さくとるとほとんど初期値から変化しないことになる。また、パラメータの中でも重みづけを変えて特定のパラメータの変動を大きくするといった操作が可能となる。本研究では破壊の開始時刻はある程度正確に分かっているという条件のもとで、解放モーメント比率に対する重みづけを大きくした。このパラメータの分散を大きくすることによって、破壊開始時刻よりも詳しく解放モーメント比率を決定する。

以上の理由から、観測波形と、破壊開始時刻 t_s 、解放モーメント比率 m のパラメータの重みづけは 1: 2: 10 として解析を行った。

収束計算回数はイテレーションの基準 r_k が、 10^{-3} のオーダーに達した 7 回目で打ち切った。収束計算ごとの r_k を調べてみると 1 回目の収束計算で 10^{-2} のオーダーに達しており、10 回程度の繰り返し計算によって収束すると考えられる。本研究で用いた理論波形が非線形性の弱い関数であるため、少ない繰り返し計算回数で収束したものと考えられる。Table 12 にパラメータの収束値を示した。

から距離のはなれた小断層面におけるインパルスの強度は、距離の小さい小断層面におけるインパルスのそれと比べて、過小に評価されたためであると考えられる。また、断層面において、破壊が生じた後の応力降下量は断層面上の深さが増すに連れて、大きくなると考えられる。したがって深い位置の小断層では破壊が起ると潜在的に大きな地震モーメントを解放する可能性が高いと考えられる。

そこで、Table 13 のように小断層の位置が深くなるに従って解放モーメント比が大きくなるようにパラメータの初期値を設定して解析を行った。これによって得られた結果を Table 14 に示した。Table 12 と比べると、これまでの研究成果と矛盾しない結果が得られている。

本研究で得られた解放モーメント比率の断層面上の分布は、他の研究結果と比べて分布の傾向は矛盾していないと考えられる。

6 結 論

ケプストラム理論を用いた波形分離法によって、地震動記録を断層面上の破壊過程の情報を持つインパルス列と断層面から観測点までの伝達経路の特性を表すグリーン関数とに分離する方法を展開した。分離されたインパルス列を用いて断層面上の破壊点の位置、破壊時刻、また、断層面上で解放される地震モーメントの分布を調べた。以下に各章で得られた知見をまとめる。

2 では波形分離法について詳述し、模擬波形を用いて提案した手法の適用精度を調べた。その結果、サンプリング間隔の 2 倍程度の時間誤差の範囲内でインパルス列の到着時刻を検出できること、また、インパルスの到着時刻がサンプリング時間間隔内のどこに位置するかによって、インパルスの強度に差のあることを明らかにした。

3 では、4 観測点の記録から分離されたインパルス列を用いて、破壊点の位置と破壊時刻を推定する手法を提案した。模擬インパルス列に対してこの手法を適用した結果、解析の対象とするインパルス列に誤差のインパルスが含まれている場合でも、真のインパルスの間に 1 個程度の誤差インパルスが含まれる場合には、ほぼ正しい破壊点と破壊時刻を推定できることを明らかにした。

4 においては、Imperial Valley 地震（1979）の記録に対して提案した手法を適用し、断層面上の主な破壊点の位置と破壊時刻の推定を行った。この結果、ケプストラム解析を用いた波形分離法によって分離されたインパルス列は、断層面上の主な破壊を表すものであることを明らかにした。

5 においては、ベイズの定理を考慮した非線形逆解析法を用いて、想定した断層面上で解放される地震モーメントの分布を求めた。得られた分布は、従前の研究結果と矛盾しない分布の傾向を与えること、さらにパラメータの初期値に対する情報を考慮することによって精度の向上を図れることも明らかにした。

以上のように、地震動記録から分離したインパルス列を用いて断層面上の破壊過程の推定を行った。本研究の目的とした地震動記録に含まれる位相情報の抽出は、分離したインパルス列が、断層面上の破壊過程を表しているという点からみて達成されていると考えられる。

本研究は設計用地震動を設定することを最終的な目標として、地震動記録に含まれる位相特性の抽出を試みたが、実用的な模擬地震動を合成する手法を提案するためには数々の克服すべき課題があり、本研究はその先鞭をつけたに過ぎない。しかし、地震動に含まれる位相特性を明らかにするためには、伝播経路の特性と断層面上の破壊過程に起因する位相に着目して、両者の特性を明確にする必要がある。両位相特性の分離手法を開発し、断層の破壊過程の抽出を試みた本研究は、地震動の位相特性を明らかにしていくために有用な知見を提供したものであると言える。

本研究で用いた Imperial Valley 地震（1979）の記録に関しては、鳥取大学工学部野田 茂助教授が京都大学大型計算機センターにデータファイル化したものを利用させていただいた。ここに記して謝意を表わします。

参 考 文 献

- 1) 後藤尚男・亀田弘行・杉戸真太: 非定常強震地震動の統計的予測モデル, 土木学会論文報告集, 第286号, pp.37-51, 1979.
- 2) 土岐憲三・佐藤忠信・江尻讓嗣: 時系列理論による強震動のシミュレーション, 京都大学防災研究所年報, 第23号 B-2, pp. 1-12, 1980.
- 3) 金森博雄編: 地震の物理, 岩波講座, 地球科学8, 岩波書店, pp.108-117, 1978.
- 4) 笠原慶一: 地震の力学, 鹿島出版会, pp.67-76, 1983.
- 5) 大崎順彦: 原子力発電所設計用の基準地震動評価に関するガイドライン, ORI.研究報告84-01, 大崎総合研究所, 1984年12月.
- 6) A. パボリス: 工学のための応用フーリエ積分, オーム社, pp.251-267, 1967.
- 7) 辰巳安良・佐藤忠信: 地震波の因果性を用いた1979 Imperial Valley 地震の多重震源解析, 土木学会論文集, 第380号/ I-7, pp.475-484, 1987.
- 8) 森下 巖・小畑秀文: 信号処理, 計測自動制御学会, pp.149-173, 1982.
- 9) 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店, pp.280-283, 1977.
- 10) Hartzell, S.H and T.H. Heaton: Inversion of Strong Ground Motion and Teleseismic Data for the Fault Rupture History of the 1979 Imperial Valley, California Earthquake, B. S. S. A., Vol.73, No.6, pp.1553-1583, December, 1983.
- 11) Hartzell, S.H. and D.V. Helmberger: Strong-Motion Modeling of the Imperial Valley Earthquake of 1979, BSSA, Vol.72, No.2, pp.571-596, April, 1982.
- 12) Fujino, V., T.Yokota, V.Hamazaki and R.Inoue: Multiple Event Analysis of 1979 Imperial Valley Earthquake Using Distinent Phases In Near-Field Accelerogram, Proc. of JSCE, No.344, I-1, April, 1984.
- 13) The Imperial Valley, California, Earthquake of Octorber 15, 1979, U.S.G.S., Professional Paper, 1254
- 14) Brady, A.G., Perey, V. and P.N. Mork: Seismic Engineering Data Report, Open-File Report 80-703, U.S.G.S., April, 1980.
- 15) Haskell, N.A.: Elastic Displacement in the Near-Field of a Propagating Fault, B.S.S. A., Vol.59, No.2, pp.865-908, April, 1969.
- 16) Haskell, N.A.: Total Energy and Energy Spectral Density of Elastic Wave Rrdiation from Propagating Faults, B.S.S. A., Vol.54, No.6, pp.1811-1841, December, 1964.
- 17) Jacson, D.D. and M.Matuura: A Baysian Approach to Non-Linear Inversion, J. Geophys. Res., Vol.90, No.B1, pp.581-591, January 10, 1985.
- 18) Fukuyama, E. and K.Irikura: Rupure Process of the 1983 Japan Sea (Akita-Oki) Earthquake using a Waveform Inversion Method, B.S.S. A., Vol.76, No.6, pp.1623-1640, December, 1986.