



Title	長周期実体波による震源過程の推定 : その1. 長周期P波波形の変化
Author(s)	笹谷, 努; SASATANI, Tsutomu
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 29, 1-15
Issue Date	1973-03-29
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.29.1
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14025
Type	departmental bulletin paper
File Information	29_p1-15.pdf



長周期実体波による震源過程の推定

その 1. 長周期 P 波波形の変化

笹 谷 努

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和 47 年 8 月 23 日受理)

Source Process of Earthquakes as Deduced from Long-Period Seismic Body Waves

1. Distortion of Long-Period P Wave-forms

By Tsutomu SASATANI

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received August 23, 1972)

Distortion of long-period P wave-forms due to the passage through the mantle, crust and instrument is investigated. Impulse responses of the mantle- and crust-seismograph system are calculated for several mantle and crust models. The time duration of the first-half period and the general shape of impulse responses are not affected by the difference of crust models except for the crust model with thin, low velocity surface layers, while the peak amplitude is considerably affected by the difference of crust models. The time duration of the first-half period, the general shape and the peak amplitude of impulse responses are strongly affected by the average attenuation Q within the mantle.

The synthetic seismograms of P waves are constructed by the convolution of the source function which may be approximated by a simple pulse with the impulse response of the earth-seismograph system. As the pulse width increases, the time duration of the first-half period increases. The general shape of P waves is not greatly affected by the difference in the fracture patterns, that is, the pulse forms. The synthetic seismograms of P waves from the superposition of two pulses which may represent the multiple shock or the first and later arrivals are also constructed. These seismograms are useful for interpretation of complicated P wave-forms.

I. はじめに

最近、長周期実体波および表面波の解析から震源過程を推定する研究が進められ、震源に関する幾何学的および物理的性質が次第に明らかになりつつある。BOLLINGER (1968, 1970), MIKUMO (1969, 1971), FUKAO (1970, 1972) および笹谷 (1971) は時間領域における長周期実体波の波形解析から、一方、BEN-MENAHEN *et al.* (1965), TENG and BEN-MENAHEN (1966), およ

び KHATTRI (1969) は長周期実体波の周波数解析からそれぞれ震源過程を推定している。又、KANAMORI (1970 *a, b*) および ABE (1972) は長周期表面波の waveform equalization method から巨大浅発地震の震源過程を推定している。

震源から出た地震波はマントル、クラスト、および観測計器を通過する際にいろいろな変形を受ける。一方、マントル、クラストの構造はテクトニックな性質を反映して地域ごとに相違のあることが知られている (BRUNE, 1969)。さらに、現在すべての観測点下のクラスト構造が明らかになっているわけではない。これらの点を考慮して、時間領域における長周期 P 波の波形解析から震源過程の推定を行なう前に次の 2 つの事項を明らかにしておく必要があると考える。(1) マントル、クラスト構造の相違が波形にどの程度影響を与えるか？ (2) 震源に関する情報が記録された波のどの部分に、どの様に保存されるか？

又、最近注目されている地震の連発性 (multiple shock) (WYSS and BRUNE, 1967, OIKE, 1969, FUKAO, 1972) および浅発地震の場合特に注意する必要がある later phase などによる波形の変化についても簡単な計算を行なった。

II. 理 論

ここでは地震波の伝播に関して、地球と観測計器を linear filter system とみなした。linear filter system についての理論は BEN-MENACHEM *et al.* (1965), MIKUMO (1969), および FUKAO (1970) によってくわしく述べられているが、波形の変化に与える要因を調べるためそれをここに簡単に記す。

地球と観測計器を linear system とみなせば、観測されるべき P 波 $g(t)$ は次の convolution integral で与えられる。

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) f(t-\tau) d\tau \quad (1)$$

ここで、 $f(t)$ は震源関数、 $h(t)$ は system の衝撃応答 (impulse response) で、それは次式で表わされる。

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2)$$

$$H(\omega) = H_M(\omega) \cdot H_{CR}(\omega) \cdot H_{INS}(\omega) \quad (3)$$

ここで、 $H(\omega)$ は $h(t)$ の Fourier 変換で、それは $H_M(\omega)$, $H_{CR}(\omega)$, $H_{INS}(\omega)$, それぞれマントル、クラスト、および観測計器の複素伝達関数 (complex transfer function) の積で表わされる。マントルの伝達関数 $H_M(\omega)$ は次の 2 つの波立な項の積として表わされる。

$$H_M(\omega) = G \cdot H_{AN}(\omega) \quad (4)$$

ここで、 G は周波数に独立な幾何学的拡がりによる波の減衰を表わす項 (geometrical spreading factor) で、それは次の式で与えられる (HONDA, 1962)。

$$G = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\rho_h v_h}{\rho_o v_o} \frac{\sin i_h}{\sin \Delta \cdot \cos i_o} \left| \frac{di_h}{d\Delta} \right|} \quad (5)$$

ここで、 ρ は密度、 v は速度、 i は入射角、 Δ は震央距離、 R は地球の半径で、 h, o はそれぞれ震源、地表を表わす。

$H_{AN}(\omega)$ はマントル内の非弾性的性質による波の減衰を表わす項でそれは次の式で与えられる (MIKUMO, 1969).

$$H_{AN}(\omega) = \exp(-\omega T/2Q) \cdot \exp(-i\omega T) \quad (6)$$

$$T/Q = \int \frac{ds}{Q(r)v(r)} = \int \frac{\eta^2}{\sqrt{\eta^2 - p^2}} \cdot \frac{dr}{rQ(r)} \quad (7)$$

$$\eta = r/v(r), \quad p = \eta \sin i_h$$

ここで、 T は走時、 Q は震源から観測点までの rays にそった平均の吸収の項 (quality factor) である。

クラストの伝達関数 $H_{CR}(\omega)$ は THOMSON-HASKELL matrix method (HASKELL, 1962) で計算できる。

観測計器の伝達関数 $H_{INS}(\omega)$ は次の式で与えられる (HAGIWARA, 1958).

$$H_{INS}(\omega) = \frac{i\omega^3 M}{A(\omega) - iB(\omega)} \quad (8)$$

$$A(\omega) = (\omega^2 - \omega_0^2)(\omega^2 - \omega_g^2) - 4\varepsilon_0 \varepsilon_g (1 - \sigma^2) \omega^2$$

$$B(\omega) = 2\omega [\varepsilon_g(\omega^2 - \omega_0^2) + \varepsilon_0(\omega^2 - \omega_g^2)]$$

ここで、 $\omega_0 = 2\pi/T_0$ 、 $\omega_g = 2\pi/T_g$ で、 T_0 、 T_g はそれぞれ振子、galvanometer の固有周期、 ε_0 、 ε_g は振子、galvanometer の減衰係数、 σ^2 は coupling factor、 M は倍率を表わす。以下の計算

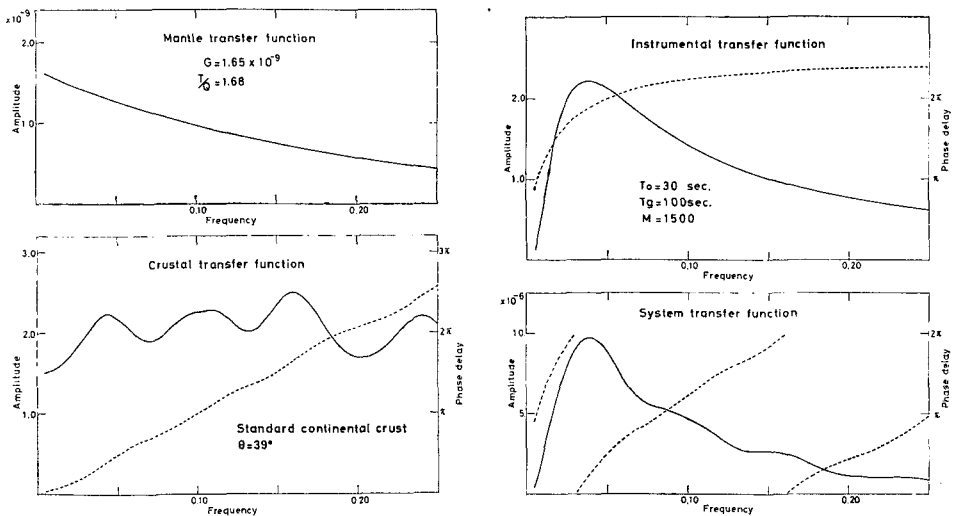


Fig. 1. Transfer function of the earth-seismograph system.

に使用する世界標準地震観測網 (WWSSN) の長周期地震計記録系においては, $T_0=30$ 又は 15 sec, $T_g=100$ sec, $h_0=h_g=1.0$, $\sigma^2 \cong 0$, $M=375 \sim 6000$ である.

以上それぞれの伝達関数の 1 例を Fig. 1 に示す.

(2) 式の積分は次に示す AKI の方法によって計算した.

$$\begin{aligned}
 h(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\
 &= \frac{1}{\pi} \int_{\omega_1}^{\omega_2} |H(\omega)| \cos [\omega t - \phi(\omega)] d\omega \\
 &= \frac{1}{\pi} \sum_i \int_{\omega_i - \Delta\omega_i/2}^{\omega_i + \Delta\omega_i/2} |H(\omega)| \cos [\omega t - \phi(\omega)] d\omega \\
 &\approx \frac{1}{\pi} \sum_i |H(\omega_i)| \cdot \Delta\omega_i \frac{\sin [\Delta\omega_i(t-t_i)/2]}{\Delta\omega_i(t-t_i)/2} \cos (\omega_i t - \omega_i \tau_i) \quad (9)
 \end{aligned}$$

ここで, $|H(\omega)|$, $\phi(\omega)$ は $H(\omega)$ の振幅および位相のおくれを表わし, $\tau_i = \phi(\omega_i)/\omega_i$, $t_i = (\partial\phi(\omega)/\partial\omega)_i$ はそれぞれ phase delay time, group delay time と呼ばれるものである (AKI, 1960, MIKUMO and AKI, 1964). $\Delta\omega_i$ は考慮すべき周波数範囲の分割バンド幅で, ここでは $\Delta\omega_i = 0.005$ cps とした. なお, 計算した周波数範囲は 0.005~0.5 cps である.

以上述べたことから P 波波形を変化させる要因としては, (1) クラスト構造, (2) マントルの非弾性的性質, (3) 震源関数の 3 つが考えられる.

次に, これら 1 つ 1 つの要因が波形の変化に与える影響を調べてゆく. なお計算は WWSSN の長周期地震計 ($T_0=30$ sec) の P 波上下動成分についてのみ行なった.

III. クラスト構造による波形の変化

クラスト構造による波形の変化についてはすでに HANNON (1964), BEN-MENACHEM *et al.* (1965) および MIKUMO (1969) によって簡単に調べられている. HANNON (1964) は矩形の周波数特性を有する波をクラストの基盤へ入力させ, 特に表層の沖積層による波形の変化について論じている. しかし, クラストの基盤へ入力させた波が一般的でないことと, 地震計の特性を考慮していないので, その結果は定性的には有益であるが, 今回の研究課題に関しては役立たない.

BEN-MENACHEM *et al.* (1965), MIKUMO (1969) は数個のクラストモデルと WWSSN の長周期地震計の伝達関数についてその衝撃応答を計算し, クラスト構造による波形の変化を調べた. そして, P 波波形は主に地震計の特性によって定まるが, peak の振幅および短周期の振動はクラストの層構造によって大きく影響されるという結論を得た. しかし, その表現は定性的であり, 今回の研究課題を明らかにするには不十分である.

そこで, 筆者は以下に述べる 4 点についてクラスト構造による波形の変化をより系統的, 定量的に調べた. 簡単なためマントルの伝達関数を考慮に入れないで, クラストと観測計器の伝

Table 1. List of layered models.

Layered model	α (km/sec)	β (km/sec)	ρ (g/cm ³)	H (km)
unilayered model, HASKELL (1960)	6.28	3.63	2.87	37.0
	7.96	4.60	3.37	—
unilayered model with surface low velocity layer-US1, (US2)	5.10	2.95	2.60	1.0 (3.0)
	6.28	3.63	2.87	36.0 (34.0)
	7.96	4.60	3.37	—
unilayered model with surface low velocity-layer-US3, US4	3.00	1.73	2.00	1.0 (3.0)
	6.28	3.63	2.87	36.0 (34.0)
	7.96	4.60	3.37	—
6E, PRESS (1960)	6.03	3.53	2.78	22.0
	6.70	3.80	3.00	15.0
	7.96	4.60	3.37	—
6EG (low velocity layer), PRESS (1960)	6.03	3.53	2.78	22.0
	6.70	3.80	3.00	15.0
	7.96	4.60	3.37	13.0
	7.85	4.50	3.39	25.0
	7.85	4.41	3.42	50.0
	8.00	4.41	3.45	75.0
	8.20	4.50	3.47	50.0
8.40	4.60	3.50	—	
Standard continental crust FUKAO (1970)	6.10	3.50	2.70	11.0
	6.40	3.68	2.90	9.0
	6.70	3.94	2.90	18.0
	8.15	4.75	3.30	—

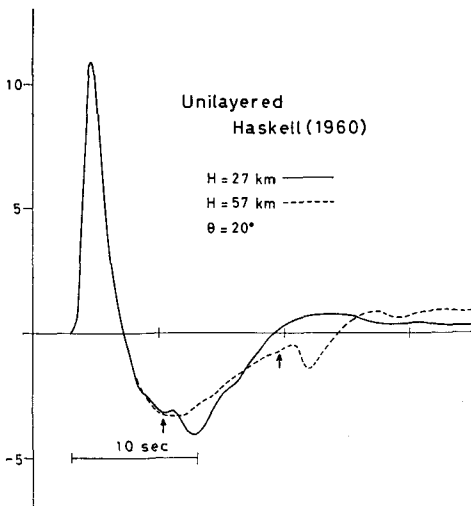


Fig. 2. Impulse responses of the crust-seismograph system for HASKELL unilayered models with crustal thickness of 27 km and 57 km. Arrows indicate arrivals of the SV phase converted from incident P wave at the base of the crust.

達関数の積を逆変換した衝撃応答で波形を比較した。計算に使用したクラストモデルの layer parameter を table 1 に示す。

1. クラストの厚さによる波形の変化

クラストの層厚による波形の変化を調べるために HASKELL (1960) の一層モデルにおいてその厚さが 27 km と 57 km の場合について計算した (Fig. 2)。その結果をみると、第 1 ピークの波形は振幅も含めてまったく厚さによる変化のないことがわかる。ただ、クラストの基盤で P 波から SV 波に変換した波の地表への到達時刻が厚さとともに遅れてくる。

2. 地表層による波形の変化

地表層による波形の変化を調べるために、HASKELL (1960) の一層モデルの最上部に P 波速度 5.1 km/sec、および 1.0 km/sec の層を厚さ 1.0 km、および 3.0 km と置いて計算した (Fig. 3)。ただし、クラスト全体の厚さは 37 km に保つようにした。

地表層の P 波速度が 5.1 km/sec でその厚さが 1 km (US1 モデル) の場合、波形はまったくその影響を受けないが、地表層の厚さを 3 km (US2 モデル) にすると波形に小さな短周期の振動が現われてくる。けれども、波形全化としては 5.1 km/sec 層によってさほど変化を受けていないと言える。地表層の P 波速度が 3.0 km/sec でその厚さが 1 km (US3 モデル) の場合も波形はあまりその影響を受けないが、地表層の厚さを 3 km (US4 モデル) にすると波形、振幅ともにその影響を大きく受けることがわかる。第 1 ピークの振幅は地表層を有さないモデルに比べて約 1.5 倍増大し、さらに初動の立ち上がりと始めてゼロ線を切る間の時間 (これを以後「初動

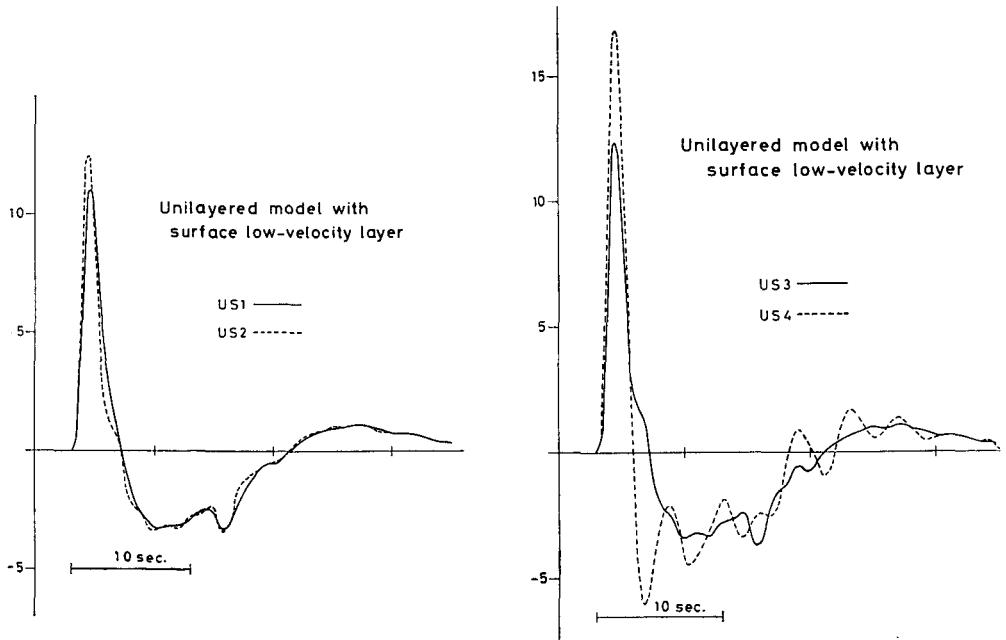


Fig. 3. Impulse responses of the crust-seismograph system for HASKELL unilayered models with a thin, low-velocity surface layer.

の半周期」と呼ぶ)が短くなり、波形全体にかなり大きい短周期の振動が現われる。この振動は地表層の厚さが波長の1/4に相当する周期を有する。

以上のことから、地表に速度の遅い層がかなりの厚さで存在する場合、波形は大きく変化することがわかる。実体波の振幅から地震のマグニチュードを決定する場合にもこの点に注意する必要がある。

3. 上部マントルの低速度層による波形の変化

上部マントルの低速度層による波形の変化を調べるために、低速度層を有するモデル6EGと低速度層を有さないモデル6E (PRESS, 1960) について計算した (Fig. 4)。

その結果を見ると、低速度層を有するモデルの方がわずかに第1ピークの振幅が増大するが、それ以外に波形の変化はみられないことがわかる。

4. 入射角による波形の変化

クラストの基盤への入射角の違いによる波形の変化を調べるためにモデル6E (PRESS, 1960) を採用し、入射角が10°, 30°, 50°の場合について計算した (Fig. 5)。

入射角が大きくなるとともに振幅は減少する (入射角 $\theta=10^\circ$ のピークの振幅に対して $\theta=30^\circ$, $\theta=50^\circ$ の振幅比は10:9:7である) が、波形全体の変化はみられず、特に初動の半周期はどの入射角についても同じである。

クラストの基盤への入射角の大小は震央距離に関係している。したがって、クラスト構造に関する限り震央距離による波形の変化はみられず、ただ振幅の倍率が異なるのみであると言える。

5. クラスト構造による波形の変化

上述のクラストモデルの他に色々なモデルについて同様な計算を行なった結果をまとめると次のようになる。

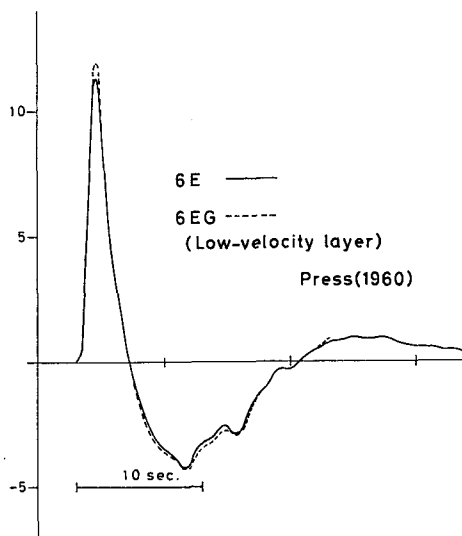


Fig. 4. Impulse responses of the crust-seismograph system for model 6EG with the low velocity layer in the upper mantle and model 6E without the low velocity layer.

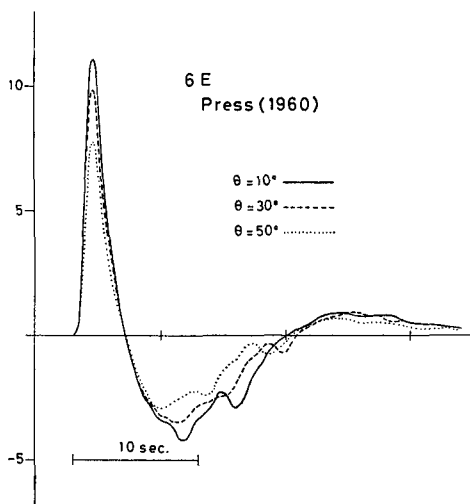


Fig. 5. Impulse responses of the crust-seismograph system for model 6E for incident angles from 10° to 50°.

(1) 地表に速度の遅い層がかなりの厚さで存在しているクラストモデルを除いて言うならば、同じ入射角ではクラスト構造の違い、すなわち、全体の厚さ、各層パラメータの違いおよび上部マントル低速度層の有無などが波形全体に与える影響はほとんどない。特に、初動の半周期はどのクラストモデルについても同じである。しかし、第1ピークの振幅は各モデルごとに約1割程度の変動がある。

(2) 地表に速度の遅い層がかなりの厚さで存在する場合、III-2で述べた様に第1ピークの振幅や初動の半周期のみならず波形全体が大きな影響を受ける。

これらの事柄は定性的には前述の BEN-MENACHEM *et al.* (1965), MIKUMO (1969) の結論と一致するが、表現がより具体的になった。

IV. マントル内の非弾性的性質による波形の変化

マントルの伝達関数 ((4式) の geometrical spreading factor は絶対振幅にのみ関係し波形には影響を与えない。それで、ここではマントルの非弾性的性質に関係した Q 値の違いによる波形の変化について調べる。

マントル内の Q 値の深さ分布に関する研究は多くの人によってなされている (例えば、ANDERSON *et al.*, 1965, MIKUMO and KURITA, 1968)。平均の Q の値は実際にはその Q モデルについて (7) 式の積分を行えばよいが、簡単なために $Q=1500, 1000, 400$ としてそれぞれについて計算した (これらの Q の値については GUTENBERG, 1958, ANDERSON *et al.*, 1965 を参照した)。ただし、geometrical spreading factor および走時などは適当な値を仮定して一定に保ち、クラスト構造としては FUKAO (1970) の用いた標準大陸モデルを採用し、すべての伝達関数を含めた衝撃応答を計算した (Fig. 6)。

$Q=1500$ と 1000 の場合については、第1ピークの振幅がわずかに異なること以外に両者の波形に相違はみられず、波形は $Q=\infty$ の場合とほとんど同じである。しかし、 $Q=400$ の場合、つまり波の吸収が大きくなると、振幅が減少する ($Q=1500$ の振幅に比べて約 $1/2$) だけでなく、初動の半周期が長くなるとともに波の立ち上がりもにぶくなる。

これから、 Q の値によって波形は大きく影響を受けることがわかる。 Q の値は地震の深さ、震央距離によって変化するので、各深さおよび震央距離ごとにその値を求めておくことが必要となる。

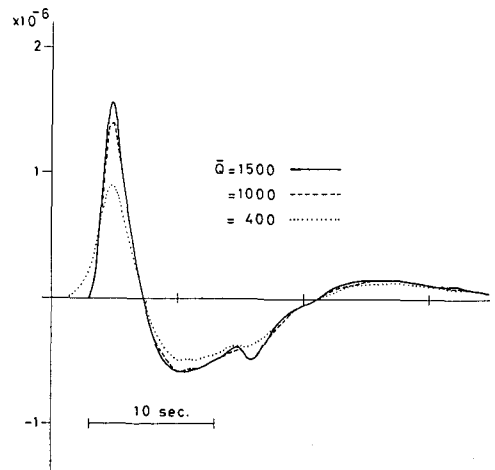


Fig. 6. Impulse responses of the earth-seismograph system for various Q values. It is assumed that $G=0.779 \times 10^{-9} \cdot \text{cm}^{-1}$ and $T=670 \text{ sec}$.

V. 震源関数による波形の変化

震源関数,あるいはそれに関係した震源パラメータ(例えば,断層の長さ,破壊の伝播速度など)による波形の変化については,すでに BOLLINGER (1968), MIKUMO (1969) によってかなりくわしく調べられている. それで,ここでは震源パラメータによる波形の変化については簡単に考察し,地震の連続発生あるいは later phase に関係した連続する2つのパルスによる波形の変化について少しくわしく調べる.

(1)式に従って system の衝撃応答と震源関数の convolution によって合成波形を計算した.

1. 断層の破壊パターンによる波形の変化

地震は断層によって発生し,しかもその断層はある方向に伝播するといわれている.断層の破壊パターンとして次の3つを考え,それらによる波形の変化を調べる.

1次元 unilateral 断層(断層の長さ L がその幅 W に比べて十分大きく断層が線で近似でき,破壊が一方方向に伝播するモデル),1次元 bilateral 断層($L \gg W$ で,破壊が両方に伝播するモデル),および2次元 unilateral 断層($L \simeq W$ で,破壊が一方方向に伝播するモデル)におけるそれぞれの理論的震源関数(遠地近似)とその合成波形を Fig. 7, 8, 9 に示す.断層モデルそれぞれの震源関数のパルスの形は断層の長さ,破壊速度,断層と観測的との位置関係などで決まり(HIRASAWA and STAUDER, 1965),それぞれについてこれらの値を適当に仮定した2,3の例が示してある.

1次元 unilateral 断層の場合,パルス幅が大きくなると初動の半周期が長くなる,と同時に第1の山の振幅に対して谷の振幅が大きくなる.1次元 bilateral 断層の場合には山から谷に移行する部分にわずかにその特徴的な phase が現われる.2次元 unilateral 断層の場合,波形は1次元 unilateral 断層の場合とほとんど

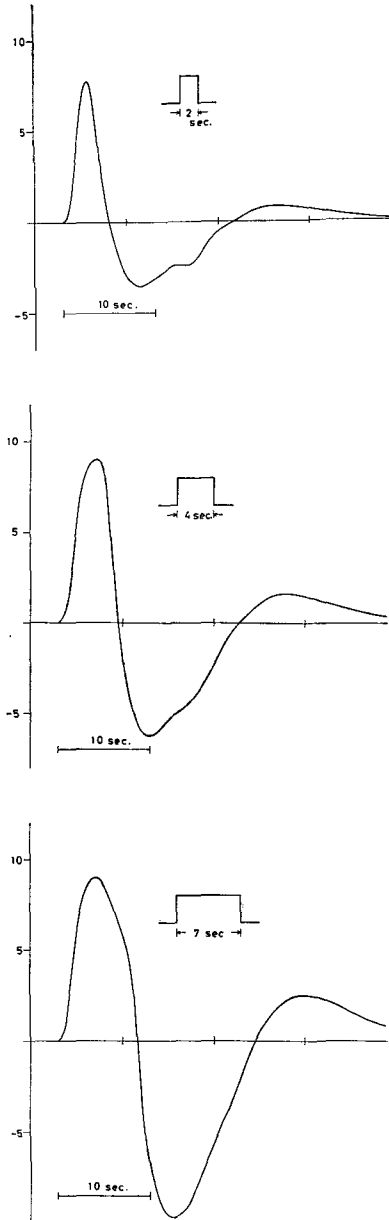


Fig. 7. Synthetic seismograms of P waves from unilateral propagating fault models. It is assumed that the fault plane is rectangular in shape where L is a fault length and W , a fault width, and $L \gg W$. Theoretical displacements of P wave are shown on the upper right side.

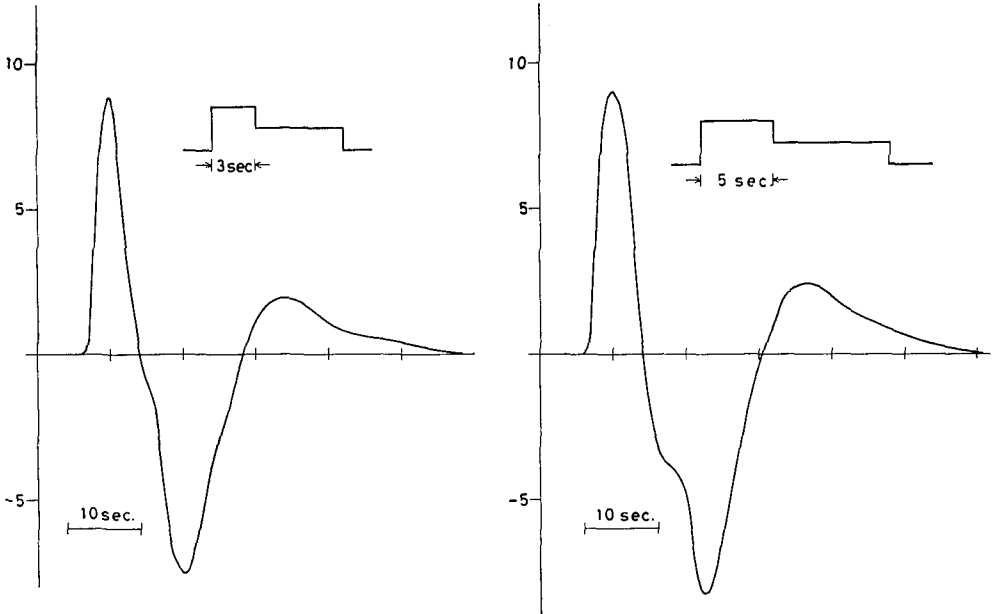


Fig. 8. Synthetic seismograms of P waves from bilateral propagating fault models. It is assumed that $L \gg W$.

等しく、又、パルスの形は違ってても（ただし、パルス幅は同じ）振幅が変化するだけで初動の半周期はまったく等しい。もちろん、後者2つの断層モデルにおいても1次元 unilateral 断層の場合と同様に、パルス幅の増大とともに初動の半周期は長くなる。故に、パルス幅と合成波形の初動の半周期との関係をあらかじめ計算して求めておけば、記録された波の初動の半周期から逆にパルス幅を推定することができる (BOLLINGER, 1968, 1970, FUKAO, 1970, MIKUMO, 1971).

いずれにしても、断層の破壊パターンの違いによって、1次元 bilateral 断層に現われたわずかな特徴的な phase 以外に波形に変化がみられない。ということは、逆に記録された波の波形のみからは断層の破壊パターンの推定が困難であると言えよう。

2. 連続した2つのパルスによる波形の変化 (同じ極性の2つのパルスの場合)

前述した様に、第2のパルスは multiple shock, あるいは浅発地震で特に注意する必要のあ

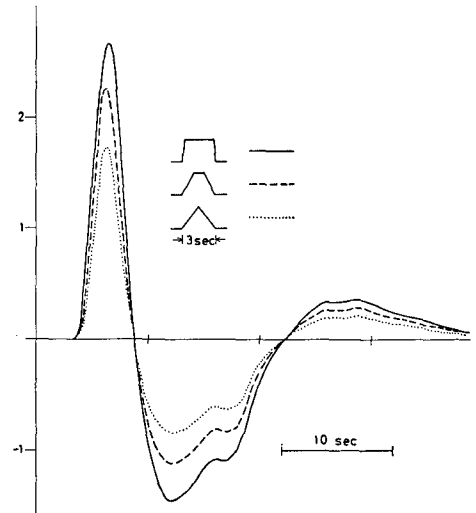


Fig. 9. Synthetic seismograms of P waves from unilateral propagating fault models. It is assumed that $L \approx W$.

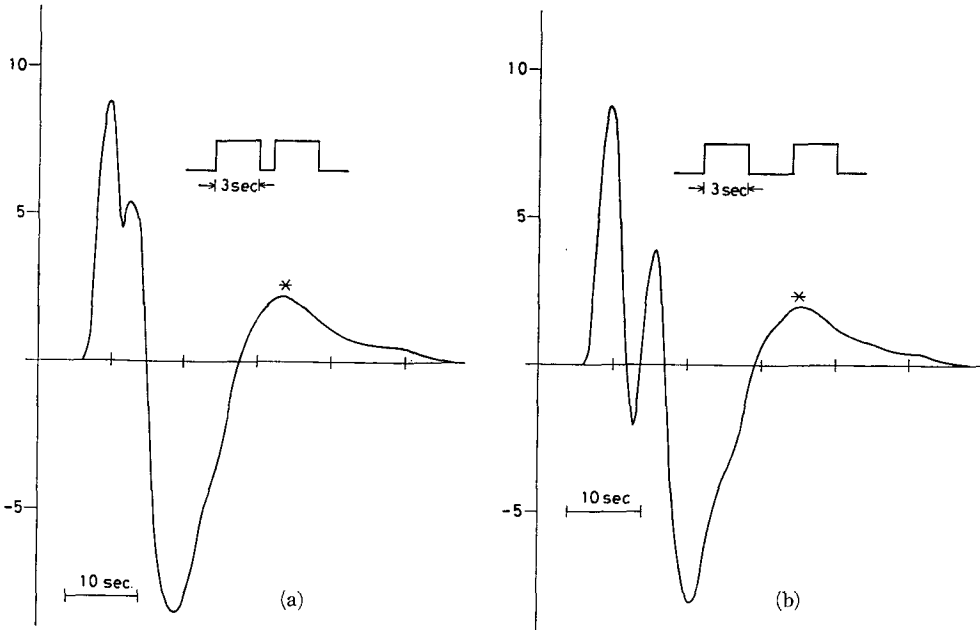


Fig. 10. Synthetic seismograms of P waves from the superposition of two equivalent pulses. Asterisk indicates the second peak.

る反射 later phase (pP, PcP) と考えても良い。

パルスの幅、大きさ、形、および第1パルスと第2パルスとの間の時間間隔(パルス間隔)に応じていろいろな場合が考えられるが、ここでは同じパルス幅(3 sec)、同じ大きさの2つの矩形パルスを system に入力しパルス間隔のみを変えて波形の変化を調べる (Fig. 10)。

計算結果から次のことがわかる。パルス間隔が短い場合、第1パルスの第1ピークの波形を完成する前に第2パルスによる波が現われ、そのために初動の半周期がみかけ上長くなる (Fig. 10 a)。そして、第2パルスの波の立ち上がり時刻はパルスの入力時刻とは異なり少し遅れている。又、図には示さないが、仮に第2パルスの大きさを第1パルスの1/2以下にした場合、第2パルスの波の立ち上がりはもはや明瞭には現われず、ただ初動の半周期が長くなるだけである。しかし、パルス間隔が長くなると初動の半周期は第1のパルス幅を反映したものになり、又、たとえ第2パルスの大きさを第1パルスの1/2にしてもその立ち上がりは明瞭である (Fig. 10 b)。

最近、深発地震の長周期P波部分にここで示した例に似た地震記象が検出され、multiple shock によるものと解釈されている (OIKE, 1969, FUKAO, 1972)。

3. 連続した2つのパルスによる波形の変化(異なった極性の2つのパルスの場合)

この場合も前と同様に、同じパルス幅(3 sec)、同じ大きさ(ただし、極性は互に逆)の2つの矩形パルスを system に入力し、パルス間隔を変えて波形の変化を調べる (Fig. 11)。

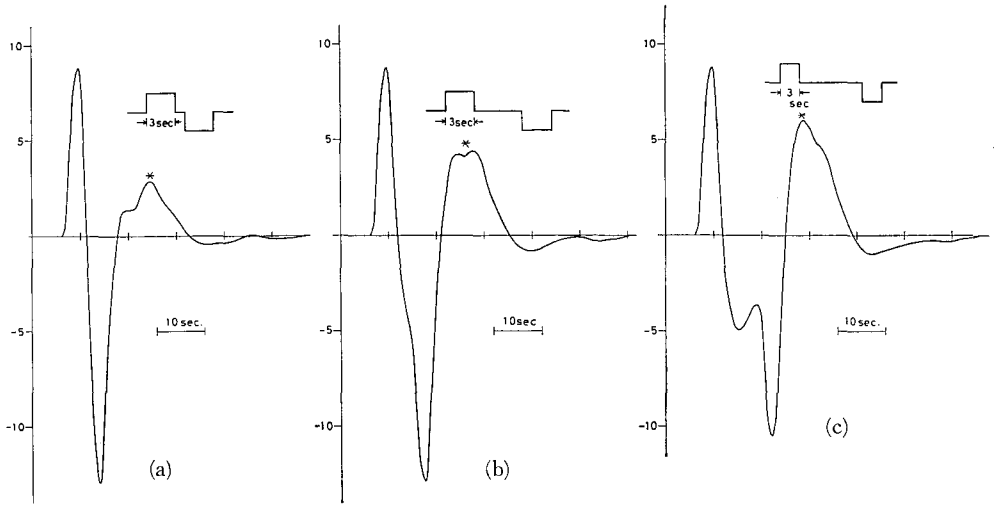


Fig. 11. Synthetic seismograms of P waves from the superposition of two equivalent pulses by alternating polarity. Asterisk indicates the second peak.

パルス間隔が 10 sec 以下の場合、第 2 パルスの波の立ち上がりを識別することは困難である。そして、特にパルス間隔が短い場合、初動の半周期は第 1 のパルス幅から期待される周期よりも短くなる (Fig. 11 a)。さらに、第 1 の山の振幅に対して谷の振幅が初動の半周期の割にはきわめて大きくなり (約 1.5 倍)、又、山から谷への移行も鋭くなる。

パルス間隔が長くなると第 2 パルスの波の立ち上がりも明瞭になってくる。そして、その直前に第 1 パルスと同じ極性のパルスの入力による波に似た phase がみかけ上現われる。しかし、同じ極性のパルスの入力の場合とは違って第 2 の山 (Fig. 11 の * 印) の振幅が第 1 の山の振幅に匹敵するくらい大きくなる (Fig. 10 b と Fig. 11 c を比較せよ)。

浅発地震の長周期 P 波部分にしばしば見られる第 2 の山の大きな振幅は、ここで示した初動とは逆極性のパルス (反射波) の入力によるものと解釈される (FUKAO, 1971, 笹谷, 1972)。

4. 震源関数による波形の変化

以上、破壊パターンおよび連続する 2 つのパルスによる波形の変化について調べてきたが、それらをまとめると次のようになる。

- (1) 初動の半周期はパルス幅とともに増大する。
- (2) 記録された波の波形のみから破壊パターンを推定することはかなり困難である。
- (3) 初動の半周期、第 1 の山、谷、第 2 の山の振幅などは震源関数によって大きく変化する。特に、時間的に接近した 2 つのパルスによる波形の変化は大きく、場合によっては第 1 ピークの波形にすら第 1 パルスの情報が保存されないこともあるので注意する必要がある。Fig. 12 は震源関数による振幅の変化の様子を示したものである。たて軸は第 1 の山の振幅 (A1) に対するそれぞれ A2, A3 の振幅比、横軸は 1 つのパルスの場合にはパルス幅を、連続する 2 つの

パルスの場合にはパルス間隔を表わす。この図から震源関数ごとに振幅の変化の様子に次の様な相違がみられる。1つのパルスの場合、パルス幅が増大するとともにA2の振幅が相対的に急激に大きくなりA1/A2は減少するが、連続する2つのパルスの場合、パルス間隔が増大してもA2の振幅はさほど変化を示さず、A1/A2はむしろ増加する傾向にある。一方、異なった極性の2つのパルスの場合には、パルス間隔の増大とともにA3の振幅が相対的に大きくなる。しかし、1つのパルスおよび同じ極性の2つのパルスの場合、A1/A3はスケールの関係でこの図に示すことはできないが、Fig. 7, Fig. 10からわかる様にA3の振幅はA1に比べてきわめて小さい。

連続する2つのパルスによる波形の変化についてはそれぞれ可能な1つの場合を表わしているにすぎないが、これらの関係はパルス幅と初動の半周期の関係と合わせて複雑な波形の解釈に大いに役立つであろう。

VI. 結 論

最初に示した2つの研究課題に関して次の結論を得た。

(1) 地表に速度の遅い層がかなりの厚さで存在する場合を除けば、クラスト構造による波形の変化はそれほど大きくない。観測点下のクラスト構造が明らかでない場合は、標準クラストモデルを仮定してもさほどその影響はないと言える。

(2) 特に、初動の半周期はどのクラストモデルについても等しく、震源関数のパルス幅はこの部分に保存されると考えられる。しかし、パルスの形を波形のみから推定することは困難である。

(3) マントルの非弾性的性質によって波形は大きく変形され、振幅が減少するとともに、初動の半周期が伸びてくる。この影響は無視できない。

(4) 地表に速度の遅い層がかなりの厚さで存在する場合、および接近した2つのパルスによる波形の変化は大きく、場合によっては初動の半周期に震源の情報が保存されないこともある。

今回の計算例は長周期地震計 ($T_0=30$ csc) のP波上下動成分についてのみであるが、上述の事柄は $T_0=15$ sec, および水平動成分についても成立する。

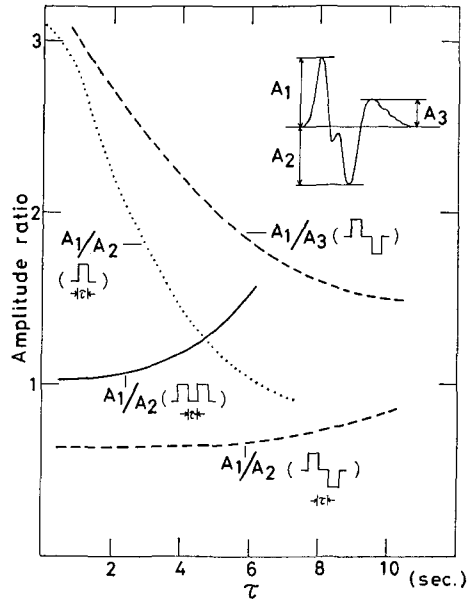


Fig. 12. Relation between amplitude ratios and time duration τ , which indicates the pulse width in case of a single pulse source and the time duration between two pulses in case of a double pulse source.

謝 辞

当教室の岡田 広助教授および鈴木貞臣助手には実際に論文を読んでいただき、いろいろ有益な助言を得た。

なお、数値計算には北海道大学大型計算機センター、FACOM 230-60 を使用した。

文 献

- ABE, K., 1972. Lithospheric normal faulting beneath the Aleutian trench, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 5, 190-198
- AKI, K., 1960. Study of earthquake mechanism by a method of phase equalization applied to Rayleigh and Love waves, *J. Geophys. Res.*, 65, 729-740
- ANDERSON, DON L., ARI BEN-MENACHEM and C. B. ARCHAMBEAU, 1965. Attenuation of seismic energy in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, 70, 1441-1448
- BEN-MENACHEM, ARI, S. W. SMITH and TA-LIANG TENG, 1965. A procedure for source studies from spectrums of long-period seismic body waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 55, 203-235
- BOLLINGER, G. A., 1968. Determination of earthquake fault parameters from long-period P waves, *J. Geophys. Res.*, 73, 785-807
- BOLLINGER, G. A., 1970. Fault length and fracture velocity for the Kyushu, Japan, earthquake of October 3, 1963, *J. Geophys. Res.*, 75, 955-964
- BRUNE, J. N., 1969. Surface waves and crustal structure, in *The earth's crust and upper mantle*, edited by P. J. HART, pp. 230-242, American Geophysical Union, Washington D. C.
- FUKAO, Y., 1970. Focal process of a deep focus earthquake as deduced from long-period P and S waves, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 48, 707-727
- FUKAO, Y., 1971. Seismic body waves from surface faults *J. Phys. Earth*, 19, 271-281
- FUKAO, Y., 1972. Source process of a large deep-focus earthquake and its tectonic implication-- The western Brazil earthquake of 1963, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 5, 61-76
- GUTENBERG, G., 1958. Attenuation of seismic waves in the earth's mantle, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 48, 269-282
- HAGIWARA, T., 1958. A note on the theory of the electromagnetic seismograph, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 36, 139-164
- HANNON, W. J., 1964. An application of the Haskell-Thomson matrix method to the synthesis of the surface motion due to dilatational waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 54, 1964
- HASKELL, N. A., 1960. Crustal reflection of plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, 65, 4147-4150
- HASKELL, N. A., 1962. Crustal reflection of plane P and SV waves, *J. Geophys. Res.*, 67, 4751-4765
- HIRASAWA, T. and W. STAUDER, 1965. On the seismic body waves from a finite moving source, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 55, 237-262
- HONDA, H., 1962. Earthquake mechanism and seismic waves, *J. Phys. Earth*, 10, 1-97
- KANAMORI, H., 1970 a. Synthesis of long-period surface waves and its application to earthquake source studies; Kurile islands earthquake of October 13, 1963, *J. Geophys. Res.* 75, 5011-5027
- KANAMORI, H., 1970 b. The Alaska earthquake of 1964; Radiation of long-period surface waves and source mechanism, *J. Geophys. Res.*, 75, 5029-5040
- KHATTRI, K. N., 1969. Determination of earthquake fault plane, fault area and rupture velocity from the spectra of long-period P-waves and the amplitude of SH-waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 59, 615-630

- MIKUMO, T., 1969. Long-period P waveforms and the source mechanism of intermediate earthquakes, *J. Phys. Earth*, 17, 169-192
- MIKUMO, T., 1971 a. Source process of deep and intermediate earthquakes as inferred from long-period P and S waveforms 1. Intermediate-depth earthquakes in the southwest Pacific region, *J. Phys. Earth*, 19, 1-19
- MIKUMO, T., 1971 b. Source process of deep and intermediate earthquakes as inferred from long-period P and S waveforms 2. Deep-focus and intermediate-depth earthquakes around Japan, *J. Phys. Earth*, 19, 303-320
- MIKUMO, T. and K. AKI, 1964. Determination of local phase velocity by intercomparison of seismograms from strain and pendulum instruments, *J. Geophys. Res.*, 69, 721-731
- MIKUMO, T. and T. KURITA, 1968. Q distribution for long-period P waves in the Mantle, *J. Phys. Earth*, 16, 11-29
- OIKE, K., 1969. The deep earthquake of June 22, 1966 in Banda Sea: A multiple shock, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, 19, 55-65
- PRESS, F., 1960. Crustal structure in the California-Nevada region, *J. Geophys. Res.*, 65, 1039-1051
- 笹谷 努, 1971. 実体波による2つの浅発地震の発震機構の解析, 北海道大学地球物理学研究報告, 26, 109-132
- 笹谷 努, 1972. 青森県東方沖地震の発震機構の再調査, 地震 (印刷中)
- TENG, T. L. and ARI BEN-MENACHEM, 1965. Mechanism of deep earthquakes from spectrums of isolated body-wave signals, *J. Geophys. Res.*, 70, 5157-5170
- WYSS, M. and J. N. BRUNE, 1967. The Alaska earthquake of 28 March 1964: A complex multiple rupture, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 57, 1017-1023