



Title	広帯域地震計記録による近地地震のモーメント速度関数の推定
Author(s)	平田, 賢治; HIRATA, Kenji; 棚橋, 真理子 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 53, 25-47
Issue Date	1990-03-15
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.53.25
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14207
Type	departmental bulletin paper
File Information	53_p25-47.pdf



広帯域地震計記録による近地地震のモーメント速度関数の推定

平田 賢治・棚橋真理子*・笹谷 努

北海道大学理学部地球物理学教室

村松 郁 栄**

岐阜大学教育学部地学教室

(1989年12月7日受理)

Moment Rate Functions Deduced from Broad-Band Records of Near-by Earthquakes

Kenji HIRATA, Mariko TANAHASHI*, Tsutomu SASATANI

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

and

Ikuei MURAMATSU**

Department of Earth Science, Faculty of Education, Gifu University

(Received December 7, 1989)

We tried to estimate the moment rate functions of near-by earthquakes, which is important to investigate the source process, using broad-band records at a single station. Straightforward estimations of the moment rate function were accomplished through the complex polarization analysis. Eleven events of 14 earthquakes we investigated showed relatively simple rupture histories, while the remainders undoubtedly showed complex rupture ones like a doublet. We found the complex rupture history even for small events with the scalar moment of about 4×10^{23} dyn-cm. This fact may indicate that hierarchy of earthquake rupture size distribution exists in the scalar moment range from about 10^{24} to 10^{30} dyn-cm. We could not discuss such an attractive problem whether a negative moment rate exists or not, because of contamination of the direct P-wave by later phases.

* 現在, 三菱電機㈱, 生活システム研究所, 鎌倉.

* Now at Mitsubishi Electric Corporation, Consumer Products Development Laboratory, Kamakura, Japan.

** 現在, 〒502 岐阜市長良 2435-62.

** Present address : Nagara 2435-62, Gifu-shi, Gifu-ken, 502, Japan.

I. はじめに

大地震の波形記録は非常に複雑である。1つの大地震の破壊は複数の比較的小さなサブイベント (subevent) から形成されており、地震波形の複雑さは各々のサブイベントの物理的特性、および、サブイベント発生の時空間的パターンに起因している。このような地震をマルチプルショック (multiple shock) という。長い時間スケールで眺めれば、ふつう前震・本震・余震として分類される一連の地震群も複数のサブイベントの集合と見なすことができる。したがって、震源過程に不規則性を及ぼす物理的機構の解明は地震予知という重要な問題をも含んでいる。震源過程の不規則性を追跡する目的において、震源時間関数 (source time function) あるいはモーメント速度関数 (moment rate function) を調べることは最も重要である。あらゆる震源パラメーターの時間的空間的ゆらぎを推定する場合、これらの関数が必要となるからである。

震源過程の複雑性を説明しようとする重要な概念として「破壊の階層性」(hierarchy of rupture size distribution) がある (Fukao and Furumoto, 1985)。破壊現象にはその破壊規模を表わす特徴的大きさが存在する。ある特徴的大きさを持った破壊は、実はさらに小さな特徴的規模をもった小破壊から形成されており、そのような特徴的大きさが何重にも存在しているという考えが破壊の階層性という概念である。1つの破壊が複数の小さな破壊から形成されているマルチプルショックは、破壊の階層構造のうちの一段面を本質的に内包していると考えられる。現在までに、 $M_w > 7$ の大地震のほとんどはマルチプルショックであることが確認されている (Ruff and Kanamori, 1983; Kikuchi and Fukao, 1987)。はたして、地震という地球内部の岩石の破壊現象には $M_w \sim 7$ 程度までしか階層性が存在しないのであろうか。もしもそうであるなら、何がその原因であるのか震源過程の物理を考える上で非常に興味深い問題である。

詳細な震源過程を追跡する目的でモーメント速度関数を調べた研究は非常に多い (Ruff and Kanamori, 1983; Nábělek, 1985; Hartzell and Heaton, 1985; Boyd and Nábělek, 1986; Kikuchi and Fukao, 1985, 1987; Fukao and Kikuchi, 1987; Welc and Lay, 1987; Schwartz et al. 1989; Sugi et al. 1989)。そのような研究において主に使用されたのは、古くは1960年代初頭に全世界的に展開されたWWSN (Worldwide Standard Seismograph Network) のアナログ長周期波形記録であった。比較的最近では、GDSN (Global Digital Seismograph Network) のデジタル記録も頻繁に使用されるようになってきた。

震源過程の研究に限らず地震学すべての研究分野に共通することであるが、地震計 (観測システム全体も含まれる) の周波数特性の問題がある。従来の観測網、WWSNやGDSNに設置された地震計は狭帯域 (narrow-band) な周波数特性であった (Fig. 1)。狭帯域特性ということは、波形情報の精度が良い周波数帯域の幅が狭いということである。このため、例えば、Kikuchi and Fukao (1987) が指摘したように、モーメント速度の周期100秒以上の長周期成分を狭帯域のWWSN長周期波形記録から推定することは不可能であるという弊害が生じる。狭帯域特性の記録は地震動のわずかな情報を記録しているに過ぎない。

Harvey and Choy (1982) は GDSN の長周期および短周期波形データから地震計の応答を取り除くことによって地動速度あるいは地動変位を求める broad-band deconvolution technique を開発した。この方法によって同じ観測点に設置された、各々は narrow-band の地震計記録から疑似的な広帯域 (broad-band) 記録を得ることができ、それは主に震源過程の研究で勢力的に用いられている (例えば, Choy and Boatwright, 1982 ; Boyd and Nábělek, 1988)。しかし、もともと著しく感度の低い周波数帯域の情報を復元するとき、ノイズが増幅されてしまう場合がしばしば発生する。もっとも、この種の問題は broad-band deconvolution に限ったものではなく、通常の deconvolution problem や inverse problem には常につきまとう問題でもある (Ruff and Kanamori, 1983)。

最近、数種の広帯域地震計が開発または改良され (村松, 1977 ; Wielandt and Streckeisen, 1982), その記録を使用した新たな研究も始められている。山田ら (1989) は 1 観測点のみの S T S 地震計の広帯域記録 (約 0.05~2.4 Hz で速度に平坦な特性, Fig. 1) を使用し、数個の近地大地震のモーメント速度関数の推定を試みている。彼らによれば、解析されたすべての地震のモーメント速度関数は初めは序々に増加するが、その後急激な減少に転じ、ついには負のモーメント速度を持つに至っている。負のモーメント速度が本当に存在するのか否か、また、存在するならばその原因は何か、これらは震源過程論において重要な課題である (Ruff and Kanamori, 1983 ; Kikuchi and Fukao, 1976 ; Sipkin, 1986)。

1982 年から 1987 年まで、北海道大学理学部附属襟裳地殻変動観測所の観測壕内に速度型強震計 (V S 1 型) が設置され、数 10 個の近地地震の記録が取れた。Fig. 1 から明らかなように、この地震計は約 0.025~20 Hz で速度に平坦な特性を持ち、S T S 地震計にも劣らない広帯域地震計である (村松, 1977)。この特性を生かし、本研究では (1) S/N 比が比較的良く、(2) 震源から観測点までの距離が小さく (高周波成分があまり減衰しない)、(3) 観測点のほぼ鉛直下向きから入射してくる (水平成層構造で考えると P → SV 変換波, SV → P 波や表面波が励起されにくい) ような地震を選び、その直達 P 波の波形記録から詳細なモーメント速度関数の推定を試みた。そして、(1) マルチプルショック発生の下限、(2) 負のモーメント速度存在の真偽について調べた。

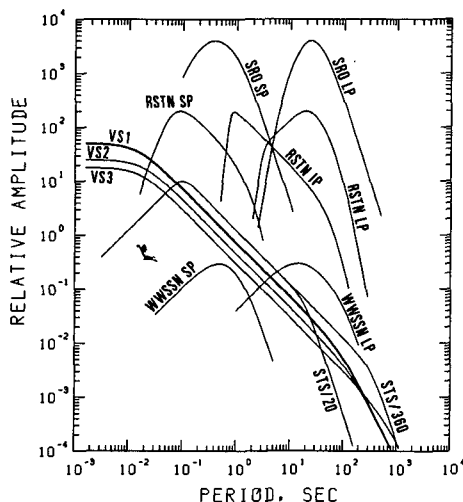


Fig. 1 Representative relative amplitude curves for various instruments. A heavy curve is for the broad-band instrument (VS1) used in this study.

II. モーメント速度関数の推定法

一様な無限弾性体内部におかれた剪断型破壊震源 (shear dislocation source) によって励起された遠地P波変位波形は次のように表わすことができる。

$$u(x,t) = \frac{R_P \mu}{4\pi\rho\alpha^3 r_0} \iint_{\Sigma} \Delta \dot{u}[\xi, t - T(x, \xi)] d\Sigma. \quad (1)$$

ここで、 μ 、 ρ 、 α は剛性率、密度、P波速度、 r_0 は震源から観測点 x までの平均距離、 Σ は断層面を表わし、 $\Delta \dot{u}$ は Σ 上での滑り速度、 $T(x, \xi)$ は断層面 Σ 上の点 ξ から観測点 x までの走時、 \cdot (ドット) は時間についての微分を表わす。 R_P はP波の放射特性 (radiation pattern) を表わし、断層の走向を ϕ_s 、傾斜を δ 、ずれの角度を λ 、波線の方角を北から時計回りに ϕ 、鉛直下向きから i とおくと (Fig. 2),

$$R_P = s_R(2 - 3 \sin^2 i) - q_R \sin^2 i + p_R \sin^2 i,$$

と表わされる。ただし、 $\theta = \phi - \phi_s$ で、 $s_R = 0.5 \sin \lambda \sin 2\delta$ 、 $q_R = -\sin \lambda \cos 2\delta \sin \theta + \cos \lambda \cos \delta \cos \theta$ 、 $p_R = \cos \lambda \sin \delta \sin 2\theta + 0.5 \sin \lambda \sin 2\delta \cos 2\theta$ である (Kanamori and Stewart, 1976)。

震源の大きさが考えている波の波長に比べ小さいときには、有限な大きさの断層は点震源で近似できる。このとき、(1)式は、

$$u(x, t) = \frac{R_P}{4\pi\rho\alpha^3 r_0} \dot{m}(t - \frac{r_0}{\alpha}),$$

と表わせる。ここで、 $\dot{m}(t)$ はモーメント速度関数 (moment rate function) と呼ばれ、

$$\dot{m}(t - \frac{r_0}{\alpha}) \sim \iint_{\Sigma} \mu \Delta \dot{u}[\xi, t - T(x, \xi)] d\Sigma,$$

と表わされる。

実際の地球はもちろん一様な無限媒質ではない。弾性波速度の不均質性、非弾性的減衰の影響等を考えなければならない。これらの影響をすべて考慮した遠地P波の理論地震記象は、

$$U(x, t) = \frac{R_P}{4\pi\rho\alpha^3} G F_R \dot{m}(t) * h_1(t) * h_Q(t) * h_{CM}(t) \quad (2)$$

のように表わされる。ただし、 $h_1(t)$ は観測計器の衝撃応答、 $h_{CM}(t)$ は地球内部の構造による影

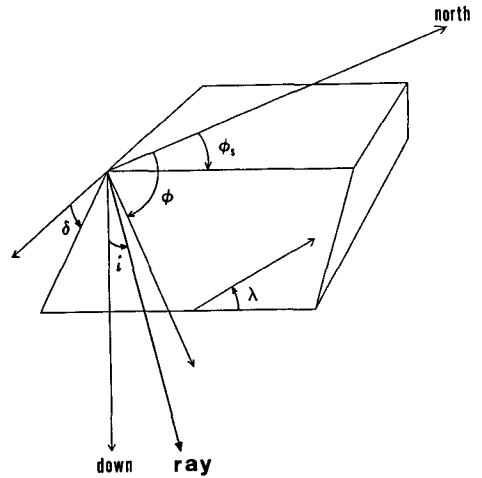


Fig. 2 Source coordinate. ϕ_s , δ and λ are strike, dip and rake angle of a fault, respectively. ϕ_s is measured clockwise from the north, δ is measured downward from the horizon, and λ is measured counterclockwise in the fault plane. i is take-off angle from a source to a station.

響, * は畳み込み積分を示す. G は波線の幾何学的拡がりによる振幅の減衰の効果 (geometrical spreading factor) で,

$$G = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\rho_h \alpha_h}{\rho_o \alpha_o} \frac{\sin i_h}{\sin \Delta \cos i_o} \left| \frac{di}{d\Delta} \right|}$$

と表わされる (Honda, 1962). ここで, R は地球の半径, Δ は震央距離, i_h は震源からの射出角, i_o は地表への入射角である. 下付きの添字の h は震源, o は地表を示す. F_R は観測点近傍の自由表面にたいする振幅の補正項である. P 波の鉛直成分に対して次のように表すことができる (例えば, Kikuchi and Fukao, 1985).

$$F_R = 2 \nu^2 \cos i_o (\nu^2 - 2 \sin^2 i_o) / D,$$

$$D = 2 \sin 2 i_o \sin i_o (\nu^2 - \sin^2 i_o)^{1/2} - (\nu^2 - 2 \sin^2 i_o)^2.$$

ここで, $\nu = \alpha_o / \beta_o$ で β_o は地表での S 波速度である. $h_Q(t)$ は地球内部での非弾性的減衰の効果を表わし, 周波数領域での表現は次のように与えられる (Azimi et al., 1968).

$$H_Q(\omega) = \exp\left[-\frac{\omega}{2} t^*\right] \exp\left[it^* \ln\left(\frac{\omega}{\omega_N}\right)\right], \quad (3)$$

$$t^* = \int_{ray} \frac{ds}{\alpha(s)Q(s)}$$

ここで, ω_N は観測波形のサンプリング周期によって決まる Nyquist frequency, Q は quality factor で周波数に独立な量であると仮定する.

本研究で使用する速度計 (VS 1 型) は, たすきがけ連成振子を高粘性シリコンオイルに封入することによって 0.05–40 秒の周期範囲で速度に平坦な周波数特性を実現している (村松, 1977). そのような周波数範囲の地震波を解析する場合に限って, 地震計の倍率を除けばこの地震計は $U(x, t)$ を観測していることになる. また観測点に対しほぼ真下から入射してくるような地震だけを解析対象にしているので, 波形は $h_{CM}(t)$ によってあまり影響されていないと考えることができる. この考えに基づけば, (2)式は簡単になって,

$$U(x, t) = \frac{R_p}{4 \pi \rho \alpha^3} G F_R \dot{m}(t) * h_Q.$$

したがって, 観測波形からモーメント速度関数を推定するためには,

$$\dot{m}(t) = \frac{4 \pi \rho \alpha^3}{R_p G F_R} U(x, t) * h_Q^{-1}(t), \quad (4)$$

によれば良い. ここで, $h_Q(t)^{-1}$ は $h_Q(t)$ の逆フィルターである.

III. データ, 解析に必要なパラメータおよび振動解析

観測波形はまず MT に記録され, それから 100 Hz で A/D 変換された. 使用した速度計は 0.025–20 Hz で速度で平坦な特性を持つ. そこで, 速度計の平坦特性の高周波限界と同じ 20 Hz で resampling した記録を解析に使用した.

(4)式によってモーメント速度関数を推定するために、観測された速度波形を数値積分して変位波形に変換しなければならない。積分すると長周期ノイズが増幅される場合がある。その場合、低周波数遮断型のデジタル・フィルター(斎藤, 1978)によってこれを除去した。P波初動付近の最大速度振幅で100 m/kine 以上の場合、S/N比が非常に良く積分しても長周期ノイズはほとんど生じなかった。なお、フィルタリングに際しては、武尾・阿部(1981)のアルゴリズムを参考

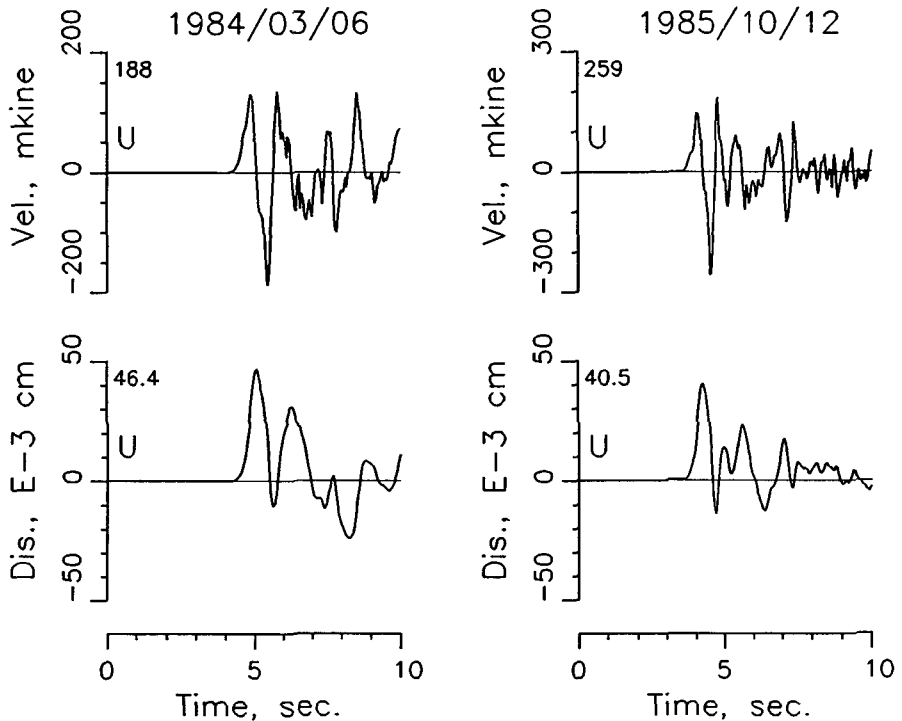


Fig. 3 Velocity waveforms (upper set) and their displacement waveforms (lower set).

にした。観測された速度波形および上記の手続きにしたがって変換した変位波形の例を Fig. 3 に示す。両波形とも最大振幅で正規化してある。

解析した14個の地震の震源パラメータ等のリストを Table 1 に示す。気象庁の地震月報、北海道大学理学部附属地震予知観測地域センターの資料から実体波の到達時間をコンパイルして、震源を再

Table 1. List of earthquakes used in this study.

No.	Date	Lat.,°N	Long.,°E	h,km	M_b
1	1983/01/04	42.28	142.76	48.9	5.2
2	1983/01/21	42.44	143.02	63.8	5.2
3	1983/10/23	41.83	142.60	62.3	5.6
4	1983/10/28	42.03	142.55	53.0	4.8
5	1983/11/30	41.79	142.88	33.8	5.8
6	1984/01/25	42.31	143.11	51.2	5.3
7	1984/03/06	42.61	142.87	101.5	5.5
8	1984/06/21	42.59	142.49	89.9	5.3
9	1984/11/02	42.44	143.49	106.1	4.7
10	1985/09/23	42.10	143.26	43.8	4.8
11	1985/10/12	42.34	143.12	43.7	5.4
12	1986/02/26	41.97	142.41	48.3	4.9
13	1987/01/14	42.53	142.95	120.7	6.3
14	1987/01/27	41.97	142.70	50.8	5.0

決定した。震源決定には、森谷 (1986) によって半経験的に決められた日高地方の1次元速度構造モデルを用いた。本研究でモーメント速度関数を推定する場合に必要なすべてのパラメータはこの速度構造モデルを用いて計算した。震源決定の精度は水平方向±1.5 km, 深さ方向±3.0 km 程度である。仮定した速度構造モデルによれば、これらの地震から観測点へのP波の入射角はほとんど 20° 以内におさまっている。速度コントラストの比較的大きい地殻の基部への入射角もほとんど 40° 以内におさまっている。おそらく、地殻構造によって波形はあまり変形を受けていないと考えられる。

放射特性 R_p を計算するためにはメカニズム解が必要である。実体波マグニチュードで5.3程度以上の地震のメカニズム解は、Dziewonski et al. (1983, 1984a-b, 1985a-b, 1986a-b, 1987, 1988) のCMTインヴァージョン (centroid moment tensor inversion) で決定された best double couple 解を使用した。それ以下の小さな地震については、メカニズム解は未決定であったのでP波初動の極性分布から新たに決定した (Fig. 4)。これらの地震のメカニズム解のリストを Table 2 に示した。

地球内部の非弾性的減衰の効果を見積るためには、Q構造を与えなければいけない。ここでは、Mikumo and Kurita (1968) の1次元Q構造モデル11を仮定した。(3)式から明らかのように、低周波よりも高周波の波ほど非弾性的減衰の影響を受ける。Fig. 5に観測波形と、これに $h_0^{-1}(t)$ を畳み込んだ波形の比較の例を示す。 t^* が小さい場合 ($t^* \sim 0.02$)、波形にほとんど変化は見られない (Fig. 5a)。 t^* が比較的大きい場合 ($t^* \sim 0.1$) も波形はあまり変化していない。しかし、パルス幅の減少に比べてパルス振幅の増加は無視できないほど大きい。これは第1と第2ピークで顕著である (Fig. 5b)。震源から観測点までの震波線は最長でも百数十 km と短く t^* も小さい。

Table 2. Parameters used for retrieval of moment rate functions.

No.	Nodal plane 1			Nodal plane 2			$\phi, ^\circ$	Δ, km	$i_o, ^\circ$	$i_h, ^\circ$	$G,$ $\times 10^{-3} \text{km}^{-1}$	$t^*,$ $\times 10^{-3}$
	$\phi_s, ^\circ$	$\delta, ^\circ$	$\lambda, ^\circ$	$\phi_s, ^\circ$	$\delta, ^\circ$	$\lambda, ^\circ$						
1	153	60	107	302	34	63	131	43.9	22	46	23.2	19.0
2	22	83	72	271	19	158	166	48.6	19	40	19.2	37.5
3*	136	43	-66	285	51	-111	66	50.4	20	50	19.0	35.3
4	175	23	64	23	69	101	92	49.8	22	47	20.7	22.7
5*	38	69	101	189	24	63	42	34.1	24	52	32.6	12.3
6	87	57	138	203	56	41	174	33.4	18	36	25.8	18.5
7*	151	17	-20	260	84	-106	160	70.7	18	36	12.5	100
8*	188	45	12	89	82	134	139	84.3	21	46	12.0	93.5
9	280	77	-90	100	13	-90	-150	55.0	14	29	13.3	98.9
10	118	23	-90	298	67	-90	-139	12.8	9	17	37.1	12.4
11*	225	28	106	27	63	82	175	35.8	21	44	27.6	15.4
12	220	35	100	28	56	83	85	62.4	26	58	17.5	22.8
13*	52	8	-121	263	83	-86	163	60.0	13	28	11.9	116
14	181	31	73	20	60	100	82	38.4	20	40	24.5	18.9

Focal mechanism solutions of events whose number has asterisk were determined by CMT inversion method. ϕ_s , δ and λ are strike, dip and rake angle of a fault, respectively. ϕ = source to station azimuth. Δ = epicentral distance. i_o = incident angle to station. i_h = emergent angle from source. G = geometrical spreading factor. t^* = anelastic attenuation parameter.

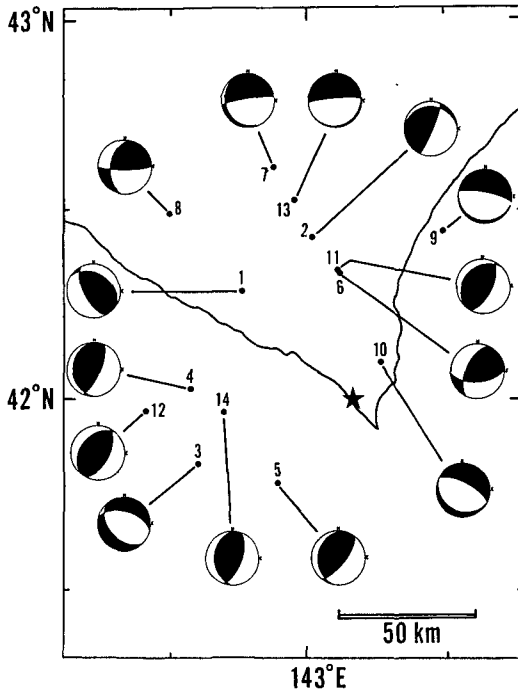
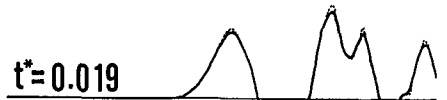


Fig. 4 Focal mechanisms used in estimation of moment rate functions. Equal-area projections of the lower hemisphere are shown. Closed and open quadrants represent extensional and compressional areas, respectively. Fault plane solutions of No. 3, 5, 7, 8, 11, 13 were determined by CMT-inversion method and the others were determined by polarities of P-waves in this study.

a) 1983/01/04



b) 1984/11/02

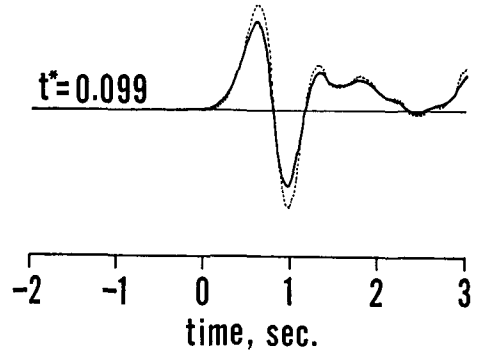


Fig. 5 Numerical simulations of anelastic attenuation effect in waveform. Solid lines are displacement waveforms, whereas dashed lines are those obtained by correcting the effect of anelastic attenuation.

t^* が 0.1 ぐらいのオーダーでは Q 構造モデルを多少変化させても、波形自体ほとんど変化しないと考えられる。 t^* の値は Table 2 にまとめた。

本研究では、直達 P 波からモーメント速度関数の推定をおこなう。すなわち、数値積分によって上下動成分の速度波形を変換した変位波形がモーメント速度関数の良い近似になっていると考える。そのため、P 波初動付近の波形が地球内部の構造の影響を極力受けにくいような地震を選びだした。しかし、その影響は完全には否定できない。初動付近の波形を形成する直達 P 波部分に、地下の構造によって生じた後続波が混入し原波形に多大な影響を及ぼしているかもしれない。この場合、地下の構造が正確にわからない限り、もはや詳細な震源の破壊過程の情報を知ることができない。

地下の複雑な構造によって二次的に生成された波は、もはや直達 P 波とは異なった振動モードを有していると考えられる。P 波初動付近でこの種の波の存在を調べるために、Vidale (1986) による complex polarization analysis を応用した。この方法によって、媒質の振動方向と、振動が直線的であるか楕円的であるかの指標となる振動モードを決定した。

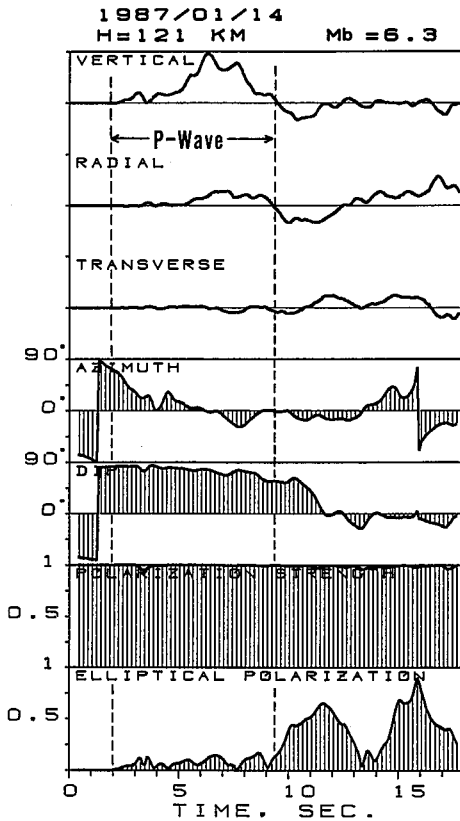


Fig. 6 Polarization analysis of the displacement waveform from the 1987 Hidaka range earthquake. Duration of direct P-wave is around 7 sec., ranging by two dashed lines. The direction of maximum polarization is defined by "AZIMUTH", measured clockwise from radial direction, and "DIP", measured downward from horizontal plane. "POLARIZATION STRENGTH" is a measure of the strength of polarization. This value is near 1 if the signal is completely polarized, but is 0 if the largest component of polarization is only as big as the other two combined. "ELLIPTICAL POLARIZATION" indicates the mode of polarization. This value is 1 for circularly polarized motion while it is 0 for linearly polarized motion. Detailed explanation can be found in Vidale (1986).

Fig. 6に、1987年1月14日の日高山脈のやや深発地震（深さ109 km, $M_b=6.3$ ）に適用した例を示す。time windowの幅は1秒を用いたが、window幅を変化させても結果はほとんど同じであった。この地震から観測点へのP波の入射角は、約 13° でほぼ真下から入射していることになる。振動方向解析の結果では、やはり初動から約7秒程度まで媒質はほぼ鉛直方向に振動しており両者は良く一致している。また、振動のモードも初動から約7秒程度まではほとんど直線的振動を示している。7秒以上の部分では、媒質の振動方向は鉛直方向から急激にはずれていき、同時に振動のモードも楕円の振動に変化している。以上の点から、この地震の場合、初動から約7秒付近までは直達P波のみで形成されていると判断される。そして、この部分の変位波形こそモーメント速度関数を示していると考えられる。他の13個の地震に対して同様な解析をおこない直達P波のみの継続時間 $\Delta\tau$ を見積った（Appendix参照）。その値はTable 3にまとめた。

IV. 結果と議論

1. モーメント速度関数

Fig. 7に推定されたモーメント速度関数を示す。見かけ上簡単な形を示しているものと比較的複雑な形のものに分類した。ハッチされた部分は振動方向解析をもとにして得られたモーメント速度関数である。

Table 3. Static source parameters.

No.	$\Delta\tau$ sec.	M_0 $\times 10^{24}$ dyn.cm	\bar{S} km^2	$\Delta\sigma$ bar	\bar{D} cm
1	0.90	0.55	14	26	5.8
2	0.65	0.26	7.8	29	5.0
3	0.80	0.94	11	63	13
		1.3*	—	87	18
4	0.50	0.07	5.1	15	2.0
5	1.45	14.5	35	170	61
		10*	—	120	42
6	0.85	0.50	15	12	5.0
7	1.20	3.5	28	56	19
		3.8*	—	62	21
8	0.95	2.2	15	92	23
		3.8*	—	160	39
9	0.80	0.20	13	10	2.4
10	0.55	0.49	7.4	59	9.8
11	1.85	1.4	13	74	16
		1.6*	—	83	18
12	0.90	0.50	16	19	4.6
13	7.35	270	1100	17	38
		—	100	660	420
		170*	—	410	260
		126**	—	310	200
14	1.00	0.35	20	10	2.6

$\Delta\tau$ =the duration of direct P-wave. M_0 =scalar moment.

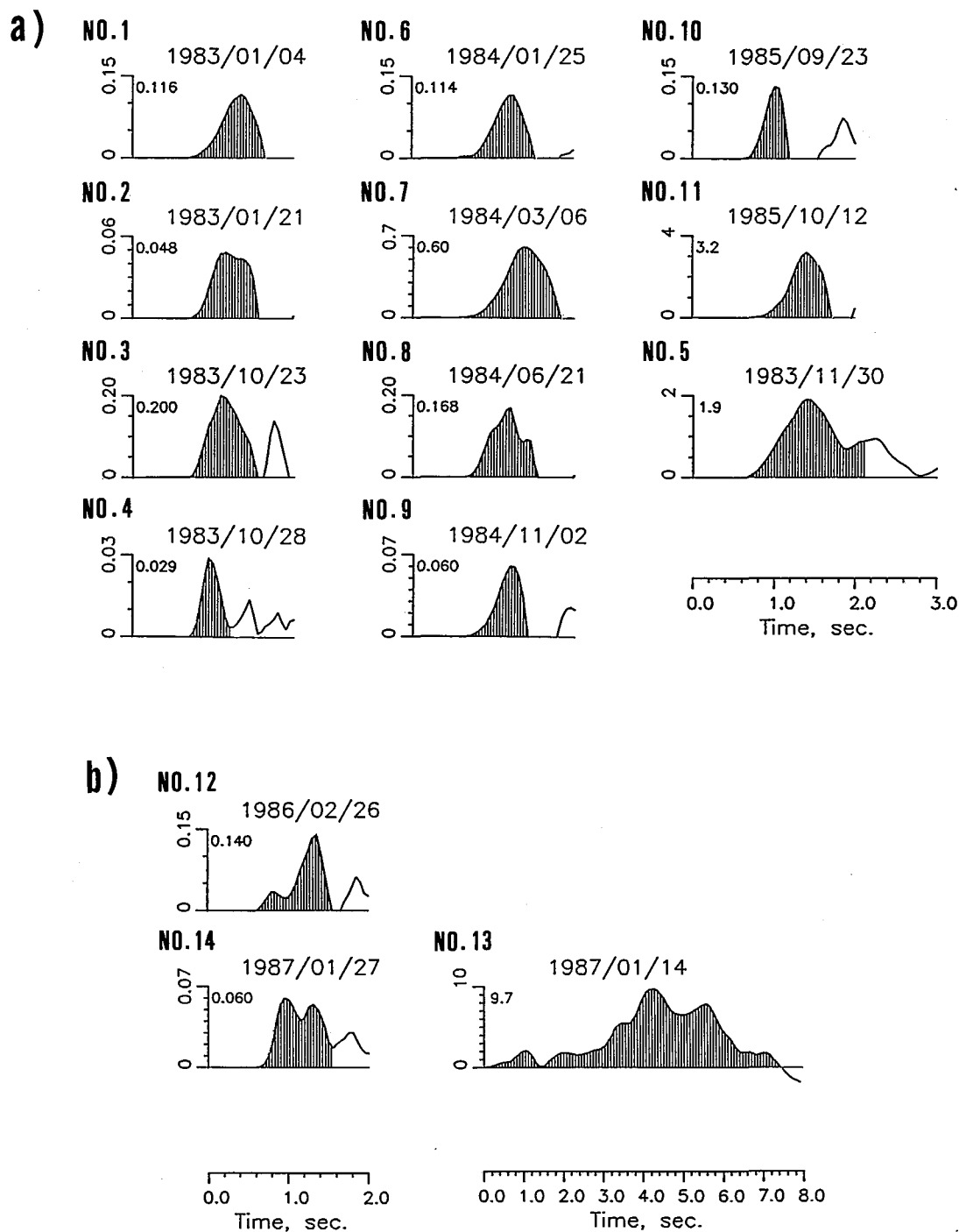
\bar{S} =approximate source dimension. $\Delta\sigma$ =average stress drop.

\bar{D} =average dislocation. *= M_0 from CMT inversion method.

**= M_0 deduced from far-field data.

Fig. 7a の地震の破壊過程はどれも比較的単純でありシングルショックであったと推定される。モーメント速度関数の形は台形ないし三角形型を呈しているように見える。この形は Haskell (1964) の提唱した数学的に単純な移動性震源モデルで説明できる。例えば、矩形断層の一方の端から一様な破壊速度で破壊が進行するモデルがこれにあたる。さらに時間変化の勾配に注目すると、No. 1, 7, 9, 11 の地震はハスケル・モデルよりも Sato and Hirasawa (1973) の円形断層モデルが適しているように思える。これは円形クラックが半径方向に一様に一定の伝播速度で拡大していくモデルである。円形クラックモデルは微小地震にたいしてたびたび適用されている。

Fig. 7b の No. 12~14 の地震は複数のサブイベントから形成されたマルチプルショックであった可能性が高い。これらの地震はおおよそ2つのサブイベントから形成されている（このような地震を doublet という）。個々のサブイベントの形はやはり台形ないし三角形型を呈している。No. 13 の地震は3つ以上のサブイベントから形成されているようにも考えられる。特に破壊の開始から3秒後以降の部分に2つあるいは3つのサブイベントが発生しているように見える。しかし、これらのサブイベントが本当に存在していたのかどうか判断するには1観測点のデータだけでは難しい。多くの観測点での波形データがなければ断定できない。No. 13 の地震についてはW



WSSN遠地実体波長周期記録が得られている。これと、本研究で推定されたモーメント速度関数から計算される理論波形とを比較したのが Fig. 8 である。理論波形の計算には波線理論を用い、地球内部の速度構造は Jeffreys and Bullen (1940) の J-Bモデルを、Q構造はモーメント速度関数推定に使用したものと同じモデルを仮定した。観測波形の初動から約3秒後の部分で傾き(地動速度)が変化しているが、この特徴は理論波形にも良く現われている。この傾きの変化は震源で発生した第2番目の大きな主破壊に対応していることは明らかであり、No. 13がマルチプルショックであったことは間違いないであろう。しかし、3つ以上のサブイベントが存在していたかどうかは Fig. 8からは判断できない。Fig. 8のWSSN記録が震央距離にして数千 km以上離れた観測点のものであり、高周波成分が減衰してしまっているからである。また、その地震計の周波数特性が狭帯域であるせいもある。観測波形の振幅に比べ理論波形の振幅はかなり大きめである。これは仮定したモーメント速度関数の振幅が過大評価されていることを示唆している。モーメント速度関数の推定の際に、仮定した速度構造やメカニズム解等が不適切であったということが考えられるが、明確なことはわからない。いずれにせよ、No. 13の地震は破壊開始を示す小さなサブイベントとこれに引き続いて発生した主破壊を示すサブイベントの2つから形成されていたと考えられる。

No. 5, 8の地震もマルチプルショックであった可能性がある。特に No. 5は破壊開始から約1

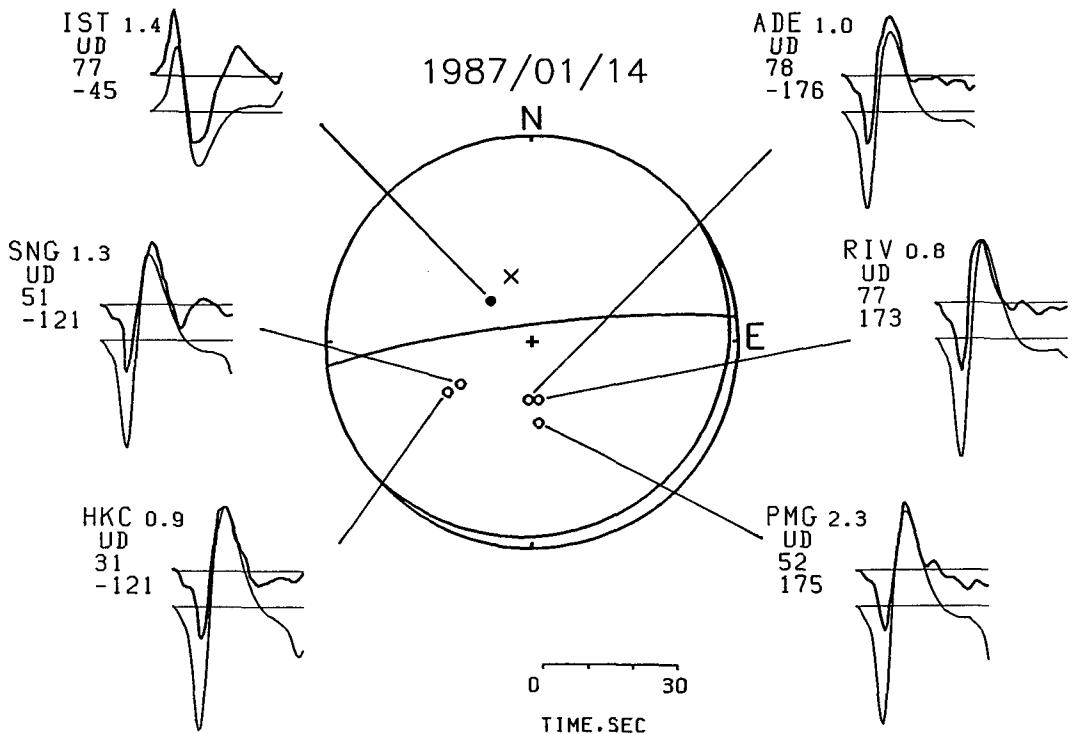


Fig. 8 Comparison of observed WSSN long-period seismograms (upper set) with synthetics (lower set), calculated for the moment rate function in Fig. 7b (No. 13).

秒後以降に再びモーメント速度の増加が現われている。これは第2のサブイベントの存在を示しているのかもしれない。振動方向解析の結果、破壊開始から約1.5秒後以降に直達P波以外の波が混入してきているため、本研究の方法では第2のサブイベントが存在したかどうかかわからない。また、振動方向解析の際に設定した window 幅が1秒であることから $\Delta\tau$ 自体に ± 0.5 秒程度の不確定さがある。したがって、ここではシングル・ショックに分類した。

$M_w > 7$ クラスの大地震は時間的に近接した複数のサブイベントからなるマルチプルショックであることが知られている (例えば, Fukao and Kikuchi, 1987 ; Kikuchi and Fukao, 1987 ; Sugi et al., 1989)。複数のサブイベントの存在は、震源で一様でない複雑な破壊が起こったことを意味する。複雑でぎくしゃくとした破壊が生じる要因として様々な理由が考えられるが、大別すれば震源付近の、1) 応力分布の非一様性、2) 破壊強度 (摩擦抵抗も含む) 分布の不均質性が挙げられよう。Sugi et al. (1989) はやや深発および深発地震を対象に、それらの長周期P波記録を解析し、シングルショックになるかマルチプルショックになるかの境界が地震モーメント M_0 にして $5 \times 10^{26} \sim 5 \times 10^{27}$ dyn. cm であるという結果を報告している。もっとも、これは固有周期15秒の地震計で震源を眺めた場合の結果であり、そのような境界は地震計の固有周期に強く依存しているだろう。実際、 $M_w \sim 6$ クラスの地震がマルチプルショックであったという報告も数例ある (例えば, Sipkin, 1986)。しかし、もっとも小さな地震についてはそのような例はほとんど知られていない。筆者らの知る限り、Nishigami (1989) の、1983年鳥取地震の最大余震 ($M 4.8$) が doublet であったという報告があるのみである。この doublet type の小地震は他の $M_w \sim 5$ 程度 (経験則によれば破壊領域の大きさが数 km \sim 10 km 未満) の地震と比べ特異な存在なのであろうか。もしそうであるなら、 $M_w \sim 5$ 程度のスケールには震源過程に複雑性をもたらすような不変的非一様性が存在しないことになる。

No. 12 は M_w で 5.1, No. 14 は 5.0 であるがマルチプルショックであった可能性が高い。この事実はマルチプルショックという現象が決して $M_w \sim 6$ 以上の地震に特有なものではないということを示しているように思われる。今までは比較的狭い帯域特性の地震計記録が主に使用されており、そのため小さな地震の詳細な震源過程までは十分に追跡できなかったのであろう。

破壊の複雑さを規定する要因の1つに「破壊の階層性」がある (Fukao and Furumoto, 1985)。1つの破壊が複数のサブイベントから形成されているマルチプルショックの存在は、まさに地震という破壊現象に階層構造が存在することの必要条件である。先述したように $M_w \sim 6$ クラス以上の地震 (M_0 にして約 10^{25} dyn. cm) にはマルチプルショックという現象がおそらく一般的に存在することがわかっている。これに Nishigami (1989) や本研究の結果の、 $M_w \sim 5$ 程度の地震 ($M_0 \sim 5 \times 10^{23}$ dyn. cm) がマルチプルショックであった可能性が高いということを考え合わせると、 M_0 にして少なくとも $10^{24} \sim 10^{30}$ dyn. cm の、実に6桁に及ぶ範囲に破壊の階層性が存在していることになる (Fig. 9)。もっと細かな目でみれば、 $M_w \sim 5$ 以下の小さな地震、あるいは微小地震でさえも、それなりに不規則な破壊の様子を捉えることが可能かも知れない。地震という岩石の破壊現象は決して一様でない地球内部に発生するものであるから、その地震のサイズに関わりなく

本質的に非一様性・不均質性を内包しているように思われる。

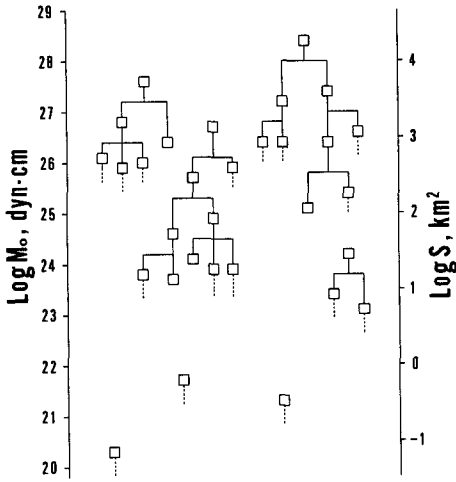


Fig. 9 Schematic view of the hierarchy of earthquake size distribution and/or of the scalar moment distribution. Open squares represent individual ruptures. A overall rupture contains some smaller subevents, and each smaller subevent contains more smaller subevents.

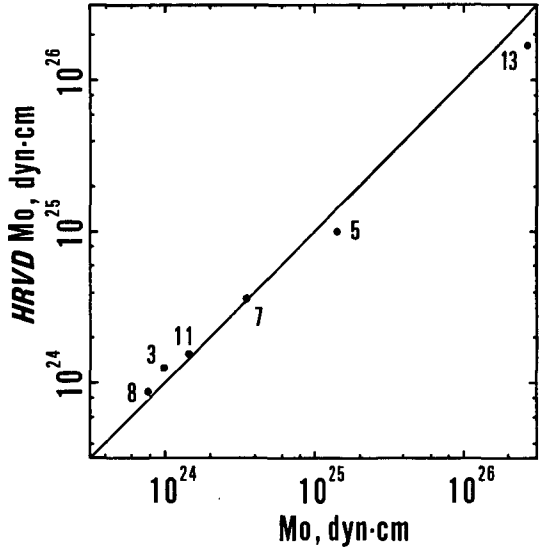


Fig. 10 Comparison between Harvard's scalar moments (CMT solutions) and ones determined in this study. Very good agreement between them can be seen.

2. 地震モーメント，応力降下および断層面上でのすべり量

推定されたモーメント速度関数を最初から $\Delta\tau$ まで積分して地震モーメントを見積った (Table 3). この見積りがどの程度正しいか調べるために CMT インバージョンによる地震モーメントと比較してみた (Fig. 10). 本研究で解析した地震の中で, No. 3, 5, 7, 8, 11, 13 の地震の CMT 解が得られていた. Fig. 10 から, 本研究によって見積られた地震モーメントと CMT インバージョンによるものとは非常に良く一致していることがわかる. これは振動方向解析によるモーメント速度関数の推定法の正当性を意味している.

地震モーメントと同じくらい重要な震源パラメタの 1 つに地震によって解放された応力の大きさを表す, 応力降下 (stress drop) がある. Eshelby (1957) の転移理論によれば, 断層面上の平均的応力降下 $\Delta\bar{\sigma}$ (average stress drop) と地震モーメントとの間には,

$$\Delta\bar{\sigma} = \frac{7}{16} \frac{M_0}{(S/\pi)^{3/2}},$$

の関係が成立している. ここで S は円形クラックの面積である. No. 13 の地震の断層面積は余震分布により推定されているが, 他のほとんどの地震についてはわかっていない. ここでは, すべての地震を 2 次元平面上の一点から点対称に一定の速度で破壊が伝播する円形断層モデルを仮定する. Chung and Kanamori (1980) にしたがえば, そのような円形断層から発生した遠地 P 波

の継続時間 τ_r は次のように表わすことができる。

$$\tau_r = \frac{a}{v_r} + \frac{a}{\alpha} \sin\theta + \tau_0. \tag{5}$$

ここで、 a は円形断層の半径、 α は震源付近の P 波速度、 v_r は破壊伝播速度、 θ は断層面に垂直な軸と波線のなす角度、 τ_0 は断層面上の各点で断層が滑るのに要した時間 (rise time of dislocation) である。正確な τ_r はわからないので、 $\tau_r \sim \Delta\tau$ 、さらに $\tau_0 \sim 0$ と仮定する。(5) 式を a について解けば、

$$a = \Delta\tau \left(\frac{1}{0.7\beta} + \frac{1}{\alpha} \sin\theta \right)^{-1}, \tag{6}$$

となる。ただし、 $v_r \sim 0.7\beta$ (β は震源付近の S 波速度) と仮定した。

先ほどのべたように No. 13 以外の地震では 2 つの nodal plane のうちどちらが断層面であるかわかっていない。ここでは、おおよその応力降下を求めるのが目的であるから、あえて断層面を決定することはしない。2 つの nodal plane について、 θ_1, θ_2 を計算して、(6) 式より対応する断層半径 a_1, a_2 を求め、2 つの異なる断層面積 S_1 および S_2 を推定する。そして第 1 近似的な断層面積 \bar{S} (approximate source dimension) を $\bar{S} = (S_1 + S_2)/2$ とする。Fig. 11 はこのようにして求めた断層面積 \bar{S} を地震モーメントの関数として表わしたものである。14 個の地震の $\Delta\sigma$ は

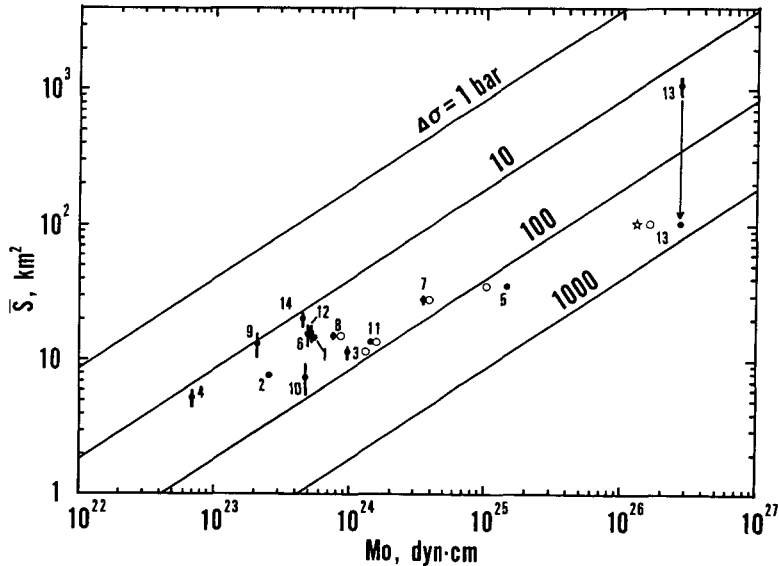


Fig. 11 Relations between approximate source areas \bar{S} and scalar moments M_0 . Closed circles are those determined in this study. Open circles are obtained by CMT solutions. Star is determined from far-field body waves analysis. The straight lines are for constant apparent stress drop. Small bars with closed circles represent the range of estimated source areas. Source area of No. 13 deduced in this study is greater than one estimated from aftershock distribuion (Suzuki, 1987).

10~100 bar の範囲にある。1987年1月14日の日高山脈地震 (No. 13) の余震分布は鈴木 (1987) により求められている。それによれば、本震の水平に近い nodal plane 上で余震が発生しており、その分布の面積は約 100 km² である。この値を使用すると、No. 13 の平均的応力降下は数 100 bar 程度になる。応力降下に着目すると浅発地震は2つに大別されることが知られている。海溝沿いで発生する interplate earthquake は $\Delta\sigma \sim 30$ bar, 内陸地震等も含む intraplate earthquake は $\Delta\sigma \sim 100$ bar 程度である (Kanamori and Anderson, 1975)。浅発地震よりデータ数が少なくやや不明確ではあるが、やや深発地震の $\Delta\sigma$ はおよそ数 10~数 100 bar である (Mikumo, 1972 ; Sasatani, 1980)。本研究で解析した地震はどれもが上部マントルないし地殻下部に蓄積していた応力を「普通」程度に解放したようだ。 $\tau_0 \sim 0$ の仮定はむしろ現実的でない。このため断層面積は過大に見積られている可能性がある。したがって、ここでの応力降下の推定値は本当の値よりも小さく見積られているかもしれない。

断層面上での平均的すべり量 (average dislocation) \bar{D} は地震モーメント M_0 と断層面積 S を使って次のように表すことができる。

$$\bar{D} = \frac{M_0}{\mu S}.$$

ここで、 μ は震源付近の剛性率 (rigidity) である。 μ を深さの関数として与え (Dziewonski and Anderson, 1981), 各地震について \bar{D} を計算した (Table 3)。最小で約 2 cm, 最大で約 2 m 程度である。この値も先ほど述べた理由により過小に評価されているかもしれない。

3. 負のモーメント速度が存在するのか？

負のモーメント速度が生じる原因として、(1)媒質や地震計の応答評価の不十分性 (Ruff and Kanamori, 1983) や(2)破壊伝播停止後に逆向きの断層運動が生じたため (Kikuchi and Fukao, 1976), あるいは(3)破壊伝播途中で断層面が急激に屈曲したか、または異なる地震が時間的かつ空間的に非常に近接して発生した (Butler et al. 1979; Sipkin, 1986) ということが考えられる。このうち(2)と(3)は震源過程にとって重要な問題である。もしも何らかの理由で(1)を除けたなら、負のモーメント速度の発生原因として(3)を考えるのが妥当であろう。断層面上には強い摩擦が存在すると考えられ、そのようなとき初めと逆向きの断層変位が発生しているとは思えないからである (Burridge, 1969)。

自然地震の場合に負のモーメント速度が存在するかもしれないかはそれ自体地震学にとって非常に興味ある問題であり、その検出が本研究の目的の1つであった。しかし、今回の結果から負のモーメントの存在についてなんら議論できない。Fig. 6を見れば明らかなように、モーメント速度関数に対応する上下動変位波形には約7秒以降に比較的大きな back-swing が現われている。しかし、振動方向解析から同じ時刻付近から直達P波以外の後続波が混入していることが明確であるから、このような back-swing を負のモーメント速度と直接関連付けることができない。他の地震の場合も同様な結果となった。

V. 結 論

広帯域地震計記録のP波の初動部分を解析しモーメント速度関数を推定した。得られた地震モーメントはCMTインバージョンによるものと非常に良く一致しており、振動方向解析を用いた推定方法の有効性が確かめられた。

$M_w \sim 5$ 程度の小さな地震にもマルチプルショックが存在していることはおそらく間違いない。このことは M_0 にして $10^{24} \sim 10^{30}$ dyn. cm 以上の非常に幅広い範囲において、「破壊の階層性」が存在する可能性が高いことを示している。これは今までの観測ではわからなかったことであり、改めて広帯域地震計による観測体制の重要性が示唆された。

残念ながら今回の結果からは負のモーメント速度が存在しているか否かについては何ら議論できなかった。これは本研究で採用した方法が、モーメント速度関数の終わりを明確に決定できなかったためである。今後、負のモーメント速度の存在を調べる場合には、例えばインヴァース法等の別の方法を用いなくては行けないであろう。その場合はグリーン関数すなわち地球内部構造の情報がより正確に決定されていなくては行けない。いくら高性能な観測計器で得られた波形記録を解析しても、その精度に追従していないグリーン関数を仮定するならば、推定されるモーメント速度関数の細部には意味がないからである。

謝辞 震源決定の際には当教室の森谷武男助教授および北海道大学理学部附属地震予知観測地域センター、波形記録のA/D変換の際には大学院生松島健氏と古村孝志氏にお世話になりました。WWSN長周期波形記録のデジタル化は岡野憲太氏に協力していただきました。ここに記して感謝いたします。なお計算には、北海道大学大型計算機センターのHITAC M-682Hを使用した。

文 献

- Azimi, Sh. A., A. V. Kalinin, V. V. Kalinin and B. L. Pivovarov, 1968. Impulse and transient characteristics of media with linear and quadratic absorption laws. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, February, 88-93.
- Boyd, T. M. and J. L. Nábělek, 1986. Rupture process of the Andreanof islands earthquake of May 7, 1986. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 1653-1673.
- Burridge, R., 1969. The numerical solution of certain integral equations with non-integrable kernels arising in the theory of crack propagation and elastic wave diffraction. *Phys. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **265**, 353-381.
- Butler R., G. S. Stewart and H. Kanamori, 1979. The July 27, 1976 Tangshan, China earthquake- A complex sequence of intraplate events. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 207-220.
- Chung, W.-Y. and H. Kanamori, 1980. Variation of seismic source parameters and stress drops within a descending slab and its implications in plate mechanics. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **23**, 134-159.
- Choy, G. L. and J. Boatwright, 1981. The rupture characteristics of two earthquakes inferred from broadband GDSN data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **71**, 691-711.
- Dziewonski, A. M. and D. L. Anderson, 1981. Preliminary reference earth model (PREM). *Phys. Earth*

- Planet. Inter.*, **25**, 297–356.
- Dziewonski, A. M., A. Friedman and J. H. Woodhouse, 1983. Centroid-moment tensor solutions for January-March of 1983. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **33**, 71–75.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1984a. Centroid-moment tensor solutions for October-December, 1983. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **34**, 129–136.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1984b. Centroid-moment tensor solutions for January-March, 1984. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **34**, 209–219.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1985a. Centroid-moment tensor solutions for April-June, 1984. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **37**, 87–96.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1985b. Centroid-moment tensor solutions for October-December, 1984. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **39**, 147–156.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1986a. Centroid-moment tensor solutions for July-September 1985. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **42**, 205–214.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1986b. Centroid-moment tensor solutions for October-December 1985. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **43**, 185–195.
- Dziewonski, A. M., G. Ekstrom, J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, 1987. Centroid-moment tensor solutions for January-March 1986. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **45**, 1–10.
- Dziewonski, A. M., G. Ekstrom, J. H. Woodhouse and G. Zwart, 1988. Centroid-moment tensor solutions for January-March 1987. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **50**, 116–126.
- Eshelby, J. D., 1957. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc., London*, **A241**, 376–396.
- Fukao, Y. and M. Furumoto, 1985. Hierarchy in earthquake size distribution. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **37**, 149–168.
- Fukao, Y. and M. Kikuchi, 1987. Source retrieval for mantle earthquakes by iterative deconvolution of long-period P-waves. *Tectonophysics*, **144**, 249–247.
- Hartzell S. H. and T. H. Heaton, 1985. Teleseismic time function for large, shallow subduction zone earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 965–1004.
- Harvey, D. and G. L. Choy, 1982. Broad-band deconvolution of GDSN data. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **69**, 659–668.
- Honda, H., 1959. The elastic waves generated from a spherical source. *Science Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, Geophys., **11**, 178–183.
- Jeffreys, H. and K. E. Bullen, 1940. Seismological tables. British Association, Gray-Milne Trust.
- Kanamori, H. and D. L. Anderson, 1975. Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1073–1095.
- Kanamori, H. and G. S. Stewart, 1976. Mode of the stain release along the Gibbs fracture zone, Mid-Atlantic ridge. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **11**, 312–332.
- Kikuchi M. and Y. Fukao, 1976. Seismic return motion. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **12**, 343–349.
- Kikuchi M. and Y. Fukao, 1985. Iterative deconvolution of complex body waves from great earthquakes-the Tokachi-Oki earthquake of 1968. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **37**, 235–248.
- Kikuchi M. and Y. Fukao, 1987. Inversion of long-period P-waves from great earthquakes along subduction zones. *Tectonophysics*, **144**, 231–247.
- Mikumo, T., 1972. Focal process of deep and intermediate earthquakes around Japan as inferred from long-period P and S waveforms. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **6**, 293–299.
- Mikumo, T. and T. Kurita, 1968. Q distribution for long-period P waves in the mantle. *J. Phys. Earth*, **16**, 11–29.
- 森谷武男, 1986. 北海道の地質と構造運動. 地団研専報, **31**, 71–75.

- 村松郁栄, 1977. 速度型強震計の制作. 地震 2, 30, 317-338.
- Nábelek, J., 1985. Geometry and mechanism of faulting of the 1980 El Asnam, Algeria, Earthquake from inversion of teleseismic body waves and comparison with field observations. *J. Geophys. Res.*, **90**, 12713-12728.
- Nishigami, K., 1989. Complex source process of a small earthquake with M 4.8. *J. Phys. Earth*, **37**, 179-199.
- Ruff, L. and H. Kanamori, 1983. The rupture process and asperity distribution of three great earthquakes from long-period diffracted P-waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **31**, 202-230.
- 斉藤正徳, 1978. 漸化式デジタル・フィルターの自動設計. 物理探検, **31**, 112-263.
- Sasatani, T., 1980. Source parameters and rupture mechanism of deep-focus earthquakes. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ.*, Ser. 7 (Geophysics), **6**, 301-384.
- Sato, T. and T. Hirasawa, 1973. Body wave spectra from propagating shear cracks. *J. Phys. Earth*, **21**, 415-431.
- Schwartz, S. Y., Lay and J. Ruff, 1989. Source process of the great 1971 Solomon Islands doublet. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **56**, 294-310.
- Sipkin, S. A., 1986. Interpretation of non-double-couple earthquake mechanisms derived from moment tensor inversion. *J. Geophys. Res.*, **91**, 531-547.
- Sugi, N., M. Kikuchi and Y. Fukao, 1989. Mode of stress release within a subducting slab of lithosphere; Implication of source mechanism of deep and intermediate-depth earthquakes. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **55**, 106-125.
- 鈴木貞臣, 1987. 1987年1月14日 日高山脈直下のやや深発地震(M 6.9)について. 1987年度地震学会春期大会 予稿集.
- 武尾実, 阿部勝征, 1981. 漸化フィルター法による加速度記録解析. 地震 2, **34**, 351-364.
- Vidale, J. E., 1986. Complex polarization analysis of particle motion. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 1393-1405.
- Welch, J. L. and T. Lay, 1987. The source rupture process of the great Banda sea earthquake of November 4, 1963. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **45**, 242-254.
- Wielandt E. and G. Streckeisen, 1982. The leaf-spring seismometer: design and performance. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **6**, 2349-2367.
- 山田功夫, 深尾良夫, 石原靖, 青木治三, 1989. S T S地震計による広帯域・広ダイナミックレンジ地震観測. 地震 2, **42**, 21-31.

APPENDIX

本文中に図示しなかった, 他の地震についての振動方向解析の結果を示す. 2本の波線に区切られた区間が直達P波のみから形成された波形部分である. 詳しい説明は本文を参照されたい.

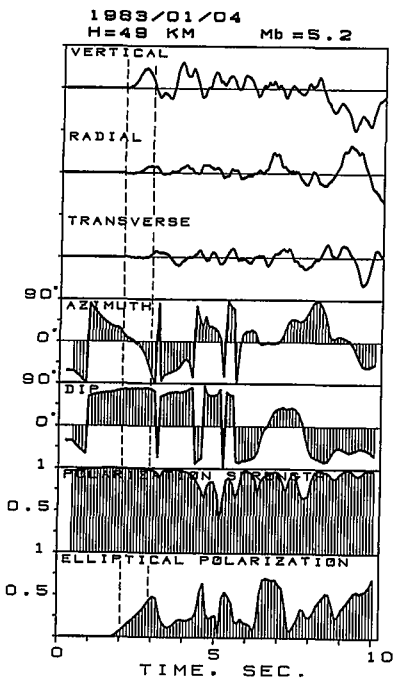


Fig. A1

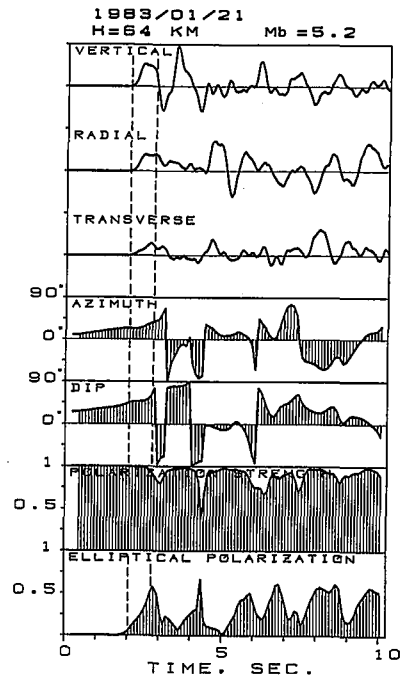


Fig. A2

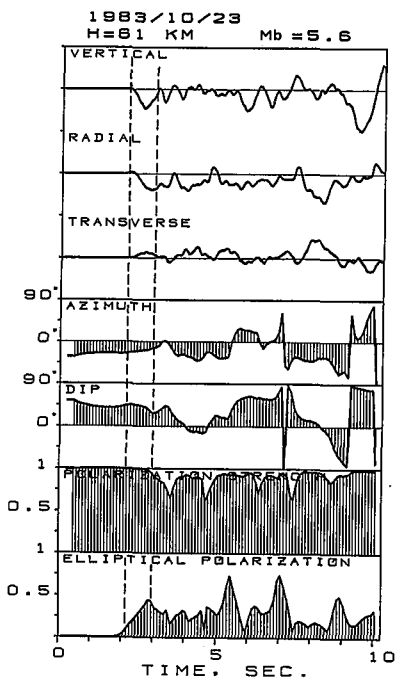


Fig. A3

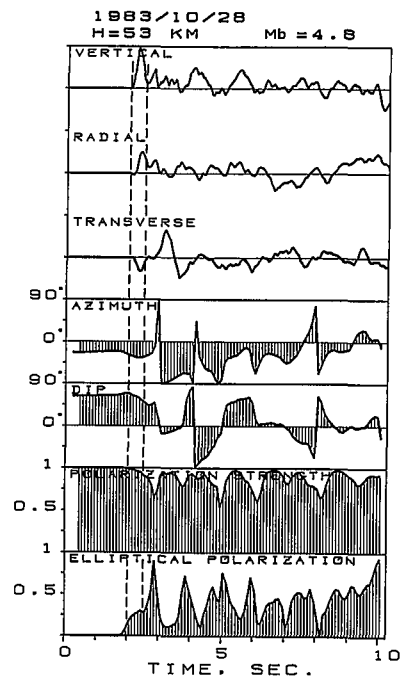


Fig. A4

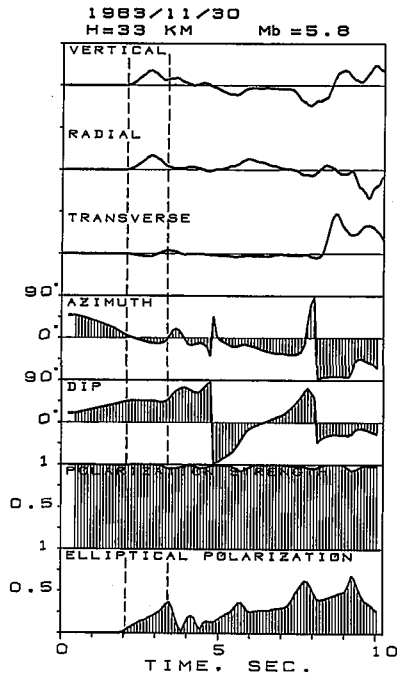


Fig. A5

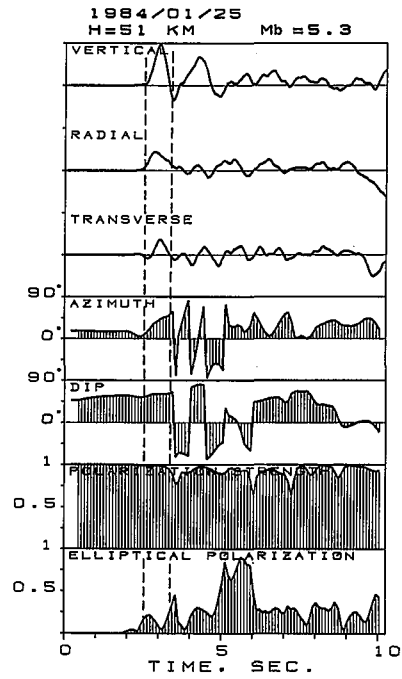


Fig. A6

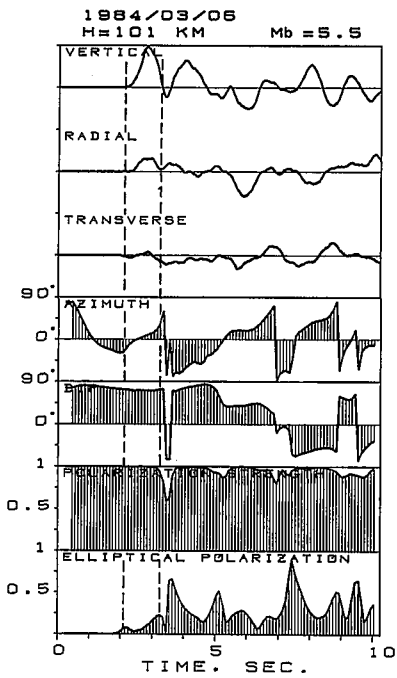


Fig. A7

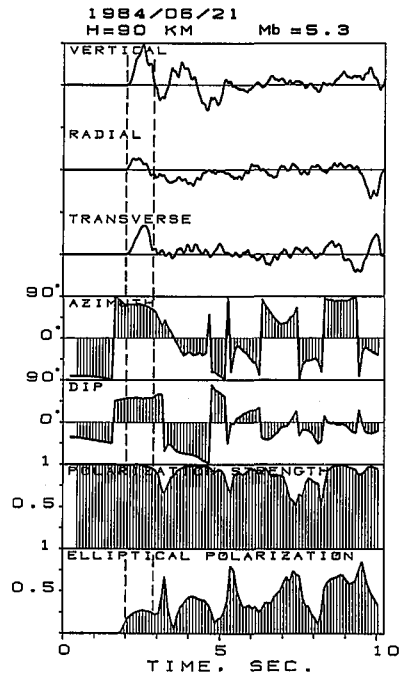


Fig. A8

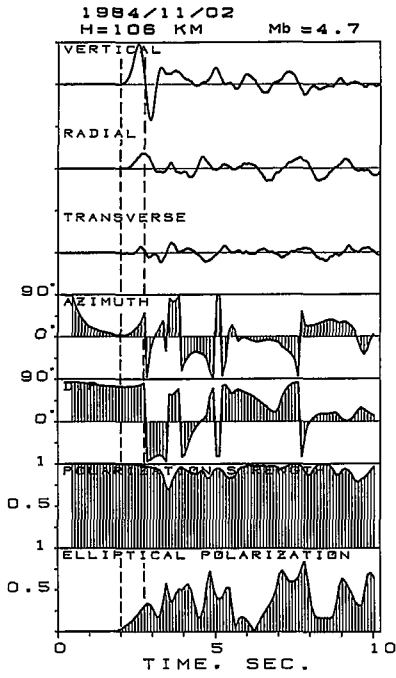


Fig. A9

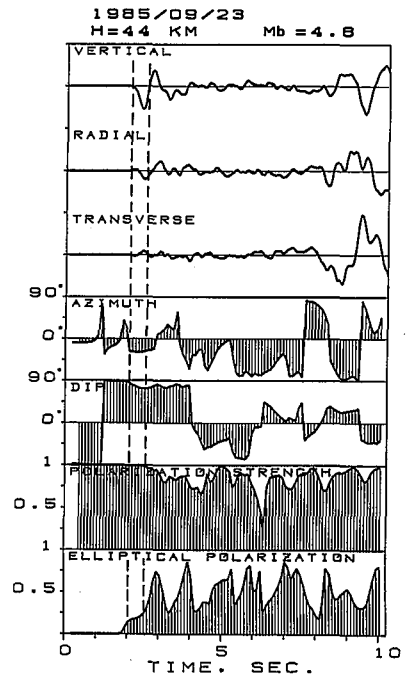


Fig. A10

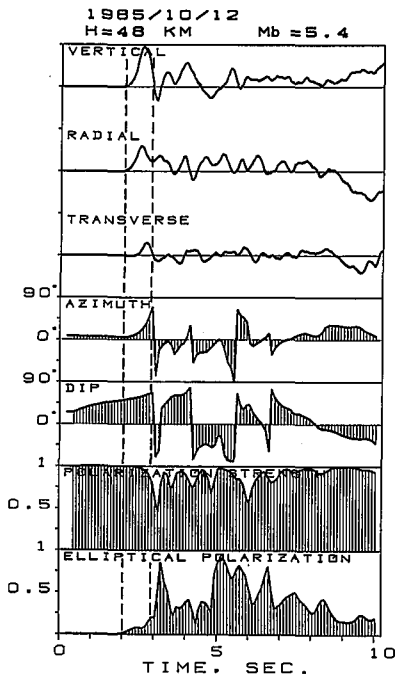


Fig. A11

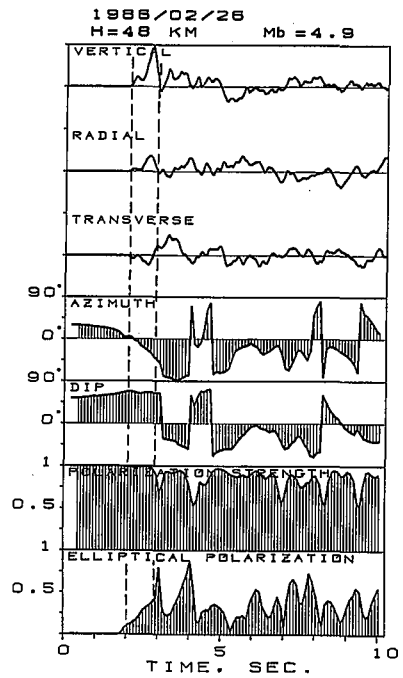


Fig. A12

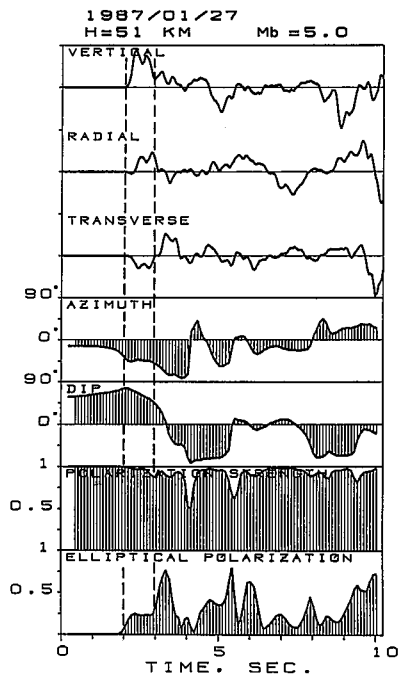


Fig. A13