

7. 理論歪地震記象とその応用

地震研究所 岡田 義 光*

(昭和 55 年 1 月 14 日受理)

目 次

I. 理論歪地震記象の定式化	
§1. はじめに	101
§2. 無限媒質中における理論歪地震記象	103
§3. 半無限媒質表面における理論歪地震記象	107
§4. 点震源による歪・傾斜波形	120
§5. 線震源・面震源による理論歪地震記象	129
II. 理論歪地震記象の応用	
§6. 理論歪地震記象の発震機構論への応用	135
§7. 理論歪地震記象のその他の応用	142
§8. Slow Earthquakes に関する一考察	146
§9. ま と め	160

I. 理論歪地震記象の定式化

§1. はじめに

地震の発震機構の研究は、地震計によって記録された地震波の初動の押し引き分布の研究 (たとえば, HONDA, 1957, 1962; BYERLY, 1926, 1955; STAUDER, 1962) に始まり、遠方での実体波や表面波を用いて断層パラメーターを推定する研究 (たとえば, BEN-MENAHEN *et al.*, 1965; HIRASAWA and STAUDER, 1965; KHATTRI, 1972; KANAMORI, 1970a, 1970b), さらに、震源近傍での永久変位や地震波形を理論値と比較することにより震源での過程を考察する研究 (たとえば, SAVAGE and HASTIE, 1966, 1969; AKI, 1968; KANAMORI, 1971, 1972a; MIKUMO, 1973a, 1973b) へと発展してきた。この場合の理論波形としては, MARUYAMA (1963) や HASKELL (1969) により定式化された無限媒質での変位の表現式が用いられ、自由表面の影響は、その振幅を簡便に 2 倍にすることにより考慮するという、近似解が多く使用されている。しかし、最近では、半無限媒質表面での厳密解を用いた解析も、一部で行なわれるようになり (KAWASAKI and SUZUKI, 1974; KAWASAKI, 1975a, 1975b), 発震機構の研究は、近年、ますます精密化する傾向にある。

一方、伸縮計によって記録された歪地震記象も、発震機構を解釈する一助として、静的な歪変化 (strain-step) を解析した研究 (たとえば, PRESS, 1965; 地殻変動連続観測ネ

* 現在, 国立防災科学技術センター

ットワーク, 1970; MIKUMO, 1973a, 1973b; 笠原, 1974; 岡田, 1975b, 1978, 1980), 表面波や自由振動の部分を解析した研究 (たとえば, PRESS *et al.*, 1961; BEN-MENAHEN and TOKSÖZ, 1963; KANAMORI and CIPAR, 1974) に用いられている. しかし, 歪地震記象の実体波部分については, これまで, それほど多くの研究はなされていない (BENIOFF, 1963; KANAMORI and CIPAR, 1974; 笹谷・笠原, 1978; 笠原・笹谷, 1979). その大きな理由の一つとして, 地殻変動の観測においては, その永年変化を把えることが主眼とされ, 主に低い送り速度の記録しか行なわれていなかったために, 実体波の解析に耐え得るような資料が少なかったことが挙げられる. 最近では, 地殻変動の観測方式も近代化され, 地震周波数帯域への関心も高まったことから, 積極的に, 動的歪の波形を把えていこうとする動きが見られる (岡田ほか, 1975; KASAHARA, 1976).

なお, 傾斜計によって得られる傾斜地震記象も, 広い意味では歪地震記象の範囲に含めるべきものであるが, 振子型傾斜計では勿論のこと, 水管傾斜計においても, その動特性 (石井ほか, 1977) から知られる通り, 短周期での水平加速度の影響を非常に大きく受けるという難点がある. このため, 傾斜地震記象は, その静的な傾斜変化 (tilt-step) の解析 (たとえば, MIKUMO, 1973b; BERG and LUTSCHAK, 1973; 山田, 1973; 岡田, 1975b, 1978, 1980) 以外には, ほとんど利用されていない. しかし, 計器に短周期での応答を抑える工夫を行なっておけば, 少なくとも, 系の固有周期より十分に長い傾斜運動があった場合, これを的確に把えることは可能であろう.

歪地震計が, 振子を原理とする通常地震計と最も異なる点は, 直流成分に至るまでの非常に長い周期の波動に対して, 一様に応答できることである. このため, 地震に前駆する, あるいは, 地震に伴う非常にゆっくりとしたすべり現象があった場合とか, 通常の意味での地震発生を伴わないような, ゆっくりとした破壊現象があった場合に, 通常地震計では全く記録されないか, または, 不十分な記録しか得られなくとも, 歪地震計には, その地震発生前後の全過程が正確に記録されると期待される. 最近の研究から, いわゆる津波地震 (KANAMORI, 1972b; FUKAO and FURUMOTO, 1975; 笹谷・笠原, 1978 など) とか, slow earthquake (SACKS *et al.*, 1978; KANAMORI and STEWART, 1979 など), silent earthquake (TOCHER, 1960; 青木, 1975 など), プレスリップ (KANAMORI and CIPAR, 1974; 藤井, 1976b など) といった現象の存在が示唆されているが, それらの検知にも, 歪地震計は大きな武器となるであろう. このように, 普通地震計では応答し得ない長い周期の波動を解析することにより, 超低周波帯での震源過程をより詳細に考察することが可能となれば, 我々は, 地震現象の本性の理解へ, 更に一步を進めることができる.

このような研究を今後ますます発展させていくためには, まず, その基礎として, 断層模型から生じる歪・傾斜の動的解を, 理論的に求めておく必要がある. これまでに, 歪波形の実体波部分を解析した先駆的な研究においては, 比較する理論波形として, 近似的なものしか採用していない. BENIOFF (1963) は, 半無限媒質表面または内部に置かれた single force による変位波形を, KANAMORI and CIPAR (1974) は, 無限媒質中の面震源による変位波形を, そして, 笹谷・笠原 (1978) は, 無限媒質中の点震源による歪波形を, それぞれ用いており, いずれも, 完全な取り扱いとは言い難いものである.

本論文においては, まず, 動的歪・傾斜を解析する際の基礎を与えるために, 第2節に

において、無限媒質として問題を取り扱った場合の近似的な解を、第3節において、半無限媒質での厳密な形の表現式を、それぞれ求めたのち、第4節では、点震源からの歪・傾斜波形の特徴について、第5節では、それらを積分した形での、線震源・面震源による歪波形について述べる。震源の時間函数としては、parabolic ramp functionを採用する。次いで、章を改めて、理論歪地震記象の応用について触れ、第6節では、実際の歪地震記象との比較による震源過程の解析、第7節では、strain-, tilt-stepの生成過程の問題、および、観測システム整備に関連して予想歪波形を求める問題を扱う。その後、第8節では、上に触れた slow earthquakesの問題について、若干の考察を加えてみたい。

§ 2. 無限媒質中における理論歪地震記象

§ 2-1. 無限媒質中での動的変位場の一般式

Fig. 1のごとく、無限媒質中に、直交座標系 (x_1, x_2, x_3) をとり、その原点に、モーメント函数 $M(t)$ なる複双力源を、 (x_1, x_2) 面内に置く。この点震源の型は、shear fault に対応するものである。この時、点 (x_1, x_2, x_3) における動的変位 u_i は、以下の式で与えられる。

$$4\pi\rho u_i = 2\gamma_{12}\gamma_{1i}f + (\delta_{i1}\gamma_{22} + \delta_{i2}\gamma_{11})g \quad (1)$$

ただし、 $\gamma_i = x_i/R$, $R^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$, $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{for } i=j \\ 0 & \text{for } i \neq j \end{cases}$

$$\begin{cases} f = 15\left(\frac{F_a}{R^4} + \frac{F_a'}{R^3a}\right) + 6\frac{F_a''}{R^2a^2} + \frac{F_a'''}{Ra^3} \\ \quad - 15\left(\frac{F_b}{R^4} + \frac{F_b'}{R^3b}\right) - 6\frac{F_b''}{R^2b^2} - \frac{F_b'''}{Rb^3} \\ g = -6\left(\frac{F_a}{R^4} + \frac{F_a'}{R^3a}\right) - 2\frac{F_a''}{R^2a^2} \\ \quad + 6\left(\frac{F_b}{R^4} + \frac{F_b'}{R^3b}\right) + 3\frac{F_b''}{R^2b^2} + \frac{F_b'''}{Rb^3} \end{cases}$$

$$F_a = F\left(t - \frac{R}{a}\right), \quad F_b = F\left(t - \frac{R}{b}\right), \quad F(t) = \int_0^t \int_0^{t'} M(t'') dt'' dt'$$

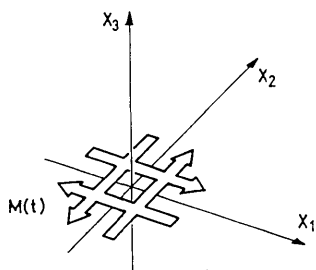


Fig. 1. A double couple in an infinite medium.

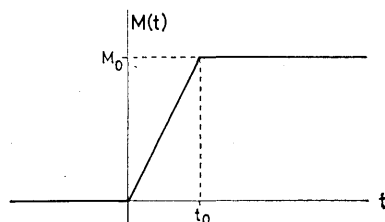


Fig. 2. A ramp function.

a : P波速度, b : S波速度, ρ : 媒質の密度である.

§ 2-2. Ramp function 震源に対する変位の表現式

いま, モーメント函数として, Fig. 2 のごとく, rise time t_0 の ramp function を考える. すなわち,

$$M(t) = \frac{M_0}{t_0} [tH(t) - (t-t_0)H(t-t_0)] \quad (2)$$

とおく. ただし, $H(t) = \begin{cases} 0 & \text{for } t < 0 \\ 1 & \text{for } t > 0 \end{cases}$ である.

また, 数値計算のために, 長さの単位として H_0 , 時間の単位として H_0/a をとり, 変数の無次元化を行なう. すなわち, R, t, t_0 の代りに, 次のような無次元変数を導入する.

$\rho' = R/H_0$: 無次元化された震源距離

$\tau = at/H_0$: 無次元化された時間

$\tau_0 = at_0/H_0$: 無次元化された rise time

この時, Ramp function 震源に対する変位の表現式として, (1) 式は, 次のような形に書き直すことができる.

$$u_i = \frac{M_0}{\mu H_0^2} \frac{1}{4\pi\tau_0} [2\gamma_{11}\gamma_{21}\gamma_{ij}\hat{f} + (\delta_{i1}\gamma_{22} + \delta_{i2}\gamma_{11})\hat{g}] \quad (3)$$

$$\begin{cases} \hat{f} = \hat{f}_p(\tau) - \hat{f}_p(\tau - \tau_0) + \hat{f}_s(\tau) - \hat{f}_s(\tau - \tau_0) \\ \hat{g} = \hat{g}_p(\tau) - \hat{g}_p(\tau - \tau_0) + \hat{g}_s(\tau) - \hat{g}_s(\tau - \tau_0) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \hat{f}_p(\tau) = \frac{1}{\sigma_1^2 \rho'} \left(\frac{5}{2} \zeta_p^3 + \frac{15}{2} \zeta_p^2 + 6\zeta_p + 1 \right) H(\zeta_p) \\ \hat{f}_s(\tau) = \frac{-\sigma_1}{\rho'} \left(\frac{5}{2} \zeta_s^3 + \frac{15}{2} \zeta_s^2 + 6\zeta_s + 1 \right) H(\zeta_s) \\ \hat{g}_p(\tau) = \frac{-1}{\sigma_1^2 \rho'} (\zeta_p^3 + 3\zeta_p^2 + 2\zeta_p) H(\zeta_p) \\ \hat{g}_s(\tau) = \frac{\sigma_1}{\rho'} (\zeta_s^3 + 3\zeta_s^2 + 3\zeta_s + 1) H(\zeta_s) \end{cases}$$

$$\zeta_p = \tau/\tau_p - 1, \quad \zeta_s = \tau/\tau_s - 1$$

$$\tau_p = \rho', \quad \tau_s = \sigma_1 \rho'$$

$$\sigma_1 = a/b, \quad \mu: \text{媒質の剛性率}$$

§ 2-3. 無限媒質中での変位微分場の一般式

(1) 式で表わされる, 無限媒質中での変位場 u_i を, x_j 方向に空間微分した量 $u_{i,j}$ は, 次式で与えられる.

$$4\pi\rho u_{i,j} = [2\gamma_{ij}(\delta_{11}\gamma_{j2} + \delta_{21}\gamma_{j1}) + 2\gamma_{11}\gamma_{j2}(\delta_{ij} - 3\gamma_{ij}\gamma_{jj})] \frac{f}{R} \\ + [\delta_{i1}\delta_{j2} + \delta_{i2}\delta_{j1} - (\delta_{i1}\gamma_{j2} + \delta_{i2}\gamma_{j1})\gamma_{jj}] \frac{g}{R} + 2\gamma_{11}\gamma_{j2}\gamma_{ij}h + (\delta_{i1}\gamma_{j2} + \delta_{i2}\gamma_{j1})\gamma_{jk} \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} h &= -60 \left(\frac{F_a}{R^5} + \frac{F_a'}{R^4 a} \right) - 27 \frac{F_a''}{R^3 a^2} - 7 \frac{F_a'''}{R^2 a^3} - \frac{F_a''''}{R a^4} \\ &\quad + 60 \left(\frac{F_b}{R^5} + \frac{F_b'}{R^4 b} \right) + 27 \frac{F_b''}{R^3 b^2} + 7 \frac{F_b'''}{R^2 b^3} + \frac{F_b''''}{R b^4} \\ k &= 24 \left(\frac{F_a}{R^5} + \frac{F_a'}{R^4 a} \right) + 10 \frac{F_a''}{R^3 a^2} + 2 \frac{F_a'''}{R^2 a^3} \\ &\quad - 24 \left(\frac{F_b}{R^5} + \frac{F_b'}{R^4 b} \right) - 12 \frac{F_b''}{R^3 b^2} - 4 \frac{F_b'''}{R^2 b^3} - \frac{F_b''''}{R b^4} \end{aligned} \right.$$

この (4) 式は、無限媒質中での歪・傾斜場の計算に際して、基本となる量である。

§2-4. Parabolic ramp function 震源に対する変位微分の表現式

歪・傾斜の具体的波形を求める場合、(4) 式で示される通り、遠方では、 F'''' 、つまり、 $M(t)$ の 2 回微分の波形が支配的となる。いま、モーメントの時間函数として、(2) 式の ramp function を採用すると、 F'''' にはデルタ函数が含まれてしまい、不都合である。そこで、step function から ramp function への拡張が、 t^0 型の跳びから t^1 型の跳びへの拡張であったのをそのまま延長して、 t^2 型の跳びを有するステップの函数、すなわち、Fig. 3 に示すような、放物線をつなぎ合わせた形のモーメント函数を定義し、これを、ここでは、parabolic ramp function と名付ける。最終モーメントを M_0 、rise time を t_0 とすれば、この場合の震源函数 $M(t)$ は、次式で表わされる。

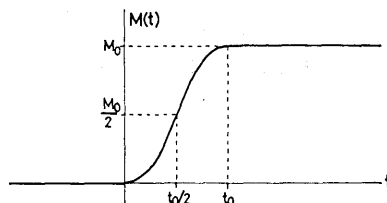


Fig. 3. A parabolic ramp function.

$$M(t) = \frac{2M_0}{t_0^2} \left[t^2 H(t) - 2 \left(t - \frac{t_0}{2} \right)^2 H \left(t - \frac{t_0}{2} \right) + (t - t_0)^2 H(t - t_0) \right] \quad (5)$$

これと同じ形の震源函数は、PEKERIS *et al.* (1963) により quadratic pulse の名称で用いられており、岡田 (1975a)、笹谷・笠原 (1978) によっても採用されている。また、MENDIGUREN and AKI (1978) は、コロンビアの深発地震の解析の結果、実際にこれと似たような形の震源函数を推定している。

数値計算のために、§2-2 と同様に変数の無次元化を行なえば、parabolic ramp function 震源に対する変位微分の表現として、(4) 式を、以下のように書き直すことができる。

$$\begin{aligned} u_{ij} &= \frac{M_0}{\mu H_0^3} \frac{1}{2\pi\tau_0^2} \{ [2\gamma_i(\delta_{1j}\gamma_2 + \delta_{2j}\gamma_1) + 2\gamma_1\gamma_2(\delta_{ij} - 3\gamma_i\gamma_j)] f^* \\ &\quad + [\delta_{i1}\delta_{j2} + \delta_{i2}\delta_{j1} - (\delta_{i1}\gamma_2 + \delta_{i2}\gamma_1)\gamma_j] g^* + 2\gamma_1\gamma_2\gamma_i\gamma_j h^* + (\delta_{i1}\gamma_2 + \delta_{i2}\gamma_1)\gamma_j k^* \} \quad (6) \\ \left\{ \begin{aligned} f^* &= f_p(\tau) - 2f_p\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + f_p(\tau - \tau_0) + f_s(\tau) - 2f_s\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + f_s(\tau - \tau_0) \\ g^* &= g_p(\tau) - 2g_p\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + g_p(\tau - \tau_0) + g_s(\tau) - 2g_s\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + g_s(\tau - \tau_0) \\ h^* &= h_p(\tau) - 2h_p\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + h_p(\tau - \tau_0) + h_s(\tau) - 2h_s\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + h_s(\tau - \tau_0) \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{cases}
 k^* = k_p(\tau) - 2k_p\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + k_p(\tau - \tau_0) + k_s(\tau) - 2k_s\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + k_s(\tau - \tau_0) \\
 f_p(\tau) = \frac{1}{\sigma_1^2 \rho'} \left(\frac{5}{4} \zeta_p^4 + 5\zeta_p^3 + 6\zeta_p^2 + 2\zeta_p \right) H(\zeta_p) \\
 g_p(\tau) = \frac{-1}{\sigma_1^2 \rho'} \left(\frac{1}{2} \zeta_p^4 + 2\zeta_p^3 + 2\zeta_p^2 \right) H(\zeta_p) \\
 h_p(\tau) = \frac{-1}{\sigma_1^2 \rho'} (5\zeta_p^4 + 20\zeta_p^3 + 27\zeta_p^2 + 14\zeta_p + 2) H(\zeta_p) \\
 k_p(\tau) = \frac{2}{\sigma_1^2 \rho'} (\zeta_p^4 + 4\zeta_p^3 + 5\zeta_p^2 + 2\zeta_p) H(\zeta_p) \\
 f_s(\tau) = \frac{-\sigma_1^2}{\rho'} \left(\frac{5}{4} \zeta_s^4 + 5\zeta_s^3 + 6\zeta_s^2 + 2\zeta_s \right) H(\zeta_s) \\
 g_s(\tau) = \frac{\sigma_1^2}{\rho'} \left(\frac{1}{2} \zeta_s^4 + 2\zeta_s^3 + 3\zeta_s^2 + 2\zeta_s \right) H(\zeta_s) \\
 h_s(\tau) = \frac{\sigma_1^2}{\rho'} (5\zeta_s^4 + 20\zeta_s^3 + 27\zeta_s^2 + 14\zeta_s + 2) H(\zeta_s) \\
 k_s(\tau) = \frac{-2\sigma_1^2}{\rho'} (\zeta_s^4 + 4\zeta_s^3 + 6\zeta_s^2 + 4\zeta_s + 1) H(\zeta_s)
 \end{cases}$$

§ 2-5. 無限媒質中の仮想地表面における動的変位場

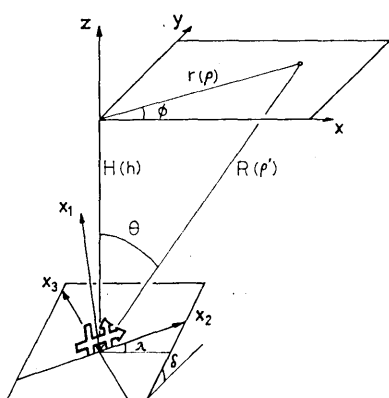


Fig. 4. An arbitrarily oriented buried double couple.

Fig. 4 に示すように、無限媒質中に一つの平面を考え、これを地表面とみなして、座標系 (x, y, z) を設定する。この時、旧座標系 (x_1, x_2, x_3) は、点震源の深さ H 、dip angle δ 、slp angle λ 、で完全に規定され、地表における点 $(x, y, 0)$ の旧座標系での座標は、各座標軸間の方向余弦を用い、下記のように表わされる。

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\sin \delta & \cos \delta \\ \cos \lambda & \cos \delta \sin \lambda & \sin \delta \sin \lambda \\ -\sin \lambda & \cos \delta \cos \lambda & \sin \delta \cos \lambda \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ H \end{bmatrix} \quad (7)$$

この値を用い、(1) 式または (3) 式から、 (x_1, x_2, x_3) 座標系での変位 u_i を算出すれば、

仮想地表面上での、 (x, y, z) 座標系による変位 U_i が、次のように求められる。

$$\begin{cases}
 U_1 = u_2 \cos \lambda - u_3 \sin \lambda \\
 U_2 = -u_1 \sin \delta + (u_2 \sin \lambda + u_3 \cos \lambda) \cos \delta \\
 U_3 = u_1 \cos \delta + (u_2 \sin \lambda + u_3 \cos \lambda) \sin \delta
 \end{cases} \quad (8)$$

§ 2-6. 無限媒質中の仮想地表面における動的歪・傾斜場

(7) 式の座標により (4) 式または (6) 式から算出される $u_{i,j}$ を用い、仮想地表面にお

ける歪 $E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right)$, および傾斜 $T_i = \partial U_3 / \partial X_i$ が, 次のように求められる.

(X_1, X_2, X_3 は, x, y, z と同義とする)

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{11} = u_{2,2} \cos^2 \lambda + u_{3,3} \sin^2 \lambda - (u_{2,3} + u_{3,2}) \sin \lambda \cos \lambda \\ E_{22} = u_{1,1} \sin^2 \delta + [u_{2,2} \sin^2 \lambda + u_{3,3} \cos^2 \lambda + (u_{2,3} + u_{3,2}) \sin \lambda \cos \lambda] \cos^2 \delta \\ \quad - [(u_{3,1} + u_{1,3}) \cos \lambda + (u_{1,2} + u_{2,1}) \sin \lambda] \sin \delta \cos \delta \\ E_{12} = \frac{1}{2} [(u_{2,2} - u_{3,3}) \sin 2\lambda + (u_{2,3} + u_{3,2}) \cos 2\lambda] \cos \delta \\ \quad + \frac{1}{2} [(u_{3,1} + u_{1,3}) \sin \lambda - (u_{1,2} + u_{2,1}) \cos \lambda] \sin \delta \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 = [(u_{2,2} - u_{3,3}) \sin \lambda \cos \lambda - u_{2,3} \sin^2 \lambda + u_{3,2} \cos^2 \lambda] \sin \delta \\ \quad + (u_{1,2} \cos \lambda - u_{1,3} \sin \lambda) \cos \delta \\ T_2 = [-u_{1,1} + u_{2,2} \sin^2 \lambda + u_{3,3} \cos^2 \lambda + (u_{2,3} + u_{3,2}) \sin \lambda \cos \lambda] \sin \delta \cos \delta \\ \quad + (u_{1,2} \sin \lambda + u_{1,3} \cos \lambda) \cos^2 \delta - (u_{2,1} \sin \lambda + u_{3,1} \cos \lambda) \sin^2 \delta \end{array} \right. \quad (10)$$

これらの表現式は, このあと, 計器の設置方向への変換さえ行なえば, 直ちに伸縮・傾斜の観測波形と較べられるものである.

§ 3. 半無限媒質表面における理論歪地震記象

前節で得た解は, 無限媒質中でのものであるが, これらはまた, 地表の影響として便宜的にその振幅を倍にすることで, 半無限媒質表面での近似解としても, よく用いられる. しかし, 自由表面の影響を完全に考慮するためには, 厳密な意味での半無限媒質の取り扱いが, どうしても必要である. そのような試みは, 変位については, すでに KAWASAKI *et al.* (1973) によりなされているが, 歪・傾斜については, まだ, その表現式が得られていない. ここでは, KAWASAKI *et al.* (1973) にならい, Cagniard 法による半無限媒質表面での歪・傾斜波形の厳密解の導出を行なう. なお, 記号については, KAWASAKI *et al.* (1973) に準拠し, 第2節とも共通性をもたせてある. 座標系は, Fig. 4 に示される円柱座標系をとる.

§ 3-1. 数学的定式化

円柱座標系での歪・傾斜は, 次の式で与えられる.

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} \\ e_{\phi\phi} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r}{r} \\ 2e_{r\phi} = \frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_r = \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ T_\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \phi} \end{array} \right. \quad (12)$$

(11), (12) 式に, 半無限媒質表面での変位の厳密解に対するラプラス変換 (KAWASAKI *et al.*, 1973 の (18) 式) を代入することにより, 求める歪・傾斜のラプラス変換 $\bar{e}_{rr}(p) \sim \bar{T}_\phi(p)$ が, 次のように与えられる.

$$\left\{ \begin{aligned} 4\pi\mu\bar{e}_{rr}(p) &= -\frac{a_0}{2}(\bar{K}_{0,1}^\alpha - \bar{K}_{2,1}^\alpha) - d_1(3\bar{K}_{1,2}^\alpha - \bar{K}_{3,2}^\alpha) + \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{0,3}^\alpha - 2\bar{K}_{2,3}^\alpha + \bar{K}_{4,3}^\alpha) \\ &\quad + \frac{3}{2}a_0(\bar{K}_{0,4}^\beta - \bar{K}_{2,4}^\beta) + \frac{d_1}{2}(3\bar{K}_{1,5}^\beta - \bar{K}_{3,5}^\beta) - \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{0,6}^\beta - 2\bar{K}_{2,6}^\beta + \bar{K}_{4,6}^\beta) \\ &\quad + \frac{d_1}{2}(\bar{K}_{1,7}^\beta + \bar{K}_{3,7}^\beta) - \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{0,8}^\beta - \bar{K}_{4,8}^\beta) \\ 4\pi\mu\bar{e}_{\phi\phi}(p) &= -\frac{a_0}{2}(\bar{K}_{0,1}^\alpha + \bar{K}_{2,1}^\alpha) - d_1(\bar{K}_{1,2}^\alpha + \bar{K}_{3,2}^\alpha) - \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{0,3}^\alpha + 2\bar{K}_{2,3}^\alpha + \bar{K}_{4,3}^\alpha) \\ &\quad + \frac{3}{2}a_0(\bar{K}_{0,4}^\beta + \bar{K}_{2,4}^\beta) + \frac{d_1}{2}(\bar{K}_{1,5}^\beta + \bar{K}_{3,5}^\beta) + \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{0,6}^\beta + 2\bar{K}_{2,6}^\beta + \bar{K}_{4,6}^\beta) \\ &\quad - \frac{d_1}{2}(\bar{K}_{1,7}^\beta + \bar{K}_{3,7}^\beta) + \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{0,8}^\beta - \bar{K}_{4,8}^\beta) \\ 4\pi\mu \cdot 2\bar{e}_{r\phi}(p) &= 2e_1(\bar{K}_{1,2}^\alpha + \bar{K}_{3,2}^\alpha) - e_2(\bar{K}_{0,3}^\alpha - \bar{K}_{4,3}^\alpha) \\ &\quad - e_1(\bar{K}_{1,5}^\beta + \bar{K}_{3,5}^\beta) + e_2(\bar{K}_{0,6}^\beta - \bar{K}_{4,6}^\beta) - e_1(\bar{K}_{1,7}^\beta - \bar{K}_{3,7}^\beta) + e_2(\bar{K}_{0,8}^\beta + \bar{K}_{4,8}^\beta) \end{aligned} \right. \quad (13)$$

$$\left\{ \begin{aligned} 4\pi\mu\bar{T}_r(p) &= a_0\bar{K}_{1,0}^\alpha - d_1(\bar{K}_{0,10}^\alpha - \bar{K}_{2,10}^\alpha) - \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{1,11}^\alpha - \bar{K}_{3,11}^\alpha) \\ &\quad - 3a_0\bar{K}_{1,12}^\beta + \frac{d_1}{2}(\bar{K}_{0,13}^\beta - \bar{K}_{2,13}^\beta) + \frac{d_2}{2}(\bar{K}_{1,14}^\beta - \bar{K}_{3,14}^\beta) \\ 4\pi\mu\bar{T}_\phi(p) &= e_1(\bar{K}_{0,10}^\alpha + \bar{K}_{2,10}^\alpha) + \frac{e_2}{2}(\bar{K}_{1,11}^\alpha + \bar{K}_{3,11}^\alpha) \\ &\quad - \frac{e_1}{2}(\bar{K}_{0,13}^\beta + \bar{K}_{2,13}^\beta) - \frac{e_2}{2}(\bar{K}_{1,14}^\beta + \bar{K}_{3,14}^\beta) \end{aligned} \right. \quad (14)$$

ただし,

$$\left\{ \begin{aligned} a_0 &= -\frac{1}{2} \sin \lambda \sin 2\delta, & a_1 &= -\cos \lambda \cos \delta, & a_2 &= a_0 \\ a_1' &= -\sin \lambda \cos 2\delta, & a_2' &= \cos \lambda \sin \delta \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{aligned} d_1 &= a_1 \cos \phi + a_1' \sin \phi, & d_2 &= a_2 \cos 2\phi + a_2' \sin 2\phi \\ e_1 &= a_1 \sin \phi - a_1' \cos \phi, & e_2 &= a_2 \sin 2\phi - a_2' \cos 2\phi \end{aligned} \right. \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{K}_{n,j}^\alpha &= \bar{M}p^3 \int_0^\infty s^2 F_j(s) J_n(psr) e^{-p\lambda_\alpha H} ds \\ \bar{K}_{n,j}^\beta &= \bar{M}p^3 \int_0^\infty s^2 F_j(s) J_n(psr) e^{-p\lambda_\beta H} ds \end{aligned} \right. \quad (17)$$

$$\bar{M}(p) = \int_0^\infty M(t) e^{-pt} dt \quad (18)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_\alpha = \sqrt{s^2 + 1/v_p^2}, \quad \lambda_\beta = \sqrt{s^2 + 1/v_s^2}, \quad \Delta = (2s^2 + 1/v_s^2)^2 - 4s^2\lambda_\alpha\lambda_\beta \\ F_1(s) = 4s\lambda_\beta(2\lambda_\alpha^2 + s^2)/\Delta, \quad F_2(s) = 2s^2\lambda_\alpha\lambda_\beta/\Delta, \quad F_3(s) = 2s^3\lambda_\beta/\Delta \\ F_4(s) = 2s\lambda_\beta(2s^2 + 1/v_s^2)/\Delta, \quad F_5(s) = (2s^2 + 1/v_s^2)^2/\Delta, \quad F_6(s) = F_4(s)/2 \\ F_7(s) = 1, \quad F_8(s) = s/\lambda_\beta, \quad F_9(s) = 2(2s^2 + 1/v_s^2)(2\lambda_\alpha^2 + s^2)/\Delta \\ F_{10}(s) = 2s\lambda_\alpha(2s^2 + 1/v_s^2)/\Delta, \quad F_{11}(s) = 2s^2(2s^2 + 1/v_s^2)/\Delta \\ F_{12}(s) = 2F_2(s), \quad F_{13}(s) = 2F_{10}(s), \quad F_{14}(s) = 2F_2(s) \end{array} \right. \quad (19)$$

v_p : P波速度, v_s : S波速度

ここで, (19) 式の $\Delta=0$ の根, $s=\pm i/v_R$ は, この媒質のレーリー波速度 v_R を与えるものである. 上の (13), (14) 式を導くにあたっては, 公式

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dz} J_n(z) = \frac{1}{2}(J_{n-1}(z) - J_{n+1}(z)), \quad \frac{d}{dz} J_0(z) = -J_1(z) \\ \frac{1}{z} J_n(z) = \frac{1}{2n}(J_{n-1}(z) + J_{n+1}(z)) \end{array} \right.$$

により, $\bar{I}_{n,j}^{\alpha,\beta} = \bar{M}p^2 \int_0^\infty s F_j(s) J_n(psr) e^{-p\lambda_{\alpha,\beta}H} ds$ に対して,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dr} \bar{I}_{n,j}^{\alpha,\beta} = \frac{1}{2}(\bar{K}_{n-1,j}^{\alpha,\beta} - \bar{K}_{n+1,j}^{\alpha,\beta}), \quad \frac{d}{dr} \bar{I}_{0,j}^{\alpha,\beta} = -\bar{K}_{1,j}^{\alpha,\beta} \\ \frac{1}{r} \bar{I}_{n,j}^{\alpha,\beta} = \frac{1}{2n}(\bar{K}_{n-1,j}^{\alpha,\beta} + \bar{K}_{n+1,j}^{\alpha,\beta}) \end{array} \right.$$

なる関係式を用いている.

時間領域での歪・傾斜波形を求めるには, (13), (14) 式のラプラス逆変換を求める必要がある. そのためには, (17) 式の反転を行なえばよいので, 結局, (17) 式の α, β を統合した, 次の (20) 式のラプラス逆変換の問題に帰着される.

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{K}_{n,j}(p) = \bar{M}(p)p^3 \int_0^\infty s^2 F_j(s) J_n(psr) e^{-p\lambda H} ds \\ \lambda = \sqrt{s^2 + 1/v^2}, \quad v = v_p \text{ or } v_s \end{array} \right. \quad (20)$$

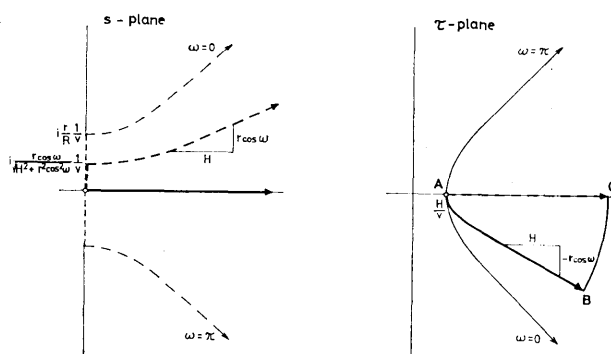
§3-2. $\bar{K}_{n,j}(p)$ のラプラス逆変換

(20) 式に, Hansen 積分, $J_n(z) = \frac{1}{\pi i^n} \int_0^\pi e^{iz \cos \omega} \cos n\omega d\omega$ を適用すると,

$$\bar{K}_{n,j}(p) = \frac{1}{\pi i^n} \bar{M}(p)p^3 \int_0^\pi \cos n\omega d\omega \int_0^\infty s^2 F_j(s) e^{-p(-isr \cos \omega + \lambda H)} ds \quad (21)$$

を得る. ここで, 積分変数を $\tau = -isr \cos \omega + \lambda H$ に変換すると, Fig. 5 に示す如く, s 平面の実軸上の積分は, τ 平面のパス \widehat{AB} に沿う積分に変換される. ここに Cauchy の定理を適用すれば, これは, パス \widehat{AC} , すなわち, τ 平面の実軸に沿う積分に等しく, (21) 式は, 結局, 次のように書ける.

$$\bar{K}_{n,j}(p) = \frac{1}{\pi i^n} \bar{M}(p)p^3 \int_0^\pi \cos n\omega d\omega \int_{H/v}^\infty s^2 F_j(s) \frac{\partial s}{\partial \tau} e^{-p\tau} d\tau \quad (22)$$

Fig. 5. The relation of integral paths in s - and τ -planes.

なお、このように変換した τ 平面での積分路 \overline{AC} は、元の s 平面では、Fig. 5 中の点線で示したようなパスに対応する。これを式で表わせば、

$$s = \frac{i\tau r \cos \omega + \sqrt{\tau^2 - (H^2 + r^2 \cos^2 \omega)/v^2} H}{H^2 + r^2 \cos^2 \omega} \quad (23)$$

である。ただし、ここで根号内が負になる場合 ($\tau < \sqrt{H^2 + r^2 \cos^2 \omega}/v$)、(23) 式中の平方根値として、 $0 < \omega < \pi/2$ の時は負の虚数、 $\pi/2 < \omega < \pi$ の時は正の虚数をとるものとする。(23) 式の表わす s 平面上の積分路は、Fig. 5 に示すように、遠方では $r \cos \omega/H$ の傾きをもった直線に漸近する。 $r=0$ 、または、 $H=0$ の場合、これらの積分路は、実軸または虚軸と重なるので、以下で行なう積分の具体的評価に際しては、特殊ケースとして、特別な取り扱いが必要である。

さて、(22) 式を反転すれば、 $K_{n,j}$ の時間領域での表現式として、次のようなものが得られる。

$$K_{n,j}(t) = \frac{1}{\pi i^n} \int_0^\pi \cos n\omega d\omega \int_{H/v}^\infty s^2 F_j(s) \frac{\partial s}{\partial \tau} d\tau \frac{1}{2\pi i} \int_{\varepsilon-i\infty}^{\varepsilon+i\infty} \bar{M}(p) p^3 e^{p(t-\tau)} dp \quad (24)$$

ここで、 $\frac{1}{2\pi i} \int_{\varepsilon-i\infty}^{\varepsilon+i\infty} \bar{M}(p) p^3 e^{p(t-\tau)} dp = \left\{ \frac{d^3 M(t)}{dt^3} \right\}_{t=t-\tau} = M'''(t-\tau)$ であり、いま、震源函数として、(5) 式に示した parabolic ramp function (Fig. 3) を与えれば、

$$\bar{M}(p) = \frac{2M_0}{t_0^3} \frac{1}{p^3} (1 - 2e^{-pt_0/2} + e^{-pt_0}) \quad (25)$$

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{\varepsilon-i\infty}^{\varepsilon+i\infty} \bar{M}(p) p^3 e^{p(t-\tau)} dp = \frac{2M_0}{t_0^2} \left[\delta(t-\tau) - 2\delta\left(t-\tau-\frac{t_0}{2}\right) + \delta(t-\tau-t_0) \right] \quad (26)$$

であることから、(24) 式は、次のような簡単な形に書き直せる。

$$K_{n,j}(t) = \frac{2M_0}{t_0^2} \left[\tilde{K}_{n,j}(t) - 2\tilde{K}_{n,j}\left(t - \frac{t_0}{2}\right) + \tilde{K}_{n,j}(t-t_0) \right] \quad (27)$$

$$\tilde{K}_{n,j}(t) = \frac{1}{\pi i^n} \int_0^\pi \left\{ s^2 F_j(s) \frac{\partial s}{\partial \tau} \right\}_{\tau=t} \cos n\omega d\omega H \left(t - \frac{H}{v} \right) \quad (28)$$

したがって、問題は、(28) 式の $\tilde{K}_{n,j}(t)$ の具体的評価に帰着される。なお、parabolic ramp function 以外の、任意の震源函数 $M(t)$ に対する時間領域での解 $K_{n,j}(t)$ は、(28) 式の $\tilde{K}_{n,j}(t)$ を用いて、次の Duhamel 積分により計算できる。

$$K_{n,j}(t) = \int_{H/v}^t \tilde{K}_{n,j}(\tau) M'''(t-\tau) d\tau \quad (29)$$

§ 3-3, $\tilde{K}_{n,j}(t)$ の評価 ($r \neq 0$, $H \neq 0$ の場合)

前節までの結果で、parabolic ramp function の形をした震源函数による、半無限媒質表面での歪・傾斜波形は、(28) 式の $\tilde{K}_{n,j}(t)$ の組合わせで表わされることが解った。残る問題は、この式の具体的評価を行なうことである。

まず、 $t < H/v$ の場合、 $H(t-H/v)$ の項から $\tilde{K}_{n,j}(t) = 0$ は明らかである。これは、地震波が地表に到達する以前には何の変動も現われないという、ごく当然の因果律を表わしている。

次に、 $H/v < t < R/v$ の場合を考える。Fig. 5 および (23) 式から解るように、(28) 式の ω での積分は、Fig. 6 に示す s 平面におけるパス $A_1'C_1'B_1C_1A_1$ に沿う積分に相当する。ここで、点 A_1' , C_1' の座標は、各々 $\frac{rt - \sqrt{R^2/v^2 - t^2}H}{R^2}i$ および $\frac{\sqrt{t^2 - H^2/v^2}}{vt}i$ である。一方、 $t >$

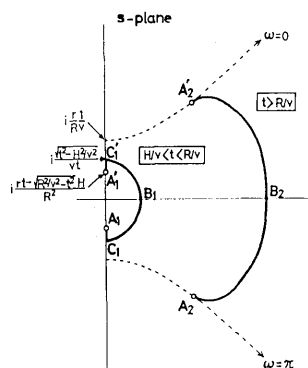


Fig. 6. The integral path with respect to ω for eq. (28).

R/v になると、(28) 式の ω での積分は、Fig. 6 に示すように、虚軸を離れたパス $A_2'B_2A_2$ での積分として表わされる。すなわち、関係式 $t = -isr \cos \omega + \lambda H$ により、(28) 式の積分変数を ω から s に変換すれば、 $\tilde{K}_{n,j}(t)$ は、Fig. 6 の積分路に沿った、次のような s 平面上での積分に書き直せる。

$$\tilde{K}_{n,j}(t) = \frac{1}{\pi i^n} \int_{A_1'B_1A_1} s^2 F_j(s) \frac{\partial s}{\partial t} \frac{\partial \omega}{\partial s} \cos n\omega ds H\left(t - \frac{H}{v}\right) \quad (30)$$

パラメーター t は積分変数とは独立であるから、 $\frac{dt}{d\omega} = \frac{\partial t}{\partial \omega} + \frac{\partial t}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial \omega} = 0$ 、したがって、 $\frac{\partial s}{\partial t} \frac{\partial \omega}{\partial s} = -\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{-1}{isr \sin \omega}$ と表わされる。

また、

$$\cos \omega = \frac{t - \lambda H}{-isr}, \quad \sin \omega = \frac{\sqrt{(t - \lambda H)^2 + s^2 r^2}}{sr} \quad (31)$$

であるから、(30) 式を、より具体的な形に書き直せば、以下のような表現式を得る。

$$\tilde{K}_{n,j}(t) = \frac{1}{\pi i} \int_{A_1'B_1A_1} \frac{s^2 C_n(s) F_j(s)}{\sqrt{(t - \lambda H)^2 + s^2 r^2}} ds H\left(t - \frac{H}{v}\right) \quad (32)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_0(s)=1 \\ C_1(s)=\frac{t-\lambda H}{sr} \\ C_2(s)=-C_0(s)+\frac{2}{s^2 r^2} [(t-\lambda H)^2+s^2 r^2] \\ C_3(s)=-C_1(s)+\frac{4(t-\lambda H)}{s^3 r^3} [(t-\lambda H)^2+s^2 r^2] \\ C_4(s)=C_0(s)+\frac{8(t-\lambda H)^2}{s^4 r^4} [(t-\lambda H)^2+s^2 r^2] \end{array} \right. \quad (33)$$

(32) 式の被積分函数は、2つの極と、6つの分岐点を持っている。極は、 $F_j(s)$ の分母に含まれる $\lambda=0$ の根として $(0, \pm i/v_R)$ に存在し ((19) 式参照)、一方、分岐点は、 $\lambda_\alpha = \sqrt{s^2+1/v_p^2}$, $\lambda_\beta = \sqrt{s^2+1/v_s^2}$, $\sqrt{(t-\lambda H)^2+s^2 r^2}$ の各平方根項により、 $(0, \pm i/v_p)$, $(0, \pm i/v_s)$, A, A' に存在している。これらの位置を Fig. 8 に示す。

(32) 式の積分評価は、先に触れたように、 $H/v < t < R/v$ の場合と、 $t > R/v$ の場合の、2つに分けて考えられる (Fig. 6)。前者の場合には、Cauchy の定理により、(32) 式が虚軸上 $\overline{AA'}$ で積分に等しくなり、

$$\tilde{K}_{n,j}(t) = \frac{1}{\pi i} \int_{\overline{AA'}} \frac{s^2 C_n(s) F_j(s)}{\sqrt{(t-\lambda H)^2+s^2 r^2}} ds H\left(t - \frac{H}{v}\right) \quad (34)$$

と表わされる。しかし、この式の具体的評価にあたっては、点 A' の虚軸上の位置により、更に2つの場合の区分けが必要であり、結局、(32) 式の積分評価は、次の3つの場合に分けて考えねばならない。

① 点 A' が虚軸上の区間 $[0, i/v_p]$ に位置する場合

このような条件になるのは、 $t < t_p \equiv R/v_p$ の時の $\tilde{K}_{n,j}^\alpha(t)$ 、および $t < t_s \equiv R/v_s$ で、かつ、次の②に該当しない時の $\tilde{K}_{n,j}^\beta(t)$ である。

この場合、(34) 式の右辺は、 $s=iq$ とおいて具体的評価が可能であるが、 $\lambda_\alpha = \sqrt{1/v_p^2 - q^2}$, $\lambda_\beta = \sqrt{1/v_s^2 - q^2}$ が q の偶函数であり、かつ、計算すべきすべての (n, j) の組合せに対し、 $C_n(iq)F_j(iq)$ が q の奇函数となるので、結局、(34) 式の積分値はすべて0となる。

すなわち、この場合、 $K_{n,j}(t)=0$ であり、これは、P波またはS波の到達以前には、地表に変動が現われないことを意味している。

② 点 A' が虚軸上の区間 $[i/v_p, i/v_s]$ に位置する場合

このような条件になるのは、 $t < t_s \equiv R/v_s$ の時の $\tilde{K}_{n,j}^\beta(t)$ で、かつ、 $\delta \equiv \frac{rt - \sqrt{R^2/v_s^2 - t^2} H}{R^2} > \frac{1}{v_p}$ が成立つ時である。

すなわち、 $rt - \frac{R^2}{v_p} > \sqrt{\frac{R^2}{v_s^2} - t^2} H > 0$ でなければならず、これは、

$$r_c = H / \sqrt{\left(\frac{v_p}{v_s}\right)^2 - 1} \quad (35)$$

$$t_{SP} = \frac{r}{v_p} + \sqrt{\frac{1}{v_s^2} - \frac{1}{v_p^2}} H = \frac{\sqrt{H^2 + r_c^2}}{v_s} + \frac{r - r_c}{v_p} \quad (36)$$

とおいた時に、 $r > r_c$ および $t > t_{SP}$ の2条件が、同時に満足されねばならないことを意味している。ここで、 t_{SP} は、地震波線理論において、震源から出たS波が臨界角で地表に入射した場合の、SP波の到達時に相当し、また、 r_c は、このSP波の現われる臨界距離を表わしている (Fig. 7 参照)。

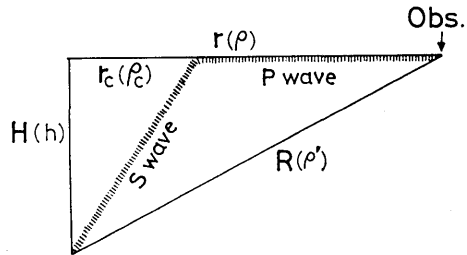


Fig. 7. The SP wave.

すなわち、この②の場合というのは、SP波による寄与を示すものである。(34)式の積分評価において、①の場合と異なるのは、今度は、 λ_α が、 $1/v_p < |q| < \delta$ の部分で、 $q \geq 0$ により、 $\pm i\sqrt{q^2 - 1/v_p^2}$ と符号を変えるので、この部分の積分が残る点である。このため、(34)式は、結局、次のような形になる。

$$\tilde{K}_{n,j}^{\beta}(t) = \tilde{K}_{n,j}^{SP}(t) H(r - r_c) [H(t - t_{SP}) - H(t - t_s)] \quad (37)$$

$$\tilde{K}_{n,j}^{SP}(t) = \frac{1}{\pi i} \left(\int_{-i\delta}^{-i/v_p} + \int_{i/v_p}^{i\delta} \right) \frac{s^2 C_n(s) F_j(s)}{\sqrt{(t - \lambda H)^2 + s^2 r^2}} ds \quad (38)$$

③ 点 A' が第1象限内に位置する場合

このような条件になるのは、 $t > t_p \equiv R/v_p$ の時の $\tilde{K}_{n,j}^{\alpha}(t)$ 、および $t > t_s \equiv R/v_s$ の時の $\tilde{K}_{n,j}^{\beta}(t)$ である。この場合、Fig. 8 に示すように、点 B' を、 $\sqrt{(t - \lambda H)^2 + s^2 r^2}$ の分岐切断 (Q) に対して、実軸上、B の反対側にとれば、パス $\overline{ABA'}$ 上とパス $\overline{A'B'A}$ 上とは、 $\sqrt{(t - \lambda H)^2 + s^2 r^2}$ が異符号となることから、(32)式の積分は次のように書き直せる。

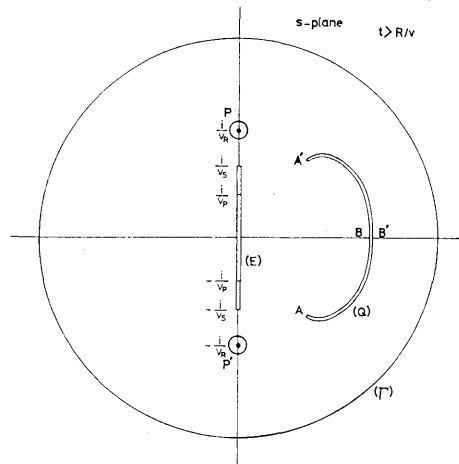


Fig. 8. The positions of poles and branch cuts in s-plane.

$$\tilde{K}_{n,j}(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{A \overline{BA'} B' \overline{A}} \frac{s^2 C_n(s) F_j(s)}{\sqrt{(t-\lambda H)^2 + s^2 r^2}} ds H\left(t - \frac{R}{v}\right) \quad (39)$$

(39) 式は, s 平面の閉曲線上での積分であるから, Cauchy の定理により, λ の分岐切断 (E) に沿っての積分と, 無限遠点極 (I') およびレーリー極 (P, P') による留数との和で表わすことができる. すなわち,

$$\tilde{K}_{n,j}(t) = [\tilde{K}_{n,j}^B(t) + \tilde{K}_{n,j}^I(t) + \tilde{K}_{n,j}^R(t)] H\left(t - \frac{R}{v}\right) \quad (40)$$

$$\begin{cases} \tilde{K}_{n,j}^B(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{(E)} \frac{s^2 C_n(s) F_j(s)}{\sqrt{(t-\lambda H)^2 + s^2 r^2}} ds \\ \tilde{K}_{n,j}^I(t) = R_{es}[I'] \end{cases} \quad (41)$$

$$\tilde{K}_{n,j}^R(t) = R_{es}[P] + R_{es}[P'] \quad (42)$$

$$\tilde{K}_{n,j}^R(t) = R_{es}[P] + R_{es}[P'] \quad (43)$$

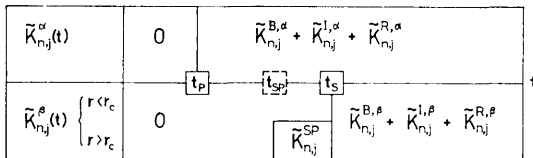


Fig. 9. Classification of $\tilde{K}_{n,j}(t)$.

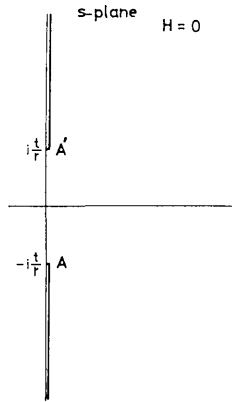


Fig. 10. The integral path in s -plane in the case of $H=0$.

この場合, (20) 式に戻って $r=0$ とおけば, $J_0(0)=1$, $J_1(0)=J_2(0)=J_3(0)=J_4(0)=0$ により,

$$\begin{cases} \tilde{K}_{0,j}(p) = \tilde{M}(p) p^3 \int_0^\infty s^2 F_j(s) e^{-p\lambda H} ds \\ \tilde{K}_{n,j}(p) = 0 \quad \text{for } n=1, 2, 3, 4 \end{cases} \quad (44)$$

である.

ここで, 以上の①②③の3つの場合をまとめると, 結局, $\tilde{K}_{n,j}(t)$ は, Fig. 9 に示すように整理される.

§3-4. $\tilde{K}_{n,j}(t)$ の評価 ($H=0$, $r \neq 0$ の場合)

$H=0$, すなわち, 震源が地表にある場合, (23) 式は $s=i(\tau/r \cos \omega)$ となり, (32) 式の積分路は, Fig. 10 に示すように, 常に虚軸上にある. これは, 前節の (32) 式の積分評価において, A, A' 点が虚軸上に, また, B 点が無限遠にある場合に相当し, ① $t/r < 1/v_p$, ② $1/v_p < t/r < 1/v_s$, ③ $t/r > 1/v_s$ の各場合について, 前節での議論は, ここでも, そのままあてはめることができる.

§3-5. $\tilde{K}_{n,j}(t)$ の評価 ($r=0$, $H \neq 0$ の場合)

また, (23) 式は $s = \sqrt{\tau^2 - H^2/v^2}/H$ と書け, $\frac{\partial s}{\partial \tau} = \frac{\tau}{H\sqrt{\tau^2 - H^2/v^2}} = \frac{\tau}{H^2 s}$ であるから,

(28) 式の積分は, 以下のように書き下せる.

$$\begin{cases} \tilde{K}_{0,j}(t) = \frac{ts}{H^2} F_j(s) H \left(t - \frac{H}{v} \right), & s = \sqrt{t^2 - H^2/v^2}/H \\ \tilde{K}_{n,j}(t) = 0 & \text{for } n=1, 2, 3, 4 \end{cases} \quad (45)$$

§3-6. 無次元化した形での具体的評価

前節までに導かれた, (38) 式, (41)~(43) 式および (45) 式の 具体的評価は, 数値計算の便宜上, 以下で変数を無次元化してから, 行なう.

§2-2 と同じく, 長さの単位として H_0 , 時間の単位として H_0/v_p をとることにより, 次のような無次元量を導入する.

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= v_p/v_s \\ \sigma_2 &= v_R/v_s \\ \sigma &= \begin{cases} 1 & \text{for P wave} \\ \sigma_1 & \text{for S wave} \end{cases} \\ \left\{ \begin{aligned} h &= H/H_0 & : & \text{震源の深さ} \\ \rho &= r/H_0 & : & \text{震央距離} \\ \rho' &= R/H_0 & : & \text{震源距離} \\ \rho_c &= r_c/H_0 = h/\sqrt{\sigma_1^2 - 1} & : & \text{SP 波の臨界距離} \end{aligned} \right. \\ \left\{ \begin{aligned} \tau &= \frac{v_p}{H_0} t & : & \text{時間} \\ \tau_0 &= \frac{v_p}{H_0} t_0 & : & \text{rise time} \\ \tau_p &= \frac{v_p}{H_0} t_p = \rho' & : & \text{P波発震時} \\ \tau_s &= \frac{v_p}{H_0} t_s = \sigma_1 \rho' & : & \text{S波発震時} \\ \tau_{sp} &= \frac{v_p}{H_0} t_{sp} = \rho + \sqrt{\sigma_1^2 - 1} h & : & \text{SP 波発震時} \\ \tau_R &= \frac{v_p}{H_0} t_R = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \rho & : & \text{レーリー波発震時} \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

Fig. 11 は, ここに挙げた4つの発震時を, 走時曲線の形で示したものである. SP 波は, $\rho = \rho_c$ の距離において, S波から分岐している.

これらの無次元量を用いて前節までの結果をまとめてみると, $K_{n,j}(\tau)$ が, 以下のよう
に表わされる.

$$K_{n,j}(\tau) = \frac{2M_0}{H_0^3 \tau_0^2} \left[\tilde{K}_{n,j}(\tau) - 2\tilde{K}_{n,j}\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) + \tilde{K}_{n,j}(\tau - \tau_0) \right] \quad (46)$$

$$\begin{cases} \tilde{K}_{n,j}^{\alpha}(\tau) = [\tilde{K}_{n,j}^{R,\alpha}(\tau) + \tilde{K}_{n,j}^{I,\alpha}(\tau) + \tilde{K}_{n,j}^{R,\alpha}(\tau)]H(\tau - \tau_p) \\ \tilde{K}_{n,j}^{\beta}(\tau) = [\tilde{K}_{n,j}^{R,\beta}(\tau) + \tilde{K}_{n,j}^{I,\beta}(\tau) + \tilde{K}_{n,j}^{R,\beta}(\tau)]H(\tau - \tau_s) + \tilde{K}_{n,j}^{SP}(\tau)H(\rho - \rho_c)[H(\tau - \tau_{SP}) - H(\tau - \tau_s)] \end{cases} \quad (47)$$

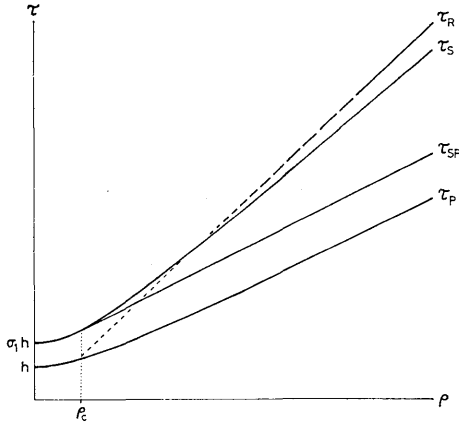


Fig. 11. The travel time curve for each phase.

(47) 式を構成する各項の具体的評価を行なった結果は、次節以下に列記されており、これらの式により算定された値を、(13) または (14) 式に対応する、時間領域での表現式に代入することによって、最終的な、歪・傾斜の動的解を得ることができる。

§3-7. レーリー極からの寄与 ($h \neq 0, \rho \neq 0$)

$$\begin{cases} \tilde{K}_{0,j}^R(\tau) = 2\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^3 \frac{G_j}{\sqrt{X_R}} \sin \frac{\theta_R}{2} \\ \tilde{K}_{1,j}^R(\tau) = -2\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 \frac{G_j}{\rho \sqrt{X_R}} \left[\tau \cos \frac{\theta_R}{2} + \varepsilon \sin \frac{\theta_R}{2} \right] \\ \tilde{K}_{2,j}^R(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^R(\tau) + 4\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right) \frac{G_j \sqrt{X_R}}{\rho^2} \sin \frac{\theta_R}{2} \\ \tilde{K}_{3,j}^R(\tau) = -\tilde{K}_{1,j}^R(\tau) + 8 \frac{G_j \sqrt{X_R}}{\rho^3} \left[\tau \cos \frac{\theta_R}{2} - \varepsilon \sin \frac{\theta_R}{2} \right] \\ \tilde{K}_{4,j}^R(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^R(\tau) - 16\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right) \frac{G_j \sqrt{X_R}}{\rho^4} \left[(\tau^2 - \varepsilon^2) \sin \frac{\theta_R}{2} + 2\varepsilon \cos \frac{\theta_R}{2} \right] \end{cases} \quad (48)$$

$$\begin{cases} \kappa_\alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^2}, \quad \kappa_\beta = \sqrt{1 - \sigma_2^2}, \quad \varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 - \sigma^2} h \\ A_R = 2(\sigma_2^2 - 2) + 2\kappa_\alpha \kappa_\beta + \kappa_\alpha / \kappa_\beta + \kappa_\beta / \kappa_\alpha \\ X_R = \sqrt{\left[\tau^2 - \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 \rho'^2 + \sigma^2 h^2 \right]^2 + 4\varepsilon^2 \tau^2} \\ \tan \theta_R = 2\varepsilon \tau / \left[\tau^2 - \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 \rho'^2 + \sigma^2 h^2 \right], \quad 0 \leq \theta_R \leq \pi \end{cases} \quad (49)$$

$$\begin{cases} G_1 = \left[6 - 4\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^2 \right] G_3, \quad G_2 = \kappa_\alpha G_3, \quad G_3 = -\frac{\kappa_\beta}{2A_R}, \quad G_4 = \kappa_\beta G_{11} \\ G_5 = 2G_2, \quad G_6 = G_4/2, \quad G_7 = 0, \quad G_8 = 0, \quad G_9 = \left[3 - 2\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^2 \right] G_{11} \\ G_{10} = \kappa_\alpha G_{11}, \quad G_{11} = \frac{\sigma_2^2 - 2}{2A_R}, \quad G_{12} = 2G_2, \quad G_{13} = 2G_{10}, \quad G_{14} = 2G_2 \end{cases} \quad (50)$$

§ 3-8. 無限極からの寄与 ($\rho \rightarrow 0$)

$$\begin{cases}
\tilde{K}_{0,j}^I(\tau) = \frac{1}{\rho'} [A_j \zeta_4 + B_j \zeta_2 + C_j] \\
\tilde{K}_{1,j}^I(\tau) = -\frac{h}{\rho \rho'} \left[A_j \left(\zeta_4 - \frac{\tau}{h} \zeta_3 + \frac{\sigma^2}{2} \zeta_2 - \frac{\sigma^4}{8} \right) + B_j \left(\zeta_2 - \frac{\tau}{h} \zeta_1 + \frac{\sigma^2}{2} \right) + C_j \right] \\
\tilde{K}_{2,j}^I(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^I(\tau) + \frac{2\rho'}{\rho^2} [A_j \eta_4 + B_j \eta_2 + C_j] \\
\tilde{K}_{3,j}^I(\tau) = -\tilde{K}_{1,j}^I(\tau) - \frac{4h\rho'}{\rho^3} \left[A_j \left(\eta_4 - \frac{\tau}{h} \eta_3 + \frac{\sigma^2}{2} \eta_2 - \frac{\sigma^4}{8} \right) + B_j \left(\eta_2 - \frac{\tau}{h} \eta_1 + \frac{\sigma^2}{2} \right) + C_j \right] \\
\tilde{K}_{4,j}^I(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^I(\tau) + \frac{8h^2\rho'}{\rho^4} \left[A_j \left(\eta_4 - \frac{2\tau}{h} \eta_3 + \frac{\tau^2 + \sigma^2 h^2}{h^2} \eta_2 - \frac{\sigma^2 \tau}{h} \eta_1 \right) \right. \\
\quad \left. + B_j \left(\eta_2 - \frac{2\tau}{h} \eta_1 + \frac{\tau^2 + \sigma^2 h^2}{h^2} \right) + C_j \right]
\end{cases} \quad (51)$$

$$\begin{cases}
\hat{\xi}_1 = \frac{2h\tau}{\rho'^2}, \quad \hat{\xi}_2 = \frac{\tau^2 + \sigma^2 h^2}{\rho'^2}, \quad \hat{\xi}_3 = \frac{\sigma^2 h\tau}{\rho'^2} \\
\eta_1 = -\frac{\hat{\xi}_1}{2}, \quad \eta_2 = \frac{-\hat{\xi}_1^2 + 4\hat{\xi}_2}{8}, \quad \eta_3 = \frac{\hat{\xi}_1}{2} \eta_2 - \frac{\hat{\xi}_3}{2}, \quad \eta_4 = \frac{\hat{\xi}_1}{2} \eta_3 - \frac{\eta_2^2}{2} \\
\zeta_1 = \frac{\hat{\xi}_1}{2}, \quad \zeta_2 = -\eta_2 + \frac{\hat{\xi}_1^2}{4}, \quad \zeta_3 = -2\eta_3 + \frac{\hat{\xi}_1}{2} \zeta_2 - \frac{\hat{\xi}_3}{2}, \quad \zeta_4 = -3\eta_4 + \frac{\hat{\xi}_1}{2} \left(\zeta_3 - \frac{\hat{\xi}_3}{2} \right)
\end{cases} \quad (52)$$

$$\begin{cases}
A_1 = 6A_2, \quad A_2 = \frac{1}{\sigma_1^2 - 1}, \quad A_3 = A_2, \quad A_4 = 2A_2, \quad A_5 = A_4, \quad A_6 = A_2, \quad A_7 = 0 \\
A_8 = 0, \quad A_9 = A_1, \quad A_{10} = A_4, \quad A_{11} = A_4, \quad A_{12} = A_4, \quad A_{13} = 4A_2, \quad A_{14} = A_4 \\
\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \\ B_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{2(\sigma_1^2 - 1)^2} \begin{bmatrix} -3 & 8 & -11 \\ -\frac{1}{2} & 1 & -\frac{3}{2} \\ -\frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} \\ 1 & -2 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1^4 \\ \sigma_1^2 \\ 1 \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} & B_5 = B_4, \quad B_6 = B_4/2, \quad B_7 = 1 \\ & B_8 = 1, \quad B_9 = B_1, \quad B_{10} = 2B_2, \quad B_{11} = 2B_3 \\ & B_{12} = B_{10}, \quad B_{13} = 4B_2, \quad B_{14} = B_{10} \end{aligned} \\
\begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \\ C_6 \\ C_{10} \\ C_{11} \end{bmatrix} = \frac{1}{8(\sigma_1^2 - 1)^3} \begin{bmatrix} 9 & -14 & 14 & -2 & 5 \\ \frac{3}{2} & -2 & 1 & 2 & -\frac{1}{2} \\ \frac{3}{2} & -1 & 1 & 1 & -\frac{1}{2} \\ 1 & 0 & 0 & 4 & -1 \\ 15 & -26 & 20 & -2 & 5 \\ 5 & -8 & 4 & 4 & -1 \\ 5 & -6 & 4 & 2 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1^8 \\ \sigma_1^6 \\ \sigma_1^4 \\ \sigma_1^2 \\ 1 \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} & C_5 = 2C_2, \quad C_6 = C_4/2 \\ & C_7 = 0, \quad C_8 = -\frac{\sigma_1^2}{2} \\ & C_{12} = C_5, \quad C_{13} = 2C_{10}, \quad C_{14} = C_5 \end{aligned}
\end{cases} \quad (53)$$

§ 3-9. 分岐切断積分からの寄与 ($h \neq 0$, $\rho \neq 0$)

$$\begin{cases}
\tilde{K}_{0,j}^{\beta,\alpha}(\tau) = -\frac{1}{\pi} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_\alpha} \frac{F_j'}{\sqrt{Y_\alpha}} \sin \frac{\theta_\alpha}{2} dq \\
\tilde{K}_{1,j}^{\beta,\alpha}(\tau) = \frac{1}{\pi\rho} \int_1^{\sigma_1} K \frac{F_j'}{\sqrt{Y_\alpha}} \left(\tau \cos \frac{\theta_\alpha}{2} + h\nu_\alpha \sin \frac{\theta_\alpha}{2} \right) dq \\
\tilde{K}_{2,j}^{\beta,\alpha}(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^{\beta,\alpha}(\tau) - \frac{2}{\pi\rho^2} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_\alpha q^2} F_j' \sqrt{Y_\alpha} \sin \frac{\theta_\alpha}{2} dq \\
\tilde{K}_{3,j}^{\beta,\alpha}(\tau) = -\tilde{K}_{1,j}^{\beta,\alpha}(\tau) - \frac{4}{\pi\rho^3} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{q^2} F_j' \sqrt{Y_\alpha} \left(\tau \cos \frac{\theta_\alpha}{2} - h\nu_\alpha \sin \frac{\theta_\alpha}{2} \right) dq \\
\tilde{K}_{4,j}^{\beta,\alpha}(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^{\beta,\alpha}(\tau) + \frac{8}{\pi\rho^4} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_\alpha q^4} F_j' \sqrt{Y_\alpha} \left[(\tau^2 - \nu_\alpha^2 h^2) \sin \frac{\theta_\alpha}{2} + 2h\tau\nu_\alpha \cos \frac{\theta_\alpha}{2} \right] dq
\end{cases} \quad (54)$$

$$\begin{cases}
\tilde{K}_{0,j}^{\beta,\beta}(\tau) = -\frac{1}{\pi} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_\beta} F_j' \left(\frac{1}{Y_\beta^+} - \frac{1}{Y_\beta^-} \right) dq \\
\tilde{K}_{1,j}^{\beta,\beta}(\tau) = \frac{1}{\pi\rho} \int_1^{\sigma_1} K F_j' \left(\frac{\tau + \nu_\beta h}{Y_\beta^+} + \frac{\tau - \nu_\beta h}{Y_\beta^-} \right) dq \\
\tilde{K}_{2,j}^{\beta,\beta}(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^{\beta,\beta}(\tau) + \frac{2}{\pi\rho^2} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_\beta q^2} F_j' (Y_\beta^+ - Y_\beta^-) dq \\
\tilde{K}_{3,j}^{\beta,\beta}(\tau) = -\tilde{K}_{1,j}^{\beta,\beta}(\tau) - \frac{4}{\pi\rho^3} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{q^2} F_j' [(\tau + \nu_\beta h) Y_\beta^+ + (\tau - \nu_\beta h) Y_\beta^-] dq \\
\tilde{K}_{4,j}^{\beta,\beta}(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^{\beta,\beta}(\tau) - \frac{8}{\pi\rho^4} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_\beta q^4} F_j' [(\tau + \nu_\beta h)^2 Y_\beta^+ - (\tau - \nu_\beta h)^2 Y_\beta^-] dq
\end{cases} \quad (55)$$

$$\begin{cases}
\nu_\alpha = \sqrt{q^2 - 1}, \quad \nu_\beta = \sqrt{\sigma_1^2 - q^2}, \quad \Delta' = (2q^2 - \sigma_1^2)^4 + 16q^4 \nu_\alpha^2 \nu_\beta^2 \\
Y_\alpha = \sqrt{[\tau^2 + h^2 - \rho'^2 q^2]^2 + 4h^2 \tau^2 \nu_\alpha^2} \\
\tan \theta_\alpha = 2h\tau\nu_\alpha / [\tau^2 + h^2 - \rho'^2 q^2], \quad 0 \leq \theta_\alpha \leq \pi \\
Y_\beta^\pm = \sqrt{(\tau \pm \nu_\beta h)^2 - \rho^2 q^2} \\
K = 4q^3 \nu_\alpha \nu_\beta (2q^2 - \sigma_1^2) / \Delta'
\end{cases} \quad (56)$$

$$\begin{cases}
F_1' = 2(3q^2 - 2)(2q^2 - \sigma_1^2), \quad F_2' = 2q^2 - \sigma_1^2, \quad F_3' = q^2 F_2', \quad F_4' = 2q^2 \nu_\beta^2 \\
F_5' = F_2', \quad F_6' = F_4' / 2, \quad F_7' = 0, \quad F_8' = 0, \quad F_9' = 4(3q^2 - 2), \quad F_{10}' = 4q^2 \nu_\alpha^2 \\
F_{11}' = 4q^2, \quad F_{12}' = F_2', \quad F_{13}' = -(2q^2 - \sigma_1^2)^2, \quad F_{14}' = F_2'
\end{cases} \quad (57)$$

上の分岐切断積分 (54), (55) 式の被積分函数は, 積分領域両端において, 無限大の勾配を有している. これは, 数値積分上, 不都合であるため, KAWASAKI *et al.* (1973) が示しているように, 次のように, 積分変数を, q から θ に変換するとよい.

$$\begin{cases}
q = \sqrt{1 + (\sigma_1^2 - 1) \sin^2 \theta}, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\
dq = \frac{\nu_\alpha \nu_\beta}{q} d\theta, \quad \nu_\alpha = \sqrt{\sigma_1^2 - 1} \sin \theta, \quad \nu_\beta = \sqrt{\sigma_1^2 - 1} \cos \theta
\end{cases} \quad (58)$$

この場合, (54), (55) 式においては, 以下のような書き替えを行なえばよい.

$$\int_1^{\sigma_1} K(\cdots) dq \longrightarrow \int_0^{\pi/2} K'(\cdots) d\theta, \quad K' = 4q^2 \nu_\alpha^2 \nu_\beta^2 (2q^2 - \sigma_1^2) / A'$$

ただ、 ρ/h が大きくなると、この変数変換はうまく働かず、数値計算の安定を得るには、積分区間 $[0, \pi/2]$ の分割を多くせねばならない。KAWASAKI *et al.* (1973) によれば、 $\rho/h \sim 10$ なら、30 分割程度で十分な収束が得られるが、 $\rho/h \sim 100$ だと 300 分割くらいが必要となり、 $\rho/h \sim 1000$ となると、遠方近似を行なう方が賢明であるとのことである。

§ 3-10. SP 波による寄与 ($\rho \neq 0$)

$$\begin{cases} \tilde{K}_{0,j}^{\text{SP}}(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_1^\delta \frac{KF_j'}{\nu_\beta} \frac{1}{Y_\beta^-} dq \\ \tilde{K}_{1,j}^{\text{SP}}(\tau) = \frac{2}{\pi\rho} \int_1^\delta KF_j' \frac{\tau - \nu_\beta h}{Y_\beta^-} dq \\ \tilde{K}_{2,j}^{\text{SP}}(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^{\text{SP}}(\tau) - \frac{4}{\pi\rho^2} \int_1^\delta \frac{KF_j'}{\nu_\beta q^2} Y_\beta^- dq \\ \tilde{K}_{3,j}^{\text{SP}}(\tau) = -\tilde{K}_{1,j}^{\text{SP}}(\tau) - \frac{8}{\pi\rho^3} \int_1^\delta \frac{KF_j'}{q^2} (\tau - \nu_\beta h) Y_\beta^- dq \\ \tilde{K}_{4,j}^{\text{SP}}(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^{\text{SP}}(\tau) + \frac{16}{\pi\rho^4} \int_1^\delta \frac{KF_j'}{\nu_\beta q^4} (\tau - \nu_\beta h)^2 Y_\beta^- dq \end{cases} \quad (59)$$

ここで、 $\delta = [\rho\tau - h\sqrt{\sigma_1^2 \rho'^2 - \tau^2}] / \rho'^2$ であり、ほかの記号は、(56)、(57) 式と同じである。ところで、(59) 式の被積分函数は、 $q = \delta$ で無限大となるので、このままでは数値積分に不適当である。この場合も、KAWASAKI *et al.* (1973) に示されているように、次のような変数変換を行なうとよい。

$$\begin{cases} Y_\beta^- = \sqrt{(\tau - \sqrt{\sigma_1^2 - q^2} h)^2 - q^2 \rho'^2} = \sqrt{(\tau - \sqrt{\sigma_1^2 - 1} h)^2 - \rho'^2} \sin \theta, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ q^2 = \frac{\tau^2}{\rho'^2} \left(1 - 2 \frac{h^2}{\rho'^2} + \frac{\sigma_1^2 h^2 - Y_\beta^{-2}}{\tau^2} - 2 \frac{h}{\rho' \tau} \sqrt{\rho'^2 \left(\sigma_1^2 - \frac{\tau^2}{\rho'^2} \right) + Y_\beta^{-2}} \right) \\ dq = \frac{Y_\beta^-}{q} \frac{\nu_\beta \sqrt{(\tau - \sqrt{\sigma_1^2 - 1} h)^2 - \rho'^2}}{\tau h - \nu_\beta \rho'^2} \cos \theta d\theta \end{cases} \quad (60)$$

このようにすると、(59) 式は、以下のように書き換えられる。

$$\begin{cases} \tilde{K}_{0,j}^{\text{SP}}(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_{\pi/2}^0 \frac{K''F_j'}{\nu_\beta} d\theta \\ \tilde{K}_{1,j}^{\text{SP}}(\tau) = \frac{2}{\pi\rho} \int_{\pi/2}^0 K''F_j'(\tau - \nu_\beta h) d\theta \\ \tilde{K}_{2,j}^{\text{SP}}(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^{\text{SP}}(\tau) - \frac{4}{\pi\rho^2} \int_{\pi/2}^0 \frac{K''F_j'}{\nu_\beta q^2} Y_\beta^{-2} d\theta \\ \tilde{K}_{3,j}^{\text{SP}}(\tau) = -\tilde{K}_{1,j}^{\text{SP}}(\tau) - \frac{8}{\pi\rho^3} \int_{\pi/2}^0 \frac{K''F_j'}{q^2} (\tau - \nu_\beta h) Y_\beta^{-2} d\theta \\ \tilde{K}_{4,j}^{\text{SP}}(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^{\text{SP}}(\tau) + \frac{16}{\pi\rho^4} \int_{\pi/2}^0 \frac{K''F_j'}{\nu_\beta q^4} (\tau - \nu_\beta h)^2 Y_\beta^{-2} d\theta \\ K'' = \frac{4q^2 \nu_\alpha \nu_\beta^2 (2q^2 - \sigma_1^2)}{A'} \frac{\sqrt{(\tau - \sqrt{\sigma_1^2 - 1} h)^2 - \rho'^2}}{\tau h - \nu_\beta \rho'^2} \cos \theta \end{cases} \quad (59)'$$

§ 3-11. $h=0$ の場合

この場合, $\rho=\rho'$, $\rho_c=0$, $\tau_p=\rho$, $\tau_s=\sigma_1\rho$, $\tau_{SP}=\tau_p$ であり, 上の (48)~(59) 式の表現に, 次のような注意が必要となる.

(1) レーリー極: $\tau < (\sigma_1/\sigma_2)\rho$ で $\theta_R=\pi$, $\tau > (\sigma_1/\sigma_2)\rho$ で $\theta_R=0$, $\tau=(\sigma_1/\sigma_2)\rho$ では θ_R 不定とする. あとは, 単に, $h=0$ とおくのみでよい.

(2) 無限極: 単に $h=0$ とするだけでよい.

(3) 分岐切断積分: $\rho < \tau \leq \sigma_1\rho$ のとき, $q \leq \tau/\rho$ で $\theta_a=0$, $q > \tau/\rho$ で $\theta_a=\pi$ とする. $\tau > \sigma_1\rho$ のときは, $\theta_a=0$ でよい. あとは, 単に $h=0$ とおけばよい.

(4) SP 波: 単に $h=0$ とするだけでよい.

§ 3-12. $\rho=0$ の場合

§ 3-5 での考察から, (47) 式の代りに, 次式を用いればよい.

$$\begin{cases} \tilde{K}_{0,j}(\tau) = \frac{\tau s}{h^2} F_j(s) H(\tau - sh) \\ \tilde{K}_{n,j}(\tau) = 0 \quad \text{for } n=1, 2, 3, 4 \end{cases} \quad (61)$$

$$\begin{cases} s = \sqrt{\tau^2 - \sigma^2 h^2} / h \\ \lambda_\alpha = \sqrt{s^2 + 1}, \quad \lambda_\beta = \sqrt{s^2 + \sigma_1^2}, \quad \Delta = (2s^2 + \sigma_1^2)^2 - 4s^2 \lambda_\alpha \lambda_\beta \\ F_1 = 4s(3s^2 + 2)\lambda_\beta / \Delta, \quad F_3 = 2s^3 \lambda_\beta / \Delta, \quad F_4 = 2s(2s^2 + \sigma_1^2) \lambda_\beta / \Delta \\ F_6 = F_4 / 2, \quad F_8 = s / \lambda_\beta, \quad F_{10} = 2s(2s^2 + \sigma_1^2) \lambda_\alpha / \Delta, \quad F_{13} = 2F_{10} \end{cases} \quad (62)$$

§ 4. 点震源による歪・傾斜波形

前節で導かれた, 点震源による歪・傾斜の表現式を基に, 本節では, いくつかのパラメーターの組合せを与えて実際の波形を求め, その特徴について述べる. なお, 以下の図中の数値は, すべて無次元量で記されており, 横軸は無次元化された時間 $\tau = v_p t / H_0$, 縦軸の単位は $M_0 / (\mu H_0^3)$ である. よく知られた, 地震モーメント M_0 と, 断層面積 S , および, 平均的くい違い量 D_0 との関係,

$$M_0 = \mu S D_0 \quad (63)$$

を用いれば, この縦軸の単位は, $S D_0 / H_0^3$ に相当する.

Fig. 12 は, dip angle $\delta=60^\circ$, slip angle $\lambda=60^\circ$, 震源の深さ $h=1$, rise time $\tau_0=0.4$ を与えた時の, 観測点, $(\rho=10, \phi=45^\circ)$ における, e_{rr} , $e_{\phi\phi}$, $e_{r\phi}$, T_r , T_ϕ の波形を示したものであり, 左が無限媒質として計算した場合の近似解, 右が半無限媒質で計算した場合の厳密解である. 一見して解る両者の違いは, 半無限媒質における, SP 波およびレーリー波の存在であり, 後述する通り, この差異は, 震源が浅いほど顕著である.

Fig. 13 は, 上と同じ震源, 同じ観測点において, 伸縮計の設置方位 (r 方向からの角度 θ で表わす) を変えた場合に予想される, 歪波形の変化である. P 波, SP 波, レーリー波は, r 方向で最も振幅が大きく, S 波は, $\theta = \pm 45^\circ$ 方向で最も振幅が大きくなる. r 方向に直交する成分では, すべての相について, 振幅が最も小さくなる.

Fig. 14 は, 上と同じ震源で, 観測点の方位 ϕ を変えた場合の, 歪・傾斜の各成分の波

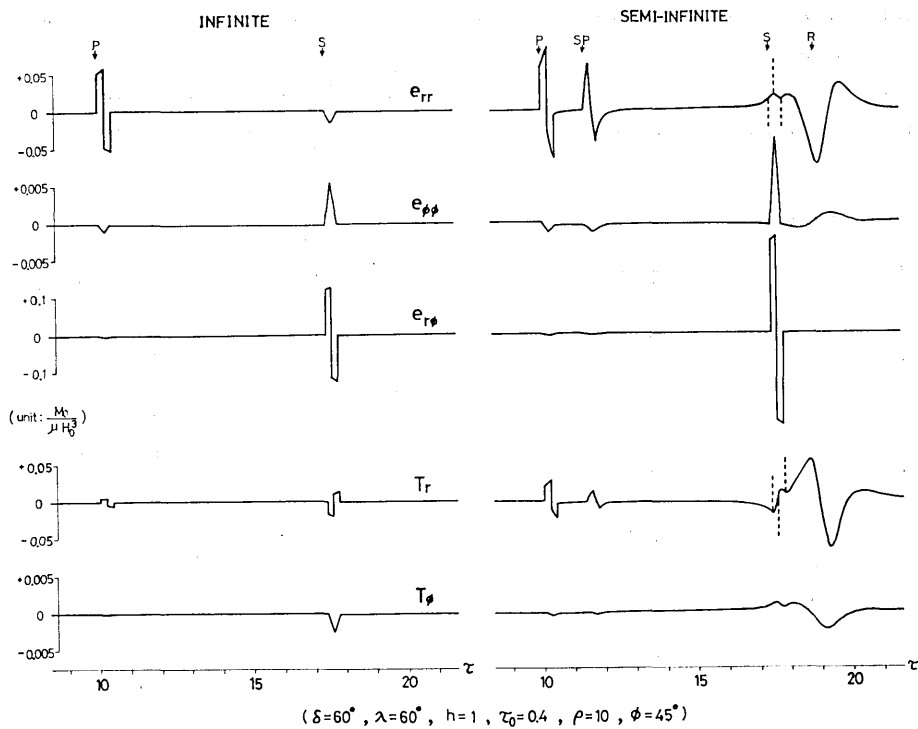


Fig. 12. The comparison of strain- and tilt-waveforms between two media, infinite and semi-infinite.

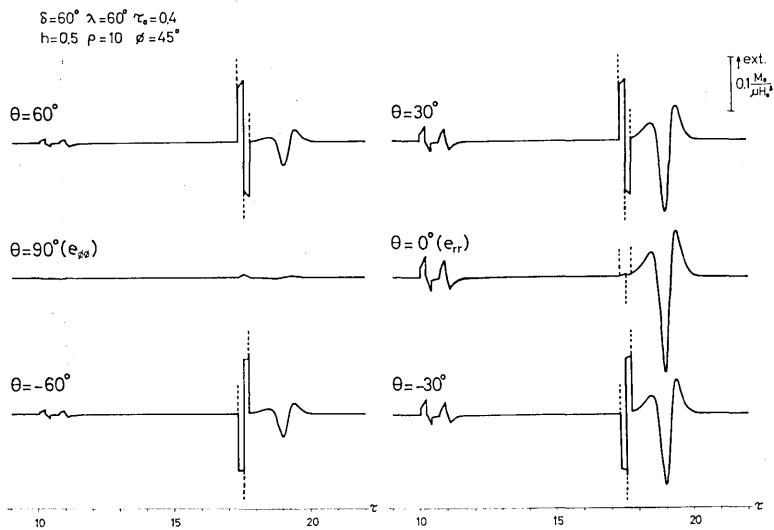


Fig. 13. The change of strain waveform with different setting directions of extensometers.

形変化を示す。なお、 $e_{r\phi}$ の図で、点線で示してあるのは、縮軸のスケールを 100 倍にしたときの波形である。

次に、Fig. 15 は、観測点を固定して、震源の深さ h を変えた場合の、各成分の波形変化である。同図を見て解る通り、震源が浅くなると、P 波と SP 波は重なり、また、レ

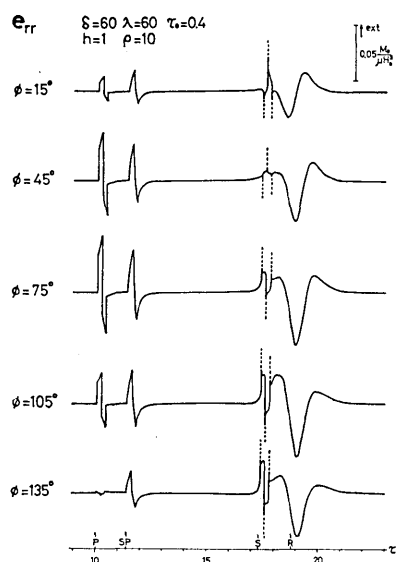


Fig. 14. (a)

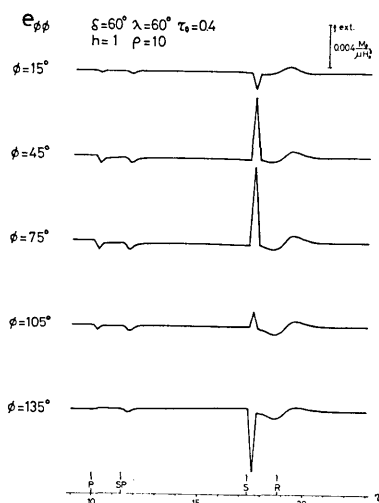


Fig. 14. (b)

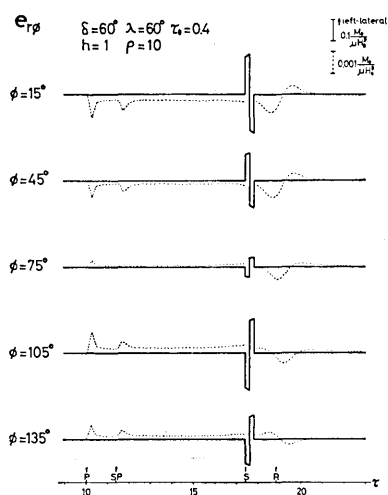


Fig. 14. (c)

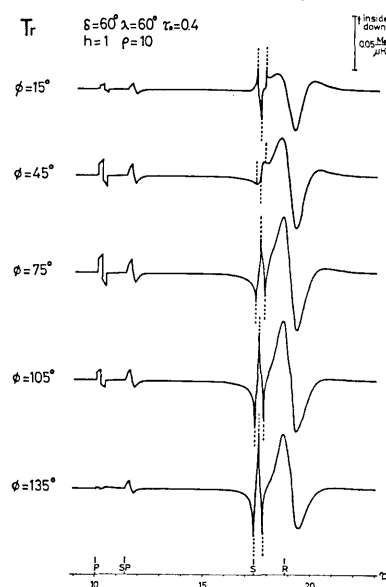


Fig. 14. (d)

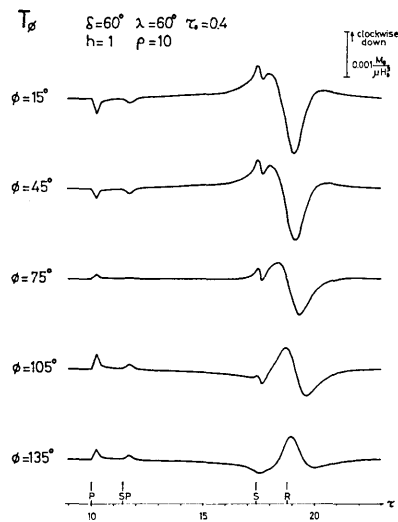


Fig. 14. (e)

Fig. 14. The changes of strain- and tilt-waveforms with different observing azimuths.

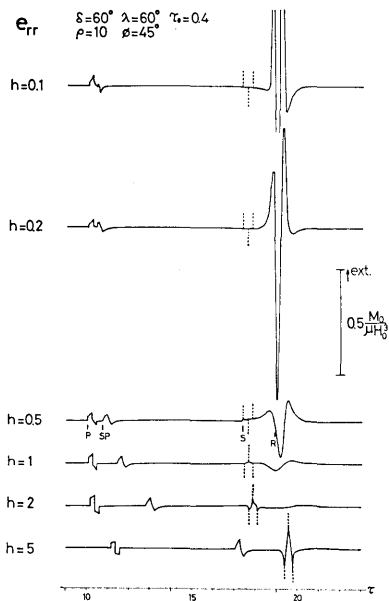


Fig. 15. (a)

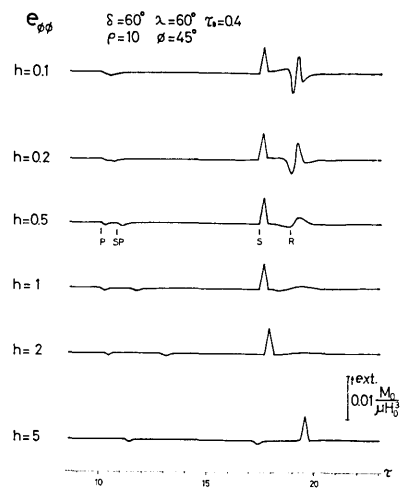


Fig. 15. (b)

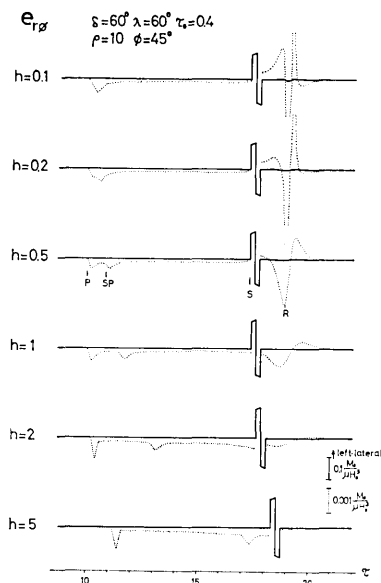


Fig. 15. (c)

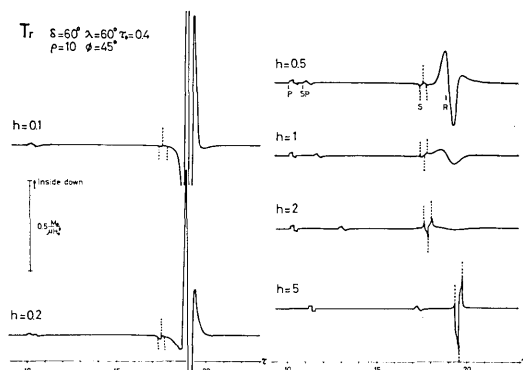


Fig. 15. (d)

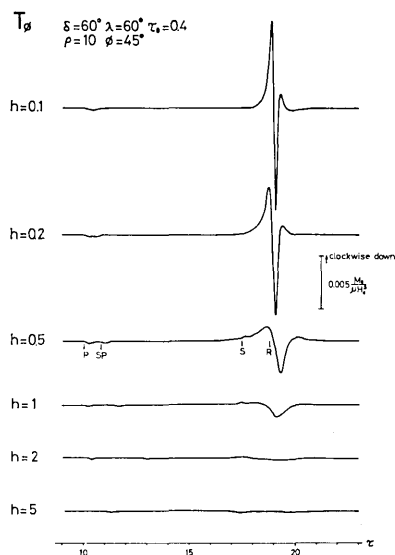


Fig. 15. (e)

Fig. 15. The changes of strain- and tilt-waveforms with different source depths.

ーリー波が非常に大きな相となる。

一方, Fig. 16 は, rise time τ_0 を変えた場合の波形変化を, r 方向から 15° ずれた方位の歪について見たものであり, 実体波の振幅が大きく変化することが読み取られる。

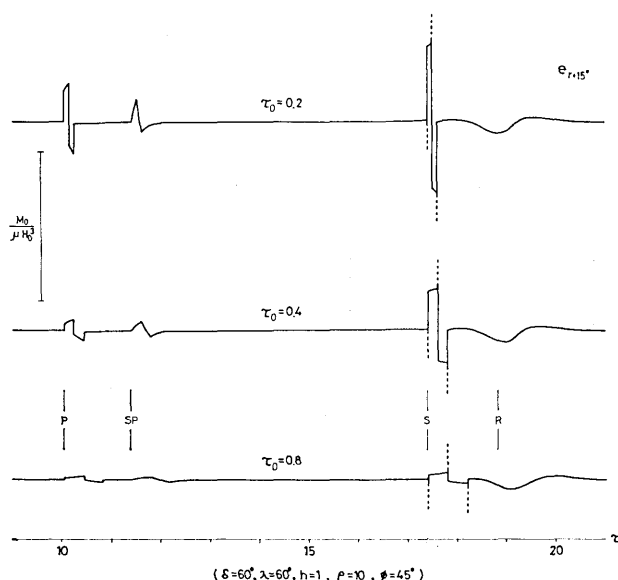


Fig. 16. The change of strain waveform with different rise times. The amplitudes of each phase except Rayleigh wave are inversely proportional to the square of rise time.

つぎに、これらの波形に現れる各相の特徴について、以下に詳述する。

§4-1. P 波

よく知られているように、無限媒質における、点震源からの P 波、S 波の変位波形は、遠方において、 $u \approx (A/R)\dot{D}[t-(R/v)]$ の形である ((1) 式参照)。ここで、 $D(t)$ は、(63) 式により点震源のモーメントと関連づけられる、くい違いの時間関数であり、また、 A は、radiation などを含む項である。すなわち、遠方での変位波形は、くい違い速度を反映したものである。一方、歪は、これの空間微分であるから、一般に、 $e \approx -(B/R)\ddot{D}[t-(R/v)]$ の形となる ((4) 式参照)。すなわち、遠方での歪波形は、くい違いの加速度に対応しており、その形から解る通り、立上りの radiation pattern は、変位のものの、符号を逆にしたものとなる。

上に例示した波形では、震源函数として、parabolic ramp function を仮定したため、P 波は、その到達時刻に不連続に始まり、その波形は、概ね、正の矩形波と負の矩形波をつないだような形となっている。パルスの幅は、rise time の長さと同じであるが、rise time τ_0 が長い程、また、観測点が震源に近い程、矩形からのずれは大きくなる。立上りの不連続の振幅は、 τ_0^2 に逆比例し、方位的には、上の一般論にも述べた通り、P 波変位の radiation pattern の符号を変えたものに従っている。また、距離的には、遠方で、ほぼ $1/R$ に比例して減衰する。

Fig. 17 の最上段には、 $(\delta=90^\circ, \lambda=-90^\circ, h=1, \tau_0=0.4, \phi=45^\circ)$ として、震央距離 ρ を変えていった場合の、 e_{xx} の P 波部分の波形変化が示されている。また、Fig. 18 には、上と同じ震源モデルで、震央距離を $\rho=10$ に固定したのち、震源の深さ h を変えていっ

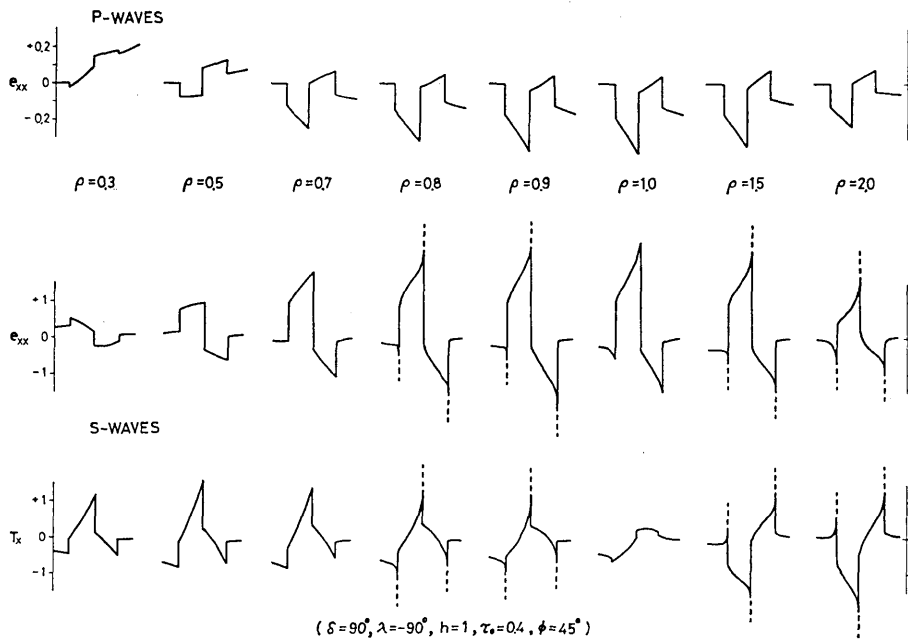


Fig. 17. The changes of P- and S-waveforms with different epicentral distances. Vertical dashed lines in S-phase show the appearances of logarithmic infinity.

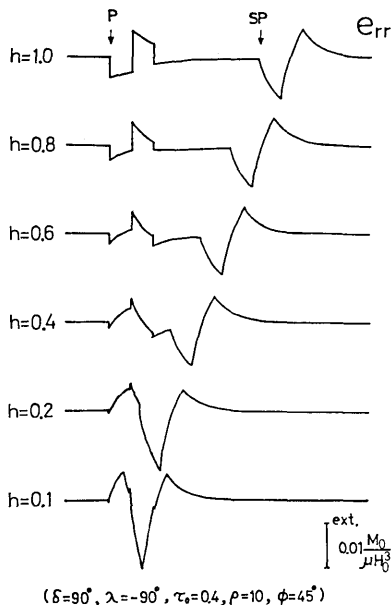


Fig. 18. The changes of P- and SP-waveforms with different source depths.

た場合の、 e_{rr} の初動付近の様相変化が示されている。

§4-2. SP 波

SP 波は、S 波が臨界角を超えて地表に入射するとき、すなわち、 $\rho > \rho_c = h / \sqrt{\sigma_1^2 - 1}$ の時に出現する (Fig. 7, Fig. 11 参照)。この波の立ち上りは、P 波のように不連続的ではないが、Fig. 12 ~ Fig. 16 に見られる通り、その振幅は P 波の振幅に匹敵し、相当に顕著である。距離に対しては、ほぼ $r^{3/2}$ に逆比例して減衰する。

この SP 波は、無限媒質では存在しない波なので、無限媒質の解を用いて自由表面での波形を解析する際には、十分な注意が必要である。特に、震源が浅い場合には、Fig. 18 によく示されているように、P 波と SP 波とが重なってきて、

無限媒質での波形とは、大幅に異なってくる可能性がある。

§4-3. S 波

P波のところで一般論として述べた通り、無限媒質では、S波の波形も、基本的にはP波と同じようなものである。しかし、半無限媒質においては、臨界距離 $\rho_c = h/\sqrt{\sigma_1^2 - 1}$ の外側で、自由表面の存在により、大きな位相変化を受けるため、この事情は全く異なってくる。 $\rho > \rho_c$ の場合、S波の到達時刻 $\tau = \tau_s$ には対数的無限大が存在し (ARONS and YENNIE, 1950; PEKERIS and LIFSON, 1957), $\tau = \tau_s + \tau_0/2$ には、これと逆向きの対数的無限大、また、 $\tau = \tau_s + \tau_0$ には、最初と同じ向きの対数的無限大が存在する。Fig. 12~16 においては、この対数的無限大を、垂直の点線で示してある。

この対数的無限大を生ぜしめるのは、(55) 式または (59) 式中の、 $1/Y_{\beta}^-$ の項である。 $\tau = \tau_s = \sigma_1 \rho'$ のとき、 $Y_{\beta}^- = \sqrt{(\tau - \nu_{\beta} h)^2 - \rho^2 q^2}$ 中の $(\tau - \nu_{\beta} h)$ は、 $q = \sigma_1(\rho/\rho')$ において直線 ρq に接し、 Y_{β}^- は、その近傍で、一次の無限小値となる。 $\rho > \rho_c$ の場合、 $1 < \sigma_1(\rho/\rho') < \sigma_1$ なので、 $q = \sigma_1(\rho/\rho')$ は、S波の分岐切断積分、(55) 式の積分区間内に含まれ、 $\int_1^{\sigma_1} f(q) \frac{1}{Y_{\beta}^-} dq = f\left(\sigma_1 \frac{\rho}{\rho'}\right) \log(\infty)$ と記することができよう。また、同じく、SP波の寄与を示す (59) 式の積分端も、 $\tau = \tau_s$ で $\delta = \sigma_1(\rho/\rho')$ となるので、やはり、これも同様に、 $\int_1^{\delta} f(q) \frac{1}{Y_{\beta}^-} dq = f\left(\sigma_1 \frac{\rho}{\rho'}\right) \log(\infty)$ と書くことができる。

いま、(55) 式から、 $1/Y_{\beta}^-$ を含む部分のみを取り出せば、

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{K}_{0,j}^{B,\beta}(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_1^{\sigma_1} \frac{K}{\nu_{\beta}} F_j' \frac{1}{Y_{\beta}^-} dq \quad j=4, 6, 8, 13 \\ \tilde{K}_{1,j}^{B,\beta}(\tau) = \frac{1}{\pi \rho} \int_1^{\sigma_1} K F_j' \frac{\tau - \nu_{\beta} h}{Y_{\beta}^-} dq \quad j=5, 7, 12, 14 \\ \tilde{K}_{2,j}^{B,\beta}(\tau) = -\tilde{K}_{0,j}^{B,\beta} \\ \tilde{K}_{3,j}^{B,\beta}(\tau) = -\tilde{K}_{8,j}^{B,\beta} \\ \tilde{K}_{4,j}^{B,\beta}(\tau) = \tilde{K}_{0,j}^{B,\beta} \end{array} \right. \quad (64)$$

となる。ここで、Fig. 4 に示すように、角度 θ を $\tan \theta = \rho/h$ で定義すれば、上記の記法を用いて、(64) 式を次のように表現することができる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{K}_{0,4,6,8,13}^{B,\beta}(\tau) = A \begin{bmatrix} -\sin^2 2\theta \cos 2\theta \\ -\frac{1}{2} \sin^2 2\theta \cos 2\theta \\ 0 \\ 2 \cos^3 2\theta \end{bmatrix} \log(\infty) \quad \text{at } \tau = \tau_s \\ \tilde{K}_{1,5,7,12,14}^{B,\beta}(\tau) = A \begin{bmatrix} \sin 2\theta \cos^2 2\theta \\ 0 \\ \sin 2\theta \cos^2 2\theta \\ \sin 2\theta \cos^2 2\theta \end{bmatrix} \log(\infty) \quad \text{at } \tau = \tau_s \end{array} \right. \quad (65)$$

ただし、 $A = \frac{2\sigma_1^2}{\pi} \frac{\sin^3 \theta \sqrt{\sin^2 \theta - 1/\sigma_1^2}}{\cos^4 2\theta + 4 \sin^2 2\theta \sin^2 \theta (\sin^2 \theta - 1/\sigma_1^2)} > 0$ である。これを、(13), (14)

式に代入すれば、 $\tau = \tau_s$ における e_{rr} , T_r が次のように表現される。

$$\begin{cases} 4\pi\mu e_{rr}(\tau) = -A \sin 2\theta \cos 2\theta [(3a_0 - d_2) \sin 2\theta - 2d_1 \cos 2\theta] \log(\infty) & \text{at } \tau = \tau_s \\ 4\pi\mu T_r(\tau) = -A \cos^2 2\theta [(3a_0 - d_2) \sin 2\theta - 2d_1 \cos 2\theta] \log(\infty) & \text{at } \tau = \tau_s \end{cases} \quad (66)$$

なお, $e_{\phi\phi}$, $e_{r\phi}$, T_ϕ には, 対数的無限大は存在しない. 以上と同様の考察を, KAWASAKI *et al.* (1973) により得られている変位の厳密解の表現式についても行なえば, $B = \frac{2\sigma_1}{\pi}$

$$\times \frac{\sin^2 \theta \sqrt{\sin^2 \theta - 1/\sigma_1^2}}{\cos^4 2\theta + 4 \sin^2 2\theta \sin^2 \theta (\sin^2 \theta - 1/\sigma_1^2)} > 0 \text{ として,}$$

$$\begin{cases} 4\pi\mu u_r(\tau) = B \sin 2\theta \cos 2\theta [(3a_0 - d_2) \sin 2\theta - 2d_1 \cos 2\theta] \log(\infty) & \text{at } \tau = \tau_s \\ 4\pi\mu u_z(\tau) = B \cos^2 2\theta [(3a_0 - d_2) \sin 2\theta - 2d_1 \cos 2\theta] \log(\infty) & \text{at } \tau = \tau_s \end{cases} \quad (67)$$

を得る. (66) 式と (67) 式を較べてみれば, e_{rr} と u_r , および, T_r と u_z が, 互いに逆符号の対数的無限大を有していることがわかる.

次に, この対数的無限大の向きと, S波の radiation pattern との関係を調べてみる. Fig. 4 に示される点震源から放出される S波の radiation pattern は, (1) 式のうちの F_b''' の項をとることにより, 次のように与えられる.

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{x_2}{\rho'} \left(1 - 2 \frac{x_1^2}{\rho'^2}\right) \\ \frac{x_1}{\rho'} \left(1 - 2 \frac{x_2^2}{\rho'^2}\right) \\ -2 \frac{x_1 x_2 x_3}{\rho'^3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{x_2}{\rho'} \\ \frac{x_1}{\rho'} \\ 0 \end{bmatrix} - 2 \frac{x_1 x_2}{\rho'^2} \begin{bmatrix} \frac{x_1}{\rho'} \\ \frac{x_2}{\rho'} \\ \frac{x_3}{\rho'} \end{bmatrix} \quad (68)$$

これを (8) 式に代入し, 円柱座標になおせば, (u_r, u_ϕ, u_z) の radiation pattern として, 次式が得られる.

$$\begin{cases} u_r = \frac{1}{2} \cos \theta [(3a_0 - d_2) \sin 2\theta - 2d_1 \cos 2\theta] \\ u_\phi = e_1 \cos \theta + e_2 \sin \theta \\ u_z = -\frac{1}{2} \sin \theta [(3a_0 - d_2) \sin 2\theta - 2d_1 \cos 2\theta] \end{cases} \quad (69)$$

これを, (66), (67) 式と較べてみると, その共通項から, 対数的無限大の向きの分布と, S波の radiation pattern は, 共通の nodal line を有していることがわかる. しかし, 両者の分布は同一ではなく, また, そもそも ϕ 方向には対数的無限大が存在しない. この点で, 変位について対数的無限大の向きと S波の radiation pattern の向きが一致するという, KAWASAKI *et al.* (1973) の記述は正しくなく, 同論文に示されている変位波形のいくつかについては, 対数的無限大の向きが誤っている. もっとも, この対数的無限大は, 震源の時間函数をなめらかにするか, あるいは, 震源に拡がりをもたせれば, 消える性質のものであり, その方向が問題になることは, 現実にはないであろう.

Fig. 17 は, $(\delta=90^\circ, \lambda=-90^\circ, h=1, \tau_0=0.4, \phi=45^\circ)$ で, 震央距離 ρ を変えていった時の, e_{xx} および T_x の S波部分の波形変化を示す. この場合の臨界距離は, $v_p/v_s = \sqrt{3}$ とすれば, $\rho_c=0.707$ であり, この外側では, (66) 式の符号に従った向きの, 対数

的無限大が現われる。ただし、 $\rho=1$ の点は nodal line 上にあるため、対数的無限大が現われていない。

§4-4. レーリー波

ρ/h がある程度 (5~10) 以上大きくなると、レーリー波が目立ってくる。その振幅は、距離に対しては、ほぼ $r^{1/2}$ に逆比例し、極端な場合を除き、rise time の長さにはあまり依存しない (Fig. 16 参照)。

§4-5. 震源が表面にある場合 ($h=0$)

この場合、Fig. 18 に見られるように、P 波と SP 波は同時に到着し、区別ができない。P 波も S 波も、到着時の不連続はなくなり、S 波の対数的無限大も解消する。その代り、レーリー波の到達時刻 $\tau=\tau_R$ 、および、 $\tau_R+\tau_0/2$ 、 $\tau_R+\tau_0$ の時刻に、 $1/\sqrt{\tau-\tau_R}$ または $1/\sqrt{\tau_R-\tau}$ の形の無限大が現われる (PEKERIS and LIFSON, 1957)。しかし、これは、S 波の対数的無限大と同様、震源函数をなめらかにするか、または、震源に広がりをもたせることで、有限にできる性質のものである。

§5. 線震源・面震源による理論歪地震記象

§2 あるいは §3 で定式化された、点震源による歪・傾斜の解を重ね合わせることにより、線状または面状の動震源による、理論歪地震記象を得ることができる。

一般的な動震源として、ここでは、KAWASAKI *et al.* (1975) に準拠し、Fig. 19 のようなモデルを考える。

ここで、

$$\left\{ \begin{array}{l} L: \alpha \text{ 方向にとった断層の長さ} \\ W: \beta \text{ 方向にとった断層の幅} \\ v_{c1}: \alpha \text{ 方向の破壊伝播速度} \\ v_{c2}: \beta \text{ 方向の破壊伝播速度} \end{array} \right.$$

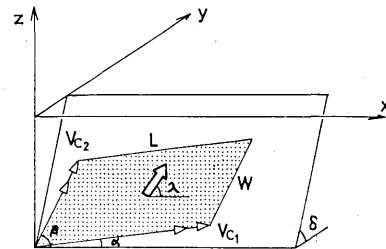


Fig. 19. A finite propagating fault.

である。数値計算のためには、これらの量も無次元化しておく方が好都合であり、次のようにパラメーターを定義する。

$$\left\{ \begin{array}{l} l=L/H_0: \text{無次元化した断層の長さ} \\ w=W/H_0: \text{無次元化した断層の幅} \\ \sigma_{31}=v_p/v_{c1}, \sigma_{32}=v_p/v_{c2} \end{array} \right.$$

これ以外の記号は、これまでに述べてきたのと同じのものを使用する。

無限媒質の場合は、(9)、(10) 式、半無限媒質の場合は、(13)、(14) 式により記述された、歪・傾斜の表現式を、いま、 $E(x, y, h; \tau)$ で代表させる。これは、点 $(0, 0, -h)$ に置かれた点震源による、観測点 $(x, y, 0)$ での、時刻 τ における値である。このとき、Fig. 19 に示された震源による歪・傾斜は、次式により計算される。

$$E(x, y, \tau) = \int_0^w d\eta \int_0^l d\xi E(x - \xi \cos \alpha - \eta \cos \beta, y - \xi \sin \alpha \cos \delta - \eta \sin \beta \cos \delta, h - \xi \sin \alpha \sin \delta - \eta \sin \beta \sin \delta; \tau - \sigma_{31}\xi - \sigma_{32}\eta) \quad (70)$$

ところで、実際にこの積分を数値的に実行する場合、いくつかの困難が存在する。その第1は、重ね合わせるべき波形が、矩形波的な、不連続なものであるために、単純な台形公式による数値積分では、十分な収束を望めないことである。KAWASAKI *et al.* (1975) に述べられているように、この困難は、積分変数 ξ を、相の到達時刻 ξ' に変換し、その分割幅 $\Delta\xi'$ を、評価したい時間刻み $\Delta\tau$ の整数分の1にとることにより解決できる。すなわち、

$$\begin{cases} \xi' = \sigma_{31}\xi + \sigma_{32}\eta + \sigma\sqrt{(x-\xi\cos\alpha-\eta\cos\beta)^2 + (y-\xi\sin\alpha\cos\delta-\eta\sin\beta\cos\delta)^2 + (h-\xi\sin\alpha\sin\delta-\eta\sin\beta\sin\delta)^2} \\ \xi = (-B - \sqrt{B^2 - AC})/A \\ d\xi = \left[\sigma_{31} + \frac{\sigma_{31}B + (\xi' - \sigma_{32}\eta)A}{\sqrt{B^2 - AC}} \right] \frac{d\xi'}{A} \end{cases} \quad (71)$$

$$\begin{cases} A = \sigma_{31}^2 - \sigma^2 \\ B = \sigma_{31}(\sigma_{32}\eta - \xi') + \sigma^2[\gamma_1 - \eta(\cos\alpha\cos\beta + \sin\alpha\sin\beta)] \\ C = \xi'(\xi' - 2\sigma_{32}\eta) - \sigma^2\rho'^2 + (\sigma_{32}^2 - \sigma^2)\eta^2 + 2\sigma^2\eta\gamma_2 \\ \rho'^2 = x^2 + y^2 + h^2 \\ \gamma_1 = x\cos\alpha + y\sin\alpha\cos\delta + h\sin\alpha\sin\delta \\ \gamma_2 = x\cos\beta + y\sin\beta\cos\delta + h\sin\beta\sin\delta \end{cases} \quad (72)$$

により、積分変数を ξ から ξ' に変換し、 $\Delta\xi' = \Delta\tau/M$ (M : 整数) にとればよい。ただし、この際、 $\Delta\xi'$ を、rise time τ_0 よりもある程度以上小さくしないと、重ね合せの効果が得られないことは、勿論である。

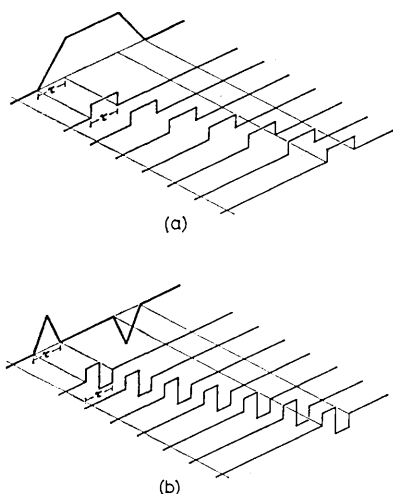


Fig. 20. Schematic diagram showing the composition of principal waveforms. (a) Displacement (trapezoid), (b) Strain/Tilt (double triangles with opposite signs).

(70) 式の数値積分における第2の困難は、§4-5に述べた、表面震源の場合の、 $\tau = \tau_R$ における無限大の存在である。この困難は、KAWASAKI *et al.* (1975) に述べられている方法で積分の形を変更することにより、有限なものとすることができる。次に、第3の困難として、§4-3に述べた、S波到着時における対数的無限大の問題がある。しかし、KAWASAKI *et al.* (1975)によれば、この対数的無限大は、非常に局所に限定されたものであり、数値積分の際には、無視して構わない性質のものである。

このようにして、主要な困難を避けることは可能であるが、実際の数値積分にあたって、歪波形の計算の場合には、変位の計算におけるよりも、一般に、断層面の分割をより細かくとる必要がある。

それは、変位の基本波形が、rise time τ_0 の幅をもった矩形波であるのに対し、歪の場合には、 $\tau_0/2$ の幅の正矩形波と負矩形波をつなぎ合せた、より振動的な波形が基本となっているため、変位の場合と同等の計算収束性を望むには、少なくとも倍以上の分割数が必要である (Fig. 20 参照)。

次に、いくつかの代表的な震源モデルを与えて、そこから期待される歪・傾斜の波形について、見てみる。なお、計算はすべて無次元量で行なわれており、横軸の単位は H_0/v_p 、縦軸の単位は、線震源では $(M_0 \text{ in } H_0)/(\mu H_0^2)$ 、面震源では $(M_0 \text{ in } H_0^2)/(\mu H_0)$ である。

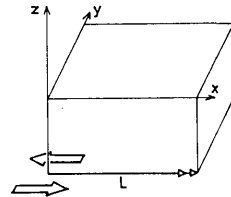


Fig. 21. A vertical strike slip model.

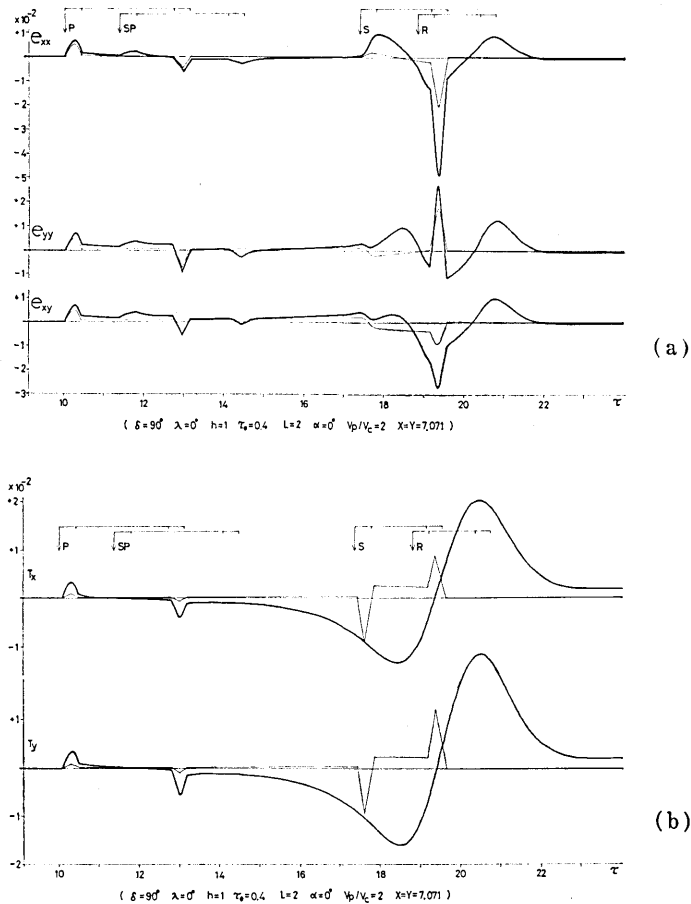


Fig. 22. (a) Strain and (b) Tilt waveforms from the model in Fig. 21 (vertical strike slip). Thick and thin lines show the results in semi-infinite and infinite cases, respectively. Durations of each phase arrivals are also shown.

§ 5-1. Vertical Strike Slip

Fig. 21 に示すように、垂直横ずれ型点震源 ($\delta=90^\circ$, $\lambda=0^\circ$, $h=1$, $\tau_0=0.4$) が、地表に平行に、P波速度の $1/2$ で、長さ 2 だけ伝播した場合 ($\alpha=0^\circ$, $l=2$, $\sigma_{31}=2$) を考える。この時、観測点、($\rho=10$, $\phi=45^\circ$) における歪・傾斜の波形は、Fig. 22 のようになる。図の太線は半無限媒質で計算した場合の厳密解、細線は無限媒質とした場合の解であり、当然のことながら、後者には SP 波およびレーリー波のない点があるが、両者の基本的差異である。図中に示されている各相の範囲は、破壊開始点および終止点からの、その相の到達時、ならびに、そこから rise time τ_0 後の時点をつなげたものである。

Fig. 22 を見ると、P波部分については、水平歪の場合、無限媒質でも半無限媒質でもあまり波形は変わらないが、傾斜では、振幅に大きな開きがあることが解る。また、S波近辺についても、傾斜の方が、水平歪に比べ、両媒質での波形の差が大ききようである。これは、KAWASAKI *et al.* (1973) に述べられているように、垂直変位の方が、水平変位に比べて、自由表面の影響をより大きく受けることに関係している。

重ね合わせられたP波の波形は、代表的には、頭部に τ_0 の幅の三角波、尾部にそれと逆向きの三角波を有するようなものである。これは、震源の各部分からの寄与が、変位の場合には加わり合って、台形を作り上げるのに対し、歪の場合は、中間部分で互いにキャンセルしあうという性質によるものである (Fig. 20 参照)。

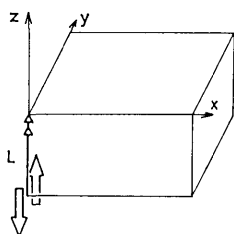


Fig. 23. A vertical dip slip model.

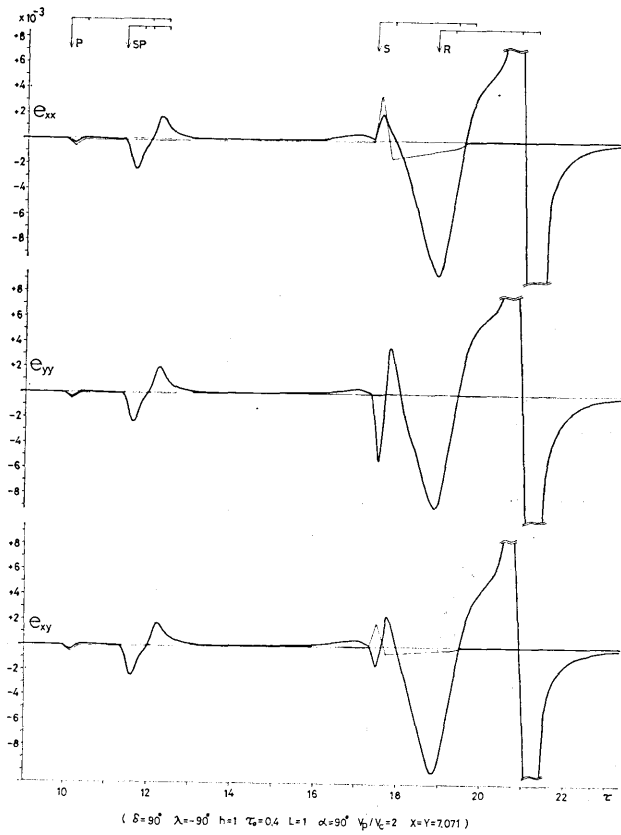
§ 5-2. Vertical Dip Slip

次に、Fig. 23 に示すように、垂直縦ずれ型点震源 ($\delta=90^\circ$, $\lambda=-90^\circ$, $h=1$, $\tau_0=0.4$) が、地表に向って伝播した場合 ($\alpha=90^\circ$, $l=1$, $\sigma_{31}=2$) の、上と同じ観測点での歪・傾斜波形を、Fig. 24 に示す。この例では、震源の深さが 0 に向かうため、レーリー波部分が巨大な相となる。また、SP 波も、短かい時間の間に

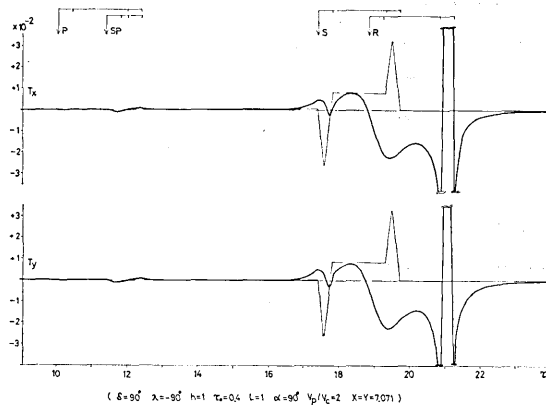
到着が重なるため顕著な相となって、P波よりもはるかに振幅が大きくなる。

§ 5-3. 斜め上方および下方に伝播する震源

Fig. 25 に示すように、一般の dip angle および slp angle をもった点震源 ($\delta=60^\circ$, $\lambda=60^\circ$, $h=1$, $\tau_0=0.4$) をとり、これが、傾いた断層面上を、斜め上方に伝播する場合 ($\alpha=60^\circ$, $l=1.33$, $\sigma_{31}=2$)、および、それとは対称に、斜め下方に伝播する場合 ($\alpha=-60^\circ$, $l=1.33$, $\sigma_{31}=2$) を考える。観測点はこれまでの場合と同一として、水平歪および傾斜の波形を求めてみると、斜め上方への伝播震源によるものが Fig. 26, また、斜め下方への伝播震源によるものが Fig. 27 のようになる。ここでも、水平歪では、P波の立ち上り部分やS波の波形が、無限媒質の場合と半無限媒質の場合とであまり差異のない反面、傾斜では、かなりの開きがあることが解る。一方、Fig. 28 では、 e_{xx} 成分を取り出して、点震源の場合の波形と、上で求められた 2 つの伝播性震源による波形とを較べてある。SP 波の振幅について見てみると、点震源ではP波とほぼ同じ程度であるのに対し、上方伝播の場合はP波よりずっと大きく、下方伝播の場合は逆にP波より小さくなっている。



(a)



(b)

Fig. 24. (a) Strain and (b) Tilt waveforms from the model in Fig. 23 (vertical dip slip with upward propagation).

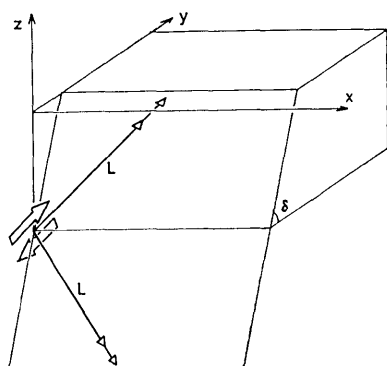
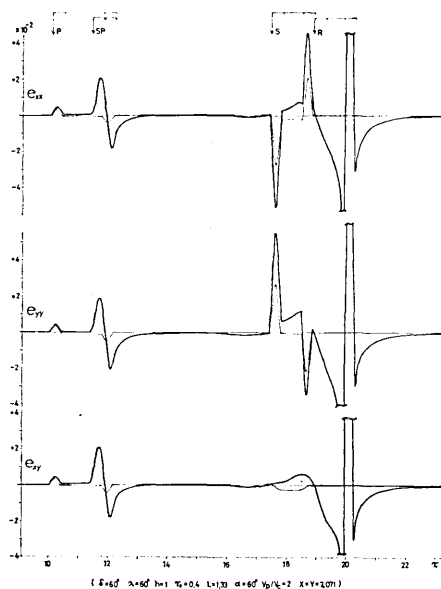


Fig. 25. An obliquely upward (or downward) propagating model.

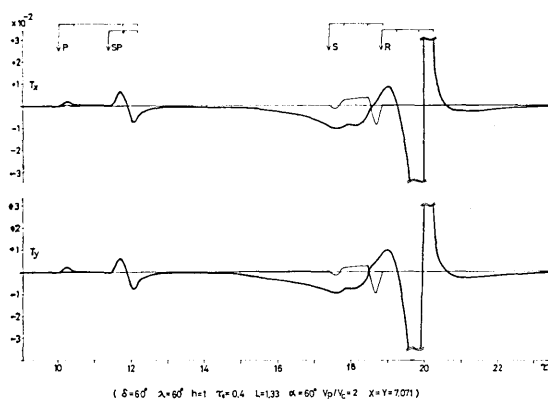
これは、SP 相の到着時刻分布から類推できる通り、震源と観測点との相対運動で生じる、いわゆるドップラー効果によるものである。なお、上方伝播の場合、P波の尾部とSP波は重なってしまっているが、Fig. 26(a)中の、無限媒質におけるP波の振幅（細線）を見れば、このうちのP波による寄与分は、ほとんどないことが解る。

これまでに挙げた実例は、すべて、線震源によるものであるが、面震源に拡張しても、波形の基本的特徴は、そんなに変わらない。そこで、面震源による具体的な歪波形の提示は、次章において、実際の地震を例にとりて行なうことにする。

なお、無限媒質の場合については、矩形または任意形状の面震源による歪波形を1重積分の形で求める表現式が、岩崎・佐藤 (1977) により得られており、これを用いれば、計算時間の短縮化と計算の高精度化を図ることができる。



(a)



(b)

Fig. 26. (a) Strain and (b) Tilt waveforms from the model in Fig. 25 (obliquely upward propagation).

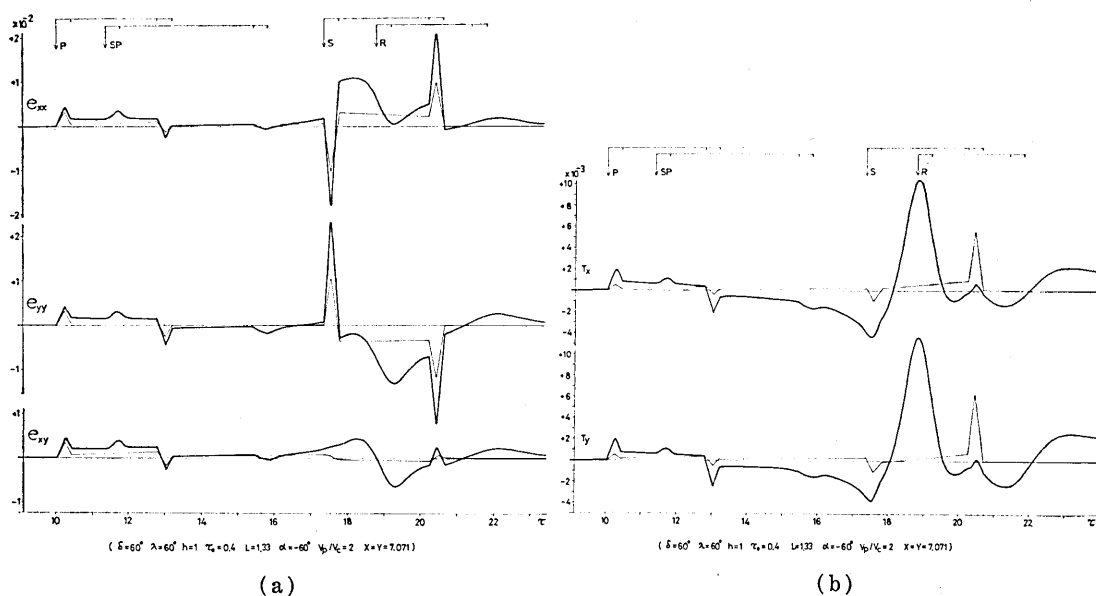


Fig. 27. same as Fig. 26 (obliquely downward propagation).

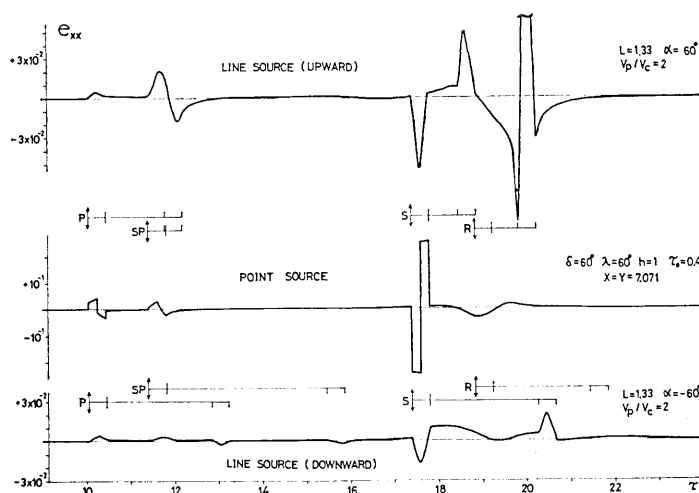


Fig. 28. The comparison of strain waveforms between point and line sources shown in Fig. 25. Note the differences in duration times of SP phase arrivals and the resultant SP amplitudes. This shows a kind of Doppler effect.

II. 理論歪地震記象の応用

§ 6. 理論歪地震記象の発震機構論への応用

前章までに定式化され、波形の例示が行なわれた、理論歪地震記象を用いて、いくつか

の地球物理学的な応用が考えられるが、その第1は、言うまでもなく、発震機構論、特に、超低周波帯での震源過程論への応用である。

通常の地震計による記録の解析とならんで、伸縮計や傾斜計による記録の解析も、震源過程の動的・静的パラメーターを推定する上で重要な役割を担っている。しかし、これまででは、主として記録送り速度の低さのために、震源過程を論じる目的には、その静的部分、いわゆるステップが多く解析の対象とされてきた。しかし、最近の観測方式の近代化に伴ない、動的歪波形記録も、解析資料として十分耐えられるようになりつつあり、いくつかの先駆的な波形解析も行なわれるようになってきた(笹谷・笠原, 1978; 笠原・笹谷, 1979 など)。

歪地震計による記録の解析が通常の地震計記録の解析に比し有利な点は、たとえば、P波やS波の振幅が rise time τ_0 に非常に敏感(変位振幅 $\propto 1/\tau_0$ に対し、歪振幅 $\propto 1/\tau_0^2$)なため、rise time の推定に有利である、といったことも挙げられるが、何といても最大の利点は、直流までに至る超長周期の波動を対象にできることである。近年、震源域におけるゆっくりとした動き(津波地震, slow earthquake, silent earthquake, preseismic creep, など)が注目を浴びつつあるが、そのような超低周波帯での挙動は、通常の地震計では補捉困難または不可能であり、伸縮計または傾斜計による歪地震計に、その検証が期待されている。前章で導かれた理論歪地震計の表現式は、そのようなデータを解析する際の基礎を与えるものとして、大変に有用である。

上に述べたようなゆっくりとした動きは、狭い意味の地震学と、地殻変動論または測地学との境界領域の問題であり、さまざまなタイムスケールの、興味ある現象が報告されている。それらについては、本論文の最後で改めて考察を行なうこととして、ここでは、1974年伊豆半島沖地震と1960年チリ地震の2つの例をとり上げ、理論歪地震計と、実際に観測された歪波形との比較を試みる。

§6-1. 1974年伊豆半島沖地震

ここにとり上げるのは、1974年5月9日、伊豆半島南端に発生した伊豆半島沖地震

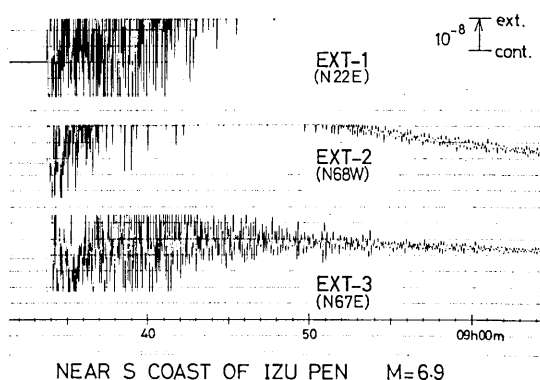


Fig. 29. Strain seismogram associated with the Izu-hanto-oki earthquake of 1974 recorded at the Fujigawa Crustal Movement Observatory.

($M=6.9$)である。この地震については、すでに多くの研究がなされており、地震のメカニズムについても、いくつかのモデルが提唱されている。ここでは、松崎・川崎(1974)のモデルをとり、そこから期待されるP波部分の理論歪地震計と、実際に富士川地殻変動観測所(震央距離75km)で得られた歪地震計の立ち上り部とを、比較してみる。

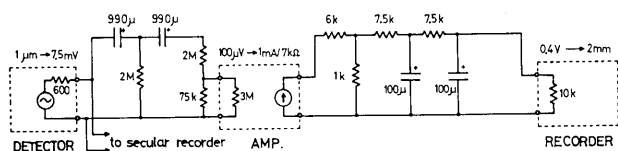
Fig. 29は、この地震に際して、富士川地殻変動観測所で観測された、3成分の伸縮計による原記録

である。当時の歪地震動観測システムは、Fig. 30(a) のようなものであり、系の周波数特性 $F(\omega)$ は、次式で与えられる。

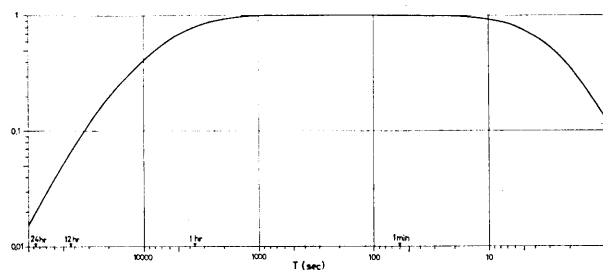
$$\begin{cases} F(\omega) = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + 3\lambda_1 + 1} \cdot \frac{1}{\lambda_2^2 + 4.33\lambda_2 + 3.66} \\ \lambda_1 = j \frac{T_1}{T}, \quad T_1 = 12441 \text{ sec} = 207 \text{ min} \\ \lambda_2 = j \frac{T_2}{T}, \quad T_2 = 4.7 \text{ sec} \end{cases} \quad (73)$$

Fig. 30(b) には (73) 式の振幅特性を、また、Fig. 30(c) には系のステップ応答を、それぞれ示してある。

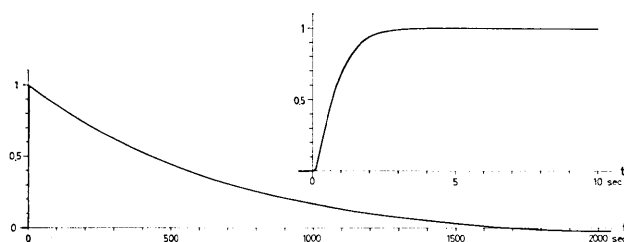
Fig. 31 は、断層と観測点の位置関係を示したものであり、松崎・川崎 (1974) によれば、断層面の大きさは $20 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ 、くい違いは右ずれ 1 m で、rise time 1 sec 、破壊



(a)



(b)



(c)

Fig. 30. (a) The circuit for recording of strain seismogram which was adopted in the Fujigawa Observatory at the time of the occurrence of the Izu-hanto-oki earthquake of 1974. (b) Frequency characteristic of the recording system. (c) Step response of this system.

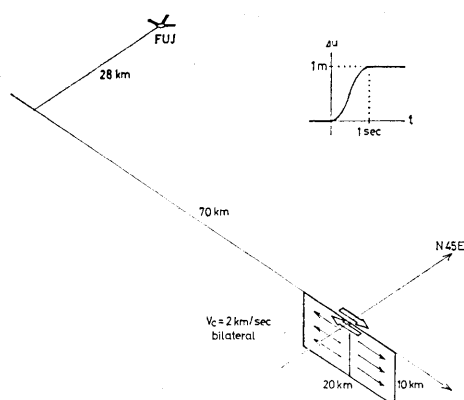


Fig. 31. The geometry of the fault of the Izu-hanto-oki earthquake of 1974 and the station, Fujigawa.

速度 2 km/sec の bilateral 型である。この面震源から期待される理論歪地震記象の立ち上り部を (70) 式により求め、実際の伸縮計の設置方位に換算してみると、Fig. 32 のような波形が得られる。計算は、比較のために、無限媒質の場合と半無限媒質の場合の双方で行なわれ、また、rise time を 5 秒にとった場合の波形も、参考のために示してある。同図から、無限媒質による場合と半無限媒質による場合とでは、前者の振幅を 2 倍することによりほぼ同じ波形を得られることが解るが、たとえ

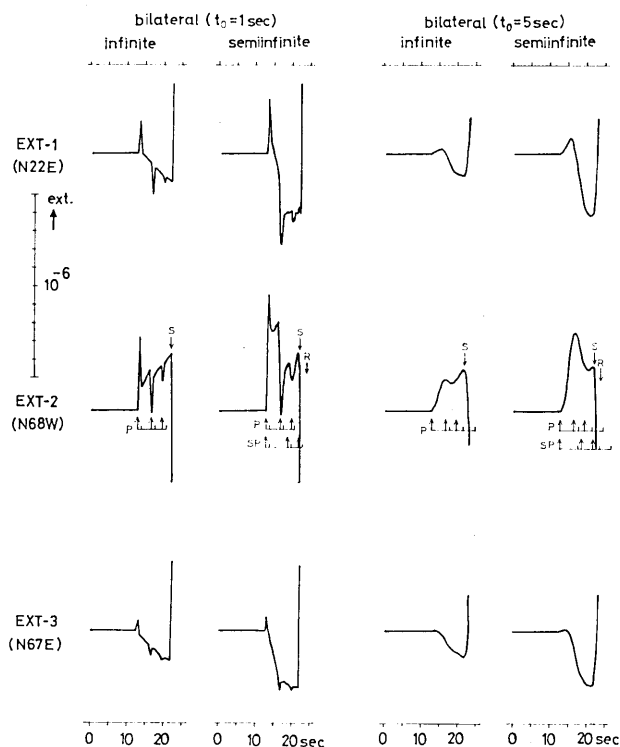


Fig. 32. The initial parts of expected strain waveforms in three components of extensometers settled at the Fujigawa Observatory from the model in Fig. 31. The results of calculations in an infinite medium and with a longer rise time (5 sec) are also shown for comparison.

ば EXT-2 のピークの位置など、細かい点では若干の差異がある。また、rise time を 5 秒とした場合の波形は、1 秒のときの波形をなめらかにしたようなものであり、こちらの方が、波形の基本的特徴をつかみ易い。当時の歪地震計の記録系は、4.7 秒でハイカットを行なっているので、この rise time を 5 秒にとった波形は、実際の記録にも近いのではないかと考えられる。

次に、震源の伝播方向の影響を見るため、Fig. 33 に、北西側および南東側からの unilateral 震源を仮定した場合の波形との比較を示した。波形の基本的特徴を見易くするために、rise time は 5 秒としてある。同図を見ると、モデル間の波形の違いは相当に顕著であって、適切な記録さえとられていれば、この図との比較により、震源における破壊の伝播様式を識別できると期待される。

これらの理論的予想を、実際に得られた歪記録 (Fig. 29) の立ち上り部分と較べてみると、松崎・川崎 (1974) の bilateral モデルは、観測された波形をよく説明することが解る。しかし、同時に、この観測波形は南東からの unilateral モデルにも矛盾しないし、また、rise time の同定も困難である。これは、高過ぎた記録感度と、遅い記録紙送り (1 mm/min), および高域カット特性のためであり、良質な記録の得られなかったことが悔まれる。

そもそも、伸縮計自体は直流に至るまでフラットな応答特性を有しているのであるが、現実地震による歪波形のアナログ的な観測を行なう場合、記録系に直流までのレスポンスを与えておくと、地球潮汐や永年の変動のために記録が飽和してしまうという問題がある。このため、地球の自由振動の最低固有周期 (~ 53 min) をその平坦特性内に含めるような、非常に長い時定数の高域通過フィルターを通し、まず、潮汐以上の長周期成分をカットしてしまうということが、普通に行なわれている (Fig. 30(a) 参照)。一方、記録紙の送り速度に従い、適当な高域カットも必要とされ、結局、Fig. 30(b) のような帯域特性を持った記録システムで、観測が行なわれているのが実情である。しかし、ここに試みたように、歪波形の実体波部分を解析するような目的には、通常地震観測と同等の時間分解能が必要である。また、伸縮計の直流までの応答を生かそうとすれば、そのデータは、フィルターなどを介さず、ダイナミックレンジを広くとって、直接に記録を行なうのが最も理想的である。このような目的には、デジタル方式による観測が有利であり、たとえば、

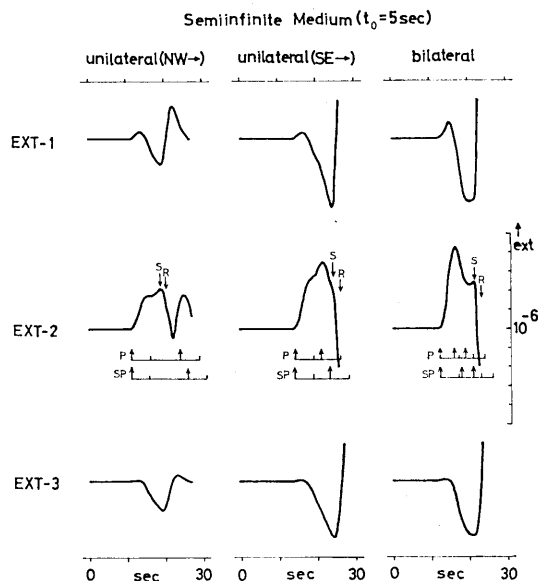


Fig. 33. The change of strain waveforms with different propagating modes.

KASAHARA (1976) は、えりも地殻変動観測所において、そのような方式を採用している。今後この種の研究を進めていくためには、このような、観測体制面での整備が是非とも必要であろう。

§ 6-2. 1960 年チリ地震

1960 年 5 月 22 日、チリで発生した巨大地震 ($M=8.3$) は、多くの地震学者により、特別の関心をもって研究の対象とされてきたが、それらの中で注目を引くものに、KANAMORI and CIPAR (1974) の研究がある。同研究では、パサデナでの伸縮計 NS 成分の解析から、チリ地震の本震に先立つ 10 数分前に、本震の断層面の地下延長部、 $800 \times 200 \text{ km}^2$ の範囲で、30 m ものスリップが、5~10 分の時定数をもって生じたと推定している。そして、これは地震に伴った地球の自由振動のスペクトル分布 (KANAMORI and ANDERSON, 1975b) や、地球の極運動の変化 (KANAMORI, 1977) をもよく説明するとしており、大変に興味深いものである。

ところで、このプレスリップによるパサデナでの伸縮計 NS 成分の理論波形について、KANAMORI and CIPAR (1974) は、近似的な計算しか行っていない。ここでは、同論文と同じ震源モデルを用い、前章で得られた理論歪地震記象の表現式により、波形合成の追試を行なってみたい。

断層模型と観測点の位置関係は、Fig. 34 に示す通りであり、断層の長さ 800 km, 幅 200 km, 下端の深さ 75 km, スリップ量 30 m, rise time 450 sec, strike $N10^\circ E$, dip angle 10° , slip angle 90° , 破壊速度 3 km/sec の bilateral 型震源としてある。また、観測点の方位は 45° , 距離は約 10^4 km であり、媒質の速度は、 $v_p=8 \text{ km/sec}$, $v_s=4.7 \text{ km/sec}$ と仮定してある。ただし、KANAMORI and CIPAR (1974) は、震源函数として cosine ramp function を用いており、また、本震の断層面にスリップを与えて計算を行なっているが、ここでは、parabolic ramp function を震源函数にとり、断層面も、最初から本震の地下延長部にとってある。

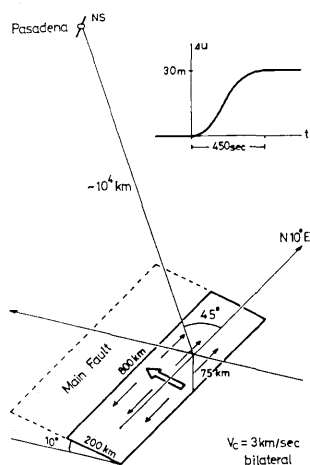


Fig. 34. The geometry of the fault plane of the 1960 Chilean earthquake and the station, Pasadena.

上述のパラメーターを与えれば、パサデナでの NS 方向の歪波形を計算できるが、原記録との比較のためには、これに Benioff 歪計の応答特性を加味せねばならない。BENIOFF (1935) によれば、 x 方向に設置された伸縮計に、変位波形 $u[t-(x/c)]$ が加わるとき、最終的な記録の光点位置は、次の運動方程式に従う。

$$\ddot{z} + 2h\omega_0\dot{z} + \omega_0^2 z = -V\ddot{u}\left(t - \frac{x}{c}\right) \quad (74)$$

ここで、倍率を表わす V は位相速度 c に逆比例し、チリ地震の記録がなされた時、 $c=5 \text{ km/sec}$ に対し $V=10$ であったとのである。また、 $T_0=180 \text{ sec}$, $h=4$ という定数が与えられている。次

に、この伸縮計に、歪波形 $e(t)$ を与えた場合には、同様にして、

$$\ddot{z} + 2h\omega_0 \dot{z} + \omega_0^2 z = W\dot{e}(t) \quad (75)$$

なる運動方程式を得る。ここで、 $W = Vc = 5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ は器械定数である。(75) 式より、この計器の歪に対する伝達函数 $F(p)$ 、およびインパルス応答 $k(t)$ が、次のように求められる。

$$F(p) = \frac{Wp}{p^2 + 2h\omega_0 p + \omega_0^2} \quad (76)$$

$$k(t) = W \left[\frac{4 + \sqrt{15}}{2\sqrt{15}} \exp \{-(4 + \sqrt{15})\omega_0 t\} - \frac{4 - \sqrt{15}}{2\sqrt{15}} \exp \{-(4 - \sqrt{15})\omega_0 t\} \right] \quad (77)$$

計算された歪波形と (77) 式とのコンボリューションを行なうことにより、我々は、最終的な予想記録波形を求めることができる。

Fig. 35 (a) は、上述のような手続きを経て求められた、半無限媒質での予想記録波形であり、また、(b) は、無限媒質を仮定して計算されたものである。一方、(c) は原記録、(d) は KANAMORI and CIPAR (1974) による合成波形である。当然のことながら、(b) と (d) は似たような波形であり、原記録 (c) とも、調和した振幅を有している。しかし、半無限媒質での厳密解である (a) は、レーリー波が卓越し、原記録とはかなり波形を異にする上、記録振幅も 1 桁ほど大きい。もし、振幅だけを合わせようとすれば、30 m というスリップ量が大きすぎることになるわけだが、ともかく、理論と観測との一致はあまり良好でなく、少なくとも、Fig. 34

に示されるような断層模型は、あまり適当でないと考えられる。

そこで、次に、Fig. 34 と同じ断層面上を、 W 方向に伝播する、unilateral モデルを考えてみる。くい違い量を 20 m とし、バサデナでの伸縮計 NS 成分に期待される歪波形を求めてみると、Fig. 36 のようになる。ここで、(a) は、浅い方から深い方に伝播する場合、(b) は、逆に深い方から浅い方へと伝播する場合である。なお、(c) には、参考のために、観測された原記録を示してある。この図を見てわかる通り、理論と観測との一致は、Fig. 35 の bilateral モデルの場合よりも良好であり、特に、(b) のモデル、すなわち、本震の

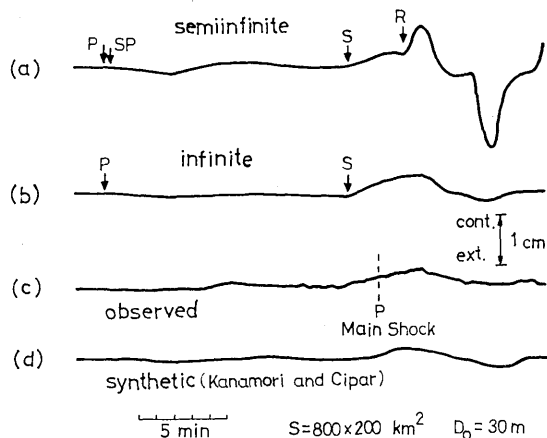


Fig. 35. (a) Theoretical strain seismogram expected at Pasadena from the bilateral fault model shown in Fig. 34 (exact solution in a semi-infinite medium). (b) same as (a), but calculated in an infinite medium. (c) Observed trace. (d) Seismogram synthesized by KANAMORI and CIPAR (1974). Source time function and position of fault plane are slightly different with (b).

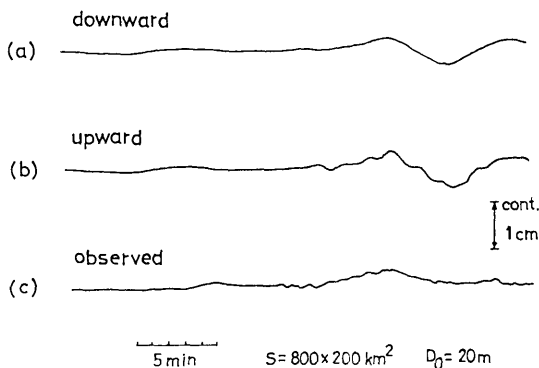


Fig. 36. Theoretical strain seismogram expected at Pasadena from the upward or downward propagating unilateral fault model for the 1960 Chilean earthquake.

断層面の地下延長深部より、ゆっくりとしたすべりが浅い方向に伝播してきたとするモデルが、観測された記録の説明には適当であると思われる。

§ 7. 理論歪地震記象のその他の応用

理論歪地震記象の用途としては、前節に述べた発震機構論への応用の他にも、いくつか考えられる。ここでは、Strain- および Tilt-Step の発生論に関する応用と、理論的に予想される歪波形を用い

て、必要な観測体制を検討する面での応用をとりあげる。

§ 7-1. Strain, Tilt-Step の発生論への応用

やや規模の大きい地震に際して、伸縮計や傾斜計に、記録線のとび、いわゆるステップが現われることがしばしば報告されている。このようなステップを生じる原因としては、①計器のガタ等による計測上の問題、②観測点周辺の局所的地盤の影響、③震源における動きの反映、の3つが考えられる。最近では、このうちの③の立場に立って、積極的にステップの空間分布と発震機構との関連を探る試みが盛んである。その中には、断層模型との調和がほぼ成立つとする研究（地殻変動連続観測ネットワーク、1970；笠原、1974 など）がある反面、理論との一致があまり思わしくなく、発震機構を解釈するためのデータとしてステップを用いるのは困難であるとの結論を得た研究（MIKUMO, 1973b；岡田、1975b, 1978, 1980；MCHUGH and JOHNSTON, 1977 など）も多い。

後者の立場に立たせられるのは、計器の構成が多種多様である上、静的変形に対して各観測点の置かれた局所的条件の影響が非常に大きく効き、データを統一的に解釈することが大変に困難なせいである（志知・岡田、1979）。すなわち、ステップの発生原因を上記の③のみに求めることはできず、①、②の影響も相当に顕著であることが示唆されている。

ところで、これまでになされているステップの研究の多くは、その振幅のみを対象にしており、あくまでも、静的問題としての議論しかなされていない。しかし、ステップといえども、動的歪波形の一部として観測がなされるわけであり、最終的な静的変形としての歪・傾斜値のみならず、その生成に到る過渡的段階もまた、理論的に説明されて然るべきである。だが、このステップがどのようにして生成されるのか、という問題に関しては、まだ、ほとんど解明の手が加えられていないのが実情である。

一方、ステップの伝播に関しては、これまでに、いくつかの研究がなされている。WIDEMAN and MAJOR (1967) は、Strain Step の伝播速度を、大陸を通る場合は 3.0 km/sec、海洋を通る場合は 3.6 km/sec と求め、表面波の速度とほぼ同一であると述べている。また、BERG and LUTSCHAK (1973) も、Tilt Step の伝播速度を調べ、レーリー

波速度にはほぼ等しいとの結論を得ている。また、山内・山田 (1975) は、三河地殻変動観測所での **Strain Step** 発現時の解析から、その伝播速度は、震央距離が大きくなるにつれて大となり、その大きさは、S波速度の 8~9 割、すなわち、表面波の速度と同程度であるとしている。

ところで、これらの研究では、ステップの立ち上り時刻を同定することにより、その伝播速度を算定しているわけであるが、そもそも、ステップとは、そのように、ある時刻で瞬間的に立ち上るような性質のものなのであろうか。この点で、ステップの生成に対する基本的な立場が、次の2つに分れると考えられる。その第1は、通常の実体波や表面波とは別に、ステップ波形というものが震源から伝わってきて、ある瞬間に、記録線のとびを生ぜしめるとする立場であり、上述の研究はこれに近いものといえよう。一方、もう1つの立場として、ステップは、実体波や表面波の動的部分が通り過ぎたあとに残ったものであり、いつステップが生じるのかという問題は、震源の発震機構や観測点の位置に大きく依存し、あくまでも見かけ上のものにすぎないとする考え方がある。前者の立場は、これまでに扱った半無限弾性体の理論の範囲から外れており、これを主張するためには、何か別の理論的根拠が必要であらう。ここでは、後者の立場に立って、1つの実例を考えてみたい。

Fig. 37 は、点震源、($\delta=90^\circ$, $\lambda=-90^\circ$, $h=1$, $\tau_0=0.4$) による、 y 方向の傾斜波形を、 $\phi=45^\circ$ 方向の、いくつかの距離の点において求めたものである。この場合、 $\rho=0.3$ では、P波の到着と同時にステップが生じたように見え、 $\rho=1$ では、S波と共に跳びが

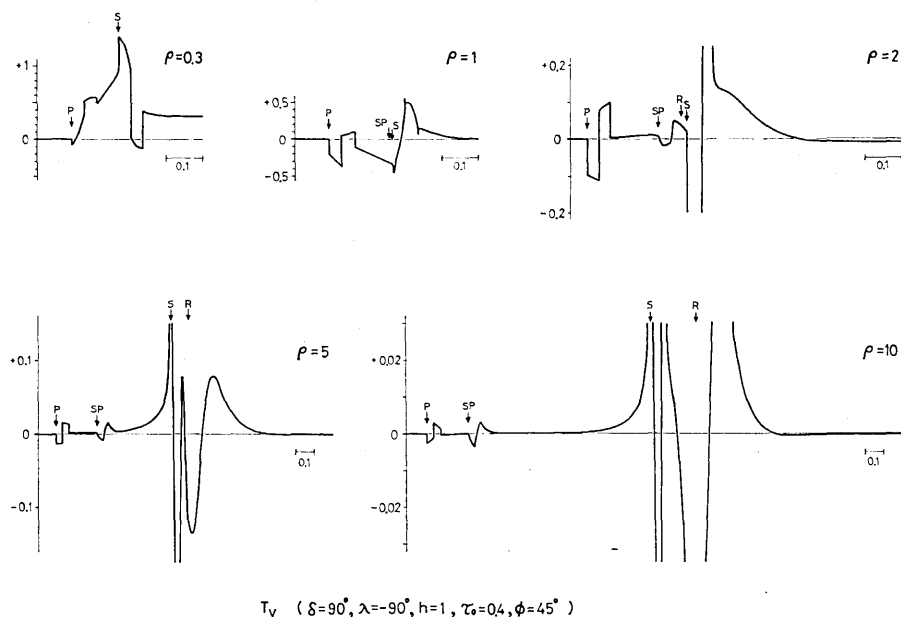


Fig. 37. The change of tilt waveform with different epicentral distances, showing the generation of tilt steps which seem to appear at different phases.

認められる。また、 $\rho=2$ や $\rho=5$ では、レーリー波の部分でステップが発生したように見えるかもしれない。しかし、これらは、いずれも、観測点が震源に非常に近い場合の例である。震源からある程度以上の距離で実際にステップの観測が行なわれる場合、現実には、同図の $\rho=10$ に代表されるような波形が、もっとも多く期待される。この場合、理論的な歪波形としては、P波、SP波に続き、巨大なS波、レーリー波が到着し、それらの通り過ぎたあとに、わずかな静的歪が残るとというのが典型的な形である。静的歪は、表面波のあとで突然生じるわけではなく、P波の到着時から徐々に作られている性質のものであるが、表面波の通り過ぎたあとに確定するという意味では、ステップの伝播速度として、表面波的なものを考えてもおかしくない。しかし、現実に観測されるステップ波形は、上に述べた理論的予想とはかなり様相を異にしており、多くの場合、もっと目立った、いわゆるステップ函数的なものとして観測されることが多い (BERG and LUTSCHAK, 1973 など)。ステップの最終振幅が、たとえ、静的弾性論から期待される量に一致していたとしても、その生成過程を示す波形が弾性論からの予想と大きく外れる場合には、ステップという現象を全面的に震源と結びつけるのは困難であり、その他の要因、すなわち、計器や局所的地盤の影響といった問題の考慮が不可欠となる。

今後は、時間分解能の高い記録を用いて、ステップ波形の細部に立ち入った解析を行なうことにより、このステップ生成の機構を明らかにしていく必要がある。その際、ここに述べられた理論歪地震記象の表現式は、大きな武器となるであろう。

§7-2. 観測体制整備面への応用

地震の発震機構やその他の研究に資するため、有効な観測システムを組んでおくことは、非常に大切な事柄である。理論歪地震記象はこの面でも有用であり、いろいろな震源モデルから期待される歪波形をシミュレーションすることにより、それにふさわしい観測体制の整備に役立てることができる。

ここでは、一例として、石橋・佐藤 (1977) により提唱されている仮想東海沖地震のパラメーターを用い、関東・東海に現在既設されている地殻変動観測所の伸縮計の各成分に予想される歪波形を求めてみた。

Fig. 38 は、震源モデルと観測点の位置、および伸縮計の設置方位を示したもので、モ

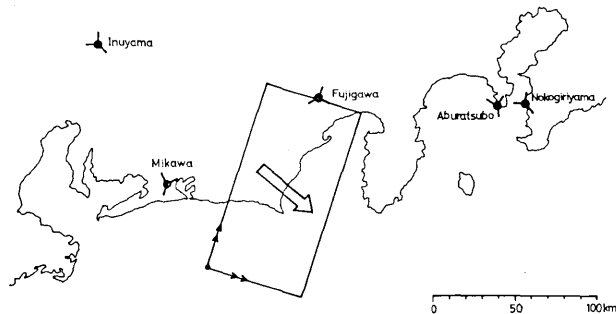


Fig. 38. Hypothetical fault of the Tokai earthquake and the distribution of the crustal movement observatories in the Kanto and the Tokai districts, Japan. Three bars attached to each station indicate the setting directions of extensometers.

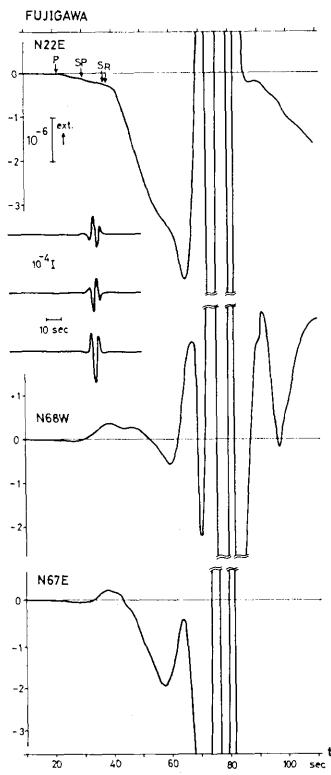


Fig. 39. (a)

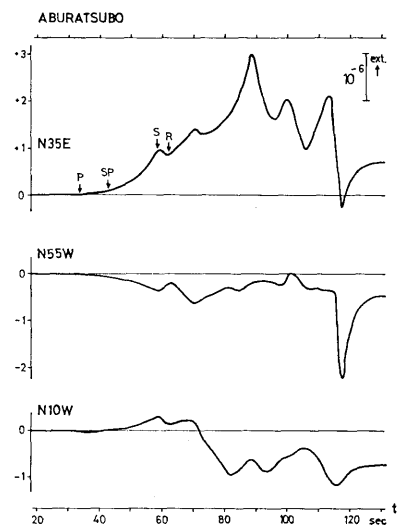


Fig. 39. (b)

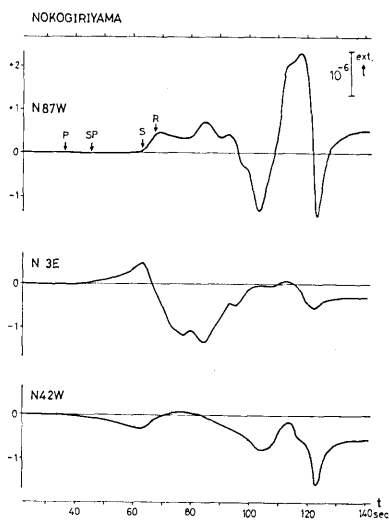


Fig. 39. (c)

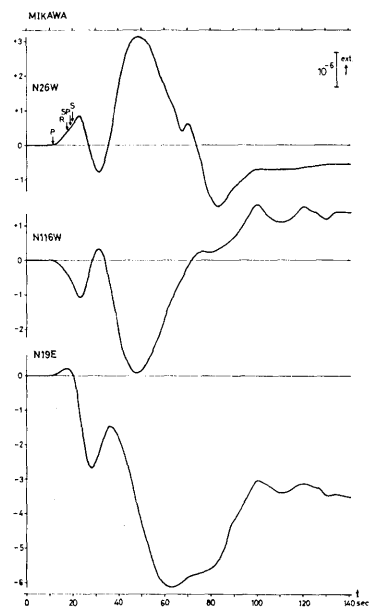


Fig. 39. (d)

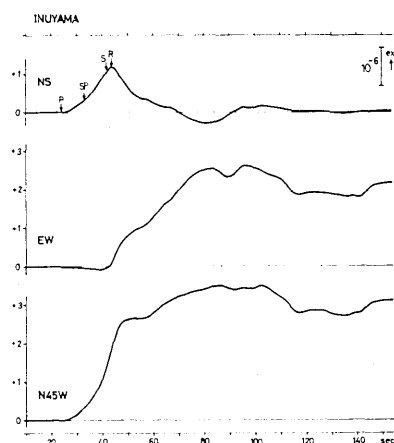


Fig. 39. (e)

Fig. 39. Theoretical strain seismograms from the hypothetical Tokai earthquake in Fig. 38 expected at each crustal movement observatory. (a) Fujigawa, (b) Aburatsubo, (c) Nokogiriyama, (d) Mikawa, (e) Inuyama.

デルのパラメーターは、以下の通りである。断層の長さ 115 km, 幅 70 km, 上端の深さ 2 km, 走向 N18°E, dip angle 34°, slip angle 71°, rise time 5 sec, くい違い量 4 m, 破壊伝播速度 2.1 km/sec. 破壊は、沖合深部の点から 2 方向に進むと仮定している。

このモデルから期待される富士川、油壺、鋸山、三河、犬山、の各地殻変動観測所における、各成分の伸縮計の歪波形を、Fig. 39 に示した。富士川観測所は、断層の一端のほぼ真上に位置しているため、計算上は、 10^{-4} を超える最大歪が予想される。その他の観測点では、期待される歪の最大値は、概ね $(2\sim3)\times 10^{-6}$ 程度である。

これらの理論的予想は、長周期的な基本波形を与えるのみであるが、今後の観測体制の整備にあたって、一つの参考となるであろう。

§ 8. Slow Earthquakes に関する一考察

§ 6 で触れたように、近年、震源近傍におけるゆっくりとした動きというのが特に注目を集めるようになり、地震学の扱う周波数領域も、どんどん超低周波へとその対象を拡げつつある。これらの現象は、地殻変動論や測地学との境界領域に位置し、また、比較的新しい分野であることから、用語や解釈についての統一は、まだ、ほとんどなされていない。これらは、場合に応じ、slow earthquake, 津波地震, 低周波地震, silent earthquake, creep dislocation などと、様々に呼称され、種々のタイムスケールの、興味ある現象が報告されている。ここでは、これまでになされた、この種のゆっくりとした動きに関する研究を概観し、最後に、一つの統一的な分類法を提案してみたい。

§ 8-1. Coseismic Slow Movements

KANAMORI (1972b) は、1896 年三陸沖地震と 1946 年アリューシャン地震について周波数領域での詳細な研究を行ない、長周期成分の短周期成分に対する比が通常の地震よりも異常に高いことを見出し、これを津波地震と名づけた。同様の現象は、1975 年

Table 1. The list of slow movements which are described with fault models. Numerals attached * are the values assumed in this study.

Date	Location	M	L	W	D ₀	M ₀	τ	Data	Reference
Coseismic			km	km	m	dyne·cm			
1896. 6. 15	Sanriku	7.9	300	160	1.9	6.3×10^{28}	100 sec	surface wave, tsunami	Kanamori (1972b)
1946. 4. 1	Aleutian	7.35	100	100	1.7	3.7×10^{25}	100 sec	surface wave, tsunami	Kanamori (1972b)
1946.12.21	Nankai	8.1	150	120	6.0	3.2×10^{23}	40 min	tsunami	Ando and Mikumo (1974)
1967. 2. 13	mid Atlantic	6.5	60	10	~1.7	3.4×10^{23}	10 sec	surface, body wave	Kanamori and Stewart (1976)
1974.10.16	mid Atlantic	6.9	70	10	~1.7	4.5×10^{23}	12 sec	surface, body wave	Kanamori and Stewart (1976)
1975. 6. 10	E off Hokkaido	7.1				5×10^{27}	30 sec	strain	Sasatani and Kasahara (1978)
1978.12. 6	Kunashiri	7.7				6.8×10^{27}	60 sec	strain	Kasahara and Sasatani (1979)
1960. 6. 6	south Chile	6.9				5.6×10^{27}	(200~300) sec	surface wave	Kanamori and Stewart (1979)
Preseismic									
1960. 5. 22	Chile	8.3	800	200	30	3.5×10^{30}	(300~600) sec	surface wave strain	Kanamori and Cipar (1974)
1853-1906	San Francisco	8.25	~400*	20	2	4.8×10^{27}	50 yr	triangulation	Thatcher (1975)
1872. 3. 14	Hamada	7.1	16	8	5	1.9×10^{26}	20 min		Fujii (1976a)
1955-1959	Niigata	7.5	80	30	5	3.6×10^{27}	4 yr	leveling	Fujii (1976a)
1959-1961	Niigata	7.5	80	30	3.3	2.4×10^{27}	2 yr	leveling	Fujii (1976a)
1955-1959	Niigata	7.5	80	25	0.75	4.5×10^{26}	4 yr	leveling	Miyashita (1979)
1959-1961	Niigata	7.5	80	50	0.5	6×10^{26}	2 yr	leveling	Miyashita (1979)
Postseismic									
1906-1938	San Francisco	8.25	~400*	20	3~4	$(7.2 \sim 9.6) \times 10^{27}$	30 yr	triangulation	Thatcher (1975)
1894. 3. 22	off Nemuro	7.9	120	90	1.5	4.9×10^{27}	8 yr	tide	Kasahara (1975)
1946.12.21	Nankai	8.1	15	65	2.5	7.3×10^{26}	4 yr	tide	Yamada and Kasahara (1975)
1944.12. 7	Tonankai	8.0	80	80	2.5	4.8×10^{27}	4 yr	leveling	Fujii (1976b)
1975. 4. 1	Oroville	5.7	12	10	0.08	2.9×10^{24}	5 month	leveling	Savage <i>et al.</i> (1977)
1930.11.26	north Izu	7.0	20	30	0.6	1.1×10^{26}	2.5 yr	leveling	Fujii and Nakane (1978)
1952. 3. 4	off Tokachi	8.1	130	60	0.2	4.7×10^{26}	14 yr	leveling	Fujii (1979c)

Table 1. (Continued)

Date	Location	L	W	D ₀	M ₀	τ	Data	Reference
Nonseismic								
1970.10.16	Aleutian	113	29	8.8	8.6×10^{27}	(20-30) hr	strain	Pfluke and Stewart (1973)
1972. 3.15	Stone Canyon	0.19	0.2	0.0083	9.5×10^{10}	12 min	strain	Stewart <i>et al.</i> (1973)
1971.12	Yokkaichi	20	$\sim 4^*$	0.05*	1.2×10^{24}	14 day	tide	Aoki (1975)
1975. 2.16	Hollister	2	0.4	0.0029	7.0×10^{20}	4 hr	creep, strain, tilt	Mortensen <i>et al.</i> (1977)
1975. 9.17	Hollister	4	2	0.0024	5.8×10^{21}	6 hr	creep, strain, tilt	Mortensen <i>et al.</i> (1977)
1971	Oiso	12	8	0.3	8.6×10^{24}	1 yr	leveling	Fujii (1977)
1972	Manazuru	12	8	0.3	8.6×10^{24}	1 yr	leveling	Fujii (1977)
1976	Ito	15	12	0.5	2.7×10^{25}	1.5 yr	leveling	Fujii (1977)
1967/69-74/75	Izu	12	15	0.5	2.7×10^{25}	6 yr	leveling	Fujii (1977)
1974/75-76/1-3	Izu	12	15	1.5	8.1×10^{25}	1.5 yr	leveling	Fujii (1977)
1976/1-3-7/8-9	Izu	12	15	0.5	2.7×10^{25}	0.5 yr	leveling	Fujii (1977)
1967/69-76/1-3	Izu	7	10	2	4.2×10^{25}	7 yr	leveling	Ishibashi and Matsuura (1977)
1973-1974	Izu	20	14	0.5	4.2×10^{25}	1 yr	leveling	Fujii (1977)
1976. 9.24	Parkfield	0.64	0.48	0.0035	3.2×10^{20}	1,440 sec	strain	Goultly and Gilman (1978)
1977. 2.22	Parkfield	0.64	0.48	0.0035	3.2×10^{20}	2,880 sec	strain	Goultly and Gilman (1978)
1977. 6.16	Parkfield	0.64	0.48	0.0035	3.2×10^{20}	2,880 sec	strain	Goultly and Gilman (1978)
1977.11. 9	Parkfield	0.64	0.48	0.0035	3.2×10^{20}	2,200 sec*	strain	Goultly and Gilman (1978)
1973-1977	Kamogawa	40	30	0.15	5.4×10^{25}	4 yr	leveling	Fujii (1979a)
1968/69-71	central Boso	20	30	0.15	2.7×10^{25}	2.5 yr	leveling	Fujii (1979a)
1973-1977	Mikkabi	120	80	0.15	4.3×10^{26}	4 yr	leveling	Fujii (1979b)

6月10日北海道東方沖地震(辻浦, 1975; 長宗・中礼, 1976; 武村ほか, 1977; SHIMAZAKI and GELLER, 1977)や, 1940年4月1日積丹沖地震(FUKAO and FURUMOTO, 1975), そして, 南チリや中央大西洋でも見い出されている(KANAMORI and STEWART, 1976, 1979). また, 海溝付近の特定地域に発生する地震が, 系統的に, 長周期の波を多く含んでいる事実も知られてきた(深尾・神定, 1978; 武村ほか, 1979).

一方, 時間領域での歪地震記象の解析から, 笹谷・笠原(1978)および笠原・笹谷(1979)は, 上述の北海道東方沖地震および1978年12月6日国後水道付近の地震について, 通常地震よりゆっくりとした破壊過程の存在を示唆した. また, 傾斜計記録に現われたドリフト状の動きから, 非常に遠方の震源における数10分にわたる変動を推定したTOMASCHEK(1955), NAGAMUNE(1977)の研究もある. しかし, この最後の2例については, 地震に伴う傾斜計の挙動が, 局地的な地下水圧変化の反映ではないかとする見方がある(McHUGH and JOHNSTON, 1977), また, 観測技術上においても, 他の要因による変動との識別が非常に困難な周波数帯であって(志知・岡田, 1979), 観測結果をそのまま震源に結びつけて解釈してよいかどうかは疑問である.

これらの, ゆっくりとした動きを生ぜしめるメカニズムとしては, 媒質の粘性(KANAMORI, 1972b)や, 断層面の破壊強度の不規則さ(MIKUMO, 1979), 造構場の特殊性(YAMASHITA, 1977)といった解釈が提案されているが, 最近, FUKAO(1979)は, より現実的な津波地震のモデルを提出した. それは, 低角逆断層型の主断層のほかに, 高角の副断層を剛性率の小さな層内に置くものであり, 低周波の地震波放出と同時に, 海底の上下変動に効果的な寄与が期待される.

Table 1に, これまで報告されたこの種の現象のうち, 何らかの形で震源時間とモーメントの推定が行なわれているものを, まとめて示した.

このように, 通常地震に比し, ゆっくりとした震源過程を示す事例が増えてきたことから, たとえば, 1923年関東地震や1944年南海地震の, 地震学的モデルと測地学的モデルとの不一致といった問題についても, 数分以上という震源時間を考えることによって, これを統一的に解釈しようとする試みがなされている(KANAMORI, 1973; 安藤・三雲, 1974).

§8-2. Preseismic Slow Movements

地震の発生前に, 何らかのゆっくりとした動きが震源近傍で生じたとの報告は, 地震予知への関心の高さから, 非常に数多い. 古くは, 1793年鯉ヶ沢地震, 1802年佐渡小木地震, 1872年浜田地震などにおける直前の異常隆起現象から, 最近の, 測器を用いた様々の前兆変動検出にいたるまで, すでに200を超える実例が, RIKITAKE(1975, 1976, 1979)にまとめられている. この例数は, 観測計器の展開と共に, さらに加速度的に増えつつあり, 特に, 関東・東海地方(SACKS *et al.*, 1978; 気象庁地震課, 1979)や, サンアンドレアス断層地域(JOHNSTON and MORTENSEN, 1974; MORTENSEN and JOHNSTON, 1976; JOHNSTON *et al.*, 1978 など)において, 報告が盛んである.

これらの, 本破壊に先立つ異常変形の存在は, 岩石実験(BYERLEE, 1967; SCHOLZ *et al.*, 1972; BYERLEE and SUMMERS, 1975; DIETERICH, 1978 など)によっても確かめられ, 前兆変動検出の可能性に大きな根拠を与えている. 宮下(1979)は, 1964年新潟地震に先立つ異常地殻変動を, この断層面上での異常変形によりモデル化している.

一方, SCHOLZ *et al.* (1973) は, ダイラタンシーの概念による一つの物理的モデルを提出し, 力学的変形のみならず, 様々な分野の前駆的現象の統一的な解釈を試みている. しかし, このような, 地震発生に先立つゆっくりとした運動を説明するためだけであれば, さらに別のモデルによる解釈も可能である. THATCHER (1975) は, 1906 年サンフランシスコ地震前後の地殻変動について, 地震前には, 地震時の断層面の地下深部への延長部で, アサイスミックなすべり運動, いわゆるプレスリップが進行したとの考えを提唱している. 同様の考えは, より小さな地震についても, creep instability model として, サンアンドレアス断層近傍での前駆的変動を説明するのに用いられており (STUART and JOHNSTON, 1974; MORTENSEN and JOHNSTON, 1976), また, 藤井 (1976b, 1978) も creep dislocation model として, 1872 年浜田地震, 1964 年新潟地震, 1978 年伊豆大島近海地震のそれぞれについて, 前駆的変動の具体的モデルを提出している.

これら, 前兆的変動の大部分は, 測地測量または地殻変動連続観測により検出されたものであるが, 地震学的な手法で, 地震発生に先立つ変動の推定が行なわれたケースもある. その 1 例は, § 6-2 でも扱った KANAMORI and CIPAR (1974) の研究であり, 歪地震計記録の解析から, 1960 年チリ地震に際して, 本震発生の 10 数分前に, 5~10 分の時定数をもったゆっくりとした動きが, 本震の断層面の地下延長部で生じたとしている. また, DZIEWONSKI and GILBERT (1974) は, 自由振動のデータから地震モーメント・テンソルを求める方法により, 1963 年ペルー・ボリビア国境, および 1970 年コロンビアの両深発地震について, 等方的な収縮過程が, 本震発生の, それぞれ 72 秒および 78 秒ほど前に起ったとしており, これを, GRIGGS and BAKER (1969) のいう shear melting instability の一つの証左だとしている. しかし, この例については, 否定的立場からの議論も多く (MENDIGUREN and AKI, 1978; 古本, 1979 など), 本当に実在したかどうかは, まだ検討の余地が残されている.

Table 1 に, これらの前駆的変動のうち, 断層模型によるモデル化がなされているものを, まとめて示した.

§ 8-3. Postseismic Slow Movements

地震発生の後, ゆっくりとした余効変動が観測された例も, 前項の前兆的変動の報告と同様, 非常に数多い. そのデータの大部分は, 測地測量または地殻変動連続観測から得られたものであり, 様々なタイムスケールの現象が報告されている. SAVAGE *et al.* (1977) は, 1975 年 Oroville 地震から 5 ヶ月の間に, 断層面上で 8 cm の追加的スリップが生じたとの推定を行ない, また, THATCHER (1975) は, 1906 年サンフランシスコ地震の後, 30 年間にわたって, 3~4 m の余効的ずれがサンアンドレアス断層上に生じたと述べている. 一方, 山内 (1975) は, 日本で観測された 18 例の余効変動をとり上げ, その時定数とマグニチュードとの関係性を求めているが, そこに扱われている例の中で最小の時定数を有するものは, 京都市付近で発生した $M \sim 4$ の地震に伴ない逢坂山の伸縮計に記録された余効変動 (小沢, 1966) であり, その時定数は約 19 分である. このように短かいものになると, § 8-1 で述べた Coseismic slow movements のうちで, 長い時定数を有するものとの間に, 判然とした区別を行なうことができなくなる. 山内 (1975) は, これらの余効的な動きを震源でのすべり運動に対応するものとしているが, 扱っている例の中には,

地震時の動きよりもはるかに大きな量の余効変化をしているものも多く、すべての原因を震源に求めるのは、少々無理であろう。

次に、地震学的方法で余効的な動きを推定した例として、KANAMORI (1976) は、1952 年カムチャツカ地震の自由振動記録の再調査から、この地震で、 ${}_0S_2$ モードのみを卓越させるようなゆっくりとした変動が、震源域で引き起こされたとしている。また、KANAMORI and STEWART (1979) は、1960 年 6 月 6 日チリ南部での地震に際して、レーリー波のコーダ部分が異常に長いことを見出し、これは、比較的小規模の地震が、1~2 時間の間、次から次へと *slow earthquake* を誘発した現象ではないかとの興味ある推察を述べている。一方、潮位記録の解析からも、いくつかの、興味ある現象が報告されている。竹内 (1974a) は、1923 年関東地震に伴ない、100 分ほどの時定数の余効変動があったことを示唆し、多田 (1974) も、1973 年根室半島沖地震に際して、10 数日の余効的な動きを認めている。また、KASAHARA (1975)、および山田・笠原 (1975) は、本震発生後、その断層面の延長部を地下深部に進行するすべりを考え、これを遅延断層運動と名づけて、1894 年根室半島沖地震および 1946 年南海地震の余効変動の説明を試みている。

このほか、サンアンドレアス断層地域においては、クリープメーターや傾斜計などによって、地震に伴う余効的な運動が頻繁に観測されている (NASON and TOCHER, 1971; SCHOLZ *et al.*, 1972; JOHNSTON *et al.*, 1978 など)。

これらの余効変動を説明するメカニズムとしては、媒質の粘弾性 (ROSENMAN and SINGH, 1973; NUR and MAVKO, 1974; THATCHER and RUNDLE, 1979; MATSU'URA and TANIMOTO, 1979 など) や、ダイラタンシー回復 (SCHOLZ and KRANZ, 1974; SCHOLZ, 1974 など) といったモデルが考えられているが、一方、さきに遅延断層運動について述べたように、本震の断層面の地下延長部分におけるアサイスミックなすべり運動としてとらえることも可能である。藤井 (1976b, 1979c) および藤井・中根 (1978) は、このような観点から、1930 年北伊豆地震、1944 年東南海地震、1952 年十勝沖地震のそれぞれの余効変動に対して、*creep dislocation* によるモデルを提唱している。

Table 1 に、これらの余効変動のうち、断層模型によるモデル化のなされているものを、まとめて示した。

§8-4. Nonseismic Slow Movements

通常の意味での地震発生を伴わずに、ゆっくりとした変動が比較的短時間のうちに生じる現象、いわゆる *silent earthquake* なる現象も、これまでたびたび報告されている。この面で最も良く知られているのは、サンアンドレアス断層に沿った地域である。ここでは、各種の計器が大量に投入され、これまで、クリープメーター (NASON, 1971; YAMASHITA and BURFORD, 1973; BUFE and TOCHER, 1974 など) や、伸縮計 (STEWART *et al.*, 1973; GOULTY and GILMAN, 1978 など)、そして、傾斜計 (MORTENSEN and JOHNSTON, 1975; MCHUGH and JOHNSTON, 1976, 1978 など) により、様々のクリープ現象が観測されている。これらの報告の中には、クリープと同時に各種の計器がすべて動きを示したとするもの (MORTENSEN *et al.*, 1977) がある反面、クリープに対応するイベントが見い出されなかった (JONES and JOHNSTON, 1976; JOHNSTON *et al.*, 1977) とする場合もある。これらのイベントのうちのいくつかに対しては、PRESS (1965), FRANK

(1973), または ROSEMAN and SINGH (1973) などによる理論予想値を用いて, 断層面上での準静的 moving dislocation を仮定したモデル化が行なわれている. それらによれば, 形成される断層の長さはせいぜい数 km, 深さは 1 km 内外, くい違い量は数 mm, そして伝播速度は数 100 m/sec, といった値が得られている.

一方, サンアンドレアス断層以外の地域においてもこれと同様の研究は進められており, KING *et al.* (1975) は, イランにおける断層ごく近傍での伸縮計観測から, 200 mm/sec で移動する 10 μ m の dislocation を見出したとしている. また, PFLUKE and STEWART (1973) は, アリュエーションでの伸縮計アレー観測から, プレート境界面上の 113 \times 29 km² の範囲で 8.8 m の非地震性すべりが生じ, マグニチュード 7.8 の地震に相当する歪エネルギーの解放があったと述べている. しかし, このデータの解釈については, 志知・岡田 (1979) により, 疑義がはさまれており, 必らずしも釈然としないものがある.

日本では, これまで, この種の報告はあまりなされていなかったが, 山内 (1975) は, 三河地殻変動観測所で記録される, 地震を伴わない特異な伸縮変化一時定数が数分の指数函数的変化について, silent earthquake である可能性を述べている. 富士川地殻変動観測所 (1977) においても, 伸縮計・傾斜計に, 数分から数 10 分の時定数を有する, いくつかの型の, パルス状変化が観測された例がある. また, 気象庁地震課 (1979) は, 最近, 関東・東海地方に体積歪計によるアレー観測網を展開しているが, その結果からも, 少なからぬ数の, 地震を伴わない急激な歪変化の例が報告されている (SACKS *et al.*, 1978). その中で, 1976 年 8 月 25 日, 伊良湖の体積歪計が, このようなイベント群による前震・余震系列を記録している, との見方は興味深い. ただ, 残念ながら, こういった非地震性の歪変化が, 複数地点で複数の計器に同時に記録されたという事例はまだない.

ところで, 青木 (1975) は, 四日市を中心とする南北 20 km 程度の範囲が, 1971 年 12 月からわずか 2 ケ月ほどの間に数 cm 沈降したことを見出し, これは, 四日市付近にある断層上に生じた dislocation が, 徐々に広がったための現象であるとの解釈を示した.

この四日市の例のように, 数ヶ月という時定数を持った運動まで Nonseismic slow movements の範囲に含めるとすれば, 解釈を更に拡張して, これまで数多くの報告がなされている, 数年という時定数のいわゆる異常隆起現象も, この仲間に入れてよいであろう. また, 群発地震に伴う異常隆起といった現象も, 主たる大破壊を伴わないという意味では, 広義の Nonseismic event と考えてよい.

地盤の異常隆起現象は, これまでにいろいろと知られており (たとえば HAGIWARA, 1972), 最近では, 川崎や伊東における異常隆起がよく知られている (国土地理院, 1976, 1978). 佐藤・井内 (1976) は, こういった異常隆起の例, 56 ケの資料を整理して原因別に分類を行った結果, 全体の約半分は原因不明であり, また, 地震の前兆の変動とみられるものは全体の約 1/6 であると報告している.

これらの隆起現象のメカニズムとしては, 火山地帯や褶曲構造地域を別とすれば, SCHOLZ *et al.* (1973) によるダイラタンシーモデルにより一つの説明が可能であり, 最近では, 定量的な面からの研究も進められている (NUR, 1975 など). 一方, この隆起現象を, サンアンドレアス断層におけるクリープ現象のモデル化と同様に, 地下深部での creep dislocation によって解釈しようとする試みも盛んである. 藤井 (1977, 1979a,

1979b) は、近年の異常隆起に対する 具体的モデルを豊富に提出し、その中で、creep dislocation の隣接地域への伝播現象の示唆や、移動性地殻変動の creep による解釈などを行なっている。また、石橋・松浦 (1977) のように、異常隆起に対する最適断層モデルの算出も試みられている。

なお、群発地震に伴う異常隆起現象の解釈に関しては、藤井 (1976a) により、ダイラタンシー領域に断層を加味したモデルの提案がなされている。

本項に述べた Nonseismic slow movements のうち、断層模型によるモデル化がなされ具体的なパラメーターの与えられているものを、まとめて Table 1 に示した。

§ 8-5. Slow Movements の統一的分類の試み

前節までに、これまでに報告された、様々の震源領域におけるゆっくりとした動きについて概観してきたが、これらの諸現象の大きさの範囲、および周期帯の幅は非常に広く、また、未開拓の分野であることから、用語や解釈についての統一はほとんどなされていない。ここでは、そういった方向への一つの足がかりをつかむために、断層運動を基本とした、統一像の一試案を提出してみたい。

ところで、上に述べたような種々様々の現象を、すべて断層模型で説明しようとするのは、いささか乱暴であり、地下深部における断層運動の物理的妥当性とか、パラメーターの自由度が多過ぎることに対する批判も大いにあろう。しかし、ここでは、§ 8-1~§ 8-4 のすべてに、断層模型による解釈が含まれていることを頼りに、もし、すべての現象を断層模型にあてはめるとすればどうなるか、という観点で話を進めていきたい。

その前に、まず、現実の断層面上で、そんなにゆっくりとしたすべりや破壊過程が可能なのかどうか、という疑問がある。この点に関して、たとえば竹内 (1974b) は、Kostrov の脆性割れ目伝播理論において、表面張力が割れ目の長さ按比例し、かつその比例定数が特定の値の時には、割れ目がクリープ的にゆっくりと成長伝播することを予想している。また、YAMASHITA (1977) は、ある造構場の、ある条件下で生じる破壊が、いわゆる津波地震となり得ることを述べている。一方、MIKUMO (1979) は、破壊強度が不均質に分布する摩擦断層モデルによる破壊の数値実験を行なって、 $0.1 \sim 0.2 \text{ km/sec}$ という非常にゆっくりとした伝播速度や、 100 sec の rise time を有する震源函数の例などを得ている。これらのことから、断層面上でのゆっくりとした破壊というものは、大いに現実性があると考えてよい。

ここで、もっとも簡単な断層モデルとして、Fig. 40 に示すように、長さ L 、幅 W の矩形領域を、 $D(t) = D_0 G(t)$ のくい違いが、速度 v で伝播する場合を考える。この時、震源全体を点震源とみなした場合のモーメント $M(t)$ 、およびそのフーリエ変換 $\hat{M}(\omega)$ の振幅は、次式で与えられる。

$$M(t) = \mu W D_0 \int_0^L G\left(t - \frac{\xi}{v}\right) d\xi \quad (78)$$

$$|\hat{M}(\omega)| = M_0 \left| \frac{\sin(\omega t_c/2)}{\omega t_c/2} \right| |\hat{G}(\omega)| \quad (79)$$

ただし、 $M_0 = \mu L W D_0$ ：最終的な静的モ

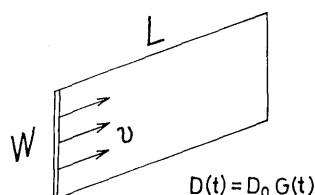


Fig. 40. A model of unilateral propagating fault.

ーメント

 $t_c = L/v$: 破壊伝播時間

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(t) e^{-i\omega t} dt: G(t) \text{ のフーリエ変換}$$

である.

ここで, KANAMORI (1972b) により提唱された effective moment $M_e(\omega)$ を導入する.

$$\begin{cases} M_e(\omega) \equiv \omega \hat{M}(\omega) \\ |M_e(\omega)| = M_0 \left| \frac{\sin(\omega t_c/2)}{\omega t_c/2} \right| \omega |\hat{G}(\omega)| \end{cases} \quad (80)$$

この effective moment を用いると, 遠方における P 波および S 波のスペクトル振幅 $|\hat{u}_{P,S}(\omega)|$ は, 次のように表現される.

$$|\hat{u}_{P,S}(\omega)| = \frac{R_{\theta,\phi}^{P,S}}{4\pi\rho r v_{P,S}^3} |M_e(\omega)| \quad (81)$$








ただし, $R_{\theta,\phi}^{P,S}$: P 波および S 波の radiation pattern, ρ : 媒質の密度, r : 震源距離, $v_{P,S}$: P 波および S 波速度である. すなわち, $M_e(\omega)$ は, 遠方での P 波および S 波のスペクトルに直接結びついている量である.

ところで, (80) 式に含まれる $\omega|\hat{G}(\omega)|$ は, 震源函数 $G(t)$ に与える具体的函数形に依存している. Table 2 には, 実際によく使われるいくつかの震源函数について, $\hat{G}(\omega)$, $\omega|\hat{G}(\omega)|$, その $\omega \rightarrow 0$ および $\omega \rightarrow \infty$ での漸近形, コーナーポイントを与える ω , そして $|M_e(\omega)|$ の漸近形を, まとめて示してある.

次に, これらの震源函数の時定数 τ と, 破壊伝播時間 t_c との関係であるが, AKI (1967) は, 地震波のスペクトル構造のモデル化にあたって, その相似則, $L \propto W \propto D_0 \propto \tau$ とともに, $t_c = \tau$ を暗に仮定している. しかし, KANAMORI and ANDERSON (1975a) によれば, 実際の地震では, $t_c \approx 10\tau$ がほぼ成り立っているようである. Fig. 41(a) は, $t_c = 10\tau$ を仮定した時の, Table 2 中の各震源函数による $|M_e(\omega)|$ を, その漸近形により模式的に表わしたものである. 一方, Fig. 41(b) は, もっとも多用される ramp source と relax source の場合について, $t_c = \tau, 5\tau, 10\tau$ にとった際の, $|M_e(\omega)|$ の変化を表わしている. このように, スペクトルの形は, 震源での発震機構に対する依存度が非常に高いわけであるが, 以下の議論では, 簡単のために, 通常地震群に対しては, Fig. 41(a) の太線で示したもの, すなわち, $t_c = 10\tau$ の ramp source によるもの, を標準的な統計モデルと考える. 一方, ある特定のイベントについては, Fig. 41(b) の太線で示したものの, すなわち, 低周波では M_0 に等しく, $\omega = 0.628/\tau$ (つまり $T = 10\tau$) より高周波では ω^{-2} の依存性を持つモデルを, そのスペクトル構造と考える. 通常地震では, 断層パラメーターの間の相似則がよく成立つことが知られており (AKI, 1967; KANAMORI and ANDERSON, 1975a), $M_0 = \mu L W D_0 \propto \tau^3$ であるから, 地震の大きさを変えた場合, 上にとった統計的モデルの τ および $t_c (=10\tau)$ に対応する 2 枚のスペクトル折曲り点は, Fig. 42 の点線に示すような, ω^{-3} に比例した軌跡をたどる.

Fig. 42 の図中に示した太線群は, 周期 20 秒における振幅が等間隔になるように描か

Table 2. Various source functions and their spectral forms. Functional forms of $G(t)$ are; 1. $H(t)$, 2. $\frac{1}{\tau}[tH(t)-(t-\tau)] \times H(t-\tau)$, 3. $\frac{2}{\tau^2} \left[t^2 H(t) - 2 \left(t - \frac{\tau}{2} \right) H \left(t - \frac{\tau}{2} \right) + (t-\tau)^2 H(t-\tau) \right]$, 4. $\frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi t}{\tau} \right)$ (USAMI *et al.*, 1970), 5. $\frac{1}{\tau} \left(t - \frac{\tau}{2n\pi} \right) \times \sin \frac{2n\pi}{\tau} t$ (HASKELL, 1964), 6. $1 - e^{-t/\tau}$, 7. $1 - e^{-t/\tau} (1 + t/\tau)$ (OHNAKA, 1973).

$G(t)$	$\hat{G}(\omega)$	$\omega \hat{G}(\omega) $	Asymptote of $\omega \hat{G}(\omega) $, $\omega \rightarrow 0$	Asymptote of $\omega \hat{G}(\omega) $, $\omega \rightarrow \infty$	Asymptote of $ M_e(\omega) $, $\omega \rightarrow 0$	Asymptote of $ M_e(\omega) $, $\omega \rightarrow \infty$
1 Step 	$\frac{1}{i\omega}$	1	1	1	M_0	$\frac{2}{t_c} \frac{M_0}{\omega}$
2 Ramp 	$\frac{1}{\omega^2 \tau} (e^{-i\omega\tau} - 1)$	$\left \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} \right $	1	$\frac{2}{\tau} \frac{1}{\omega}$	M_0	$\frac{4}{t_c \tau} \frac{M_0}{\omega^2}$
3 Parabolic Ramp 	$\frac{4i}{\omega^3 \tau^2} (1 - e^{-i\omega\tau/2})^2$	$\left \frac{\sin \frac{\omega\tau}{4}}{\frac{\omega\tau}{4}} \right ^2$	1	$\frac{16}{\tau^2} \frac{1}{\omega^2}$	M_0	$\frac{32}{t_c \tau^2} \frac{M_0}{\omega^3}$
4 Cosine Ramp 	$\frac{1}{2i\omega} (1 + e^{-i\omega\tau}) \left[1 - \left(\frac{\omega\tau}{\pi} \right)^2 \right]^{-1}$	$\left \frac{\cos \frac{\omega\tau}{2}}{1 - \left(\frac{\omega\tau}{\pi} \right)^2} \right $	1	$\frac{\pi^2}{\tau^2} \frac{1}{\omega^2}$	M_0	$\frac{2\pi^2}{t_c \tau^2} \frac{M_0}{\omega^3}$
5 Modified Ramp 	$\frac{1}{\omega^2 \tau} (1 - e^{-i\omega\tau}) \left[1 - \left(\frac{\omega\tau}{2n\pi} \right)^2 \right]^{-1}$	$\left \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega\tau}{2n\pi} \right)^2} \right $	1	$\frac{2}{\tau} \left(\frac{2n\pi}{\tau} \right)^2 \frac{1}{\omega^3}$	M_0	$\frac{4}{t_c \tau} \left(\frac{2n\pi}{\tau} \right)^2 \frac{M_0}{\omega^4}$
6 Relax 	$\frac{1}{i\omega} \frac{1}{1 + i\omega\tau}$	$\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$	1	$\frac{1}{\tau} \frac{1}{\omega}$	M_0	$\frac{2}{t_c \tau} \frac{M_0}{\omega^2}$
7 Physically realizable model 	$\frac{1}{i\omega} \frac{1}{(1 + i\omega\tau)^2}$	$\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}$	1	$\frac{1}{\tau^2} \frac{1}{\omega^2}$	M_0	$\frac{2}{t_c \tau^2} \frac{M_0}{\omega^3}$

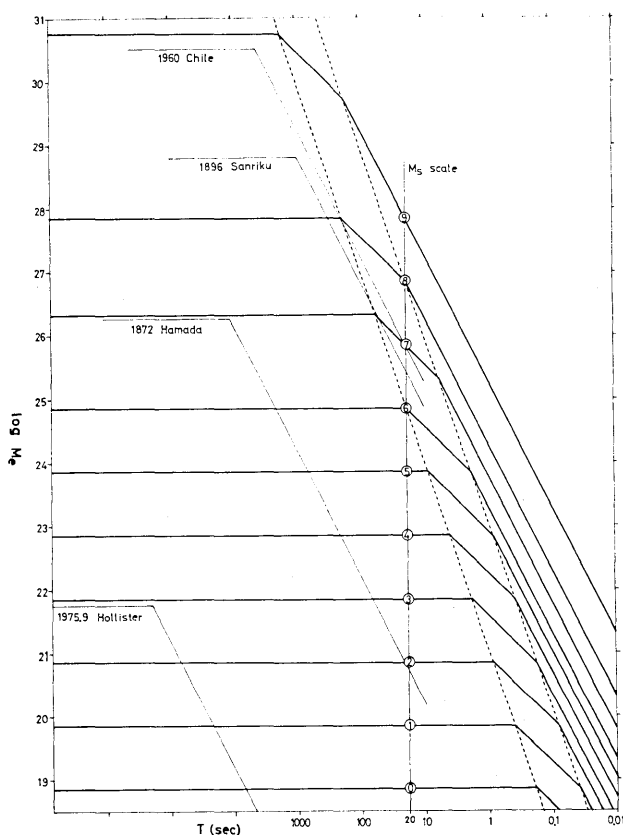


Fig. 42. Spectral change for the normal earthquakes showing scaling law (thick lines) and examples of spectrums for some slow phenomena (thin lines). Spectral amplitude at 20 sec for the 1960 Chilean precursor reaches to the value corresponding to an earthquake of magnitude 7, being coincident with the magnitude of observed foreshock, 6.8.

と低周波側にずれるのではなかろうか、というのが、以下の主たる論点である。通常の「正常な」地震の間ではほぼ成立することが確かめられている相似則においては、rise time τ が断層の大きさに比例し、破壊速度 v はどの地震についても同じ、ということが想定されている。しかし、前節までに述べた slow movements の場合、これらの条件はとも成り立っているとは思われない。

Table 1 に挙げた諸現象の個別的なスペクトルは、上述したモデル化により、静的なモーメント M_0 と変動の時定数 τ さえ解れば、簡単に描くことができる。なお、Table 1 の数値は、参照した文献に M_0 や τ が与えられている場合はそれを転載したが、それ以外の時は、断層パラメーターの値を用いて $M_0 = \mu LWD_0$ ($\mu = 3 \times 10^{11}$ c.g.s. を仮定) により算出を行ったり、図から読取ったりしてある。

Fig. 42 上には、Table 1 の中から4つの例を取りあげ、そのスペクトル構造を細線で示してある。1896 年三陸地震は、いわゆる津波地震であり、スペクトルの折曲り点は、

有意に、通常の地震の範囲より長周期側にずれている。また、1960年チリ地震の前駆的すべりとされる運動に関しても、図に示すように、やはり長周期側にずれたスペクトル構造が推定されるが、ここで注目されるのは、このスペクトルの周期 20 sec での振幅が、表面波マグニチュードにして、ほぼ 7 程度に相当していることである。このゆっくりとした動きは、本震に先立つ $M=6.8$ の前震とほぼ時を同じくして始まっており (KANAMORI and CIPAR, 1974)、この前震と前兆変動とは、同一起源のものである可能性がある。次に、1872年浜田地震の 20 分前に生じたとされる異常変動に対するモデル (藤井, 1976b) では、スペクトルの折曲点が通常の地震の領域からかなり外れ、準静的にはマグニチュード 7 の地震に相当するような歪解放が行なわれたものの、短周期的には、微小、または極微小地震程度のものしか伴なわなかったであろうことが推察される。また、1975年9月17日のサンアンドレアス断層におけるクリープ運動 (MORTENSEN *et al.*, 1977) の場合は、スペクトルの位置が通常の地震の範囲をはるかに離れ、短周期的な波の放出は全く期待されないことが読み取られる。このように、スペクトルの折曲点の位置によって、1つの slow movement の大まかな性格が表わされていると考えてよい。

Fig. 43 は、Table 1 に示された諸現象に対応するスペクトルの折曲点を、1枚の図にプロットしたものである。これらのうち、測量によるデータを基にしたものが、ある周期帯に集中しているように見えるが、これは、データの性質による見かけ上のものであり、図中の点の位置は、長周期側の上限位置と考えるべきであろう。

この図から、次のようないくつかの特徴が読み取られる。

- (1) 断層のごく近傍での観測は別として、検出され得る slow movements のモーメントとしては、 10^{25} dyne·cm 程度以上が必要である。
- (2) 数時間から数日といった時定数をもった現象が、あまり見あたらない。
- (3) 現象の時定数が短かくなると、一般には、検出される率が高まって、より小さな変動まで捉えられるのが普通であるが、この図の場合は、どちらかという、それとは逆の傾向にある。

上の (2), (3) に関しては、それらの検出に有効な測器の不足に加えて、数時間から数日という帯域が、様々の擾乱のひしめき合っている帯域であり、データの解釈を非常に困難にさせている (志知・岡田, 1979) という理由によるものであろう。

ところで、Fig. 43 のダイアグラムを基に、通常の地震現象を含めた広い意味の地殻活動を、そのスペクトル折曲点の位置により、統一的に分類することができそうである。まず、通常の地震は、ほぼ相似則に従って発生しており、そのスペクトル折曲点は、図の平行線で囲まれた領域の中に分布する。この領域内の事象を Normal earthquake と呼ぶことにすれば、この範囲から低周波側に逸脱するものを、広い意味での Slow earthquake、また、実際の現象としては知られていないが、高周波側に逸脱するものを Rapid earthquake とでも呼ぶのが適当であろう。次に、Slow earthquake のうち、スペクトルの短周期成分が、概ね、マグニチュード 0 の地震に相当するような振幅を有しているか否かで、これを、aseismic slow earthquake と seismic slow earthquake とに分類することができる。前者は、その現象の規模によって、時には、creep であるとか、silent earthquake といった呼ばれ方をしている。一方、後者は、ゆっくりとした変動と同時に、短

ωT で変動する場合、地殻変動から海水に伝えられるエネルギー $E(T)$ は、 cT/A の函数になる。ここで、 $c=\sqrt{gh}$ は、水深 h の海水の長波速度である。 cT/A が小さい場合 (≤ 0.6)、このエネルギーは、海底が瞬時に変動したと仮定した時に伝達されるエネルギーとほぼ同じであるが、大きくなった場合は、 $(cT/A)^{-1.04}$ の割合で、伝達効率が下がる。いま、代表的な値として、 $A=100$ km, $h=5$ km とすれば、 $cT/A=0.6$ を与える T は、およそ 4.5 分である。すなわち、継続時間が数分以下であれば、津波発生に関する限り、その変動は瞬間的に起ったとみなしてよい。しかし、それ以上になると伝達効率はどんどん落ち、たとえば、10 分では 27%, 30 分では 4.5%, 1 時間では 1.4% となってしまう。

地震モーメントがエネルギーの次元を有することを考慮し、また、津波を発生する通常の地震のモーメントとして 10^{27} dyne·cm 程度が必要である (ABE, 1979) とすれば、上の KAJIURA (1970) の結果から、津波の発生が可能である領域として、Fig. 43 の点線で囲んだような領域が得られる。この領域内にスペクトルの折曲り点を持つ事象であれば、それは、津波を発生させる可能性を有しているといえる。津波そのものは、普通の大地震にも、勿論、伴なわれるものであるが、それとは別に、slow earthquake のうちで津波を伴うような場合を、特に津波地震と呼んでいるようである (KANAMORI, 1972b)。

以上述べてきたように、この Fig. 43 に示すダイアグラムは、様々なタイムスケールの地殻活動を統一的に分類し、通常の意味の地震と、他の、よりゆっくりとした諸現象との関連を示す図として有用であろうと考えられる。

§9. ま と め

半無限弾性体の内部に断層模型をおいた時の、地表における歪・傾斜の厳密な動的解を、Cagniard 法により解析的に導いた。無限媒質の場合と根本的に異なる点は、SP 波とレーリー波の存在である。いくつかの場合について、歪・傾斜の波形を計算し、例示したが、点震源では、P 波と SP 波の振幅がほぼ同程度であることが確かめられた。このため、震源が浅い場合には、波形の立ち上り部分が SP 波で歪められるので、無限媒質による計算結果を用いて歪波形の解析を行なう際には、注意が必要である。また、動的震源の場合に、その伝播方向が観測点に近づく向きであると、一種のドップラー効果により、SP 波の相は、P 波部分よりもはるかに大きい振幅となることがある。このような場合を除けば、少なくとも波形の立ち上り部分に関する限り、無限媒質における計算波形は、半無限媒質での厳密解の、よい近似を与える。

ここに求められた理論歪地震記録の表現式は、まず、地震の発震機構、特に震源域における超低周波帯での挙動の解析手段として有用である。それは、近年注目を浴びつつある、津波地震、slow earthquake、silent earthquake、preseismic creep といった震源近傍でのゆっくりとした動きというものが、通常の地震計では捕捉困難または不可能であり、歪計や傾斜計に、その検証が期待されているからである。歪記象解析の一例として、1974 年伊豆半島沖地震の際に富士川地殻変動観測所で得られた歪記録と、断層モデルからの理論予想との比較が行なわれた。原記録の質の低さのために、残念ながら、定量的な検討は行なえなかったが、定性的には、断層モデルと矛盾しない結果が得られた。次に、KANAMORI and CIPAR (1974) によりその存在が示唆されている、1960 年チリ地震

のプレスリップに、この表現式を適用してみた。半無限媒質による厳密な計算を行なってみると、従来の **bilateral** モデルよりも、本震の断層面の地下延長部を深部から浅部に向かって伝播してくるモデルの方が、より適切であるということが解った。

ところで、このような、ゆっくりとした諸現象については、その大きさの範囲および周期帯の幅が非常に広く、また、未開拓の分野であることから、用語や解釈についての統一はほとんどなされていない。ここでは、断層模型による単純なモデルを仮定し、一つの統一的な分類法を提唱した。それは、**effective moment** の周波数特性を表わす図式を考え、ある一つの現象に対して、静的モーメントの値と現象の時定数から定まるスペクトルの折曲点、その図式中のどこに位置するかということにより、その現象の大まかな性質を知ろうとするものである。通常地震が、ある相似則に従って、そのスペクトル折曲点を、一定の帯状領域内に持っているのに対し、広い意味での **slow earthquake** のスペクトルは、それより低周波側の領域に、折曲点を有している。そして、その領域は、さらに、**silent earthquake** (または **creep**) の領域と、短周期の地震波放出を伴う、狭い意味の **slow earthquake** の領域に分けられ、後者の特別の場合として、**tsunami earthquake** がある。このような図式は、様々のタイムスケールの地殻活動を統一的に分類し、通常の意味の地震と、他の、よりゆっくりとした諸現象との関連を示すものとして有用である。

理論歪地震記象の用途としては、上に述べたような、震源近傍でのゆっくりとした動きの解析に限らず、たとえば、これまでにあまり研究がなされていない、**strain-, tilt-step** の生成過程に関する精密な議論にも、その応用が期待される。また、適当な震源モデルを仮定して、特定の観測点に予想される歪波形のシミュレーションを行なうことにより、その観測体制の整備にあたって重要な参考資料を提供することができる。ここでは、一例として、仮想東海沖地震による、既設観測点の各伸縮計に対する予想歪波形を求めた。

このように、ここに導かれた理論歪地震記象の表現式は、広い分野にその応用が期待され、今後、そのような面での研究の進展が望まれる。

謝 辞

本論文をまとめるにあたって、東京大学地震研究所笠原慶一教授、東京大学理学部浅田敏教授・佐藤良輔助教授には、様々の激励や貴重な御助言を賜った。また、地球物理学教室鈴木保典氏ならびに地震研究所加藤照之氏には、いろいろと議論や御手伝いをしていただいた。これらの皆様に、心からの謝意を表します。なお、歪波形その他の計算は、東京大学大型計算機センター (課題番号 7423523001) にて行なわれた。

文 献

- ABE, K., 1979, Size of great earthquakes of 1837-1974 inferred from tsunami data, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1561-1568.
AKI, K., 1967, Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
AKI, K., 1968, Seismic displacements near a fault, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5359-5376.
青木治三, 1975, 四日市における急激な地盤沈下, 地震予知連絡会会報, **13**, 82-86.
安藤雅孝・三雲 健, 1974, 南海道地震 (1946) の断層運動継続時間, 地震学会講演予稿集, No. 2, 140.
ARONS, A. B. and D. R. YENNIE, 1950, Phase distortion of acoustic pulses obliquely reflected

- from a medium of higher sound velocity, *J. Acous. Soc. Amer.*, **22**, 231-237.
- BENIOFF, H., 1935, A linear strain seismograph, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **25**, 283-309.
- BENIOFF, H., 1963, Source wave forms of three earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **53**, 883-903.
- BEN-MENAHEN, A. and M. N. TOKSÖZ, 1963, Source-mechanism from spectrums of long period seismic surface waves, 2. the Kamchatka earthquake of November 4, 1952, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1943-1955.
- BEN-MENAHEN, A., S. W. SMITH, and T. TENG, 1965, A procedure for source studies from spectrums of long period seismic body waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **55**, 203-235.
- BERG, E. and W. LUTSCHAK, 1973, Crustal tilt fields and propagation velocities associated with earthquakes, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **35**, 5-29.
- BUFE, C. G. and D. TOCHER, 1974, Central San Andreas fault: Strain episodes, fault creep and earthquakes, *Geology*, **2**, 205-207.
- BYERLEE, J. D., 1967, Frictional characteristics of granite under high confining pressure, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3639-3648.
- BYERLEE, J. D. and R. SUMMERS, 1975, Stable sliding preceding stick-slip on fault surfaces in granite at high pressure, *Pure Appl. Geophys.*, **113**, 63.
- BYERLY, P., 1926, The Montana earthquake of June 28, 1925, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **16**, 209-263.
- BYERLY, P., 1955, Nature of faulting as deduced from seismograms, Crust of the Earth, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, **62**, 75-85.
- 地殻変動連続観測ネットワーク, 1970, 岐阜県中部地震—1969年9月9日—による地殻歪の場, 地震研究所彙報, **48**, 1217-1233.
- CHOUET, B., K. AKI, and M. TSUJIURA, 1978, Regional variation of the scaling law of earthquake source spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 49-79.
- DIETERICH, J. H., 1978, Preseismic fault slip and earthquake prediction, *J. Geophys. Res.*, **83**, 3940-3948.
- DZIEWONSKI, A. M. and F. GILBERT, 1974, Temporal variation of the seismic moment tensor and the evidence of precursive compression for two deep earthquakes, *Nature*, **247**, 185-188.
- FRANK, F. C., 1973, Dislocation models of fault creep processes, *Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A*, **274**, 351-354.
- 藤井陽一郎, 1976a, 1930年伊東群発地震に伴う地殻変動とダイラタンシー, 測地学会誌, **22**, 139-148.
- 藤井陽一郎, 1976b, 地震とプレスリップ, 地震予知研究シンポジウム, 1976, 127-137.
- 藤井陽一郎, 1977, 1930年および1976年前後の伊豆東方線の活動, 地震, **30**, 389-400.
- 藤井陽一郎, 1978, 1976年地殻隆起と伊豆半島のさいぎんの地震活動, 地震学会講演予稿集, No. 1, A16.
- 藤井陽一郎, 1979a, 房総半島における地殻変動 (2)—異常地殻隆起および移動性地殻変動の一解釈—, 測地学会誌, **25**, 1-9.
- 藤井陽一郎, 1979b, 南関東・東海地方の地殻活動の相互関連: フィリッピン海プレート北縁の最近の地殻ダイナミックス, 地震, **32**, 75-88.
- 藤井陽一郎, 1979c, 島弧・海溝系地震の余効変動: 1952年十勝沖地震の場合, 地震学会講演予稿集, No. 2, C44.
- 藤井陽一郎・中根勝美, 1978, 1930年北伊豆地震とその前後における伊豆半島北部の地殻変動, 測地学会誌, **24**, 59-68.
- FUKAO, Y., 1979, Tsunami earthquakes and subduction processes near deepsea trenches, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2303-2314.
- FUKAO, Y. and M. FURUMOTO, 1975, Mechanism of large earthquakes along the eastern margin of the Japan sea, *Tectonophysics*, **26**, 247-266.
- 深尾良夫・神定健二, 1978, 日本海溝内側の地震不活発帯=“低周波地震”帯, 地震学会講演予稿集, No. 1, C30.

- 古本宗充, 1979, 地震モーメントテンソルの見掛けのトレースについて, 地震学会講演予稿集, No. 1, B19.
- GOULTY, N. R. and R. GILMAN, 1978, Repeated creep events on the San Andreas fault near Parkfield, California, recorded by a strainmeter array, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5415-5419.
- GRIGGS, D. T. and D. W. BAKER, 1969, in *Properties of matter under unusual conditions*, (ed. by Mark, H. and S. Fernbach), **23**, Wiley, New York.
- HAGIWARA, T., 1972, Cause of shallow earthquakes occurring in the earth's crust as suggested by the accompanying land deformation, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **6**, 250-255.
- HASKELL, N. A., 1964, Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 1811-1841.
- HASKELL, N. A., 1969, Elastic displacements in the near-field of a propagating fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 865-908.
- HIRASAWA, T. and W. STAUDER, 1965, On the seismic body waves from a finite moving source, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **55**, 237-262.
- HONDA, H., 1957, The mechanism of the earthquakes, *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, *Geophys.*, **9**, supplement, 1-46.
- HONDA, H., 1962, Earthquake mechanism and seismic waves, *Geophys. Notes, Fac. Sci., Tokyo Univ.*, **15**, supplement, 1-97.
- 石橋克彦・佐藤良輔, 1977, Long-period dynamic displacements due to a hypothetical Tokai earthquake, 地震学会講演予稿集, No. 1, 131.
- 石橋克彦・松浦充宏, 1977, 伊豆半島異常隆起の最適断層モデル, 地震学会講演予稿集, No. 1, 325.
- 石井 紘・佐藤俊也・立花富司, 1977, 水管傾斜計の特性について (2)一動特性一, 測地学会誌, **23**, 99-109.
- 岩崎貴哉・佐藤良輔, 1977, 無限媒質中の Moving Fault による歪・応力の理論波形, 地震学会講演予稿集, No. 1, 227.
- JOHNSTON, M. J. S. and C. E. MORTENSEN, 1974, Tilt precursors before earthquakes on the San Andreas fault, California, *Science*, **186**, 1031-1034.
- JOHNSTON, M. J. S., A. C. JONES, and W. DAUL, 1977, Continuous strain measurements during and preceding episodic creep on the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5683-5691.
- JOHNSTON, M. J. S., A. C. JONES, W. DAUL, and C. E. MORTENSEN, 1978, Tilt near an earthquake ($M_L=4.3$), Briones Hills, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 169-173.
- JONES, A. C. and M. J. S. JOHNSTON, 1976, Absence of observable strain at a distance of about 1.5 km from the San Andreas fault during creep events, *Trans. Am. Geophys. Union*, **57**, 1012.
- KAJIURA, K., 1970, Tsunami source, energy and the directivity of wave radiation, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **48**, 835-869.
- KANAMORI, H., 1970a, Synthesis of long-period surface waves and its applications to earthquake source studies-Kurile island earthquake of October 13, 1963, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5011-5027.
- KANAMORI, H., 1970b, The Alaska earthquake of 1964: Radiation of long-period surface waves and source mechanism, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5029-5040.
- KANAMORI, H., 1971, Seismological evidence for a lithospheric normal faulting-the Sanriku earthquake of 1933, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **4**, 289-300.
- KANAMORI, H., 1972a, Determination of effective tectonic stress associated with earthquake faulting-the Tottori earthquake of 1943, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 426-434.
- KANAMORI, H., 1972b, Mechanism of tsunami earthquakes, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **6**, 346-359.
- KANAMORI, H., 1973, Mode of strain release associated with major earthquakes in Japan, in: F. A. Donath(editor), *Annual review of earth and planetary science*, **1**, 213-239. Annual Reviews Inc., Palo Alto.
- KANAMORI, H., 1976, Re-examination of the earth's free oscillations excited by the Kamchatka

- earthquake of November 4, 1952, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **11**, 216-226.
- KANAMORI, H., 1977, The energy release in great earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2981-2987.
- KANAMORI, H. and J. J. CIPAR, 1974, Focal process of the great Chilean earthquake of May 22, 1960, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **9**, 128-136.
- KANAMORI, H. and D. L. ANDERSON, 1975a, Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1073-1095.
- KANAMORI, H. and D. L. ANDERSON, 1975b, Amplitude of the earth's free oscillations and long-period characteristics of the earthquake source, *J. Geophys. Res.*, **80**, 1075-1078.
- KANAMORI, H. and G. S. STEWART, 1976, Mode of strain release along the Gibbs fracture zone, Mid-Atlantic Ridge, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **11**, 312-332.
- KANAMORI, H. and G. S. STEWART, 1979, A slow earthquake, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **18**, 167-175.
- KASAHARA, K., 1975, Aseismic faulting following the 1973 Nemuro-Oki earthquake, Hokkaido, Japan (A possibility), *Pure Appl. Geophys.*, **113**, 127-139.
- 笠原 稔, 1974, 根室半島沖地震—1973年6月17日に伴う Strain Step について, 1973年6月17日根室半島沖地震調査報告, 36-62.
- KASAHARA, M., 1976, Seismic and geodetic observations through the digital PCM telemetering system in Hokkaido, Japan, *J. Geod. Soc. Japan*, **22**, 292-294.
- 笠原 稔・笹谷 努, 1979, 1978年12月6日国後水道付近の稍深発大地震の Strain Seismogram, 地震学会講演予稿集, No. 1, A32.
- KAWASAKI, I., 1975a, On the dynamical process of the Parkfield earthquake of June 28, 1966, *J. Phys. Earth*, **23**, 127-144.
- KAWASAKI, I., 1975b, The focal process of the Kita-Mino earthquake of August 19, 1961, and its relationship to a quaternary fault, the Hatogayu-Koike fault, *J. Phys. Earth*, **24**, 227-250.
- KAWASAKI, I., Y. SUZUKI, and R. SATO, 1973, Seismic waves due to a shear fault in a semi-infinite medium Part I: Point source, *J. Phys. Earth*, **21**, 251-284.
- KAWASAKI, I. and Y. SUZUKI, 1974, Rise time and effective stress estimation from comparison of near-field data with theoretical seismograms in a semi-infinite medium; The Sanriku earthquake of March 3, 1933, *J. Phys. Earth*, **22**, 223-236.
- KAWASAKI, I., Y. SUZUKI, and R. SATO, 1975, Seismic waves due to a shear fault in a semi-infinite medium Part II: Moving source, *J. Phys. Earth*, **23**, 43-61.
- KHATTRI, K., 1972, Body wave directivity functions for two-dimensional fault model and kinematic parameters of a deep focus earthquake, *J. Geophys. Res.*, **77**, 2062-2071.
- KING, G. C. T., R. G. BILHAM, J. W. CAMPBELL, D. P. MCKENZIE, and M. NIAZI, 1975, Elastic strainfields due to fault creep events observed by invar wire strainmeters in Iran, *Nature*, **253**, 420-423.
- 気象庁観測部地震課, 1979, 地殻変動連続観測と埋込式歪計 (I), 測候時報, **46**, 9-25.
- 国土地理院地殻調査部, 1976, 多摩川下流域での上下変動, 地震予知連絡会会報, **15**, 37-40.
- 国土地理院地殻調査部, 1978, 伊豆半島中部の地殻変動 (4), 地震予知連絡会会報, **19**, 71-75.
- MARUYAMA, T., 1963, On the force equivalents of dynamical elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **41**, 467-486.
- MATSU'URA, M. and T. TANIMOTO, 1979, Quasi-static deformations due to an inclined, rectangular fault in a viscoelastic half-space, *J. Phys. Earth*, (in press).
- 松崎孝文・川崎一郎, 1974, 1974年伊豆半島沖地震の震源過程, 地震学会講演予稿集, No. 2, 122.
- McHUGH, S. and M. J. S. JOHNSTON, 1976, Short-period nonseismic tilt perturbations and their relation to episodic slip on the San Andreas fault in central California, *J. Geophys. Res.*, **81**, 6341-6346.
- McHUGH, S. and M. J. S. JOHNSTON, 1977, An analysis of coseismic tilt changes from an array in central California, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5692-5698.
- McHUGH, S. and M. J. S. JOHNSTON, 1978, Dislocation modeling of creep-related tilt changes,

- Bull. Seism. Soc. Am.*, 68, 155-168.
- MENDIGUREN, J. A. and K. AKI, 1978, Source mechanism of the deep Colombian earthquake of 1970 July 31 from the free oscillation data, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 55, 539-556.
- MIKUMO, T., 1973a, Faulting process of the San Fernando earthquake of February 9, 1971 inferred from static and dynamic near-field displacements, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 63, 249-269.
- MIKUMO, T., 1973b, Faulting mechanism of the Gifu earthquake of September 9, 1969. and some related problems, *J. Phys. Earth*, 21, 191-212.
- MIKUMO, T., 1979, A possible rupture process of slow earthquakes on a frictional fault, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, (in press).
- 宮下 努, 1979, 断層面上の前兆的すべり変形 (2) 新潟地震 (1964) の場合, 地震学会講演予稿集, No. 1, B22.
- MORTENSEN, C. E. and M. J. S. JOHNSTON, 1975, The nature of surface tilt along 85 km of the San Andreas fault—preliminary results from a 14-instrument array, *Pure Appl. Geophys.*, 113, 237-249.
- MORTENSEN, C. E. and M. J. S. JOHNSTON, 1976, Anomalous tilt preceding the Hollister earthquake of November 28, 1974, *J. Geophys. Res.*, 81, 3561-3566.
- MORTENSEN, C. E., R. C. LEE and R. O. BURFORD, 1977, Observations of creep-related tilt, strain, and water-level changes on the central San Andreas fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67, 641-649.
- NAGAMUNE, T., 1977, Time characteristics of crustal deformation of the Yunan earthquake of May 29, 1976, as inferred from tilt recording, *J. Phys. Earth*, 25, 209-218.
- 長宗留男・中礼正明, 1976, 1975 (昭和 50) 年 6 月 10 日の北海道東方沖の地震の大きさと津波の規模, 観震時報, 40, 105-107.
- NASON, R. D., 1971, Measurements and theory of fault creep slippage in central California, *Roy. Soc. of New Zealand, Bull.*, 9, 181-187.
- NASON, R. D. and D. TOCHER, 1971, Anomalous fault slip rates before and after the April 1961 earthquakes near Hollister, California (Abstract), *EOS Trans. AGU*, 52, 278.
- 野口伸一・阿部勝征, 1977, 地震の発生機構と M_s - m_b 関係, 地震, 30, 487-507.
- NUR, A., 1975, A note on the constitutive law for dilatancy, *Pure Appl. Geophys.*, 113, 197-206.
- NUR, A. and G. MAVKO, 1974, Postseismic viscoelastic rebound, *Science*, 183, 204-206.
- OHNAKA, M., 1973, A physical understanding of the earthquake source mechanism, *J. Phys. Earth*, 21, 39-59.
- 岡田義光, 1975a, Theoretical strain seismogram (1), 地震学会講演予稿集, No. 1, 240.
- 岡田義光, 1975b, 八丈島東方沖地震—1972 年 2 月 29 日, 12 月 4 日に伴った Strain-, Tilt-Step について, 地震, 28, 387-413.
- 岡田義光, 1978, 地殻歪から見た 1978 年伊豆大島近海地震, 地震研究所彙報, 53, 823-840.
- 岡田義光, 1980, 1974 年伊豆半島沖地震および 1978 年伊豆大島近海地震に伴った歪・傾斜ステップについて, 地震, 33, (投稿中).
- 岡田義光・渡辺 茂・笠原慶一, 1975, 富士川観測所における地殻変動連続観測 (1), 測地学会誌, 21, 179-190.
- 小沢泉夫, 1966, 京都市近傍の地震前後の地殻ひずみの観測, 地震, 19, 217-225.
- PEKERIS, C. L. and H. LIFSON, 1957, Motion of the surface of a uniform elastic half-space produced by a buried pulse, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29, 1233-1238.
- PEKERIS, C. L., Z. ALTERMAN, and F. ABRAMOVICI, 1963, Propagation of an SH-torque pulse in a layered solid, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 53, 39-58.
- PFLUKE, J. H. and R. M. STEWART, 1973, Aleutian strain events: Observations and interpretation, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 35, 229-241.
- PRESS, F., 1965, Displacements, strains and tilts at teleseismic distances, *J. Geophys. Res.*, 70, 2395-2412.
- PRESS, F., A. BEN-MENACHEM, and M. N. TOKSÖZ, 1961, Experimental determination of earth-

- quake fault length and rupture velocity, *J. Geophys. Res.*, **66**, 3471-3485.
- RIKITAKE, T., 1975, Earthquake precursors, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1133-1162.
- RIKITAKE, T., 1976, Earthquake Prediction, vol. 9, 112-119, Elsevier, New York.
- RIKITAKE, T., 1979, Classification of earthquake precursors, *Tectonophysics*, **54**, 293-309.
- ROSENMAN, M. and S. J. SINGH, 1973, Quasi-static strains and tilts due to faulting in viscoelastic half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 1737-1752.
- SACKS, I. S., S. SUYEHIO, A. T. LINDE, and J. A. SNOKE, 1978, Slow earthquakes and stress redistribution, *Nature*, **275**, 599-602.
- 笹谷 努・笠原 稔, 1978, 近地地震の Strain Seismogram の解析, 地震, **31**, 11-23.
- 佐藤 裕・井内 登, 1976, 地盤隆起と地震との関係について, 地震予知研究シンポジウム, 1976, 138-144.
- SAVAGE, J. C. and L. M. HASTIE, 1966, Surface deformation associated with dip-slip faulting, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4897-4904.
- SAVAGE, J. C. and L. M. HASTIE, 1969, A dislocation model for the Fairview Peak, Nevada, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 1937-1948.
- SAVAGE, J. C., M. LISOWSKI, W. H. PRESCOTT and J. P. CHURCH, 1977, Geodetic measurements of deformation associated with the Oroville, California, earthquake, *J. Geophys. Res.*, **82**, 1667-1671.
- SCHOLZ, C. H., 1974, Post-earthquake dilatancy recovery, *Geology*, **2**, 551-554.
- SCHOLZ, C. H., P. MOLNAR, and T. JOHNSON, 1972, Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6392-6406.
- SCHOLZ, C. H., L. R. SYKES, and Y. P. AGGARWAL, 1973, Earthquake prediction: A physical basis, *Science*, **181**, 803-810.
- SCHOLZ, C. H. and R. KRANZ, 1974, Notes on dilatancy recovery, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2132-2135.
- SHIMAZAKI, K. and R. J. GELLER, 1977, Source process of the Kurile Islands tsunami earthquake of June 10, 1975, *EOS Trans. AGU*, **58**, 446 (abstract).
- 志知龍一・岡田義光, 1979, 坑内における歪観測, 測地学会誌, **25**, 101-134.
- STAUDER, W., 1962, The focal mechanism of earthquakes, in H. E. Landsberg and J. van Miegheem (editors), *Advances in Geophysics*, **9**, Academic Press, London, 374pp.
- STEWART, R. M., C. G. BUFE, and J. H. PFLUKE, 1973, Creep-caused strain events at Stone Canyon, California, in *Proceedings of the Conference on Tectonic Problems of the San Andreas Fault System*: Stanford Univ. Publ., Geol. Sci., **13**, 286-293.
- STUART, W. D. and M. J. S. JOHNSTON, 1974, Tectonic implications of anomalous tilt before central California earthquakes (abstract), *EOS Trans. AGU*, **56**, 1196.
- 多田 亮, 1974, 1973 年根室沖地震直後の非弾性的地殻変動について, 地震, **27**, 167-169.
- 武村雅之・小山順二・鈴木次郎, 1977, 1975 年 6 月 10 日北海道東方沖地震の震源過程, 地震学会講演予稿集, No. 1, 223.
- 武村雅之・小山順二・鈴木次郎, 1979, 海溝沿いに発生する浅発地震の卓越周期, 地震学会講演予稿集, No. 2, B39.
- 竹内 均, 1974a, 大地震にともなう地殻変動の時間的特性, 地震, **27**, 87-88.
- 竹内 均, 1974b, 表面張力とクリープ, 地震, **27**, 363-364.
- THATCHER, W., 1975, Strain accumulation and release mechanism of the 1906 San Francisco earthquake, *J. Geophys. Res.*, **80**, 4862-4872.
- THATCHER, W. and J. B. RUNDLE, 1979, A model for the earthquake cycle in underthrust zones, *J. Geophys. Res.*, **84**, 5540-5556.
- TOCHER, D., 1960, Creep rate measurements at Vineyard, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **50**, 396-415.
- 東京大学地震研究所富士川地殻変動観測所, 1977, 富士川・駿河湾地方における地殻変動観測 (その 3), 地震予知連絡会会報, **17**, 89-94.
- TOMASCHEK, R., 1955, Earth tilts in the British Isles connected with far distant earthquakes, *Nature*, **176**, 24-25.

- 辻浦 賢, 1975, 6月10, 14日北海道東方沖地震のスペクトル比, 地震学会講演予稿集, No. 2, 114.
- USAMI, T., T. ODAKA, and Y. SATO, 1970, Theoretical seismograms and earthquake mechanism, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 48, 533-579.
- WIDEMAN, C. J. and M. W. MAJOR, 1967, Strain steps associated with earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 57, 1429-1444.
- 山田重平, 1973, 水管傾斜計による地殻変動の観測, 地震研究所研究速報, 10, 1-147.
- 山田重平, 笠原慶一, 1975, 松山における地殻変動連続観測, 測地学会誌, 21, 91-97.
- YAMASHITA, P. A. and R. O. BURFORD, 1973, Catalog of preliminary results from an 18-station creepmeter network along the San Andreas fault system in central California for the time interval June 1969 to June 1973, *U. S. Geol. Survey Open-File Report*.
- YAMASHITA, T., 1977, On the dynamical process of fault motion, *J. Phys. Earth*, 25, 283-301.
- 山内常生, 1975, 地震に伴う弾性余効について, 測地学会誌, 21, 75-80.
- 山内常生, 山田 守, 1975, Strain Step の伝搬速度, 地震学会講演予稿集, No. 1, 257.

7. Theoretical Strain Seismogram and Its Applications.

By Yoshimitsu OKADA,
Earthquake Research Institute.*

Analytical expressions of dynamic strains and tilts on the surface of a semi-infinite medium due to a buried shear fault are derived with Cagniard's method. The essential difference compared with the solution in an infinite medium is the appearance of SP and Rayleigh waves in a semi-infinite case. Some examples of strain and tilt waveforms are illustrated and the features of each phase are investigated. For a point source, the amplitude of SP phase is comparable to that of P phase. For this reason, attention must be paid when one analyzes strain records using the solutions in an infinite medium, especially in the case of a shallow focus. For a moving source, if it propagates towards the observing point, the resultant SP phase becomes far larger than P phase by a kind of Doppler effect. Except for the cases mentioned above, the solution calculated in an infinite medium gives generally a good approximation to the exact solution in a semi-infinite medium, at least where the initial parts of waveforms are concerned.

The expressions obtained in this study are, at first, useful as an analytical tool for the study of source mechanisms, especially for the study of ultra low frequency processes in the source regions. In recent years, slow movements such as tsunami earthquakes, slow earthquakes, silent earthquakes, preseismic creeps and so on attract many seismologists' interests. Usual seismometers cannot or can only incompletely detect such slow phenomena because of their pendulum principles. On the other hand, instruments such as extensometers or tiltmeters can fully record phenomena for very long periods which extend to DC components. By this reason, the detection of slow movements, mentioned above, are expected of these instruments. As an example analysis of strain seismogram, theoretically expected strain waveforms by the fault model of the Izu-hanto-oki earthquake of 1974 were compared to the record obtained at the Fujigawa Crustal Movement Observatory. It was found that the obtained waveforms are qualitatively consistent to the expected one, although quantitative comparison was not possible owing to the low quality of the recorded data. Next, this method was applied to the Chilean earthquake of 1960, where a big preseismic slip was suggested to have occurred by KANAMORI and CIPAR (1974). As a result of comparison with exact solutions in a semi-infinite medium, it was found that the obtained trace is well explained by using the model where the preslip of about 20 m propagates unilaterally

* Present address: National Research Center for Disaster Prevention.

upward on the surface of the downdip extension of the main fault, rather than the model of bilateral propagation proposed by KANAMORI and CIPAR (1974).

Another application of the theoretical strain seismogram is where the expressions derived become useful for precise arguments about the generation processes of strain- and tilt-steps, which is a problem not well studied so far. They are also useful in simulations of dynamic strains and tilts for the purpose of improvements of the observing system at a particular station. As an example, theoretical strain seismograms due to the hypothetical Tokai earthquake expected at the crustal movement observatories in the Kanto and the Tokai districts, Japan, are calculated.

The ranges of slow movements mentioned above are very wide both in amplitudes and time scales. Studies concerning these events are yet in the developing stage. Because of this situation, terminology and concepts about such slow phenomena are not yet unified. In this study, an attempt was made to classify these phenomena in a unified manner based upon a simple fault model. First, the spectrum of the effective moment of a particular event is conventionally assumed using only the static moment and the time constant of the phenomenon. The rough nature of an event is characterized in a moment-frequency diagram by the position of the corner point of thus determined spectral form. In the case of normal earthquakes, these corner points fall within a certain zone which corresponds to a seismic scaling law. Those for slow movements lie at low frequency outside of this zone, and they should be termed slow earthquakes in a broad sense. According to the richness of high frequency components, these slow phenomena can be classified to nonseismic and seismic events. The former including creep events are called silent earthquakes, whereas the latter including tsunami earthquakes as special cases are named slow earthquakes in a narrow sense. Such a diagram seems to be useful to classify various crustal activities in a unified manner and to know the relations between normal earthquakes and the other slower phenomena.